

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



10000297901

ZYGMUNT WEYBERG

KRYSTALOGRAFJA
OPISOWA



K. S. I. G. 2
GOSPODARSTWA
KRAJOWE

ATLAS

KSIĄŻNICA-ATLAS

LWÓW, CZARNIECKIEGO 12
WARSZAWA, NOWY ŚWIAT 59

POLECA

NASTĘPUJĄCE DZIEŁA NAUKOWE:

	Zł.
BARTEL K. — Geometria wykreślna	8.—
BORAWSKI WŁ. — Projektowanie budynków mieszkalnych	4'50
BRONIEWSKI W. — Metalografia	5.—
BROWIŃSKI J. — Ćwiczenia z chemji fizjologicznej	1'80
BROWIŃSKI J. i SUCHOWIAK L. — Przewodnik do ćwiczeń z analizy chemicznej	1'30
DUCHOWICZ B. — Jak urządzić pracownię chemiczną	1.—
— Jakościowa analiza chemiczna	1'40
EINSTEIN A. — O szczególnej i ogólnej teorii względności	1'65
GEISLER E. T. — Obrabiarki do metali. Cz. I.	7'20
KORCZYŃSKI A. — Preparatyka chemji organicznej i nieorganicznej — Wskazówki do wykonywania analizy elementarnej	1'60 1'30
KOZIKOWSKI A. — Smoliki i korniki. (Dla leśników)	2'50
MICHAŁSKI W. — Przyroda martwa. Zesz. I. Cz. I. dla nauczyciela — Przyroda martwa. Zesz. II. Cz. I. dla nauczyciela — Pracownia fizyczna i chemiczna	2.— — 3'60
MIERZEJEWSKI H. — Metrologja techniczna	9.—
MOZER W. — Budowa parowozów. Cz. I.	9.—
NIEDZIELSKI S. — Tablice współrzędnych geodezyjnych	6.—
PLAMITZER A. — Aksonometria prostokątna	12.—
PRZYRODA I TECHNIKA. Rocznik I—IV. Prenumerata	8'40
STADTMÜLLER K. — Słownik lotniczy niemiecko-polski — Słownik okrętowy	0'60 1'10
SZAFER W. KILCZYŃSKI S. ; DAWŁOWSKI P.	

KRYSTALOGRAFJA OPISOWA

Dot. Sp. Akc. Książnica-Atlas
Lwów-Warszawa

A Z - A -
ZAKŁAD ZARZĄDZ. KARTOGRAFICZNE I WYDAWNI. ZK
TOW. HANDELU SROD. BRZON. W. 1252 - TOW. AKC.
LWÓW - WARSZAWA
1926



ZYGMUNT WEYBERG

KRYSTALOGRAFJA OPISOWA

WYKŁAD ELEMENTARNY TRZECH PRAW KRYSTALOGRAFJI
I OPIS TRZYDZIESTU DWU RODZAJÓW KRYSTALOGRAFICZNYCH

Z 637 RYSUNKAMI W TEKSCIE



K S I A Z N I C A - A T L A S

ZJEDNOCZONE ZAKŁADY KRYSTALOGRAFICZNE I WYDAWNICZE

TOW. NAUCZ. SZKÓŁ ŚREDN. I WYŻSZ. — TOW. AKC.

LWÓW — WARSZAWA

1925



III 16595

Τοῦ γάρ ἀεὶ ὄντος ἡ γεωμετρικὴ γνῶσις ἐστίν. Plato: *Respub.* VII; 527, b.

Μηδεὶς ἀγεωμέτρητος εἰσὶτω. Tzetzes: *Chiliades.* VIII; 972.

Ich behaupte aber, daß in jeder besonderen Naturlehre nur so viel eigent-
liche Wissenschaft angetroffen werden könne, als darin Mathematik anzutreffen
ist. Immanuel Kant: *Metaphysische Anfangsgründe der Naturwissenschaft.*
Vorrede. (Kant's gesammelte Schriften. Berlin. G. Reimer. 1903. Tom. IV,
str. 470, w. 13).

WSZELKIE PRAWA ZASTRZEŻONE

KLISZF SKŁAD I DRUK WYKONANO W ZAKŁADACH GRAFICZNYCH „KSIĄŻNICA-ATLAS“ WE LWOWIE

Akc. Nr. 3581 / 50

PRZEDMOWA.

Pierwsza próba naukowego traktowania kryształów, w dzisiejszem tego słowa znaczeniu, ukazała się roku tysięcznego sześćsetnego jedenastego. Jest to rozprawka o śniegu. Napisał ją Jan Kepler, słynny matematyk i astronom*). Również matematycy i fizycy, a nie inni uczeni, badali stan krystaliczny przez całe stulecie siedemnaste. W całość naukową łączyli oni poznawanie zjawisk fizycznych, które zachodzą w kryształach, z opisem postaci tych ciał. Badacze ci jasno zdawali sobie sprawę z tego ścisłego związku, który zachodzi pomiędzy własnościami kryształu, a jego kształtem. Jednak w stuleciu ósmnastem i w większej części stulecia dziewiętnastego poczucie tego związku zanikło. Badanie kryształów w dużej mierze przeszło wtedy od matematyków i fizyków do mineralogów, przyczem prawie wyłącznie ograniczyło się ono do opisu postaci. Skutek tego był taki, że na czas niemały ustaliło się i rozpowszechniło mniemanie błędne, jakoby krystalografja była nauką tylko o postaciach kryształów i jakoby stanowiła ona część zadań mineralogji, a nie matematyki, fizyki i chemji. Mniemanie to w niektórych sferach trwa do dni bieżących, a jeszcze kilkanaście lat temu bynajmniej nie wszyscy nawet fizycy jasno zdawali sobie sprawę z tego, że kryształ jest to ośrodek różnokierunkowy symetryczny, że przeto zachodzące w nim zjawiska fizyczne przybierają różne właściwości zależnie od kierunku i wogóle, że nawet samo zachodzenie tych zjawisk jest możliwe lub nie możliwe w kierunku tym lub owym, który możemy wytknąć niedwuznacznie względem ścian kryształu li tylko z ich konfiguracji. Jeszcze mianowicie w roku tysięcznym dziewięćsetnym dziesiątym W. Voigt pisał, że fizycy w niejednym przypadku uniknęliby pracowitego dokonywania wielu spostrzeżeń kłopotliwych, gdyby należycie znali naukę o symetryczności ciała stałego**). Już wszakże roku tysięcznego dziewięćsetnego dwu-

*) Joannis Kepleri S. C. Majest. Mathematici *Strena seu de Nive Sexangula*. Cum Privilegio S. Caes. Majest. ad anno¹⁶¹¹ XV. Francofurti Ad Moenum apud Godefridum Tambach. Anno MDCXI.

***) W. Voigt: *Lehrbuch der Krystallophysik*. Lipsk i Berlin. 1910. U B. G. Teubnera. Str. VIII.

dziesiątego pierwszego F. Rinne stwierdził, że wysiłki badawcze nie tylko mineralogów, ale w znaczniejszej jeszcze mierze fizyków i chemików, coraz bardziej skupiają się na utworach krystalicznych*).

Kiedy w roku tysięcznym ośmsetnym ośmdziesiątym pierwszym E. S. Fiodorow, krystalograf, złożył petersburskiej akademji nauk rozprawę o wielościanach, P. L. Czebyszew, znakomity matematyk, odmówił jej przyjęcia ze słowami „matematyka tem się nie zajmuje“. Wobec tego rozprawa ta wyszła w czasopiśmie mineralogicznym**). A dziś nie jest rzadkością wyraz „krystalografja“ na karcie tytułowej książek matematycznych, w których matematycy zawodowi rozważają sprawy krystalograficzne na tle ogólnych zagadnień matematyki***).

Naturalna więc łączność krystalografji z podstawami nauk przyrodniczych, z matematyką, z fizyką, z chemią, stopniowo nawiązała się z powrotem. Pomyślna ta zmiana utrwaliła się ostatecznie w roku tysięcznym dziewięćsetnym dwunastym, w którym M. Laue przewidział, a W. Friedrich i P. Knipping odkryli dyfrakcję promieni-X, wywołaną atomami kryształu****). Odpowiednie przeprowadzenie i należyta interpretacja tego zjawiska jest sposobem bezpośredniego badania ustroju ciał stałych. Obecnie więc zaciekawienie się krystalografją ogarnia znacznie rozleglejsze koła osób niż przed laty kilkunastu, a dzieje się to przeważnie z powodu tego, że zachowanie się promieni-X wobec kryształów jest podobne do zachowania się światła zwykłego względem siatki dyfrakcyjnej.

Należyte jednak zrozumienie wyników badania kryształów promieniami-X wymaga dość dokładnego zaznajomienia się z symetrycznością i z morfologją kryształów; obozowanie się z tem jest również konieczne do poznania niejednego działu fizyki, nieodzowne w studjowaniu mineralogji i bardzo pożyteczne w zgłębianiu chemji ogólnej, a nawet w uprawianiu niektórych działów techniki, mianowicie metalurgji i metalografji, w tych bowiem dziedzinach sprawy ustroju ciał stałych są znaczenia pierwszorzędowego i technik o tyle panuje nad niemi, o ile jest biegły w krystalografji.

*) F. Rinne: *Die Krystalle als Vorbilder des feinbaulichen Wesens der Materie*. Berlin, 1921. U braci Borntraegerów. Str. 2.

***) E. S. Fiodorow: *Nacztała uczenija o figurach*. Zapiski S.-Petersburskiego Towarzystwa Mineralogicznego. Serja druga. Część dwudziesta pierwsza. 1885. Str. V. Odsyłacz. A także Rozprawy klasy matematyczno-fizycznej Bawarskiej Akademji Nauk: 1900, 20, 468.

****) A. Speiser: *Die Theorie der Gruppen von endlicher Ordnung mit Anwendungen auf algebraische Zahlen und Gleichungen sowie auf die Krystallographie*. Berlin. U Juljusza Springera. 1923. Ob. też niżej rozprawę S. Kreutza i St. Zaremby.

*****) Sprawozdania z posiedzeń Bawarskiej Akademji Nauk. Klasa matematyczno-fizyczna, 1912. Str. 303. Także Nr. 204 (1923) Ostwaldowskiej biblioteki klasyków nauk ścisłych. Lipsk. Akademickie towarzystwo wydawnicze.

Aby więc ułatwić czytelnikowi polskiemu nabycie elementarnych wiadomości o symetrii i o morfologii kryształów, ułożyłem niniejszy opis trzydziestu dwu rodzajów symetryczności ciała stałego i najcharakterystyczniejszych, a najważniejszych, przykładów ciał krystalicznych. Opis rodzajów symetryczności poprzedziłem krótkim elementarnym wykładem o najważniejszych własnościach fizycznych ciała krystalicznego, opisując bowiem kryształy nie możemy pominąć tych zjawisk fizycznych, jakie w nich zachodzą i którymi różnią się one nawzajem.

Bez początkowych wiadomości z krytalografji książka niniejsza byłaby nietylko niezrozumiała, ale nawet nieczytelna. Zawarłem więc wiadomości te w części pierwszej, która jest streszczeniem moich *Podstaw krytalografji**).

Sposobów pomiaru i rachunku, całości wykładu krytalografji geometrycznej oraz pełnego opisu własności fizycznych i chemicznych stanu stałego nie podaję, bo w dobie obecnej wydanie całkowitego podręcznika krytalografji nastęrcza zbyt wiele trudności. Czas jednak nagli, gdyż w wielu wyższych zakładach naukowych RZECZYPOSPOLITEJ studentom już oddawna jest nieodzownie potrzebne jakieś źródło przystępne wiadomości początkowych z krytalografji opisowej. Pozatem w każdym środowisku umysłowym wysoki poziom nauki osiąga się stopniową, dobraną odpowiednio, koleją książek elementarnych. Od nich więc rozpocząć u nas wypada, bo piśmiennictwo polskie prawie niema dzieł krytalograficznych.

Na odwrotnej stronie karty tytułowej książki niniejszej przytoczyłem kilka wyjątków z dzieł wielkich myślicieli, przekonywających o nieodzowności matematyki w naukowem poznawaniu rzeczywistości. Treść niniejszej *Krytalografji opisowej*, empiryczna, nie zawierająca elementu apriorycznego, nasuwa myśl o sprzeczności z zasadami zawartymi w wyjątkach przytoczonych. Sprzeczność to jednak pozorna. Wyjątki te podałem w tym celu, aby poinformować i przekonać czytelnika, że jeżeli nie zamierza pozostać początkującym, jeżeli pragnie osiągnąć wyższy poziom wiadomości krytalograficznych, a szczególnie gdy zechce stać się badaczem samoistnym stanu stałego, winien przedewszystkiem zdobyć odpowiednie wykształcenie matematyczne.

Kiedy zaczęto drukować książkę niniejszą, ujrzał światło dzienne czwarty tom *Poradnika dla samouków****) pod tytułem *Krytalografji*

*) Z. Weyberg: *Podstawy krytalografji*. We Lwowie. 1916. Nakładem Towarzystwa dla popierania nauk przyrodniczych, z funduszu Bolesława Orzechowicza. Skład główny we Lwowie u Gubrynowicza, w Krakowie u Gebethnera i Spółki, w Warszawie u E. Wędego i Spółki.

**) *Poradnik dla samouków*, T. IV: *Krytalografja*. Wskazówki metodyczne dla studujących. Wydawn. A. Heflicha i St. Michalskiego. Z zasiłku kasy im. Mianowskiego. Z 12. fig. w tekście. Warszawa 1924. Kasa im. Mianowskiego. Nowy Świat, 72.

grafja. Napisali go dwaj znakomici uczeni polscy: Stefan Kreutz i Stanisław Zaremba, profesorowie Uniwersytetu Jagiellońskiego, ci sami, którzy, kilka lat temu ogłosili wspólne dzieło o podstawach kryształografji*). Oba te pisma stoją na takiej wyżynie ścisłości i nieskazitelności naukowej, jakiej w kryształografji dotychczas nie udało się osiągnąć nikomu. Są one pod każdym względem chlubą nauki polskiej. Z najwyższą radością wypada stwierdzić, że ci czytelnicy polscy, którzy zamierzają uczyć się kryształografji, w czwartym tomie Poradnika dla samouków znajdą informacje tak doskonałe, jakich poza piśmiennictwem polskim próżno by szukali. Należy wszakże przypuszczać, że niemało czasu upłynie, zanim książki kryształograficzne, gdziekolwiek pisane, dojdą do tego poziomu, na jakim jest precyzja i głębokość myśli w dwu dziełach, które przytaczamy obecnie. Właściwa interpretacja tych dzieł i należyte ich popularyzowanie jest nadewszystko sprawą długiego z nimi obcowania i powolnego, ale dokładnego przenikania ich treści w otoczenie. Więc książka niniejsza jest tylko bezpretensjonalnym opisem morfologii kryształów. Nie zagłębia się ona w teorie i podaje tylko wyniki spostrzeżeń, gdyż doświadczenie uczy, że ten tylko czytelnik początkujący rozumie ścisły wykład kryształografji, który przedtem przyswoił sobie niemało wiadomości z kryształografji opisowej. Ułożyłem przeto niniejszy opis kryształów w tym celu, aby był źródłem początkowych wiadomości kryształograficznych dla najszerszych kół zupełnie kryształografji nieznających. Sądzę bowiem, że podręcznik elementarny w języku ojczystym jest najpewniejszą podstawą rozwoju umiejętności w narodzie, a kryształografja jest jeszcze u nas jedną z nauk najmniejpopularniejszych.

W zakończeniu przedmowy tej niech mi będzie wolno wypełnić obowiązek koleżeński podziękowania drogiej uczenicy mojej, doktorce A. Friedównie, za wydatną pomoc w korekcie książki niniejszej. Również serdeczne podziękowanie winien jestem dyrektorom i współpracownikom Spółki Akcyjnej „Książnica-Atlas“ za szczodre wyposażenie podręcznika w ilustracje, oraz za życzliwe i umiejętne traktowanie książki, najeżonej wieloma trudnościami technicznymi.

Z. Weyberg.

W Zakładzie Kryształograficznym
Uniwersytetu Jana Kazimierza
we Lwowie, w starym gmachu
przy ulicy św. Mikołaja Nr. 4,
dnia 26 lutego, 1924 roku.

*) S. Kreutz et S. Zaremba: *Sur les fondements de la cristallographie géométrique*. Cracovie. Imprimerie de l'université. 1919. Extrait du bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie. Classe des sciences mathématiques et naturelles. Série A: sciences mathématiques. Numéro supplémentaire, 1917.

SPIS RZECZY.

Wstęp	1
-----------------	---

CZĘŚĆ PIERWSZA.

A) Trzy prawa krytalografji:	
I. Jednorodność kryształów	3
II. Prawo kątów stałych	4
III. Prawo pasów	13
IV. Prawo kierunków równych	27
B) Niektóre wiadomości z krytalografji opisowej	50
C) Symetryczność geometryczna a fizyczna i kształty czworościanu jednostkowego	66
D) Krótki zarys najważniejszych własności fizycznych ciała kryształicznego.	
I. Własności optyczne	87
II. Zjawiska piroelektryczne	109
III. Podział kryształów pod względem zjawisk cieplnych i elektrycznych	110
IV. Sprężystość	111
V. Łupliwość	113
VI. Budowa kryształów	115

CZĘŚĆ DRUGA.

A) Opis trzydziestu dwu rodzajów krytalograficznych.	
I. Kryształy trójskośne	122
1. Rodzaj jednościanów trójskośnych	123
2. Rodzaj dwuścianów trójskośnych	130
II. Kryształy jednoskośne	146
3. Rodzaj daszków jednoskośnych	148
4. Rodzaj sfenoidów jednoskośnych	155
5. Rodzaj słupów jednoskośnych	164
III. Kryształy rombowe	190
6. Rodzaj piramid rombowych	192
7. Rodzaj dwusfenoidów rombowych	199
8. Rodzaj dwupiramid rombowych	206
IV. Kryształy tetragonalne	216
a) Kryształy tetragonalne z osią główną przystawania dwukrotnego	222
9. Rodzaj dwusfenoidów tetragonalnych	222
10. Rodzaj skalenoedów tetragonalnych	226
b) Kryształy tetragonalne z osią główną przystawania czterokrotnego	232
11. Rodzaj piramid tetragonalnych	232
12. Rodzaj dwupiramid tetragonalnych	235
13. Rodzaj trapezoedów tetragonalnych	239

14. Rodzaj piramid dwutetragonalnych	243
15. Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych	246
V. Kryształy trygonalne i heksagonalne.	
<i>a</i>) Kryształy trygonalne	252
<i>α</i>) Kryształy trygonalne bez głównej płaszczyzny odbicia	259
16. Rodzaj piramid trygonalnych	259
17. Rodzaj trapezoedrów trygonalnych	263
18. Rodzaj piramid dwutrygonalnych	273
19. Rodzaj romboedrów	279
20. Rodzaj skalenoedrów dwutrygonalnych	283
<i>β</i>) Kryształy trygonalne z główną płaszczyzną odbicia	290
21. Rodzaj dwupiramid trygonalnych	291
22. Rodzaj dwupiramid dwutrygonalnych	293
<i>b</i>) Kryształy heksagonalne	296
<i>α</i>) Kryształy heksagonalne bez głównej płaszczyzny odbicia	296
23. Rodzaj piramid heksagonalnych	297
24. Rodzaj trapezoedrów heksagonalnych	301
25. Rodzaj piramid dwuheksagonalnych	304
<i>β</i>) Kryształy heksagonalne z główną płaszczyzną odbicia	306
26. Rodzaj dwupiramid heksagonalnych	306
27. Rodzaj dwupiramid dwuheksagonalnych	310
VI. Kryształy regularne.	
<i>a</i>) Kryształy regularne z trzema osiami przystawania dwukrotnego	316
<i>α</i>) Kryształy regularne z trzema osiami przystawania dwukrotnego i z czterema polarnemi osiami przystawania trzykrotnego	322
28. Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych	322
29. Rodzaj czworościanów poszóstnych	329
<i>β</i>) Kryształy regularne z trzema osiami przystawania dwukrotnego i z obustronnemi osiami przystawania trzykrotnego	334
30. Rodzaj dwunastościanów podwójnych	335
<i>b</i>) Kryształy regularne z osiami przystawania czterokrotnego	339
31. Rodzaj dwudziestoczworościanów pentagonalnych	340
32. Rodzaj czterdziestoośmiościanów	343
<i>B</i>) Krótki zarys wiadomości najważniejszych z krytalografii chemicznej	355
<i>C</i>) Zakończenie	368
Skorowidz	379

OMYŁKI DOSTRZEŻONE.

Strona	8 wiersz	3 od góry	zamiast	„dokonywamy“	ma być	„wykonywamy“.
„ 21	„ 15	„ „	„ „	„przekątni“	„ „	„przekątnej“.
„ 40	„ 5	„ „	„ „	$\frac{\pi}{1}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{5}, \frac{\pi}{6}$	„ „	$\frac{\pi}{1}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{6}$.
„ 63	„ 11	„ „	„ „	„liczba“	„ „	„liczbie“.
„ 67	„ 5	„ dołu	„ „	„ale“	„ „	„oraz“.
„ 102	rysunek 122 i rysunek 123			należy obrócić.		
„ 123	wiersz 13 od dołu			zamiast $1\Pi^{(hkl)}$	ma być	$1\Pi_1^{(hkl)}$.
„ 180	„ 4	„ „	„ „	$Ca_2Al_2Si_2O_8$	„ „	$CaAl_2Si_2O_8$.
„ 208	„ 16	„ góry	„ „	$Mg_4Fe_2SiO_{12}$	„ „	$Mg_4Fe_2Si_3O_{12}$.
„ 210	„ 19	„ dołu	„ „	§ 118	„ „	§ 176.
„ 232	„ 4	„ góry	„ „	$4\Pi_1^{\begin{smallmatrix} \pm \\ \{hkl\} \\ \{hko\} \end{smallmatrix}}$	„ „	$4\Pi_1^{\begin{smallmatrix} \pm \\ \{hkl\} \\ \{hko\} \end{smallmatrix}}$.
„ 237	rysunek 468—469			„ $b\bar{1}\bar{1}20$	„ „	„ $b\bar{1}\bar{1}\bar{2}0$.
„ 283	„ 479			„ $d\bar{1}101$	„ „	„ $d\bar{1}102$.
„ 306	„ 527			„ $n10\bar{1}1$	„ „	„ $n10\bar{1}0$.

WSTĘP.

§ 1. Przedmiot krytalografji. Pochodzenie wyrazu „kryształ“ i jego znaczenie. Krytalografja jest nauką o kryształach, o ich własnościach geometrycznych, fizycznych i chemicznych, oraz o prawach, którym podlegają te własności.

Wyraz starohelleński *ὁ κρύσταλλος* oznaczał pierwotnie lód. Za czasów Platona poczęto wyrazem tym nazywać także kwarc, później również szkło, a potem każde ciało twarde, bezbarwne i przezroczyste. Panowała wtedy wiara, że własnością materji jest stopniowe doskonalenie się i że pierwszym jej stanem, jeszcze chwiejnym i niedoskonałym, jest stwardniała od mrozu woda, która z biegiem czasu staje się ciałem coraz szlachetniejszym: kwarcem, szkłem i t. d. Wierzono wtedy, że każda substancja staje się twarda, bezbarwna i przezroczysta, gdy dojdzie do stanu najwyższej doskonałości i że jest wtedy „czysta jak kryształ“. Wyrażenie to przetrwało do dni dzisiejszych w mowie potocznej. W tem wyrażeniu „kryształ“ oznacza stopień najwyższej czystości.

Na to, że ciała stałe samorzutnie przybierają postać wielościanów, pisarze starożytni nie zwrócili uwagi. Wprawdzie już w dziełach Plinjusza jest wzmianka o wielościenności kwarcu, ale uważano ją wtedy za objaw przypadkowy. Dopiero w końcu stulecia trzynastego poczęło ustalać się przekonanie, że różnym substancjom właściwa jest postać różnych wielościanów, oraz że jedna substancja wydziela się zawsze w wielościanach pokrewnych. Jednak dopiero w stuleciu siedmnastem wyrazu „kryształ“ zaczęto używać na oznaczenie wielościanów przyrodzonych. W tem znaczeniu używamy go w czasie obecnym.

Wyrazu „krytalografja“ pierwszy użył M. A. Cappeller, lekarz i przyrodnik szwajcarski, roku 1719 w artykule swym p. t. „Adumbratio Crystallographiae historicae, physicae, medicae, quam, auspice Deo, inclitae Eruditorum physicorum civitati oblaturus est Mauritius Antonius Cappeller M. D. Lucernae“. W tym szkicu zapowiedział [on wyczerpujący traktat o krytalografji, ale ogłosił w roku 1723 tylko jego część pierwszą, p. t. „Prodromus Crystallographiae“.

Szczegółem godnym zaznaczenia jest to, że jeszcze w pierwszej ćwierci stulecia ośmnastego Cappeller przez wyraz „kryształ“ rozumiał tylko kwarc,

odniesienie zaś tej nazwy do wszystkich kryształów uważał za niewłaściwe, swój bowiem „Prodrumus“ nazwał „de crystallis improprie sic dictis commentarium“, a jego część drugą opatrzył tytułem: „recensio crystallisatorum corporum, quae improprie Crystalli vocantur“.

Pierwszym krysztalografem nieprzygodnym, zawodowym, t. j. specjalistą, który systematycznie oddawał się badaniu kryształów i poświęcał temu zajęciu całą swoją energję, był Jean Baptiste de Romé de l'Isle (1736—1790). Był on zarazem pierwszym prelegentem publicznym, wygłaszającym „kurs“ tej nauki, a także autorem pierwszego systematycznego jej wykładu, który wydał roku 1772 pod tytułem „Essai de Cristallographie“. Szczególnie cenione i rozpowszechnione po bibliotekach jest drugie, czterotomowe, wydanie tego dzieła, ogłoszone drukiem roku 1783 pod tytułem „Cristallographie, ou Description des formes propres a tous les corps Du regne minéral, Dans l'état de Combinaison saline, pierreuse ou métallique, Avec Figures & Tableaux synoptiques de tous les Cristaux connus. A Paris, de l'imprimerie de Monsieur. MDCCLXXXIII“.

W rok po drugim wydaniu krysztalografii Romé de l'Isle'a, t. j. roku 1784 René Juste l'abbé Haüy (1743—1822) ogłosił pierwszą rozprawę teoretyczną o budowie kryształów: „Essai d'une théorie sur la structure des cristaux“, a pierwszy traktat o tej nauce u schyłku swego długiego żywota, słynne i znakomite dzieło dwutomowe: „Traité de Cristallographie, suivi d'une application des principes de cette science a la détermination des espèces minérales, et D'une nouvelle Méthode pour mettre les formes cristallines en projection. Paris, Bachelier et Huzard, gendres et successeurs de M-me V-e Courcier, libraires pour les sciences, Rue du Jardin-Saint-André-des-Arcs. 1822“.

§ 2. Ciała bezpostaciowe i krystaliczne. Różne substancje ciekłe różnie zachowują się z obniżeniem temperatury.

Roztopione szkliwa lub żywice, gdy stygną, gęstnieją i twardnieją, aż wreszcie stają się ciałami takimi, jak znane wszystkim szkło, kalfonja lub smoła, zachowując do końca kształt kropeł lub naczyń, w którym stygły. Ciała takie noszą nazwę ciał bezpostaciowych lub amorficznych.

Gdy którekolwiek z nich rozpuścimy w jakimś rozpuszczalniku, a potem wydzielimy je z roztworu, np. dolaniem cieczy, w której dana substancja się nie rozpuszcza, to każde ciało bezpostaciowe wydzieli się w kształcie kropeł kulistych, podobnie jak to dzieje się z cieczami, gdy są wytrącone ze swych roztworów w cieczach innych.

Olbrzymia ilość substancji zachowuje się we względzie omawianym wprost przeciwnie. Każda z tych substancji w pewnej, pod stałym ciśnieniem stałej, temperaturze raptownie zmienia swą gęstość i zarazem się zestala. Np. woda pod ciśnieniem jednej atmosfery w temperaturze 0°C staje się

lodem, który jest od niej lżejszy prawie o $\frac{1}{11}$ w tej samej temperaturze i pod tem samym ciśnieniem*).

Substancje tego drugiego rodzaju, krzepnąc, przybierają samorzutnie postać wielościanów, zwanych kryształami.

Substancje takie, jeżeli są zdolne do rozpuszczania się w jakimś rozpuszczalniku, to w każdej temperaturze i pod każdym ciśnieniem rozpuszczają się w nim tylko do pewnego kresu, stałego u każdej substancji i u każdego rozpuszczalnika w tej temperaturze i pod tem ciśnieniem. Tworzą one wtedy ze swym rozpuszczalnikiem roztwór nasycony. W temperaturze stałej i pod stałym ciśnieniem roztwór, pewną substancją nasycony, już więcej nie rozpuszcza tej substancji, ani też jej nie wydziela. Lecz gdy temperatura roztworu nasyconego się obniża, lub gdy rozpuszczalnik z niego uchodzi parując, wtedy roztwór staje się przesycony i wydziela substancję stałą również w postaci kryształów.

Substancje o takich własnościach nazywamy ciałami krystalicznymi.

CZĘŚĆ PIERWSZA.

A. Trzy prawa krytalografji.

I. Jednorodność kryształów.

§ 3. Pierwsza definicja kryształu. Niepodobna przypuścić, aby ciała bezpostaciowe i ciała krystaliczne różniły się tylko swym kształtem. Postać, niewątpliwie, jest tylko wyrazem ich własności fizycznych. Własności fizyczne ciał bezpostaciowych i krystalicznych muszą być zasadniczo odmienne, jeżeli postać tych ciał jest tak różna.

Istotnie. Wiadomo, że szkliva, kalafonje, żywice, smoły i t. p. ciała bezpostaciowe, od silnych uderzeń kruszą się i pękają powierzchniami przypadkowymi. Powierzchnie ich odłamu są zawsze nierówne. Przebiegają one każdą bryłę ciała bezpostaciowego w kierunkach nieokreślonych i nieregularnych. Gdy rozbijamy ciało bezpostaciowe, przeciwstawia ono opór jednakowy w każdym kierunku, a więc spójność jego naogół jest równa we wszystkich kierunkach; a zatem ciało bezpostaciowe jest fizycznie równokierunkowe czyli izotropowe.

Ciała krystaliczne zachowują się wprost przeciwnie: od uderzenia, a niektóre nawet od lekkiego nacisku, pękają i łupią się doskonałemi, gładkiemi, nieraz nieskazitelnie lśniącemi, a zawsze równoległemi płaszczyznami. Własność kryształów łupania się równoległemi płaszczyznami nazywa się łupliwością.

*) Gęstość wody w temperaturze $+4^{\circ}\text{C}$ jest 1,000000,

„ „ „ 0°C „ 0,999868,

„ lodu „ 0°C „ 0,916740.

Z własności tej wnosimy, że spójność kryształów w kierunkach prostopadłych do płaszczyzn łupliwości jest bardzo mała a w innych kierunkach tak wielka, że nie ustępuje nawet bardzo silnym naciskom.

Prócz tego z równoległościenności odłupanych okruchów kryształu wnioskujemy, że spójność kryształu jest równa w kierunkach równoległych.

Jeżeli więc spójność kryształu jest różna w kierunkach różnych, a jednakowa w kierunkach równoległych, to około jednego punktu wielkości jej są takie same i tak samo ułożone, jak około każdego innego punktu tego kryształu.

Wszystkie badania kryształów stwierdzają zgodnie, że nie tylko spójność lecz i wiele innych własności fizycznych każdego kryształu jest zmienne w kierunku, wszystkie wszakże są one jednakowe w kierunkach równoległych.

Przypuśćmy, że poznaliśmy wszystkie własności kryształu około jednego jego punktu. Wobec różnokierunkowości kryształu są one wogóle różne w kierunkach różnych.

Poznajmy je około drugiego punktu. Wobec jednakowości kierunków równoległych są one takie same i tak samo ułożone około punktu drugiego, jak około punktu pierwszego.

To samo znajdujemy około trzeciego, czwartego i wszystkich innych punktów tego kryształu.

Wszystkie kryształy zachowują się w tym względzie tak samo.

Ciało, którego własności fizyczne są różne w kierunkach różnych, nazywa się ciałem fizycznie różnokierunkowym albo anizotropem.

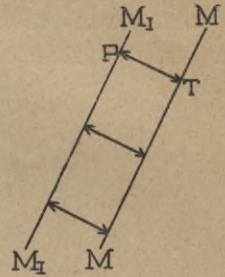
Ciało, które ma takie same i tak samo ułożone własności fizyczne około każdego swojego punktu, nazywa się ciałem fizycznie jednorodnym.

A więc kryształ jest to ciało fizyczne, jednorodne, różnokierunkowe, t. j. własności kryształu są zmienne zależnie od kierunku, lecz w kierunkach równoległych są one jednakowe, czyli, wszystkie własności każdego kryształu około jednego punktu są **takie same i tak samo ułożone**, jak około każdego punktu w tym kryształcie.

II. Prawo kątów stałych.

§ 4. Przyrost kryształów. Jeżeli własności kryształu w kierunkach równoległych są jednakowe, to prędkość jego przyrostu w tych kierunkach jest równa. Wyobraźmy sobie stop zastygający lub roztwór przesycony,

kryształ w nim rosnący i ścianę kryształu MM (rys. 1), której kierunek przyrostu jest TP i prędkość przyrostu w tym kierunku jest m . W takim razie na wszystkich prostych, równoległych do TP , prędkość ta jest również m . A więc, po pewnym czasie ściana MM znajduje się w położeniu M_1M_1 , równoległym do MM . To samo ściągą się do każdej ściany kryształu. Jeżeli więc ściany kryształu podczas jego wzrostu przemieszczają się równoległe, to równoległe ściany są równoważne. Innymi słowy, kryształy jednej substancji są wielościanami różnego kształtu i pokroju, lecz kąty dwuścienne pomiędzy ich ścianami są stałe, t. j. wzajemne nachylenie ścian wszystkich kryształów jednej substancji jest jednakowe.



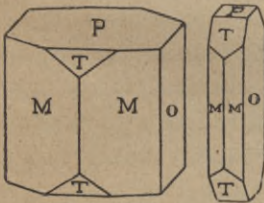
Rys. 1.

Istotnie. Porównanie kryształów jednej substancji, skryształizowanej w jednakowych warunkach temperatury, ciśnienia i stężenia, przekonywa nas o słuszności rozumowania powyższego. Mianowicie. Pomimo, że kryształy jednej substancji są to wielościany różnego pozoru i pokroju, jednak ściany jednego kryształu są nachylone do siebie tak samo, jak ściany każdego innego kryształu substancji tej samej.

Jest to prawo kątów stałych, zwane też pierwszym prawem kryształografii.

Prawo to nazywa się pierwsze dlatego, że odkryto je przed innymi prawami. Stanowiło ono zaczątek naukowego badania kryształów.

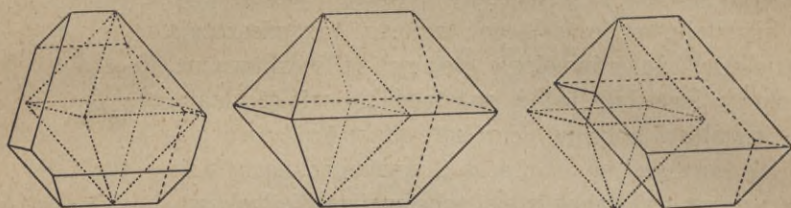
Na rys. 2 wyobrażono dwa kryształy minerału staurolitu $HFeAl_5Si_2O_{13}$. Z pozoru są to dwa wielościany różne, że jednak mają one nachylenie ścian jednakowe, więc z kryształograficznego punktu widzenia oba są tym samym wielościanem. Bez względu na pozór zewnętrzny wielościanów staurolitu zawsze kąt pomiędzy ich ścianami M/M wynosi $129^{\circ}26'$, wszystkie ich kąty M/T mają $137^{\circ}58'$, zawsze kąt $M/O = 115^{\circ}17'$, $M/P = 90^{\circ}$, $O/P = 90^{\circ}$.



Rys. 2.

Obserwując kryształ podczas jego wzrostu, widzimy, że w miarę powiększania się kryształu rosnącego w cieczy, ściany jego rzeczywiście pozostają zawsze równoległe samym sobie. Zależnie od przypadkowych warunków miejscowych, zachodzących w cieczy, różne części kryształu nieraz podczas wzrostu powiększają się rozmaicie, np. jedna część kryształu otrzymuje obfitszy zasób substancji, a więc kryształ staje się wtedy w jednym kierunku wydłużony, lecz ściany jego podczas przyrostu zawsze pozostają równoległe pierwotnemu swemu położeniu. Stąd pochodzi różnorodny pozór zewnętrzny kryształów jednej substancji z zachowaniem stałości kątów dwuściennych. Różne kształty i różny pokrój kryształów jednej substancji jest

tem samym, czem są różne stadja wzrostu jednego kryształu. Wszystkie kryształy jednej substancji, skryształizowanej w jednakowych warunkach temperatury, ciśnienia i stężenia, są zawsze jednym wielościanem, którego ściany są poprzesuwane równolegle na różne odległości od środka. Niektóre np. minerały, a także substancje sztuczne mają kształt wielościanów, ograniczonych ośmioma



Rys. 3.

ścianami, stale nachylenymi do siebie pod kątem $109^{\circ}28'$. Są to ośmiościany umiarowe o ścianach niejednakowo poodsuwanych od środka, jak to wskazuje rys. 3. Krytalografja rozważa wielościany naturalne po przesunięciu ścian fizycznie równoważnych na równe odległości od środka bryły.

§ 5. Nastęstwa prawa kątów stałych. Jeżeli ściany kryształu podczas jego przyrostu zawsze pozostają równoległe samym sobie, to, po pierwsze, kierunkiem przyrostu każdej ściany jest linja prosta, prostopadła do tej ściany czyli t. zw. normalna ściany, i po drugie, kierunek normalnej jest niezmienny.

Gdyby bowiem ściany kryształu zmieniały kierunek swego przyrostu, to odchylałyby się od swego położenia, t. j. nie pozostawałyby ciągle równoległe sobie, a więc tworzone przez nie kąty byłyby zmienne. Że jednak kąty te są stałe, przeto stałe są również kąty pomiędzy normalnemi. Innemi słowy, we wszystkich kryształach jednej substancji chemicznej, skryształizowanej w jednakowych warunkach temperatury, ciśnienia i koncentracji, rozkład normalnych jego ścian jest niezmienny. Zdanie to jest tylko innym sposobem wysłowienia prawa kątów stałych.

Z tego wynika, że w rozważaniach krytalograficznych odrzucamy pojęcie kształtu wielościanów i mamy na względzie tylko rozkład pionów, spuszczonej ze środka kryształu na jego ściany. To właśnie stanowi różnicę pomiędzy geometrycznym i krytalograficznym traktowaniem wielościanów. Wielościany geometrii charakteryzuje kształt wieloboków je ograniczających. Sześcian, słup kwadratowy i równoległościan prostokątny są to wielościany zupełnie różne dla geometrii. Dla krytalografa są one kształtem jednym, bo kąty ich są równe, więc normalne ścian we wszystkich tych trzech wielościanach są to trzy proste wzajemnie prostopadłe. Każdy z tych trzech wielościanów możemy przekształcić w którykolwiek z dwu pozostałych równoległym przesunięciem ścian. Przesuwając równoległe ściany wielościanu geo-

metrycznego zmieniamy go. Czyniąc to ze ścianami kryształu, nie zmieniamy ani charakteru ścian, ani charakteru wielościanu.

A więc istotnym elementem geometrycznym kryształu jest tylko rozkład normalnych t. j. kąty pomiędzy normalnemi jego ścian.

Z prawa kątów stałych wysnuwamy wnioski następujące.

I. Pomiaru godne są tylko wielkości kątów dwuściennych kryształu, albo, co na jedno wychodzi, kątów pomiędzy normalnemi jego ścian.

II. Rozwiązując zagadnienia krystalograficzne, w razie potrzeby możemy przesuwać równoległe ściany i krawędzi, t. j. wszystkie płaszczyzny równoległe mamy za jedną płaszczyznę i wszystkie proste równoległe uważamy za jedną prostą.

III. W rozważaniu jakichkolwiek odcinków linii prostych nie mamy na względzie ich długości bezwzględnych, a tylko ich stosunki.

IV. Za najracjonalniejszą powierzchnię do wykonywania wykreśleń krystalograficznych uważamy powierzchnię kuli, a za podstawę racjonalnych pomiarów i obliczeń krystalograficznych uważamy trygonometrię kulistą.

Wniosek pierwszy i drugi jest sam przez się oczywisty.

Wniosek trzeci jest również prosty. Np. gdy przesuwamy jeden bok trójkąta równoległe, to otrzymujemy różne trójkąty podobne, których pole i wypadkowa boków jest zmienna, ale kąty są stałe i stosunek boków niezmienny.

Wniosek czwarty zawiera w sobie trzy następstwa metodologiczne.

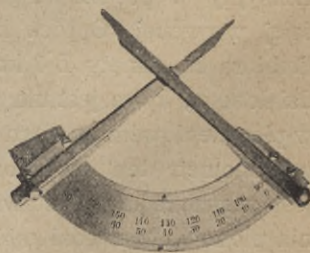
1^o. Używanie kątomiarów teodolitowych.

2^o. Stosowanie w krystalografii rzutu stereograficznego.

3^o. Posługiwanie się w obliczeniach krystalograficznych sposobami trygonometrii sferycznej.

§ 6. Pomiary kątów. Kąty dwuścienne kryształów wielkich mierzymy gonjometrem przykładanym (rys. 4). Przyrząd ten składa się z półkola, podzielonego na stopnie, i z dwu ruchomych linijek. Sposób użycia tego prostego narzędzia jest sam przez się zrozumiały. Czułość jego nie przenosi jednego stopnia (1^o). Gonjometr przykładany daje się stosować tylko, jak się rzekło, do kryształów dużych i przytem do kątów pomiędzy ścianami dość szerokimi. Gdy kąt tworzą ściany o polu małym, rzecz oczywista, gonjometr przykładany jest przyrządem zbyt niedołącznym do takiego przypadku. Jak widzimy, jest to przyrząd niedoskonały i ograniczony w użyciu do ścian szerokich na kryształach pokąźnych, a więc nie nadaje się do badań ścisłych i dokładnych. Jednak w wielu przypadkach praktyki, szczególnie; mineralogicznej, oddaje dobre usługi.

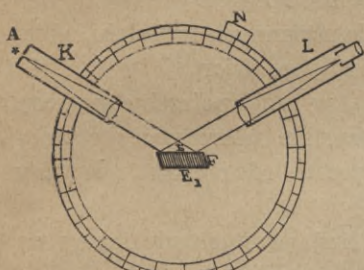
Wiadomość o gonjometrze przykładanym podajemy nasamprzód z powodu jego znaczenia historycznego w krystalografii, jako pierwszego przyrządu



Rys. 4.

mierniczego w tej nauce, a powtórę dla tego, że poznanie jego budowy czyni łatwiej zrozumiałą zasadę przyrządów ściśtych.

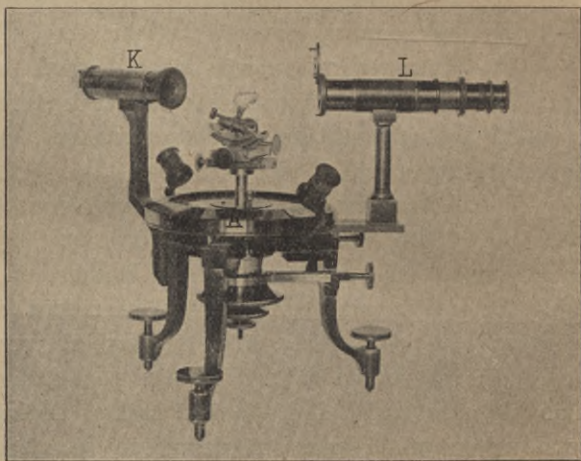
Ścisłe i dokładne pomiary kątów dwuściennych dokonywamy gonjometrami refleksyjnymi czyli gonjometrami z odbiciem. Zasada przyrządów tych polega na odbiciu promieni światła od ścian kryształu. Z kolimatora *K* (rys. 5), oświetlonego źródłem światła *A*, pada na ścianę kryształu *E* wiązka równoległych promieni, które po odbiciu się od ściany *E*, wpadają do lunety *L* i zbierają się w jej ognisku. Oko, spoglądające w lunetę *L*, widzi obraz szczeliny kolimatora. Obróćmy kryształ *EF*, wraz z kołem dzielonym, tak aby w położeniu ściany *E* znalazła się ściana *F* t. j. druga ściana mierzonego kąta dwuściennego. Wtedy oko znów



Rys. 5.

ujrzy w lunecie obraz szczeliny kolimatora, jeżeli, rozumie się, położenie lunety i kolimatora jest stałe i jeżeli krawędź kąta mierzonego jest prostopadła do płaszczyzny kolimatora i lunety. Rzecz jasna, że aby ujrzeć odbicie od drugiej ściany, należy obrócić kryształ o kąt, równy kątowi pomiędzy normalnemi dwu ścian w mo-

wie będących. Wielkość tego kąta odczytamy na kole dzielonym, notując położenie jego względem stałej wskazówki *N* przy pierwszym i drugim odbiciu. Na rys. 6 przedstawiono gonjometr refleksyjny w postaci najczęściej używanej. Oprócz kolimatora *K*, lunety *L* i koła dzielonego, które jest ukryte w pierścieniowym pudełku *A*, gonjometr ten opatrzony jest w przyrząd do ustawiania pionowo krawędzi kątów

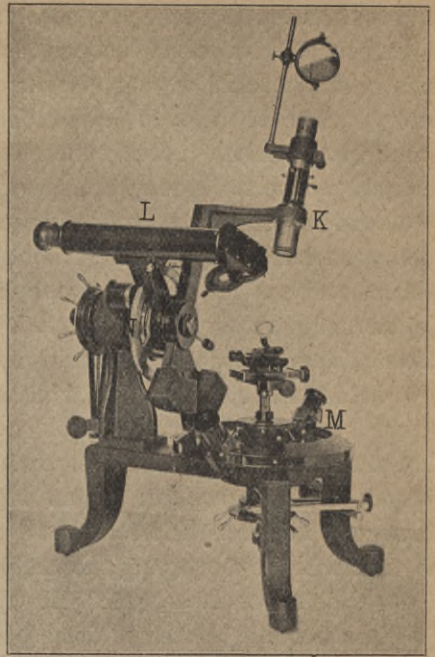


Rys. 6.

mierzonych, oraz w śruby mikrometryczne, któremi każdą ścianę, odbijającą wiązkę promieni, ustawia się ściśle w to samo położenie. Dokładny opis tych przyrządów należy już do praktyki krystalograficznej.

Mówiło się jednak wyżej, że kryształ najwłaściwiej charakteryzuje się rozkładem normalnych w przestrzeni a nie wielkościami kątów pomiędzy nimi. Z tego więc powodu krystalografowie społecznie najchętniej i najczęściej posługują się gonjometrem teodolitowym (rys. 7). Przyrząd ten ma dwa

koła dzielone, jedno poziome M , drugie pionowe N . Kryształ umieszczamy na przecięciu się osi geometrycznych obu tych kół. Z kołem pionowym złączona jest luneta L i kolimator K . Lunetę i kolimator ustawia się do siebie pod kątem stałym w ciągu pomiaru. Obrotem koła poziomego z kryształem, oraz obrotem koła pionowego z kolimatorem i lunetą zawsze możemy tak ustawić każdą ścianę kryształu badanego, że dwudzielna kąta kolimatora i lunety będzie prostopadła do ściany kryształu. Wtedy wiązka promieni światła z kolimatora padnie na ścianę, odbije się od niej i trafi w lunetę. Ujrzymy w lunecie obraz szczeliny kolimatora i zapiszemy podziałki obu kół, znajdujące się wtedy naprzeciw stałych wskazówek. Jeżeli więc ustawiliśmy poprzednio kryształ tak, aby normalna jednej jakiegś jego ściany była równoległa do pionowej osi przyrządu, to odczytanie koła pionowego da nam, jak mówią astronomowie, „odległość wierzchołkową“ każdej innej normalnej, a z odczytania koła poziomego będziemy mieć jej „azymut“, albo, używając terminów geograficznych, otrzymamy „długość i szerokość“ każdej ściany*).



Rys. 7.

Czułość gonjometrów refleksyjnych, jednokołowych i teodolitowych czyli dwukołowych, konstruktorowie społeczeństwa doprowadzają do 10", jednak do przeważnej większości badań krystalograficznych zupełnie wystarczają przyrządy, dające możliwość pomiaru z dokładnością 1'.

Rzecz jest oczywista, że dokładność pomiaru zależy nie tylko od czułości i dokładności przyrządu, oraz umiejętności nim władania, ale i od stopnia doskonałości kryształu. Im ściany kryształu są gładziej i lepiej lśniącej, tem pomiar jest dokładniejszy.

Rzecz jest oczywista, że dokładność pomiaru zależy nie tylko od czułości i dokładności przyrządu, oraz umiejętności nim władania, ale i od stopnia doskonałości kryształu. Im ściany kryształu są gładziej i lepiej lśniącej, tem pomiar jest dokładniejszy.

§ 7. Rzut stereograficzny. Mówiło się wyżej, że jedynym niezmiennym elementem geometrycznym kryształu jest ugrupowanie w przestrzeni prostych, które nazwaliśmy normalnemi jego ścian. A więc w razie gdy zechcemy podać istotną charakterystykę geometryczną kryształów jakiegś substancji, czyli, gdy zapagniemy oderwać się od wszystkich zmiennych szczegółów ich pozoru zewnętrznego, to postąpimy najsluszniej, jeżeli ze środka

*) W razie gdy zachodzi konieczność podania wartości kąta pomiędzy dwiema normalnemi, to obliczamy ją z odległości wierzchołkowych i azymutów tych dwu normalnych rozwiązaniem odpowiednich trójkątów sferycznych, lub oznaczamy ją graficznie.

któregokolwiek kryształu tej substancji promieniem dowolnym zakreslimy kulę i przesuniemy równolegle jego ściany tak, aby każda zetknęła się z powierzchnią tej kuli w jednym tylko punkcie. Otrzymamy wtedy na powierzchni kuli punkty styczności. Z powodu stałości kątów dwuściennych rozkład tych punktów jest stały u wszystkich kryształów jednej substancji, a więc dla niej charakterystyczny, godny pomiarów, wykreśleń i obliczeń.

Innymi słowy, dla scharakteryzowania kryształu spuszczaemy z jego środka pionowo na każdą jego ścianę i z tegoż środka zakreslamy kulę. Wtedy każda ściana otrzyma na powierzchni kuli swój biegun, t. j. punkt przecięcia się jej normalnej z powierzchnią kuli. Kulę tę nazwiemy kulą projekcyjną, albo kulą projekcji, a zbiór biegunów nazwijmy obrazem sferycznym kryształu.

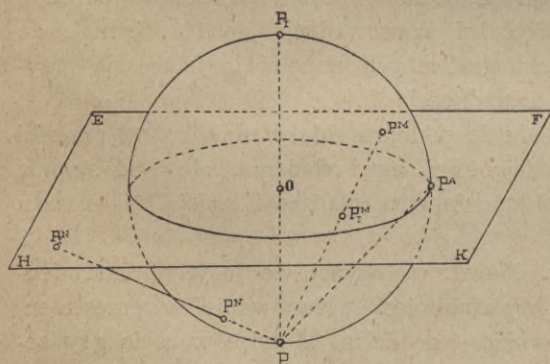
Rozkład biegunów na kuli możemy oznaczyć tym samym sposobem, jakim geografowie oznaczają położenie punktów powierzchni ziemi na globie, t. j. dwiema współrzędnymi sferycznymi: szerokością i długością, albo, używając języka astronomów, jak to już wspomnieliśmy w opisie gonjometru teodolitowego, odległością wierzchołkową i azymutem. Z tego widzimy, że istotnie, wykreślenia krystalograficzne najprościej wykonywać możemy na globusie.

Globus, wszakże, nie jest wygodny w użyciu, a, co ważniejsza, jego powierzchnię nie możemy dołączać do pisma. Użycie globusu ogranicza się tylko do pracowni i do sali wykładowej. Abyśmy więc mogli dokonywać wykreśleń krystalograficznych na tablicy i na papierze, musimy przenieść powierzchnię kuli na płaszczyznę.

Liczne są sposoby przenoszenia powierzchni kuli na płaszczyznę. Z pomiędzy nich wybierzemy ten sposób, który wymaga użycia tylko linii prostych i łuków kół. Jest to t. zw. rzut stereograficzny, albo projekcja stereograficzna.

W rzucie tym „płaszczyzną projekcyjną” jest przekrój środkowy kuli projekcyjnej, a „punktem widzenia” jest jeden z biegunów tego przekroju.

A więc wyobraźmy sobie kulę O (rys. 8) i na jej powierzchni kilka punktów: P , P^A , P^M , P^N , P_1 . Mamy wykreślić te punkty na płaszczyźnie w projekcji stereograficznej.



Rys. 8.

Przetnijmy kulę O dowolną płaszczyzną środkową $EFHK$ i obierzmy ją na płaszczyznę rzutu. Koło, powstałe z przecięcia kuli projekcyjnej płaszczyzną rzutu, będziemy nazywali kołem projekcji, a jego okrąg, obwodem projekcji, albo okręgiem koła projekcyjnego. T. zw. „punkt wi-

dzienia“ w rzucie stereograficznym jest jednym z dwu biegunów płaszczyzny rzutu t. j. leży on na powierzchni kuli w odległości 90° od płaszczyzny rzutu. Na rys. 8 widoczna, że biegunami płaszczyzny $EFHK$ są punkty P i P_1 , jako przecięcia się z powierzchnią kuli prostej PP_1 , która jest normalną płaszczyzny $EFHK$, czyli do niej prostopadłą. Prosta PP_1 , prostopadłą do płaszczyzny rzutu, będziemy nazywali osią projekcji.

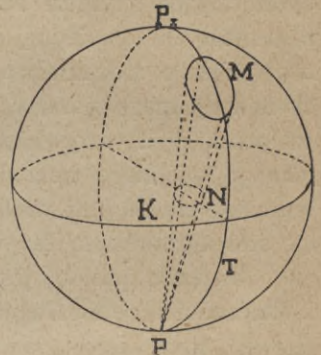
Obierzmy na punkt widzenia biegun P . Następnie połączmy liniami prostymi każdy punkt znajdujący się na powierzchni kuli z punktem widzenia P . Te proste przecinają się z płaszczyzną rzutu $EFHK$ w różnych punktach: prosta PP_1 w punkcie O , prosta PP^M w punkcie P_1^M , prosta PP^A w punkcie P^A , prosta PP^N w punkcie P_1^N i t. d. Otóż punkty w których proste omawiane przecinają płaszczyznę rzutu, są rzutami stereograficznymi punktów, znajdujących się na powierzchni kuli. A więc O jest rzutem czyli projekcją punktu P_1 , punkt P_1^M jest rzutem punktu P^M , P_1^N jest projekcją punktu P^N , a punkt P^A jest sam sobie projekcją, bo leży na płaszczyźnie $EFHK$.

Taka więc jest istota rzutu stereograficznego, który panuje w krystalografii; a panuje on w niej z powodu swej najważniejszej własności, że każdy okrąg koła, na powierzchni kuli, w rzucie stereograficznym jest również okręgiem koła.

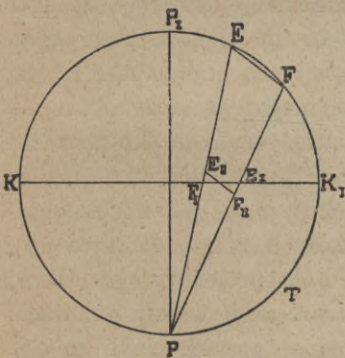
Mianowicie, niechaj M (rys. 9) będzie okręgiem małego koła na powierzchni kuli, K niechaj będzie płaszczyzną rzutu, P — punktem widzenia.

Wtedy rzutem stereograficznym okręgu M jest krzywa N , czyli przekrój stożka ukośnego płaszczyzną K . Wierzchołkiem tego stożka jest P , a podstawą koło M . Oczywiście, że istnieje jedno takie wielkie koło południkowe PTP_1 , które dzieli stożek PNM na dwie połowy symetryczne. Przeprowadźmy płaszczyznę tego koła. Otrzymamy przekrój kuli i stożka, wyobrażony na rys. 10. Na przekroju tym rozpatrzmy się w trójkątach PEF i PE_1F_1 . Miarą kąta PEF jest łuk $\frac{1}{2}(PK_1 + K_1F)$, a miarą kąta PE_1F_1 jest również $\frac{1}{2}(PK_1 + K_1F)$, a więc kąty te są równe. Kąty PFE i PF_1E_1 są też równe, bo miary ich są równe: $\frac{1}{2}(PK + KE)$

i $\frac{1}{2}(PK_1 + KE)$. Stąd wynika że trójkąty PEF i PE_1F_1 są podobne bo mają spólny kąt EPF i kąty pozostałe odpowiednio równe. Obróćmy trójkąt PE_1F_1 o 180° , tak aby przybrał on położenie PE_1F_1 . Wtedy część stożka od P do N (rys. 9) obróci się i przystanie do całego stożka PM w położeniu symetrycz-



Rys. 9.



Rys. 10.

nem do położenia pierwotnego. Jeżeli trójkąty PEF i PE_1F_1 są podobne, to w położeniu PE_1F_1 podstawy ich E_1F_1 i EF są równoległe. A że równoległe przekroje stożka są podobne, więc jeżeli krzywa M jest kołem, to również kołem jest krzywa N . Ponieważ koło M przeprowadziliśmy dowolnie, przeto twierdzenie: każdy obwód koła na powierzchni kuli jest obwodem koła w rzucie stereograficznym jest słuszne względem wszystkich kół wielkich i małych.

Stwierdzona przed chwilą własność rzutu stereograficznego ma znaczenie pierwszorzędne w krytalografii. Mianowicie, wielościanom krystalicznym jest właściwa pewna cecha szczególna: ściany kryształu, przecinając się wzajemnie, tworzą zawsze kilka grup krawędzi równoległych. Innymi słowy, ściany ograniczające kryształ dzielą się na kilka t. zw. pasów t. j. zbiorów ścian równoległych do jednej prostej (osi pasa). Nie wymaga dowodzenia, że wszystkie normalne ściany, równoległych do jednej prostej, t. j. należących do jednego pasa, leżą na jednej płaszczyźnie, prostopadłej do osi pasa. Stąd oczywista, że bieguny ścian jednego pasa leżą na okręgu jednego wielkiego koła kuli projekcyjnej. A zatem, pasy krytalograficzne wyrażają się na kuli wielkimi kołami, (t. zw. kołami pasowymi), które w rzucie stereograficznym też wyrażają się kołami, jak to dowiedziono powyżej.

Związek pasów jest sprawą wagi pierwszorzędnej w konstrukcjach i obliczeniach, odnoszących się do kryształu, więc w rysunku należy go zachować. Rzut stereograficzny nie tylko uwydatnia związek pasów, ale wyraża pasy kołami, co zatem daje możność pomiaru łuków pomiędzy biegunami na projekcji. Ta cecha rzutu stereograficznego czyni go doskonałym środkiem graficznego rozwiązywania zadań trygonometrycznych. Inne krzywe byłyby tu nieprzydatne.

Powracając do opisu szczegółów rzutu stereograficznego, zważmy, że koło projekcyjne jest kołem pasowym ścian, prostopadłych do płaszczyzny rzutu, a zarazem jest ono swą własną projekcją stereograficzną (np. punkt P^A na rys. 8) jako przecięcie się powierzchni kuli projekcyjnej z płaszczyzną rzutu. Wszystkie zaś pasy, pochylone do płaszczyzny rzutu, czyli te, których osi przecinają płaszczyznę rzutu pod kątem nierównym 90° , na kuli wyrażają się wielkimi kołami, przecinającymi się z kołem projekcji, a w rzucie stereograficznym wyrażają się one okręgami kół ekscentrycznych względem koła projekcji i mających promień większy od promienia koła projekcyjnego. Okrąg każdego takiego koła przecina się z okręgiem koła projekcji w dwu punktach. Oba te punkty i środek koła projekcji leżą na jednej prostej, czyli są one końcami średnicy koła projekcyjnego.

Im więcej os pasa odchyła się od osi projekcji, tem większy jest promień koła, będącego rzutem stereograficznym owego pasa. Aż wreszcie, gdy os pasa z osią projekcji tworzy kąt prosty, t. j. gdy os pasa przylega do płaszczyzny rzutu, to wtedy promień koła, stanowiącego rzut stereograficzny

pasa odnośnego, staje się nieskończenie wielki, t. j. taki pas projektuje się już nie kołem lecz prostą. Oczywiście: koła pasowe o osiach równoległych do płaszczyzny rzutu są do tej płaszczyzny prostopadłe, a więc w projekcji stereograficznej wyrażają się one linjami prostymi, przechodzącymi przez środek koła projekcyjnego.

Z rys. 8 widzimy, że ta półkula, na której powierzchni znajduje się punkt widzenia P , projektuje się zewnątrz obwodu koła projekcyjnego. Tę część rzutu stereograficznego, jako rozciągającą się na nieograniczonej płaszczyźnie, odrzucamy. Pozostawiamy tylko tę drugą część rzutu, zawartą w obrębie obwodu koła projekcji. Jest to rzut półkuli górnej, t. j. tej, która znajduje się po przeciwnej stronie płaszczyzny projekcyjnej od punktu widzenia.

Tak więc projekcja stereograficzna kryształu ma kształt koła, w którego obwodzie wykreślone są różne średnice jako projekcje pasów równoległych do płaszczyzny rzutu, i łuki kół o różnych promieniach, opierających się na średnicach koła projekcji jak na cięciwach, jako rzuty pasów, pochylonych do płaszczyzny projekcyjnej.

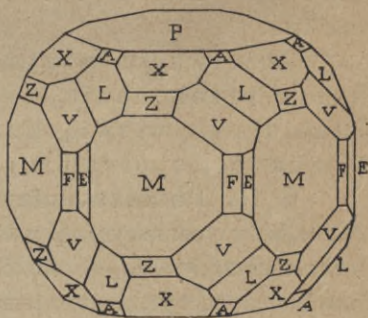
III. Prawo pasów.

§ 8. Pasy. Spostrzeżenia przekonywają nas ustawicznie, że wielościannom krystalicznym jest właściwa pewna wybitna cecha. Mianowicie, ściany kryształu, przecinając się wzajemnie, tworzą zawsze kilka grup krawędzi równoległych. Widzimy to np. na kryształach minerału apatytu $3Ca_3(PO_4)_2 \cdot CaF_2$, z których jeden, bardzo w płaszczyzny obfitujący, wyobrażono na rys. 11. Własność ta wpada w oczy z równą dosadnością w pozorze każdego kryształu o znaczniejszej ilości ścian.

Już w paragrafie poprzednim wspomnieliśmy, że grupa ścian, przecinająca się w krawędziach równoległych, nazywa się *pasem ścian*, albo *pasem krystalograficznym*.

Oczywista, że płaszczyzny, tworzące przecięciem się wzajemnem grupę prostych równoległych, same są równoległe do jednej prostej, którą już wyżej nazwaliśmy osią pasa. Również jest oczywista, że oś pasa jest równoległa do każdej krawędzi tegoż pasa, czyli że oś pasa i wszystkie jego krawędzi mają jeden kierunek.

§ 9. Związek pasów i ścian. Wynika z poprzedniego, że ściana, przecinająca się z dwiema sąsiednimi ścianami tego samego pasa, ma jedną parę krawędzi równoległych.



Rys. 11.

Obserwacja dokładniejsza przekowywa, że ściany kryształu mają nie jedną, ale więcej par krawędzi równoległych. Np. ściany Z kryształów apatyty (rys. 11) mają po dwie pary krawędzi równoległych, ściany V mają trzy pary, ściany M cztery pary i t. d. Przykładów takich jest mnogość niezliczona. A więc, na zasadzie całego zbioru spostrzeżeń, stanowiących treść krystalografji opisowej, stwierdzamy empirycznie, że każda ściana kryształu leży przynajmniej w dwu pasach się przecinających.

Kryształy na początku swego wzrostu mają bardzo często ilość ścian nieznaczną. W miarę powiększania się kryształu na miejscach jego krawędzi i naroży zjawiają się nowe ściany zawsze na skrzyżowaniu dwu lub nawet większej liczby pasów t. j. równolegle przynajmniej do dwu istniejących przedtem krawędzi nierównoległych.

Czworościan jest bryłą o najmniejszej liczbie płaszczyzn ją ograniczających. Obierzmy na kryształce cztery jego ściany tak na nim leżące, że po dostatecznem ich rozpostarciu przecinają się one wzajemnie i tworzą czworościan. Te cztery ściany wystarczają do wyprowadzenia wszystkich ścian pozostałych tego kryształu. Z niezmiernie bowiem obfitego zasobu spostrzeżeń wynika stale, że każdą ścianę kryształu wyznaczają dwie nierównoległe krawędzi, a każdą krawędź wyznaczają dwie nierównoległe ściany. Stąd, gdy mamy czworościan, bryłę w ściany najuboższą, to z trzech par jego krawędzi, nieprzylegających do jednej jego ściany, możemy wyprowadzić ścianę piątą, szóstą i siódmą. Te trzy ściany nowe, przecinając się między sobą, tworzą nowe krawędzi. Każda z tych nowych krawędzi wraz z którąkolwiek poprzednią wyznaczy nową ścianę ósmą, dziewiątą i t. d., i t. d. i wogóle wszystkie ściany, na tym kryształce możliwe.

Obserwacja wszystkich znanych kryształów utwierdza nas w przekonaniu, że wszystkie ściany każdego kryształu znajdują się w związku pasów, który polega na tem, że każda ściana jest spólna przynajmniej dwu pasom.

§ 10. Poszukiwanie arytmetycznego wyrazu związku pasów.

Poznaliśmy geometryczną zależność ścian i krawędzi kryształu. Wykonajmy teraz rachunkiem to, co się odbywa na kryształce podczas jego wzrostu. Mianowicie, z nachylenia wzajemnego najmniejszej ilości ścian kryształu, zamykających przestrzeń, to jest z czterech jego ścian, dowolnie wybranych, lecz takich, które po rozpostarciu tworzą czworościan, obliczmy położenie ściany piątej, szóstej, i t. d. Aby tego dokonać, należy rozwiązać trzy zagadnienia.

Zagadnienie pierwsze. Jaki jest kierunek krawędzi, powstałej z przecięcia się dwu nierównoległych ścian, których położenie jest wiadome?

Zagadnienie drugie. Jakim warunkom czyni zadość każda ściana, równoległa do krawędzi, której kierunek jest wiadomy?

Zagadnienie trzecie. Jakie jest położenie ściany, równoległej do dwu przecinających się krawędzi, których kierunki są wiadome?

Lecz aby rozwiązać te zagadnienia, trzeba nasamprzód wyrazić położenie ściany znakiem liczbowym. Uskuteczmy to w sposób następujący.

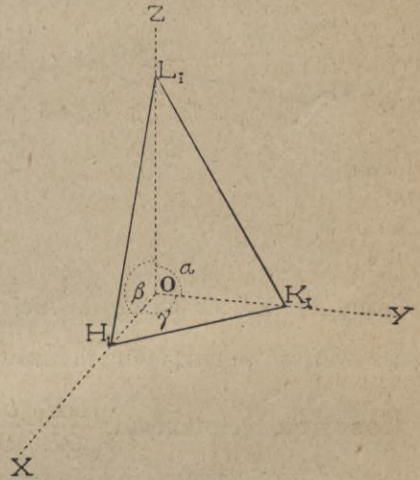
§ 11. Liczby wyznaczające. Cztery przecinające się i zamykające przestrzeń ściany kryształu przez związek pasów wyznaczają położenie wszystkich innych ścian, będących na tym kryształ, lub na nim możliwych. Stąd wynika, że czterem ścianom kryształu, tworzącym czworościan po rozpostarciu do wzajemnego się przecięcia, możemy dać znaki dowolne, ale już wszystkie ściany pozostałe otrzymają jakieś znaki pochodne od znaków, którymi oznaczymy ściany czworościanu. To znaczy, innymi słowy, że gdy chcemy wyrazić liczbami wzajemne nachylenie ścian kryształu, to nie posługujemy się jakimś niezależnym od kryształu, dowolnie obranym, układem spórzędnych, lecz na ten układ używamy ścian samego kryształu, mianowicie, tych ścian, które wybraliśmy na czworościan wyżej wymieniony.

A więc, wyobraźmy sobie, że cztery dowolnie wybrane na kryształ ściany, po rozpostarciu ich do wzajemnego się przecięcia tworzą czworościan $OH_1K_1L_1$ (rys. 12). Możemy również wyobrażać sobie, że kryształ w pewnym stanie wzrostu ma kształt tego czworościanu.

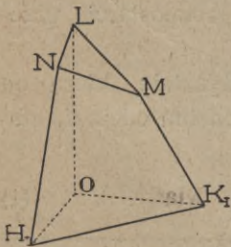
Jeden z czterech wierzchołków czworościanu $OH_1K_1L_1$, dowolnie wybrany O , niech nosi nazwę początku. Przecinające się w nim krawędzi OH_1 , OK_1 , OL_1 , oraz ich ciągi dalsze OX , OY , OZ , nazwijmy krawędziami osiowymi. Krawędzi osiowe przylegają parami do trzech ścian osiowych: OH_1L_1 , OH_1K_1 , OK_1L_1 , i na tych ścianach tworzą kąt α , β , γ .

Wielkość i pokrój czworościanu wyznacza się sześcioma danymi: długościami trzech odcinków OH_1 , OK_1 , OL_1 , i wielkościami trzech kątów α , β , γ . Rzecz jasna, że w myśl prawa kątów stałych bezwzględne wymiary tego czworościanu, jego wielkość, to sprawa dla nas obojętna. Nas obchodzi jego postać, forma czyli pokrój. Do określenia postaci tego czworościanu wystarcza wielkość kątów α , β , γ , i stosunek trzech odcinków $OH_1:OK_1:OL_1$.

Następnie założmy, że którakolwiek z pozostałych ścian kryształu, rozpostarta dostatecznie, przecina się ze ścianami czworościanu $OH_1K_1L_1$, i tworzy płaszczyznę NLM rys. 13.

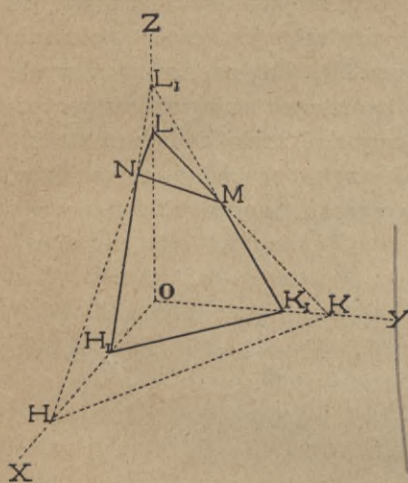


Rys. 12.



Rys. 13.

Jeżeli poprzednio wyobrażaliśmy sobie, że czworościan $OH_1K_1L_1$, jest kształtem pierwotnym jakiegoś kryształu, to teraz możemy wyobrazić sobie, że podczas dalszego przyrostu tego kryształu powstała na nim ściana pięta LMN , lub do niej równoległa, która nadała mu kształt wielościanu $OLMNH_1K_1$ rys. 13.



Rys 14.

Ściana LMN niechaj będzie nachylona do ścian czworościanu $OH_1K_1L_1$ tak, że po dostatecznym jej rozpostarciu niech przetnie ona ciąg dalszy wszystkich trzech krawędzi osiowych OX , OY , OZ (rys. 14) i niechaj odetnie od nich odcinki OH , OK , OL .

Nachylenie ściany LMN czyli płaszczyzny HKL do czworościanu $OH_1K_1L_1$ wyznaczamy stosunkami odcinków krawędzi osiowych czworościanu do odcinków tej ściany t. j. wartościami trzech ilorazów: $\frac{OH_1}{OH}$, $\frac{OK_1}{OK}$, $\frac{OL_1}{OL}$.

Ale według prawa kątów stałych obojętna jest odległość ściany LMN od początku O . Mamy więc na względzie nie tylko ścianę LMN , ale każdą do niej równoległą. Innymi słowy, obojętna jest dla nas wartość bezwzględna ilorazów $\frac{OH_1}{OH}$, $\frac{OK_1}{OK}$, $\frac{OL_1}{OL}$, a mamy na względzie tylko

stosunek tych ilorazów $\frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL}$, bo on wyznacza położenie względem czworościanu $OH_1K_1L_1$ zarówno ściany LMN czyli HKL , jak każdej płaszczyzny do niej równoległej.

Napiśmy, że $OH = OH_1 : h$, $OK = OK_1 : k$, $OL = OL_1 : l$. Wtedy $\frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL} = h : k : l$.

Liczby h , k , l , są to liczby wyznaczające ścianę HKL , a wyraz $(h k l)$ jest znakiem tej ściany, lub każdej do niej równoległej.

W ten sposób każdą ścianę kryształu możemy wyrazić trzema liczbami $(h k l)$. Liczby te wskazują orientację danej ściany względem pewnych czterech ścian kryształu, wybranych tak, aby po dostatecznym ich rozpostarciu przecięły się wzajemnie i utworzyły czworościan.

Naprzykład znak (523) oznacza taką ścianę*) kryształu, która od krawędzi, obranych w tym kryształcie na krawędzi osiowe, odcina odcinki, mające się do siebie jak

$$\frac{OH_1}{5} : \frac{OK_1}{2} : \frac{OL_1}{3} \dots \dots \dots (1)$$

*) Znak jej czytamy: „ściana pięć, dwa, trzy“.

jeżeli ta ściana kryształu, którą obraliśmy na ścianę $H_1K_1L_1$, od tych samych krawędzi odcina odcinki mające się jak

$$OH_1 : OK_1 : OL_1, \dots \dots \dots (2)$$

Gdy podzielimy bowiem stosunek (2) przez liczby stosunku (1) to otrzymamy stosunek

$$5 : 2 : 3 \equiv (523).$$

Część druga książki niniejszej w § 88 i § 90 zawiera rysunki i opis kryształów czterowodnego dwuwinienu strontowego $SrH_2(C_4H_4O_6)_2 \cdot 4H_2O$. W kryształach tych na czworościan $OH_1K_1L_1$ obrano ściany a, b, c i o , na ścianę $H_1K_1L_1$ obrano o , t. j. na krawędź osiową OX wzięto oś pasa ścian $[bqc]$, krawędzią osiową OY mianowano oś pasa ścian $[adcef]$, oraz na krawędź osiową OZ obrano oś pasa ścian $[nlamb]$. Ściana o od tych krawędzi osiowych odcina odcinki, które się mają do siebie jak

$$OH_1 : OK_1 : OL_1 = 1,2135 : 1 : 0,9630.$$

Ściana s od tych samych krawędzi odcina odcinki mające się do siebie jak

$$OH_s : OK_s : OL_s = 0,8090 : 1 : 1,9260,$$

a więc jej liczby wyznaczające $(h_s k_s l_s)$ mają się jak

$$h_s : k_s : l_s = \frac{OH_1}{OH_s} : \frac{OK_1}{OK_s} : \frac{OL_1}{OL_s} = \frac{1,2135}{0,8090} : \frac{1}{1} : \frac{0,9630}{1,9260} = 1,5 : 1 : 0,5 = 3 : 2 : 1$$

t. j. $(h_s k_s l_s) = (321)$.

Ściana r od wymienionych krawędzi osiowych odcina odcinki, których stosunek jest

$$OH_r : OK_r : OL_r = 0,4854 : 1 : 1,9260,$$

więc liczby wyznaczające tę ścianę są

$$h_r : k_r : l_r = \frac{OH_1}{OH_r} : \frac{OK_1}{OK_r} : \frac{OL_1}{OL_r} = \frac{1,2135}{0,4854} : \frac{1}{1} : \frac{0,9630}{1,9260} = 2,5 : 1 : 0,5 = 5 : 2 : 1,$$

t. j. $(h_r k_r l_r) = (521)$.

§ 12. Czworościan jednostkowy. Sposób wyznaczania ścian, stosowany do każdej ściany HKL , zastosujemy obecnie do ściany $H_1K_1L_1$, t. j. wstawimy jej odcinki OH_1, OK_1, OL_1 na miejsca wielkości OH, OK, OL w stosunku ilorazów $\frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL}$.

Otrzymamy wtedy dla płaszczyzny $H_1K_1L_1$ wyraz $\frac{OH_1}{OH_1} : \frac{OK_1}{OK_1} : \frac{OL_1}{OL_1} = 1 : 1 : 1$.

A więc, według tego sposobu wyznaczania ścian, liczby wyznaczające ścianę $H_1K_1L_1$ są 1, 1, 1, a znakiem jej jest znak $(111)^*$.

Tę płaszczyznę nazywamy płaszczyzną jednostkową, a czworościanowi $OH_1K_1L_1$ nadajemy miano czworościanu jednostkowego.

*) Znak ten czytamy: „ściana jeden, jeden, jeden“.

Co zaś do ścian osiowych tego czworościanu, to nasamprzód zwrómy uwagę, że znak ściany, jako stosunek trzech liczb, wyznacza położenie nie tylko jednej płaszczyzny, ale każdej do niej równoległej. A więc przesuniemy równoległe ściany osiowe tak, aby po przesunięciu każda z nich przecinała krawędź osiową w wierzchołku czworościanu, a nie w początku O , t. j. ścianę L_1OK_1 (rys. 12) przesuniemy równoległe jej samej do punktu H_1 , ścianę L_1OH_1 do punktu K_1 i ścianę H_1OK_1 do punktu L_1 . Ponieważ w pierwotnym ich położeniu każda z nich przecina jedną krawędź osiową, a do dwu pozostałych przylega, więc po przesunięciu ich równoległym każda odetnie od jednej krawędzi osiowej odcinek skończony, a do dwu drugich krawędzi osiowych będzie równoległa t. j. odetnie od nich odcinki nieskończenie długie.

Gdy więc po przesunięciu równoległym ścian osiowych zastosujemy do nich ten sam sposób wyznaczania, który zastosowaliśmy do ściany HKL , t. j. gdy odcinki ścian osiowych, otrzymane po równoległym tych ścian przesunięciu, wstawimy na miejsce odcinków OH , OK , OL w wyrazie $\frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL} = h : k : l$, to otrzymamy wyrazy następujące: co do ściany K_1OL_1 : $\frac{OH_1}{OH_1} : \frac{OK_1}{\infty} : \frac{OL_1}{\infty} = 1 : 0 : 0$, co do ściany H_1OL_1 : $\frac{OH_1}{\infty} : \frac{OK_1}{OK_1} : \frac{OL_1}{\infty} = 0 : 1 : 0$, co do ściany H_1OK_1 : $\frac{OH_1}{\infty} : \frac{OK_1}{\infty} : \frac{OL_1}{OL_1} = 0 : 0 : 1$.

A więc znaki ścian osiowych i ścian do nich równoległych są (100) , (010) , (001) .*).

Innymi słowy, jeżeli jeden z czterech wierzchołków czworościanu jednostkowego obierzemy na początek, to znak ściany mu przeciwległej jest (111) i nazwa tej ściany: płaszczyzna jednostkowa albo ściana jednostkowa; wtedy ściany, przecinające się w tym wierzchołku, który nazwaliśmy początkiem, otrzymują znaki (100) , (010) i (001) , a wszelka inna ściana wyraża się znakiem (hkl) , gdzie $h : k : l = \frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL}$.

Albo, jeżeli wybierzemy takie cztery ściany kryształu, że po rozpostarcu przetną się one w czterech punktach czyli w sześciu prostych, t. j. że utworzą czworościan, i jeżeli jednej z tych ścian nadamy dowolnie znak (111) , a pozostałym trzem przypiszemy w takim razie znaki (100) , (010) , (001) , to wtedy wszystkie inne ściany tego kryształu wyrażają się znakami

$$(hkl), (h_a k_a l_a), (h_b k_b l_b) \dots \dots \dots (h_n k_n l_n)$$

gdzie $h_n : k_n : l_n = \frac{OH_1}{OH_N} : \frac{OK_1}{OK_N} : \frac{OL_1}{OL_N}$.

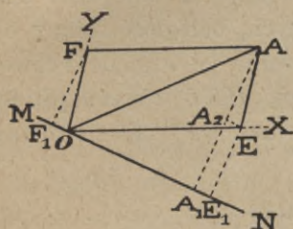
Taka więc jest zasada liczbowego wyznaczania ścian kryształu.

*) Znaki te czytamy: „ściana jeden, zero, zero“, „ściana zero, jeden, zero“, „ściana zero, zero, jeden“.

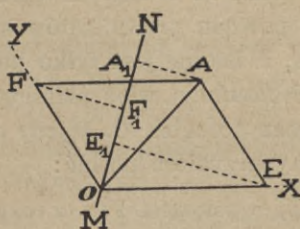
Obecnie, gdy znamy już tę zasadę, i gdy, opierając się na niej, oznaczyliśmy liczbami ściany czworoscianu jednostkowego, możemy przystąpić do rozwiązania zagadnienia pierwszego z trzech wymienionych w paragrafie dziesiątym.

§ 13. Wyznaczenie kierunku osi pasa. Mamy rozwiązać zagadnienie: jaki jest kierunek krawędzi, powstałej z przecięcia się dwu ścian, których położenie jest wiadome? W tym celu nasamprzód dowiedzimy słuszności twierdzenia następującego:

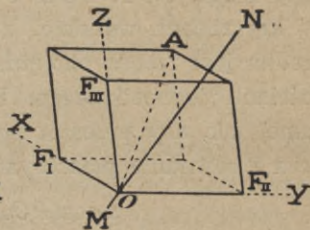
Rzut odległości punktu od środka współrzędnych na dowolną prostą jest równy wypadkowej algebraicznej rzutów rzędnej i odciętej tego punktu na tę samą prostą.



Rys. 15.



Rys. 16.



Rys. 17.

Na rys. 15 i 16 odcinki OE i OF są to współrzędne punktu A , t. j. $AF \parallel OX$ i $AE \parallel OY$; OA_1 jest to rzut odcinka OA na prostą MN , OE_1 jest rzutem rzędnej OE , OF_1 jest to rzut odciętej OF na prostą MN . Z rysunku widoczna, że $OA_1 = OE_1 - OF_1$ (rys. 15). Wynika bowiem z równoległości prostych $OX \parallel AF$ i $OY \parallel AE$, że $OF_1 = A_1E_1$. (Rys. 16: $OA_1 = OE_1 + OF_1$ bo $OF_1 = E_1A_1$).

Twierdzenie to, rzecz oczywista, jest słuszne względem każdej prostej MN , a więc jest ono słuszne względem prostych nieleżących na płaszczyźnie XOY , a także względem rzutu odległości punktu A od początku O i projekcji jego współrzędnych nie tylko na płaszczyźnie ale i w przestrzeni. Jeżeli więc dowolna prosta MN (rys. 17) przechodzi przez środek O , a OF_I , OF_{II} , OF_{III} , są to współrzędne punktu A , to wypadkowa rzutów ich na MN jest równa rzutowi na tę prostą odcinka OA .

Niech będą osi OX , OY , OZ i płaszczyzna HKL (rys. 18), a na niej dowolny punkt A , którego współrzędne są OF_I , OF_{II} i OF_{III} , t. j. odcinki AF_1 , AF_2 , AF_3 niech będą równoległe odpowiednio do OX , OY , OZ . Prosta OP niech będzie normalną płaszczyzny HKL , t. j. prostą poprowadzoną z O prostopadłe do HKL .

Normalna OP (rys. 19) z osiami OX , OY , OZ tworzy kąty: $\angle POX$, $\angle POY$, $\angle POZ$. Połączmy prostą spodek normalnej OP z punktem A , t. j. poprowadźmy na płaszczyźnie HKL prostą AP . Widzimy, że odcinek OP jest rzutem odcinka OA na normalną płaszczyzny HKL . Rzut ten, jak wiemy, jest równy wypadkowej algebraicznej projekcji odcinków OF_I , OF_{II} , OF_{III} na normalną OP .

Wiadomo, że rzut odcinka x z jednego na drugie ramię kąta ξ równa się $x \cos \xi$, a zatem mamy:

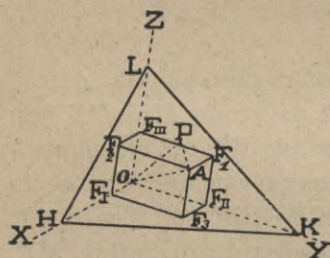
$$OF_I \cdot \cos(POX) + OF_{II} \cdot \cos(POY) + OF_{III} \cdot \cos(POZ) = OP.$$

Równości tej czyni zadość tylko punkt A . Wszystkie zaś punkty, leżące na płaszczyźnie HKL , spełniają równanie:

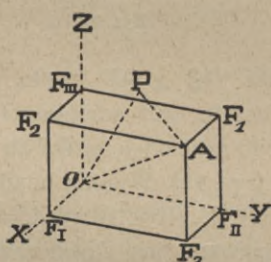
$$x \cos(POX) + y \cos(POY) + z \cos(POZ) = OP.$$

Rzecz jasna, że równanie to określa każdą ścianę kryształu, której normalna OP z krawędziami osiowymi czworościanu jednostkowego tworzy kąty POX , POY , POZ i która od środka kryształu leży na odległości OP . W kryształach wszakże, z powodu prawa kątów stałych, odległość ściany od środka jest rzeczą obojętną, a istotne jest tylko położenie jej względem czworościanu jednostkowego. Przesuńmy więc płaszczyznę HKL równolegle jej samej tak, aby przeszła przez początek O . Wtedy odcinek OP staje się równy zeru i równanie płaszczyzny przybiera postać:

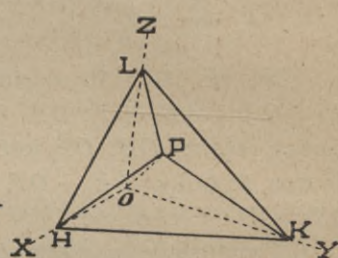
$$x \cos(POX) + y \cos(POY) + z \cos(POZ) = 0 \quad \dots \quad (1)$$



Rys. 18.



Rys. 19.



Rys. 20.

Połączywszy spodek normalnej OP (rys. 20) z punktami H , K i L otrzymamy trzy trójkąty prostokątne OPH , OPK , OPL z kątami prostymi u wierzchołka P i ze wspólną przyprostokątną OP . Z trójkątów tych mamy: $\cos(POX) = OP:OH$, $\cos(POY) = OP:OK$, $\cos(POZ) = OP:OL$, a więc dostawmy tych kątów mają się jak odwrotności odcinków osiowych:

$$\cos(POX) : \cos(POY) : \cos(POZ) = \frac{1}{OH} : \frac{1}{OK} : \frac{1}{OL} \quad \dots \quad (2)$$

Osi OX , OY , OZ niechaj będą to krawędzi osiowe jakiegoś kryształu, a płaszczyzna HKL niechaj będzie jedną ze ścian tego kryształu i znak jej niechaj będzie (hkl) . Innymi słowy załóżmy, że odcinki OH_X , OK_Y , OL_Z , odcięte od krawędzi OX , OY , OZ ścianą jednostkową jakiegoś czworościanu $OH_XK_YL_Z$, w danym razie dla nas obojętnego i na rysunku nie uwidocznionego, do odcinków ściany HKL t.j. do OH , OK , OL (rys. 18) mają się jak $\frac{OH_X}{OH} : \frac{OK_Y}{OK} : \frac{OL_Z}{OL} = h : k : l$.

Wobec tego, że czworościan $OH_xK_yL_z$ jest dla nas dowolny, uznajmy jego odcinki osiowe za równe jedności i zgodnie z wierszem 12 od dołu na stronie 16 napiszmy, że $OH = \frac{1}{h}$, $OK = \frac{1}{k}$, $OL = \frac{1}{l}$, oraz wstawmy te wartości we

wzór (2). Otrzymamy wtedy, że $\cos(POX) : \cos(POY) : \cos(POZ) = h : k : l$.

W takim razie zamiast dostaw kątów w równaniu (1) możemy kolejno wstawić liczby wyznaczające h, k, l . Otrzymamy wtedy równanie ściany (hkl) w kształcie wzoru

$$xh + yk + zl = 0$$

w założeniu, że odcinki krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego są równe jedności.

Zwróćmy ponadto jeszcze uwagę na okoliczność następującą. Znak (hkl), zdefiniowany wyrazem $\frac{OH_I}{OH} : \frac{OK_I}{OK} : \frac{OL_I}{OL} = h : k : l$, wyznacza położenie ściany

HKL , t. j. płaszczyzny przechodzącej przez punkty H, K, L i każdej do niej równoległej. Ale gdy na odcinkach OH, OK, OL zbudujemy równoległoscian jak na krawędziach, to znak (hkl) wyznacza również kierunek przekątnej tego równoległoscianu, tak jak np. na rys. 17 i 19 odcinki OF_I, OF_{II}, OF_{III} wyznaczają kierunek prostej OA . W razie gdy znak odnosi się do krawędzi, a nie do ściany, ujmujemy go w nawias kątowny $[uvw]$ i oznaczamy liczby wyznaczające krawędź literami u, v i w .

Teraz przystąpimy do rozwiązania zagadnienia wymienionego na początku ustępu niniejszego. Mianowicie ze znaków dwu ścian nierównoległych (hkl) i ($h_1k_1l_1$) wyrachujemy liczby $[uvw]$ wyznaczające krawędź powstałą z przecięcia się tych ścian.

W myśl tego, co wyżej podano, równania tych ścian są:

$$xh + yk + zl = 0,$$

$$xh_1 + yk_1 + zl_1 = 0.$$

Krawędź $[uvw]$ jest to zbiór punktów wspólnych ścianom (hkl) i ($h_1k_1l_1$), a więc wszystkie te punkty spełniają oba równania, które możemy rozwiązać jednoznacznie, aczkolwiek zawierają trzy niewiadome, znak bowiem $[uvw]$ jest stosunkiem trzech liczb, a więc jednej z nich możemy nadać wartość dowolną. Podzielmy więc oba te równania przez x i napiszmy że $\frac{y}{x} = y_1$,

$\frac{z}{x} = z_1$. Otrzymamy

$$h + y_1k + z_1l = 0,$$

$$h_1 + y_1k_1 + z_1l_1 = 0.$$

Gdy następnie założymy, że $x : y : z = 1 : y_1 : z_1$ to, rozwiązawszy równania wyżej podane, otrzymamy:

$$x : y : z = (kl_1 - lk_1) : (lh_1 - hl_1) : (hk_1 - kh_1).$$

Są to liczby wyznaczające krawędź poszukiwaną $[uvw]$, mianowicie

$$\begin{aligned}u &= kl_1 - l k_1 \\v &= lh_1 - h l_1 \\w &= hk_1 - kh_1.\end{aligned}$$

Krawędź jest równoległa do osi pasa, w którym leżą ściany, tworzące przecięciem się wzajemnem krawędź omawianą. A ponieważ znak $[uvw]$, w myśl prawa kątów stałych, wyznacza nie tylko kierunek jednej jakiejś prostej, ale wszystkich do niej równoległych, więc znak ten wyznacza też kierunek osi pasa. Dlatego znak $[uvw]$ nazywamy albo znakiem krawędzi, albo znakiem osi pasa, albo też krócej znakiem pasa.

§ 14. Równanie pasów. Zadanie drugie, zawarte w § 10 jest następujące: jakim warunkom czynią zadość liczby wyznaczające każdą ścianę równoległą do krawędzi $[uvw]$? Zadanie to rozwiążemy w sposób następujący.

Niechaj trzy ściany (hkl) , $(h_1k_1l_1)$, (hk_2l_2) będą równoległe do jednej prostej, t. j. niech będą to ściany jednego pasa.

Obliczmy kierunek osi tego pasa ze znaków dwu ścian, do tego pasa należących, np. ze znaków $(h_2k_2l_2)$ i $(h_1k_1l_1)$.

Według odpowiedzi na zagadnienie pierwsze t. j. według § 13 otrzymamy:

$$\begin{aligned}u &= k_2l_1 - l_2k_1 \\v &= l_2h_1 - h_2l_1 \\w &= h_2k_1 - k_2h_1.\end{aligned}$$

Obliczmy następnie kierunek tej samej osi ze znaków drugiej i pierwszej ściany t. j. z $(h_1k_1l_1)$ i (hkl) . Otrzymamy

$$\begin{aligned}u_1 &= k_1l - l_1k \\v_1 &= l_1h - h_1l \\w_1 &= h_1k - k_1h.\end{aligned}$$

Ponieważ liczby $[uvw]$ i $[u_1v_1w_1]$ wyznaczają kierunek jednej prostej, osi jednego pasa, więc stosunki ich są równe: $u:v:w = u_1:v_1:w_1$ i wartości u , v , w , są kolejno równe wartościom u_1 , v_1 , w_1 , pomnożonym przez jakąś stałą s . A więc

$$\begin{aligned}u &= s(k_1l - l_1k) \\v &= s(l_1h - h_1l) \\w &= s(h_1k - k_1h).\end{aligned}$$

Pomnożmy obie strony równania pierwszego przez h , równania drugiego przez k i równania trzeciego przez l . Otrzymamy:

$$\begin{aligned}hu &= shk_1l - shkl_1 \\kv &= shkl_1 - sh_1kl \\lw &= sh_1kl - shk_1l.\end{aligned}$$

Po zsumowaniu tych trzech równań otrzymujemy równanie

$$hu + kv + lw = 0.$$

Równanie to nosi nazwę równania pasów. Wyraża ono kardynalne prawo krystalografii, a więc ma ono znaczenie pierwszorzędne.

§ 15. Znak ściany wspólnej dwu pasom. Według zagadnienia trzeciego w § 10 mamy obliczyć znak ściany (hkl) należącej do pasa $[u_1v_1w_1]$ i do pasa $[u_2v_2w_2]$.

Załóżmy, że znaki czterech ścian P, M, T, N (rys. 21) są wiadome.

Mamy znaleźć $(h_xk_xl_x)$ ściany X , która leży w pasie $[PXM] \equiv [u_1v_1w_1]$ i w pasie $[TNX] \equiv [u_2v_2w_2]$.

Poszukiwany znak ściany $(h_xk_xl_x)$, jako należącej do obu pasów $[u_1v_1w_1]$ i $[u_2v_2w_2]$ czyni zadość obu równaniom następującym:

$$\begin{aligned} h_x u_1 + k_x v_1 + l_x w_1 &= 0 \\ h_x u_2 + k_x v_2 + l_x w_2 &= 0. \end{aligned}$$

Rozwiązując te równania względem h_x i k_x , jako niewiadomych, otrzymujemy:

$$\begin{aligned} h_x &= l_x \frac{v_1 w_2 - w_1 v_2}{u_1 v_2 - v_1 u_2} \\ k_x &= l_x \frac{w_1 u_2 - u_1 w_2}{u_1 v_2 - v_1 u_2} \end{aligned}$$

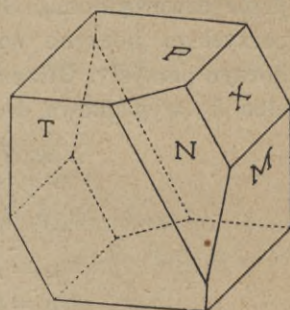
Znak ściany jest to stosunek trzech liczb.

A więc jednej z nich możemy nadać wartość dowolną. Nadajmy zatem liczbie l_x wartość mianownika $u_1 v_2 - v_1 u_2$ t.j. napiszmy $l_x = u_1 v_2 - v_1 u_2$. Otrzymamy wtedy

$$\begin{aligned} h_x &= v_1 w_2 - w_1 v_2 \\ k_x &= w_1 u_2 - u_1 w_2 \\ l_x &= u_1 v_2 - v_1 u_2. \end{aligned}$$

§ 16. Wyraz arytmetyczny związku pasów. Porównajmy wartości, otrzymane w rozwiązaniu zagadnienia pierwszego (§ 13) z wartościami, podanymi w odpowiedzi na zagadnienie trzecie (§ 15). Spostrzeżemy nasamprzód, że wyrazy te są jednakowe, t.j. że znak krawędzi oblicza się ze znaków dwu ścian tak samo, jak znak ściany ze znaków dwu krawędzi. Powtórę widzimy, że wyrazy te są to różnice iloczynów.

Gdy do oznaczenia układu ścian na kryształach zastosujemy liczby wyznaczające, które zdefiniowaliśmy w § 11, to jak podaje § 12, ściany czworokątne jednostkowego otrzymają znaki (111) , (100) , (010) i (001) . Obecnie widzimy, że liczby, wyznaczające wszelkie inne ściany, na zasadzie związku pasów, możemy wyrachować z liczb wyznaczających czworokąty jednostkowy: oblicza się je według wzorów, wyprowadzonych w § 13 i w § 15. A zatem: rachunek ten rozpoczyna się od liczb 1 i 0, a polega tylko na mnożeniu i odejmowaniu, więc daje tylko liczby całe. A więc: liczby wyznaczające wszystkie ściany kryształu są to zawsze liczby całe. Innymi słowy: każda ściana, którą wyznaczają liczby całe, jest na kryształach możliwa.



Rys. 21.

§ 17. Dedukcja pasów. Wartości u, v, w , ze znaków (hkl) i $(h_1k_1l_1)$, lub h, k, l , ze znaków $[uvw]$ i $[u_1v_1w_1]$ oblicza się według schematu następującego.

Wypisujemy po dwakroć znak pierwszy (hkl) lub $[uvw]$ w jednym wierszu, a pod nim, w wierszu następnym, tak samo piszemy dwukrotnie znak drugi $(h_1k_1l_1)$ lub $[u_1v_1w_1]$, poczem odrzucamy pierwszą i ostatnią kolumnę pionową. Pozostaje ośm liczb. Mnożymy je w tej kolei, którą wskazują krzyże na djagramie, podanym niżej: 1) pierwszą górną mnożymy przez drugą dolną, 2) drugą górną przez pierwszą dolną, 3) drugą górną przez trzecią dolną, 4) trzecią górną przez drugą dolną, 5) trzecią górną przez czwartą dolną, 6) czwartą górną przez trzecią dolną. Do każdego nieparzystego iloczynu dodajemy ze znakiem odwrotnym następujący po nim iloczyn parzysty. Otrzymujemy trzy wypadkowe: wypadkowa pierwsza jest to u albo h , wypadkowa druga jest v lub k , wypadkowa trzecia to jest w albo l .

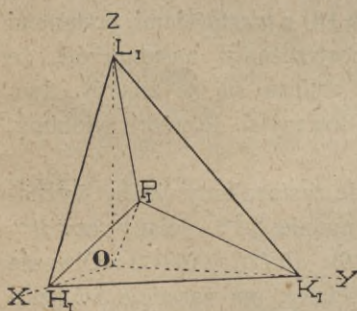
$$\begin{array}{c}
 h \left| \begin{array}{ccc|ccc}
 k & l & h & k & l & \\
 \times & \times & \times & & & \\
 h_1 & k_1 & l_1 & h_1 & k_1 & l_1
 \end{array} \right. l \\
 \\
 u \left| \begin{array}{ccc|ccc}
 v & w & u & v & w & \\
 \times & \times & \times & & & \\
 u_1 & v_1 & w_1 & u_1 & v_1 & w_1
 \end{array} \right. w \\
 \\
 u = kl_1 - lk_1 & h = vw_1 - wv_1 \\
 v = lh_1 - hl_1 & k = wu_1 - uw_1 \\
 w = hk_1 - kh_1 & l = uv_1 - vu_1
 \end{array}$$

Obliczenie to nosi nazwę dedukcji pasów.

Mamy w niem dwa rodzaje zagadnień: albo stwierdzenie, czy dane ściany należą czy nie należą do jednego pasa; albo znalezienie liczb, wyznaczających ścianę, która leży w dwu pasach, wyznaczonych dwiema parami ścian wiadomych.

§ 18. Związek kątów pomiędzy normalnemi ścian i krawędziami osłowemi a liczbami wyznaczającemi. Z prawa kątów stałych wywnioskowaliśmy, że jedynymi niezmiennymi elementami,

które charakteryzują kryształ jako utwór geometryczny, są kąty dwuścienne, albo, co na jedno wynosi, kąty pomiędzy normalnemi ścian. Oprócz tego doszliśmy, że każdą ścianę charakteryzuje znak (hkl) . Poszukajmy związku pomiędzy kątami normalnych i znakami ścian.



Rys. 22.

Niechaj będzie czworościan $OH_1K_1L_1$ (rys. 22) i trzy jego krawędzi osiowe OX, OY, OZ . Wykreślmy OP_1 normalną ścian $H_1K_1L_1$ i połączmy prostemi punkt P_1 z wierzchołkami H_1, K_1, L_1 . Otrzymamy trzy trójkąty prostokątne: $OP_1H_1, OP_1K_1, OP_1L_1$, które mają wspólną przyprostokątną OP_1 i kąt prosty u wspólnego wierzchołka P_1 . Z trójkątów tych mamy:

$$OH_1 = \frac{OP_1}{\cos(P_1OX)}, \quad OK_1 = \frac{OP_1}{\cos(P_1OY)}, \quad OL_1 = \frac{OP_1}{\cos(P_1OZ)}.$$

Jest to słuszne względem każdej ściany HKL , której normalna OP z trzema krawędziami osiowemi OX, OY, OZ , tworzy kąty POX, POY, POZ , a więc odcinki, które dowolna ściana HKL odcina od krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego, są:

$$OH = \frac{OP}{\cos(POX)}, \quad OK = \frac{OP}{\cos(POY)}, \quad OL = \frac{OP}{\cos(POZ)}.$$

Znak ściany (hkl) zdefiniowaliśmy równaniem:

$$\frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL} = h : k : l.$$

W równanie to wstawmy wartości $OH_1, OK_1, OL_1, OH, OK, OL$, które podaliśmy przed chwilą. Otrzymamy, że

$$h : k : l = \frac{\cos(POX)}{\cos(P_1OX)} : \frac{\cos(POY)}{\cos(P_1OY)} : \frac{\cos(POZ)}{\cos(P_1OZ)}.$$

Naprzykład: w przytoczonych wyżej kryształach czterowodnego dwuwinienu strontowego normalna ściany o , obranej na ścianę jednostkową z krawędziami osiowemi x, y, z tworzy kąty:

$$(ox) = 51^\circ 24', \quad (oy) = 40^\circ 47', \quad (oz) = 38^\circ 10'.$$

Kąty normalnej ściany s z temiż krawędziami wynoszą

$$(sx) = 31^\circ 16', \quad (sy) = 46^\circ 15', \quad (sz) = 68^\circ 2'.$$

Normalna ściany r z krawędziami osiowemi przecina się pod kątami:

$$(rx) = 18^\circ 50', \quad (ry) = 62^\circ 21', \quad (rz) = 76^\circ 12'.$$

A więc:

$$(s) \frac{\cos(sx)}{\cos(ox)} : \frac{\cos(sy)}{\cos(oy)} : \frac{\cos(sz)}{\cos(oz)} = \frac{\cos 31^\circ 16'}{\cos 51^\circ 24'} : \frac{\cos 46^\circ 15'}{\cos 40^\circ 47'} : \frac{\cos 68^\circ 2'}{\cos 38^\circ 10'} = \\ = \frac{85471}{62392} : \frac{69145}{75712} : \frac{35901}{78621} = 1,3699 : 0,9133 : 0,4566 = 3 : 2 : 1.$$

$$(r) \frac{\cos(rx)}{\cos(ox)} : \frac{\cos(ry)}{\cos(oy)} : \frac{\cos(rz)}{\cos(oz)} = \frac{\cos 18^\circ 50'}{\cos 51^\circ 24'} : \frac{\cos 62^\circ 21'}{\cos 40^\circ 47'} : \frac{\cos 76^\circ 12'}{\cos 38^\circ 10'} = \\ = \frac{94646}{62392} : \frac{45941}{75712} : \frac{23853}{78621} = 1,5170 : 0,6068 : 0,3034 = 5 : 2 : 1.$$

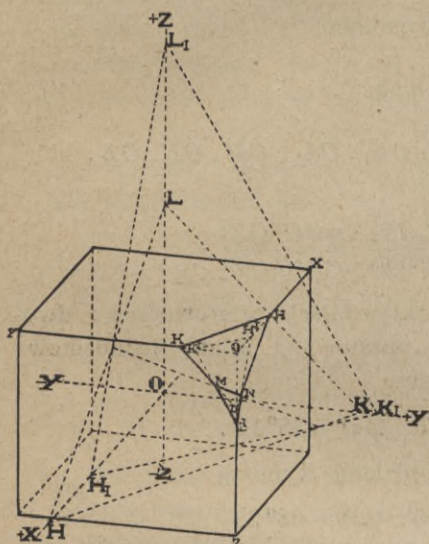
Przeto znaki tych ścian są: $o = (111)$, $s = (321)$, $r = (521)$.

A więc znak każdej ściany (hkl) otrzymujemy w ten sposób, że dostawy kątów pomiędzy jej normalną i trzema krawędziami osiowemi dzielimy kolejno przez dostawy kątów pomiędzy normalną ścianą jednostkowej, a temiż krawędziami osiowemi; otrzymujemy trzy ilorazy, poczem znajdujemy ich stosunek, t. j. dzielimy dwa większe przez trzeci najmniejszy.

Wszystkie dotychczas wykonane obliczenia pomiarów krystalograficznych

wykazują zgodnie, że gdy weźmiemy trzy którekolwiek przecinające się w jednym punkcie, nie leżące na jednej płaszczyźnie, krawędzi kryształu i normalne którychkolwiek dwu jego ścian, to stosunek trzech ilorazów dostaw wyżej omawianych zawsze wyraża się liczbami całymi.

§ 19. Ogólnie przyjęty sposób orientowania kryształu i oznaczania krawędzi osiowych. Sprowadzeniem wszystkich kierunków równoległych do jednej prostej i stosowaniem rzutu stereograficznego ten wierzchołek czworoscianu jednostkowego, który oznaczyliśmy literą O i nazwaliśmy początkiem, czynimy środkiem kuli projekcyjnej t. j. środkiem koła projekcji. Umieszczenie początku O w środku utworu stosujemy we wszystkich przypadkach praktyki krytalograficznej. Mianowicie, na krawędzi osiowej wybieramy trzy nierównoległe i nie leżące na jednej płaszczyźnie krawędzi kryształu (np. ox , oy , oz , rys. 23), a potem przez jego środek przeprowadzamy trzy proste, równoległe do tych wybranych krawędzi, (np. $+X-X$, $+Y-Y$, $+Z-Z$, rys. 23).



Rys. 23.

Wielu pisarzy nazywa te proste osiami lub osiami krytalograficznymi. My wszakże zawsze będziemy mieć za jedną wszystkie proste równoległe, a więc i owe „osi“ będziemy nazywali stale „krawędziami osiowymi“ nazwę zaś „osi“ zachowamy tylko w nauce o symetryczności.

Następnie obieramy ścianę kryształu, która po rozpostarceniu przecina wszystkie trzy krawędzi osiowe i nadajemy jej znak (111) , t. j. mianujemy ją ścianą jednostkową. Wtedy wszystkie pozostałe ściany tego kryształu otrzymują znaki (hkl) , $(h_a k_a l_a)$, $(h_b k_b l_b)$ $(h_n k_n l_n)$ z długości łuków pomiędzy ich biegunami P oraz biegunem ściany jednostkowej P_1 a punktami osiowymi X , Y , Z t. j. punktami, w których krawędzi osiowe OX , OY , OZ przecinają powierzchnię kuli, jak wskazuje znany nam wzór:

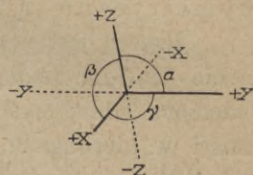
$$h : k : l = \frac{\cos(PX)}{\cos(P_1X)} : \frac{\cos(PY)}{\cos(P_1Y)} : \frac{\cos(PZ)}{\cos(P_1Z)} .$$

Co zaś do ustawienia, czyli orientowania kryształu, to ogólnie przyjęto zasadę następującą.

W znaku (hkl) i $[uvw]$ liczba pierwsza (h lub u) ściąga do krawędzi osiowej X , liczba stojąca na drugim miejscu (k lub v) odnosi się do krawędzi osiowej Y , a liczba ostatnia (l lub w) ma się do krawędzi osiowej Z .

Kryształ ustawia się tak, aby krawędź osiowa X była skierowana do obserwatora. Krawędź osiowa Y biegnie od obserwatora na prawo i na lewo. A więc krawędź osiowa Z jest pionowa, lub zbliżona do pionu.

Z początku O wychodzą zatem po dwa zwroty każdej krawędzi osiowej (rys. 24). Zwrot przedni krawędzi osiowej X , prawy krawędzi osiowej Y i górny krawędzi osiowej Z mamy za dodatny. Zwroty: tylny X , lewy Y i dolny Z uważamy za odjemne. Gdy ściana przecina zwrot odjemny, to liczbę wyznaczającą, która odnosi się do niego, oznaczamy znakiem „mniej“, położonym nad nią np. ($11\bar{2}$).



Rys. 24.

Gdy w celu scharakteryzowania substancji podajemy kształt czworościanu jednostkowego jej kryształów, t. j. kąty krawędzi osiowych i stosunek odcinków ściany jednostkowej, który oznaczaliśmy: $OH_1 : OK_1 : OL_1$, to powszechnie przyjęto, że odcinek OH_1 odcięty od X , jest oznaczony literą a , odcinek Y , t. j. OK_1 , ma znak b i odcinek osi Z , t. j. OL_1 , oznacza się przez c , czyli $OH_1 : OK_1 : OL_1 = a : b : c$, przyczem b stale przyjęto zrównywać z jednością. Kąty krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego oznacza się literami greckimi α, β, γ (rys. 24). Mianowicie: α oznacza kąt YOZ , $\beta = XOZ$, $\gamma = XOY$. A więc kryształ zwracamy do obserwatora kątem β , przytem za zwroty dodatne X i Z mamy boki rozwartego kąta β . Np. kształt czworościanu jednostkowego kryształów przytaczanego wyżej czterowodnego dwuwinienu strontowego $SrH_2(C_4H_4O_6)_2 \cdot 4H_2O$ jest $a : b : c = 1,2135 : 1 : 0,9630$; $\alpha = 66^\circ 53'$, $\beta = 102^\circ 48'$, $\gamma = 105^\circ 40'$.

IV. Prawo kierunków równych.

§ 20. Definicja kierunków równych i prawo kierunków równych. W paragrafie trzecim podano, że wszystkie własności kryształu są jednakowe w kierunkach równoległych. Jednak obserwacja i doświadczenie uczy, że są kryształy mające oprócz tego wszystkie własności fizyczne jednakowe w niektórych kierunkach nierównoległych. Kierunki nierównoległe, w których wszystkie własności kryształu są jednakowe, nazywamy kierunkami równymi.

Ponadto, obserwacja i doświadczenie wykazuje, że kierunki równe zawsze leżą w kryształach z pewnym ładem. Jest to ten rodzaj ład, który nazywamy symetrycznym.

A więc przychodzimy do poznania prawa kierunków równych, które głosi, że kierunki równe leżą w kryształach symetrycznie.

Prawo kierunków równych nazywamy też prawem symetryczności, albo trzecim prawem krystalografii; prawo bowiem pasów nosi nazwę prawa drugiego.

§ 21. Druga definicja kryształu. W paragrafie trzecim, w którym podaliśmy dowody jednorodności i anizotropji kryształu, określiliśmy go jako ciało fizyczne, jednorodne, różnokierunkowe.

Obecnie, poznawszy prawo kierunków równych, możemy powiedzieć, że kryształ jest to ciało, którego kierunki równoległe i symetryczne są fizycznie równe, a kierunki nierównoległe i niesymetryczne są fizycznie nierówne.

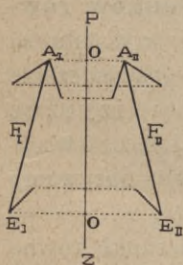
Rzeczą jest oczywistą, że te dwa określenia kryształu ani nie przeczą sobie ani nie podają różnych cech kryształu. Są one tylko różnym wystawieniem jednej myśli: ciało jednorodne różnokierunkowe ma jednakowe własności w kierunkach równoległych i symetrycznych; odwrotnie, ciało, które ma jednakowe własności w kierunkach równoległych i symetrycznych, jest jednorodne. Różnica tych dwu definicji jest tylko ta, że pierwsza podaje istotną własność kryształu, a druga wymienia jej następstwa, po których najłatwiej i najpewniej poznajemy kryształ i odróżniamy go od ciał innych.

§ 22. Symetryczność kryształów. Kryształy różnych substancji, a także nieraz kryształy substancji jednej, powstałe w różnych warunkach temperatury, ciśnienia i stężenia, wykazują różny stopień i rodzaj symetryczności, t. j. mają różną liczbę i różny stosunek przestrzenny kierunków równych.

Z tego należy wnosić, że każdy sposób ugrupowania w przestrzeni kierunków równych jest w kryształach możliwy, jeżeli jest symetryczny i jeżeli czyni zadość jego jednorodności fizycznej. A więc gdy poznamy wszystkie zgodne z jednorodnością sposoby symetrycznego rozkładu w przestrzeni kierunków równych, to wyczerpiemy wszystkie rodzaje symetryczności krystalograficznej, t. j. poznamy wszystkie rodzaje kryształów.

§ 23. Definicja płaszczyzny zwierciadlanej, odzwierciedlenia utworu, utworów symetrycznie równych i utworów symetrycznie

leżących. Jeżeli płaszczyzna PZ (rys. 25) ma obok siebie po obu swych stronach dwa utwory F_I i F_{II} tego kształtu i tak leżące, że pion, spuszczonej na płaszczyznę PZ z któregokolwiek punktu utworu F_I przecina utwór F_{II} w punkcie homologicznym, i odwrotnie, przyczem płaszczyzna PZ dzieli ten pion na dwa odcinki równe, to nazywamy płaszczyznę PZ płaszczyzną zwierciadlaną i mówimy: 1^o, że utwory F_I i F_{II} mają się do siebie tak, jak się ma przedmiot do swego odbicia w zwierciadle płaskim, t. j., że jeden jest odzwierciedleniem drugiego w płaszczyźnie PZ , 2^o, że utwory F_I i F_{II} są symetrycznie równe, 3^o, że utwory F_I i F_{II} leżą symetrycznie.



Rys. 25.

§ 24. Definicja symetryczności. Symetrycznością nazywamy ten stosunek przestrzenny, który zachodzi pomiędzy utworem i jego odzwierciedleniem w jednej lub w kilku przecinających się płaszczyznach zwierciadlanych.

§ 25. Definicja przekształcenia symetrycznego i powtórzenia symetrycznego. Odzwierciedlenie utworu jedną lub kilku przecinającymi się płaszczyznami zwierciadlanymi, nazywa się przekształceniem symetrycznym tego utworu. Jeżeli utwór jest tylko punktem, prostą lub płaszczyzną, to odzwierciedlenie jego, dokonane zastosowaniem jednej lub kilku przecinających się płaszczyzn zwierciadlanych, nazywamy powtórzeniem symetrycznym punktu, prostej lub płaszczyzny.

§ 26. Twierdzenie o miejscu symetrycznych powtórzeń punktu.

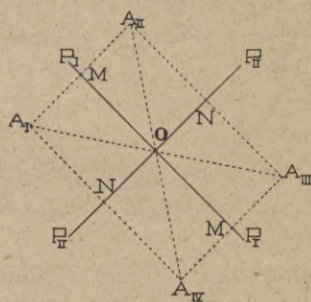
Proste $P_I P_I$ i $P_{II} P_{II}$ (rys. 26) niechaj będą to ślady płaszczyzn zwierciadlanych, prostopadłych do płaszczyzny rysunku. Na powierzchni rysunku niech będzie punkt A_I , po lewej stronie płaszczyzny $P_I P_I$. Jeżeli założymy, że płaszczyzna $P_I P_I$ jest zwierciadłana i wyznaczymy punkt A_I , to musimy wyznaczyć punkt A_{II} , leżący po drugiej stronie płaszczyzny $P_I P_I$ symetrycznie do punktu A_I . Lecząc jeżeli płaszczyzna $P_{II} P_{II}$ jest płaszczyzną zwierciadłaną, to wobec istnienia punktów A_I i A_{II} musimy po jej drugiej stronie wykreślić punkty symetryczne A_{III} i A_{IV} . W myśl definicji odzwierciedlenia (§ 23) prosta $A_I A_{II}$ jest prostopadła do OP_I i odcinek $A_I M$ jest równy odcinkowi $A_{II} M$. Stąd $OA_I = OA_{II}$. Również $A_{II} A_{III}$ jest prostopadła do OP_{II} a $A_{II} N$ jest równy $A_{III} N$. Stąd $OA_I = OA_{II} = OA_{III} \dots OA_S$ we wszystkich kierunkach naokoło punktu O , jeżeli założymy S płaszczyzn zwierciadlanych $OP_I, OP_{II}, OP_{III} \dots OP_S$, przechodzących przez punkt O we wszystkich kierunkach. Jeżeli więc odcinki $OA_I, OA_{II}, OA_{III} \dots OA_S$ są równe, to miejsce punktów $A_I, A_{II}, A_{III} \dots A_S$ jest to powierzchnia kuli, której środkiem jest punkt O .

A więc: punkt A_I i jego odzwierciedlenia $A_{II}, A_{III}, A_{IV} \dots A_S$, w płaszczyznach zwierciadlanych $OP_I, OP_{II}, OP_{III} \dots OP_S$, przecinających się w punkcie O , leżą na powierzchni kuli $AA_I A_{II} A_{III} A_{IV} \dots A_S$, zakreślonej promieniem $OA_I = OA_{II} = \dots = OA_S$ około środka O , t. j. około punktu przecięcia się płaszczyzn zwierciadlanych.

§ 27. Twierdzenie o trzech przekształceniach symetrycznych.

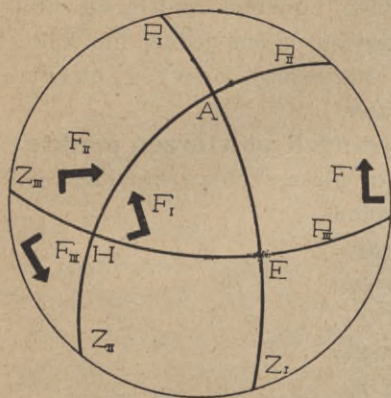
Niechaj F (rys. 27 i 35 str. 34) będzie figurą na powierzchni kuli. Niech AE będzie łukiem koła wielkiego, które powstało od przecięcia kuli płaszczyzną zwierciadłaną $P_I Z_I$, przeprowadzoną przez środek kuli. Jeżeli $P_I Z_I$ jest płaszczyzną zwierciadłaną, to po drugiej stronie tej płaszczyzny $P_I Z_I$ na powierzchni kuli (w myśl definicji § 23) istnieje figura F_I figurze F symetrycznie równa i symetrycznie z nią leżąca.

Za figurą F_I przeprowadźmy przez środek kuli drugą płaszczyznę zwierciadłaną $P_{II} Z_{II}$. Płaszczyzna $P_{II} Z_{II}$ przecina się z płaszczyzną $P_I Z_I$ na prostej, która spotyka powierzchnię kuli w punkcie A . Wobec istnienia figury F_I



Rys. 26.

przeprowadzenie płaszczyzny zwierciadlanej $P_{II}Z_{II}$ pociąga za sobą wykreślenie figury F_{II} , symetrycznie równej i symetrycznie z nią leżącej. Względem zaś figury F figura F_{II} jest jednokładna. Jest rzeczą oczywistą z rysunku, że figura F_{II} doprowadza się do jednokładności z figurą F , czyli przystaje do niej, po obrocie kuli około prostej przecięcia się płaszczyzn $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$ jak około osi.



Rys. 27.

Przeprowadźmy trzecią płaszczyznę zwierciadlaną $P_{III}Z_{III}$, która z płaszczyznami poprzednimi tworzy trójkąt sferyczny AEH . Wobec istnienia figury F_{II} przeprowadzenie płaszczyzny zwierciadlanej $P_{III}Z_{III}$ pociąga za sobą wykreślenie figury F_{III} . Figura F_{III} względem figury F nie jest ani symetrycznie jej równa, ani z nią jednokładna. Z rysunku jest oczywista, że figury F_{III} nie możemy doprowadzić do jednokładności, czyli przy-

stawiania, z figurą F żadnym obrotem kuli około żadnej jej średnicy. Gdy ostrza figury F i F_{III} do siebie przystają, bełty ich są zwrócone w strony przeciwne*).

Gdybyśmy przeprowadzili jakąkolwiek czwartą płaszczyznę zwierciadlaną, to otrzymalibyśmy figurę jednokładną z figurą F , t. j. taką i tak leżącą, że po obrocie kuli przystałaby do figury F . A więc miałyby się ona do figury F tak samo, jak się ma figura F_{II} . Przeprowadzenie piątej płaszczyzny zwierciadlanej pociągnęłoby za sobą istnienie figury takiej i tak leżącej, że miałyby się ona do F tak, jak figura F_{III} , i t. d. Jednym słowem liczba płaszczyzn zwierciadlanych większa od trzech nie pociąga już za sobą nowych przekształceń symetrycznych.

Tak zatem rzec możemy: trzy są przekształcenia symetryczne. Innymi słowy, trójkąt sferyczny płaszczyzn zwierciadlanych jest ich połączeniem najogólniejszym, t. j. takim, które daje wszystkie rodzaje przekształceń symetrycznych.

§ 28. Definicja pierwszego przekształcenia symetrycznego czyli odbicia. Przekształcenie symetryczne, dokonane jedną płaszczyzną zwierciadlaną, nazywa się przekształceniem pierwszym, czyli odbiciem, a płaszczyzna zwierciadlana, do tego przekształcenia potrzebna, lub to przekształcenie uzasadniająca, nazywa się płaszczyzną pierwszego przekształcenia symetrycznego, albo płaszczyzną odbicia.

Jeżeli mamy figurę F (rys. 28) i chcemy zbudować figurę F_I ,



Rys. 28.

*). Dla ułatwienia i unaocznienia sprawy figurom omawianym umyślnie nadano kształt strzałek niesymetrycznych.

symetrycznie jej równą i symetrycznie z nią leżącą, to dokonywamy tego, przeprowadzając płaszczyznę odbicia P^*), i postępując w myśl definicji płaszczyzny zwierciadlanej t. j. w myśl § 23.

Albo, gdy mamy dwie figury symetrycznie równe i symetrycznie leżące, to uzasadniamy ten ich stosunek przestrzenny przeprowadzeniem pomiędzy nimi jednej płaszczyzny odbicia.

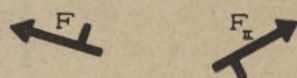
§ 29. Definicja drugiego przekształcenia symetrycznego czyli obrotu. Przekształcenie symetryczne, dokonane dwiema przecinającymi się płaszczyznami zwierciadlanymi, nazywa się przekształceniem symetrycznym drugim lub obrotem, a dwie przecinające się płaszczyzny zwierciadlane, do tego przekształcenia potrzebne, lub to przekształcenie uzasadniające, sprzężone warunkiem istnienia i działania spólnego, oraz warunkiem dawania tylko wyniku ostatecznego, nazywają się płaszczyznami drugiego przekształcenia symetrycznego, albo płaszczyznami obrotu.

Jeżeli mamy figurę F (rys. 29) i chcemy wykreślić figurę F_{II} , jednokładną z tą figurą, oraz leżącą tak, aby przystawała ona do figury F po obrocie, to dokonywamy tego przeprowadzeniem płaszczyzn obrotu czyli dwu przecinających się płaszczyzn zwierciadlanych P_I i P_{II} (rys. 30), sprzężonych warunkiem działania i istnienia spólnego, t. j. warunkiem, aby jedna z nich nie istniała i nie działała bez drugiej, a także warunkiem, aby znaczenie realne miał tylko wynik ostateczny ich istnienia, t. j. figura F_{II} , co zaś do figury pośredniej (F_I na rys. 30) to nadajemy jej warunkiem poprzednim tylko znaczenie urojone, czyli uważamy ją za niebyłą.

Albo, gdy mamy dwie figury jednokładnie równe i leżące tak, że jedna przystaje do drugiej po obrocie około pewnej prostej, to uzasadniamy i tłumaczymy ten ich stosunek przestrzenny przeprowadzeniem pomiędzy nimi przez tę prostą dwu płaszczyzn zwierciadlanych i nadajemy tym płaszczyznom znaczenie płaszczyzn obrotu, t. j. zakładamy, że jedna nie istnieje bez drugiej i że znaczenie istotne t. j. rzeczywiste, fizyczne, ma tylko ostateczny wynik ich istnienia, a figura pośrednia ma znaczenie tylko pomocnicze, czyli mamy ją za fikcyjną i w rzeczywistości nie istniejącą.

§ 30. Definicja trzeciego przekształcenia symetrycznego czyli inwersji. Przekształcenie symetryczne, dokonane trzema płaszczyznami zwierciadlanymi, przecinającymi się w jednym punkcie, lecz nie na jednej prostej, nazywa się trzecim przekształceniem symetrycznym albo inwersją;

*) Na rys. 28 i dalszych, płaszczyzny zwierciadlane są wyrażone łukami kół, bo wyobrażamy sobie, że figury F są styczne z powierzchnią kuli.



Rys. 29.



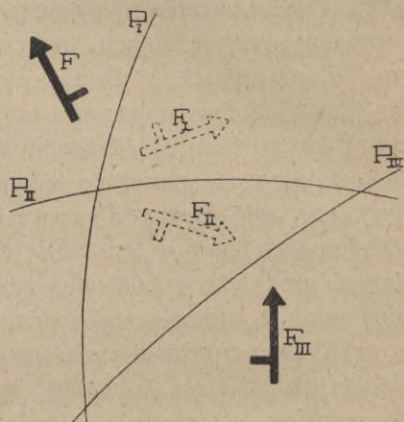
Rys. 30.

a trzy płaszczyzny zwierciadlane, do tego przekształcenia potrzebne, lub to przekształcenie uzasadniające, sprzężone warunkiem istnienia i działania wspólnego oraz warunkiem dawania tylko wyniku ostatecznego, nazywają się płaszczyznami trzeciego przekształcenia symetrycznego albo płaszczyznami inwersji.

Jeżeli mamy figurę F (rys. 31) i chcemy wykreślić figurę taką i tak leżącą, jak figura F_{III} , to dokonywamy tego przeprowadzeniem płaszczyzn



Rys. 31.



Rys. 32.

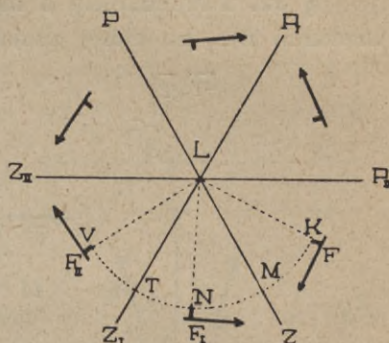
inwersji t. j. trzech płaszczyzn zwierciadlanych P_I , P_{II} i P_{III} (rys. 32) przecinających się w jednym punkcie, lecz nie na jednej prostej, sprzężonych warunkiem istnienia i działania wspólnego, t. j. warunkiem, aby żadna nie działała i nie istniała bez dwu pozostałych, oraz warunkiem, aby znaczenie rzeczywiste, realne, miał tylko ostateczny wynik ich istnienia i działania, t. j. figura F_{III} (rys. 32), a figury pośrednie (F_I i F_{II}) aby miały tylko znaczenie fikcyjne, urojone, czyli aby uważane były za nieistniejące, t. j. po wykreśleniu figury F_{III} , aby zostały usunięte.

Albo, gdy mamy dwie figury takie, i tak ułożone, jak np. F i F_{III} na rys. 31, że ani są jednokładne, ani symetrycznie leżące, to uzasadniamy i tłumaczymy ten ich stosunek przestrzenny tem, że przeprowadzamy pomiędzy nimi trzy przecinające się w jednym punkcie, lecz nie na jednej prostej, płaszczyzny zwierciadlane (rys. 32) i nadajemy im znaczenie płaszczyzn inwersji, t. j. zakładamy, że żadna z nich nie istnieje i nie działa bez dwu pozostałych, oraz że istotne, rzeczywiste, fizyczne znaczenie ma tylko ostateczny rezultat ich istnienia (figura F_{III}), a figury pośrednie (F_I i F_{II}) są tylko pomocnicze, t. j. fikcyjne, urojone i w rzeczywistości nieistniejące.

§ 31. Zachowanie się wzajemne przecinających się płaszczyzn zwierciadlanych. W paragrafach poprzedzających niniejszy podaliśmy definicje i twierdzenia, które są podstawą nauki o symetryczności. Z tych definicji i twierdzeń wynika, że do otrzymania utworów symetrycznych winniśmy

założyć płaszczyznę zwierciadlaną, a także winniśmy zakładać kąty dwuścienne lub trójkąty sferyczne, których boki są płaszczyznami zwierciadlanymi.

Założmy płaszczyzny zwierciadlane LZ i LZ_1 (rys. 33) prostopadłe do płaszczyzny rysunku. Definicja płaszczyzny zwierciadlanej głosi, że ma ona po obu swych stronach utwory symetrycznie równe i symetrycznie leżące. A więc gdy każda z dwu założonych płaszczyzn ma po jednej swej stronie drugą płaszczyznę, to, jeżeli zakładamy je jako zwierciadlane, w takim razie już przez to samo założenie musimy po drugiej stronie każdej z nich założyć też płaszczyznę zwierciadlaną LP_{II} i LZ_{II} pod tym samym kątem. Ale te znów, jako zwierciadlane, wymagają istnienia płaszczyzn LP_I i LP . Tak więc widzimy, że definicja płaszczyzny zwierciadlanej pociąga za sobą powtórzenie kąta dwuściennego płaszczyzn zwierciadlanych jak w kalejdoskopie.



Rys. 33.

Stąd jasne się staje, że trójkąty sferyczne płaszczyzn zwierciadlanych, odzwierciedlając się w swych własnych bokach, również powtarzają się kalejdoskopowo, jak to unaocznia rys. 34.

W takim razie, gdy pomiędzy dwiema płaszczyznami zwierciadlanymi lub w polu ich trójkąta sferycznego założymy jakiś odcinek prostej, to wraz z kalejdoskopowym powtórzeniem się kąta dwuściennego, czy trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, powtórzy się również założony odcinek. Otrzymamy więc układ przestrzenny odcinków, z których każdy będzie symetrycznym powtórzeniem któregośkolwiek z pozostałych. Innymi słowy, będzie to symetryczny rozkład kierunków równych w przestrzeni.



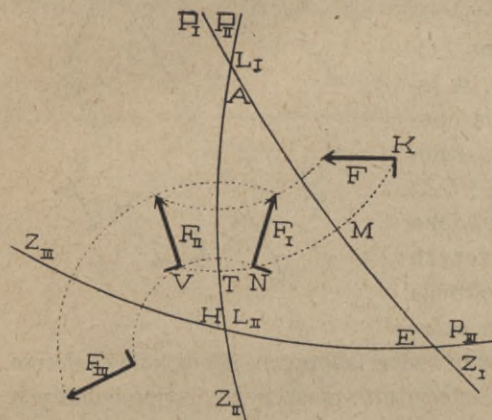
Rys. 34.

A więc wytknięta jest wyraźna droga do rozwiązania zagadnienia, wymienionego w § 22: mamy znaleźć wszystkie te symetryczne układy w przestrzeni kierunków równych, które są zgodne z fizyczną jednorodnością kryształu. Zgodność ich z nią polega

na pewnej ich ilości i na pewnym ich nachyleniu wzajemnym. A ilość ich i wzajemne nachylenie jest wynikiem wielkości kątów, pod jakimi przecinać się będą, wywołujące te zbiory odcinków, płaszczyzny zwierciadlane w kątach dwuściennech i trójkątach sferycznych. Należy przeto nasamprzód rozwiązać zagadnienie: jakie kąty płaszczyzn zwierciadlanych czynią zadość jednorodności? Potem należy połączyć pod tymi kątami płaszczyzny zwierciadlane

po dwie i po trzy, a potem wywołać ich powtórzenia kalejdoskopowe. Wtedy założony pomiędzy nimi odcinek również powtórzy się wraz z nimi kalejdoskopowo, skąd powstanie w każdym przypadku zbiór kierunków równych, który będzie zarazem i symetryczny i zgodny z jednorodnością.

§ 32. Twierdzenie o kącie obrotu. Rys. 35 przedstawia część powierzchni kuli, na której znajduje się figura F i jej przekształcenia symetryczne, dokonane trójkątem sferycznym AEH płaszczyzn zwierciadlanych $P_I Z_I$, $P_{II} Z_{II}$ i $P_{III} Z_{III}$.



Rys. 35.

Z definicji odzwieriedlenia (§ 23) wypływa, że każde dwa punkty homologiczne utworów symetrycznie równych i symetrycznie leżących, leżą na prostej, prostopadłej do płaszczyzny zwierciadlanej. W takim razie punkty K , N i V figur F , F_I i F_{II} leżą na jednej płaszczyźnie, prostopadłej do obu płaszczyzn zwierciadlanych $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$, a więc prostopadłej do średnicy kuli L_I , t. j. do prostej, która

powstaje z przecięcia się wzajemnego płaszczyzn $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$. Płaszczyzna KNV , przecinając się z powierzchnią kuli, tworzy okrąg koła małego, którego łukiem jest łuk KV .

Podobnie, z definicji płaszczyzny zwierciadlanej wynika, że łuk KM jest równy łukowi MN i łuk NT równa się łukowi TV . Jeżeli więc $KM = NM$, $NT = TV$, to $TN + NM = VT + MK$, czyli że $VK = 2TM$.

Łuk TM jest miarą kąta A° , który tworzą płaszczyzny $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$, a więc $VK = 2A^\circ$.

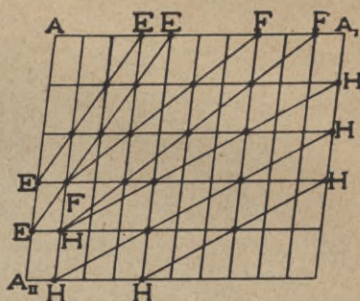
To samo jest słuszne względem każdego punktu figur F , F_I i F_{II} .

A zatem, jeżeli kąt pomiędzy płaszczyznami $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$ jest A° , i jeżeli całą kulę rys. 35-go obrócimy około średnicy L_I , jak około osi, o kąt $2A^\circ$, to figura F przystanie do figury F_{II} (*). Jednym słowem, przekształcenie symetryczne, spowodowane dwiema płaszczyznami, które przecinają się pod kątem A° , równe jest obrotowi o kąt $2A^\circ$ około prostej przecięcia się tych płaszczyzn jak około osi.

§ 33. Sieć przestrzenna. Obecnie wypada przystąpić do rozwiązania zagadnienia: pod jakimi kątami należy łączyć przecinające się płaszczyzny zwierciadlane, aby wywołane nimi powtórzenia kalejdoskopowe kierunku założonego czyniły zadość fizycznej jednorodności kryształu? W tym celu rozważmy nasamprzód, jakim utworem geometrycznym możemy wyrazić różnokierunkowość i jednorodność kryształu.

*) Obacz także rys. 33, gdzie to samo jest przedstawione na płaszczyźnie.

W początku miejmy na względzie tylko jedną dowolną płaszczyznę kryształu. Doświadczenie uczy, że w każdym szeregu prostych równoległych, leżących na płaszczyźnie, wszystkie proste są fizycznie jednakowe. Wykreślmy więc na płaszczyźnie szereg prostych równoległych i równoodległych AA_I (rys. 36) i przetnijmy go drugim szeregiem prostych AA_{II} , również pomiędzy sobą równoległych i również oddzielonych odstępami równymi. Dwa szeregi prostych, w każdym szeregu równoległych i równoodległych, przecinając się, pokrywają płaszczyznę jednostajną siecią punktów. Punkty te nazwiemy homologicznymi, ponieważ około któregośkolwiek z nich wszystkie pozostałe leżą tak samo, jak około każdego innego w tej sieci, a więc każdy możemy zamienić na którykolwiek z pozostałych.



Rys. 36.

Przeprowadźmy prostą przez dwa dowolne punkty homologiczne utworu omawianego (np. prostą E lub prostą F , albo prostą H , rys. 36). Widzimy, że każdą prostą do niej równoległą punkty homologiczne dzielą na odcinki tej samej długości, a więc wyobraża to graficznie jednakowość fizyczną wszystkich prostych należących do jednego szeregu prostych równoległych.

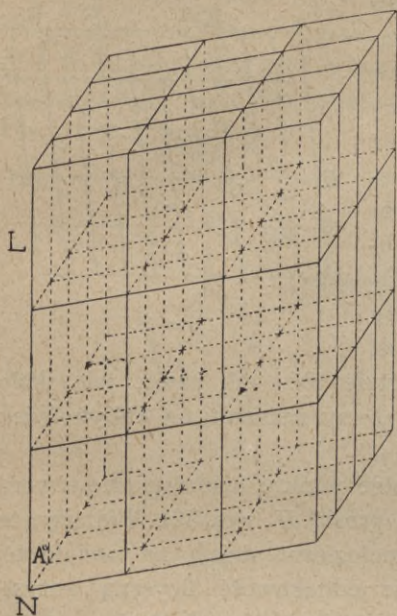
Utwór taki, t. j. dwa przecinające się szeregi prostych, w każdym szeregu równoległych i równoodległych, nazywamy siecią płaską punktów homologicznych, albo płaszczyzną siatkową. Niekiedy zwiemy ją z łacińska płaszczyzną retykularną. Punkty homologiczne nazywamy też węzłami.

Nie wymaga dowodzenia, że prostą, przez dwa węzły poprowadzoną dowolnie daleko, punkty homologiczne dzielą na odcinki równe, czyli że jest ona prostoliniowym rzędem punktów homologicznych, albo krótko mówiąc, rzędem sieci, jak ją zwykle nazywamy.

Kryształ jest bryłą, a więc utworem trójwymiarowym. Zatem wyraz jego własności, który wykreślamy obecnie, uczynimy również trójwymiarowym w sposób następujący.

Przez którykolwiek punkt homologiczny wykreślonej poprzednio sieci płaskiej przeprowadzimy prostą, przecinającą się z tą siecią pod kątem dowolnym, lecz większym od zera, i podzielimy tę prostą punktami homologicznymi na odcinki dowolne, lecz równe. Innymi słowy, przez jakiś punkt N (rys. 37) przeprowadzimy sieć płaską i nachylony do niej pod kątem A^0 rząd równoodległych punktów homologicznych punktowemu N . Lecz jeżeli węzły tego rzędu (nazwijmy go rzędem L) mają być homologiczne punktowemu N , to przez każdy z nich musimy przeprowadzić taką samą sieć płaską, jak ta, która przechodzi przez N , i nachyloną do rzędu L pod tym samym kątem A^0 , t. j.

do sieci pierwszej równoległą. W ten sposób otrzymamy t. zw. sieć przestrzenną (rys. 37), t. j. przestrzeń podzieloną płaszczyznami na równoległosciany, których naroża, czyli wierzchołki, są punktami homologicznymi, czyli węzłami sieci.



Rys. 37.

Oczywista, w sieci przestrzennej odstępów pomiędzy punktami homologicznymi rzędów nierównoległych są nierówne. Obrazowo wyraża to fizyczną niejednakowość kierunków nierównoległych w kryształach, czyli jego różnokierunkowość fizyczną.

Gdy przez dwa dowolne punkty homologiczne sieci przestrzennej przeprowadzamy prostą, to znajdujemy, że na wszystkich rzędach punktów homologicznych do niej równoległych odstępów pomiędzy węzłami są równe, t. j. obrazowo przedstawiają one jednakowość fizyczną kierunków równoległych w kryształach.

Innymi słowy, sieć przestrzenna jest zbiorem węzłów, ułożonych jednostajnie: około któregośkolwiek węzła wszystkie pozostałe ułożone są tak samo, jak około każdego innego węzła tej sieci.

Wiadomo, że własności fizyczne kryształu około jednego któregośkolwiek punktu są takie same i tak samo ułożone, jak około każdego innego punktu w tym kryształach.

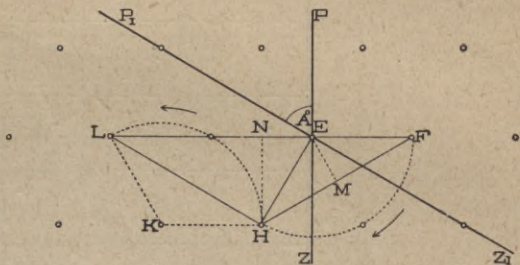
A więc sieć przestrzenna jest wyrazem graficznym własności ciała jednorodnego, różnokierunkowego, t. j. kryształu.

Załóżmy, że najdrobniejsze cząstki materialne, z których kryształ się składa, ułożone są w nim tak jak węzły w sieci przestrzennej. Wyniki doświadczeń nie są sprzeczne z tą hipotezą. Możemy więc przyjąć, że sieć przestrzenna jest obrazem nie tylko własności fizycznych kryształu ale i jego budowy, czyli ustroju.

§ 34. Twierdzenie o wielkości kątów między płaszczyznami zwierciadlanymi. Płaszczyzna rysunku 38 niech będzie jedną z płaszczyzn siatkowych jakiejś sieci przestrzennej i niechaj LF będzie to którykolwiek rząd tej sieci.

Załóżmy, że układ kierunków równych w tej sieci przestrzennej czyni zadość dwu płaszczyznom zwierciadlanym, prostopadłym do płaszczyzny siatkowej $FENLKH$. Ślady tych płaszczyzn zwierciadlanych PZ i P_1Z_1 niech przechodzą przez węzeł E , dowolny w rzędzie LF , i tworzą kąt A^0 . W takim razie, według twierdzenia o kącie obrotu (§ 32) po obrocie sieci o kąt $2A^0$ około prostej, prostopadłej do sieci, przecinającej ją w punkcie E , sieć przy-

stanie do swego położenia poprzedniego. Jeżeli więc w rzędzie LF najbliższym od węzła E punktem mu homologicznym jest węzeł F , to na końcu łuku długości $2A^0$ i promienia EF znajduje się punkt H , homologiczny punktowi F . Lecz jeżeli punkt H jest homologiczny punktowi F , a F ma na lewo homologiczny mu punkt E , to i punkt H musi mieć na lewo w tej samej odległości na prostej równoległej do LF punkt K , który jest homologiczny punktowi E . Jeżeli zaś punkt K jest homologiczny punktowi E , to płaszczyzna siatkowa też przystanie do swego położenia pierwotnego, gdy obrócimy ją dokoła prostej prostopadłej w punkcie K o kąt $2A^0$. To znaczy, że w rzędzie LF na końcu łuku HL długości $2A^0$, i promienia $KH = EF$ jest punkt L , homologiczny punktowi H i wszystkim innym, poprzednio wymienionym.



Rys. 38.

Zasada sieci przestrzennej polega na tem, że jej rzędy są prostolinijne, oraz, że odległości pomiędzy jej węzłami są skończone i w jednym rzędzie równe. A więc $LF = x \cdot EF$, gdzie x jest liczba cała.

Trójkąt EFH jest równoramienny, ponieważ boki jego EF i EH są równe, jako promienie jednego koła. W takim razie $\angle EFH = \angle EHF = = \frac{1}{2}(180^0 - 2A^0) = 90^0 - A^0$.

Trójkąt FLH też jest równoramienny, gdyż boki jego FH i HL są równe, jako cięciwy dwu równych łuków jednego promienia. A więc $\angle HLF = \angle LFH = 90^0 - A^0$.

W takim razie trójkąty EFH i HLF , jako równoramienne o równych kątach u podstawy, są podobne, a zatem ich kąty przeciwległe podstawie są równe, więc każdy mierzy po $2A^0$. $\angle LHF = \angle FEH = 2A^0$.

Przeprowadźmy EM prostopadłą do HF i HN prostopadłą do LF . Widoczna, że $FM = EF \cdot \sin A^0$, $LH = 2 EF \cdot \sin A^0$, $LN = 2 EF \cdot \sin^2 A^0$, $LF = 4 EF \cdot \sin^2 A^0$, a że $LF = x \cdot EF$, więc

$$x = 4 \sin^2 A^0,$$

gdzie x , jak to wynika z zasady sieci przestrzennej, jest liczbą całkowitą.

Równanie $x = 4 \sin^2 A^0$ nazywamy równaniem symetryczności*).

Krańcowymi wartościami wstawy kąta jest zero i jedność: $0 \leq \sin A^0 \leq 1$. Jeżeli więc $x = 4 \sin^2 A^0$, to krańcowymi wartościami x jest 0 i 4: $0 \leq x \leq 4$. A ponieważ x jest to liczba cała, więc wartościami jej są wszystkie liczby całe od zera do czterech włącznie: $x = 0, 1, 2, 3, 4$, skąd wynikają następujące wartości kąta A^0 :

*) Porównaj § 86.

x	$\sin^2 A^0$	$\sin A^0$	A^0
0	0	0	180^0
1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	30^0
2	$\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	45^0
3	$\frac{3}{4}$	$\sqrt{\frac{3}{4}}$	60^0
4	1	1	90^0

A zatem: kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi mają tylko 180^0 , 30^0 , 45^0 , 60^0 , 90^0 , gdy uwarunkowane temi płaszczyznami powtórzenia kalejdoskopowe kierunków równych czynią zadość jednorodności.

Twierdzenie to jest podstawowe w nauce o symetryczności kryształów, ono bowiem wyłącza wszystkie te skojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych, które prowadzą do utworów niezgodnych z własnościami ciała fizycznie jednorodnego, różnokierunkowego. Całkowitość liczby x ma to znaczenie, że po obrocie o kąt $2A^0$, którego $4\sin^2 A^0$ jest liczbą całkowitą, cała sieć przestrzenna przystaje sama do siebie, t. j. każdy jej węzeł pada na punkt, w którym przed obrotem też leżał jeden z jej węzłów; a fizyczny sens tego jest taki, że przekształcenie symetryczne ciała fizycznie różnokierunkowego jednorodnego samo w sobie jest możliwe tylko takie, w którym każdy atom po przekształceniu trafia w położenie poprzednio zajęte atomem, a nie w odstępy pomiędzy atomami.

§ 35. Twierdzenie o jedenastu typach symetryczności. Z definicji przekształceń symetrycznych wynika, że kojarzenie płaszczyzn zwierciadlanych może być trojakiego rodzaju: 1) albo jest to jedna płaszczyzna, 2) albo są to dwie płaszczyzny, 3) albo wreszcie są to trzy płaszczyzny zwierciadlane.

A więc, gdy $A^0 = 0^0 = 180^0$, to jest jeden typ kojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych, mianowicie jedna płaszczyzna.

Dwie płaszczyzny zwierciadlane mogą dać cztery typy, t. j. możemy połączyć je w kąt dwuścienny, który ma albo 90^0 , albo 60^0 , albo 45^0 , albo 30^0 .

Co zaś do połączeń trzech płaszczyzn zwierciadlanych, to są niemi wszystkie trójkąty sferyczne, zbudowane z kątów 90^0 , 60^0 , 45^0 i 30^0 .

W celu utworzenia wszystkich możliwych trójkątów sferycznych o kątach wymienionych ułożmy wszystkie połączenia trzeciej klasy (t. j. po trzy) elementów: 90^0 , 60^0 , 45^0 , 30^0 z powtórzeniami, a potem odrzucmy przypadki

niemożliwe, t. j. te, które są sprzeczne z własnością trójkąta sferycznego, że wypadkowa kątów jego jest większa od 180° , a mniejsza od $3 \times 180^{\circ}$.

Oto wszystkie połączenia trzeciej klasy elementów: 90° , 60° , 45° i 30° z ich powtórzeniami.

90°	90°	90°													
90°	90°	60°													
90°	90°	45°													
90°	90°	30°													
90°	60°	60°	60°	60°	60°										
90°	60°	45°	60°	60°	45°										
90°	60°	30°	60°	60°	30°										
90°	45°	45°	60°	45°	45°	45°	45°	45°							
90°	45°	30°	60°	45°	30°	45°	45°	30°							
90°	30°	30°	60°	30°	30°	45°	30°	30°	30°	30°	30°				

Od jednego rzutu oka na tę tablicę widzimy, że wypadek kątów w każdym z połączeń, wyłoczonych pismem grubszym, jest większy od 180° , przyczem największy z nich $3 \times 90^{\circ}$ jest mniejszy od $3 \times 180^{\circ}$. A więc sześć tych skojarzeń jest możliwe jako trójkąty sferyczne. Lecz już połączenie siódme w kolumnie pierwszej odpada, bo wypadkowa kątów jego jest 180° . Tak samo odpadają kolumny pozostałe, albowiem wypadkowa kątów połączenia pierwszego w kolumnie drugiej jest 180° , a wypadkowa kątów w połączeniach pozostałych jest od 180° mniejsza.

A więc, z kątów 90° , 60° , 45° i 30° możemy zbudować tylko **sześć** trójkątów sferycznych.

Spiszmy razem typy, wyprowadzone w paragrafie niniejszym, na tablicy następującej.

1	180°			Jedna płaszczyzna zwierciadlana
2	90°			Dwie płaszczyzny zwierciadlane
3	60°			„ „ „
4	45°			„ „ „
5	30°			„ „ „
6	90°	90°	90°	Trzy płaszczyzny zwierciadlane
7	90°	90°	60°	„ „ „
8	90°	90°	45°	„ „ „
9	90°	90°	30°	„ „ „
10	90°	60°	60°	„ „ „
11	90°	60°	45°	„ „ „

Z tablicy tej widzimy, że zgodnych z jednorodnością skojarzeń płaszczyzn zwierciadlanych, czyli typów symetryczności krystalograficznej, jest **jedenaste**.

§ 36. Oznaczenie typów symetryczności. Kąty 180° , 90° , 60° , 45° i 30° są to ułamki półkola: $\frac{\pi}{1}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{5}, \frac{\pi}{6}$. Umówmy się, że w typach o dwu płaszczyznach zwierciadlanych kąt pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi będziemy wyrażali mianownikiem odpowiedniego ułamka. A więc kąt 180° oznaczać będziemy liczbą 1, kąt 90° oznaczymy liczbą 2, kąt 60° oznaczać będzie liczba 3, kąt 45° liczbą 4, kąt 30° liczbą 6.

Co zaś do trójkątów sferycznych, umówmy się, że bok trójkąta sferycznego będziemy oznaczali mianownikiem kąta przeciwległego, a więc liczba 2 oznaczać będzie bok przeciwległy kątowi 90° , liczba 3 oznaczać będzie bok przeciwległy kątowi 60° , liczba 4 oznaczać będzie bok przeciwległy kątowi 45° i liczba 6 oznaczać będzie ten bok trójkąta sferycznego, który jest przeciwległy kątowi 30° .

Znaki te zamykać będziemy nawiasem kątowym, a w celu odróżnienia od znaków krawędzi położymy przed nawiasem literę σ [η *σ*μμμετρία]. Otrzymamy znaki proste, obrazowe, łatwozrozumiałe i nietrudne do zapamiętania.

1	$\sigma[1]$	Jedna płaszczyzna zwierciadlana	$\frac{\pi}{1} = 180^\circ$
2	$\sigma[2]$	Dwie płaszczyzny zwierciadlane, tworzące kąt:	$\frac{\pi}{2} = 90^\circ$
3	$\sigma[3]$	" " " " "	$\frac{\pi}{3} = 60^\circ$
4	$\sigma[4]$	" " " " "	$\frac{\pi}{4} = 45^\circ$
5	$\sigma[6]$	" " " " "	$\frac{\pi}{6} = 30^\circ$
6	$\sigma[222]$	Trzy pł. zwierciadlane, tworzące trójkąt sferyczny:	$90^\circ 90^\circ 90^\circ$
7	$\sigma[322]$	" " " " " "	$60^\circ 90^\circ 90^\circ$
8	$\sigma[422]$	" " " " " "	$45^\circ 90^\circ 90^\circ$
9	$\sigma[622]$	" " " " " "	$30^\circ 90^\circ 90^\circ$
10	$\sigma[323]$	" " " " " "	$60^\circ 90^\circ 60^\circ$
11	$\sigma[423]$	" " " " " "	$45^\circ 90^\circ 60^\circ$

Przecinające się płaszczyzny zwierciadlane powtarzają się kalejdoskopowo naokoło prostej ich przecięcia się (§ 31). A ponieważ kąty, pod którymi łączymy te płaszczyzny, są to ilorazy dzielenia π przez liczby całe, więc kalej-

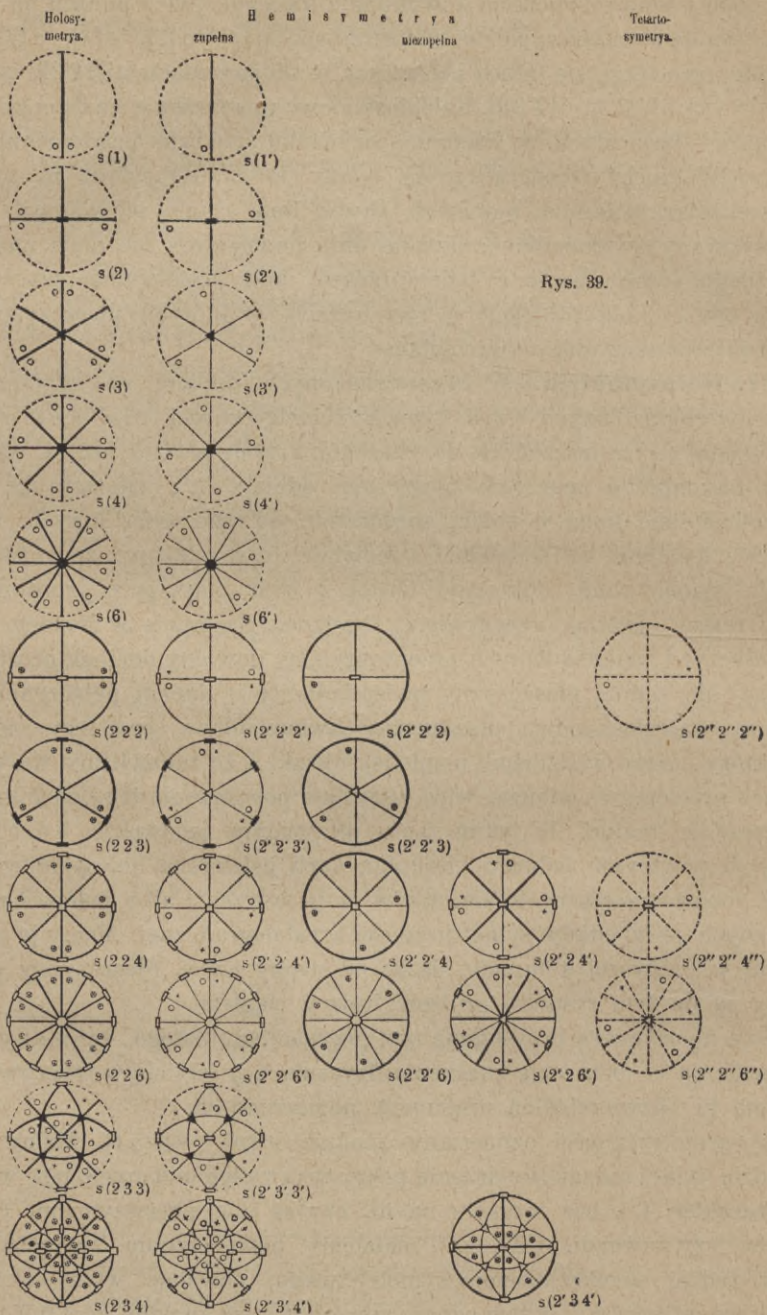
doskopowo powtarzające się płaszczyzny skojarzeń omawianych zapewniają przestrzeń bez przerw.

Zakreślmy kulę promieniem dowolnym z któregośkolwiek punktu na prostej przecięcia się dwu płaszczyzn w skojarzeniach $\sigma[1]$, $\sigma[2]$, $\sigma[3]$, $\sigma[4]$, $\sigma[6]$ i z punktów przecięcia się trzech płaszczyzn w skojarzeniach $\sigma[222]$, $\sigma[322]$, $\sigma[422]$, $\sigma[622]$, $\sigma[323]$, $\sigma[423]$. Kalejdoskopowe powtarzanie się taśm kulistych lub trójkątów sferycznych w każdym przypadku pokryje powierzchnię kuli bez reszty. W rzucie stereograficznym mamy to przedstawione na rys. 39, w pierwszej lewej kolumnie pionowej. Grube linje ciągłe tej kolumny oznaczają płaszczyzny zwierciadlane. Cienkie linje przerywane nie mają znaczenia symetrycznego, oznaczają one tylko przekrój kuli projekcyjnej płaszczyzną rzutu, t. j. obwód koła projekcji w tych razach, w których płaszczyzna projekcji nie jest płaszczyzną zwierciadlaną.

§ 37. Holosymetria. W wyprowadzonych dopiero co skojarzeniach płaszczyzn zwierciadlanych czyli typach symetryczności $\sigma[p]$ i $\sigma[pqr]$ nie robiliśmy żadnych zastrzeżeń co do charakteru tych płaszczyzn. A więc nadajmy im nasamprzód znaczenie płaszczyzn odbicia, t. j. założmy, że każda płaszczyzna istnieje sama w sobie, niezależnie od obecności innych, a więc objawia swe działanie zwierciadlane samoistnie, czyli założmy, że każde przekształcenie symetryczne, dokonane każdą z tych płaszczyzn z osobna, ma znaczenie realne, istotne, rzeczywiste, fizyczne. Następnie w każdym skojarzeniu płaszczyzn zwierciadlanych przeprowadźmy dowolny odcinek prostej, nie przylegający do żadnej płaszczyzny zwierciadlanej w danym połączeniu. Gdy powtórzymy kalejdoskopowo płaszczyzny zwierciadlane, powtórzy się i ten odcinek, który przeprowadziliśmy pomiędzy nimi. A że założyliśmy we wszystkich typach płaszczyzn odbicia, więc wszystkie powtórzenia tego odcinka będą miały znaczenie realne. W takim razie otrzymamy jedenaście holosymetrycznych powtórzeń jednego kierunku, czyli jedenaście holosymetrycznych sposobów rozłożenia równych kierunków w przestrzeni, albo jedenaście holosymetrycznych przypadków symetryczności krystalograficznej. Mamy je właśnie na rys. 39 w pierwszej kolumnie, licząc od strony lewej. Płaszczyzny odbicia oznaczone są na tym rysunku grubymi linjami ciągłymi.

Nazwa holosymetrii przysługuje tym przypadkom dlatego, że wszystkie odzwierciedlenia w nich mają znaczenie fizyczne, t. j. istnieją w rzeczywistości, gdyż niema tu odzwierciedleń urojonych, pomocniczych.

Typy symetryczności oznaczamy znakami $\sigma[p]$ i $\sigma[pqr]$. Mamy wtedy na względzie tylko rodzaj skojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych bez względu na ich charakter, t. j. bez względu na to, czy są one płaszczyznami odbicia, czy obrotu, czy inwersji. Gdy zaś nadajemy płaszczyznom zwierciadlanym określony rodzaj przekształcenia symetrycznego, powstaje wtedy określony przypadek symetryczności, który oznaczamy jednym ze znaków $s(p)$ lub $s(pqr)$, t. j. łańską literą s i nawiasem zwykłym.



Rys. 39.

A więc oto są symbole jedenastu przypadków holosymetrycznych:

$s(1)$
$s(2)$
$s(3)$
$s(4)$
$s(6)$
$s(2\ 2\ 2)$
$s(3\ 2\ 2)$
$s(4\ 2\ 2)$
$s(6\ 2\ 2)$
$s(3\ 2\ 3)$
$s(4\ 2\ 3)$

§ 38. Hemisymetria zupełna. Drugie przekształcenie symetryczne, czyli obrót, jest wynikiem sprzężenia płaszczyzn zwierciadlanych warunkiem, że realne znaczenie ma tylko co drugie odzwierciedlenie danego utworu, t. j. że dany utwór geometryczny należy odzwierciedlić w dwu płaszczyznach zwierciadlanych, aby wywołane w ten sposób przekształcenie miało znaczenie istotne. W jedenastu poznanych typach nadajmy wszystkim płaszczyznom zwierciadlanym znaczenie płaszczyzn obrotu. Otrzymamy wtedy jedenaście przypadków, w których, po kalejdoskopowem powtórzeniu danego kierunku, znaczenie istotne ma tylko co drugie powtórzenie, a znów co drugie pomiędzy nimi ma znaczenie fikcyjne, pomocnicze, geometryczne tylko, a nie fizyczne.

Płaszczyzny obrotu oznaczamy przecinkiem, położonym u góry przy każdej cyfrze znaku symetryczności z prawej jej strony.

$s(1')$
$s(2')$
$s(3')$
$s(4')$
$s(6')$
$s(2'\ 2'\ 2')$
$s(3'\ 2'\ 2')$
$s(4'\ 2'\ 2')$
$s(6'\ 2'\ 2')$
$s(3'\ 2'\ 3')$
$s(4'\ 2'\ 3')$

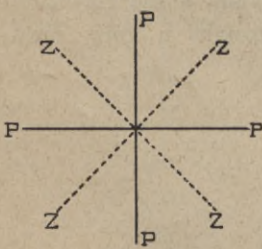
Te jedenaście przypadków nazywamy hemisymetrią zupełną; hemisymetrią dlatego, bo każdy rodzaj ma o połowę mniejszą ilość powtórzeń danego kierunku, niż odpowiadający mu rodzaj w grupie holosymetrycznej, a zupełną dlatego, że każda płaszczyzna zwierciadlana ma tu znaczenie płaszczyzny obrotu, t. j. że w tej grupie niema połączeń płaszczyzn obrotu z płaszczyznami odbicia.

Przypadki hemisymetrii zupełnej w rzucie stereograficznym wykreślone są w drugiej kolumnie pionowej rysunku 39. Płaszczyzny obrotu oznaczone są tam liniami cienkimi ciągłymi. Linje cienkie kropkowane oznaczają tylko obwód koła projekcji w tych przypadkach, w których płaszczyzna projekcji nie jest płaszczyzną zwierciadlaną.

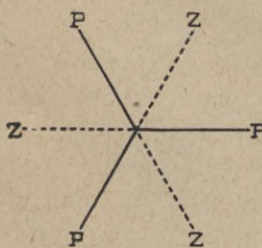
§ 39. Konieczność istnienia przypadków hemisymetrii niezupełnej. Z jednej strony istnienie obrotu, który wymaga tylko dwu płaszczyzn zwierciadlanych, a z drugiej strony skojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych po trzy, przywodzą nas nieodzownie do przypadków hemisymetrii niezupełnej, t. j. do przypadków takich, które są wynikiem trójkątów sferycznych, lecz w których dwie płaszczyzny zwierciadlane są płaszczyznami obrotu, a trzecia jest płaszczyzną odbicia.

Zachodzi więc pytanie, czy możliwe jest związanie warunkiem obrotu każdego dwu boków w poznanych wyżej trójkątach sferycznych. Jeżeli zaś jest to niemożliwe, to należy rozwiązać zagadnienie: w których trójkątach sferycznych jakim parom boków możemy nadać charakter płaszczyzn obrotu?

§ 40. Twierdzenie o kątach płaszczyzn obrotu w trójkątach sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych. Niechaj P i Z (rys. 40 i 41) będą to płaszczyzny zwierciadlane, tworzące kąt A^0 . Niech Z będzie płaszczyzną obrotu t. j. taką płaszczyzną, która sprowadza drugie przekształcenie symetryczne, a P niech to będzie płaszczyzna odbicia, t. j. płaszczyzna przekształcenia pierwszego.



Rys. 40.



Rys. 41.

W kalejdoskopowym powtórzeniu tych płaszczyzn, t. j. w ich wzajemnem się odzwierciedleniu, dalszym ciągiem płaszczyzny Z jest odbicie tej samej płaszczyzny, co dzieje się wtedy, gdy A^0 jest ilorazem półkola i liczby parzystej (rys. 40), albo dalszym ciągiem Z jest płaszczyzna P , jeżeli kąt A^0 jest nieparzysty (rys. 41). Ale rzecz jest oczywista, że drugi ten przypadek jest niemożliwy, bo niema sensu płaszczyzna, która równocześnie jest płaszczyzną odbicia i płaszczyzną obrotu.

Również jest oczywiste, że gdy obu płaszczyznom P i Z nadajemy charakter płaszczyzn obrotu, to czy A^0 jest parzystą czy nieparzystą częścią półkola, zawsze w powtórzeniu kalejdoskopowym dalsze ciągi płaszczyzn są jednakowe z płaszczyznami założonemi.

A zatem boki kątów parzystych w trójkątach sferycznych mogą być różnego charakteru, ale kąty nieparzyste muszą mieć oba boki jednakowe.

Innemi słowy, jeżeli w trójkącie sferycznym płaszczyzn zwierciadlanych tylko dwa boki mają być płaszczyznami obrotu, a trójkąt ten zawiera kąt, będący nieparzystą częścią półkola, to **oba** boki tego kąta muszą być płaszczyznami obrotu.

Z tego wynika, że w rodzajach hemisymetrii niezupełnej, gdzie jeden bok trójkąta sferycznego jest płaszczyzną odbicia, a dwa pozostałe są płaszczyznami obrotu, płaszczyzna odbicia nie przylega do kąta nieparzystego a tylko jest mu przeciwległa, przylega zaś do kąta parzystego.

§ 41. Twierdzenie o siedmiu rodzajach hemisymetrii niezupełnej. Z twierdzenia paragrafu poprzedniego wynika, że trójkąt $\sigma[222]$, jako zawierający wszystkie kąty parzyste i wszystkie trzy boki równe, może dać jeden przypadek hemisymetrii niezupełnej: $s(2'2'2)$.

Trójkąt $\sigma[322]$ w myśl twierdzenia paragrafu poprzedniego, też może dać tylko jeden rodzaj hemisymetrii niezupełnej: $s(3'2'2)$ t. j. oba boki (2), przylegające do kąta nieparzystego $\frac{\pi}{3}$, są płaszczyznami obrotu, a płaszczyzną odbicia jest bok (3), przeciwległy kątowi $\frac{\pi}{3}$.

Trójkąty $\sigma[422]$ i $\sigma[622]$, jako zawierające tylko parzyste kąty, mogą dać po dwa rodzaje hemisymetrii niezupełnej:

$s(4'2'2)$	$s(4'2'2)$
$s(6'2'2)$	$s(6'2'2)$

Trójkąt $\sigma[323]$, jako zawierający dwa kąty nieparzyste, warunkowi hemisymetrii niezupełnej podlegać nie może, bo gdy dwa boki jednego kąta nieparzystego zrobimy płaszczyznami obrotu, to drugi kąt nieparzysty będzie miał jeden bok płaszczyzną obrotu, a drugi bok płaszczyzną odbicia, co, jak wiemy z paragrafu poprzedniego, prowadzi do niedorzeczności. Innemi słowy, każdy bok tego trójkąta przylega do kąta nieparzystego, więc ani jeden z nich nie może być jedyną płaszczyzną odbicia.

Nakoniec trójkąt $\sigma[423]$, jako zawierający jeden kąt nieparzysty, daje tylko jeden przypadek hemisymetrii niezupełnej: $s(4'2'3)$.

A więc przypadków hemisymetrii niezupełnej mamy siedm:

$s(2'2'2)$	
$s(3'2'2)$	
$s(4'2'2)$	$s(4'2'2)$
$s(6'2'2)$	$s(6'2'2)$
	$s(4'2'3)$

Przypadki te łatwo zapamiętamy: przecinkiem, oznaczającym płaszczyznę obrotu, opatrzone są liczby parzyste.

Kalejdoskopowe powtórzenia trójkątów sferycznych tej grupy podane są w kolumnie trzeciej i czwartej rysunku 39. Linje grube oznaczają płaszczyzny odbicia, linje cienkie płaszczyzny obrotu.

§ 42. Konieczność istnienia rodzajów tetartosymetrycznych. Z definicji trzech przekształceń symetrycznych (§§ 23—25) wiadomo nam, że oprócz odbicia i obrotu, jest jeszcze trzecie przekształcenie symetryczne, które nazwalimy inwersją. Inwersja jest wynikiem trzech płaszczyzn zwierciadlanych, tworzących trójkąt sferyczny, które są sprzężone warunkiem istnienia i działania spólnego oraz warunkiem dawania w rzeczywistości tylko ostatecznego następstwa ich istnienia.

Rzecz jest oczywista, że w kalejdoskopowym powtórzeniu płaszczyzn inwersji istnieje tylko odzwierciedlenie co czwarte. A więc rodzaje symetryczności, powstałe ze skojarzenia płaszczyzn inwersji, możemy nazwać tetartosymetrycznymi.

Rozważmy obecnie, jakie mogą istnieć rodzaje tetartosymetryczne, t. j. rozpatrzmy, które z trójkątów sferycznych, nam znanych, mogą podlegać warunkowi inwersji.

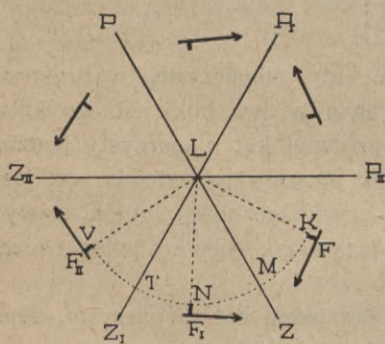
Aby rozwiązać to zagadnienie, należy podać przedtem kilka definicji i jedno twierdzenie.

§ 43. Definicja osi przystawania, jej amplitudy i jej rzędu. Za-

łożmy dwie płaszczyzny odbicia (rys. 42) przecinające się pod kątem A i założmy pomiędzy nimi jakąś figurę F . Płaszczyzny zwierciadlane powtarzają się kalejdoskopowo, a z nimi powtarza się figura założona. Jeżeli tę figurę, którą założyliśmy, nazwiemy pierwszą, to jednokładnie z nią równe jest jej przekształcenie trzecie i piąte, t. j. każde nieparzyste. A znowu przekształcenie, figurze pierwszej symetrycznie równe, jest jednokładnie równe czwartemu i szóstemu, t. j. każdemu parzystemu. A zatem z kalejdoskopowego powtórzenia płaszczyzn odbicia powstaje utwór, którego wszystkie

elementy przystają do siebie co drugi, t. j. parzyste przystają do parzystych a nieparzyste do nieparzystych. Innymi słowy, cały utwór przystaje sam do siebie po obrocie o kąt $2A^0$, t. j. staje się sam z sobą jednokładny co $2A^0$ w obrocie na 360^0 około prostej przecięcia się płaszczyzn odbicia. Ta prosta nazywa się osią przystawania, bo utwór przystaje sam do siebie po obrocie dokoła niej jak dokoła osi.

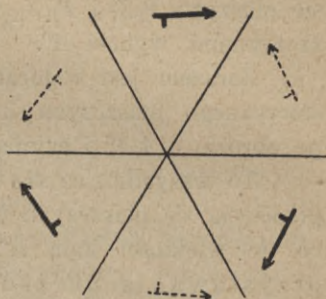
Kąt, o który obrócić należy utwór aby przystał sam do siebie, nazywa się



Rys. 42.

amplitudą osi przystawania; nazywamy go też okresem osi albo kątem jej obrotu. Iloraz $\varphi = 360^\circ : 2A^\circ$ wskazuje ile razy utwór przychodzi do jednokładności sam z sobą w pełnym obrocie na 360° dokoła osi przystawania. Wobec tego, że wartości kąta A° są $90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ i 30° t. j. $2A^\circ$ wynosi $180^\circ, 120^\circ, 90^\circ$ i 60° więc wartości ilorazu φ są liczby: 2, 3, 4 i 6. Kryształom zatem są właściwe osi przystawania dwukrotnego, trzykrotnego, czterokrotnego i sześciokrotnego (§ 86).

Rys. 43 przekonywa, że to samo dzieje się, gdy płaszczyznom zwierciadlanym nadamy znaczenie płaszczyzn obrotu, t. j. gdy uznamy za nieistniejące co drugie przekształcenie F .

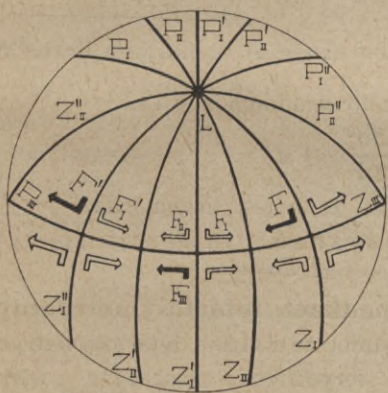


Rys. 43.

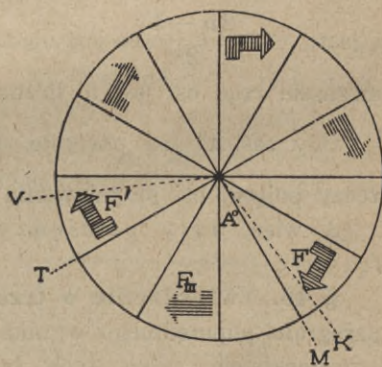
Wnosimy więc, że bez względu na to, czy kąt A° tworzą płaszczyzny odbicia czy płaszczyzny obrotu, to w każdym z obu tych przypadków powtórzenie kalejdoskopowe jest utworem z osią przystawania o amplitudzie $2A^\circ$ t. j. z osią rzędu $360^\circ : 2A^\circ$.

W przypadku, przedstawionym na rys. 42 i 43, $A^\circ = 60^\circ, 2A^\circ = 120^\circ \varphi = 3$.

§ 44. Twierdzenie o amplitudzie i o rzędzie osi przystawania, powstałych z przecięcia się płaszczyzn inwersji. Niechaj będą płaszczyzny inwersji $P_I Z_I, P_{II} Z_{II}$ i $P_{III} Z_{III}$ (rys. 44) i figura F , która przekształca się w figurę F_{III} przez pośredniczące figury urojone, fikcyjne, F_I i F_{II} . W powtó-



Rys. 44.



Rys. 45.

rzeniu kalejdoskopowym trójkąta pierwotnie założonego powstają płaszczyzny $P'_I Z'_I, P'_{II} Z'_{II}, P''_I Z''_I, P''_{II} Z''_{II}$, a także spowodowana temi płaszczyznami figura F' , która do F_{III} ma się tak samo, jak F przez figury urojone F_{II} i F'_I . Na rys. 45 mamy utwór rysunku 44 w rzucie pionowym na płaszczyznę $P_{III} Z_{III}$. Figury F półkuli górnej są obwiedzione konturem i prążkowane poprzecznie, figury dolnej półkuli, t. j. znajdujące się pod płaszczyzną rzutu, są bez konturu i prążkowane podłużnie. Figury fikcyjne są na rys. 45 pominięte.

Z definicji odzwierciedlenia wynika, że $KM + TV = A^0$, a więc łuk $KV = 4A^0$, czyli że F jest jednokładne z F' i że utwory te przystają jeden do drugiego po obrocie o kąt $4A^0$ około prostej L , t. j. około prostej przecięcia się płaszczyzn $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$ jak około osi, jeżeli kąt, zawarty między temi płaszczyznami, wynosi A^0 .

Zarazem jest widoczne, że przez kalejdoskopowe powtórzenie trójkąta sferycznego płaszczyzn inwersji powstaje utwór, przystający sam do siebie po obrocie o $4A^0$ i czyniący to $360^0:4A^0$ razy w obrocie o 360^0 .

To wszystko, co się przed chwilą rzekło, odnosi się do każdej prostej przecięcia się płaszczyzn inwersji*), nie robiliśmy bowiem żadnych zastrzeżeń co do wielkości kąta A^0 . A więc: płaszczyzny inwersji dają osi przystawania okresu $4A^0$ i rzędu $360:4A^0$, gdzie A^0 jest wielkością kąta pomiędzy dwiema płaszczyznami inwersji, tworzącymi daną oś.

§ 45. Twierdzenie o kącie płaszczyzn inwersji. Dowiedliśmy w paragrafie poprzednim, że gdy trójkąt płaszczyzn inwersji zawiera u danej krawędzi kąt A^0 , to krawędź ta jest osią przystawania rzędu φ , gdzie $\varphi = \frac{360^0}{4A^0}$.

Niech A^0 będzie nieparzystą częścią półkola, t. j. niech $A^0 = \frac{180^0}{2n-1}$, gdzie n jest liczba cała. Wtedy amplituda osi jest $4A^0 = \frac{4 \cdot 180^0}{2n-1}$ i rząd tej osi jest: $\varphi = \frac{2n-1}{2}$ co jest niedorzeczne, bo $(2n-1):2$ nie jest liczbą całą, tymczasem rząd osi jest to liczba cała, jak to wiadomo z § 43.

Gdy zaś A^0 jest parzyste, to $A^0 = \frac{180^0}{2n}$, $4A^0 = \frac{360^0}{n}$, $\varphi = n$, co nie przeczy pojęciu osi przystawania i założeniu, że n jest liczba cała.

A więc, kąty pomiędzy płaszczyznami inwersji są tylko parzyste.

§ 46. Twierdzenie o trzech przypadkach tetartosymetrycznych. Z paragrafu poprzedniego wynika bezpośrednio, że rodzaje tetartosymetryczne są następstwem tylko tych trójkątów sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych, których boki tworzą kąty, będące parzystymi częściami półkola, t. j. typy $\sigma[222]$, $\sigma[422]$ i $\sigma[622]$. A więc mamy tylko trzy przypadki

*) Przypadek, wykreślony na rys. 44 i 45, jest to kalejdoskopowe powtórzenie trójkąta $\sigma[622]$, a więc L jest osią przystawania o amplitudzie $30^0 \times 4 = 120^0$, t. j. oś ta jest osią przystawania trzykrotnego: $360^0:120^0 = 3$. Na dwu pozostałych krawędziach trójkąta płaszczyzn inwersji niema jednokładności, bo pozostałe dwa kąty mierzą po 90^0 , a $90^0 \times 4 = 360^0$ i $360^0:360^0 = 1$: każdy utwór geometryczny po obrocie o 360^0 staje się sam sobie identyczny, a więc oś przystawania powstaje od płaszczyzn inwersji tylko u wierzchołka kąta mniejszego od 90^0 .

tetartosymetryczne. Ich płaszczyzny zwierciadlane oznaczymy dwoma przecinkami.

$s(2'' 2'' 2'')$
$s(4'' 2'' 2'')$
$s(6'' 2'' 2'')$

Rzut stereograficzny tych przypadków jest w piątej kolumnie rysunku 39. Płaszczyzny inwersji oznaczają grube linje przerywane.

§ 47. Twierdzenie o trzydziestu dwu przypadkach symetryczności krystalograficznej. Krótki przegląd dotychczasowego rozumowania naszego przekonywa, że wyczerpaliśmy wszystkie przypadki symetryczności, zgodne z jednorodnością.

Nasamprzód podaliśmy definicję kierunków równych i wskazaliśmy, że kierunki równe leżą w kryształach symetrycznie. Potem określiliśmy pojęcie płaszczyzny zwierciadlanej. Następnie dowiedliśmy, że istnieją tylko trzy przekształcenia symetryczne. Dalej doszliśmy do wniosku, że kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi czynią zadość jednorodności tylko o tyle, o ile mają 180° , 90° , 60° , 45° i 30° . W następstwie poczyniliśmy wszystkie możliwe połączenia płaszczyzn pod tymi kątami po dwie i po trzy. Nakoniec wszystkim tym połączeniom nadaliśmy wszystkie możliwe znaczenia płaszczyzn odbicia, obrotu i inwersji.

Na tej drodze poznaliśmy jedenaście przypadków holosymetrycznych, jedenaście przypadków hemisymetrii zupełnej, siedm przypadków hemisymetrii niezupełnej i trzy przypadki tetartosymetryczne, co stanowi **trzydzieści dwa** przypadki symetryczności, możliwe w budowie i własnościach ciała krystalicznego. Znaki ich mamy zebrane w tablicy następującej.

Holosymetria	Hemisymetria		Tetartosymetria
	zupełna	niezupełna	
$s(1)$	$s(1')$		
$s(2)$	$s(2')$		
$s(3)$	$s(3')$		
$s(4)$	$s(4')$		
$s(6)$	$s(6')$		
$s(222)$	$s(2'2'2')$	$s(222')$	$s(2''2''2'')$
$s(322)$	$s(3'2'2')$	$s(322')$	
$s(422)$	$s(4'2'2')$	$s(422')$	$s(4'2'2)$ $s(4''2''2'')$
$s(622)$	$s(6'2'2')$	$s(622')$	$s(6'2'2)$ $s(6''2''2'')$
$s(323)$	$s(3'2'3')$		
$s(423)$	$s(4'2'3')$		$s(4'2'3)$

W celu ułatwienia klasyfikacji przypadków symetryczności tablicę powyższą, przydatną jako pomocniczy środek mnemoniczny, ułożymy tak, aby przypadki podobne były w niej obok siebie. Mianowicie.

$s(1)$	$s(1')$					
$s(2)$	$s(2')$	$s(222)$	$s(2'2'2')$	$s(2'2'2)$		$s(2''2''2'')$
$s(4)$	$s(4')$	$s(422)$	$s(4'2'2')$	$s(4'2'2)$	$s(4'2'2')$	$s(4''2''2'')$
$s(3)$	$s(3')$	$s(322)$	$s(3'2'2')$		$s(3'2'2')$	
$s(6)$	$s(6')$	$s(622)$	$s(6'2'2')$	$s(6'2'2)$	$s(6'2'2')$	$s(6''2''2'')$
		$s(323)$	$s(3'2'3')$			
		$s(423)$	$s(4'2'3')$	$s(4'2'3)$		

B. Niektóre wiadomości z krytalografji opisowej.

§ 48. Znaczenie krytalograficzne płaszczyzn zwierciadlanych i osi przystawania. Wszystkie ściany kryształu, będące wzajemnem powtórzeniem symetrycznem, leżą jednakowo względem płaszczyzn zwierciadlanych i osi przystawania. A więc gdybyśmy obrali osi przystawania na krawędzi osiowe i płaszczyzny odbicia na ściany osiowe czworościanu jednostkowego, to otrzymalibyśmy jednakowe liczby wyznaczające dla wszystkich ścian kryształu symetrycznie sobie równych. Jest to znaczne ułatwienie i tak też się zawsze robi, ale przedtem należy dowieść, że płaszczyzny odbicia i osi przystawania, oraz ich normalne, są możliwe jako ściany kryształu i jego krawędzi, t. j. że niektóre ściany kryształu i jego krawędzi bywają zgodne z jego elementami symetryczności lub do nich prostopadłe.

W paragrafie 33 założyliśmy, że obrazem kryształu jest sieć przestrzenna. Zważmy, że pomiędzy kryształem a siecią przestrzenną zachodzi analogia nie tylko fizyczna ale i geometryczna. Mianowicie, każdą ścianę kryształu wyznaczają dwie krawędzi, a każda płaszczyzna przeprowadzona przez dwa rzędy węzłów jest siecią płaską; każdą krawędź kryształu wyznaczają dwie nierównoległe jego ściany, a każda prosta przecięcia się każdych dwu sieci płaskich jest rzędem sieci. A więc jeżeli obrazem kryształu jest sieć przestrzenna, to obrazem jego ścian są sieci płaskie, a obrazem jego krawędzi są rzędy węzłów.

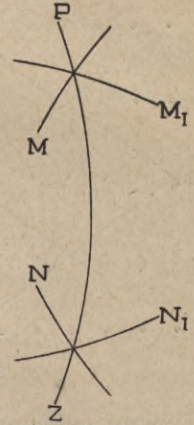
Po tem założeniu możemy dowieść słuszności twierdzeń następujących.

1. Płaszczyzna odbicia jest możliwą ścianą kryształu, a jej normalna jest jego możliwą krawędzią.

Łuk wielkiego koła PZ (rys. 46) niech będzie odcinkiem przecięcia się płaszczyzny odbicia z powierzchnią kuli, a M i N niech będą to dwie jakiegokolwiek ściany kryształu, rozpostarte do przecięcia się z powierzchnią kuli. Wobec istnienia płaszczyzny odbicia PZ ściany M i N odzwierciadlają się

w niej i powtarzają symetrycznie t.j. oprócz nich istnieją ściany M_I i N_I . W punktach przecięcia się M z M_I i N z N_I krawędzi tych ścian przecinają powierzchnię kuli. Ponieważ punkty te leżą na obwodzie koła PZ , t.j. na płaszczyźnie PZ , więc płaszczyznę PZ wyznaczają dwie krawędzi kryształu, czyli jest ona możliwa na kryształ jako jego ściana.

Dowód drugiej części twierdzenia jest następujący. Wyobraźmy sobie sieć przestrzenną, której symetryczność czyni za-
dość płaszczyźnie odbicia i pomyślmy o jakimś węźle, który nie leży na tej płaszczyźnie. Gdy z tego węzła spuścimy pion na płaszczyznę odbicia, to po jej drugiej stronie na tym pionie znajdziemy węzeł tamtemu węzłowi symetrycznie równy i symetrycznie z nim leżący. Prosta przeprowadzona przez dwa węzły jest rzędem węzłów równoodległych, t.j. rzędem sieci a więc jest obrazem możliwej krawędzi kryształu; a zatem normalna płaszczyzny odbicia jest możliwa jako krawędź kryształu.



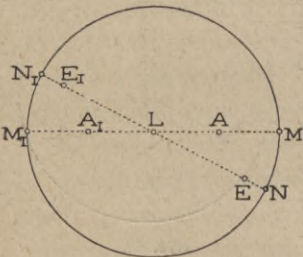
Rys. 46.

Z tego wynika, że każdą płaszczyznę odbicia możemy obrać na płaszczyznę osiową czworościanu jednostkowego, a normalną jej na krawędź osiową.

2. Oś przystawania jest możliwą krawędzią kryształu, a płaszczyzna do niej prostopadła jest możliwą ścianą kryształu.

Że oś przystawania, która powstała od przecięcia się dwu płaszczyzn odbicia, jest możliwą krawędzią kryształu, to wynika z twierdzenia poprzedniego. Każda bowiem płaszczyzna odbicia jest możliwą ścianą kryształu, a więc prosta, powstała z przecięcia się dwu płaszczyzn odbicia, jest tem samym możliwą kryształu krawędzią.

Co zaś do osi przystawania, powstałej z przecięcia się dwu płaszczyzn obrotu, to jej znaczenie krystalograficzne wyjaśnimy zgodnie z twierdzeniem powyższem w rozumowaniu następującem.



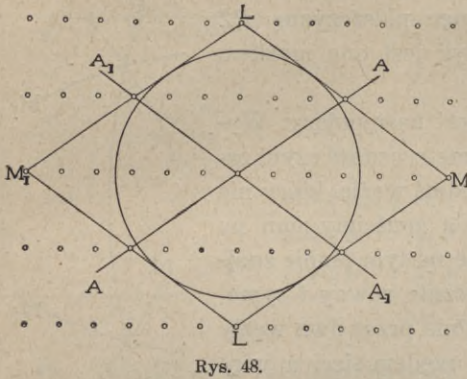
Rys. 47.

Wyobraźmy sobie kryształ jako sieć przestrzenną, symetryczną względem jakiejś osi przystawania. Zakreślmy kulę dowolnym promieniem z któregośkolwiek węzła leżącego na tej osi, jak ze środka. Niechaj punkt L (rys. 47) będzie to punkt przecięcia się osi L z powierzchnią kuli.

Załóżmy, że L jest osią przystawania parzystego. A i E (rys. 47) niechaj będą to punkty przecięcia się z powierzchnią kuli dwu dowolnych rzędów sieci przestrzennej. Jeżeli L jest osią przystawania parzystego, to istnieje rząd A_I równy i symetryczny rzędowi A leżący z L i z A na jednej płaszczyźnie, która w takim razie jest siecią płaską, bo ją wyznaczają dwa rzędy: A i A_I . Jeżeli L jest osią przystawania parzystego to istnieje również

Jeżeli L jest osią przystawania parzystego, to istnieje również rząd A_I równy i symetryczny rzędowi A leżący z L i z A na jednej płaszczyźnie, która w takim razie jest siecią płaską, bo ją wyznaczają dwa rzędy: A i A_I . Jeżeli L jest osią przystawania parzystego to istnieje również

rząd E_1 równy i symetryczny rzędowi E , leżący z nim i z osią L na jednej płaszczyźnie, która wobec tego też jest płaszczyzną siatkową. A zatem L jest przecięciem się dwu sieci płaskich, więc jest rzędem węzłów czyli możliwą krawędzią kryształu. Unaoznia to rys. 48, który jest przekrojem M_1A_1LAM rysunku 47 obróconym około prostej M_1M o 90° .

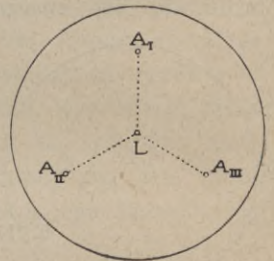


Rys. 48.

Co zaś do płaszczyzny, której normalną jest oś L , to zważmy, że punkty M i N na rys. 47 są to przecięcia się z powierzchnią kuli dwu możliwych rzędów sieci przestrzennej, ponieważ punkty te wyznaczają kierunki przekątnych dwu równoległoboków: jednego, który tworzy rząd A i zwrot odjemny rzędu A_1 i drugiego, który powstał z rzędu E i E_1 . Widać to naocznie na rys. 48, t. j. na przekroju MA . Przekrój NE jest w treści swej taki sam, od MA różni się tylko wielkością kąta pomiędzy rzędem E i N więc jako zbyteczny, nie jest nakreślony. Ponieważ oba rzędy M i N leżą na jednej płaszczyźnie, prostopadłej do osi L , więc płaszczyzna ta, jako wyznaczona dwoma rzędami, jest siecią płaską, a zatem jest możliwa jako ściana kryształu.

Że oś przystawania nieparzystego jest możliwą krawędzią kryształu, i że płaszczyzna do niej prostopadła jest możliwą ścianą, dowiedzimy w sposób następujący.

Wobec tego, że pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanemi możliwy jest tylko jeden kąt, będący nieparzystą częścią półkola, mianowicie $A^\circ = 60^\circ = \frac{1}{3} \cdot 180^\circ$, więc oś przystawania nieparzystego jest możliwa tylko rzędu trzeciego t. j. przystawania trzykrotnego: $2A^\circ = 120^\circ$, $\varphi = 360^\circ : 120^\circ = 3$. Niechaj więc L (rys. 49) będzie biegunem osi przystawania trzykrotnego i A_1 niech będzie to biegun jednego jakiegoś rzędu sieci przestrzennej, przechodzącego przez środek kuli. Jeżeli symetryczność sieci czyni zadość osi przystawania trzykrotnego, to oprócz rzędu A_1 istnieją dwa rzędy równe mu i symetryczne: A_{II} i A_{III} . W takim razie prosta L , jako leżąca pomiędzy trzema równymi i symetrycznymi rzędami w równych odległościach kątowych od każdego rzędu, jest przekątną równoległoscianu, którego krawędziami są rzędy A_1 , A_{II} i A_{III} , a więc sama również jest rzędem sieci, czyli jest możliwą krawędzią kryształu. Co zaś do płaszczyzny, prostopadłej do osi L , to, rzecz oczywista, jest nią płaszczyzna, przechodząca przez trzy równoodległe od środka węzły rzędów A_1 , A_{II} i A_{III} :



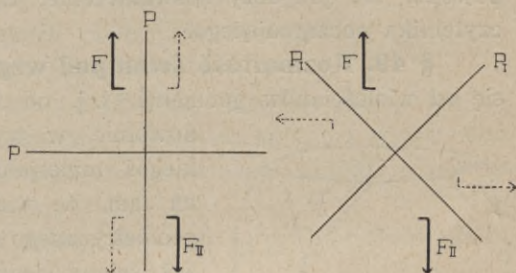
Rys. 49.

wszystkie te trzy rzędy mają odstępów węzłów równe i leżą symetrycznie około osi L , a więc płaszczyzna, przechodząca przez trzy równoodległe od środka węzły tych rzędów, jest do L prostopadła. A ponieważ wyznacza się ona trzema nie leżącymi na jednej prostej węzłami sieci, więc sama jest płaszczyzną siatkową, czyli jest możliwa na kryształach jako jego ściana.

Słowem widzimy, że każdą oś przystawania parzystego, czy nieparzystego, możemy wziąć na krawędź osiową czworościanu jednostkowego, a płaszczyznę prostopadłą do każdej osi przystawania na ścianę osiową.

3. Jedna z płaszczyzn obrotu, lub jedna z płaszczyzn inwersji, jest możliwą ścianą kryształu tylko w tych przypadkach, w których leżą na niej przynajmniej dwie osi przystawania, albo w których jest ona do osi przystawania prostopadła.

Para płaszczyzn obrotu tworzy oś przystawania z okresem $2A^0$, a trójkąt sferyczny płaszczyzn inwersji daje obrót jednokładny okresu $4A^0$. A więc stały jest tylko kierunek przecięcia się płaszczyzn, t. j. kierunek osi, powstałej przez ich spółdziałanie, oraz kąt A^0 , jaki tworzą te płaszczyzny. Ale już położenie kąta A^0 w obrębie okresu $2A^0$ czy $4A^0$ jest nieokreślone, jak to widzimy np. z rys. 50, gdzie położenie figury F i jej przekształcenia symetrycznego wtórego F_{II} jest jednakże bez względu



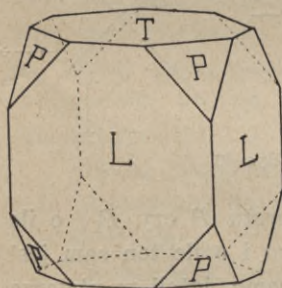
Rys. 50.

na to, czy to przekształcenie wywołały płaszczyzny obrotu P czy P_I , o ile tylko kąt pomiędzy płaszczyznami obrotu jest ten sam i o ile ten sam jest kierunek prostej przecięcia się tych płaszczyzn. Tak samo, jeżeli w utworze rys. 44 i 45 zmienimy położenie kąta $P_I Z_I$ i $P_{II} Z_{II}$, obracając go około osi L w obrębie łuku KV , to zmieniają się miejsca figur urojonych, pomocniczych, a więc znaczenia fizycznego niemających, ale figury realne, istniejące w rzeczywistości, pozostaną na miejscach tych samych. Stąd wynika, że płaszczyzny obrotu i płaszczyzny inwersji, jako elementy geometryczne tylko, a nie fizyczne, nie mają orientacji stałej, nie są więc zgodne ze ścianami kryształu i, co zatem idzie, nie nadają się na elementy czworościanu jednostkowego, z wyjątkiem przypadków, wyszczególnionych w twierdzeniu, t. j. z wyjątkiem tych przypadków, w których płaszczyzna zwierciadlana przylega do dwu przecinających się osi przystawania, albo gdy jest ona do osi przystawania prostopadła.

W zakończeniu ustępu niniejszego nie od rzeczy będzie zwrócenie jeszcze raz uwagi czytelnika, szczególnie początkującego, na to, aby zdał sobie dokładnie sprawę z istoty płaszczyzny odbicia i osi przystawania, oraz z różnicy pomiędzy płaszczyzną odbicia, a płaszczyzną zwierciadlaną.

A więc oś przystawania jest to prosta, naokoło której kierunki równe leżą w kryształach symetrycznie, tak, że kryształ, obrócony dokoła tej prostej o kąt mniejszy od 2π , przystaje sam do siebie. Jest to więc prosta o znaczeniu fizycznym, istniejąca bez względu na sposób jej wyvodu i interpretacji naukowej. Tak samo płaszczyzna odbicia jest to płaszczyzna, po której obu stronach leżą kierunki równe, mające się do siebie tak, jak przedmioty do swoich odbić w zwierciadle płaskim. A więc osi przystawania i płaszczyzny odbicia mają znaczenie fizyczne; ujawniają się one w kryształach zjawiskami, jakie w nim zachodzą, niezależnie od sposobów naukowego wyvodu symetryczności. Płaszczyzny zaś zwierciadlane są to fikcje geometryczne, które przeprowadzamy przez osi przystawania w celu ich wyvodu i wyprowadzenia przypadków symetryczności. Oprócz użytego w książce niniejszej są inne jeszcze sposoby wyvodu teoretycznego przypadków symetryczności. Autor książki niniejszej pomija je nie dlatego iżby uważał je za nieściśle lub fałszywe, a tylko z tego powodu, że, jak uczy doświadczenie, są one za trudne do zrozumienia dla czytelnika początkującego.

§ 49. Rozmaitość ścian pod względem fizycznym. Kryształy różnią się od wielościanów geometrii, t. j. od tych wielościanów, które budujemy

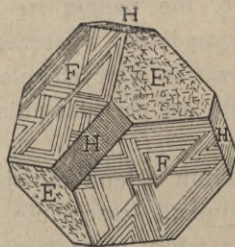


Rys. 51.

dowolnie w wyobraźni, lub wykonywamy z jakiegось materiału. Różnica przedewszystkiem polega na tem, że wszystkie ściany każdego wielościanu geometrycznego są płaszczyznami jednakowemi, różne zaś ściany jednego kryształu znacznie się czasem różnią pomiędzy sobą swojemi własnościami. Np. rys. 51 przedstawia kryształ siedmiowodnego platynocjanku magnezowego. Platynocjanki są to substancje barwne o żywych, mieniających się kolorach. Cztery ściany *L* kryształów przytoczonych mają połysk metaliczny i barwę zieloną, dwie ściany *T* są matowe ciemnoczerwone, a ośm ścian *P* połyskuje lazurowo.

Na rys. 52 przedstawiono kryształ minerału sfalerytu. Jego ściany *H* pokrywa delikatne równoległe kreskowanie, ściany *E* są zmatowione maleńkimi niewyraźnymi trójkątami i krótkimi linijkami, równoległymi do boków tych trójkątów, a na ścianie *F* są prążki równoległe do trzech krawędzi, powstałych przecięciem się ściany *F* z trzema otaczającymi ją ścianami *E*.

Rys. 53 przedstawia kryształ kwarcu, którego ściany *R*, *z*, *s*, *x* i słupa pionowego mają rzeźbę odmienną a charakterystyczną.



Rys. 52.



Rys. 53.

Znany przypadki, w których jedna ściana kryształu ma różne własności na różnych swych częściach. Np. pewne kryształy niektórych skaleni (rys. 54) mają jedną część ściany *P* błyszczącą a drugą matową.

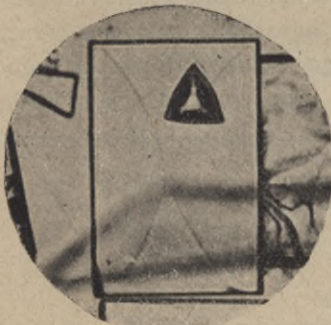
W tych przypadkach, w których wszystkie ściany kryształu są jednakowo lśniące i gładkie, ich charakter odmienny objawia się wtedy, gdy powierzchnię kryształu poddamy krótkotrwałemu działaniu odpowiedniej substancji ciekłej lub gazowej, która rozpuszcza albo chemicznie rozkłada substancję kryształu.

Przez działanie takiej substancji ciekłej czy gazowej substancja kryształu ubywa z jego powierzchni niejednostajnie: ubywa ona tak, że na jego ścianach powstają wielościenne pagórki lub wgłębienia. Ściany ich, przecinając się ze ścianą, na której powstały, tworzą charakterystyczne figury zwane figurami wytrawionemi. Powstawanie ich tłumaczymy w ten sposób, że substancja kryształu rozpuszcza się lub rozkłada w jednych kierunkach prędkiej, w innych wolniej, czyli że rozpuszczanie się lub rozkład substancji kryształu odbywa się w różnych kierunkach z prędkością różną i że odbywa się ona zgodnie z powierzchnią wielościanów, których elementami są figury wytrawione.

Figury wytrawione są najważniejszym, a zarazem najdostępniejszym objawem charakteru fizycznego ścian kryształu.

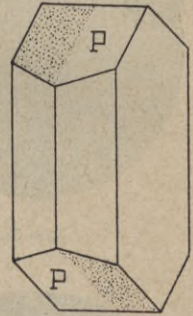
§ 50. Dziesięć charakterów ścian. Kryształy są ograniczone ścianami dziesięciu charakterów.

1. Rys. 55 jest to mikrofotogram przedstawiający kryształ zasadowego margarycianu wapniowego $Ca_2Al_2SiO_7$, na który działano stężonym roztworem wodnym chlorowodoru. Odczynnik ten, rozkładając substancję margarycianu, wywołał na jednej jego ścianie figurę wytrawioną, która leży skośnie względem krawędzi kryształu, a przytem sama jest niesymetryczna. Kształt tej figury i jej położenie względem krawędzi otaczających ścian, na której ona powstała, jest dowodem zupełnie przekonywającym, że jakkolwiek kierunek, założony dowolnie na ścianie omawianej, niema na niej równego sobie. Ściany takiego charakteru nazywamy jednokierunkowemi i oznaczamy symbolem Π_1^*) na znak, że każdy kierunek na takiej ścianie jest jedyny (rys. 56) t. j. że niema na niej drugiego, który byłby mu równy pod względem przebiegu zjawisk fizycznych, odbywających się wzdłuż niego.

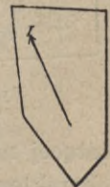


Rys. 55.

*) Π pierwsza litera wyrazu τὸ πεδίον płaszczyzna. Wielkie Π w celu odróżnienia od małego π : ἡ περιφέρεια okrąg koła, obwód.



Rys. 54.



Rys. 56.

*) Π pierwsza litera wyrazu τὸ πεδίον płaszczyzna. Wielkie Π w celu odróżnienia od małego π : ἡ περιφέρεια okrąg koła, obwód.

Drugi przykład ściany jednokierunkowej Π_1 podaje rys. 57. Jest to mikrofotogram tego widoku, jaki przedstawia pewna ściana kryształów minerału syderytu poddana działaniu wodnego roztworu chlorowodoru.



Rys. 57.

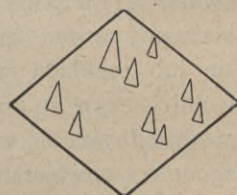


Rys. 58.

Rys. 58 jest to ściana minerału albitu po działaniu kwasu fluorowodorowego.

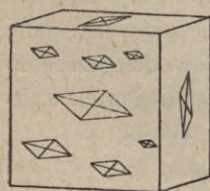
Trzy te przykłady przytaczamy w reprodukcjach fotogramów oryginalnych w celu okazania, jak przedstawia się zjawisko figur wytrawionych w przypadku jednej figury lub ich gromady równolegle pokrywającej płaszczyznę trawioną odczynnikiem chemicznym lub rozpuszczalnikiem. Dalej będziemy podawali figury schematyczne, tak jak np. rys. 59 wyobrażający figury wytrawione na jednokierunkowej ścianie minerału dolomitu.

2. Bromian sodowy NaBrO_3 krystalizuje się w sześciianach. Gdy kryształ bromianu sodowego podlega krótkotrwałemu działaniu niedosyconego roztworu tej soli, to na ścianach jego pojawiają się figury wytrawione, które schematycznie przedstawia rys. 60. Figury te wskazują, że ściany sześcianu soli omawianej nie możemy podzielić w żadnym

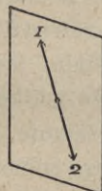


Rys. 59.

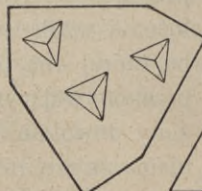
kierunku na części symetryczne, ale gdy obrócimy ścianę około prostej do niej prostopadłej (około jej normalnej) jak około osi o kąt 180° , to ściana wraz z jej figurami wytrawionymi przystanie do swego położenia pierwotnego t. j. przystanie sama do siebie. Innymi słowy, oba promienie każdej prostej,



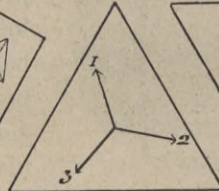
Rys. 60.



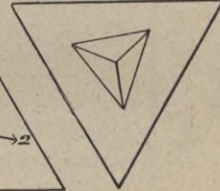
Rys. 61.



Rys. 62.



Rys. 63.



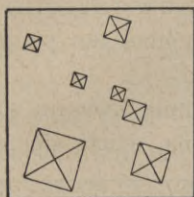
Rys. 64.

leżącej na tej ścianie, są fizycznie równe sobie (rys. 61). O ścianach takiego charakteru mówimy, że są one dwukierunkowe i oznaczamy je symbolem Π_2 .

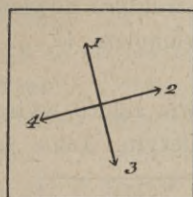
3. Rys. 62 przedstawia pewną ścianę kryształów chloranu sodowego NaClO_3 i figurę na niej wytrawioną. Kształt jej i położenie względem kra-

wędzi tej ściany, na której powstała, dowodzi, że jest to ściana trójkie-runkowa Π_3 , t. j. że w obrocie o 360° dokoła swej normalnej trzykrotnie przystaje ona sama do siebie (rys. 63). Taką samą figurę widzimy na ścianie ośmiościanu pirytu (rys. 64).

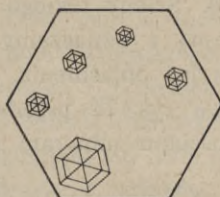
4. Rys. 65 podaje kształt figur wytrawionych na ścianie kryształów chlorku potasowego KCl . Krawędzi figur wytrawionych z krawędziami kryształu tworzą kąt 21° . A więc widoczna, że ściany z takimi figurami wytrawionymi nie możemy podzielić na części symetryczne, ale zarazem widoczna,



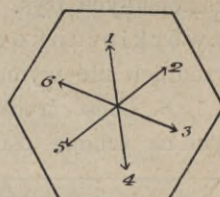
Rys. 65.



Rys. 66.



Rys. 67.



Rys. 68.

że w obrocie o 360° ściana taka z jej figurami wytrawionymi cztery razy przystaje sama do siebie. Ściany takiego charakteru nazywamy czwórkierunkowymi Π_4 (rys. 66).

5. Rys. 67 jest to przykład ściany Π_6 t. j. sześciokierunkowej, a rys. 68 przedstawia jej schemat. Jest to mianowicie ściana minerału apatytu trawiona kwasem azotowym. Boki powstałych od działania tego odczynnika sześciokątów nie są ani prostopadłe ani równoległe do krawędzi kryształu, a więc ściana obrócona dokoła swej normalnej o 360° przystaje sama do siebie sześciokrotnie w tym obrocie, lecz nie dzieli się w żadnym kierunku na części symetryczne.

6. Rys. 69 podaje kształt i układ figur wytrawionych na ścianie kryształów minerału kalaminu. Widoczna, że cała ściana wraz z każdą figurą na niej wytrawioną dzieli się w jednym kierunku na dwie części symetryczne. To samo widzimy na ścianach romboedru minerału kalcytu (rys. 70), traktowa-



Rys. 69.



Rys. 70.



Rys. 71.



Rys. 72.



Rys. 73.

nych roztworem wodnym chlorowodoru. Gdy na ścianie tej założymy kierunek dowolny (1) (rys. 71) przecinający się z tym kierunkiem, który dzieli ścianę na wspomniane części symetryczne, to po drugiej stronie tego kierunku pod tym samym kątem znajdziemy kierunek (2), wzdłuż którego własności fizyczne

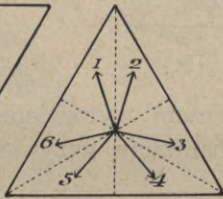
kryształu są takie same, jak wzdłuż kierunku (1). Każdą taką ścianę kryształu, którą w jednym kierunku możemy podzielić na części symetryczne, będziemy nazywać *jednodzielniedwukierunkową* i oznaczać będziemy symbolem $\Pi_{1 \times 2}$ na znak, że po obu stronach prostej, dzielącej ją na części symetryczne, są dwa kierunki równe.

7. Rys. 72 przedstawia ścianę minerału topazu poddaną działaniu roztopionego wodorotlenku potasowego lub pirosiarczynu potasowego. Widoczna, że ścianę tę możemy podzielić na części symetryczne w dwu kierunkach prostopadłych (rys. 73). Ściany takiego charakteru zwiemy *dwudzielnieczwórkierunkowymi* i oznaczamy symbolem $\Pi_{2 \times 2}$. Symbol ten po poprzednich nie wymaga już objaśnienia.

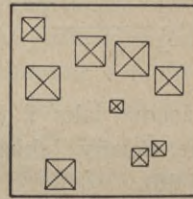
8. Część środkowa rys. 74 przedstawia figurę wytrawioną kwasem solnym na ścianie ośmiościanu minerału sfalerytu. Taka ściana dzieli się sy-



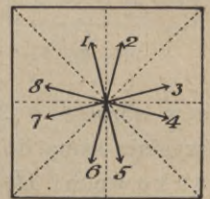
Rys. 74.



Rys. 75.



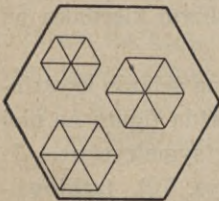
Rys. 76.



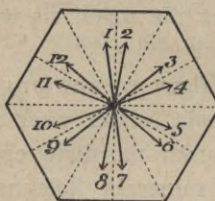
Rys. 77.

metrycznie w trzech kierunkach co 60° (rys. 75). Nazwiemy ją *trójdzielnie sześciokierunkową* $\Pi_{3 \times 2}$.

9. Rys. 76 przedstawia ścianę sześciokąta soli kamiennej, która podlegała działaniu powietrza wilgotnego. Ściana ta jest $\Pi_{4 \times 2}$ czwórdzielnieośmiokierunkowa (rys. 77).



Rys. 78.



Rys. 79.

10. Nakoniec na rys. 78 mamy przedstawioną jedną ze ścian kryształów minerału berylu. Na niej dość często zdarzają się rodzime figury wytrawione, okazujące że jest

ona *sześciódzielniedwunastokierunkowa* $\Pi_{6 \times 2}$ (rys. 79).

Ścian kryształów o innych charakterach nie znamy.

A zatem kryształy są ograniczone ścianami następujących dziesięciu charakterów:

1. Π_1 ściany jednokierunkowe,
2. Π_2 „ dwukierunkowe,
3. Π_3 „ trójkierunkowe,
4. Π_4 „ czwórkierunkowe,
5. Π_6 „ sześciokierunkowe,
6. $\Pi_{1 \times 2}$ „ jednodzielniedwukierunkowe,

7. $\Pi_{2 \times 2}$ ściany dwudzielnieczwórkierunkowe,
8. $\Pi_{3 \times 2}$ „ trójdzielniesześciokierunkowe,
9. $\Pi_{4 \times 2}$ „ czwórdzielnieośmiokierunkowe,
10. $\Pi_{6 \times 2}$ „ sześciodzielniedwunastokierunkowe.

Zapamiętanie tych dziesięciu charakterów nie stanowi żadnej trudności. Zwróćmy uwagę na nieobecność w szeregu wymienionym liczby 5.

Uzasadnieniem tych dziesięciu charakterów fizycznych ścian kryształów, oraz dowodem, że niema ich więcej, jest nauka o symetryczności krystalograficznej i o trzydziestu dwu jej rodzajach. Z nich wiadomo, że w ciele jednorodnym możliwe są osi przystawania dwukrotnego, które oznaczymy symbolem L_2 , trzykrotnego L_3 , czterokrotnego L_4 i sześciokrotnego L_6 , oraz, że możliwe są w kryształach płaszczyzny odbicia (oznaczymy je symbolem P) i że możliwa jest albo jedna $1P$, albo przecinające się dwie płaszczyzny odbicia $2P$; co zaś do większej od 2 liczby płaszczyzn odbicia, przecinających się na jednej prostej, to może ich być albo trzy $3P$, albo cztery $4P$, albo sześć $6P$. Stąd jasne, że gdy ściana kryształu Π nie jest prostopadła ani do osi przystawania L ani do płaszczyzny odbicia P , to ściana jest jednokierunkowa Π_1 , ściany prostopadłe do L_n są Π_n t. j. tegoż rzędu co oś L_n , a ściana prostopadła do nP jest tylokrotnie-dzielna, ile jest płaszczyzn odbicia do niej prostopadłych i $n \times 2$ -kierunkowa t. j. $\Pi_{n \times 2}$. A zatem:

$$\begin{array}{ll}
 \Pi_1 \perp L_1 & \Pi_{1 \times 2} \perp 1P \\
 \Pi_2 \perp L_2 & \Pi_{2 \times 2} \perp 2P \\
 \Pi_3 \perp L_3 & \Pi_{3 \times 2} \perp 3P \\
 \Pi_4 \perp L_4 & \Pi_{4 \times 2} \perp 4P \\
 \Pi_6 \perp L_6 & \Pi_{6 \times 2} \perp 6P
 \end{array}$$

Symbol L_1 nie oznacza żadnej określonej prostej, bo każdy utwór geometryczny obrócony dokoła dowolnej prostej o 360° powraca do swego położenia pierwotnego, t. j. staje się identyczny, a nie przystaje sam do siebie; ale dla analogji i jednostajności możemy użyć tego symbolu w danym razie, tem bardziej, że istotnie ściana jednokierunkowa jest to ściana prostopadła do takiej prostej, która nie jest osią przystawania.

§ 51. Formy ogólne. Każdy kryształ jest urzeczywistnieniem jednego z trzydziestu dwu przypadków symetryczności, t. j. tyle jest w nim równych kierunków i ułożone są one w nim tak, jak wynika z odpowiedniego symbolu $s(r)$ czy $s(pqr)$.

Z fizycznego punktu widzenia symbol $s(r)$ czy $s(pqr)$ charakteryzuje dany ośrodek zupełnie wyczerpująco i nie wymaga żadnych dalszych wyjaśnień ani opisów. To znaczy: gdy poznamy jakieś ciało tak, że możemy wyznaczyć zachodzący w niem rozkład symetrycznego powtórzenia jednego kierunku, to łatwo możemy odszukać odpowiadający mu przypadek symetryczny $s(pqr)$ w tablicy ich symbolów lub rzutów stereograficznych. Takie wszakże

postępowanie możliwe jest tylko po wszechstronnem i wyczerpującem zbadaniu fizycznym danego ciała, co bynajmniej nie zawsze jest konieczne, a co ważniejsza wykonalne. Tymczasem gdy z symbolu $s(r)$ lub $s(pqr)$ wyprowadzimy związek ułożenia kierunków równych w kryształach z jego postacią, t. j. z kierunkami jego krawędzi i ścian, czyli gdy z symbolu symetryczności oznaczymy możliwe w każdym rodzaju kryształów formy i charakter symetryczny ich ścian, to oznaczenie $s(pqr)$ każdego ciała krystalicznego nie będzie wymagało wszechstronnego i wyczerpującego pomiaru wszystkich lub wielu jego wielkości wektorjalnych w wielu kierunkach, lecz sprowadzi się tylko do niewielu najprostszych pomiarów i do otrzymania figur wytrawionych.

Należy więc z symbolów $s(r)$ i $s(pqr)$ wyprowadzić wszystkie możliwe w każdym rodzaju formy krystalograficzne, a także charakter symetryczny każdej ich ściany. Zrobimy to w sposób następujący.

Założymy na powierzchni kuli punkt dowolny w polu jednej z taśm lub jednego z trójkątów sferycznych, na które płaszczyzny zwierciadlane dzielą powierzchnię kuli w każdym przypadku $s(r)$ czy $s(pqr)$. Punkt ten symetrycznie powtórzmy we wszystkich taśmach albo trójkątach, lub tylko w niektórych, zależnie od charakteru symetrycznego ich boków, t. j. zależnie od tego czy boki ich są płaszczyznami odbicia, obrotu, czy inwersji. Następnie przeprowadzimy płaszczyzny styczne do kuli w punkcie założonym i w jego powtórzeniach symetrycznych. Płaszczyzny te, przecinając się, tworzą wielościan, składający się ze ścian, będących wzajemnem powtórzeniem symetrycznym, a więc symetrycznie równych. Wielościan taki nazywamy formą krystalograficzną prostą albo pojedynczą. Jako równe, znajdują się one na kryształach razem, t. j. jeżeli w danych warunkach mogła zjawić się jedna, zjawiają się również pozostałe*).

Wiadomo, że na elementy czworościanu jednostkowego możemy obierać płaszczyzny odbicia i ich normalne, osi przystawiania i płaszczyzny do nich prostopadłe, a także proste, powstałe od przecięcia się płaszczyzn odbicia ze ścianami kryształu.

Ściany formy pojedynczej, jako symetrycznie równe, są jednakowo nachylone do tak obranego czworościanu jednostkowego, a przeto wyrażają się jednym symbolem, czyli są izoparametryczne. Każda ściana, której biegun leży w polu trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, a nie na jego bokach, odcina od krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego trzy skończone odcinki nierówne, a więc wyraża się stosunkiem trzech liczb całych $h:k:l$. Ponieważ forma w mowie będąca składa się ze ścian izoparametrycznych, przeto symbol (hkl)

*) To słuszne jest w warunkach wzrostu kryształów jaknajdoskonalszych, niezakłóconych żadnymi niepomysłnymi procesami z zewnątrz, i w zastosowaniu do takich kryształów, które rosły w zawieszeniu, t. j. ze wszech stron miały warunki wzrostu jednakowe. W innych przypadkach nieraz na tej części kryształu, do której substancja przesycająca roztwór dopływała obficie, niektóre ściany mogły zarosnąć. Jednak dość często zdarzają się kryształy, na których znajdujemy ściany omawiane w pełnej właściwej im liczbie.

jest zarazem symbolem całej formy. W celu odróżnienia symbolu ściany (hkl) od symbolu formy $\{hkl\}$ otaczamy symbol formy nawiasem klamrowym.

Forma $\{hkl\}$ uzmysławia obrazowo rozkład w kryształcie kierunków równych. Jest ona bowiem wielościanem prostym najobfitszym w ściany, który jest możliwy w danym przypadku symetrycznym $s(p)$ czy $s(pqr)$. Nazywa się więc ona formą ogólną. Jej nazwą nazywamy rodzaj krystalograficzny, jej bowiem symetryczność geometryczna jest zgodna z symetrycznością fizyczną kryształów całego rodzaju $s(pqr)$, a więc jest ona wyrazem geometrycznym symetryczności fizycznej danego rodzaju.

W razie gdy wszystkie ściany formy ogólnej znajdują się na kryształcie w komplecie, obecność ich rozstrzyga o należeniu kryształu do rodzaju $s(pqr)$ o ile stwierdziliśmy równość fizyczną wszystkich jej ścian.

Ponieważ ściany formy ogólnej $\{hkl\}$, jako leżące w polu trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, nie są prostopadłe ani do płaszczyzn odbicia ani do osi przystawania, przeto są one zawsze jednokierunkowe Π_1 , t. j. każdy kierunek, leżący na tej ścianie, nie ma na niej sobie równego. Na każdej ścianie formy ogólnej zjawiska fizyczne zachodzą tak, że ani nie dzieli się ona na części symetryczne, ani nie przystaje sama do siebie po jakimkolwiek obrocie o kąt mniejszy od 360° dokoła swej normalnej.

§ 52. Liczba ścian formy ogólnej. Z symbolów symetryczności $s(p)$ i $s(pqr)$ możemy wyprowadzić liczbę płaszczyzn odbicia oraz obliczyć liczbę i rząd osi przystawania, jakie powstają przez powtórzenie kalejdoskopowe taśmy $s(p)$ lub trójkąta $s(pqr)$, a także obliczyć liczbę kierunków równych w każdym przypadku symetrycznym a więc, co na jedno wychodzi, liczbę ścian formy ogólnej.

Co do typów $\sigma[p]$ jest to samo przez się oczywiste, że gdy $\sigma[p]$ powtórzy się kalejdoskopowo, powierzchnia kuli dzieli się na $2p$ równych taśm. Przeto w każdym przypadku holosymetrycznym $s(p)$ mamy również $2p$ kierunków równych, w każdym przypadku hemisymetrycznym $s(p')$ kierunków równych jest ilość dwa razy mniejsza t. j. p .

Również oczywiste jest to w typach $\sigma[p22]$, że ich powtórzenie się kalejdoskopowo dzieli powierzchnię kuli na $2p$ taśm, a każdą taśmę na dwa równe trójkąty, co czyni ostatecznie $4p$ trójkątów sferycznych. A zatem każdy rodzaj holosymetryczny typu $\sigma[p22]$ ma kierunków równych $4p$, hemisymetryczny $2p$, a tetartosymetryczny p .

Co zaś do typów $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$ to oczywista, że liczba powtórzeń kalejdoskopowych trójkąta sferycznego $\sigma[pqr]$, nazwijmy tę liczbę N , otrzymamy dzieląc powierzchnię kuli P przez powierzchnię trójkąta $\sigma[pqr] = D$. A więc $N = \frac{P}{D}$.

Jeżeli A, B, C są to kąty trójkąta sferycznego i R jest promień kuli, to powierzchnia D trójkąta sferycznego jest

$$D = \frac{A + B + C - 180^\circ}{180^\circ} \pi R^2$$

A że w trójkącie $\sigma[pqr]$ $A = 180^\circ : p$, $B = 180^\circ : q$, $C = 180^\circ : r$ więc powierzchnia D trójkąta $\sigma[pqr]$ jest

$$D = \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{q} + \frac{1}{r} - 1 \right) \pi R^2.$$

Ponieważ powierzchnia kuli P o promieniu R jest $P = 4\pi R^2$ więc N t. j. liczba trójkątów, na jakie powierzchnia kuli dzieli się powtórzeniem kalejdoskopowym trójkąta $\sigma[pqr]$, jest

$$N = \frac{4}{\frac{1}{p} + \frac{1}{q} + \frac{1}{r} - 1}$$

albo

$$N = \frac{4pqr}{qr + pr + pq - pqr}$$

A więc w przypadku $s(323)$ $N = 24$:

$$N = \frac{4 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 3}{2 \cdot 3 + 3 \cdot 3 + 3 \cdot 2 - 3 \cdot 2 \cdot 3} = 24.$$

W przypadku $s(423)$ $N = 48$:

$$N = \frac{4 \cdot 4 \cdot 2 \cdot 3}{2 \cdot 3 + 4 \cdot 3 + 4 \cdot 2 - 4 \cdot 2 \cdot 3} = 48.$$

Oczywista, że ilość kierunków równych w przypadkach holosymetrycznych jest również N , w przypadkach hemisymetrycznych jest ona $\frac{1}{2} N$, a więc w przypadku $s(3'2'3')$ $\frac{1}{2} N = 12$, w przypadku $s(4'2'3')$ i $s(4'2'3')$ $\frac{1}{2} N = 24$.

§ 53. Formy osobliwe i szczegółowe. Liczba i charakter symetryczny ścian formy ogólnej nie zmienia się, gdy biegun jej ściany założymy na takim boku trójkąta, który nie jest płaszczyzną odbicia, albo na takim wierzchołku, który nie jest osią przystawania. Jednak postać formy staje się wtedy pod niektórymi względami szczególna. Takie formy nazywamy osobliwym przypadkiem formy ogólnej albo krócej formą osobliwą. Formy osobliwe otrzymujemy także zakładaniem bieguna pierwiastkowego na wysokości trójkąta równobocznego płaszczyzn zwierciadlanych, albo na środku jego podstawy, o ile, rozumie się, położenia te są krystalograficznie możliwe, t. j. o ile wyrażają się liczbami całkowitymi.

Formy krystalograficzne, które powstają od założenia bieguna na płaszczyźnie odbicia lub na osi przystawania, nazywamy formami szczegółowymi. Rzecz jasna, że od symetrycznego powtórzenia bieguna, założonego na płaszczyźnie odbicia lub na osi przystawania, powstaje forma o liczbie ścian mniejszej od liczby ścian formy ogólnej, biegun bowiem leżący na płaszczyźnie odbicia jest krańcowym położeniem dwu biegunów, zbliżających się do siebie (bieguna i jego odzwierciedlenia zbliżających się do płaszczyzny odbicia), a biegun leżący na osi przystawania L_n jest położeniem krańcowym tylu biegunów, zbliżających się do niej, ile wynosi jej rząd n . Z tego wynika ilość ścian

formy szczegółowej: forma szczegółowa, której bieguny leżą na płaszczyznach odbicia, ma ścian dwa razy mniej od formy ogólnej; forma szczegółowa, której bieguny leżą na osi przystawiania n -krotnego, ma ścian n razy mniej od formy ogólnej.

Rzecz jasna, że ściany form szczegółowych mają charakter symetryczny odmienny od charakteru symetrycznego ścian formy ogólnej, które zawsze są jednokierunkowe Π_1 . Wiemy bowiem, że ściany prostopadłe do L_n są Π_n , a ściany prostopadłe do nP są $\Pi_{n \times 2}$.

§ 54. Liczba ścian form szczegółowych. Pomiędzy liczbą ścian formy szczegółowej i charakterem symetrycznym jej ścian zachodzi związek bardzo prosty: iloczyn liczby ścian formy szczegółowej i liczby kierunków równych na jej ścianie leżących równa się liczba ścian formy ogólnej $\{hkl\}$ w danym rodzaju symetrycznym. Np. ściany sześcienu w przypadku czterdziestoośmiuścianów $s(423)$ są czwórdzielnieośmiokierunkowe a więc sześcienu tego rodzaju symetrycznego możemy wyrazić symbolem $6\Pi_{4 \times 2}$; $6 \times 4 \times 2 = 48$. Ściany sześcienu w przypadku $s(3'2'3')$ dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych są dwukierunkowe Π_2 , a więc sześcienu w tym przypadku jest $6\Pi_2$; $6 \times 2 = 12$.

Twierdzenie to nazywamy twierdzeniem o zachowaniu liczby kierunków równych. Słuszność jego staje się oczywista po dokonaniu takiego rozumowania.

Załóżmy kierunek dowolny na ścianie formy ogólnej. Oczywiście, liczba kierunków równych założonemu jest równa liczbie ścian formy ogólnej. Każdą formę szczegółową możemy pojmować jako formę ogólną, której kilka ścian zbiegły się w jedną ścianę. A więc każda ściana formy szczegółowej zawiera tyle kierunków równych, ile razy liczba jej ścian jest mniejsza od liczby ścian formy ogólnej.

Formy szczegółowe, tak samo jak ogólne, są osobliwe, gdy bieguny ich przypadają na jakiś osobliwy punkt trójkąta płaszczyzn zwierciadlanych.

Zarówno formy szczegółowe, jak ogólne, są jedyne w swoim rodzaju gdy biegun ich leży na punkcie jedynym w swoim rodzaju.

§ 55. Formy korelacyjne, enantjomorfijne i chejralne. Biegun dowolny (hkl) założony w $s(p)$ czy $s(pqr)$ powtarza się we wszystkich taśmach czy trójkątach, pokrywających powierzchnię kuli, albo tylko w niektórych, zależnie od charakteru płaszczyzn zwierciadlanych. W przypadkach holosymetrycznych powtórzenia symetryczne bieguna założonego są we wszystkich trójkątach, bo w tych przypadkach istnieją tylko płaszczyzny odbicia. W przypadkach hemisymetrycznych powtórzenia symetryczne znajdują się w trójkącie co drugim, a w tetartosymetrycznych w trójkącie co czwartym.

Wyobraźmy sobie którykolwiek przypadek hemisymetryczny i załóżmy w jednym z jego trójkątów sferycznych biegun dowolny (hkl) . Jak się rzekło, otrzymamy jego powtórzenia symetryczne tylko w połowie trójkątów. Druga połowa pozostanie niezajęta. Gdy załóżmy biegun o takich samych liczbach wyznaczających $h:k:l$ w jednym z niezajętych trójkątów, to otrzymamy

powtórzenia bieguna w tych trójkątach, które poprzednio były wolne, a przeciwnie puste pozostaną te, które poprzednio zawierały powtórzenia biegunów. Gdy przeprowadzimy płaszczyzny styczne do biegunów pierwszych, otrzymamy formę krystalograficzną kształtu takiego samego, jak od przeprowadzenia stycznych do biegunów drugich. Jednak formy te będą **takie same** ale nie **te same**: ściany ich od krawędzi osiowych odcinają te same odcinki, ale kolejność ich jest inna i ustosunkowanie ścian jest odmienne. Mówimy o nich potocznie, że są to formy jednakowe, które leżą na kryształach niejednakowo. Takie formy nazywamy korelacyjnymi, albo odpowiadającymi sobie.

Gdy dwie formy sobie odpowiadające są wzajemnym odzwierciedleniem, t. j. gdy jedna do drugiej nie przystaje po żadnym obrocie, to nazywamy je enantjomorfijnymi*). Rzecz jasna, że nie wszystkie formy korelacyjne są zarazem enantjomorfijne. Jednak należy pamiętać, że formy przystające do siebie geometrycznie mogą być enantjomorfijne fizycznie.

O różnicach i nazwach form sobie odpowiadających będzie mowa niżej w opisie rodzajów krystalograficznych. Na tem miejscu zauważymy tylko, że różnica pomiędzy nimi zależy nie tylko od warunków symetryczności danego przypadku symetrycznego ale jeszcze od wyboru krawędzi osiowych czworoscianu jednostkowego.

Enantjomorfizm jest to stosunek dwu form sobie odpowiadających. Od form enantjomorfijnych należy odróżniać pojęcie form chejralnych**). Enantjomorfijne formy są dwie. Chejralność zaś jest to pojęcie odnoszące się tylko do jednej formy. Chejralną nazywamy taką formę, której żadna część nie przywodzi się do przystania z którąkolwiek częścią tej formy odbiciem albo inwersją. Innymi słowy chejralne formy są to te, które mają tylko osi przystawania (t. j. które powstały z przecięcia się płaszczyzn obrotu), a także formy nie mające wcale symetryczności. Rzecz jasna, że dwie formy korelacyjne chejralne są enantjomorfijne. Formy chejralne właściwe są wszystkim tym rodzajom krystalograficznym, które są urzeczywistnieniem przypadków hemisymetrii zupełnej.

§ 56. Środek równości odwróconej. Gdy w dowolnym przypadku symetrycznym powtarzamy kierunek założony, to w jednych przypadkach jedno z powtórzeń kierunku założonego leży na tej samej prostej, na której leży kierunek założony, a w drugich ani jedno powtórzenie kierunku założonego nie leży na jego przedłużeniu t. j. na tej samej prostej. Innymi słowy w jednych przypadkach symetrycznych oba zwroty każdej prostej są jednakowe, a w drugich dwa zwroty dowolnej prostej są sobie nierówne. Geometrycznie zależność ta wyraża się tak, że w tych przypadkach, gdzie oba zwroty każdej prostej są równe, formę ogólną $\{hkl\}$ ograniczają pary ścian równoległych. Gdy przez środek wieloscianu pierwszego rodzaju przeprowadzimy dowolną prostą, przecina ona homologiczne elementy wieloscianu, w drugim

*) *ἐναντίος* przeciwny, odwrotny, przeciwny. *ἡ μορφή* postać, forma, kształt.

***) *ἡ χεῖρ* ręka.

zaś rodzaju jej promienie przecinają elementy niehomologiczne. Mówimy, że kryształy pierwszego rodzaju są centryczne, albo, że mają środek równości odwróconej, a kryształy drugiego rodzaju nazywamy acentrycznymi lub nie mającymi środka równości odwróconej.

Ponieważ jedne własności fizyczne są centryczne, a inne acentryczne, w każdym przypadku jest konieczne wyjaśnienie czy ma on środek równości odwróconej czy nie, z jego bowiem istnienia lub braku wnosimy o fizycznym zachowaniu się kryształu względem zjawisk acentrycznych. Jeżeli np. w danym przypadku jest środek równości odwróconej, to w kryształach będących urzeczywistnieniem tego przypadku nie przewidujemy pewnych zjawisk elektrycznych, i odwrotnie, jeżeli je stwierdzamy w kryształach to wnosimy, że niema on środka równości odwróconej.

Przypadki ze środkiem równości odwróconej poznamy w rzucie stereograficznym, gdy wyznaczymy powtórzenia symetryczne założonego bieguna na obu półkulach. Jeżeli na jednej prostej leży biegun na obu półkulach to dowód istnienia środka równości odwróconej.

W przypadku $s(2'2'2')$ kierunek dowolnie założony powtarza się tylko raz jeden, mianowicie na własnym przedłużeniu. W tym przypadku mamy tylko środek równości odwróconej bez płaszczyzn odbicia i osi przystawiania. Jest on więc we wszystkich przypadkach, w których są trzy prostopadłe sobie płaszczyzny odbicia albo inwersji z wyjątkiem $s(4'2'2')$, albo w tych w których jest przynajmniej jedna oś przystawiania parzystego prostopadła do płaszczyzny odbicia. A więc niema go we wszystkich rodzajach typu $\sigma[p]$, jest on również niemożliwy we wszystkich rodzajach hemisymetrii zupełnej $s(p'q'r')$ bo w nich istnienie realne mają nieparzyste powtórzenia kierunku założonego.

Z tej samej przyczyny nie mają środka równości odwróconej rodzaje typów $\sigma[323]$ i $\sigma[322]$ t. j. mające kąt nieparzysty, oraz przypadek hemisymetryczny $s(4'2'2)$ i tetartosymetryczny $s(4''2''2'')$ bo w nich też powtórzenie kierunku nie leży na jego przedłużeniu. Pozostaje zatem jedenaście przypadków ze środkiem równości odwróconej, oznaczonych pismem grubszym w tablicy następującej:

$s(1)$	$s(1')$			
$s(2)$	$s(2')$			
$s(3)$	$s(3')$			
$s(4)$	$s(4')$			
$s(6)$	$s(6')$			
$s(222)$	$s(2'2'2')$	$s(22'2')$		$s(2''2''2'')$
$s(322)$	$s(3'2'2')$	$s(32'2')$		
$s(422)$	$s(4'2'2')$	$s(42'2')$	$s(4'2'2)$	$s(4''2''2'')$
$s(622)$	$s(6'2'2')$	$s(62'2')$	$s(6'2'2)$	$s(6''2''2'')$
$s(323)$	$s(3'2'3')$			
$s(423)$	$s(4'2'3')$		$s(4'2'3)$	

W tych więc rodzajach formy ogólne $\{hkl\}$ ograniczone są parami ścian równoległych i wszystkie zjawiska fizyczne zachodzą w nich centrycznie.

Obecność środka równości odwróconej oznaczać będziemy symbolem C .

§ 57. Oznaczanie elementów symetryczności. Każde skojarzenie płaszczyzn zwierciadlanych $s(p)$ czy $s(pqr)$ swem powtórzeniem kalejdoskopowym tworzy pewne skojarzenie płaszczyzn odbicia, osi przystawania, środka równości odwróconej. Liczbę i rodzaj tych elementów w każdym przypadku symetrycznym widzimy od razu z rzutu stereograficznego jego powtórzenia kalejdoskopowego. Jednak dla ułatwienia i w celu uzgodnienia rzeczy z dziełami innych autorów będziemy podawali wyniki każdego skojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych $s(p)$ i $s(pqr)$ w postaci symbolów wyliczających ilość i rodzaj elementów symetryczności powstałych przez kalejdoskopowe powtórzenie każdego skojarzenia $s(p)$ i $s(pqr)$. W symbolach tych będą znaki następujące:

P płaszczyzna odbicia,

L_n oś przystawania n -krotnego o obu zwrotach równych,

nL_n oś przystawania n -krotnego o obu zwrotach nierównych czyli t. zw. oś polarna,

C środek równości odwróconej.

Spółczynniki przed literami oznaczać będą liczbę płaszczyzn odbicia lub osi przystawania, przyczem użyjemy również zera w celu zaznaczenia nieobecności danego elementu. Na przykład:

$$s(1') \equiv 0P, 0L, 0C.$$

$$s(1) \equiv 1P, 0L, 0C.$$

$$s(2''2''2'') \equiv 0P, 0L, C.$$

$$s(4''2''2'') \equiv 0P, L_2, 0C.$$

$$s(2') \equiv 0P, {}^nL_2, 0C.$$

Tam, gdzie będzie kilka płaszczyzn odbicia lub kilka osi przystawania niehomologicznych, oznaczymy je przecinkami z prawej strony u góry liter. Np.

$$s(222) \equiv 1P, 1P', 1P'', 1L_2, 1L'_2, 1L''_2, C.$$

$$s(622) \equiv 1P, 3P', 3P'', 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, C.$$

$$s(423) \equiv 3P, 6P', 3L_4, 4L_3, 6L_2, C.$$

A więc spółczynniki przed literami oznaczać będą ilość elementów homologicznych.

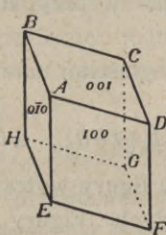
C. Symetryczność geometryczna a fizyczna i kształty czworościanu jednostkowego.

§ 58. Równoległościany trójskośne. Kształty trójkątów sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych są wspólne wielu przypadkom symetrycznym. Połącza to za sobą wspólność jednej konfiguracji ścian i krawędzi w kilku ro-

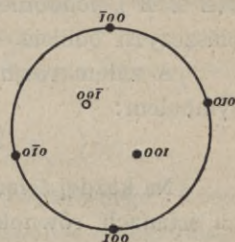
dzajach symetrycznych. W celu lepszego zrozumienia tej spójności oraz w celu dokładnego uprzytomnienia sobie pojęcia formy prostej i kombinacji czyli formy pojedynczej i formy złożonej, albo, jak się też mówi czasami, formy prostej i połączenia form prostych, a także w celu wyjaśnienia różnicy pomiędzy pojęciem wielościanu geometrycznego a krystalograficznego, rozpatrzmy charakter ścian równoległościaków najprostszych, możliwych w trzydziestu dwu przypadkach symetryczności krystalograficznej.

Załóżmy równoległocian rys. 80 $ABCDEFGH$ ograniczony trzema parami ścian, tworzących kąty nierówne prostemu. Obierzmy jego krawędzi na krawędzi osiowe. Wtedy ściany tego równoległocianu otrzymają symbole: (100) , $(\bar{1}00)$, (010) , $(0\bar{1}0)$, (001) , $(00\bar{1})$:

$$\begin{aligned} ABCD &= (001), & DCFG &= (010), \\ ADFE &= (100), \\ EFGH &= (00\bar{1}), & ABHE &= (0\bar{1}0), \\ BCGH &= (\bar{1}00). \end{aligned}$$



Rys. 80.



Rys. 81.

Na rys. 81 ściany te przedstawiono w rzucie stereograficznym. Na płaszczyznę rzutu obrano płaszczyznę prostopadłą do pasa ścian $[(100) \cdot (010) \cdot (\bar{1}00) \cdot (0\bar{1}0)]$. Biegun ściany $(00\bar{1})$, jako leżący na półkuli dolnej, sprojektowany jest z zastosowaniem „górnego punktu widzenia”; rzut jego oznaczony jest kółkiem.

Taki równoległocian jest możliwy w dwu przypadkach symetryczności krystalograficznej: w $s(1')$ i $s(2''2''2'')$.

1. W przypadku $s(1')$ założenie jednego bieguna nie pociąga za sobą powtórzenia symetrycznego. Każda ściana stanowi osobną formę krystalograficzną: jednościan. Jest ona nierówna ścianom pozostałym i nie jest z nimi związana spójnością symetryczną. A więc równoległocian omawiany w przypadku $s(1')$ jest połączeniem sześciu jednościanów, jest on formą złożoną, czyli kombinacją krystalograficzną. Ani jedna ściana tej kombinacji nie jest prostopadła ani do płaszczyzny odbicia ani do osi przystawania, bo w przypadku $s(1')$ ich nie ma, a więc każdy jednościan jest jednokierunkowy Π_1 . Omawiane zatem połączenie sześciu jednościanów przypadku $s(1')$ możemy oznaczyć symbolem następującym:

$$\Pi_1(010), \Pi_1(100), \Pi_1(001), \Pi_1(\bar{1}00), \Pi_1(00\bar{1}), \Pi_1(0\bar{1}0).$$

Nierówność tych ścian jednakowego charakteru symetrycznego wymaga objaśnienia: każda z nich miałaby figury wytrawione innego kształtu, ale na każdej figury wytrawione byłyby niesymetryczne i niesymetrycznie leżące względem krawędzi.

2. W przypadku $s(2''2''2'')$ założenie bieguna pociąga jego powtórzenie symetryczne na drugim promieniu tej samej średnicy kuli, na której leży

biegun założony. Więc w przypadku $s(2''2''2'')$ formą pojedynczą jest dwuścian: para ścian sobie równoległych, fizycznie równych i związanych wzajemnym spółistnieniem symetrycznym. Omawiany więc obecnie równoległościan w przypadku $s(2''2''2'')$ jest kombinacją trzech dwuścianów. Oznaczmy je symbolami ściany przedniej, prawej i górnej, ujmując je w nawiasy klamrowe na znak, że mamy na myśli formę całą a nie jedną jej ścianę. A więc symbol $\{100\}$ oznacza dwuścian (100) , $(\bar{1}00)$, symbol $\{010\}$ oznacza dwuścian (010) , $(0\bar{1}0)$, symbol $\{001\}$ oznacza dwuścian (001) , $(00\bar{1})$.

Ściany tych dwuścianów są jednokierunkowe Π_1 bowiem w przypadku $s(2''2''2'')$ podobnie jak w przypadku $s(1')$ nie ma ani osi przystawania ani płaszczyzn odbicia.

A zatem równoległościan omawiany w przypadku $s(2''2''2'')$ oznaczmy symbolem:

$$2\Pi_1\{100\}, 2\Pi_1\{010\}, 2\Pi_1\{001\}.$$

Na każdej ścianie figury wytrawione byłyby asymetryczne, lecz jednakowe na ścianach równoległych. Figury na ścianach równoległych są wzajemną inwersją, t. j. jedną z drugiej możemy otrzymać przekształcając ją symetrycznie trzema płaszczyznami inwersji wzajemnie prostopadłymi.

Mamy więc przykład dwu wielościanów geometrycznie jednakowych krystalograficznie odmiennych.

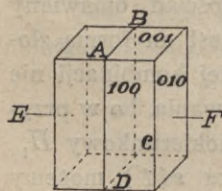
Dwa przypadki: $s(1')$ i $s(2''2''2'')$ nazywamy trójskośnymi.

Mamy więc w tych przypadkach:

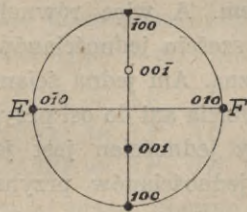
$$s(1') \equiv 0P, 0L, 0C \equiv \Pi_1(010), \Pi_1(100), \Pi_1(001), \Pi_1(\bar{1}00), \Pi_1(00\bar{1}), \Pi_1(0\bar{1}0).$$

$$s(2''2''2'') \equiv 0P, 0L, C \equiv 2\Pi_1\{100\}, 2\Pi_1\{010\}, 2\Pi_1\{001\}.$$

§ 59. Równoległościany jednoskośne. Załóżmy równoległościan rys. 82, którego dwa pasy ścian tworzą kąty proste: $[(100) \cdot (010) \cdot (\bar{1}00) \cdot (0\bar{1}0)]$ i $[(001) \cdot (010) \cdot (00\bar{1}) \cdot (0\bar{1}0)]$, a ściany trzeciego pasa: $[(100) \cdot (001) \cdot (\bar{1}00) \cdot (00\bar{1})]$ niech przecinają się pod kątami nierównymi kątowi prostemu. Rys. 83 jest rzutem stereograficznym tego równoległościanu. Płaszczyzna $ABCD$ dzieli równoległościan taki na dwie części



Rys. 82.



Rys. 83.

symetrycznie równe i symetrycznie leżące. Obrócony o 180° około prostej EF przystaje on sam do siebie. Innymi słowy czyni on zadość jednej płaszczyźnie odbicia i jednej prostopadłej do niej osi przystawania dwukrotnego, jest on zatem możliwy w trzech przypadkach symetrycznych: $s(1)$ jedna płaszczyzna odbicia, $s(2')$ jedna oś przystawania dwukrotnego i $s(2'2'2')$ jedna płaszczyzna odbicia i jedna prostopadła do niej oś przystawania dwukrotnego.

1. W przypadku $s(1)$ jest jedna płaszczyzna odbicia. Oczywiście, że na

tej płaszczyźnie leżą cztery bieguny: (100) , (001) , $(\bar{1}00)$ i $(00\bar{1})$, a bieguny (010) i $(0\bar{1}0)$ są wzajemnym odzwierciedleniem. A zatem ściany (010) i $(0\bar{1}0)$ są sobie równe i związane symetrycznym spółistnieniem, więc stanowią formę prostą: dwuścian $\{010\}$, ale jako nieprostopadłe do żadnego elementu symetryczności są jednokierunkowe: $2\Pi_1$. Ściany zaś (100) , (001) , $(\bar{1}00)$ i $(00\bar{1})$, których bieguny leżą na płaszczyźnie odbicia, są jednozielniedwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$, są one bowiem prostopadłe do płaszczyzny odbicia, więc każdy kierunek, przecinający się z tą płaszczyzną, ma sobie równy po drugiej jej stronie pod tym samym kątem z nią się przecinający co pierwszy. Ściany te wszakże nie są związane spółistnieniem symetrycznym i są nierówne, t. j. każda stanowi osobną formę krystalograficzną: jednościan.

W przypadku zatem $s(1)$ kombinacja omawiana przedstawia się w sposób następujący:

$$2\Pi_1\{010\}, \Pi_{1 \times 2}(100), \Pi_{1 \times 2}(001), \Pi_{1 \times 2}(\bar{1}00), \Pi_{1 \times 2}(00\bar{1}).$$

2. W przypadku $s(2')$ jest jedna oś przystawania dwukrotnego. Rzecz jasna, że w wielościanie omawianym warunkom osi przystawania dwukrotnego czyni zadość normalna ścian (010) i $(0\bar{1}0)$, t. j. prosta EF , bo wielościan przystaje do siebie po obrocie dokoła tej prostej o kąt 180° . A zatem ściana (100) i ściana $(\bar{1}00)$ są jednokierunkowe Π_1 lecz równe i symetrycznie spółistniejące, więc stanowią dwuścian $2\Pi_1\{100\}$. Drugi dwuścian o dwu ścianach nierównych poprzednim, równych pomiędzy sobą, stanowią ściany (001) i $(00\bar{1})$: $2\Pi_1\{001\}$, ściany zaś (010) i $(0\bar{1}0)$ są od siebie symetrycznie niezależne, są to dwa nierówne sobie jednościany; każdy z nich jest dwukierunkowy Π_2 , jako prostopadły do osi przystawania dwukrotnego.

$$2\Pi_1\{100\}, 2\Pi_1\{001\}, \Pi_2(010), \Pi_2(0\bar{1}0).$$

3. W przypadku $s(2'2')$ mamy jedną płaszczyznę odbicia i prostopadłą do niej oś przystawaniu dwukrotnego, a więc wielościan omawiany jest w tym rodzaju połączeniem trzech dwuścianów: dwuściany $\{100\}$ i $\{001\}$ są jednozielniedwukierunkowe $2\Pi_{1 \times 2}$ jako prostopadłe do płaszczyzny odbicia, dwuścian zaś $\{010\}$ jest dwukierunkowy $2\Pi_2$ jako prostopadły do osi przystawania dwukrotnego.

$$2\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{1 \times 2}\{001\}, 2\Pi_2\{010\}.$$

Te trzy rodzaje nazywamy jednoskośnymi.

A zatem w przypadkach jednoskośnych mamy:

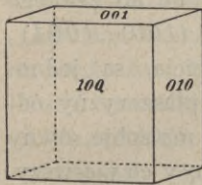
$$s(1) \equiv 1P, 0L, 0C \equiv 2\Pi_1\{010\}, \Pi_{1 \times 2}(100), \Pi_{1 \times 2}(001), \Pi_{1 \times 2}(\bar{1}00), \Pi_{1 \times 2}(00\bar{1}).$$

$$s(2') \equiv 0P, 1^pL_2, 0C \equiv 2\Pi_1\{100\}, 2\Pi_1\{001\}, \Pi_2(010), \Pi_2(0\bar{1}0).$$

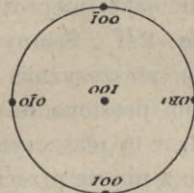
$$s(2'2') \equiv 1P, 1L_2, C \equiv 2\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{1 \times 2}\{001\}, 2\Pi_2\{010\}.$$

§ 60. Równoległościany prostokątne rombowe, tetragonalne i regularne. Załóżmy równoległocią prostokątny rys. 84. Wobec prawa

kątów stałych oddalenie ścian kryształu od jego środka nie ma znaczenia. Istotę geometryczną kryształu stanowi tylko wzajemne nachylenie ścian, t. j. kąty dwuścienne. A więc równoległoscian prostokątny, słup kwadratowy



Rys. 84.



Rys. 85.

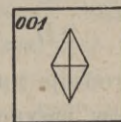
prosty i sześcián, dopóki traktujemy go jako bryłę geometryczną, a nie ciało mające ściany o określonych własnościach fizycznych, z punktu widzenia krystalograficznego jest to jeden wielościan, bo jeden z drugiego otrzymuje się równoległym przesunięciem ścian.

Odwrotnie: każdy równoległoscian prostokątny jest sześciánem krystalograficznym jeżeli wszystkie jego ściany są fizycznie równe, lub słupem kwadratowym jeżeli jego cztery ściany pionowe są równe i t. p. Uwidocznia to rys. 85, który, podając tylko kąty pomiędzy normalnemi ścian, jest spólny dla równoległoscianu prostokątnego, słupa kwadratowego prostego i sześciánu. Z rzutu stereograficznego rys. 85 zarazem widoczna, iż sześcián geometryczny jako forma krystalograficzna jest możliwy w następujących piętnastu przypadkach symetryczności:

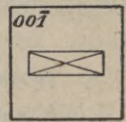
$s(2)$				
$s(4)$	$s(4')$			
$s(222)$	$s(2'2'2')$			
$s(422)$	$s(4'2'2')$	$s(4'2'2')$	$s(4'2'2')$	$s(4''2''2'')$
$s(323)$	$s(3'2'3')$			
$s(423)$	$s(4'2'3')$		$s(4'2'3)$	

Rozpatrzmy więc w tych wszystkich przypadkach charakter symetryczny ścian sześciánu.

1. W przypadku $s(2) \equiv 1P', 1P'', 1^pL_2, 0C$, ściany (001) i $(00\bar{1})$ są prostopadłe do dwu przecinających się pod kątem prostym płaszczyzn odbicia, przeto każda z tych ścian jest dwudzielnieczwórkierunkowa $\Pi_{2 \times 2}$, t. j. każdy kierunek na niej leżący ma jeszcze trzy sobie równe. Ściany (001) i $(00\bar{1})$ pomiędzy sobą nie są równe, każda jest osobną formą krystalograficzną: jednościanem niezwiązanym symetrycznym spółistnieniem z jakąkolwiek inną ścianą. Więc np. figury wytrawione na (001) mogą być takie jak na rys. 86 a na $(00\bar{1})$ takie jak na rys. 87. Są one jednakowego charakteru acz nierówne. Ściany: (100) , (010) , $(\bar{1}00)$, $(0\bar{1}0)$ są jednodzielnie dwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$ bo każda z nich jest prostopadła do jednej płaszczyzny odbicia, równe jednak są tylko sobie przeciwległe jako wzajemne odzwierciedlenia: (100) i $(\bar{1}00)$ oraz (010) i $(0\bar{1}0)$, są to więc dwa niezależne



Rys. 86.



Rys. 87.

od siebie dwuściany: $\{100\}$ i $\{010\}$. A więc sześcián w przypadku $s(2)$ jest połączeniem czterech form pojedynczych: dwu jednościanów: (001) i $(00\bar{1})$ z dwoma dwuścianami: $\{100\}$ i $\{010\}$. Podobnie jak w przypadkach poprzednich wypiszemy symbol tej kombinacji, zaznaczając w nim ilość ścian każdej formy prostej i charakter symetryczny t. j. fizyczny tych ścian.

$$2\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{1 \times 2}\{010\}, \Pi_{2 \times 2}(001), \Pi_{2 \times 2}(00\bar{1}).$$

2. W przypadku $s(2'2'2') \equiv 0P, 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2, 0C$, każda ściana sześciánu jest prostopadła do osi przystawania dwukrotnego, a więc każda jest dwukierunkowa Π_2 . Każda ściana jest równa ścianie równoległej, jako związana z nią spółistnieniem symetrycznym t. j. każda para ścian równoległych stanowi formę pojedynczą: dwuścian. A więc sześcián w przypadku $s(2'2'2')$ jest połączeniem trzech symetrycznie niezależnych fizycznie nierównych dwuścianów.

$$2\Pi_2\{100\}, 2\Pi_2\{010\}, 2\Pi_2\{001\}.$$

3. W przypadku $s(222) \equiv 1P', 1P'', 1P''', 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2, C$ sześcián również jest połączeniem trzech dwuścianów, ale każda ściana, jako prostopadła do dwu płaszczyzn odbicia, jest dwudzielnieczwórkierunkowa $\Pi_{2 \times 2}$.

$$2\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{010\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

Trzy przypadki: $s(2)$, $s(2'2'2')$ i $s(222)$ nazywamy rombowymi. Mamy w nich:

$$\begin{aligned} s(2) &\equiv 1P', 1P'', 1^pL_2, 0C \equiv 2\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{1 \times 2}\{010\}, \Pi_{2 \times 2}(001), \Pi_{2 \times 2}(00\bar{1}). \\ s(2'2'2') &\equiv 0P, 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2, 0C \equiv 2\Pi_2\{100\}, 2\Pi_2\{010\}, 2\Pi_2\{001\}. \\ s(222) &\equiv 1P', 1P'', 1P''', 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2, C \equiv 2\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{010\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}. \end{aligned}$$

4. W przypadku $s(4') \equiv 0P, 1^pL_4, 0C$ ściana (001) jest czwórkierunkowa Π_4 jako prostopadła do osi przystawania czterokrotnego. Ściana $(00\bar{1})$ ma taki sam charakter, ale nie jest równa ścianie (001) bo leży na drugim promieniu osi biegunowej. Ściany: (100) , (010) , $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$ są jednokierunkowe Π_1 sobie wzajemnie równe, związane symetrycznym spółistnieniem jako wzajemne powtórzenie symetryczne, wywołane kalejdoskopowym powtórzeniem dwu płaszczyzn obrotu $s(4')$ tworzących kąt 45° t. j. czyniących zadość osi przystawania pL_4 . A więc w przypadku $s(4')$ sześcián jest połączeniem trzech form pojedynczych: słupa tetragonalnego $4\Pi_1\{100\}$ i dwu jednościanów podstawowych: górnego $\Pi_4(001)$ i dolnego $\Pi_4(00\bar{1})$

$$4\Pi_1\{100\}, \Pi_4(001), \Pi_4(00\bar{1}).$$

5. W przypadku $s(4) \equiv 2P', 2P'', 1^pL_4, 0C$ sześcián jest również połączeniem słupa tetragonalnego z dwoma jednościanami, ale charakter ścian tych form jest inny. Każda ściana słupa $\{100\}$ jako prostopadła do jednej płaszczyzny odbicia jest jednodzielnie dwukierunkowa $\Pi_{1 \times 2}$, każdy zaś jedno-

ścian (001) i $(00\bar{1})$ jest czwórdzielnieośmiokierunkowy $\Pi_{4 \times 2}$ jako prostopadły do czterech płaszczyzn odbicia.

$$4\Pi_{1 \times 2}\{100\}, \Pi_{4 \times 2}(001), \Pi_{4 \times 2}(00\bar{1}).$$

6. W przypadku $s(4'' 2' 2'') \equiv 0P, 1L_2, 0C$ ściany (100) , (010) , $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$ są związane symetrycznym spółistnieniem, a więc stanowią jedną formę krystalograficzną: słup tetragonalny. Jako nie prostopadłe ani do płaszczyzny odbicia, ani do osi przystawania, ściany te są jednokierunkowe Π_1 , pomiędzy sobą równe t. j. mają asymetryczne figury wytrawione jednakowe na wszystkich czterech ścianach, przystające do siebie po obrocie o 90° dokoła osi OZ i po odzwierciedleniu w płaszczyźnie do niej prostopadłej. Ściany (001) i $(00\bar{1})$ są nierówne poprzednim, ale równe pomiędzy sobą, stanowią więc dwuścian $\{001\}$. Jako prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego są one dwukierunkowe Π_2 : oba promienie każdej prostej na nich przeprowadzonej są fizycznie jednoznaczne.

Temu sześciannowi przypiszemy więc symbol taki:

$$4\Pi_1\{100\}, 2\Pi_2\{001\}.$$

W przypadku $s(4' 2' 2) \equiv 2P, 1L'_2, 2L''_2, 0C$ możliwe są dwa rodzaje sześciannu, mianowicie ściany (100) , (010) , $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$ albo są prostopadłe do osi przystawania, albo do płaszczyzn odbicia. Ściany (001) i $(00\bar{1})$ w jednym i drugim przypadku są jednakowe: prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia przecinających się pod kątem prostym. Przypadki te podamy w ustępie 7 i 8.

7. W przypadku $s(4' 2' 2)$ gdy ściany są prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego, ściany (100) , (010) , $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$ stanowią jedną formę: słup tetragonalny $\{100\}$ o ścianach dwukierunkowych Π_2 , a ściany (001) i $(00\bar{1})$ tworzą formę drugą, dwuścian, przyczem jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia są dwudzielnieczwórkierunkowe $\Pi_{2 \times 2}$. A więc sześciann jest tu połączeniem, które możemy oznaczyć symbolem:

$$4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

8. W przypadku $s(4' 2' 2)$, gdy ściany omawiane są prostopadłe do płaszczyzn odbicia, sześciann jest obrócony dokoła osi pionowej o kąt 45° , a więc ściana (100) przybiera symbol (110) , ściana (010) otrzymuje znak $(\bar{1}10)$, ściana $(\bar{1}00)$ staje się ścianą $(\bar{1}\bar{1}0)$ a ściana $(0\bar{1}0)$ ma znak $(1\bar{1}0)$. Ściany (001) i $(00\bar{1})$ pozostają w swem położeniu dawnym. Ściany $\{110\}$ stanowią słup tetragonalny, składający się z czterech ścian jednodzielnieczwórkierunkowych, a ściany (001) i $(00\bar{1})$ podobnie jak w (7) tworzą dwuścian $\{001\}$ dwudzielnieczwórkierunkowy. A więc tej kombinacji przysługuje symbol

$$4\Pi_{1 \times 2}\{110\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

9. W przypadku $s(42' 2') \equiv 1P, 1L_4, C$ ściany (100) , (010) , $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$ są prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia, więc są jednodzielnie-

dwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$ i pomiędzy sobą równe, jako zadość czyniące osi przystawania czterokrotnego. Płaszczyzny (001) i $(00\bar{1})$ są wzajemnym odzwierciedleniem w płaszczyźnie odbicia, a więc równe są pomiędzy sobą, nierówne ścianom słupa; stanowią one drugą formę: dwuścian i są czwórkierunkowe, jako prostopadłe do L_4 . Tu więc sześcian też jest połączeniem słupa tetragonalnego z dwuścianem podstawowym, ale o innym charakterze ścian niż w przypadkach poprzednich. Mianowicie:

$$4\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_4\{001\}.$$

10. W przypadku $s(4'2'2') \equiv 0P, 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, 0C$ znów sześcian jest połączeniem słupa tetragonalnego $\{100\}$ z dwuścianem podstawowym $\{001\}$ ale znów o innym charakterze ścian. Mianowicie, ściany słupa tetragonalnego $\{100\}$ są prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego, a więc są dwukierunkowe Π_2 , a ściany dwuścianu podstawowego $\{001\}$ są prostopadłe do osi przystawania czterokrotnego, więc są czwórkierunkowe:

$$4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_4\{001\}.$$

11. W przypadku $s(422) \equiv 1P', 2P'', 2P''', 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, C$ ściany (100) , (010) , $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$ są równe i spółistniejące t. j. stanowią podobnie jak poprzednio pojedynczą formę krystalograficzną, ale jako prostopadła do dwu płaszczyzn odbicia, każda z nich jest dwudzielnieczwórkierunkowa $\Pi_{2 \times 2}$. A ściany dwuścianu podstawowego, stanowiące tu drugą formę prostą, jako prostopadłe do czterech płaszczyzn odbicia, są tu czwórdzielnie osmiokierunkowe. Symbol więc tej kombinacji wypada jak następuje:

$$4\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{4 \times 2}\{001\}.$$

Przypadki: $s(4')$, $s(4)$, $s(4''2''2'')$, $s(4'2'2')$, $s(42'2')$, $s(4'2'2)$ i $s(422)$ noszą nazwę tetragonalnych.

Powtórzmy symbole kombinacji tetragonalnego słupa z dwuścianem podstawowym lub z dwoma jednościanami podstawowymi geometrycznie do sześcianu podobnych z punktu widzenia prawa kątów stałych:

$$s(4') \equiv 0P, 1^pL_4, 0C \equiv 4\Pi_1\{100\}, \Pi_4(001), \Pi_4(00\bar{1}).$$

$$s(4) \equiv 2P', 2P'', 1^pL_4, 0C \equiv 4\Pi_{1 \times 2}\{100\}, \Pi_{4 \times 2}(001), \Pi_{4 \times 2}(00\bar{1}).$$

$$s(4''2''2'') \equiv 0P, 1L_2, 0C \equiv 4\Pi_1\{100\}, 2\Pi_2\{001\}.$$

$$s(4'2'2) \equiv 2P, 1L'_2, 2L''_2, 0C \equiv 4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

$$s(4'2'2) \equiv 2P, 1L'_2, 2L''_2, 0C \equiv 4\Pi_{1 \times 2}\{110\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

$$s(42'2') \equiv 1P, 1L_4, C \equiv 4\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_4\{001\}.$$

$$s(4'2'2) \equiv 0P, 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, 0C \equiv 4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_4\{001\}.$$

$$s(422) \equiv 1P', 2P'', 2P''', 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, C \equiv 4\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{4 \times 2}\{001\}.$$

We wszystkich przypadkach dotychczas opisanych kryształy w odpowiednich warunkach wzrostu może mieć kształt umiarkowanego sześcianu, gdy np. do ścian dwuścianu, mających, dajmy na to, większą prędkość przyrostu od ścian

słupa, przypadkiem zmniejszy się dopływ przesycenia. Więc pod kątem widzenia prawa kątów stałych, na zasadzie tylko pomiaru gonjometrycznego moglibyśmy go uznać za sześcián, lecz popełnilibyśmy błąd. Dopiero badanie fizyczne ścian kryształu odsłania ich charakter symetryczny i zarazem dostarcza danych, na których opieramy zaliczanie kryształu do właściwego mu rodzaju symetrycznego.

12. W rodzaju $s(3'2'3') \equiv 0P, 3L_2, 4^pL_3, 0C$ mamy właściwy sześcián. Gdy bowiem założymy ścianę (100) to powtarza się ona symetrycznie na każdym promieniu wszystkich obecnych w tym przypadku osi przystawiania dwukrotnego. Tu więc mamy sześć równych ścian jednakowego charakteru symetrycznego i związanych spólistnieniem symetrycznym. Tu więc już ściany omawiane nie stanowią połączenia kilku form prostych, a tylko stanowią jedną prostą formę krystalograficzną: sześcián $\{100\}$. A więc substancja w tym rodzaju się krystalizująca może mieć kształt geometryczny wszelkiego prostokątnego równoległościanu, od cienkiej płaskiej płytki do wysmukłego słupa, zależnie od przypadkowych niepomyślnych warunków wzrostu kryształu, ale wszystkie te wielościany są sześciánami, bo wszystkie ich ściany są sobie równe fizycznie.

Znak takiego sześciánu napiszemy: $6\Pi_2\{100\}$.

13. W rodzaju $s(323) \equiv 6P, 3L_2, 4^pL_3, 0C$, podobnie jak w rodzaju poprzednim, ściany sześciánu są związane symetrycznym spólistnieniem, a więc stanowią formę pojedynczą. W rodzaju tym są one prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia, czyli są dwudzielnieczwórkierunkowe $\Pi_{2 \times 2}$, przyczem dzielą się one na dwie części symetryczne i symetrycznie leżące płaszczyznami przekątnymi. Wyrazimy to symbolem następującym: $6\Pi_{2 \times 2}^{\times}\{100\}$.

14. W rodzaju $s(4'2'3) \equiv 3P, 3L_2, 4L_3, C$ ściany sześciánu stanowią jedną formę i też są dwudzielnieczwórkierunkowe, jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia, ale dzielą się na części symetrycznie równe i symetrycznie leżące w dwu kierunkach równoległych do krawędzi sześciánu. Sześcián tego rodzaju oznaczymy symbolem $6\Pi_{2 \times 2}^{\dagger}\{100\}$.

15. W przypadku $s(4'2'3') \equiv 0P, 3L_4, 4L_3, 6L_2, 0C$ ściany sześciánu są prostopadłe do osi przystawiania czterokrotnego, więc są czwórkierunkowe. Sześcián taki wyrazimy symbolem $6\Pi_4\{100\}$.

16. Nakoniec w przypadku $s(423) \equiv 3P', 6P'', 3L_4, 4L_3, 6L_2, C$ ściany sześciánu są czwórdzielnieośmiokierunkowe, gdyż każda jest prostopadła do czterech płaszczyzn odbicia: $6\Pi_{4 \times 2}\{100\}$.

Przypadki: $s(3'2'3')$, $s(323)$, $s(4'2'3)$ $s(4'2'3')$ i $s(423)$ nazywamy regularnymi:

$$s(3'2'3') \equiv 0P, 3L_2, 4^pL_3, 0C \equiv 6\Pi_2\{100\}.$$

$$s(323) \equiv 6P, 3L_2, 4^pL_3, 0C \equiv 6\Pi_{2 \times 2}^{\times}\{100\}.$$

$$s(4'2'3) \equiv 3P, 3L_2, 4L_3, C \equiv 6\Pi_{2 \times 2}^{\dagger}\{100\}.$$

$$s(4'2'3') \equiv 0P, 3L_4, 4L_3, 6L_2, 0C \equiv 6\Pi_4\{100\}.$$

$$s(423) \equiv 3P', 6P'', 3L_4, 4L_3, 6L_2, C \equiv 6\Pi_{4 \times 2}\{100\}.$$

A więc w pięciu przypadkach regularnych sześciąt jest możliwy jako forma prosta, ale w każdym przypadku ściany jego są innego charakteru fizyczno-symetrycznego.

Tak więc na tym przykładzie ścian (100) , (010) i (001) oraz ich równoległych poznajemy znaczenie pojęcia formy prostej i złożonej, oraz różnicę geometrycznego a fizycznego znaczenia kryształu i różnicę geometrycznego a fizycznego poglądu na kryształ, uświadamiamy sobie znaczenie form wspólnych różnym rodzajom krystalograficznym i dochodzimy do przekonania, jak niewystarczająca jest tylko gonjometryczna znajomość kryształu.

W celu powtórzenia przytoczmy raz jeszcze symbole opisanych powyżej równoległościastów prostokątnych.

Rombowe.

$$1. s(2) \equiv 1P', 1P'', 1^pL_2, 0C \equiv 2\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{1 \times 2}\{010\}, \Pi_{2 \times 2}(001), \Pi_{2 \times 2}(00\bar{1}).$$

$$2. s(2'2'2') \equiv 0P, 1L_2', 1L_2'', 1L_2''', 0C \equiv 2\Pi_2\{100\}, 2\Pi_2\{010\}, 2\Pi_2\{001\}.$$

$$3. s(222) \equiv 1P', 1P'', 1P''', 1L_2', 1L_2'', 1L_2''', C \equiv 2\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{010\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

Tetragonalne.

$$4. s(4') \equiv 0P, 1^pL_4, 0C \equiv 4\Pi_1\{100\}, \Pi_4(001), \Pi_4(00\bar{1}).$$

$$5. s(4) \equiv 2P', 2P'', 1^pL_4, 0C \equiv 4\Pi_{1 \times 2}\{100\}, \Pi_{4 \times 2}(001), \Pi_{4 \times 2}(00\bar{1}).$$

$$6. s(4''2'2'') \equiv 0P, 1L_2, 0C \equiv 4\Pi_1\{100\}, 2\Pi_2\{001\}.$$

$$7. s(4'2'2) \equiv 2P, 1L_2', 2L_2'', 0C \equiv 4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

$$8. s(4'2'2) \equiv 2P, 1L_2', 2L_2'', 0C \equiv 4\Pi_{1 \times 2}\{110\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}.$$

$$9. s(4'2'2) \equiv 1P, 1L_4, C \equiv 4\Pi_{1 \times 2}\{100\}, 2\Pi_4\{001\}.$$

$$10. s(4'2'2) \equiv 0P, 1L_4, 2L_2', 2L_2'', 0C \equiv 4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_4\{001\}.$$

$$11. s(422) \equiv 1P', 2P'', 2P''', 1L_4, 2L_2', 2L_2'', C \equiv 4\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{4 \times 2}\{001\}.$$

Regularne.

$$12. s(3'2'3') \equiv 0P, 3L_2, 4^pL_3, 0C \equiv 6\Pi_2\{100\}.$$

$$13. s(323) \equiv 6P, 3L_2, 4^pL_3, 0C \equiv 6\Pi_{2 \times 2}^{\times}\{100\}.$$

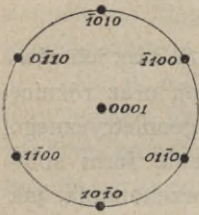
$$14. s(4'2'3) \equiv 3P, 3L_2, 4L_3, C \equiv 6\Pi_{2 \times 2}^{\dagger}\{100\}.$$

$$15. s(4'2'3') \equiv 0P, 3L_4, 4L_3, 6L_2, 0C \equiv 6\Pi_4\{100\}.$$

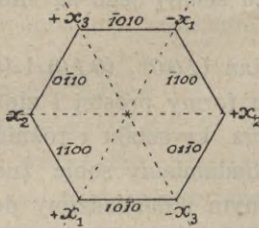
$$16. s(423) \equiv 3P', 6P'', 3L_4, 4L_3, 6L_2, C \equiv 6\Pi_{4 \times 2}\{100\}.$$

§ 61. Słupy sześcioboczne. Rozważmy, jakim połączeniom krystalograficznym odpowiada umiarowy prosty słupek sześcioboczny. W rzucie stereograficznym na płaszczyźnie prostopadłej do sześciu ścian bocznych przedstawia go rys. 88. Na krawędzi osiowej obierzmy proste równoległe do śladów ścian słupa na płaszczyźnie podstawowej. Ponieważ tych krawędzi osiowych jest trzy i są one równe, przeto w symbolach ścian uwzględnimy je wszystkie, otrzymamy zatem symbol czterocyfrowy, w którym pierwsza cyfra odnosi się

do krawędzi OX_1 , druga do OX_2 , trzecia do OX_3 , a czwarta do osi pionowej OZ . Znaki zwrotów osiowych są naprzemianległe, tak jak wskazuje rys. 89. A zatem sześć ścian słupa otrzymują symbole: $(10\bar{1}0)$, $(1\bar{1}00)$, $(0\bar{1}10)$,



Rys. 88.



Rys. 89.

(1010) , $(\bar{1}100)$ i $(01\bar{1}0)$, a ścianom podstawowym przypadają symbole: (0001) i $(000\bar{1})$.

Samo przez się rozumiemy, że słup sześcioboczny jest możliwy tylko w rodzajach typów $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$ i $\sigma[622]$.

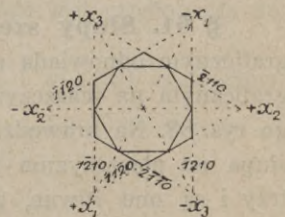
1. W rodzaju $s(\beta') \equiv 0P, 1^pL_3, 0C$

mamy jedną oś polarną przystawania

trzykrotnego, a więc czynią jej zadość trzy i trzy naprzemianległe ściany słupa, przyczem jako nieprostokątne żadnemu elementowi symetrycznemu ściany te są jednokierunkowe Π_1 . Jest to zatem połączenie dwu słupów trygonalnych. Ściany: $(10\bar{1}0)$, $(0\bar{1}10)$, $(\bar{1}100)$ stanowią jedną formę prostą, zwaną słupem trygonalnym prostym, a ściany: $(1\bar{1}00)$, $(\bar{1}010)$, $(01\bar{1}0)$ stanowią drugi słup, zwany słupem trygonalnym odwróconym. Dwa te słupy są to dwie niezależne od siebie osobne formy, z których każda może zjawić się na kryształach, jedna bez drugiej. Ściany słupa jednego są nierówne ścianom drugiego. Ściana (0001) jest trójkierunkowa Π_3 jako prostopadła do osi przystawania trzykrotnego. Jest ona prostą formą krystalograficzną, jednościanem podstawowym górnym. Tak samo ściana $(000\bar{1})$ również jest trójkierunkowa, również jest odrębną formą krystalograficzną, nierówną jednościanowi poprzedniemu. Nazwiemy ją jednościanem podstawowym dolnym. A więc słup sześcioboczny umiarowy prosty w rodzaju $s(\beta')$ jest połączeniem dwu słupów trygonalnych i dwu jednościanów podstawowych. Ściany słupów są jednokierunkowe, ściany jednościanów są trójkierunkowe:

$$3\Pi_1\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_1\{1\bar{1}00\}, \Pi_3(0001), \Pi_3(000\bar{1}).$$

2. W rodzaju $s(\beta) \equiv 3P, 1^p\bar{L}_3, 0C$ możliwe są dwa przypadki połączenia omawianego. Wobec istnienia trzech płaszczyzn odbicia, na krawędzi osiowej OX obieramy normalne płaszczyzn odbicia. W takim razie każda płaszczyzna słupa sześciobocznego albo odcina od dwu krawędzi osiowych OX dwa odcinki równe, a do trzeciej krawędzi OX jest równoległa (rys. 89) albo też od dwu krawędzi osiowych OX , odległych od siebie o 120° , odcina dwa odcinki równe, a od trzeciej krawędzi OX leżącej pomiędzy tamtymi, odcina odcinek dwa razy krótszy (rys. 90). W pierwszym przypadku każda ściana słupa jest jednodzielniedwukierunkowa $\Pi_{1 \times 2}$ jako prostopadła do płaszczyzny odbicia, w drugim przypadku



Rys. 90.

ściany te są jednokierunkowe Π_1 . Przytem w pierwszym przypadku słup sześcioboczny jest połączeniem dwu słupów trygonalnych, w drugim jest on formą pojedynczą: słupem heksagonalnym.

A zatem przypadek pierwszy słupa sześciobocznego zamkniętego płaszczyznami podstawowemi jest połączeniem dwu słupów trygonalnych o ścianach jednodzielniedwukierunkowych $\Pi_{1 \times 2}$ i dwu jednościanów trójdzielniesześciokierunkowych $\Pi_{3 \times 2}$, każdy bowiem jest prostopadły do trzech płaszczyzn odbicia:

$$3\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_{1 \times 2}\{1\bar{1}00\}, \Pi_{3 \times 2}(0001), \Pi_{3 \times 2}(000\bar{1}).$$

3. W rodzaju $s(3)$ drugi przypadek słupa sześciobocznego ma ściany o symbolach $(11\bar{2}0)$, $(2\bar{1}\bar{1}0)$, $(1\bar{2}10)$, $(\bar{1}\bar{1}20)$, $(\bar{2}110)$ i $(\bar{1}2\bar{1}0)$. Wszystkie są one wzajemnem symetrycznem powtórzeniem, a więc są symetrycznie równe i stanowią jedną formę pojedynczą: słup heksagonalny o sześciu ścianach jednokierunkowych Π_1 , gdyż nie są one prostopadłe do płaszczyzn odbicia. Jednościany (0001) i $(000\bar{1})$ są takie same jak poprzednio, trójdzielniesześciokierunkowe:

$$6\Pi_1\{11\bar{2}0\}, \Pi_{3 \times 2}(0001), \Pi_{3 \times 2}(000\bar{1}).$$

4. W rodzaju $s(6) \equiv 0P, 1^pL_6, 0C$ ściany słupa są jednokierunkowe Π_1 i stanowią jedną formę: słup heksagonalny. Dwa jednościany: górny i dolny, jako prostopadłe do osi przystawania sześciokrotnego, są sześciokierunkowe:

$$6\Pi_1\{10\bar{1}0\}, \Pi_6(0001), \Pi_6(000\bar{1}).$$

5. W rodzaju $s(6) \equiv 6P, 1^pL_6, 0C$ wielościan omawiany jest połączeniem słupa heksagonalnego z dwoma jednościanami. Ściany słupa są jednodzielniedwukierunkowe w kierunku pionowym $\Pi_{1 \times 2}$. Jednościany są sześciodzielniedwunastokierunkowe $\Pi_{6 \times 2}$:

$$6\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, \Pi_{6 \times 2}(0001), \Pi_{6 \times 2}(000\bar{1}).$$

6. W rodzaju $s(3'2'2') \equiv 1P, 1L_3, 0C$ jest oś przystawania trzykrotnego i prostopadła do niej płaszczyzna odbicia, a więc osi przystawania czyni zadość co druga ściana pionowa, zatem wielościan omawiany jest tu połączeniem dwu słupów trygonalnych. Płaszczyźnie odbicia czyni zadość górna i dolna podstawa, a więc tu ściany (0001) i $(000\bar{1})$ są sobie równe i stanowią formę krystalograficzną: dwuścian. Ściany słupów trygonalnych, jako prostopadłe do płaszczyzny odbicia, są poziomojednodzielniedwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$, ściany dwuścianu podstawowego, jako prostopadłe do osi przystawania trzykrotnego, są trójkierunkowe Π_3 :

$$3\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_{1 \times 2}\{1\bar{1}00\}, 2\Pi_3\{0001\}.$$

7. W rodzaju $s(3'2'2') \equiv 0P, 1L_3, 3^pL_2, 0C$ istnieje pionowa oś przystawania trzykrotnego i trzy osi poziome polarne przystawania dwukrotnego. Tu słup sześcioboczny może mieć dwa przypadki.

W razie ścian $(10\bar{1}0)$ i t. d. wszystkie one są wzajemnem powtórzeniem symetrycznym, a więc stanowią jedną formę krystalograficzną: słup heksagonalny o ścianach jednokierunkowych Π_1 . Ściany (0001) i $(000\bar{1})$ czynią zadość osiom przystawania dwukrotnego OX , a więc są związane spółistnieniem symetrycznym, stanowiąc dwuścian podstawowy o ścianach trójkierunkowych Π_3 :

$$6\Pi_1\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_3\{0001\}.$$

8. W rodzaju $s(3'2'2')$ jest możliwy drugi przypadek, kiedy ściany pionowe są ścianami $(11\bar{2}0)$ i t. d. Wtedy ściany te, jako prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego, są dwukierunkowe Π_2 , ale czynią one zadość osi pionowej tylko co druga, a więc słup sześcioboczny ma ściany równe co drugą, czyli jest on połączeniem dwu słupów trygonalnych, $(2\bar{1}\bar{1}0)$, $(\bar{1}\bar{1}20)$, $(\bar{1}2\bar{1}0)$ i $(11\bar{2}0)$, $(1\bar{2}10)$, $(\bar{2}110)$. Dwuścian taki sam jak poprzednio jest tu $2\Pi_3\{0001\}$:

$$3\Pi_2\{2\bar{1}\bar{1}0\}, 3\Pi_2\{11\bar{2}0\}, 2\Pi_3\{0001\}.$$

9. W rodzaju $s(322) \equiv 1P', 3P'', 1L_3, 3^pL_2, 0C$ są możliwe dwa przypadki słupa sześcioboczno. Jeden, gdy każda ściana pionowa jest prostopadła do jednej pionowej płaszczyzny odbicia (2), drugi, gdy są one do nich równoległe.

W pierwszym przypadku ścianom przypadają symbole $(10\bar{1}0)$ i t. d., ponieważ na krawędzi osiowe OX stale obieramy normalne płaszczyzn odbicia. Wtedy sześć ścian pionowych jest to połączenie dwu słupów trygonalnych: $(10\bar{1}0)$, $(0\bar{1}10)$, $(\bar{1}100)$ i $(1\bar{1}00)$, $(\bar{1}010)$, $(01\bar{1}0)$, czyli co druga są sobie równe. Ściany te są dwudzielnieczwórkierunkowe $\Pi_{2 \times 2}$ jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia. Ściany dwuścianu są trójdzielniesześciokierunkowe $\Pi_{3 \times 2}$ jako prostopadłe do trzech płaszczyzn odbicia:

$$3\Pi_{2 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_{2 \times 2}\{1\bar{1}00\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}.$$

10. W rodzaju $s(322)$ drugi przypadek słupa sześcioboczno jest możliwy, gdy każda ściana pionowa jest równoległa do jednej z pionowych płaszczyzn odbicia. Wtedy przypadają tym ścianom symbole $(11\bar{2}0)$ i t. p. W tym przypadku są one wzajemnem powtórzeniem symetrycznym t. j. słupem heksagonalnym. Ściany te są poziomojednodzielniedwukierunkowe $\bar{\Pi}_{1 \times 2}$, bo każda jest prostopadła do poziomej płaszczyzny odbicia. Dwuścian jest trójdzielniesześciokierunkowy jak w przypadku poprzednim (9):

$$6\bar{\Pi}_{1 \times 2}\{11\bar{2}0\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}.$$

11. W rodzaju $s(6''2''2'') \equiv 0P, 1L_3, C$ wielościan omawiany jest możliwy jako połączenie słupa heksagonalnego o sześciu równych ścianach jednokierunkowych Π_1 z dwuścianem, którego ściany są trójkierunkowe Π_3 , jako prostopadłe do obustronnej osi przystawania trzykrotnego:

$$6\Pi_1\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_3\{0001\}.$$

12. W rodzaju $s(6'2'2) \equiv 3P, 1L_3, 3L_2, C$ mamy trzy pionowe płaszczyzny odbicia (2) i pomiędzy nimi trzy poziome osi przystawania dwukrotnego ($6', 2'$), które obieramy na krawędzi osiowe OX . A zatem możliwe są tu dwa przypadki: ściany słupa albo są prostopadłe do płaszczyzn odbicia, wtedy są pionowojednodzielniedwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$ i mają symbole $(10\bar{1}0)$ i t. p., albo są prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego, mają wtedy symbole $(11\bar{2}0)$ i t. p. i są dwukierunkowe Π_2 . W jednym i drugim przypadku wszystkie sześć są równe, czyniąc zadość pionowej osi przystawania trzykrotnego i trzem osiom przystawania dwukrotnego. A więc słup sześcioboczny jest tu połączeniem słupa heksagonalnego z dwuścianem, który w rodzaju $s(6'2'2)$ jest trójdzielnie sześciokierunkowy $\Pi_{3 \times 2}$:

$$6\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}.$$

13. W rodzaju $s(6'2'2)$ drugi przypadek połączenia słupa heksagonalnego z dwuścianem podstawowym jest:

$$6\Pi_2\{11\bar{2}0\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}.$$

14. W rodzaju $s(6'2'2) \equiv 1P, 1L_6, C$ sześć ścian pionowych są równe, jako wzajemne powtórzenie symetryczne, czyniące zadość osi przystawania sześciokrotnego, więc stanowią one formę prostą. Są one poziomojednodzielniedwukierunkowe $\bar{\Pi}_{1 \times 2}$. Ściany (0001) i $(000\bar{1})$ są sobie równe, czyniąc zadość płaszczyźnie odbicia, do której są równoległe, a jako prostopadłe do osi przystawania sześciokrotnego są sześciokierunkowe Π_6 :

$$6\bar{\Pi}_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_6\{0001\}.$$

15. W przypadku $s(6'2'2) \equiv 0P, 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, 0C$ istnieją trzy i trzy naprzemianległe poziome osi przystawania dwukrotnego, a więc możliwy jest tylko jeden przypadek połączenia z dwuścianem słupa heksagonalnego, który tu jest formą prostą. Ściany słupa są dwukierunkowe Π_2 , ściany dwuścianu podstawowego są sześciokierunkowe Π_6 :

$$6\Pi_2\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_6\{0001\}.$$

16. Nakoniec w rodzaju $s(622) \equiv 1P', 3P'', 3P''', 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, C$ również możliwy jest tylko jeden przypadek połączenia słupa heksagonalnego z dwuścianem. Ściany słupa są tu dwudzielnieczwórkierunkowe $\Pi_{2 \times 2}$, a dwuścianu sześciodzielniedwunastokierunkowe $\Pi_{6 \times 2}$:

$$6\Pi_{2 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_{6 \times 2}\{0001\}.$$

A więc prosty umiarowy słup sześcioboczny stanowić może szesnaście krystalograficznych połączeń słupa heksagonalnego lub dwu słupów trygonalnych z dwoma jednościanami podstawowymi lub z dwuścianem podstawowym:

1. $s(S) \equiv 0P, 1^pL_3, 0C \equiv 3\Pi_1\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_1\{1\bar{1}00\}, \Pi_3(0001), \Pi_3(000\bar{1})$
2. $s(3) \equiv 3P, 1^pL_3, 0C \equiv 3\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_{1 \times 2}\{1\bar{1}00\}, \Pi_{3 \times 2}(0001), \Pi_{3 \times 2}(000\bar{1})$.
3. $s(3) \equiv 3P, 1^pL_3, 0C \equiv 6\Pi_1\{11\bar{2}0\}, \Pi_{3 \times 2}(0001), \Pi_{3 \times 2}(000\bar{1})$.

4. $s(6') \equiv 0P, 1^pL_6, 0C \equiv 6\Pi_1\{10\bar{1}0\}, \Pi_6(0001), \Pi_6(000\bar{1})$.
5. $s(6) \equiv 6P, 1^pL_6, 0C \equiv 6\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, \Pi_{6 \times 2}(0001), \Pi_{6 \times 2}(000\bar{1})$.
6. $s(3'2'2') \equiv 1P, 1L_3, 0C \equiv 3\bar{\Pi}_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 3\bar{\Pi}_{1 \times 2}\{1\bar{1}00\}, 2\Pi_3\{0001\}$.
7. $s(3'2'2') \equiv 0P, 1L_3, 3^pL_2, 0C \equiv 6\Pi_1\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_3\{0001\}$.
8. $s(3'2'2') \equiv 0P, 1L_3, 3^pL_2, 0C \equiv 3\Pi_2\{2\bar{1}\bar{1}0\}, 3\Pi_2\{11\bar{2}0\}, 2\Pi_3\{0001\}$.
9. $s(322) \equiv 1P', 3P'', 1L_3, 3^pL_2, 0C \equiv 3\Pi_{2 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 3\Pi_{2 \times 2}\{1\bar{1}00\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}$.
10. $s(322) \equiv 1P', 3P'', 1L_3, 3^pL_2, 0C \equiv 6\Pi_{1 \times 2}\{11\bar{2}0\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}$.
11. $s(6''2''2'') \equiv 0P, L_3, C \equiv 6\Pi_1\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_3\{0001\}$.
12. $s(6'2'2) \equiv 3P, 1L_3, 3L_2, C \equiv 6\Pi_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}$.
13. $s(6'2'2) \equiv 3P, 1L_3, 3L_2, C \equiv 6\Pi_2\{11\bar{2}0\}, 2\Pi_{3 \times 2}\{0001\}$.
14. $s(62'2') \equiv 1P, 1L_6, C \equiv 6\bar{\Pi}_{1 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_6\{0001\}$.
15. $s(6'2'2') \equiv 0P, 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, 0C \equiv 6\Pi_2\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_6\{0001\}$.
16. $s(622) \equiv 1P, 3P', 3P'', 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, C \equiv 6\Pi_{2 \times 2}\{10\bar{1}0\}, 2\Pi_{6 \times 2}\{0001\}$.

Przykłady te dosadnie tłumaczą różnicę pomiędzy symetrycznością geometryczną a krystalograficzną, t. j. fizyczną.

Oprócz tego przykłady przytoczone w dwu paragrafach ostatnich t. j. rozważone przez nas równoległościany, sześciiany i słupy, ilustrują stałość ilości kierunków równych w każdym przypadku symetryczności: w symbolu każdej formy prostej iloczyn współczynnika, podającego ilość ścian w danej formie, i wskaźników, podających ilość kierunków równych na danej ścianie, w każdym przypadku symetryczności jest liczbą stałą.

§ 62. Klasyfikacja rodzajów krystalograficznych. Niejednokrotnie już wyżej wspomiano, że każdy kryształ jest przykładem jednego z trzydziestu dwu przypadków symetrycznych. Nie znamy ani jednego takiego kryształu, którego symetryczność nie odpowiadałaby żadnemu z tych przypadków. Obecnie podamy opis trzydziestu dwu przypadków symetryczności krystalograficznej. Opis ten będzie polegał na wyprowadzeniu wszystkich form prostych, możliwych w każdym przypadku, na opisie ich najprostszych i najcharakterystyczniejszych połączeń, na przewidywaniu symetrycznego charakteru każdej ściany i na przewidywaniu w zarysach ogólnych najważniejszych własności fizycznych tych kryształów, których symetryczność odpowiada przypadkowi rozważanemu. Potem podamy opisy krystalograficzne ciał, których kryształy są najcharakterystyczniejsze w danym rodzaju, lub z jakichkolwiek bądź względów najważniejsze.

Zbiór kryształów, których symetryczność fizyczna odpowiada jednemu przypadkowi symetrycznemu, nazywamy **rodzajem** krystalograficznym. Nazwą tą mamy na celu oddzielić pojęcie przypadku symetryczności $s(pqr)$, który ma znaczenie tylko geometryczne, od jego urzeczywistnienia w postaci ciała stałego o pewnych własnościach fizycznych.

Autor niniejszego unika nazwy „klasa“, używanej przez autorów innych, aby czytelnik początkujący nie powziął przekonania mylnego, że rodzaje kry-

stalograficzne mają jakąkolwiek zależność pomiędzy sobą, lub że jeden jest niższy lub wyższy od drugiego. Wszystkie one są równoważne i każdy jest zupełnie samoistny. Wynika to z teorii o symetryczności krystalograficznej, w której każdy przypadek wywodzi się niezależnie od przypadków pozostałych. Nieciągłość zjawisk jest najważniejszą własnością ciała stałego. Jeden z objawów tej nieciągłości to właśnie trzydzieści dwa niezależne od siebie rodzaje symetryczności krystalograficznej.

Co zaś do systematyki rodzajów, to w książce niniejszej ułożono rodzaje krystalograficzne według ogólnie i zdawna przyjętych kształtów czworościanu jednostkowego, które w każdym rodzaju kryształów pozwalają na oznaczenie wszystkich ścian jednej formy prostej jednym symbolem, i które dają wiele ułatwień rachunkowych w obliczeniach krystalograficznych. Te ułatwienia i uproszczenia zachodzą, gdy na elementy czworościanu jednostkowego obieramy elementy symetryczności, lub proste i płaszczyzny do nich prostopadłe, a także przecięcia się z nimi ścian kryształu.

Kryształ w przypadku najogólniejszym charakteryzują pięć wielkości: stosunek odcinków $a : b : c$, gdzie $b = 1$, odcinanych ścianą jednostkową od trzech krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego, i trzy kąty α, β, γ , jakie tworzą krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego. Ta charakterystyka może być prostsza w większej lub mniejszej mierze, zależnie od rodzaju symetryczności kryształu. Uproszczenie jej może polegać na tem, że niektóre lub wszystkie pięć wielkości wymienione otrzymują jakieś wartości proste. W stosunku odcinków krawędzi osiowych taką wartością prostą jest jedność, w kątach α, β, γ wartości takie jak 120° lub 90° . Okazuje się, że symetryczność krystalograficzna dopuszcza pięć przypadków uproszczenia kształtu czworościanu jednostkowego, co wraz z przypadkiem ogólnym, nieuproszczonym, daje sześć kształtów czworościanu jednostkowego: trójskośny, jednoskośny, rombowy, tetragonalny, heksagonalny i regularny. Rodzaje krystalograficzne i kryształy, w których możemy obrać elementy czworościanu jednostkowego tak, aby utworzyły jeden z wymienionych czworościanów, nazywać będziemy nazwą tego czworościanu. A więc będziemy mówili o kryształach trójskośnych, jednoskośnych i t. d., a także będziemy wymieniali kształt czworościanu jednostkowego w nazwie każdego rodzaju krystalograficznego, który dlań jest najprostszymi, będziemy zatem mówili np. o rodzaju jednościanów trójskośnych lub dwupiramid rombowych i t. p. Tylko w nazwie rodzaju romboedrów $s(6''2''2'')$ nie wymienimy kształtu czworościanu jednostkowego, bo romboedry jako forma ogólna $\{hkl\}$ są tylko w tym rodzaju, a także w nazwach kryształów regularnych pominiemy wyraz „regularny“, gdyż tam nazwy rodzajów nawet bez tego dodatku są dość długie, a nieporozumienia niema żadnego gdy umówimy się, że tylko w tym kształcie czworościanu nie będziemy go wymieniali. Nazwy rodzajów podamy o ile możności polskie, jednak w tytułach rozdziałów podamy obok nich nazwy ogólne, greckolacińskie.

Umotywowanie wyboru czworościanu jednostkowego podamy w opisie każdego rodzaju, a także w opisie własności ogólnych każdej grupy o spólnym kształcie tego czworościanu.

Zanim przejdziemy do opisu kryształów, podamy tu w streszczeniu systematykę omawianą.

I. Czwoorościan trójskośny. Odpowiada on przypadkom symetrycznym $s(1')$ i $s(2''2''2'')$. Jest to najogólniejszy kształt t. j. pięć wielkości niezależnych od siebie, a więc ściana jednostkowa odcina od krawędzi osiowych trzy odcinki nierówne $a : b : c$ ($b = 1$) i krawędzi osiowe tworzą trzy kąty nierówne, z których ani jeden nie jest równy prostemu: $\alpha \mp \beta \mp \gamma \mp 90^\circ$.

II. Czwoorościan jednoskośny. Przypadki symetryczne $s(1)$, $s(2')$ i $s(22'2')$. Jedna krawędź osiowa czworościanu jednostkowego OY zgodna jest z normalną płaszczyzny odbicia w przypadku $s(1)$ lub z osią przystawiania dwukrotnego w przypadkach $s(2')$ i $s(22'2')$. Na dwie pozostałe krawędzi osiowe OX i OZ obieramy dwie dowolne krawędzi kryształu leżące na płaszczyźnie prostopadłej do krawędzi OY , niema więc żadnego uwarunkowania wielkości kąta β : jest on charakterystyczny dla każdej substancji, krystalizującej się jednoskośnie; również odcinki krawędzi osiowych odcinane ścianą jednostkową są nierówne, a więc kształt czworościanu jednostkowego jest $a : b : c$ ($b = 1$), $\alpha = \gamma = 90^\circ$, $\beta > 90^\circ$.

III. Czwoorościan rombowy. Przypadki: $s(2)$, $s(2'2'2')$ i $s(222)$. Trzy wzajemnie prostopadłe nierówne krawędzi osiowe zgodne z osią przystawiania oraz ze śladami płaszczyzn odbicia na płaszczyźnie prostopadłej do osi przystawiania w przypadku $s(2)$, albo z trzema osiami przystawiania w przypadkach $s(2'2'2')$ i $s(222)$. A zatem kształt czworościanu jednostkowego rombowego jest $a : b : c$ ($b = 1$), $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

IV. Czwoorościan tetragonalny. Siedm przypadków, w których symbolach symetryczności jest jedna czwórka lub czwórka i dwie dwójki, mianowicie: $s(4')$, $s(4)$, $s(4''2''2'')$, $s(4'2'2)$, $s(42'2')$, $s(4'2'2')$ i $s(422)$. W przypadkach tych istnieje oś przystawiania dwukrotnego albo czterokrotnego i płaszczyzna do niej prostopadła, na której zawsze możemy znaleźć dwa kierunki, krytalograficznie możliwe jako krawędzi kryształu, równe i tworzące pomiędzy sobą kąt prosty. Oś przystawiania na wstępie wymienioną odbieramy na krawędź osiową OZ , dwa kierunki równe i prostopadłe, leżące na płaszczyźnie do OZ prostopadłej, obieramy na krawędzi OX i OY . Ponieważ one są symetrycznie równe, więc na ścianę jednostkową obieramy taką, która od OX i od OY odcina odcinki równe. Otrzymujemy więc czwoorościan kształtu: $a : a : c$ ($a = 1$), $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

V. Czwoorościan heksagonalny. Dwanaście przypadków, w których symbole symetryczności składają się z szóstki, lub trójki, albo z jednej z tych cyfr z dwiema dwójkami, czyli typy symetryczne: $\sigma[3]$, $\sigma[6]$, $\sigma[322]$, $\sigma[622]$, t. j. przypadki: $s(3')$, $s(3)$, $s(6')$, $s(6)$, $s(32'2')$, $s(3'2'2')$, $s(322)$,

$s(6''2'2'')$, $s(6'2'2)$, $s(62'2')$, $s(6'2'2')$ i $s(622)$ zawierają jedną oś przystawania trzykrotnego albo sześciokrotnego. Oś tę obieramy na krawędź OZ . Na płaszczyźnie do niej prostopadłej zawsze znajdują się trzy kierunki równe, możliwe jako krawędzi kryształu, tworzące między sobą kąt 60° . Obieramy je na krawędzi OX i OY . Na ścianę jednostkową obieramy taką, która od dwu krawędzi osiowych OX i OY odcina odcinki równe. A więc kształt czworoscianu heksagonalnego jest $a : a : c$ ($a = 1$); $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 60^\circ$.

VI. Czworoscian regularny. Pięć przypadków: $s(3'2'3')$, $s(323)$, $s(4'2'3')$, $s(4'2'3')$ i $s(423)$ ma trzy równe wzajemnie prostopadłe osi przystawania dwu- albo czterokrotnego, które obieramy na krawędzi osiowe. Na ścianę jednostkową obieramy taką, która od tych trzech osi odcina odcinki równe, otrzymujemy więc czworoscian jednostkowy kształtu: $a : a : a$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

Podział kryształów na trójskośne, jednoskośne, rombowe, tetragonalne, heksagonalne i regularne, oprócz względów historycznych i rachunkowych, ma jeszcze podstawy fizyczne. Pod wieloma względami fizycznymi kryształy dzielą się na pięć grup, znacznie od siebie różniących się swymi własnościami fizycznymi: (1) trójskośne, (2) jednoskośne, (3) rombowe, (4) trygonalne, tetragonalne i heksagonalne, (5) regularne.

Z przyczyn dydaktycznych oraz po części historycznych kryształy tetragonalne, heksagonalne i regularne podzielimy na pewne grupy mniejsze. Opis rodzajów podamy więc w następującej kolei i podziale.

§ 63. Nazwy rodzajów symetryczności krystalograficznej.

I. KRYSZTAŁY TRÓJSKOŚNE.

1. $s(1') \equiv 0P; 0L; 0C$. Rodzaj jednościanów trójskośnych. (Kryształy tryklinicznie pedjonalne).

2. $s(2''2''2'') \equiv 0P; 0L; C$. Rodzaj dwuścianów trójskośnych. (Kryształy tryklinicznie pinakoidalne).

II. KRYSZTAŁY JEDNOSKOŚNE.

3. $s(1) \equiv 1P; 0L; 0C$. Rodzaj daszków jednoskośnych. (Kryształy monoklinicznie domatyczne).

4. $s(2') \equiv 0P; 1^pL_2; 0C$. Rodzaj sfenoidów jednoskośnych. (Kryształy monoklinicznie sfenoidalne).

5. $s(2'2'2') \equiv 1P; 1L_2; C$. Rodzaj słupów jednoskośnych. (Kryształy monoklinicznie pryzmatyczne).

III. KRYSZTAŁY ROMBOWE.

6. $s(2) \equiv 1P', 1P''; 1^pL_2; 0C$. Rodzaj piramid rombowych. (Kryształy rombopiramidalne).

7. $s(2'2'2') \equiv 0P; 1L_2', 1L_2'', 1L_2'''; 0C$. Rodzaj dwusfenoidów rombowych. (Kryształy rombobisfenoidalne).

8. $s(222) \equiv 1P', 1P'', 1P'''; 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2; C$. Rodzaj dwupiramid rombowych. (Kryształy rombodobipiramidalne).

IV. KRYSZTAŁY TETRAGONALNE.

A. Z osią główną (c) przystawania dwukrotnego.

9. $s(4'2'2'') \equiv 0P; 1L_2; 0C$. Rodzaj dwusfenoidów tetragonalnych. (Kryształy tetragonalnie bisfenoidalne).

10. $s(4'2'2) \equiv 2P; 1L'_2; 2L''_2; 0C$. Rodzaj skalenoedrów tetragonalnych. (Kryształy tetragonalnie skalenoedryczne).

B. Z osią główną (c) przystawania czterokrotnego.

11. $s(4') \equiv 0P; 1^pL_4; 0C$. Rodzaj piramid tetragonalnych. (Kryształy tetragonalnie piramidalne).

12. $s(42'2') \equiv 1P; 1L_4, C$. Rodzaj dwupiramid tetragonalnych. (Kryształy tetragonalnie bipiramidalne).

13. $s(4'2'2') \equiv 0P; 1L_4, 2L'_2, 2L''_2; 0C$. Rodzaj trapezodrów tetragonalnych. (Kryształy tetragonalnie trapezodryczne).

14. $s(4) \equiv 2P', 2P''; 1^pL_4; 0C$. Rodzaj piramid dwutetragonalnych. (Kryształy dytetragonalnie piramidalne).

15. $s(422) \equiv 1P', 2P', 2P''; 1L_4, 2L'_2, 2L''_2; C$. Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych. (Kryształy dytetragonalnie bipiramidalne).

V. KRYSZTAŁY TRYGONALNE I HEKSAGONALNE.

A. Z osią główną (c) przystawania trzykrotnego, t. j. trygonalne.

a) Bez płaszczyzny odbicia prostopadłej do osi głównej.

16. $s(3') \equiv 0P; 1^pL_3; 0C$. Rodzaj piramid trygonalnych. (Kryształy trygonalnie piramidalne).

17. $s(3'2'2'') \equiv 0P; L_3, 3^pL_2; 0C$. Rodzaj trapezodrów trygonalnych. (Kryształy trygonalnie trapezodryczne).

18. $s(3) \equiv 3P; ^pL_3; 0C$. Rodzaj piramid dwutrygonalnych. (Kryształy dytrygonalnie piramidalne).

19. $s(6''2''2'') \equiv 0P; L_3; C$. Rodzaj romboedrów. (Kryształy romboedryczne).

20. $s(6'2'2) \equiv 3P; L_3, 3L_2; C$. Rodzaj skalenoedrów dwutrygonalnych. (Kryształy dytrygonalnie skalenoedryczne).

b) Z płaszczyzną odbicia prostopadłą do osi głównej.

21. $s(32'2') \equiv 1P; 1L_3; 0C$. Rodzaj dwupiramid trygonalnych. (Kryształy trygonalnie bipiramidalne).

22. $s(322) \equiv 1P, 3P'; 1L_3, 3^pL_2; 0C$. Rodzaj dwupiramid dwutrygonalnych. (Kryształy dytrygonalnie bipiramidalne).

B. Z osią główną (c) przystawania sześciokrotnego, t. j. heksagonalne.

a) Bez płaszczyzny odbicia prostopadłej do osi głównej.

23. $s(6') \equiv 0P; 1^pL_6; 0C$. Rodzaj piramid heksagonalnych. (Kryształy heksagonalnie piramidalne).

24. $s(6'2'2') \equiv 0P; 1L_6, 3L_2', 3L_2''; 0C$. Rodzaj trapezodrów heksagonalnych. (Kryształy heksagonalnie trapezodryczne).

25. $s(6) \equiv 3P', 3P''; 1^pL_6; 0C$. Rodzaj piramid dwuheksagonalnych. (Kryształy dyheksagonalnie piramidalne).

b) Z płaszczyzną odbicia prostopadłą do osi głównej.

26. $s(62'2') \equiv 1P; 1L_6; C$. Rodzaj dwupiramid heksagonalnych. (Kryształy heksagonalnie bipiramidalne).

27. $s(622) \equiv 1P', 3P'', 3P'''; 1L_6, 3L_2', 3L_2''; C$. Rodzaj dwupiramid dwuheksagonalnych. (Kryształy dyheksagonalnie bipiramidalne).

VI. KRYSZTAŁY REGULARNE.

A. Z trzema osiami przystawania dwukrotnego.

a) Z polarnymi osiami przystawania trzykrotnego.

28. $s(3'2'3') \equiv 0P; 3L_2, 4^pL_3; 0C$. Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych. (Kryształy tetraedrycznie pentagonododekaedryczne).

29. $s(323) \equiv 6P; 3L_2, 4^pL_3; 0C$. Rodzaj czworościanów poszostnych. (Kryształy heksakistetraedryczne).

b) Z obustronnymi osiami przystawania trzykrotnego.

30. $s(4'2'3) \equiv 3P; 3L_2, 4L_3; C$. Rodzaj dwunastościanów podwójnych. (Kryształy djakisidodekaedryczne).

B. Z trzema osiami przystawania czterokrotnego.

31. $s(4'2'3') \equiv 0P; 3L_4, 4L_3, 6L_2; 0C$. Rodzaj dwudziestoczworoscianów pentagonalnych. (Kryształy pentagonikositetraedryczne).

32. $s(423) \equiv 3P', 6P''; 3L_4, 4L_3, 6L_2; C$. Rodzaj czterdziestościanów. (Kryształy heksakisoktaedryczne).

Wyprowadzenie form prostych, możliwych w każdym przypadku symetrycznym, zakładaniem punktu dowolnego i jego powtórzeniem symetrycznym, a potem przeprowadzeniem płaszczyzn stycznych do kuli w punktach otrzymanych, prowadzi do wielorakich wielościanów wypukłych, t. j. do takich, których powierzchnia z dowolnie przeprowadzoną prostą przecina się albo w jednym punkcie albo w dwu punktach. Ale pomiędzy kryształami są liczne wielościany wklęsłe, t. j. takie, których powierzchnia z prostą dowolnie przeprowadzoną przecina się w ilości punktów większej od dwu. Znamy wielką ilość takich kryształów, ale nie znamy dotychczas prawa uogólniającego kryształy wklęsłe. W opisie każdego rodzaju krystalograficznego podamy najcharakterystyczniejsze a najprostsze kryształy wklęsłe. Tu zaznaczymy tylko, że każdy kryształ wklęsły jest jakgdyby złożony symetrycznie z dwu połów jednego kryształu wypukłego, albo z dwu jednakowych kryształów wypukłych. Z powodu tej podwójności rzekomej kryształy wklęsłe nazywamy dwojakami, albo kryształami bliźnięciami. Ale oprócz dwojaków są trojaki, czworaki i wogóle kryształy polisyntetyczne czyli wielozrosłe. Nie należy jednak mniemać,

jakoby w tworzeniu się takiego kryształu brały udział dwa lub kilka gotowych już kryształów, zrastając się lub przerastając. Jest to tylko sposób wyrażania się i sposób geometrycznej tych kryształów interpretacji. Każdy kryształ wklęsły jest nim od swego z początku.

Obecnie moglibyśmy już przystąpić do wyprowadzenia w każdym przypadku możliwych w nim wielościanów i do wyznaczenia charakteru ścian każdego wielościanu. Ale należy to poprzeć opisem ciał krystalicznych, których symetryczność fizyczna odpowiada wyprowadzonym przypadkom. Aby ten opis był zrozumiały, trzeba choćby w zarysach najogólniejszych podać przedtem opis własności fizycznych ciał krystalicznych.

D. Krótki zarys najważniejszych własności fizycznych ciał krystalicznych.

§ 64. Symetryczność krystalograficzna a fizyczna. W wykładzie o trzydziestu dwu przypadkach symetryczności krystalograficznej wspominaliśmy o fizycznej symetrii ścian kryształów i zaznaczaliśmy, że w granicach wyprowadzonych przypadków symetryczności ma się wypowiadać stopień symetrii fizycznej każdego ciała krystalicznego. Obecnie należy odpowiedzieć na pytanie, czy wszystkie zjawiska fizyczne w równej mierze dokładnie idą za wszelkimi szczegółami symetrii krystalograficznej, czy przeciwnie symetryczność zjawisk fizycznych jest bardziej ogólnikowa, niż symetryczność krystalograficzna. Innymi słowy tu mamy odpowiedzieć na pytanie, czy pod względem każdego zjawiska fizycznego odróżnić możemy trzydzieści dwa rodzaje ciał krystalicznych, czy też mniej.

Symetryczność krystalograficzna, t. j. ta, którą wywiedliśmy teoretycznie, jest symetrycznością wielościanów rozpuszczania i przyrostu.

Wspominaliśmy o figurach wytrawionych, a także o liczbie i o wzajemnym ustosunkowaniu przestrzennem ścian kryształu w różnych rodzajach krystalograficznych. Nazwa każdego rodzaju jest nazwą tej bryły, którą w tym rodzaju tworzą ściany $\{hkl\}$ t. j. nazwą postaci ogólnej. Istotnie. Zjawisko przyrostu i rozpuszczania ciała krystalicznego jest zjawiskiem najniesymetryczniejszym, a więc jest ono jak najściślej zależne od symetrii krystalograficznej, t. j. każde dwa nierówne kierunki krystalograficzne są nierówne pod względem przyrostu i rozpuszczania. A więc trzydzieści dwa przypadki symetryczności krystalograficznej zarazem są trzydziestoma dwoma rodzajami symetryczności wielościanów przyrostu i rozpuszczania się ciał krystalicznych.

Co zaś do innych zjawisk fizycznych, to każde z nich zachodzi w kryształach w zupełnej zgodzie z symetrycznością krystalograficzną, ale ponieważ symetria tych zjawisk jest przeważnie daleko większa, niż symetryczność przyrostu ciała jednorodnego, przeto kryształy niektórych rodzajów, różnych pod względem symetryczności przyrostu i rozpuszczania, zachowują się jednakowo

pod względem wielu innych zjawisk fizycznych. Dwa kierunki krystalograficznie równe są także równe pod każdym względem fizycznym, t. j. wszystkie zjawiska fizyczne zachodzą i odbywają się w tych kierunkach jednakowo. Ale dwa kierunki nierównoległe, a jednakowe pod względem jakiegoś zjawiska fizycznego, nie będącego zjawiskiem przyrostu lub rozpuszczania się ciała jednorodnego, nie zawsze są kierunkami krystalograficznie równymi. Ich równość fizyczna pod względem jednego jakiegoś zjawiska fizycznego bywa wynikiem wielkiej symetryczności samego zjawiska, a nie krystalograficznej równości tych kierunków. Wszystkie bowiem zjawiska fizyczne we wszystkich kryształach odbywają się jednakowo na wszystkich kierunkach krystalograficznie równych, ale wiele jest takich zjawisk fizycznych, które odbywają się jednakowo w niektórych kierunkach krystalograficznie nie równych. Np. każde zjawisko centryczne, t. j. takie, którego przebieg jest jednaki na dodatnim i odjemnym promieniu jednej prostej, przebiega jednakowo w rodzajach różniących się tylko obecnością lub nieobecnością w nich środka równości odwróconej. Albo np. wszystkie kierunki w każdym kryształ regularnym są równe pod względem termicznym, elektrycznym, magnetycznym i optycznym, tak że względem tych zjawisk kryształy te są izotropowe, t. j. jednokierunkowe. Przeciwnie, w spójności, sprężystości, piroelektryczności i piezoelektryczności kryształy regularne wykazują anizotropję bardzo znaczną.

A więc rozpatrzmy w zarysie zachowanie się różnych rodzajów krystalograficznych pod względem najlepiej poznanych zjawisk fizycznych.

I. Własności optyczne.

§ 65. Elipsoida optyczna. Z pośród różnych własności fizycznych własności optyczne są nader różnorodne i osobliwe. Opracowano je bardzo szczegółowo nie tylko ze względu ich doniosłości naukowej, ale również z powodów praktycznych. Mianowicie w badaniu mikroskopowym możemy stosować pomiary i spostrzeżenia optyczne do kryształów jak najdrobniejszych. Z tego więc powodu w naukach, które posługują się wynikami krystalografji, jak mineralogja i petrografja, optyczne własności kryształów i badania tych własności zajmują miejsce poczesne, bo dają możliwość poznawania i dokładnego oznaczania okazów i osobników zaledwie widzialnych. Rzecz zatem słuszna, abyśmy, przystępując do opisu kryształów, oswoili się z zewnętrzną stroną zjawisk optycznych, zachodzących w kryształach.

Nie poruszajmy pytania o istocie światła. Uznajmy tylko za aksjomat, z którym zgadzają się wszystkie spostrzeżenia, że zjawiska świetlne zachodzą tak, jak gdyby były skutkiem pewnych drgań, rozchodzących się prostolinijnie i odbywających się na płaszczyznach prostopadłych do kierunku ich rozprzestrzeniania się.

Pozostawmy również na uboczu pytanie o tym ośrodku, którego cząstki podlegają drganiom. Pamiętajmy tylko o wyniku obserwacji, że drgania świetlne zachodzą w próżni i we wszystkich tych ciałach, które nazywamy przezroczystymi dla światła.

Zwróćmy uwagę na to, że ośrodki takie jak wszelki gaz, a także wszelka ciecz niezawierająca asymetrycznych cząsteczek chemicznego połączenia organicznego, ani nie podlegająca działaniu pola elektromagnetycznego, jak również szkło starannie i umiejętnie po odlaniu studzone a potem nieodkształcone i zostające w stanie spoczynku, są to ośrodki optycznie równokierunkowe czyli optycznie izotropowe, to znaczy, że okazują one we wszystkich kierunkach równy opór rozprzestrzeniającym się w nich drganiom świetlnym. Wyobraźmy sobie, że w jakimś punkcie ośrodka optycznie równokierunkowego rozpoczęło się drganie świetlne. Rozprzestrzenia się ono w tym ośrodku we wszystkich kierunkach prostolinijnie. A że ośrodek jest optycznie izotropowy, t. j. optycznie równokierunkowy, więc we wszystkich kierunkach drganie rozprzestrzenia się w nim z prędkością równą. A zatem po pewnym czasie drganie odbywa się na powierzchni kuli. Powierzchnię, na której odbywają się drgania świetlne jednocześnie, nazywamy powierzchnią fali świetlnej. W ośrodku więc optycznie izotropowym fala świetlna ma kształt kuli.

Drgania świetlne odbywają się na powierzchni tej kuli, t. j. prostopadle do każdego jej promienia. W świetle zwykłym, t. j. pochodzącym bezpośrednio od słońca, od lampy elektrycznej łukowej czy żarowej, albo od płomienia, czyli wogóle od wszelkiego ciała rozżarzonego, drgania świetlne odbywają się około każdego punktu powierzchni fali świetlnej we wszystkich azymutach. Zachodzą jednak przypadki, w których drgania świetlne odbywają się w jednym azymucie. Światło wtedy nazywa się polaryzowanym prostolinijnie. Gdy drgania świetlne odbywają się na okręgu koła, mówimy, że światło jest polaryzowane kołowo, a gdy punkty drgające zakreślają elipsę, światło nosi nazwę polaryzowanego eliptycznie.

Drgania świetlne zachodzą w różnych ośrodkach z różną prędkością, zależną od oporu tych ośrodków, czyli od ich optycznej gęstości, albo jak się mówi czasami od ich sprężystości optycznej. Im ten opór jest większy, tem prędkość drgań świetlnych jest mniejsza. Miarą tej prędkości względnej jest współczynnik załamania się światła w danym ośrodku. Jeżeli współczynniki załamania światła w różnych ośrodkach mają się jak $n_1 : n_2 : n_3 \dots$ to prędkości rozprzestrzeniania się światła w tych ośrodkach mają się jak $\frac{1}{v_1} : \frac{1}{v_2} : \frac{1}{v_3} \dots$ a sprężystości optyczne tych ośrodków mają się jak $\frac{1}{a_1} : \frac{1}{a_2} : \frac{1}{a_3} \dots$. Innymi słowy $v_1 : v_2 : v_3 \dots = a_1 : a_2 : a_3 \dots \frac{1}{n_1} : \frac{1}{n_2} : \frac{1}{n_3} \dots$

Przewodnictwo świetlne może być różne nie tylko w różnych ośrodkach ale i w jednym ośrodku w różnych jego kierunkach. Ośrodki, przewodzące

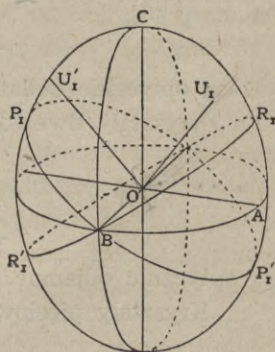
światło nierówno w różnych kierunkach, nazywamy ośrodkami optycznie różnokierunkowymi, albo optycznie anizotropowymi.

Jeżeli w ośrodku różnokierunkowym przewodnictwo świetlne w różnych kierunkach jest nierówne, to nierówny jest w tych kierunkach współczynnik załamania światła.

Kryształy są to ośrodki różnokierunkowe pod względem prędkości przyrostu, rozpuszczania i roztwarzania się, a także pod względem spójności. Pomiary współczynnika załamania światła w różnych kierunkach jednego kryształu okazują, że są kryształy anizotropowe również i pod względem optycznym.

Weźmy jakiś ośrodek optycznie różnokierunkowy, wyszukajmy w nim taki kierunek, w którym okazuje on najmniejszy opór świetlny i zmierzmy wielkość tego oporu. Niech wartość jego będzie α . Następnie wyszukajmy kierunek największego oporu i również zmierzmy go. Niech wartość jego będzie γ . Okaze się, że w każdym ośrodku optycznie anizotropowym dwa te kierunki zawsze są sobie prostopadłe. Zmierzmy następnie opór świetlny w kierunek prostopadłym do tej płaszczyzny, na której leży kierunek α i γ . Niech wartość jego będzie β . Odetnijmy na trzech osiach prostopadłych trzy odcinki proporcjonalne trzem wartościom α , β , γ , i wykreślmy na tych odcinkach jak na osiach elipsoidę trójosiową. Następnie przeprowadźmy w tej elipsoidzie dowolny promień wodzący ϵ i zmierzmy w tym samym kierunku opór świetlny ośrodka badanego. Okaze się, że zawsze otrzymamy wartość proporcjonalną do długości promienia wodzącego ϵ . Mówimy więc, że wektor świetlny zmienia się tak jak promień wodzący elipsoidy.

Niech rys. 91 będzie elipsoidą trójosiową, niech oś OC będzie najdłuższa (kierunek największego współczynnika załamania światła γ), oś OA najkrótsza (α), oś OB (β) prostopadła do płaszczyzny AOC . Jeżeli oś OC jest najdłuższa, a oś OA najkrótsza, to OB jest krótsza od OC a dłuższa od OA , a ponieważ przekrój AOC jest elipsą, więc na płaszczyźnie AOC są dwa promienie wodzące, które leżą symetrycznie pomiędzy osiami OA i OC i które są równe osi OB . Przeprowadźmy płaszczyzny $OBR_1R'_1$ i $OBP_1P'_1$ przez oś OB i przez każdy z tych dwu promieni wodzących równych osi OB . Powstaną dwa przekroje o dwu prostopadłych i równych osiach t. j. koła. A więc w każdej elipsoidzie trójosiowej są dwa przekroje kołowe. Normalne U_1 i U'_1 tych kół nazywają się osi optyczne*). Leżą one na jednej płaszczyźnie z kierunkami α i γ . Płaszczyzna ta nazywa się płaszczyzną osi optycznych. Oś β nazywa się optyczną

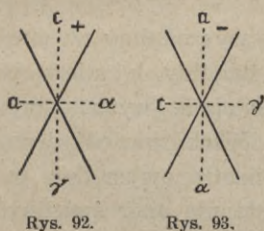


Rys. 91.

*) Popelniamy tu pewną drobną nieścisłość, która nie ma w danym razie znaczenia praktycznego.

normalną. Kierunki α i γ nazywają się optyczne dwusieczne. Ta prosta, która dzieli ostry kąt osi optycznych, nazywa się pierwszą dwusieczną, a dzieląca kąt rozwarty nazywa się drugą dwusieczną. Z powodu obecności dwu przekrojów kołowych i dwu osi optycznych te ośrodki, których własności optyczne wyraża elipsoida trójosiowa, nazywają się optycznie dwuosiowe. Te ośrodki, których pierwszą dwusieczną jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ czyli kierunek najmniejszej prędkości drgań $c = \frac{1}{\gamma}$,

nazywają się optycznie dodatne (rys. 92), a optycznie odjemne te, w których pierwszą dwusieczną jest kierunek α (a) t. j. kierunek, w którym współczynnik załamania światła ma wartość najmniejszą a prędkość drgań jest największa $a = \frac{1}{\alpha}$ (rys. 93). Innymi słowy w ośrodkach optycznie odjemnych $\gamma - \beta < \beta - \alpha$ t. j. β mało różni się od γ , a wiele od α , a w optycznie dodatnych przeciwnie $\gamma - \beta > \beta - \alpha$ t. j. β mało różni się od α a wiele od γ . Np. kryształy kwasu winnego $C_4H_6O_6$ mają w świetle żółtem (rozżarzanej pary sodowej)



Rys. 92.

Rys. 93.

$$\begin{array}{r} \gamma = 1,6055 \qquad \beta = 1,5359 \\ \underline{\beta = 1,5359} \qquad \underline{\alpha = 1,4961} \\ \gamma - \beta = 0,0696 > \beta - \alpha = 0,0398 \end{array}$$

a więc są optycznie dodatne.

Kryształy mrówczanu wapniowego $CaC_2H_2O_4$

$$\begin{array}{r} \gamma = 1,5775 \qquad \beta = 1,5136 \\ \underline{\beta = 1,5136} \qquad \underline{\alpha = 1,5110} \\ \gamma - \beta = 0,0639 > \beta - \alpha = 0,0026, \end{array}$$

też są optycznie dodatne.

Kryształy dwuwodnego mrówczanu strontowego $SrC_2H_2O_4 \cdot 2H_2O$

$$\begin{array}{r} \gamma = 1,5382 \qquad \beta = 1,5201 \\ \underline{\beta = 1,5201} \qquad \underline{\alpha = 1,4838} \\ \gamma - \beta = 0,0181 < \beta - \alpha = 0,0363, \end{array}$$

są optycznie odjemne.

Kryształy pięciowodnego siarczanu miedziowego $CuSO_4 \cdot 5H_2O$

$$\begin{array}{r} \gamma = 1,5433 \qquad \beta = 1,5368 \\ \underline{\beta = 1,5368} \qquad \underline{\alpha = 1,5140} \\ \gamma - \beta = 0,0065 < \beta - \alpha = 0,0228, \end{array}$$

też są optycznie odjemne.

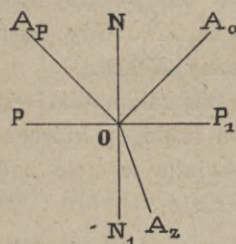
§ 66. Współczynnik załamania światła. Z tego wynika, że najważniejszym pomiarem optycznym jest pomiar współczynnika załamania światła,

jego bowiem wartości zmierzone w trzech kierunkach głównych dają charakterystykę optyczną ośrodka zupełnie wyczerpującą.

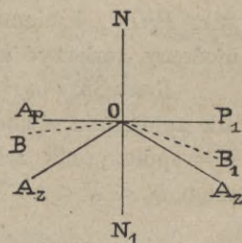
Z kilku zasad tego pomiaru podamy najogólniejszą, która daje możność pomiaru tej wielkości wzdłuż każdej prostej leżącej na danej płaszczyźnie.

Wiadomo (rys. 94), że fala, padając w kierunku A_p na powierzchnię graniczną PP_1 pomiędzy dwoma ośrodkami I i II o nierównym oporze świetlnym, zmienia kierunek biegu, rozdzielając się na dwie fale: odbitą w kierunku A_o i załamaną w kierunku A_z . Wiadomo również, że stosunek wstawy kąta padania $i = NOA_p$ w ośrodku I do wstawy kąta załamania $r = N_1OA_z$ w ośrodku II ma stałą wartość w dwu danych ośrodkach bez względu na wielkość kąta i . Gdy $i = 0$, t. j. gdy fala pada na powierzchnię graniczną prostopadłe do tej powierzchni, to wtedy także $r = 0$, t. j. fala biegnie w środowisku II w tym samym kierunku.

Gdy kąt i staje się większy od zera, t. j., gdy fala pada np. w kierunku promienia A_p , kąt r również jest większy od zera, ale kąt i jest większy od kąta r jeżeli ośrodek II jest optycznie gęstszy od ośrodka I. Innymi słowy, w miarę jak promień padający



Rys. 94.

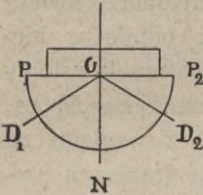


Rys. 95.

coraz więcej odchyła się od normalnej NN_1 w ośrodku I optycznie rzadszym, również od normalnej NN_1 odchyła się promień załamany w ośrodku II optycznie gęstszym, zawsze zachowując wartość kąta załamania r mniejszą od wartości kąta padania i , oraz zachowując stałą wartość n w stosunku $\sin i : \sin r = n$. Gdy wreszcie (rys. 95) kąt padania i staje się równy 90° , t. j. gdy promień padający A_p leży na płaszczyźnie granicznej, kąt załamania N_1OA_z przybiera wartość największą, jaką ma w ośrodku II, gdy pada nań promień światła z ośrodka I. Jest to tak zwany kąt graniczny, stały i charakterystyczny dla dwu danych ośrodków I i II, gdy II jest gęstszy optycznie od I. Gdy postępujemy odwrotnie, t. j. gdy z ośrodka II kierujemy promień światła pod kątem granicznym N_1OA_z , czyli gdy puszczaemy promień światła A_zO ze środowiska II ku ośrodkowi I, to jego promień załamany leży na płaszczyźnie rozgraniczającej ośrodek II i I, t. j. przybiera kierunek OA_p . Jeżeli zaś kierujemy promień światła pod kątem BON_1 , większym od kąta granicznego A_zON_1 , to już nie rozdziela się on na promień załamany i odbity, a tylko doznaje całkowitego odbicia w kierunku OB_1 . Innymi słowy, wszystkie promienie padające na płaszczyznę P_1A_p z ośrodka II w obrębie kąta P_1OA_z t. j. w obrębie $\angle P_1ON_1 - \angle A_zON_1$ nie przechodzą do ośrodka I, nie przekraczają powierzchni rozdzielającej dwa ośrodki omawiane, ale odbijają się od niej całkowicie, czyli jak się również o tem mówi, podlegają odbiciu zupełnemu:

energia ich nie rozdziela się na odbitą i załamana, lecz otrzymuje całą energię promienia padającego.

Na ośrodek II, optycznie gęstszy, weźmy półkulę, zrobioną ze szkła bardzo dużo załamującego światło i oświetlmy ją z jednej strony rozproszonym światłem jednorodnym, np. od strony łuku kąta P_1ON rys. 96; w takim razie promienie padające w obrębie kąta NOD_1 rozdziela się na załamane w ośrodku I i odbite od powierzchni P w ośrodku II, t. j. energia ich rozdziela się na energię promieni załamanych, które przechodzą do ośrodka I, i odbitych, które słabo oświetlają kąt NOD_2 w ośrodku II. Promienie zaś zawarte w obrębie kąta P_1OD_1 odbijają się całkowicie i oświetlają kąt P_2OD_2 jaśniej. Gdy skierujemy lunetę na OD_2 , ujrzymy wyraźną granicę jaśniejszego pola P_2OD_2 i ciemniejszego D_2ON . Gdy następnie skierujemy ją na ON , możemy zmierzyć kąt graniczny NOD .



Rys. 96.

Nazwijmy n_0 = współczynnik załamania światła w powietrzu, n = współczynnik załamania światła w tym szkłe, z którego zrobiono półkulę omawianą, N = współczynnik załamania światła w ciele badanym t. j. w ośrodku I, przy czym $n_0 < N < n$. W takim razie

$$n : n_0 = \sin i : \sin r.$$

W przypadku kąta granicznego w półkuli względem powietrza kąt padania $i = 90^\circ$, kąt załamania $r =$ kątowi granicznemu g a więc:

$$(1) \quad n : n_0 = 1 : \sin g.$$

Gdy powietrze zamienimy na jakieś inne ciało, t. j. gdy do odpolerowanego przeproju półkuli pp_1 przyłożymy wypolerowaną powierzchnię jakiejś płytki lub ścianę kryształu, to kąt graniczny będzie inny. Niech jego wartość = G . Wtedy mamy:

$$(2) \quad n : N = 1 : \sin G \quad \text{t. j.} \quad N = n \sin G.$$

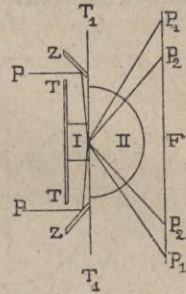
Ponieważ współczynnik załamania światła oznaczamy względem powietrza, t. j. $n_0 = 1$, czyli z (1) mamy $n = 1 : \sin g$ więc z (2)

$$N = \frac{\sin G}{\sin g}.$$

Rzecz oczywista, że gdy ośrodek I jest optycznie izotropowy, to jego gęstość optyczna jest równa we wszystkich kierunkach, a więc współczynnik załamania światła też jest we wszystkich kierunkach równy, t. j. wszystkie promienie, ślizgające się po powierzchni ośrodka I, załamują się pod jednym kątem granicznym, innymi słowy promienie OD leżą na powierzchni stożka kolistego D_1OD_2 .

W ośrodku optycznie anizotropowym rzecz ma się inaczej.

§ 67. Fala świetlna. Z kryształu kwasu winnego $C_4H_6O_6$ wyszlifowano równoległościenną płytkę cylindryczną I (rys. 97) tak, aby jej płaszczyzny równoległe T i T_1 były zgodne z płaszczyzną osi optycznych tego kryształu. Taką płytkę umieszczono w przyrządzie, którego schemat w przekroju przedstawia rys. 97, i oświetlono światłem jednorodnym. T jest to zasłona nieprzezroczysta. Promienie światła P odbijają się od zwierciadła stożkowego Z tak, że ślizgają się po powierzchni płytki I, w danym razie po płaszczyźnie osi optycznych, i załamują się pod kątem granicznym w półkuli II, zrobionej ze szkła o dużym współczynniku załamania światła, poczem opuściwszy półkulę padają na płytkę fotograficzną F . Wynikiem tego doświadczenia jest fotogram



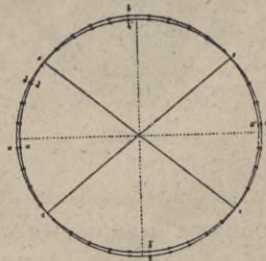
Rys. 97.



Rys. 98.

rys. 98. Zjawisko to jest za delikatne, aby można go było oddać na fotogramie, a potem na jego reprodukcji książkowej, z całą wyrazistością, przeto na rys. 99 podajemy je schematycznie z zamianą wielkości α , β , γ na prędkości drgań $V_a = \frac{1}{\alpha}$, $V_b = \frac{1}{\beta}$, $V_c = \frac{1}{\gamma}$.

Widzimy, że w ciele optycznie anizotropowym powstają **dwa** stożki, a powtórę widzimy nawet bez użycia narzędzi mierniczych, że jeden z nich przecięty płaszczyzną prostopadłą do jego wysokości daje elipsę. A więc wnosimy nietylko to co moglibyśmy przewidywać, że wogóle w kryształach prędkość drgań świetlnych jest różna w kierunkach różnych, ale oprócz tego i to jeszcze, że w dowolnym kierunku, naogół, prędkość ta jednocześnie ma dwie wartości, czyli innymi słowy, że fala światła w ośrodku optycznie różnokierunkowym jest **podwójna**, t. j. że w każdym kierunku, z wyjątkiem osi optycznych, ośrodek optycznie różnokierunkowy ma **dwa** współczynniki załamania światła.

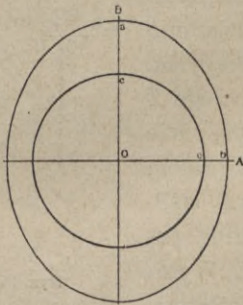


Rys. 99.

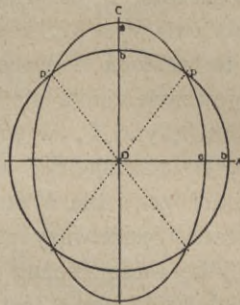
Trzy prostopadłe przekroje elipsoidy przewodnictwa światelnego, na których leżą trzy omawiane kierunki, nazywamy głównymi przekrojami. Z nich najważniejszy jest ten, na którym leżą osi optyczne t. j. t. zw. płaszczyzna osi optycznych czyli płaszczyzna, na której leży kierunek najmniejszego i największego współczynnika załamania światła.

Wszystkie trzy przekroje główne powierzchni falowej przedstawia rys. 100, 101 i 102 w sposób znacznie przesadzony dla zrozumiałości. Fala dwuosiowa ma dwie powierzchnie o czterech punktach wspólnych. Dla dosadności rys. 103 podaje jeden jej oktant, a rys. 104 wszystkie trzy jej przekroje główne w per-

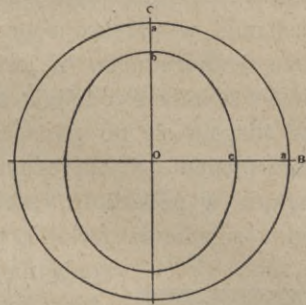
spektrywie. Dwie proste, łączące punkty wspólne obu powierzchni fali, są to wspomniane wyżej osi optyczne, czyli normalne przekrojów kołowych elipsoidy przewodnictwa świetlnego, albo inaczej elipsoidy sprężystości optycznej.



Rys. 100.

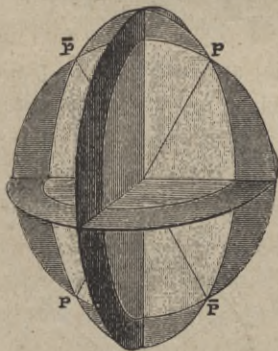


Rys. 101.

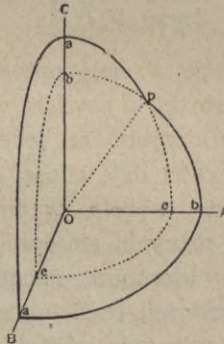


Rys. 102.

A więc fala światła zwykłego, t. j. takiego, które pochodzi bezpośrednio od jakiegoś rozżarzonego ciała, wszedłszy w ciało optycznie różnokierunkowe,



Rys. 103.



Rys. 104.

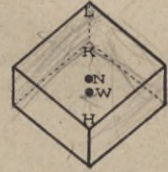
rozdziela się na fale dwie, jak tego dowodzi fotogram rys. 98. Dalsze badanie tych fal przekonuje, że drgania ich już nie odbywają się we wszystkich azymutach naokoło promienia a tylko że są one spolaryzowane, mianowicie jedne drgania odbywają się w azymucie prostopadłym do azymutu drgań drugiej. W ośrodku zatem optycznie różnokierunkowym światło załamuje się podwójnie i polaryzuje się. Wypada

więc podać sposób poznawania, czy światło wychodzące z danego ośrodka odbywa drgania we wszystkich azymutach czy tylko w dwu, i jeżeli w dwu to jaki jest ich kierunek.

§ 68. Polaryzacja przez załamanie podwójne. Kryształy minerału kalcytu są doskonale łupliwe równoległe do ścian romboedru i mają bardzo wielką dwójłomność, t. j. wielką różnicę współczynników załamania obu fal. Dwójłomność kalcytu możemy widzieć wprost bez żadnych przyrządów: gdy przez to bezbarwne i przezroczyste ciało spojrzymy na literę zobaczymy ich dwie.

Na kartce papieru zrobmy jakiś niewielki ale wyraźny znak np. okrągłą plamkę mającą około dwu milimetrów średnicy. Następnie położymy na tę kartkę odłupek kalcytu. Spojrzawszy na górną płaszczyznę odłupka, równoległą do płaszczyzny papieru, ujrzymy plamki dwie (rys. 105). Jedna, bliższa

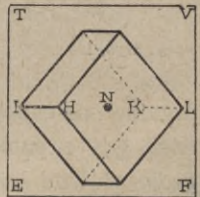
do naroża H , wydaje się leżącą nieco wyżej (na rys. 105 oznaczono ją z tego powodu literą W) jakby uniesioną nad powierzchnią papieru, druga niższa N bliższa do naroża K . Widoczna, że dwie fale świetlne wychodzące z kryształu kalcytu rozprzestrzeniają się z prędkością nierówną: jedna jest opóźniona względem drugiej i później dobiega do oczu obserwatora. Weźmy dalej płytkę szklaną $TWFE$, najlepiej ze szkła czarnego lub wogóle ciemno-barwnego, tak aby była mało przezroczysta, i użyjmy jej jak zwierciadła.



Rys. 105.

Ustawmy ją w azymucie EF (rys. 105) t. j. tak, aby była prostopadła do płaszczyzny $IHLK$, na której leżą oba obrazy plamki. Obracając to zwierciadło około prostej EF nadajmy mu położenie takie abyśmy ujrzeli w nim odzwierciedlenie odłupka kalcytu. W tym obrazie odbi-

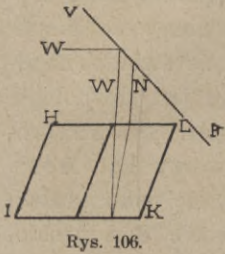
tym od powierzchni szkła zobaczymy tylko jeden obraz plamki, mianowicie wyższy W bliższy do naroża H . Rys. 106 przedstawia to samo w profilu: promień W odbija się a N nie. Obróćmy odłupek kalcytu o 90° około normalnej płaszczyzny na której leży. Ujrzymy w płytce, służącej nam za zwierciadło, że znika odbicie obrazu odzwierciedlonego poprzednio W a pojawia się odzwierciedlenie obrazu niższego N (rys. 107) bliższego do naroża K . Zjawisko to jest dowodem, że fale wychodzące z kalcytu są spolaryzowane w dwu płaszczyznach: w płaszczyźnie $IHKL$ i w płaszczyźnie do niej prostopadłej.



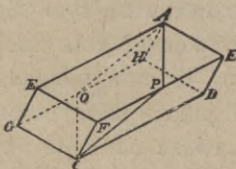
Rys. 107.

§ 69. **Pryzmat Nicola.** William Nicol, nauczyciel fizyki w Edynburgu (1768–1851), postąpił w sposób następujący. Wyłupał on z przezroczystego kryształu kalcytowego odłupek wydłużony, przepiłował go płaszczyzną $APQC$ (rys. 108) a potem połowy jego skleił z powrotem pewną żywicą zwaną balsamem kanadyjskim. Przekrój $ABCD$ tak opraco-

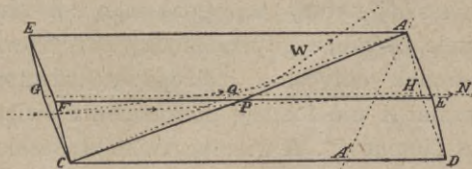
wanego odłupka kalcytu podaje rys. 109. Promień światła wchodzący weń w kierunku jego długości rozdziela się w nim na dwa promienie W i N : jednego współczynnik załamania w świetle sodowym jest 1,6585 a drugiego 1,4885. Spółczynnik



Rys. 106.



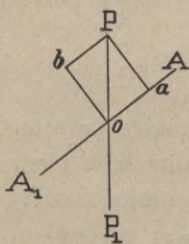
Rys. 108.



Rys. 109.

załamania światła w balsamie kanadyjskim jest 1,54. Płaszczyzna warstewki balsamu jest nachylona pod takim kątem, że promień W o większym współczynniku załamania światła doznaje całkowitego odbicia, a więc jest usunięty. Z drugiej połowy przepiłowanego odtępka wychodzi jeden promień, którego drgania odbywają się na jednej płaszczyźnie $ABCD$ nazywanej przekrojem głównym tego przyrządu. Przyrząd ten nazywa się pryzmatem Nicola. Pryzmat Nicola jest to jeden z najważniejszych przyrządów w badaniach optycznych.

Niech prosta PP_1 (rys. 110) oznacza azymut drgania światła, które wyszło z pryzmatu Nicola. Niech odcinek OP będzie proporcjonalny do amplitudy drgania. Wyobraźmy sobie następnie, że światło napotyka drugi pryzmat Nicola, którego oś długa jest równoległa do tej samej osi pierwszego, ale przekrój główny z przekrojem głównym pryzmatu PP_1 pierwszego tworzy kąt AoP . Drgania świetlne w pryzmacie A odbywają się tylko na dwu azymutach prostopadłych: AA_1 i w azymucie doń prostopadłym, a więc drganie oP w pryzmacie A rozłoży się na dwa drgania oa i ob według równoległoboku sił, przyczem drganie ob zostanie usunięte przez całkowite odbicie od warstewki balsamu kanadyjskiego, z pryzmatu wyjdzie tylko drganie oa . Jeżeli kąt $PoA = a$ to $oa = oP \cos a$. A więc kiedy $a = 0$



Rys. 110.

czyli gdy pryzmaty ustawimy jeden za drugim równolegle, t. j. gdy ich przekroje główne leżą na jednej płaszczyźnie, $\cos a = 1$ i $oa = oP$, amplituda drgania świetlnego opuszczającego drugi pryzmat Nicola A jest równa amplitudzie opuszczającej pierwszy P . Gdy obracamy pryzmat A około osi, t. j. gdy kąt a staje się większy od 0 odcinek oa staje się coraz mniejszy gdyż $\cos a$ staje się coraz mniejszy od 1. Nakoniec gdy $a = 90^\circ$, $\cos a = 0$, $oa = 0$, drgania świetlnego niema, panuje ciemność t. j. przez dwa pryzmaty Nicola światło nie przechodzi. Tak ustawione pryzmaty Nicola nazywamy skrzyżowanymi.

W ośrodku optycznie izotropowym t. j. równokierunkowym drgania świetlne odbywają się jednakowo we wszystkich kierunkach, a więc światło, spolaryzowane liniźnie na danym azymucie, po przejściu przez ośrodek izotropowy nie zmienia swej natury t. j. pozostaje tak samo spolaryzowane na tym samym azymucie. A zatem gdy pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola znajduje się ośrodek optycznie izotropowy (równokierunkowy), to oko spoglądające w pryzmat A nie doznaje podrażnienia świetlnego, czyli jak się mówi potocznie „widzi ciemność“. A więc pryzmatem Nicola możemy zawsze odróżnić światło niespolaryzowane od spolaryzowanego i w przypadku światła, spolaryzowanego liniźnie, możemy oznaczyć azymut, na którym odbywają się jego drgania: niech do oka naszego zdąży promień światła, postawmy na jego drodze pryzmat Nicola tak, aby oś pryzmatu była zgodna z kierunkiem promienia, poczem obracamy pryzmat Nicola dokoła jego osi. Jeżeli promień jest spolaryzowany,

to w pryzmacie Nicola zapanuje ciemność gdy przekrój główny pryzmatu Nicola utworzy kąt prosty z płaszczyzną polaryzacji promienia.

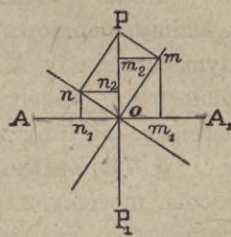
§ 70. Przekrój eliptyczny pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola. Wyobraźmy sobie, że pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola umieściliśmy kryształ optycznie anizotropowy tak, że światło z jednego pryzmatu PP_1 (rys. 111) pada na jakąś ścianę kryształu, przechodzi przezeń i wychodzi przez ścianę do poprzedniej równoległą, przyczem niech te ściany są ustawione prostopadłe do osi pryzmatów Nicola. Zarazem przypuśćmy, że ściany kryształu są równoległe do dowolnego przekroju elipsy przewodnictwa świetlnego w tym kryształ. Innymi słowy, jak się mówi zazwyczaj w skrótce, niech pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola znajdzie się płytka równoległościenna, będąca przekrojem eliptycznym ośrodka optycznie anizotropowego. Drgania świetlne odbywają się w tym ośrodku tylko na dwu azymutach: na długiej i na krótkiej osi przekroju eliptycznego. Niech FP_1 (rys. 111) wyraża kierunek drgań światła spolaryzowanego jednym pryzmatem Nicola i oP niech oznacza amplitudę drgania, om i on niech będą to kierunki przekrojów głównych danego nam przekroju eliptycznego, czyli om i on niech będzie to kierunek najmniejszego i największego współczynnika załamania światła na tej płaszczyźnie kryształu, która właśnie jest przekrojem omawianym, prostopadłym do osi pryzmatów Nicola. Drganie oP w płytce anizotropowej rozdzieli się według równoległoboku sił na dwa drgania om i on . Opuściwszy płytkę, drgania te (jedno nieco opóźnione względem drugiego) wchodzi w pryzmat Nicola AA_1 . W nim każde rozkłada się na dwa drgania. Drganie om rozkłada się na om_1 i om_2 , drganie on na on_1 i on_2 . Drgania om_2 i on_2 w pryzmacie AA_1 doznają całkowitego odbicia od warstwy balsamu kanadyjskiego, drgania zaś om_1 i on_1 jako odbywające się na płaszczyźnie AA_1 przekroju głównego pryzmatu AA_1 przezeń **przechodzą**. A więc gdy pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola znajduje się przekrój eliptyczny ciała optycznie anizotropowego to światło przechodzi przez ten układ, t. j. widzimy jasność.

Jeżeli mamy kolej taką: (1) źródło światła, (2) pryzmat Nicola P , (3) płytka badana, (4) pryzmat Nicola A , (5) oko obserwatora, to pryzmat P nazywamy polaryzatorem a pryzmat A analizatorem.

Jeżeli kąt $Pom = a$ to:

$$\begin{aligned} om &= oP \cos a, \quad on = oP \sin a \\ om_1 &= om \sin a = oP \sin a \cos a \\ on_1 &= on \cos a = oP \sin a \cos a. \end{aligned}$$

Drgania, zatem, wychodzące z analizatora są równe, leżą na jednej płaszczyźnie, lecz zachodzą w kierunkach przeciwnych i jedno względem drugiego jest opóźnione, a więc interferują pomiędzy sobą.

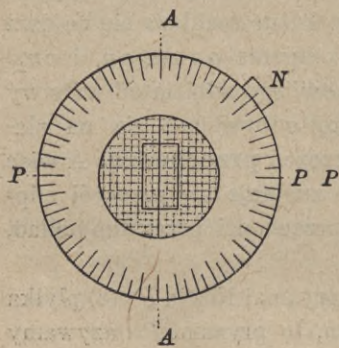


Rys. 111.

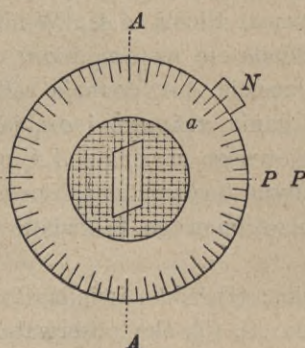
Następnie zważmy, że gdy $\alpha = 0$ lub gdy $\alpha = 90^\circ$, to $om = on = 0$, t. j. gdy osi przekroju eliptycznego są równoległe do przekrojów głównych skrzyżowanego polaryzatora i analizatora to w układzie omawianym panuje ciemność. Gdy kąt α staje się większy od 0 czy mniejszy od 90° , t. j. gdy płytkę obracamy około jej normalnej, om i on stają się większe od 0, długość ich rośnie, osiąga wartość największą gdy $\alpha = 45^\circ$ a potem znów maleje. Gdy źródło światła dostarcza fal jednej długości, t. j. światła jednorodnego, widzimy stopniowo rosnącą a potem znów słabnącą jasność i ciemność za każdym razem gdy M i N stają się zgodne z P i A . W razie użycia światła białego lub wogóle niejednorodnego, niektóre części widma nikną przez interferencję, widzimy zatem światło barwne.

§ 71. Znikanie światła proste i skośne. Mając zatem dwa pryzmaty Nicola, możemy na każdej ścianie oznaczyć kierunek jej głównych przekrojów optycznych. Zwykle do tego używamy mikroskopu. Polaryzator umieszczamy pod stolikiem mikroskopu, analizator pomiędzy obiektywem i okulem. Polaryzator i analizator krzyżujemy, a na płaszczyźnie głównego ogniska okularu naciągamy nić równoległą do przekroju głównego jednego z pryzmatów Nicola. Stolik mikroskopu, służącego do tych spostrzeżeń, jest obrotowy, a brzeg jego podzielony na stopnie i części stopnia; na oprawie stolika znajduje się nieruchomy nonjusz.

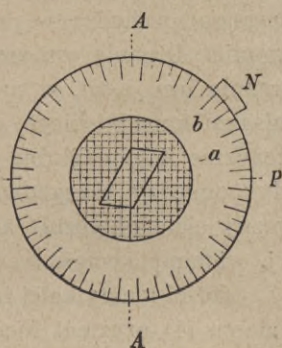
Niechaj w okularze mikroskopu jest widoczny obraz kryształu rys. 113. Obrotem stolika ustawiamy kryształ tak, aby jedna jego krawędź była zgodna z nicią w okularze (rys. 113) t. j. z kierunkami przekrojów głównych polary-



Rys. 112.



Rys. 113.



Rys. 114.

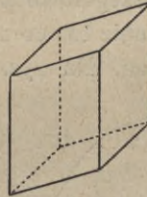
zatora P i analizatora A . Zapisujemy podziałkę stolika a , wypadającą naprzeciw zera nonjusza N . Potem wprowadzamy analizator i w razie jasności kryształu obracamy stolik z leżącym na nim kryształem dopóty dopóki kryształ nie stanie się ciemny. Rys. 114. Zapisujemy podziałkę koła b w tem drugim położeniu kryształu i odejmujemy jedno notowanie od drugiego. Różnica jest wartością kąta, jaki na ścianie badanej tworzy z krawędzią jeden

z kierunków głównych. W ten sposób badając kryształ położony na kilku jego ścianach, oznaczamy, jak orjentowane są względem jego ścian i krawędzi kierunki jego pierwszej dwusiecznej, drugiej dwusiecznej i optycznej normalnej.

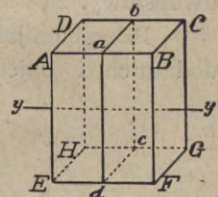
Położenie to, w którym przekroje główne na danej ścianie kryształu są zgodne z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola, nazywa się położeniem znikania światła, albo nawet wprost znikaniem światła. Przypadek dopiero co opisany nazywamy skośnym znikaniem. W razie gdy znikanie światła zachodzi wtedy, gdy krawędź ściany leży zgodnie z niają okularu (rys. 112), mówimy, że na tej ścianie mamy proste znikanie. Gdy ściana zaciemnia się w położeniu symetrycznym t. j. tak, że gdy ciemność w niej zapanowuje, nie okularu dzieli ją na części symetryczne, mówimy, że mamy znikanie światła symetryczne. W przypadku prostego znikania jedna z osi elipsy przekroju optycznego jest równoległa do krawędzi, a w przypadku symetrycznego znikania jedna z osi elipsy leży symetrycznie względem zarysów ściany.

§ 72. Trzy rodzaje kryształów optycznie dwuosowych. Oznaczeniem kierunków znikania światła na różnych ścianach różnych kryształów dwuosowych możemy przekonać się, że kryształy optycznie dwuosowe są trzech rodzajów.

Jedne z nich możemy przedstawić ogólnie w postaci równoległościanu o kątach nierównych prostemu rys. 115. W nich na każdej ścianie znikanie światła jest skośne, a więc kierunki dwusiecznych i normalnej optycznej są niezgodne ze wszystkimi krawędziami kryształu. Kryształy takie należą do rodzajów $s(1')$ i $s(2''2''2'')$. Nazywamy je trójskośnymi.



Rys. 115.



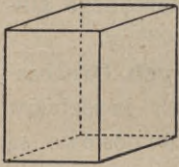
Rys. 116.

Drugi rodzaj kryształów optycznie dwuosowych ogólnie a najprościej możemy wyrazić w postaci równoległościanu (rys. 116), którego cztery i cztery kąty dwuścienne są równe prostemu, a cztery pozostałe są od prostego mniejsze i większe. A więc krawędzi AE , BF , CG i DH oraz AD , BC , FG i EH są to krawędzi kątów dwuściennych prostych, krawędzi zaś AB , HG , DC i EF są to krawędzi kątów nierównych prostemu. W takich kryształach na ścianie $ABCD$ i $ABFE$, oraz na ścianach im równoległych, zachodzi znikanie światła proste, na ścianie zaś $BCGF$, lub jej równoległej, skośne. Własności, zatem, optyczne tych kryształów są takie, że możemy każdy z nich podzielić płaszczyzną $abcd$ równoległą do $ABCD$ na dwie części symetryczne, oraz obrotem o 180° około prostej y jak około osi możemy przywieść do przystania. Innymi słowy własności ich optyczne czynią zadość jednej płaszczyźnie odbicia i prostopadłej do niej osi przystawiania dwukrotnego. Jeden więc z trzech kierunków α , β , γ jest zgodny z kierunkiem y t. j. z osią pasa ścian tworzących kąty nierówne prostemu: $ABFE$, $ABCD$, $DCGH$ i $EFGH$, czyli jest on zgodny z krawę-

dziami $AB \parallel CD \parallel EF \parallel GH$, dwa zaś pozostałe leżą na płaszczyźnie $abcd$, prostopadłej do kierunku y , i tworzą z krawędziami BF i BC kąty nierówne prostemu, charakterystyczne dla każdej substancji tak się krystalizującej. Takie kryształy nazywamy jednoskośnymi. Rzecz oczywista, że mogą one być trzech odmian, zależnie od tego czy z kierunkiem y zgodna jest pierwsza dwusieczna, druga dwusieczna czy też optyczna normalna.

Jednoskośne kryształy odpowiadają przypadkom symetrycznym: $s(1)$, $s(2')$ i $s(2'2')$.

Nakoniec trzeci rodzaj kryształów optycznie dwuosiowych możemy wyrazić ogólnie równoległobokiem prostokątnym (rys. 117) o krawędziach nierównych. Na trzech ścianach sobie prostopadłych mają one proste znikanie światła, to znaczy, że kierunki głównych współczynników załamania światła α , β , γ zgodne są z trzema kierunkami krawędzi do siebie prostopadłych. Kryształy takie nazywamy rombowymi. Grupę tę stanowią kryształy, których rodzaj symetryczności odpowiada przypadkom: $s(2)$, $s(2'2'2')$ i $s(222)$.

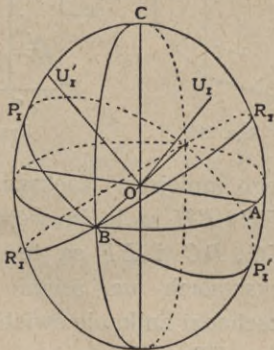


Rys. 117.

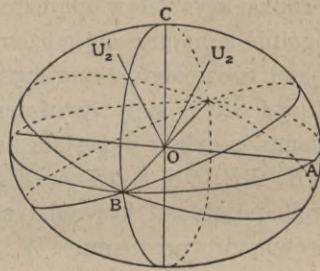
§ 73. Kryształy optycznie jednoosiowe. Dotychczas mieliśmy na względzie najogólniejszy przypadek ośrodka optycznie anizotropowego, mianowicie taki, który w trzech

kierunkach ma nierówne współczynniki załamania światła. Takim ośrodkiem jest każdy kryształ trójskośny, jednoskośny i rombowy, czyli wogóle optycznie dwuosiowy. Ale są szczegółowe przypadki ośrodków optycznych.

Przypomnijmy sobie to, co na str. 90 mówiliśmy o kryształach optycznie dodatnich i ujemnych. Na rys. 118 i 119 mamy ich elipsoidy optyczne



Rys. 118.



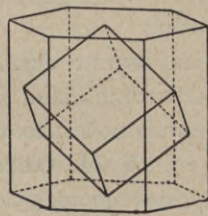
Rys. 119.

wykreślone tak, że ich osi są proporcjonalne współczynnikom załamania światła, a więc rys. 118 odpowiada kryształom optycznie dodatnim a rys. 119 ujemnym.

Wyobraźmy sobie, że zarówno w jednym jak w drugim przypadku różnica pomiędzy OA i OB się zmniejsza. Wtedy przekroje kołowe stają się coraz bliższe do płaszczyzny przekroju BOA a zarazem obwód tego przekroju staje się coraz bliższy do obwodu koła, osi zaś optyczne U przybliżają się do C ,

kąt ich staje się coraz mniejszy, na koniec gdy $OA = OB$ obie osi optyczne zlewają się z sobą i z pierwszą dwusieczną w jedną oś optyczną, elipsoida z trójosiowej staje się elipsoidą obrotową o jednej osi obrotu OC , o jednym do niej prostopadłym przekroju kołowym OAB ; innymi słowy, możliwe są kryształy optycznie jednoosiowe dodatne gdy $OC < OA$ lub odjemne gdy $OC > OA$, Co zaś do powierzchni fali świetlnej, to każda para punktów wspólnych zbliża się do pierwszej dwusiecznej, i gdy $OA = OB$ każda para zbiega się w jeden punkt, podwójna powierzchnia falowa staje się elipsoidę obrotu opisaną na kuli lub wpisaną w kulę o dwu punktach stycznych na osi obrotu.

Kryształ kalcytu w formie najprostszej i najogólniejszej możemy przedstawić jako umiarowy prosty słup sześcioboczny. W formie takiej (rys. 120) zdarza się on nawet dość często. Płaszczyzny łupliwości równoległe do ścian romboedru przebiegają w nim tak, jak orjentowane są ściany romboedru wrysowanego w słup rys. 120. Fotogram (rys. 121) przedstawia przekrój stózków granicznych promieni odbitych całkowicie od płaszczyzny słupa kalcytu. Jest to jak widzimy koło i elipsa o dwu punktach wspólnych. Prosta łącząca te dwa punkty jest równoległa do krawędzi słupa. Figurę taką otrzymujemy na każdej ścianie słupa kalcytu i wogóle na każdej płaszczyźnie równoległej do jego osi pionowej OZ . Kalcyt zatem ma tylko dwa współczynniki główne: równy we wszystkich kierunkach $\omega = 1,6585$ i $\varepsilon = 1,4885$ równy we wszystkich azymutach na płaszczyźnie prostopadłej do osi a we wszystkich innych kierunkach zwiększający się aż do kierunku osi gdzie staje się równy ω . A więc powierzchnia współczynnika kalcytu zewnętrzna jest kulą, wewnętrzna elipsoidą obrotu. Ponieważ prędkości drgań są odwrotnie proporcjonalne do współczynników, więc fala świetlna ma nazewną elipsoidę obrotową a wewnątrz kulę, stykające się w dwu punktach.



Rys. 120.

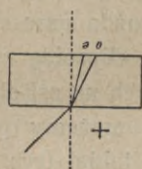


Rys. 121.

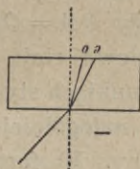
Kalcyt jest klasycznym przykładem kryształów optycznie jednoosiowych odjemnych. Ośrodki optycznie jednoosiowe odjemne są to te, których współczynnik załamania niezmienny t. j. współczynnik fali kulistej, czyli współczynnik załamania światła w kierunku osi optycznej jest większy od współczynnika fali elipsoidalnej na jej przekroju kołowym.

Kwarc jest klasycznym przykładem kryształów optycznie jednoosiowych dodatnych: jego współczynnik załamania światła w kierunku osi optycznej jest mniejszy: $\omega = 1,5442$, $\varepsilon = 1,5523$. Promień mający współczynnik załamania stały ω nazywa się zwyczajny (ordinarius), zmienny ε nadzwyczajny (extraordinarius). Podane wartości ω i ε kalcytu i kwarcu odnoszą się do światła żółtego.

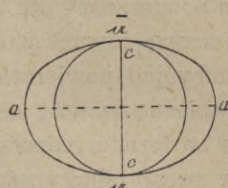
W środowiskach jednoosiowych dodatnich promień nadzwyczajny e (rys. 122) leży pomiędzy normalną a promieniem zwyczajnym (o) t. j. aby otrzymać wartość jego, trzeba dodać jakąś liczbę do wartości współczynnika promienia zwyczajnego, a w środkach optycznie jednoosiowych odjemnych (rys. 123) należy ją odjąć. Powierzchnia zatem fali świetlnej ośrodków optycznie jednoosiowych dodatnich



Rys. 122.



Rys. 123.



Rys. 124.



Rys. 125.

ma kształt rys. 125, odjemnych rys. 124. Ich osi i promienie wodzące są odwrotnościami współczynników załamania. Gdy wykreślimy powierzchnie współczynnikowe, to rys. 124 odpowiada ośrodkom dodatnim, a rys. 125 odjemnym.

§ 74. Obrazy interferencyjne w promieniach zbieżnych. Ogólną postać geometryczną kryształów optycznie jednoosiowych możemy przedstawić w kształcie prostego umiarowego słupa sześciobocznego albo kwadratowego, są to bowiem kryształy heksagonalne i tetragonalne t. j. wszystkie te, których rodzaj symetryczności odpowiada typom symetrycznym $\sigma[3]$, $\sigma[4]$, $\sigma[6]$, $\sigma[322]$, $\sigma[422]$ i $\sigma[622]$. Na płaszczyźnie prostopadłej do pionowej osi słupa kierunki wszystkie są optycznie równe, a więc oś optyczna jest zgodna z pionową osią słupa, a przekrój kołowy jest zgodny z podstawą słupa. Wobec tego kryształy te, umieszczone w promieniach równoległych pomiędzy skrzyżowanymi przyzmatami Nicola, na ścianach słupa wykazują znikanie światła proste, t. j. równoległe do krawędzi ścian słupa i do krawędzi ścian słupa z podstawą. Na płaszczyźnie zaś podstawowej, t. j. na przekroju kołowym w równoległych promieniach światła spolaryzowanego zachowują się one tak samo, jak ośrodki optycznie izotropowe, wszystkie bowiem kierunki leżące na tej płaszczyźnie są optycznie równe, a więc drgania świetlne na tej płaszczyźnie odbywają się we wszystkich azymutach przyczem zachodzą z jednakową prędkością. A więc w celu odróżnienia przekroju kołowego kryształów optycznie jednoosiowych od ośrodków optycznie izotropowych uciekamy się do badania w zbieżnych t. j. nierównoległych promieniach spolaryzowanych. Co zaś do kryształów optycznie dwuosiowych, to w nich promieniami zbieżnymi wykrywamy płaszczyznę osi optycznych, kierunek dwusiecznych i mierzymy kąt osi optycznych. Obecnie więc rozpatrzmy pokrótce zachowanie się kryształów optycznie dwuosiowych w zbieżnych promieniach spolaryzowanych na płaszczyźnie prostopadłej do jednej osi optycznej oraz na płaszczyźnie prostopadłej do pierwszej dwusiecznej, a kryształów optycznie jednoosiowych na płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej.

Każde zjawisko fizyczne w kryształach, czy na jego powierzchni, odbywa się jednakowo na wszystkich prostych równoległych, a także na wszystkich równoległych płaszczyznach. A więc gdy badamy płytkę przezroczystą pękiem promieni równoległych, badamy tylko jeden jej kierunek: prostopadły do jej powierzchni. Istotnie, płytka równoległościenna będąca optycznym przekrojem eliptycznym, umieszczona pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w promieniach równoległych na całej swej powierzchni okazuje jednakową barwę interferencyjną.



Rys. 126.

A zatem gdy pragniemy zbadać płytkę w wielu kierunkach, winniśmy oświetlić ją snopem promieni zbieżnych: będą one przebiegały płytkę w wielu kierunkach rozmaitych. Osiąga się to umieszczeniem płytki pomiędzy dwiema soczewkami wypukłymi o dużej krzywiznie.

Płytkę, wyszlifowaną z kryształu dwuosowego prostopadle do jednej z jego osi optycznych, w zbieżnych promieniach światła spolaryzowanego daje obraz interferencyjny, który przedstawia fotogram rys. 126. Są to spóśrodkowe smugi koliste różnej barwy w świetle białym, jasne i ciemne w świetle jednorodnym, przecięte smugą ciemną, w środku utworu prostolinijną. Zjawisko to zrozumiemy, gdy damy baczenie na kierunki drgań w obu powłokach fali świetlnej dwuosowej na przekroju kołowym. Wykreślone są one na rys. 127. Wyraźniej przedstawia to rys. 128

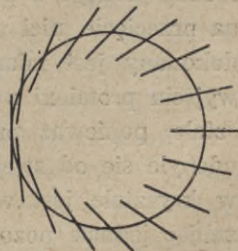


Rys. 127.

gdzie wyznaczono drgania na jednym tylko stożku promieni jednakowo nachylonych do osi optycznej. Widoczna, że pryzmaty Nicola niweczą drgania tylko tych promieni, które leżą na płaszczyźnie osi optycznych, tylko

te bowiem drgania są zgodne z głównymi przekrojami polaryzatora i analizatora. Wszystkie zaś inne² interferują. Promienie jednakowo nachylone do osi optycznej dają jednakową barwę interferencyjną, bo jednakowo są opóźnione ich dwa drgania interferujące pomiędzy sobą, a więc linią symetryczną ciemnej smugi wskazuje kierunek płaszczyzny osi optycznych; środek zaś koncentrycznych pierścieni barwnych lub ciemnych i jasnych to ślad osi optycznej.

Na płaszczyźnie prostopadłej do pierwszej dwuosowej rozkład drgań obu fal wskazuje rys. 129. Z niego wnioskujemy, że w zbieżnych promieniach spolaryzowanych winniśmy otrzymać dwa układy pierścieni barwnych w świetle białym, lub jasnych i ciemnych w świetle jednorodnym, przeciętych ciemnym krzyżem, gdy płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z przekrojem głównym jednego



Rys. 128.

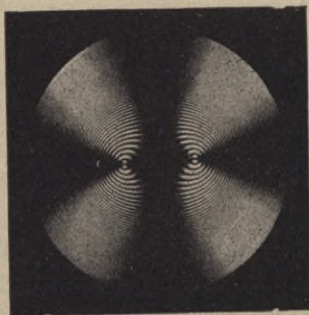
× × × × × + + + + × × × × ×
 × × × × × + + + + × × × × ×
 × × × × × + + + + × × × × ×
 × × × × × + + + + × × × × ×
 + + + + × × + + + × × + + +
 + + + + * + + + * + + + +
 + + + + × × + + + × × + + +
 × × × × × + + + + × × × × ×
 × × × × × + + + + × × × × ×
 × × × × × + + + + × × × × ×

Rys. 129.

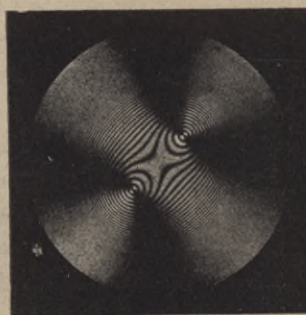
ze skrzyżowanych pryzmatów Nicola. Tak jest w istocie. Obraz interferencyjny kryształu optycznie dwuosowego na płaszczyźnie prostopadłej do pierwszej dwusiecznej przedstawia fotogram rys. 130.

Rys. 131 bliżej jeszcze tłumaczy tworzenie się tego obrazu. Mianowicie gdy obrócimy płytkę dokoła pierwszej dwusiecznej, w danym razie zgodnej z osią przyrzędu optycznego, tak aby płaszczyzna osi optycznych z głównymi przekrojami pryzmatów Nicola utworzyła kąt 45° , obraz interferencyjny przybiera kształt rys. 131. A więc gdy w jakim ciele krysztalicznym natrafimy na taką płaszczyznę, że w zbieżnych promieniach światła spolaryzowanego pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola ujrzymy na niej ciemny krzyż rozbiegający się na dwie ciemne smugi tak jak na rys. 130 i 131, to stwierdzimy, że ciało jest optycznie dwuosowe, a płaszczyzna ta jest prostopadła do pierwszej dwusiecznej.

Na płaszczyźnie prostopadłej do drugiej dwusiecznej obraz osi jest niewidzialny z powodu całkowitego odbicia wewnętrznego. Układu smug rys. 131



Rys. 130.



Rys. 131.

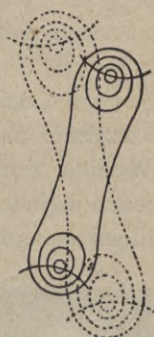
używamy do pomiaru kąta pomiędzy osiami optycznymi. Jeżeli płytkę złączymy z kołem dzielonym i obrócimy ją około normalnej optycznej tak aby środek jednego a potem drugiego układu pierścieni interferencyjnych wypadł na przecięcie nici w okularze przyrzędu optycznego, to obrót koła w tem dokonany jest miarą kąta pozornego osi optycznych w powietrzu, t. j. po wyjściu promieni z kryształu. Nie jest to istotny kąt osi optycznych w kryształe, ponieważ promień światła, przechodząc z ciała stałego w powietrze, odchyła się od swego kierunku pierwotnego: współczynnik załamania światła w kryształach jest większy od współczynnika załamania światła w powietrzu; znając jednak pozorny kąt osi optycznych w powietrzu i współczynniki załamania światła w ciele badanym, możemy obliczyć kąt osi optycznych w tem

ciele. Wartość pozornego kąta osi optycznych przyjęto oznaczać znakiem $2E$, wartość istotną $2V$.

W kryształach trójskośnych elipsoida optyczna leży bez żadnego związku z krawędziami kryształu, więc płaszczyzna osi optycznych nie jest zgodna z żadną płaszczyzną kryształu; przytem orientacja elipsoidy jest różna w świetle różnej długości fali, t. j. różny jest kąt osi optycznych i różny jest kierunek dwusiecznych i normalnej, a więc różne jest położenie płaszczyzn osi optycznych. Nazywamy to dyspersją dwusiecznych, osi i płaszczyzn osi optycznych. Wobec tego, że w każdej długości fali orientacja optyczna kryształu trójosiowego jest niezależna od jego ścian i krawędzi, przeto w świetle białym obraz interferencyjny bywa zawiły i zakłócony, a zawsze asymetryczny, mówimy więc, że kryształy trójskośne możemy poznać, między innymi, po zachodzącej w nich dyspersji asymetrycznej.

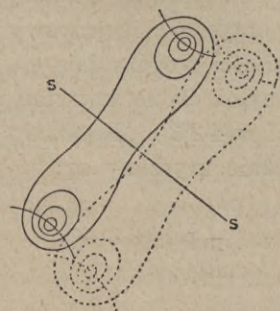
Z rys. 116 możemy wnosić, że kierunek y , jako oś przystawiania w jednych kryształach jednoskośnych, a normalna płaszczyzny odbicia w drugich, jest kierunkiem wspólnym elipsoid optycznych we wszystkich długościach fali świetlnej, t. j. w świetle różnych barw. W kryształach zatem jednoskośnych zachodzą trzy przypadki.

a) Jeżeli z kierunkiem y jest zgodna pierwsza dwusieczna, to obraz interferencyjny osi optycznych jest widzialny na płaszczyźnie $BCGF$ (rys. 116), t. j. na ścianie (010) . Z kierunkiem y pierwsza dwusieczna jest zgodna we wszystkich barwach światła, ale płaszczyzna osi optycznych ma położenie różne, więc zachodzi dyspersja skrzyżowana (rys. 132). Linja ciągła oznacza obraz interferencyjny w świetle czerwonym, przerywana w fioletowym.



Rys. 132.

b) Gdy z kierunkiem y jest zgodna druga dwusieczna, to płaszczyzna osi optycznych tak samo jak w przypadku poprzednim jest prostopadła do płaszczyzny (010) , ale obraz osi optycznych jest widzialny w pasie ścian $(100)/(001)$, t. j. na jakiejś płaszczyźnie równoległej do osi y , przyczem obraz ten jest do osi tej równoległy. Ponieważ wspólna wszystkim barwom jest druga dwusieczna, to zachodzi dyspersja pozioma (rys. 133); SS oznacza ślad płaszczyzny, na której leży pierwsza dwusieczna w świetle różnej barwy.



Rys. 133.

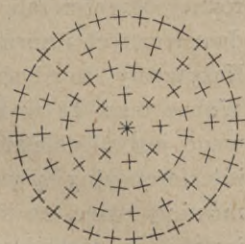
c) Nakoniec gdy z kierunkiem y jest zgodna optyczna normalna, to osi optyczne leżą na płaszczyźnie prostopadłej do y , t. j. obraz interferencyjny jest widzialny też na którejś ze ścian pasa $(100)/(001)$, ale równoległe do krawędzi prostopadłej do y , np. do BF lub BC (rys. 116). W tym przypadku zachodzi dyspersja pochylona (rys. 134) t. j. dyspersja pierwszej dwusiecznej i osi optycznych



Rys. 134.

ale nie ich płaszczyzn, płaszczyzna bowiem osi optycznych jako zgodna z płaszczyzną odbicia lub płaszczyzną prostopadłą do osi przystawania jest jedna we wszystkich długościach fali świetlnej. Na rys. 134 prosta oznacza ślad płaszczyzny osi optycznych.

W kryształach rombowych obraz interferencyjny osi optycznych występuje na jednej z trzech płaszczyzn: (100) , (010) lub (001) , równoległe do jednej ich krawędzi, przyczem zachodzi zawsze dyspersja symetryczna osi tylko, bo dwusieczne i optyczna normalna, a więc i płaszczyzna osi optycznych, jest spólna we wszystkich długościach fali świetlnej.



Rys. 135.

Rys. 135 przedstawia kierunek drgań promieni zwyczajnych i nadzwyczajnych na płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej kryształów optycznie jednoosiowych. Wynika z niego, że płytki takie w zbieżnym świetle spolaryzowanym dają jeden układ spółśrodkowych pierścieni barwnych, przecięty dwiema prostopadłymi smugami. Obrót płytki około osi optycznej nie wywołuje zmiany w tym



Rys. 136.

obrazie. A więc kryształy optycznie jednoosiowe, t. j. trygonalne, tetragonalne i heksagonalne, poznamy po tem, że na płaszczyźnie podstawowej w zbieżnych promieniach światła spolaryzowanego dają one obraz interferencyjny rys. 136.

§ 75. Kryształy optycznie izotropowe.

Wyobraźmy sobie, że w jakimś ośrodku optycznie jednoosiowym różnica współczynników załamania światła stopniowo się zmniejsza, aż wreszcie staje się równa zero. Obie powierzchnie falowe coraz są bliższe sobie, aż gdy $\omega - \varepsilon = 0$, stają się one jedną powierzchnią kulistą. Innemi słowy ośrodek,

którego $\alpha = \beta = \gamma$ w trzech kierunkach prostopadłych, ma taki sam współczynnik załamania światła we wszystkich innych pozostałych, elipsoida bowiem o trzech osiach równych jest kulą. Taki ośrodek jest optycznie izotropowy czyli równokierunkowy. Istnieją kryształy, których własności wogóle dają się wyrazić geometrycznie sześcianiem. Zowiemy je regularnymi. Są to kryształy pięciu rodzajów: $s(323)$, $s(3'2'3')$, $s(423)$, $s(4'2'3')$ i $s(4'2'3')$. Kryształy regularne są optycznie równokierunkowe. A więc optycznie kryształy są:

a) różnokierunkowe:

a) dwuosiove:

- 1) trójskośne,
- 2) jednoskośne,
- 3) rombowe;

β) jednoosiowe:

- 4) tetragonalne,
- 5) heksagonalne;

b) równokierunkowe:

- 6) regularne.

§ 76. Skrećenie płaszczyzny polaryzacji. Każda z tych grup: dwuosiowe, jednoosiowe i równokierunkowe, dzieli się jeszcze na ośrodki nie skrećające i skrećające płaszczyznę polaryzacji.

Kryształy te, o których była mowa dotychczas, nie skrećają płaszczyzny polaryzacji. Istnieją jednak ciała, w których zachowaniu się optycznym zachodzi okoliczność następująca.

Gdy z kryształu cukru trzcinowego wyszlifujemy płytkę prostopadłą do jednej z dwu jego osi optycznych i umieścimy ją w promieniach zbieżnych pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola, to otrzymamy obraz interferencyjny rys. 126 ale smuga ciemna w samym środku, t. j. w jej części najcieńszej i najciemniejszej, nie będzie zupełnie ciemna. Zciemnienie zupełne zachodzi dopiero po obróceniu analizatora na pewien kąt około jego osi. Ten kąt jest tem większy, im płytka jest grubsza. Owo skrećenie płaszczyzny polaryzacji jest największe wzdłuż osi optycznej, a w kierunkach tworzących kąt z osią optyczną zmniejsza się w miarę zwiększania się tego kąta. W ciałach optycznie dwuosiowych jest ono różne lub równe na obu osiach optycznych zależnie od rodzaju symetryczności danego ciała. Np. w kryształach kwasu winnego na obu osiach zachodzi skrećenie $11^{\circ}24'$ w świetle sodowym w płytce 1 mm grubości. W kryształach cukru trzcinowego na jednej osi skrećenie wynosi -22° , na drugiej $+64^{\circ}$ w płytce 1 c.

Z kryształów jednoosiowych, skrećających płaszczyznę polaryzacji, klasyczne są kryształy kwarcu. Płytką kwarcu, prostopadłą do osi optycznej w równoległych promieniach światła jednorodnego pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola, jest jasna. Staje się ona ciemna dopiero po obrocie analizatora około jego osi na kąt tem większy im płytka jest grubsza. Jedne kryształy skrećają płaszczyznę polaryzacji na lewo, drugie na prawo. Gdy położymy jedną na drugą płytkę prawą i lewą, to w promieniach zbieżnych pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola ujrzymy obraz bardzo charakterystyczny, zwany spiralną Airy'ego: rys. 137. W kryształach jednoosiowych największe skrećenie zachodzi wzdłuż osi optycznej.



Rys. 137.

Chlorzan sodowy, bromian sodowy, occian uranilowosodowy, dziewięciowodny sulfoortoantymonian sodowy, alun amilowoaminowy, krystalizują się w kryształach regularnych. Kryształy takie w równoległych promieniach jednorodnego światła spolaryzowanego pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola

są jasne. Światło znika w nich dopiero po obróceniu analizatora o kąt dla każdego z tych ciał charakterystyczny, ale tem większy im kryształ czy płytka zeń wyszlifowana jest grubsza, t. j. im dłuższą drogę promienie przebywają przez ciało skręcające. W kryształach regularnych skrócenie płaszczyzny polaryzacji jest jednakowe we wszystkich kierunkach.

§ 77. Podział kryształów na grupy optyczne. Jak widzimy, pod względem własności optycznych kryształy dzielą się na ośm grup.

1. W kryształach trójskośnych, t. j. w rodzajach: $s(1')$ i $s(2''2''2'')$ elipsoida przewodnictwa świetlnego jest trójosiowa, w każdej długości fali świetlnej orjentowana inaczej i niezależnie od krawędzi i ścian kryształu.

2. Kryształy jednoskośne, t. j. rodzaje $s(1)$, $s(2')$ i $s(2'2'2')$ mają tak samo elipsoidę trójosiową, ale jedna oś wszystkich elipsoid każdej długości fali światła ma kierunek spólny: jest to kierunek krawędzi osiowej Y , t. j. osi przystawiania rodzaju $s(2'2'2')$ i $s(2')$ czyli kierunek prostopadły do płaszczyzny odbicia rodzaju $s(1)$.

3. Wszystkie rodzaje rombów nie różnią się optycznie pomiędzy sobą. Ich elipsoida trójosiowa we wszystkich długościach fal świetlnych ma wszystkie osi zgodne z trzema osiami przystawiania albo z odpowiednimi tym osiom krawędziami kryształu. Zatem każde zjawisko optyczne w kryształach rombów zachodzi symetrycznie względem krawędzi trzech pasów do siebie prostopadłych, których osi są: $[100]$, $[010]$ i $[001]$.

4. Niektóre kryształy klas: pedjonów trójskośnych $s(1')$, sfenoidów jednoskośnych $s(2')$ i dwusfenoidów rombów $s(2'2'2')$, zachowując wszystkie własności optyczne odpowiednie tym grupom do jakich należą, mają jeszcze tę właściwość, że w dwu kierunkach, których orientacja zależy od substancji, wykazują optyczne skrócenie. Są dane do przypuszczenia, że jest to możliwe też w rodzaju $s(2)$.

5. Wszystkie kryształy tetragonalne i heksagonalne optycznie zachowują się jednakowo. Mianowicie ich elipsoida przewodnictwa świetlnego jest elipsoidą obrotu. Jest to przypadek szczególny elipsoidy trójosiowej z dwiema osiami równymi. Oś obrotu tej elipsoidy jest zgodna z krystalograficzną osią główną. Innemi słowy na płaszczyznach prostopadłych do osi Z własności optyczne kryształów heksagonalnych i tetragonalnych są równe na wszystkich azymutach.

6. Niektóre kryształy tetragonalne i heksagonalne rodzajów: $s(4''2''2'')$, $s(4')$, $s(4'2'2')$, $s(3')$, $s(3'2'2')$, $s(6)$ i $s(6'2'2')$, zachowując wszystko co powiedziano wyżej wogóle o własnościach optycznych kryształów tetragonalnych i heksagonalnych, mają tę jeszcze właściwość, że w kierunku osi obrotu elipsoidy, t. j. w kierunku osi głównej mają zdolność skrócenia optycznego.

7. Wszystkie kryształy regularne są optycznie izotropowe, t. j. ich powierzchnią przewodnictwa świetlnego jest kula, jako szczególny przypadek elipsoidy trójosiowej o trzech osiach równych.

8. Niektóre kryształy klas $s(3'2'3')$ i $s(4'2'3')$ w każdym kierunku wykazują anizotropię optyczną w tym względzie, że falę drgającą w pewnym azymucie przetwarzają na dwie fale drgające kołowo, w czego skutku okazuje się skręcenie optyczne.

II. Zjawiska piroelektryczne.

§ 78. Wykrywanie w kryształach prostych o zwrotach nierównych.

W kryształach substancyj nieprzewodzących elektryczności dopływ energii cieplnej lub mechanicznej wywołuje nie tylko powiększenie się objętości i deformację kryształu, ale oprócz tego w niektórych kryształach część tej energii przemienia się w energię elektryczną: na powierzchni zjawia się elektryczność dodatna i ujemna. Zjawisko to wskazuje w kryształach obecność i kierunek tych prostych, których dwa zwroty są fizycznie nierównoznaczne.

Zjawisko elektryzowania się kryształów ogrzewaniem się lub studzeniem nazywa się zjawiskiem piroelektrycznym. Wykrycie i okazanie tego zjawiska odbywa się w sposób następujący.

Kryształ ogrzewamy w gorącym powietrzu a następnie studzimy w temperaturze zwykłej. Podczas ostygnięcia posypujemy go jaknajdrobniejszym pyłkiem minji i siarki, syjąc go na kryształ przez gęsty muślin bawełniany. Tarcie się o włókienka bawełny pyłki siarki elektryzują się odjemnie, a minji dodatnio. Jeżeli kryształ jest piroelektryczny, to po zrzuceniu zeń nadmiaru pyłku, na tych częściach, które naelektryzowały się dodatnio, ujrzymy żółte pyłki siarki, a części naelektryzowane odjemnie przyciągną pyłki czerwone minji. Rozkład żółtych i czerwonych pól na powierzchni kryształu wskazuje na niej rozkład ładunków elektrycznych, a tem samem wskazuje w kryształach obecność i układ prostych biegunowych, t. j. tych prostych, których oba zwroty są fizycznie nierównoznaczne.

Ten biegun, na którym pojawia się odjemna elektryczność od ostygnięcia, a dodatna od ogrzewania kryształu, nazywa się analogiczny. Biegun mu przeciwny, t. j. ten, na którym ogrzewanie wywołuje ładunek odjemny, a studzenie dodatny, nazywa się antylogiczny.

Zjawiska te, zwane objawami piroelektrycznymi (od zmian temperatury) i piezoelektrycznymi (od ściskania), możemy spostrzegać lub, na zasadzie nauki o symetryczności krystalograficznej, spodziewać się ich zachodzenia wogóle w kryształach, w których niema środka równości odwróconej. Wszystkie te kryształy pod względem zjawisk piro- i piezoelektrycznych dzielą się na sześć grup.

1. W rodzaju jednościanów trójskośnych $s(1')$ różnica potencjałów występować może w każdym kierunku.

2. W rodzaju daszków jednoskośnych $s(1)$ zjawiać się ona może tylko w kierunkach, leżących na jednej płaszczyźnie, mianowicie na płaszczyźnie odbicia.

3. W rodzajach: sfenoidów jednoskośnych $s(2')$, piramid rombów $s(2)$, piramid tetragonalnych: $s(4')$ i $s(4)$, trygonalnych $s(3')$, $s(3)$, heksagonalnych $s(6')$ i $s(6)$ piro- i piezoelektryczne objawy zachodzą na biegunach jedynej w każdym z tych rodzajów osi przystawania.

4. W rodzajach trygonalnych t. j. w rodzajach typu $\sigma[322]$ piro- i piezoelektryczność objawia się na przeciwległych biegunach trzech bocznych osi przystawania dwukrotnego, leżących na płaszczyźnie prostopadłej do osi głównej. Osi te tworzą pomiędzy sobą kąty 60° . Bieguny elektryczne zmieniają się tu kolejno na przemian dodatnie i ujemne na jednej płaszczyźnie co 60° .

5. W rodzajach: $s(2'2'2')$, $s(4'2'2')$, $s(4''2''2'')$, $s(3'2'3')$, $s(323)$ różnica potencjałów pojawia się na biegunach naprzemianległych symetrycznie pomiędzy trzema osiami przystawania dwukrotnego, a więc na dodatnich i ujemnych zwrotach normalnych ścian dwusfenoidów lub czworościanów regularnych.

6. W pozostałych rodzajach bez środka równości odwróconej możemy oczekiwać objawów piroelektrycznych i piezoelektrycznych na prostych niesymetrycznie leżących pomiędzy osiami przystawania.

III. Podział kryształów pod względem zjawisk cieplnych i elektrycznych.

§ 79. Przewodnictwo cieplne. Pod względem wewnętrznego przewodnictwa cieplnego, t. j. pod względem przewodzenia ciepła od jednej do drugiej części kryształu w razie gdy temperatura ich nie jest jednokowa, kryształy dzielą się na sześć grup.

1. W kryształach trójskośnych zjawisko omawiane odbywa się według równań o dziewięciu stałych.

2. Kryształy jednoskośne wskazują we względzie omawianym symetryczność rodzaju słupów jednoskośnych $s(2'2'2')$ i równania odpowiednie mają współczynników pięć.

3. Kryształy rombowe przewodzą według symetryczności rodzaju dwupiramid rombów $s(222)$ i równania tu się odnoszące mają trzy współczynniki.

4. W tych kryształach heksagonalnych i tetragonalnych, które nie mają osi bocznych, t. j. $s(6'2'2')$, $s(6')$, $s(3'2'2')$, $s(6''2''2'')$, $s(3')$, $s(4'2'2')$, $s(4')$ i $s(4''2''2'')$ zjawisko wewnętrznego przewodzenia ciepła zawisłe jest od trzech współczynników.

5. Kryształy heksagonalne i tetragonalne $s(622)$, $s(6)$, $s(6'2'2')$, $s(322)$, $s(6'2'2')$, $s(3)$, $s(3'2'2')$, $s(422)$, $s(4)$, $s(4'2'2')$ i $s(4'2'2')$, t. j. mające osi boczne, przewodzą zależnie od dwu współczynników.

6. Kryształy regularne we względzie omawianym są izotropowe.

§ 80. Rozszerzalność cieplna, indukcja i przewodnictwo elektryczne. Pod względem rozszerzalności cieplnej kryształy dzielą się na pięć grup. Kryształy ogrzewane rozszerzają się naogół różnie w różnych kierunkach, a więc odkształcają się. Powierzchnia, wyrażająca to odkształcenie w przypadku najogólniejszym, jest elipsoidą trójosiową, rozmaicie orjentowaną względem płaszczyzn i krawędzi kryształu zależnie od rodzaju jego symetryczności.

1. W kryształach trójskośnych osi elipsoidy rozszerzalności termicznej leżą bez związku z kierunkami krawędzi i ścian kryształu.

2. Gdy kryształ jednoskośny odkształca się jednostajnym podwyższeniem temperatury, to, podobnie jak w kryształach trójskośnych, punkty leżące w nim pierwotnie na powierzchni kuli, po ogrzaniu leżą na powierzchni elipsoidy trójosiowej. Z trzech osi tej elipsoidy jedna jest zgodna z krawędzią osiową Y . Możemy zmierzyć ją, mierząc przyrost grubości płytki równoległej do ściany (010) . Dwie pozostałe osi elipsoidy rozszerzalności, prostopadłe do osi wymienionej poprzednio, leżą w kryształach niezależnie od kierunków krawędzi kryształu na płaszczyźnie (010) .

3. W kryształach rombowych kierunki osi elipsoidy rozszerzalności cieplnej są zgodne z kierunkami trzech osi przystawiania albo ze śladami trzech płaszczyzn odbicia. Wielkości trzech współczynników rozszerzalności otrzymujemy bezpośrednio z pomiaru zmiany grubości trzech płytek kryształu rombowego, równoległych do ścian (100) , (010) i (001) .

4. Elipsoidą odkształcenia cieplnego kryształów tetragonalnych i heksagonalnych jest elipsoida obrotowa. Oś jej obrotu jest zgodna z krawędzią osiową Z , t. j. z osią główną.

5. Powierzchnią rozszerzalności termicznej kryształów regularnych jest kula. Wszystkie punkty, leżące w nich na kuli w pierwotnym stanie termicznym, po ogrzaniu jednostajnym również znajdują się na kuli.

Na te same pięć grup kryształy dzielą się pod względem indukcji magnetycznej i dielektrycznej, oraz przewodnictwa elektrycznego.

IV. Sprężystość.

§ 81. Podział kryształów na grupy pod względem sprężystości.

Pod względem sprężystości kryształy dzielą się na dziewięć grup.

Gdy zmierzmy współczynnik rozszerzalności w różnych kierunkach kryształu i odetniemy odcinki, proporcjonalne zmierzonym wielkościom, od prostych ułożonych w przestrzeni tak samo, jak te kierunki, w których zmierzmy współczynnik omawiany, a potem połączymy końce tych odcinków powierzchnią, to otrzymamy t. zw. powierzchnię sprężystości tego ciała. Symetryczność powierzchni sprężystości jest wielu klasom wspólna. Jej rodzajów, jak wskazano przed chwilą, jest dziewięć. Mianowicie.

1. Oba rodzaje trójskośne różnią się tylko tem, że w jednym niema równości odwrotnej, a drugi jest centryczny. Ale oba one nie mają ani płaszczyzn odbicia ani osi przystawania. Ponieważ sprężystość jest zjawiskiem centrycznym, więc te dwa rodzaje nie różnią się w tym względzie. Ich powierzchnia sprężystości jest jednakowego rodzaju. Jest ona asymetryczna i leży w kryształe niezależnie od jego krawędzi. Do wyznaczenia tej powierzchni należy zmierzyć współczynniki sprężystości ciała trójskośnego w 21 kierunkach.

2. Wszystkie kryształy jednoskośne wykazują powierzchnię sprężystości jednakowej symetrii, zgodnej z symetrycznością rodzaju słupów jednoskośnych $s(2'2'2)$, t. j. z jedną płaszczyzną odbicia i z jedną prostopadłą do niej osią przystawania dwukrotnego. Do wyznaczenia powierzchni sprężystości kryształu jednoskośnego potrzeba pomiarów w trzynastu kierunkach.

3. Kryształy rombowe mają powierzchnię sprężystości o rodzaju symetryczności dwupiramidy rombowej $s(222)$, t. j. o trzech prostopadłych płaszczyznach odbicia i, co z tego wypływa, o trzech osiach przystawania dwukrotnego do siebie prostopadłych. Do wykreślenia tej powierzchni trzeba zmierzyć współczynnik rozszerzalności w dziewięciu kierunkach.

4. Tetragonalne kryształy rodzajów $s(4'2'2')$, $s(4')$ i $s(4''2''2'')$, mające tylko oś główną Z przystawania czterokrotnego lub dwukrotnego, a nie mające ani osi ani płaszczyzn bocznych, stanowią jedną grupę o spólnym kształcie powierzchni sprężystości. Do wyznaczenia tej powierzchni trzeba pomiarów w siedmiu kierunkach.

5. Tetragonalne rodzaje $s(422)$, $s(4')$, $s(4'2'2')$ i $s(4'2'2)$, mające płaszczyzny i osi boczne, do wyznaczenia powierzchni sprężystości wymagają pomiarów współczynnika sprężystości w sześciu kierunkach. Powierzchnia sprężystości tej grupy nie ma w żadnym kierunku przekroju kołowego, ale każde dwie jej średnice prostopadłe do siebie i do płaszczyzny XOY zawsze są równe.

6. Heksagonalne kryształy $s(6''2''2'')$ i $s(3')$ mają powierzchnię sprężystości o siedmiu niezależnych stałych. Powierzchnia ta ma oś przystawania trzykrotnego, ma jeden przekrój kołowy, ale niema trzech płaszczyzn symetrii bocznej.

7. Heksagonalne kryształy $s(6'2'2')$, $s(3)$, $s(3'2'2')$ mają cechę spólną: oś przystawania trzykrotnego bez płaszczyzny do niej prostopadłej. Ich powierzchnia sprężystości jest niejako romboedrem, którego krawędzi i naroża są zaokrąglone, a przytem na każdej ścianie znajduje się wgłębienie. Do wyznaczenia tej powierzchni trzeba pomiarów w sześciu kierunkach.

8. Kryształy heksagonalne: $s(622)$, $s(6)$, $s(6'2'2')$, $s(322)$, $s(6'2'2')$, $s(6')$ i $s(3'2'2')$ mają osi przystawania sześciokrotnego albo trzykrotnego i prostopadłą do niej płaszczyznę odbicia po wprowadzeniu dodatkowym w niektórych rodzajach środka równości odwrotnej, ze względu na

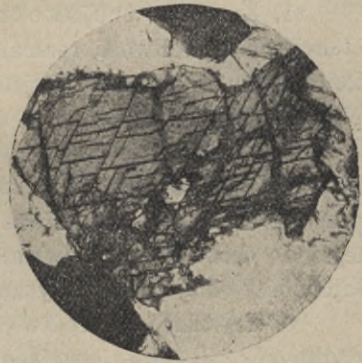
centryczność zjawiska omawianego. Powierzchnia sprężystości tych kryształów jest powierzchnią obrotową, której osią obrotu jest główna oś kryształu. Do wyznaczenia tej powierzchni potrzeba pięciu stałych. Każda płaszczyzna, przylegająca do osi głównej lub do niej prostopadła, dzieli tę powierzchnię na dwie połowy symetrycznie równe.

9. Powierzchnię sprężystości kryształów regularnych, t. j. rodzajów $s(3'2'3')$, $s(323)$, $s(4'2'3')$, $s(4'2'3)$ i $s(423)$ możemy obliczyć z trzech stałych. Powierzchnia ta ma symetryczność rodzaju czterdziesto-ośmiościanów $s(423)$ t. j. ma trzynaście osi przystawania i dziewięć płaszczyzn odbicia.

V. Łupliwość.

§ 82. Spękania. Łupliwość jest to własność kryształów pękania równoległymi płaszczyznami określonego kierunku, a nie powierzchniami przypadkowymi i nieregularnymi.

Rys. 138 jest mikrofotogramem cieniutkiej płytki, wyszlifowanej z pewnej skały tatrzańskiej. Przekrój przeszedł przez kryształ minerału amfibolu prostopadle do jego wysokości. Na tym przekroju widzimy, że jest on popękany równoległymi szczelinami w dwu kierunkach. Rozbijając kryształ pirochromianu potasowego spostrzegamy, że w jednym kierunku łupie się on daleko łatwiej niż w innych, przytem że łupie się on gładkimi, lśniącymi, równoległymi płaszczyznami. Osobnik kalcytu uderzony młotem rozpada się na bryłki równoległoscienne takiego kształtu, że przez odłupywanie możemy z nich wyłupać wielościan foremny nazywany romboedrem (rys. 139). Tak samo doskonałą łupliwość wykazują kryształy minerału galeńitu albo soli kamiennej, które za lada uderzeniem łupią się równoległymi płaszczyznami w trzech kierunkach wzajemnie prostopadłych.

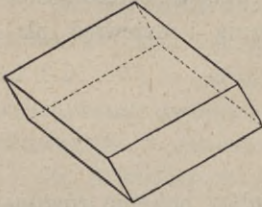


Rys. 138.

O własności kryształów pękania płaszczyznami możemy przekonać się nie tylko jego rozbijaniem ale i rozsadzaniem. Rys. 140 jest to mikrofotogram spękań powstałych w kryształach łyszczyka od białego weń ostrza igły. Kryształ łyszczyka pęka w trzech kierunkach.

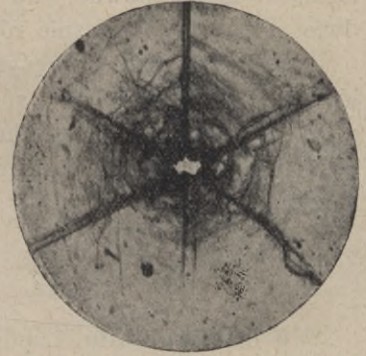
Łupliwość w różnych kryształach jest orientowana rozmaicie, lecz w kryształach tej samej substancji, wykrystalizowanych w tych samych warunkach ciśnienia, temperatury i stężenia, jest jednakowa. W kryształach kalcytu płaszczyzny łupliwości zawsze są równoległe do ścian romboedru, w kryształach soli kamiennej do ścian sześcienu, w kryształach fluorytu do ośmiościanu

foremnego, w kryształach sfalerytu do ścian dwunastościanu rombowego i t. p. W jednych ciałach jest ona równa w kilku kierunkach, jak właśnie w ciałach dopiero co wymienionych, w innych znów w jednym kierunku jest doskonała w innych zaledwie wyraźna. Np. w kryształach selenitu jest ona doskonała na płaszczyznach (010) , w kilku zaś innych kierunkach jest ona daleko mniej wyraźna i doskonała.



Rys. 139.

W jednych ciałach łupliwość jest bardzo wyraźna i wybitna, w innych, jak np. w kwarcu, jest ona ledwo dostrzegalna. We wszystkich jednak kryształach na płaszczyznach równole-



Rys. 140.

głych i na płaszczyznach symetrycznie równych zachodzi łupliwość jednakowa.

§ 83. Podział kryształów na grupy różniące się układem płaszczyzn łupliwości. Pod względem łupliwości kryształy dzielą się na siedm grup.

1. Kryształy trójskośne, t. j. rodzaje $s(1')$ i $s(2'2''2''')$ zależnie od substancji mają łupliwość rozmałą, ale wszystkie one wykazują łupliwość jednakową tylko równoległą do jednej ściany. Bywa w nich kilka kierunków łupliwości, ale w każdym jest ona różnego stopnia.

2. Kryształy jednoskośne, t. j. rodzaje $s(1)$, $s(2')$ i $s(2'2'2)$ mają łupliwość jednakową albo równoległą do ściany (010) albo do tej ściany prostopadłą, albo też mają one łupliwość jednakową w dwu kierunkach: równoległą do ścian słuca. Słowem, wszystkie kryształy jednoskośne pod względem łupliwości okazują symetryczność rodzaju słuca jednoskośnych $s(2'2'2)$.

3. Kryształy rombowe mają łupliwość zgodną z symetrycznością przypadku $s(222)$, t. j. czyniącą zadość trzem płaszczyznom odbicia wzajemnie prostopadłym. A więc zależnie od substancji bywa ona albo równoległą do jednej płaszczyzny odbicia, albo do dwu ścian słuca, tak, że płaszczyzna odbicia dzieli kąt łupliwości na dwie równe części, albo też wreszcie łupliwość jednakowa biegnie równoległą do czterech ścian piramidy rombowej.

4. Kryształy heksagonalne o osi głównej przystawiania trzykrotnego mają łupliwość jednakowego stopnia albo równoległą do ścian romboedru, albo równoległą do ścian słuca o podstawie umiarowego sześcioboku.

5. Kryształy heksagonalne o osi głównej przystawiania sześciokrotnego mają łupliwość jednakową albo równoległą do ścian piramidy, której podstawą jest sześciokąt umiarowy, albo do takiegoż słuca. Ciała, mające tę ostatnią łupliwość, nie różnią się od grupy poprzedniej.

6. Kryształy tetragonalne mają łupliwość zgodną z symetrią rodzaju $s(422)$, a więc łupią się albo prostopadle do osi głównej, albo równolegle do ścian słupa kwadratowego, t. j. w dwu kierunkach, albo mają jednakową łupliwość w czterech kierunkach, t. j. równolegle do ścian piramidy o podstawie kwadratowej.

7. Nakoniec kryształy regularne mają łupliwość odpowiadającą symetryczności $s(423)$, a więc zależnie od substancji łupią się albo w trzech kierunkach (równolegle do ścian sześcianu) t. j. prostopadle do osi przystawiania czterokrotnego, albo w czterech kierunkach (równolegle do ścian ośmiościanu umiarowego) t. j. prostopadle do osi przystawiania trzykrotnego albo w sześciu kierunkach (równolegle do ścian dwunastościanu rombowego) t. j. prostopadle do osi przystawiania dwukrotnego.

VI. Budowa kryształów.

§ 84. Sieci przestrzenne. W paragrafie trzydziestym trzecim przyjęliśmy założenie, że sieć przestrzenna jest obrazem nie tylko własności kryształu ale i jego budowy, t. j. założyliśmy, że najdrobniejsze cząstki materialne, z których kryształ się składa, leżą w nim tak jak węzły w sieci przestrzennej. Tem założeniem tłumaczono łupliwość, wielościennność kryształu i w ogóle całe jego zachowanie się geometryczne i fizyczne od początku badań ciała kryształicznego.

Rzecz jasna, że różnaitość symetryczną kryształów pojęto jako skutek różnaitości sieci przestrzennych, według których kryształy są zbudowane. A więc opracowano teoretycznie te dwa pojęcia: symetryczność i jednostajny rozkład punktów, t. j. wysnuto z tych pojęć wnioski jaknajdalej z nich wypływające. Wyprowadzono znane nam trzydzieści dwa rodzaje symetryczności z jednorodności i z symetrii, a podobne opracowanie zasady i istoty sieci przestrzennej doprowadziło do poznania wszelkich możliwych sposobów układu jednostajnego punktów w przestrzeni, zbudowanych według zasady, że gdy taki układ jest nieograniczony, to około dowolnego punktu wszystkie pozostałe ułożone są tak samo jak około każdego innego punktu tego samego układu. Różniami drogami postępując, do jednego wyniku dochodzono, mianowicie, że takich układów jest 230. Znaczna ilość tych zbiorów i dość złożony sposób ich wywodu sprawia, że wyłożenie tej nauki znacznie przerasta zakres książki niniejszej. Nie podamy więc całokształtu wiadomości o tej sprawie, a tylko ograniczymy się do wskazania drogi, jaką postępując otrzymano dowód, że zbiorów o wyżej podanych cechach jest tylko 230, oraz jaką dochodzono do ich rodzaju w każdym przypadku.

Cała znajomość materji od bardzo dawnego czasu daje się ująć w zgodną całość tylko założeniem, że jest ona układem nieciągłym, t. j. że materja składa się z osobnych atomów i cząsteczek poprzedzielanych wolnymi odstępami.

pami. A że kryształy są stałe, wielościenne i jednorodne, więc owe składające je najmniejsze elementy leżą w nich na prostych równoległych i na równoległych płaszczyznach.

Płaszczyzny te przecinając się między sobą tworzą równoległościany, a więc innymi słowy najmniejsze elementy, z których wyobrażamy sobie że kryształ się składa, zakładamy na wierzchołkach równoległościanów, które przylegają do siebie i zapełniają przestrzeń bez przerw.

Łupliwość skłania nas nasamprzód do tego, że elementarny równoległościan sieci przestrzennej może być trójskośny, t. j. mający trzy kąty krawędzi nierówne prostemu i trzy krawędzi nierówne. Jednoskośny równoległościan elementarny możemy założyć na podobieństwo połączenia trzech dwuścianów t. j. $\{100\}$, $\{010\}$ i $\{001\}$, a gdy na ścianach (001) i $(00\bar{1})$ położymy punkty w ich środku to otrzymamy równoległościan odpowiadający połączeniu słupa $\{110\}$ z dwuścianem podstawowym $\{001\}$. A więc w najprostszym przypadku otrzymujemy dwa rodzaje sieci jednoskośnej. Gdy postąpimy w ten sam sposób w założeniu sieci rombowej, otrzymamy albo równoległościan odpowiadający połączeniu trzech dwuścianów $\{100\}$, $\{010\}$ i $\{001\}$, albo połączenie słupa $\{110\}$ z dwuścianem $\{001\}$, albo dwupiramidę rombowa (111) . W sieci tetragonalnej mamy to samo. A co do sieci trygonalnej i heksagonalnej to jest jasne, że otrzymamy ją albo zakładając połączenie słupa trygonalnego $\{10\bar{1}0\}$ z dwuścianem $\{0001\}$, bo ono da nam również słup heksagonalny i dwupiramidę, albo zakładając środki ciężkości omawianych najmniejszych elementów kryształu na wierzchołkach romboedru. Nakoniec w regularnej sieci przestrzennej równoległościanem elementarnym jest sześciąt, i gdy założymy jeszcze punkty na środkach jego ścian lub w jego środku to otrzymamy sieć przestrzenną albo oktaedryczną albo zbudowaną według dwunastościanu rombowego. Gdy obecnie przypomnimy sobie rodzaje łupliwości, to przekonamy się, że wymienione obecnie najprostsze rodzaje sieci przestrzennej odpowiadają tym rodzajom.

Przeprowadźmy na rys. 37 prostą przez dwa dowolne węzły sieci; prowadząc proste do niej równoległe, a także wykreślając szeregi prostych równoległych o innych odstępach pomiędzy węzłami, przekonamy się, że im odstęp pomiędzy węzłami są większe tem odległości pomiędzy prostymi są mniejsze. To samo odnosi się do płaszczyzn siatkowych czyli do sieci płaskich. Odwrotnie, im sieć płaska jest gęściej pokryta węzłami tem odstęp od najbliższej do niej równoległej jest większy. Również jest widoczne, że płaszczyzny będące ścianami równoległościanów elementarnych są najgęściej pokryte węzłami sieci, a więc odległości pomiędzy temi płaszczyznami są w sieci przestrzennej największe. Jeżeli następnie założymy, że węzły sieci przestrzennej są środkami ciężkości cząsteczek, z których kryształ się składa, to uznać musimy, że najmniejsze przyciąganie zachodzi pomiędzy temi płaszczyznami, pomiędzy którymi jest odległość największa, a zatem równoległe do tych

plaszczyzn kryształ najłatwiej pęka. Tak więc podanymi wyżej elementarnymi równoległościanami w sposób przystępny możemy wytłumaczyć kierunki łupliwości w kryształach różnych rodzajów.

Jednak wskazana niewielka ilość rodzajów sieci przestrzennych jest niedostateczna do wyjaśnienia wszystkich własności kryształów, mianowicie choćby trzydziestu dwu rodzajów symetryczności. Aby wyprowadzić wszystkie możliwe zbiory punktów jednostajnie ułożonych w przestrzeni, należy zastosować do sieci elementarnych równoległościanów następujące operacje geometryczne i ich połączenia: (1) przesunięcie równoległe, (2) obrót, (3) połączenie przesunięcia z obrotem czyli obrót śrubowy, (4) odzwierciedlenie, (5) połączenie odzwierciedlenia z operacjami poprzednimi. Innymi słowy z sieci najprostszyc, elementarnych, otrzymujemy sieci złożęnsze w ten sposób, że w sieć daną niejako wplątamy sieć drugą, poddając pierwszą jednej z operacyj wymienionych a także połączeniu tych operacyj. Gdy poddamy sieci elementarne wszystkim tym operacjom to otrzymamy 230 rodzajów jednostajnego rozłożenia punktów w przestrzeni, czyniących zadość jednorodności krystalicznej.

§ 85. Dyfrakcja promieni-X. Zjawiska świetlne zachodzą w kryształach tak, jak opisaliśmy wyżej, gdy stosujemy światło widzialne, t. j. światło o dość znacznej długości fali; gdy zaś zastosujemy światło niewidzialne, takie które uwidacznia dopiero płyta fotograficzna i którego fale są znacznie krótsze od fal światła widzialnego a nawet od fal światła pozafioletkowego, mianowicie promieni-X, to kryształ dla tych promieni jest siatką dyfrakcyjną. Promienie-X uginają się od atomów kryształu i interferują pomiędzy sobą. Gdy bardzo cienką wiązkę promieni-X przepuszczamy przez płytkę kryształu to, po przejściu przez nią, na płycie fotograficznej, umieszczonej za płytką kryształu, wywołuje ona, oprócz plamki środkowej, pochodzącej od promieni nieugiętych, plamki boczne, będące skutkiem największego natężenia interferujących promieni przez ich ugięcie się od atomów kryształu. Z układu tych plamek, z ich odległości wzajemnej oraz z odległości płytki fotograficznej od płytki badanej, drogą odpowiedniego rachunku możemy wyliczyć, jak i w jakich od siebie odległościach leżą w kryształce atomy pierwiastków chemicznych substancji z której kryształ się składa.

Gdy jednorodne promienie-X odbijają się od powierzchni kryształu, to również zachodzi ich interferencja, tak samo jak zachodzi ona w promieniach światła widzialnego odbitych od nieprzezroczystej siatki dyfrakcyjnej. Pomiaru dokonane na podstawie zjawisk, które opisujemy obecnie, dają wyniki bardzo wielkiej wagi, mianowicie stwierdzają one, że istotnie kryształy są zbudowane na podobieństwo sieci przestrzennych, następnie, że składają się one nie z cząsteczek, ale z atomów pierwiastków chemicznych, nakoniec pomiary te dają wystarczającą podstawę nie tylko do oznaczenia rodzaju sieci przestrzennej, której są węzłami, ale nawet do ilościowego jej wyznaczenia

t. j. do obliczenia długości krawędzi równoległoscianów elementarnych. Odkryć tych dokonano niedawno, ale już znaczna jest ilość ciał poznanych w tym względzie zupełnie dokładnie. Podamy tu kilka przykładów najprostszych.

Grafit (*C*). Równoległoscian, tworzący sieć przestrzenną tego ciała, jest to romboedr bardzo wydłużony w kierunku osi L_3 . Kąt krawędzi na ścianie romboedru w wierzchołku, leżącym na wymienionej osi, wynosi $39^{\circ}45'$. Długość krawędzi mierzy $0,370 m\mu$ ($1 m\mu = 10^{-6} mm$). Dwie takie sieci romboedryczne są wplecione jedna w drugą w ten sposób, że jedna względem drugiej jest przesunięta w kierunku osi L_3 na $\frac{1}{3}$ jej długości. A więc sieć przestrzenna atomów węgla składa się z trzech przesuniętych względem siebie i kolejno się powtarzających płaszczyzn, na których atomy węgla leżą w wierzchołkach umiarowych sześciokątów. Odległość pomiędzy temi płaszczyznami wynosi $0,341 m\mu$ a bok sześciokąta $0,145 m\mu$.

Sól kamienna (*NaCl*). Na wierzchołkach sześciątów długości krawędzi $0,549 m\mu$ naprzemian leżą atomy chloru i sodu.

Galenit (*PbS*). Atomy ołowiu i siarki są ułożone tak samo jak atomy sodu i chloru w kryształach soli kamiennej. Krawędź elementarnego sześciątka $0,594 m\mu$.

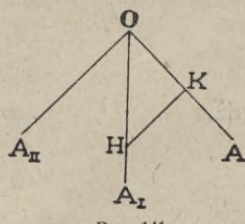
Odkrycia te wraz z wiadomościami spóczesnemi o pierwiastkach chemicznych i ich atomach, mianowicie wiadomości płynące z poznania promieniotwórczości i promieni-X, zupełnie w nowem świetle stawiają przed naszymi oczami ciało stałe. Przedewszystkiem pojęcie cząsteczki chemicznej w stanie kryształicznym traci znaczenie. Dlatego też w książce niniejszej o ile możności unikano tego wyrazu a zastępowano go wyrazem „najmniejsza cząstka materjalna“, albo „element materjalny“. Widzimy z odkryć opisanych powyżej, że mamy poniekąd prawo zapatrywać się na kryształ jak na wielką jedną cząsteczkę składającą się z atomów regularnie ułożonych. Stąd dalej rodzi się myśl, że siły chemiczne, które w cieczach i gazach wiążą atomy w cząsteczkę czyli drobinę, są identyczne z temi siłami, które w stanie stałym, t. j. kryształicznym, utrzymują atomy w szyku sieci przestrzennej. Natury jednak tych sił jeszcze nie znamy. Nie możemy więc odpowiedzieć na zapytanie, dlaczego ten lub ów zespół atomów jest w równowadze właśnie w tej a nie w innej sieci przestrzennej. Tak samo nie możemy przepowiadać czegokolwiek o tych własnościach kryształu, które w istocie swej zależą od praw rządzących siłami molekularnemi, jak spójność, rozszerzanie się cieplne, piroelektryczność i t. p. Ale są takie własności fizyczne, które moglibyśmy w szczegółach wyprowadzić z teorii sieci przestrzennych, są to mianowicie te zjawiska, w których atomy kryształu wykonywają tak małe odchylenia od położenia ich równowagi t. j. od węzłów teoretycznej sieci przestrzennej, że ruchy te moglibyśmy traktować tylko jako prostolinijne przesunięcia. Jednak nie zbudowano jeszcze jednolitej teorii zjawisk fizycznych w kryształach, opartej na

podstawie atomistycznej. Dotychczas są tylko próby oddzielne, nieobejmujące całokształtu zjawisk krystalograficznych, niedoprowadzone do szczegółów ostatecznych albo wymagające hipotez dodatkowych. A zatem to jest pole badań przyszłości, w której przedewszystkiem należy oczekiwać takiej teorii molekularnej stanu stałego, z której będą wynikały wszystkie własności fizyczne ciała jednorodnego różnokierunkowego tylko z jego budowy siatkowej bez jakichkolwiek hipotez dodatkowych.

Co zaś do uzgodnienia faktu budowy siatkowej kryształów z atomów i elektronowej budowy atomów, to tymczasem zakładamy, że sieć przestrzenna kryształów składa się z pojedynczych atomów elementarnych substancji chemicznych i z elektronów. Oba te rodzaje partykuł w związku sieci przestrzennej są równorzędne i spóldziałają na siebie siłami jednego rodzaju. Sieć przestrzenna jest periodycznym powtórzeniem grupy atomów i elektronów a grupa ta jest elektrycznie obojętna. A czy elektron należy do tego czy innego atomu, to w sieci przestrzennej jest tylko różnicą ilościową i nie wpływa na rodzaj sieci. Słowem, jako elementarne węzły sieci przestrzennej uważamy małe, ciężkie, dodatnie jądra atomowe i wielkie, lekkie, odjemne elektrony.

§ 86. Prawo pasów a symetryczność. Jak widzimy, spostrzeżenia potwierdzają hipotezę, że najdrobniejsze cząstki materjalne, z których kryształ się składa, leżą w nim tak, jak węzły w sieci przestrzennej. Hipotezę tę przyjęliśmy w § 33 na to, aby dowieść, że utworami analogicznymi kryształom są powtórzenia kalejdoskopowe tylko tych skojarzeń płaszczyzn zwierciadlanych, w których płaszczyzny te tworzą kąty: $\frac{\pi}{1}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{6}$. Jedynie tylko chęć podania dowodu jaknajprostszego, któryby wymagał od czytelników początkujących jaknajmniej wiadomości przygotowawczych, była powodem uciekania się w § 33 do sieci przestrzennej. Możemy jednak przeprowadzić dowód omawiany bez założeń o ustroju ciała stałego i bez odwoływania się do jego własności fizycznych, licząc się tylko z geometrycznymi własnościami kryształów. Możemy dowieść mianowicie, że kryształom, jako wielościanom podległym prawu pasów, właściwe są osi przystawania tylko dwu-, trzy-, cztero- i sześciokrotnego, t. j. o amplitudzie $\frac{2\pi}{2}, \frac{2\pi}{3}, \frac{2\pi}{4}$ i $\frac{2\pi}{6}$.

Niechaj punkt O będzie środkiem kryształu. Przez O niechaj przechodzi prostopadła do płaszczyzny rys. 141, prosta OL , będąca osią przystawania n -krotnego. Prostopadła do OL prosta OA niech będzie równoległa do jakiejś krawędzi kryształu. Jeżeli OL jest osią przystawania n -krotnego, to na płaszczyźnie rys. 141 co $\frac{2\pi}{n}$ leży prosta $A_I, A_{II} \dots$ homologiczna prostej A t. j. równoległa do krawędzi kryształu.



Rys. 141.

Prosta HK niech będzie śladem ściany kryształu, prostopadłej do OA i równoległej do OL . Jeżeli $OH=1$, to $OK = \cos \frac{2\pi}{n}$. Oczywista więc, że $h:k:l$ tej ściany, której śladem na rys. 141 jest prosta HK , mają się jak $1 : \cos \frac{2\pi}{n} : 0$.

Z prawa pasów wynika, że liczby h, k, l są całkowite, w takim więc razie liczba $\cos \frac{2\pi}{n}$ jest wymierna.

Wiadomo, że dostawę wielokrotności kąta $\cos n\alpha$ dostawą tego samego kąta $\cos \alpha$ wyraża wzór następujący:

$$\begin{aligned} \cos n\alpha &= 2^{n-1}(\cos \alpha)^n - \frac{n}{1}2^{n-3}(\cos \alpha)^{n-2} + \frac{n(n-3)}{1 \cdot 2}2^{n-5}(\cos \alpha)^{n-4} - \\ &- \frac{n(n-4)(n-5)}{1 \cdot 2 \cdot 3}2^{n-7}(\cos \alpha)^{n-6} + \frac{n(n-5)(n-6)(n-7)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4}2^{n-9}(\cos \alpha)^{n-8} - \dots \end{aligned}$$

Pomnożmy wyraz ten przez dwa. Otrzymamy:

$$\begin{aligned} 2 \cos n\alpha &= (2 \cos \alpha)^n - \frac{n}{1}(2 \cos \alpha)^{n-2} + \frac{n(n-3)}{1 \cdot 2}(2 \cos \alpha)^{n-4} - \\ &- \frac{n(n-4)(n-5)}{1 \cdot 2 \cdot 3}(2 \cos \alpha)^{n-6} + \frac{n(n-5)(n-6)(n-7)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4}(2 \cos \alpha)^{n-8} - \dots \quad (I) \end{aligned}$$

Rzecz jasna, że $2 \cos n \left(\frac{2\pi}{n} \right) = 2$. Gdy położymy w (I) $\alpha = \frac{2\pi}{n}$, otrzymamy:

$$\begin{aligned} 2 \cos n \left(\frac{2\pi}{n} \right) &= \left(2 \cos \frac{2\pi}{n} \right)^n - a_1 \left(2 \cos \frac{2\pi}{n} \right)^{n-2} + a_2 \left(2 \cos \frac{2\pi}{n} \right)^{n-4} - \\ &- a_3 \left(2 \cos \frac{2\pi}{n} \right)^{n-6} + a_4 \left(2 \cos \frac{2\pi}{n} \right)^{n-8} - \dots = 2 \dots \dots \quad (II) \end{aligned}$$

gdzie

$$a_1 = -\frac{n}{1}$$

$$a_2 = \frac{n(n-3)}{1 \cdot 2}$$

$$a_3 = -\frac{n(n-4)(n-5)}{1 \cdot 2 \cdot 3}$$

$$a_4 = \frac{n(n-5)(n-6)(n-7)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4}$$

.....

$$a_r = (-1)^r \frac{n(n-r-1) \dots (n-2r+1)}{r!}$$

Oczywista, że $a_1, a_2, a_3, a_4 \dots a_r$ są to liczby całkowite. Ale w takim razie i $2 \cos \frac{2\pi}{n}$ jest liczbą całkowitą. Gdyby bowiem nie była ona liczbą całą, to jako liczba wymierna byłaby ułamkiem $\frac{p}{q}$, gdzie p i q są liczby względem siebie pierwsze, i w takim razie po wstawieniu $\frac{p}{q}$ w (II) na miejsca $2 \cos \frac{2\pi}{n}$ byłoby:

$$\frac{p^n}{q^n} - a_1 \frac{p^{n-2}}{q^{n-2}} + a_2 \frac{p^{n-4}}{q^{n-4}} - a_3 \frac{p^{n-6}}{q^{n-6}} + \dots = 2$$

albo

$$\frac{p^n}{q} = 2q^{n-1} + a_1 p^{n-2} q - a_2 p^{n-4} q^3 + a_3 p^{n-6} q^5 - \dots$$

co jest niemożliwe, bo $\frac{p^n}{q}$ jest ułamek, a $2q^{n-1} + a_1 p^{n-2} q - a_2 p^{n-4} q^3 + a_3 p^{n-6} q^5 - \dots$ jest liczba cała. Stąd wynika, że $2 \cos \frac{2\pi}{n}$ jest liczbą całą. A ponieważ $\left| 2 \cos \frac{2\pi}{n} \right| \leq 2$ więc wartości $2 \cos \frac{2\pi}{n} = 0, \pm 1, \pm 2$, a $\cos \frac{2\pi}{n} = 0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1$, skąd $n = 1, 2, 3, 4, 6$. Że zaś kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi są dwa razy mniejsze od amplitud osi przystawiania, więc wartości tych kątów są: $\frac{\pi}{1}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{6}$.

Szczegóły tego dowodu czytelnik znajdzie w dziełach następujących: Harold Hilton, M. A. „Mathematical crystallography“, Oxford, Clarendon, 1903, str. 43; E. W. Hobson „Trygonometria płaska“, przełożył Wł. Wojtowicz, Warszawa, E. Wende, 1917, str. 113; Dr. E. Hammer „Lehr- und Handbuch der ebenen und sphärischen Trigonometrie“, Stuttgart, J. B. Metzler, 1923, str. 208.

CZEŚĆ DRUGA.

A. Opis trzydziestu dwu rodzajów krystalograficznych.

I. Kryształy trójskośne.

| $s(1)$ | Kryształy trójskośne. | | | | | |
|--------|-----------------------|--------------|---------------|---------------|------------------|------------------|
| $s(2)$ | $s(2')$ | $s(2\ 2\ 2)$ | $s(2' 2' 2')$ | $s(2' 2' 2)$ | $s(2'' 2'' 2'')$ | |
| $s(4)$ | $s(4')$ | $s(4\ 2\ 2)$ | $s(4' 2' 2')$ | $s(4' 2' 2)$ | $s(4\ 2' 2')$ | $s(4'' 2'' 2'')$ |
| $s(3)$ | $s(3')$ | $s(3\ 2\ 2)$ | $s(3' 2' 2')$ | $s(3\ 2' 2')$ | | |
| $s(6)$ | $s(6')$ | $s(6\ 2\ 2)$ | $s(6' 2' 2')$ | $s(6' 2' 2)$ | $s(6\ 2' 2')$ | $s(6'' 2'' 2'')$ |
| | | $s(3\ 2\ 3)$ | $s(3' 2' 3')$ | | | |
| | | $s(4\ 2\ 3)$ | $s(4' 2' 3')$ | $s(4' 2' 3)$ | | |

§ 87. Własności ogólne kryształów trójskośnych. Kryształy, których własności fizyczne odpowiadają przypadkom symetryczności $s(1')$ i $s(2'' 2'' 2'')$, jak wnosimy z tych symbolów, nie mają ani płaszczyzny odbicia P , ani osi przystawiania L_n . Z powodu więc tej ich małej symetryczności możemy w nich obrać na krawędzi osiowe czworosięciu jednostkowego każde trzy dowolne krawędzi kryształu, nie leżące na jednej płaszczyźnie, a na ścianę jednostkową możemy obrać którąkolwiek ścianę kryształu, przecinającą wszystkie te trzy krawędzi osiowe. Wobec wspomnianego braku płaszczyzn odbicia i osi przystawiania kształt czworosięciu jednostkowego w obu tych rodzajach jest trójskośny, t. j. wszystkie trzy odcinki, odcięte od krawędzi osiowych ścianą jednostkową, są nierówne i kąty pomiędzy krawędziami osiowymi są nierówne, oraz żaden z nich nie jest równy kątowi prostemu. A więc każdą substancję, której kryształy należą do jednego z dwu wymienionych rodzajów

trójskośnych, charakteryzuje pięć od siebie niezależnych wielkości, mianowicie trzy kąty: $\alpha = \angle YOZ$, $\beta = \angle XOZ$, $\gamma = \angle XOY$, i stosunek trzech odcinków, odciętych od krawędzi osiowych ścianą, którą obraliśmy na jednostkową, t. j. $a : b : c$, gdzie $b = 1$.

Ten kształt czworościanu jednostkowego właściwy jest kryształom rodzaju jednościanów trójskośnych $s(1')$ i kryształom rodzaju dwuścianów trójskośnych $s(2''2''2'')$, jak podaliśmy na początku ustępu niniejszego w tablicy symbolów przypadków symetrycznych.

Stwierdza się powszechnie, że najprostsze znaki ścian, t. j. liczby wyznaczające najbliższe jedności, otrzymujemy wtedy, gdy na ściany osiowe czworościanu jednostkowego obieramy albo ściany najwięcej rozwinięte na kryształ, t. j. ściany, których pole jest największe, albo płaszczyzny wybitne pod jakimkolwiek względem fizycznym, np. płaszczyzny łupliwości, lub te płaszczyzny, względem których są symetryczne części dwojaków (kryształów bliźnięcych).

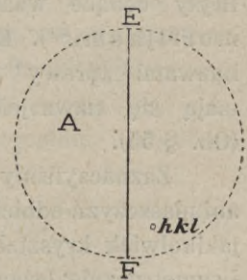
W kryształach trójskośnych każde dwa kierunki nierównoległe są fizycznie nierówne, więc gdy łupliwość zachodzi w kilku kierunkach kryształu, w każdym z nich jest ona różnego stopnia.

Kryształy trójskośne są optycznie dwuosiowe, bo każde trzy wzajemnie prostopadłe kierunki są w nich fizycznie nierówne. Ponieważ nie mają one ani płaszczyzn odbicia ani osi przystawiania, przeto w każdej długości fali świetlnej główne kierunki optyczne leżą w kryształach inaczej i zawsze bez związku z kierunkami krawędzi kryształu. Zachodzi więc w nich skośne znikanie światła na wszystkich ścianach kryształu, przytem jest ono nierówne w różnych długościach fali świetlnej a więc zachodzi w nich dyspersja asymetryczna zarówno osi optycznych jak ich płaszczyzn.

1. Rodzaj jednościanów trójskośnych. (Kryształy tryklinicznie pedjonalne*). $s(1') \equiv 0P, 0L, 0C \equiv 1\Pi^{(hkl)}$. (Rys. 142, 143).

§ 88. Własności ogólne rodzaju jednościanów trójskośnych. Rodzaj symetryczności, obejmujący wszystkie kryształy, które odpowiadają przypadkowi symetrycznemu $s(1')$, i konieczność jego istnienia, wynika z pojęcia jednej płaszczyzny zwierciadlanej, której nadaliśmy znaczenie płaszczyzny obrotu.

Wyobraźmy sobie kulę A (rys. 142), przez której środek przeprowadzono płaszczyznę zwierciadlaną EF , i mianujmy tę płaszczyznę płaszczyzną obrotu, oraz załóżmy na powierzchni kuli punkt (hkl) , nie leżący na płaszczyźnie zwierciadlanej. Jedna płaszczyzna obrotu nie powoduje powtórzenia punktu założonego na powierzchni kuli. Gdy więc ze środka kuli przeprowadzimy do tego

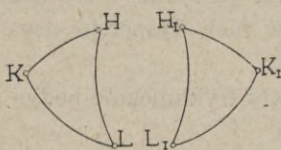


Rys. 142.

*) τρεῖς = trzy; κλίνω = kłonię, zginam, nachylam, pochylam się; τὸ πῶλον = = płaszczyzna.

punktu prostą, to w utworze opisanym nie powtórzy się ona. Innemi słowy w tym przypadku symetrycznym każdy kierunek jest jedyny i nie ma innego sobie równego. Zatem kryształy tego rodzaju są zupełnie niesymetryczne, każdy jest chejralny (§ 55). Oba zwroty każdej prostej w nich przeprowadzonej są fizycznie nierówne. Każda ściana kryształu tego rodzaju jest fizycznie odmienna od wszystkich pozostałych jego ścian, j. j. każda ściana stanowi samoistną formę krystalograficzną, której istnienie lub brak jest symetrycznie niezależny od istnienia lub braku którejkolwiek ze ścian pozostałych. Formę krystalograficzną, składającą się tylko z jednej ściany, nazywamy jednościanem lub pedjonem, stąd nazwa podana w tytule paragrafu niniejszego, każdy bowiem rodzaj będziemy nazywali nazwą tej postaci krystalograficznej, która jest w nim ogólna, dodając do niej nazwę kształtu czworościanu jednostkowego.

Wobec prawa kątów stałych rozkład kierunków w kryształach charakteryzuje się tylko ich wzajemnem nachyleniem, t. j. wielkością kątów pomiędzy nimi, a nie ich położeniem absolutnem. A więc wyobraźmy sobie jakiś kryształ rodzaju jednościanów trójskośnych i zaznaczmy w nim jakieś trzy kierunki H, K, L . W drugim kryształach tej samej substancji takie same trzy kierunki H_1, K_1, L_1 , t. j. kierunki o tych samych własnościach fizycznych co H, K, L , tworzą te same kąty, t. j. $\angle HK = \angle H_1K_1$, $\angle HL = \angle H_1L_1$, $\angle KL = \angle K_1L_1$. Ale te same kąty są możliwe w kącie bryłowym i w jego odzwieriedleniu. Innemi słowy trzy kierunki omawiane, zachowując te same kąty pomiędzy sobą, t. j. podlegając prawu kątów stałych, mogą tworzyć albo kon-



Rys. 143.

figurację HKL , albo konfigurację $H_1K_1L_1$ (rys. 143), które są wzajemnem odzwieriedleniem. To znaczy, że kryształy jednej substancji, krystalizującej się w tym rodzaju symetryczności, mogą mieć kształt i własności fizyczne, wyrażające się takimi wielościanami, że jedne są odzwieriedleniem drugich. Przykład takich dwu wielościanów mamy na rysunku 144 i 145*)

Bryły będące wzajemnem swem odzwieriedleniem nazywamy enantjomorfijnemi**). Enantjomorfijne wielościany przyjęto oddawna odróżniać nazwami „prawy“ i „lewy“ przez analogję do ludzkich dłoni, które też mają się nawzajem do siebie jak przedmiot do swego odzwieriedlenia. (Ob. § 55).

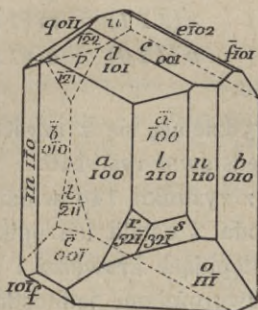
Zaznaczyliśmy już wyżej, że w rodzaju jednościanów trójskośnych niema ani płaszczyzn odbicia ani osi przystawania t. j. niema takiej płaszczyzny, któraby jakikolwiek kryształ tego rodzaju dzieliła na dwie części symetrycznie równe i symetrycznie leżące, ani też niema takiej prostej, aby kryształ obrócony około niej o kąt mniejszy od 360° przysłał sam do siebie. Każda więc ściana kry-

*) Są to kryształy czterowodnego dwuwianianu strontowego $SrH_2(C_4H_4O_6)_2 \cdot 4H_2O$.

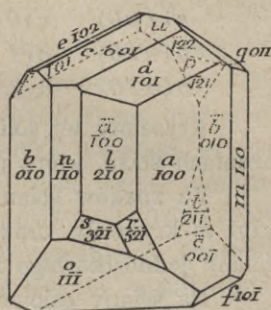
***) $\epsilon\nu\alpha\nu\tau\iota\omicron\varsigma$ = przeciwny, przeciwległy; $\acute{\eta}$ μορφή = forma, postać.

ształów rodzaju omawianego jest jednokierunkowa Π_1 , t. j. wszystkie zjawiska zachodzą na niej niesymetrycznie względem jej krawędzi, tak, że ani nie dzieli się ona na części symetrycznie równe i symetrycznie leżące, ani obrócona dokoła swej normalnej o kąt mniejszy od 360° nie przystaje sama do siebie.

Każda ściana kryształu $s(l')$ może być płaszczyzną bliźniącą, a każda jego krawędź może być osią bliźniącą, ponieważ nie są one zgodne z płaszczyznami odbicia i z osiami przystawania, gdyż niema ich w rodzaju omawianym. Po-



Rys. 144.



Rys. 145.

niem kryształy rodzaju jednościanów trójskośnych są asymetryczne, więc gdy jedna jakaś ściana (hkl) jest płaszczyzną bliźniącą, to możliwe są dwa rodzaje dwojaka.

1. Dwojak stanowią dwa wielościany, prawy i lewy, leżące symetrycznie względem ściany (hkl).

2. Połowami kryształu bliźniącego są dwa wielościany prawe albo dwa wielościany lewe; z nich jeden względem drugiego jest obrócony o 180° około normalnej tej ściany, którą się stykają obie połowy dwojaka, przyczem osią bliźniącą jest albo krawędź wspólna obu połowom, albo prosta prostopadła do wspólnej krawędzi, leżąca na płaszczyźnie wspólnej. Ścianą wspólną obu połowom dwojaka jest zazwyczaj płaszczyzna największej łupliwości, a wspólną krawędzią jest kierunek przecięcia się z tą płaszczyzną płaszczyzny łupliwości mniej doskonałej.

Jako asymetryczne, kryształy rodzaju $s(l')$ mogą kołowo polaryzować światło, okazując na każdej osi optycznej skręcenie różnej wielkości i różnego znaku.

W rodzaju omawianym oba promienie każdej prostej są fizycznie niejednoznaczne, a więc w każdym kryształcie należącym do tego rodzaju możliwe są zjawiska piroelektryczne na zwrotach każdej prostej. Ładunki elektryczne, powstające przez zmianę temperatury kryształu, rozkładają się na jego powierzchni asymetrycznie, przyczem przeciwległe części kryształu otrzymują ładunki przeciwnego znaku.

| s(l'). Rodzaj jednościanów trójskośnych. 0P, 0L, 0C. | | |
|--|-------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Jednościany | (hkl) | 1Π ₁ |

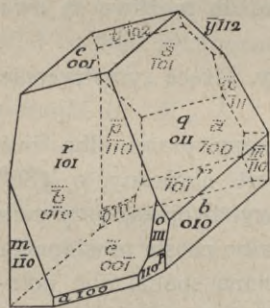
§ 89. Sześciowodny tiosiarczan wapniowy: $\text{CaS}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$; $a:b:c = 0,7847:1:1,5179$; $\alpha = 72^\circ 24'$, $\beta = 98^\circ 32'$, $\gamma = 92^\circ 40'$; (G. Wulff).

| | | | | | |
|-----------------|-----------------|----------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------|
| $a(100)$ | $c(001)$ | $o(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ | $p'(\bar{1}\bar{1}0)$ | $r(101)$ | $q(011)$ |
| $a'(\bar{1}00)$ | $c'(00\bar{1})$ | $x'(\bar{1}\bar{1}1)$ | $m(1\bar{1}0)$ | $s'(\bar{1}01)$ | $t'(\bar{1}02)$ |
| $b'(0\bar{1}0)$ | $o(111)$ | $p(110)$ | $m'(\bar{1}10)$ | $r'(\bar{1}0\bar{1})$ | $y'(\bar{1}12)$ |
| $b(010)$ | Rys. 146. | | | | |

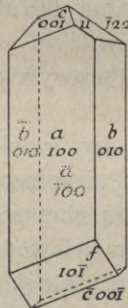
Kryształy tej soli wydzielają się z czystego roztworu wodnego w połączeniach ścian, które przedstawia rys. 146.

Ze znaków ścian i z rysunku 146 widzimy, że krystalograf, który oznaczył te kryształy, oraz podał i ustalił ich opis, wybrał na elementy czworoscianu jednostkowego następujące krawędzie i ściany.

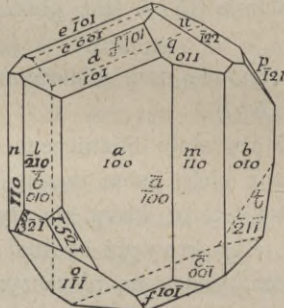
Na ściany osiowe czworoscianu jednostkowego wybrał on ściany a' , b' i c' , t. j. nadał ścianie a' znak $(\bar{1}00)$, ścianie b' $(0\bar{1}0)$, ścianie c' $(00\bar{1})$, czyli na krawędź osiową OX obrał on oś pasa ścian: $cqb'c'b'$, na krawędź OY



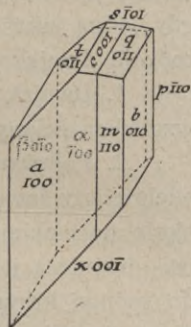
Rys. 146.



Rys. 147.



Rys. 148.



Rys. 149.

oś pasa $arct's'a'rc'$ na krawędź OZ oś pasa $mapbm'a'p'b'$, a na ścianę jednostkową obrał ścianę o t. j. nadał jej znak (111) .

Kryształy soli omawianej wykazują łupliwość zupełną równoległą do ściany $a(100)$.

Na wszystkich ścianach omawianego tiosiarczanu, mających pole nieco znaczniejsze, czyli, jak mówią zwykle, na ścianach bardziej rozwiniętych, obserwowano skośne znikanie światła.

§ 90. Czworowodny kwaśny prawy winian strontowy: $\text{SrH}_2(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$; $a:b:c = 1,2136:1:0,9630$; $\alpha = 66^\circ 53'$, $\beta = 102^\circ 48'$, $\gamma = 105^\circ 40'$; (A. Traube).

| | | | | | |
|-----------------|-----------------------|----------------------|----------------|----------------------|-------------------|
| $a(100)$ | $b(010)$ | $c(001)$ | $n(1\bar{1}0)$ | $l(\bar{2}10)$ | Rys.
147, 148. |
| $a'(\bar{1}00)$ | $b'(0\bar{1}0)$ | $c'(00\bar{1})$ | $f(10\bar{1})$ | $s(3\bar{2}\bar{1})$ | |
| $d(101)$ | $m(110)$ | $o(1\bar{1}\bar{1})$ | $f'(101)$ | $r(5\bar{2}\bar{1})$ | |
| $u(\bar{1}22)$ | $t'(\bar{2}1\bar{1})$ | $e'(102)$ | $q(011)$ | $p(\bar{1}21)$ | |
| | | | | | |

Najczęstsze połączenie ścian na kryształach tej soli mamy wyobrażone na rys. 147. Takie kryształy omawianego winianu strontowego wydzielają się

z jego czystych roztworów wodnych. W roztworach zawierających znaczny nadmiar kwasu winnego powstają kryształy tej soli daleko bogatsze w ściany. Rys. 148 oraz rys. 144 i 145 przedstawiają połączenia wszystkich ścian obserwowanych na kryształach soli omawianej.

Jednościany l , r , s , i p powstają w roztworach zawierających oprócz nadmiaru kwasu winnego jeszcze nieco winianu barowego. Jednościan $b(010)$ bywa pokryty zaokrąglonymi pagórkami, a jednościan $b'(0\bar{1}0)$ ma delikatne kreskowanie równoległe do krawędzi $b|f$ t. j. $(010)|(10\bar{1})$. Dowodzi to odmienności fizycznej tych dwu ścian sobie równoległych. Taką samą nierówność ścian równoległych wykazują również pedjony $a(100)$ i $a'(\bar{1}00)$, mianowicie na jednościanie $a(100)$ bywają miseczkowate wgłębienia, których nigdy nie dostrzegano na jednościanie $a'(\bar{1}00)$. Stwierdzono to wielokrotnie na dwu kryształach rosnących jednocześnie w jednym roztworze i ułożonych tak, że jednościan $a(100)$ jednego kryształu przebywał zupełnie w takich samych warunkach wzrostu jak jednościan $a'(\bar{1}00)$ kryształu drugiego. Figury wytrawione na jednościanie $a(100)$ i na jednościanie $a'(\bar{1}00)$ też wyraźnie są odmienne.

Nierówność fizyczną ścian równoległych na kryształach substancji omawianej potwierdzają również zjawiska piroelektryczne. Mianowicie jednościany $a(100)$, $c'(00\bar{1})$ i $n(1\bar{1}0)$ na kryształach stygnących przybierają ładunek dodatny, a jednościany do nich równoległe: $a'(\bar{1}00)$, $c(001)$ i $m(110)$ elektryzują się odjemnie.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do ściany $a(100)$.

W płytkach równoległych do jednościanu $a(100)$ t. j. na płaszczyźnie łupliwości widoczne są obrazy interferencyjne obu osi optycznych na brzegu pola widzenia konoskopu*). Z tego wnosimy, że pierwsza dwusieczna i płaszczyzna osi optycznych tworzy z jednościanem $a(100)$ kąt nierówny prostemu. Gdyby bowiem płaszczyzna osi optycznych i pierwsza dwusieczna były do $a(100)$ prostopadłe, to obraz byłby w środku pola widzenia. Ślad płaszczyzny osi optycznych na ścianie (100) tworzy z krawędzią $a|b$ t. j. z krawędzią $(100)|(010)$ kąt 67° , a do krawędzi $a|c$ t. j. do $(100)|(001)$ jest prawie równoległy, leży więc na ścianie tej niesymetrycznie.

§ 91. Dwuwodny żelazocjanek rubidowy: $Rb_4Fe(CN)_6 \cdot 2H_2O$;
 $a : b : c = 1,8060 : 1 : 1,0585$; $\alpha = 96^\circ 37'$, $\beta = 108^\circ 51'$, $\gamma = 87^\circ 33'$; (Wagner).

$a(100)$ $b(010)$ $c(001)$ $t(0\bar{1}1)$ $q(011)$ $p(\bar{1}10)$
 $a(100)$ $\beta(0\bar{1}0)$ $m(110)$ $k(0\bar{1}\bar{1})$ $s(\bar{1}01)$ Rys. 149.

Z roztworu nasyconego na gorąco i powolnie stygnącego sól ta krystalizuje się w pięknych, lśniących, jasnożółtych kryształach, które są połączeniem form przedstawionych na rys. 149.

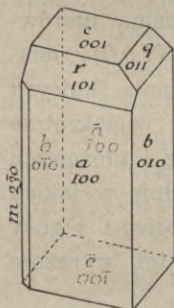
*) $\delta \chi\omega\nu\sigma\varsigma$ = stożek, $\sigma\kappa\omicron\pi\acute{\epsilon}\omega$ = obserwuję, oglądam; konoskop = przyrząd do spostrzeżeń w zbieżnym świetle spolaryzowanym, czyli w „stożku“ promieni, a właściwie w ich „snopie“.

§ 92. **dd'-chlorowinian luteotrójetylenodwuaminu kobaltowego:**

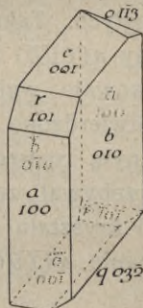
$\text{Co}(\text{NH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{NH}_2)_3 \cdot \text{ClC}_4\text{H}_4\text{O}_6$; $a : b : c = 0,6211 : 1 : 0,6521$; $\alpha = 102^\circ 20'$
 $\beta = 101^\circ 16'$, $\gamma = 95^\circ 16'$; (F. M. Jaeger).

$a(100)$ $b(010)$ $c(001)$ $r(101)$ $m(230)$
 $a'(\bar{1}00)$ $b'(0\bar{1}0)$ $c'(00\bar{1})$ $q(011)$ Rys. 150.

Duże błyszczące brunatnożółte kryształy tej substancji mają kształt połączenia rys. 100. Ściana $m(230)$ zazwyczaj jest bardzo wąska, a na wielu kryształach niema jej wcale. Na wszystkich ścianach znikanie światła skośne.



Rys. 150.



Rys. 151.

§ 93. **dd'-bromowinian luteotrójetylenodwuaminu kobaltowego:**

$\text{Co}(\text{NH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{NH}_2)_3 \cdot \text{BrC}_4\text{H}_4\text{O}_6$; $a : b : c = 0,6208 : 1 : 0,6528$;
 $\alpha = 102^\circ 50'$, $\beta = 100^\circ 35'$, $\gamma = 95^\circ 14'$; (F. M. Jaeger).

$a'(\bar{1}00)$ $b'(0\bar{1}0)$ $c'(00\bar{1})$ $r'(\bar{1}0\bar{1})$ $q(03\bar{2})$ Rys.
 $a(100)$ $b(010)$ $c(001)$ $r(101)$ $o(\bar{1}1\bar{3})$ 150.

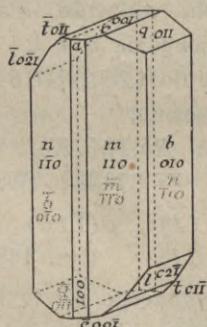
Duże, bardzo połyskujące, przezroczyste kryształy barwy pomarańczowo-brunatnej, jak widzimy z kształtu czworościanu jednostkowego, równopostaciowe ze swym analogonem chlorowym, podanym poprzednio. Zazwyczaj są połączeniem podanym na rys. 151. Na wszystkich ścianach znikanie światła skośne.

§ 94. **Pirochromian potasowy.** Dwuchromian potasu: $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$;

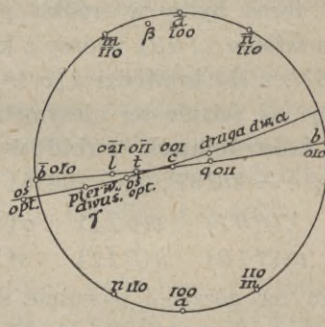
$a : b : c = 0,5575 : 1 : 0,5511$; $\alpha = 82^\circ 0'$, $\beta = 90^\circ 51'$, $\gamma = 83^\circ 47'$; (Schabus).

$a(100)$ $b(010)$ $c(001)$ $q(011)$ $l(0\bar{2}1)$ $t(01\bar{1})$ $m(110)$ $n(\bar{1}\bar{1}0)$
 $a'(\bar{1}00)$ $b'(0\bar{1}0)$ $c'(00\bar{1})$ $q'(0\bar{1}\bar{1})$ $l'(02\bar{1})$ $t'(0\bar{1}1)$ $m'(\bar{1}\bar{1}0)$ $n'(\bar{1}10)$ Rys. 152.

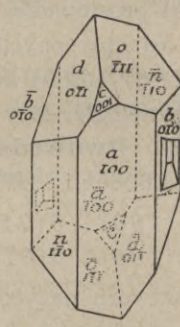
Kryształy tej soli, pospolicie i oddawna znane, zazwyczaj ograniczone są jednościanami sobie równoległymi, z tego więc powodu oddawna uchodziły



Rys. 152.



Rys. 153.



Rys. 154.

za kryształy rodzaju dwuścianów trójskośnych $s(2''2''2'')$ jednak dokładniejsze spostrzeżenia okazały, że różne ściany rzekomych dwuścianów stale rozwijają się rozmaicie tak, że powodują wielościany enantjomorfijne. Ponadto stwierdzono

w kryształach pirochromianu potasowego zjawiska piroelektryczne: kryształy te gdy stygną, elektryzują się na ścianie (010) dodatnio, a na $(0\bar{1}0)$ odjemnie.

Łupliwość równoległe do $b(010)$ zupełna, równoległe do $a(100)$ i do $c(001)$ wyraźna.

Dwójłomność dodatna, to znaczy, że pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszej sprężystości optycznej czyli największego współczynnika załamania światła γ . Płaszczyzna osi optycznych jest prawie prostopadła do ściany $c(001)$ i leży pomiędzy ścianami (100) i $(0\bar{1}0)$ niewiele się odchylając od pasa ścian $bqctl$ t. j. do ściany $a(100)$ jest ona prawie równoległa. Na rys. 153 mamy podane w rzucie stereograficznym*) bieguny ścian kryształów pirochromianu potasowego i jego orientację optyczną. Biegun jednej osi optycznej wypada na półkuli dolnej, przeto jest poza obrębem koła projekcyjnego. Ponieważ oś ta z normalną ściany $b(010)$ tworzy kąt nieduży: $7^{\circ}57'$, więc na płytkach odłupanych równoległe do tej ściany w zbieżnych promieniach światła spolaryzowanego widzimy obraz interferencyjny jednej osi optycznej prawie w samym środku pola widzenia konoskopu. Oto dane o orientacji optycznej kryształów pirochromianu potasowego.

| Z normalną ścianą | $(0\bar{1}0)$ | (001) | $(00\bar{1})$ | (100) |
|----------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| pierwsza dwusieczna tworzy kąt . | $23^{\circ} 5'$ | | $76^{\circ} 21'$ | $77^{\circ} 5'$ |
| druga dwusieczna tworzy kąt . . | $68^{\circ} 6'$ | $13^{\circ} 43'$ | | $86^{\circ} 27'$ |
| jedna oś optyczna tworzy kąt . . | $7^{\circ} 57'$ | $77^{\circ} 37'$ | | $76^{\circ} 52'$ |
| druga oś optyczna tworzy kąt . . | $48^{\circ} 23'$ | | $50^{\circ} 29'$ | $79^{\circ} 59'$ |

Zarówno rzut stereograficzny rys. 153, jak tabliczka przytoczona, dowodnie wskazują, że w kryształach trójskośnym niema związku pomiędzy kierunkiem ścian i krawędzi, a jego orientacją optyczną.

§ 95. Kwas l-etylodesmotroposantoninowy: $C_{12}H_{14}OC_2H_5CH(CH_3)COOH$; $a : b : c = 1,1269 : 1 : 0,6013$; $\alpha = 69^{\circ} 40'$, $\beta = 130^{\circ} 47'$, $\gamma = 119^{\circ} 52'$; (L. Brugnatelli).

$a(100)$ $b(010)$ $c(001)$ $n(1\bar{1}0)$ $d(0\bar{1}1)$ $o(\bar{1}11)$ Rys. 154.
 $a'(\bar{1}00)$ $b'(0\bar{1}0)$ $c'(00\bar{1})$ $n'(\bar{1}10)$ $d'(01\bar{1})$ $o'(1\bar{1}\bar{1})$

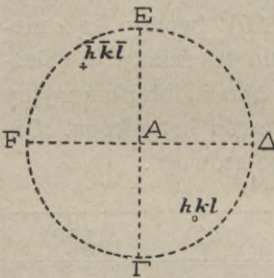
Kryształy rys. 154 mają pozór kryształów $s(2''2''2'')$ ale figury wytrawione, odmienne na ścianach równoległych $b(010)$ i $b'(0\bar{1}0)$, niewątpliwie definiują te kryształy jako $s(1')$. Oprócz tego na ścianie $b'(0\bar{1}0)$ jest bardzo delikatne kreskowanie równoległe do krawędzi $(0\bar{1}0) | (0\bar{1}1)$, którego nigdy nie spostrzegano na ścianie $b(010)$.

*) στερεός = twardy, mocny, podniesiony do trzeciej potęgi, sześcienny, bryłowy.
 γράφω = pisać.

Doskonała łupliwość równoległa do (001) . Na płytkach odtupanych widoczny obraz jednej osi optycznej.

2. Rodzaj dwuścianów trójskośnych. (Kryształy tryklinicznie pinakoidalne*). $s(2''2''2'') \equiv 0P, 0L, C \equiv 2\Pi_1^{hkl}$. Rys. 155 i 166.

§ 96. Własności ogólne rodzaju dwuścianów trójskośnych. Prostopadny trójkąt sferyczny płaszczyzn zwierciadlanych, czyli trzy płaszczyzny zwierciadlane nawzajem sobie prostopadłe, powtarzając się kalejdoskopowo, dzielą na ośm oktantów powierzchnię kuli, zakreślonej dowolnym promieniem z punktu ich przecięcia się jak ze środka (rys. 155). Gdy trzem tym płaszczyznom nadamy znaczenie płaszczyzn inwersji** $s(2''2''2'')$ to fizyczne znaczenie otrzyma co trzecie powtórzenie punktu. Załóżmy w polu trójkąta sferycznego biegun dowolny (hkl) (rys. 155) i powtórzmy go symetrycznie.



Rys. 155.



Rys. 156.

Jego pierwsze powtórzenie, wywołane przez bok $A\Delta$ nie ma znaczenia fizycznego, nie istnieje. Nie istnieje również drugie, otrzymane przez bok AE . Dopiero po odzwierciedleniu się w boku trzecim EF powtórzenie symetryczne bieguna (hkl) nabiera fizycznego znaczenia jako biegun (\overline{hkl}) po drugiej

stronie kuli. (Biegun półkuli dolnej projektujemy z zastosowaniem górnego punktu widzenia i oznaczamy krzyżykiem). Następnie odzwierciedlamy biegun (\overline{hkl}) dalej w tym samym kierunku, t. j. nasamprzód w dolnej części boku FA . To odzwierciedlenie, w myśl definicji inwersji, nie ma znaczenia. Drugie, otrzymane odzwierciedleniem w dolnej części boku AI , też nie istnieje, a dopiero nabiera znaczenia fizycznego po trzecim powtórzeniu w trzeciej płaszczyźnie zwierciadlanej t. j. przez odzwierciedlenie się w boku $I\Delta$. Ale wtedy biegun powraca do punktu pierwotnie założonego, czyli, innymi słowy, każdy biegun założony w tym przypadku symetrycznym ma tylko jeden sobie równy, leżący na przeciwległym zwrocie tej samej średnicy kuli. Wyprowadziliśmy więc formę ogólną $\{hkl\}$ w rodzaju omawianym.

W ten sam sposób będziemy postępowali w przyszłości, gdy będziemy wyprowadzać formy ogólne w każdym przypadku symetryczności. Mianowicie, założymy biegun dowolny w polu trójkąta sferycznego lub taśmy, t. j. pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi i wywołamy wszystkie jego powtórzenia symetryczne, odzwierciedlając go w jednym kierunku we wszystkich płaszczyznach, otrzymanych kalejdoskopowym powtórzeniem kąta $s(r)$ czy

*) $\delta \pi \nu \alpha \xi$ = deska, tablica.

***) *Inwerto* = wywracam na nice; *inversus* = obrócony nawspak.

trójkąta $s(pqr)$, dopóki nie dojdziemy z powrotem do bieguna pierwotnie założonego. Biegun początkowy stale zakładać będziemy jako biegun ściany (hkl) gdzie $h > k > l > 0$.

Biegun (hkl) i jego odzwierciedlenie (\overline{hkl}) otrzymamy w tych samych punktach kuli, bez względu na to, jak przeprowadziliśmy płaszczyzny inwersji, byleby tylko przeszły one przez ten sam punkt, t. j. przez środek kuli i byleby były sobie prostopadłe, t. j. wogóle byleby tworzyły te same kąty. Na dowód tego przytaczamy rys. 50 i 156. Innemi słowy płaszczyzny inwersji i przecięcia się ich w przypadku $s(2''2''2'')$ nie mają znaczenia krystalograficznego, nie są to ściany i krawędzi kryształu, lecz są to tylko utwory geometryczne, fikcyjne, które przeprowadzamy w celu teoretycznego wywodu.

Na elementy czworościanu jednostkowego każdego kryształu rodzaju $s(2''2''2'')$ obieramy dowolne trzy jego krawędzi nie leżące na jednej płaszczyźnie i dowolną ścianę przecinającą wszystkie te trzy krawędzi. A ponieważ w tym rodzaju, jak widzimy z symbolu $s(2''2''2'')$, niema ani płaszczyzn odbicia ani osi przystawiania, przeto kształt czworościanu jednostkowego jest taki sam jak w rodzaju poprzednim $s(1')$ t. j. trójskośny.

W punktach (hkl) i (\overline{hkl}) rys. 155 lub 156 przeprowadźmy płaszczyzny styczne z powierzchnią kuli. Otrzymamy parę płaszczyzn równoległych, wzajemnie związanych spółzależnością symetryczną, a zatem fizycznie równych. W takim razie stanowią one krystalograficzną formę prostą czyli pojedynczą. A więc w rodzaju $s(2''2''2'')$ formą ogólną jest dwuścian, czyli z grecka pinakoid, t. j. para ścian sobie równoległych. Rodzaj więc $s(2''2''2'')$ nazywamy rodzajem dwuścianów trójskośnych, gdziekolwiek bowiem pomieścimy biegun (hkl) na powierzchni kuli, zawsze otrzymamy dwuścian. Forma ogólna w rodzaju omawianym niema ani form szczegółowych ani osobliwych. Wszystkie kryształy, których symetryczność fizyczna odpowiada przypadkowi $s(2''2''2'')$, są ograniczone parami ścian równoległych. Każdej ścianie tych kryształów fizycznie równa jest tylko jedna, mianowicie jej równoległa. Każda para ścian jest symetrycznie niezależna od ścian pozostałych i fizycznie nierówna wszystkim parom pozostałym. Oba zwroty każdej prostej są sobie fizycznie równe. Każda prosta jest fizycznie nierówna wszystkim prostym jej nierównoległym. Każdy element tych kryształów, ściana, krawędź czy naroże, ma element sobie równy na tej samej prostej, przechodzącej przez środek bryły. Na dwu ścianach równoległych, t. j. przeciwnych sobie, krawędzi i naroża leżą w porządku odwróconym, każdą bowiem ścianę kryształu tego rodzaju możemy otrzymać inwersją ściany jej przeciwległej t. j. kolejnym odzwierciedleniem jej w trzech płaszczyznach prostopadłych albo, co na jedno wyjdzie, obrotem dookoła jej normalnej o kąt 180° i odzwierciedleniem w płaszczyźnie prostopadłej do osi tego obrotu. O takim ustosunkowaniu symetrycznym mówimy, że kryształy te mają środek równości odwróconej i oznaczamy go symbolem C . A więc symbol ten, dalej użyty,

będzie oznaczał, że mamy na myśli obecność równoległych ścian odwrotnie równych, symetrycznie z sobą związanych i ułożonych tak, że oba zwroty każdej prostej przeprowadzonej przez środek wielościanu przecinają elementy homologiczne *).

Wobec takiego stopnia i rodzaju symetryczności każdy wielościan omawianego obecnie rodzaju dwuścianów trójskośnych $s(2''2''2'')$ przystaje do swego odzwierciedlenia po obrocie o kąt 180° , a więc wielościanów enantjomorfiijnych w rodzaju tym niema.

Podobnie jak w poprzednio opisanym rodzaju $s(1')$ jednościanów trójskośnych, tak i tu, z tej samej przyczyny, każda ściana każdego kryształu rodzaju dwuścianów trójskośnych $s(2''2''2'')$ jest jednokierunkowa Π_1 , t. j. wszystkie zjawiska fizyczne i chemiczne zachodzą na każdej płaszczyźnie niesymetrycznie względem krawędzi i wyrażają się figurami niesymetrycznymi. A więc symbol ogólny każdej formy prostej w rodzaju $s(2''2''2'')$ jest $2\Pi_1^{\{hkl\}}$. Wskazuje on, że każda forma prosta jest tu dwuścianem, który składa się z dwu ścian jednokierunkowych.

Podobnie jak w rodzaju $s(1')$, w rodzaju $s(2''2''2'')$ każda ściana może być płaszczyzną bliźniącą i każda krawędź osią bliźniącą. Ponieważ wszystkie kryształy jednej substancji krystalizującej się w tym rodzaju przystają do siebie, jako centryczne (nie enantjomorfiijne), przeto każdego dwojaka połowy są obrócone względem siebie o 180° około jakiejś krawędzi. Odzwierciedlenie bowiem utworu centrycznego jest równoważne z jego obrotem o 180° około każdej prostej, leżącej na płaszczyźnie odzwierciedlającej, lub około jej normalnej. A więc kryształy bliźniące w rodzaju $s(2''2''2'')$ są to osobniki (dwa lub kilka) zespolone którąkolwiek ścianą i obrócone względem siebie o 180° około którejkolwiek krawędzi leżącej na tej ścianie, lub do niej prostopadłej.

Kryształy rodzaju dwuścianów trójskośnych różnią się optycznie od kryształów rodzaju jednościanów trójskośnych tem, że jako centryczne, t. j. mające środek równości odwróconej, nie mają polaryzacji obrotowej. Wyobraźmy sobie bowiem na jednej jakiejś prostej skręcenie na prawo. Gdy prosta owa powtórzy się symetrycznie według warunku $s(2''2''2'')$, to na przeciwnym jej zwrocie powstałoby skręcenie na lewo, czyli skręcenia nie będzie wcale.

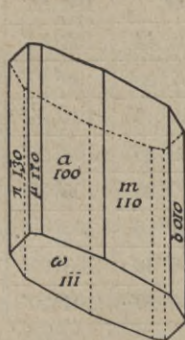
| $s(2''2''2'')$. Rodzaj dwuścianów trójskośnych. $0P, 0L, C$. | | |
|--|-------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwuściany | $\{hkl\}$ | $2\Pi_1$ |

*) $\acute{o}\mu\acute{o}\lambda\omicron\gamma\omicron\varsigma$ = zgodny.

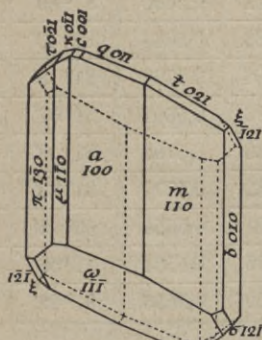
§ 97. Pięciowodny siarczan miedziowy. Witrjol miedzi (minerał chalkantyt): $CuSO_4 \cdot 5H_2O$; $a : b : c = 0,5721 : 1 : 0,5554$; $\alpha = 82^\circ 5'$, $\beta = 107^\circ 8'$, $\gamma = 102^\circ 41'$; (Barker).

$$\begin{array}{ccccc} a\{100\} & \omega\{1\bar{1}\bar{1}\} & q\{011\} & \tau\{0\bar{2}1\} & \pi\{1\bar{3}0\} \\ b\{010\} & m\{110\} & \kappa\{0\bar{1}1\} & \sigma\{12\bar{1}\} & \\ c\{001\} & \mu\{1\bar{1}0\} & t\{021\} & \xi\{1\bar{2}1\} & \end{array} \quad \text{Rys. 157—159.}$$

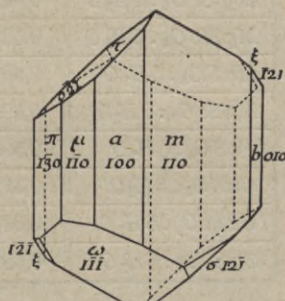
Kryształy najczęściej mają pokrój rys. 157, t. j. najwięcej rozwinięty na nich jest dwuścian ω , obrany na jednostkowy $\{1\bar{1}\bar{1}\}$, w połączeniu z pasem ścian amb , którego oś obrano na OZ . Rzadziej powstają kryształy pokrouj



Rys. 157.



Rys. 158.



Rys. 159.

rys. 158 z większą ścian obfitością. Najrzadszy jest pokrój rys. 159, w którym, oprócz wymienionych, znacznie rozwinięty jest dwuścian $\tau\{0\bar{2}1\}$.

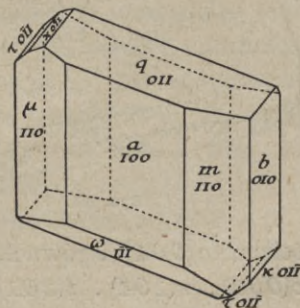
Łupliwość równoległe do $m\{110\}$ niezupełna, równoległe do $\mu\{1\bar{1}0\}$ ledwie dostrzegalna.

Dwójłomność optyczna odjemna, t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek największej sprężystości optycznej czyli najmniejszego współczynnika załamania światła a . Gdy ustawimy kryształ tak, jak to podano na rysunkach wyżej przytoczonych, to pierwsza dwusieczna leży w prawym przednim górnym oktanccie. Gdy do oświetlenia użyjemy fal światła o długości środkowej części widma, to optyczna normalna tworzy następujące kąty: z normalną ścianą $m\{110\}$ $53^\circ 30'$, z normalną ścianą $\mu\{1\bar{1}0\}$ kąt $12^\circ 30'$ i z normalną ścianą $\omega\{1\bar{1}\bar{1}\}$ kąt 67° . Kąt osi optycznych $2V = 56^\circ$, $2E = 93^\circ$, $a = 1,5141$, $\beta = 1,5368$, $\gamma = 1,5434$.

Elipsoida przewodnictwa cieplnego ma stosunek osi $0,939 : 0,860 : 1$. Wielka oś tej elipsoidy tworzy kąt nieduży z krawędzią osiową OZ ; krzywe izotermiczne są wyraźnie nierównoległe do krawędzi kryształu.

§ 98. Pięciowodny siarczan manganawy.

Witrjol manganu: $MnSO_4 \cdot 5H_2O$; $a : b : c = 0,5893 : 1 : 0,5691$; $\alpha = 81^\circ 37'$, $\beta = 110^\circ 5'$, $\gamma = 104^\circ 59'$; (Marignac).



Rys. 160.

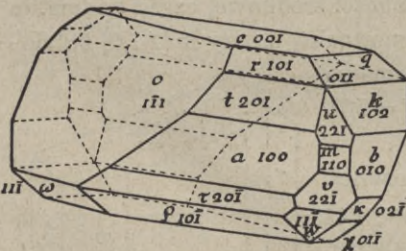
Ściany i pokrój kryształów taki sam jak soli poprzednio opisanej. Rys. 160. Elementy czworoscianu jednostkowego różnią się bardzo nieznacznie od elementów soli miedziowej. Szereg pięciowodnych siarczanów, selenianów, chromianów i molibdenianów metali dwuwartościowych stanowi znany przykład grupy jednopostaciowej.

| Czworościany jednostkowe
$R''MO_4 \cdot 5H_2O$; $R'' = Mg, Mn, Fe, Cu, Zn$; $M = S, Se, Cr, Mo$. | | | | | |
|--|--------|--------|----------|----------|----------|
| Skład soli | a | c | α | β | γ |
| $MgSO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,6021 | 0,5605 | 81° 30' | 109° | 104° 55' |
| $MgCrO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5883 | 0,5348 | 82° 43' | 108° 14' | 103° 51' |
| $MgMoO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5264 | 0,5732 | 81° 8' | 107° 28' | 99° 17' |
| $MnSO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5893 | 0,5691 | 81° 37' | 110° 5' | 104° 59' |
| $MnSeO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5966 | 0,5706 | 81° 3' | 109° 35' | 104° 29' |
| $FeSO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5962 | 0,5770 | 81° 23' | 110° 28' | 105° 33' |
| $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5721 | 0,5554 | 82° 5' | 107° 8' | 102° 41' |
| $CuSeO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5675 | 0,5551 | 81° 58' | 106° 34' | 103° 11' |
| $ZnSeO_4 \cdot 5H_2O$ | 0,5829 | 0,5586 | 81° 12' | 109° 20' | 104° 27' |

§ 99. Dwunastowodny żelazocjanek wapniowy: $Ca_2Fe(CN)_6 \cdot 12H_2O$; $a : b : c = 1,0543 : 1 : 0,8410$; $\alpha = 97^\circ 9' 20''$, $\beta = 89^\circ 56' 45''$, $\gamma = 107^\circ 24' 0''$; (Dufet).

$o\{1\bar{1}1\}$ $c\{001\}$ $a\{100\}$ $u\{221\}$ $q\{011\}$ $x\{02\bar{1}\}$
 $\omega\{1\bar{1}\bar{1}\}$ $r\{101\}$ $\tau\{20\bar{1}\}$ $m\{110\}$ $k\{102\}$ $\chi\{01\bar{1}\}$
 $w\{11\bar{1}\}$ $t\{201\}$ $\rho\{10\bar{1}\}$ $v\{22\bar{1}\}$ $b\{010\}$ Rys. 161.

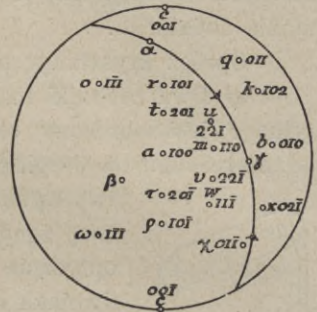
Kryształy tej soli zazwyczaj są bardzo obfite w ściany. Rys. 161 przedstawia najpospolitsze połączenie dwuścianów obserwowanych na kryształach soli omawianej. Przytaczamy je tu jako przykład ciała trójskośnego najdoskonalej zbadanego. W rys. 161 na krawędź osiową OX obrano oś pasa $cqkbx\chi$,



Rys. 161.

na OY oś pasa ścian $certar\rho$ na OZ oś pasa ścian amb . Kryształ ustawiono tak, że dodatni promień krawędzi osiowej OX jest skierowany naprzód w lewo, dodatni promień OY nieco ku przodowi w prawo, krawędź OZ ustawiono pionowo. Rys. 162 przedstawia wielościan rys. 161 w rzucie stereograficznym. Na płaszczyznę rzutu obrano płaszczyznę prostopadłą do ścian dwuścianu $c\{001\}$ i równoległą do krawędzi osiowej OX . Wtedy bieguny ścian $c\{001\}$, $r\{101\}$, $t\{201\}$, $a\{100\}$, $\tau\{20\bar{1}\}$, $\rho\{10\bar{1}\}$, $c'\{00\bar{1}\}$ wypadają na południk środkowy rzutu, Aby położenie płaszczyzny osi optycznych było jak najwidoczniejsze, nie zaznaczono na rys. 162 związku pasowego.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do dwuścianu $a\{100\}$. Dwójłomność dodatna t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszej sprężystości optycznej, czyli największego współczynnika załamania światła γ . Położenie płaszczyzny osi optycznych oraz obu dwusiecznych i optycznej normalnej wyraźnie wskazuje na niezależność kierunków optycznych i ścian kryształu trójskośnego. $2V = 85^\circ 12'$; $\alpha = 1,5700$, $\beta = 1,5878$, $\gamma = 1,5961$.



Rys. 162.

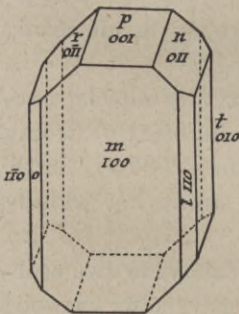
§ 100. Bezwodnik margarytowy o gęstości 3,6. Mineral cjanit czyli dysten: Al_2SiO_5 ; $a : b : c = 0,89942 : 1 : 0,70898$; $\alpha = 90^\circ 5' 30''$, $\beta = 101^\circ 2' 15''$, $\gamma = 105^\circ 44' 30''$; (G. v. Rath).

$$m\{100\} \quad t\{010\} \quad p\{001\} \quad o\{1\bar{1}0\} \quad l\{110\} \quad n\{011\} \quad r\{0\bar{1}1\}$$

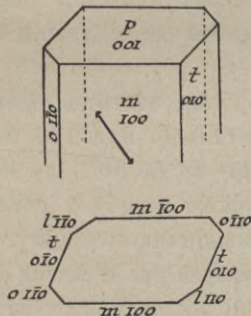
Cjanit w ściany nie obfituje. Połączenie rys. 163 jest rzadkie. Najpospolitszy kształt kryształów cjanitu przedstawia rys. 164.

Doskonała łupliwość równoległe do $m\{100\}$, słabsza równoległe do $t\{010\}$ i jeszcze mniej wyraźna równoległe do dwuścianu $o\{0\bar{1}1\}$. Ściana $p\{001\}$ jest płaszczyzną uskoków krystalicznych, z powodu czego powstają równoległe do krawędzi $p|m[(001)|(100)]$ delikatne prążki i szczelinki.

Twardość wykazuje duże różnice zależnie od kierunku, w którym ją badamy. Na $m\{100\}$ równoległe do krawędzi $m|l[(100)|(010)]$ odpowiada ona twardości Nr. 4 do Nr. 5 tabliczki Mohsa; równoległe do krawędzi $m|p[(100)|(001)]$ od Nr. 6 do Nr. 7, a na $o(1\bar{1}0)$ nieco ponad Nr. 7.



Rys. 163.



Rys. 164.

Płaszczyzna osi optycznych i pierwsza dwusieczna jest prawie prostopadła do dwuścianu $m\{100\}$. Płaszczyzna osi optycznych tworzy z krawędzią $m|t[(100)|(010)]$ kąt 30° . Kierunek śladu płaszczyzn osi optycznych na ścianie $m\{100\}$ wskazuje strzałka na rys. 164. A więc na

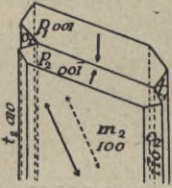
ścianie $m(100)$ kąt znikania światła $= 30^\circ$ względem krawędzi $m|t[(100)|(010)]$. Na ścianie $t(010)$ względem krawędzi $m|t$ kąt znikania światła wynosi $7^\circ 30'$. Dane te przytaczamy w tym celu, aby dowieść, że w kryształach trójskośnych kierunki optyczne nie zależą od kierunku krawędzi t. j. że niema pomiędzy nimi związku symetrycznego.

Optycznie odjemny t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największej

sprężystości optycznej a czyli kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła a .

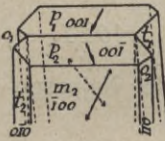
Oprócz kryształów pojedynczych pospolite są dwojaki czterech rodzajów.

a) Dwa osobniki mają wspólną płaszczyznę $m(100)$. Przedni względem tylnego jest obrócony około normalnej ściany $m(100)$, a więc jeden jest odzwierciedleniem drugiego w płaszczyźnie $m(100)$. Ściany $p(001)$ i $t(010)$



Rys. 165.

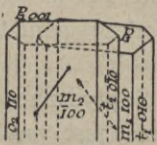
tworzą kąty wklęsłe. Płaszczyzny osi optycznych obu osobników leżą zgodnie, a więc dwojak taki na płaszczyźnie $m(100)$ optycznie zachowuje się jak kryształ pojedynczy. Górną część dwojaka opisanego przed chwilą przedstawia rys. 165. Strzałki o jednym ostrzu zaznaczają kąt wklęsły ścian $p(001)$. Skierowane są one ostrzami do krawędzi kąta wklęsłego. Strzałki o dwu ostrzach wskazują kierunek śladu płaszczyzny osi optycznych na ścianach $m(100)$. Tylna część dwojaka (p_1, t_1, o_1) jest orjentowana zgodnie z rys. 163 i rys. 164 t. j. z ogólnie przyjętym sposobem ustawienia pojedynczych osobników cjanitu.



Rys. 166.

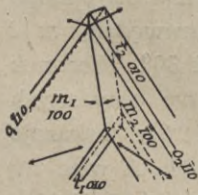
b) Prosta, około której dokonany jest obrót przedniego osobnika, jest krawędź $m/p[(100)|(001)]$. Rys. 166. Ściany $p_1(001)$ i $p_2(00\bar{1})$ leżą na jednej płaszczyźnie. Z prawej strony kryształu kąt wklęsły tworzą ściany $t(010)$, z lewej ścianę $o(1\bar{1}0)$. Krawędzi $m/t[(100)|(010)]$ obu osobników tworzą kąt $46'$. Płaszczyzny osi optycznych obu osobników krzyżują się.

c) Ośią obrotu jednego osobnika względem drugiego jest krawędź $m/t[(100)|(010)]$. Rys. 167. Zazwyczaj dwojaki tego rodzaju są przerosłe. Kąt wklęsły tworzą ściany $p(001)$. Płaszczyzny osi optycznych są skrzyżowane, tak że optycznie dwojaki te nie różnią się od poprzednich.



Rys. 167.

d) Płaszczyzną wspólną, zarazem płaszczyzną odbicia dwojaka, jest płaszczyzna $(\bar{1}\bar{2}1)$. Rys. 168. Ściana $m(100)$ tworzy z tą płaszczyzną kąt $58^\circ 40' 30''$, a ściana $t(010)$ $36^\circ 2'$. Ściany m dwu osobników tworzą z jednej strony kąt wklęsły z drugiej strony kryształu kąt wypukły.



Rys. 168.

W dwojakach opisanych przed chwilą widzimy, że dwa osobniki, tworzące kryształ bliźniący, zawsze mają wspólną krawędź i wspólną ścianę. Tą ścianą wspólną w kryształach cjanitu jest płaszczyzna najdoskonalszej łupliwości $m(100)$, a wspólna krawędź jest prostą przecięcia się dwu płaszczyzn łupliwości niejednakowej: $m/p[(100)|(001)]$, $m/t[(100)|(010)]$ lub $[(100)|(\bar{1}\bar{2}1)]$.

Cjanit przeobraża się w sylimanit w temperaturze pomiędzy $+1320^\circ\text{C}$ a $+1380^\circ\text{C}$. Oprócz cjanitu i sylimanitu skład bezwodnika margarytowego Al_2SiO_5 ma jeszcze andaluzyt, o czym niżej w opisie rodzaju $s(222)$.

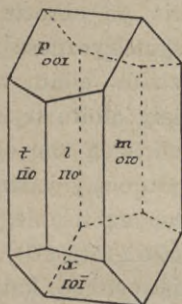
§ 101. **Minerał albit:** $Na_2Al_2Si_6O_{16}$; $a : b : c = 0,6333 : 1 : 0,5575$; $\alpha = 94^\circ 4'$, $\beta = 116^\circ 28'$, $\gamma = 88^\circ 8'$; (Des Cloizeaux).

$$p\{001\} \quad m\{010\} \quad t\{1\bar{1}0\} \quad l\{110\} \quad x\{10\bar{1}\} \quad o\{11\bar{1}\}.$$

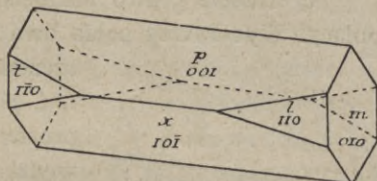
Najpospolitsze na każdym kryształe ściany albitu przedstawiają rys. 169 i 170. Zarazem okazują one dwa różne pokroje kryształów albitu. Rys. 171 podaje połączenie tych samych ścian z dwuścianem jednostkowym $o\{11\bar{1}\}$. Na rysunku tym podano również główne kierunki optyczne.

Pojedyncze kryształy albitu są rzadkie. Pospolicie tworzy on dwojaki i kryształy bliźniące wielokrotnie według praw następujących.

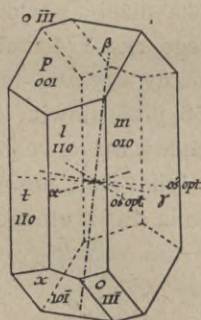
a) Rys. 172. Osobniki pojedyncze leżą symetrycznie względem płaszczyzn $m\{010\}$. Jeden jest obrócony względem drugiego o 180° około normalnej ściany (010) . Ściany pp i xx na górnej części kryształu tworzą kąty wklęsłe a na dolnej wypukłe. Płaszczyzny pp dają kąt $187^\circ 2'$, a xx $187^\circ 46'$. Kąty te są podwojonymi kątami ścian p/m i p/x : kąt p/m zawiera $93^\circ 31'$ a kąt m/x $93^\circ 53'$. W celu wyjaśnienia i zapamiętania tych dwojaków podamy następującą ich interpretację. Przetnijmy kryształ pojedynczy rys. 171 płaszczyzną środkową równoległą do (010) i prawą połowę



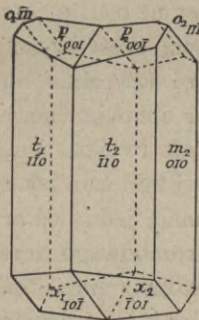
Rys. 169.



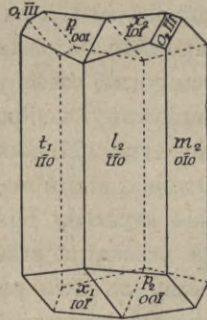
Rys. 170.



Rys. 171.



Rys. 172.



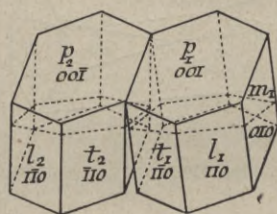
Rys. 173.

obróćmy o kąt 180° około normalnej tej ściany. Wtedy otrzymamy dwojak omawiany, przedstawiony na rys. 172, symetryczny względem płaszczyzny (010) , t. j. płaszczyzna (010) jest płaszczyzną odbicia dwojaka. Dwojak, innymi słowy, pozornie należy do rodzaju $s(1)$.

b) Bardzo rzadkie są dwojaki rys. 173, które przystają do siebie po obrocie o kąt 180° dokoła krawędzi osiowej OZ , t. j. dokoła osi pasa ścian

tlm . W celu interpretacji tych dwojaków wyobraźmy sobie dwa kryształy pojedyncze rys. 171 ustawione przy sobie równolegle płaszczyznami $m(010)$ i obróćmy kryształ prawy około krawędzi osiowej OZ o kąt 180° poczem przetnijmy oba kryształy płaszczyzną środkową, równoległą do ścian $m(010)$, od kryształu lewego odrzućmy część prawą a od kryształu prawego odrzućmy część lewą i potem zespolmy części pozostałe. Otrzymamy wtedy rys. 173 t. j. dwojak przystający sam do siebie po obrocie o kąt 180° dokoła krawędzi osiowej OZ . Jest to rzekoma symetryczność rodzaju $s(2')$.

c) Trzecie prawo bliźniące kryształów albitu wyjaśnimy w sposób następujący. Wyobraźmy sobie dwa kryształy albitu (rys. 174), przyczem dla uproszczenia niech będą one ograniczone tylko ścianami



Rys. 174.

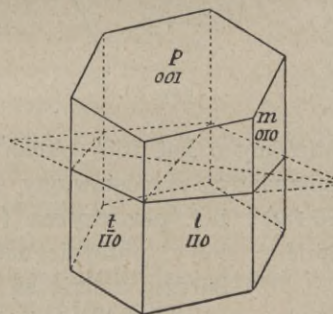
t, l, p i m . Obróćmy jeden z nich o kąt 180° około prostej leżącej na ścianie p i prostopadłej do krawędzi $p/m[(001)|(010)]$. Wtedy kryształy zetkną się krawędzią ostrego kąta ścian $p(001)/m(0\bar{1}0)$ jednego i $p(00\bar{1})/m(010)$ drugiego osobnika. Będą one wtedy symetryczne względem płaszczyzny prostopadłej do obu ścian p i dzielącej na dwie części równe przestrzeń klinową pomiędzy tymi dwoma kryszta-

łami w tem położeniu jak na rys. 174. Ta płaszczyzna jest płaszczyzną odbicia kryształu bliźniącego. Następnie przetnijmy każdy kryształ płaszczyzną tak zwanego „przekroju rombowego“ t. j. taką płaszczyzną, na której kąt, utworzony przez ślady ścian $l(110)$ i $m(010)$ jest równy kątowi powstałemu przez przecięcie się z nią śladów ścian $t(1\bar{1}0)$ i $m(0\bar{1}0)$. (Rys. 175). O tym przekroju, t. zw. rombowym, będzie jeszcze mowa niżej z powodu kryształów anortytu. Jeżeli teraz górną część kryształu lewego rys. 174 umieścimy na miejscu górnej części prawego i odwrotnie, to otrzymamy kryształ bliźniący albitu zbudowany według prawa omawianego. Rys. 176 przedstawia to schematycznie, a rys. 177 podaje kształt dwojaka anortytu zbudowanego według tego prawa. Dwojaki albitu mają pokrój taki sam jak rys. 177, tylko mają mniej ścian.

Takie kryształy bliźniące mają jedną oś przystawiania dwukrotnego, a jest nią długa przekątna przekroju rombowego (rys. 175). Ściany m dwu połów dwojaka na jednej stronie kryształu tworzą kąt wklęsły a na drugiej wypukły. To samo widzimy ze ścianami t i l .

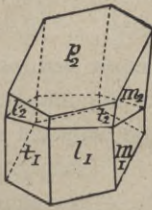
Ślad przekroju rombowego na ścianie m z krawędzią p/m daje kąt $+29^\circ$. O kącie tym jak i o całym przekroju będzie jeszcze mowa niżej.

Elipsoida optyczna albitu jest orjentowana w sposób następujący. Znikanie światła skośne na ścianie p i m . Przekrój główny na ścianie p

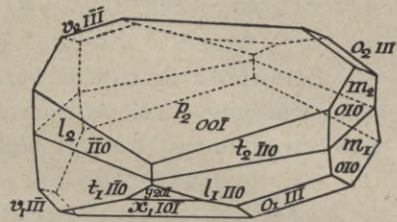


Rys. 175.

z krawędzią p/m tworzy kąt 4° na prawo, jeżeli ustawimy kryształ tak, jak na rys. 178. Na ścianie m kierunek ten z kierunkiem tej samej krawędzi p/m tworzy kąt 20° również na prawo. (Por. rys. 171). Płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny,

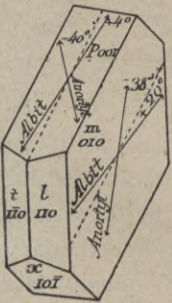


Rys. 176.

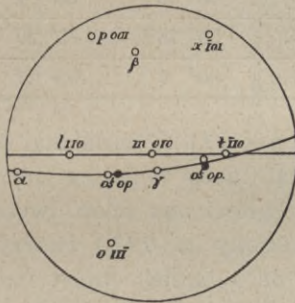


Rys. 177.

która stępia „ostrą“ krawędź m/p czyli lewą w ustawieniu rys. 178 t. j. $(001)|(0\bar{1}0)$ i ze ścianą $p(001)$ tworzy kąt 100° . Pierwsza dwusieczna jest prawie równoległa do krawędzi p/m . Ślad płaszczyzny osi optycznych na ścianie m tworzy kąt 20° z krawędzią m/p , a $96^\circ 30'$ z krawędzią m/l . Płaszczyzna prostopadła do pierwszej dwusiecznej przecina się ze ścianą (001) pod kątem $78^\circ 30'$, ze ścianą (010) tworzy ona kąt 15° , a ze ścianą (110) kąt 55° . Z tego wnosimy, że płaszczyzna osi optycznych idzie skośnie do ściany $m(010)$ a więc na tej ścianie i na płytkach łupliwych odłupanych do niej równoległe, widzimy niesymetryczny obraz interferencyjny, a raczej tylko jego część środkową, z powodu bowiem wielkiego kąta osi optycznych



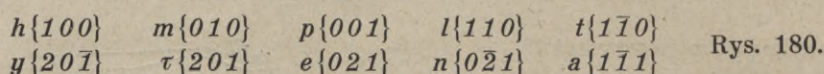
Rys. 178.



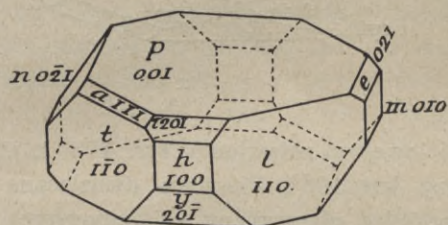
Rys. 179.

$2V = 76^\circ 36'$ nie mieści się on cały w polu widzenia przyrządów optycznych. Stosunki te są lepiej widoczne, gdy je przedstawimy w rzucie stereograficznym. Projekcja rys. 179 ma za płaszczyznę rzutu ścianę $m(010)$ t. j. średnica projekcji lmt jest rzutem pasa ścian lmt i biegun ściany $m(010)$ jest środkiem koła projekcyjnego. Łukiem ciągłym oznaczono rzut stereograficzny płaszczyzny osi optycznych. Kółka oznaczają bieguny osi optycznych, przyczem kółka niewypełnione oznaczają bieguny osi optycznych w świetle czerwonym a kółka zaczernione w świetle fioletowym. Punkt γ jest to biegun pierwszej dwusiecznej; punkt α jest to biegun, a raczej rzut tego punktu na kuli, w którym jej powierzchnię przebija druga dwusieczna, punkt β jest to rzut bieguna optycznej normalnej. Albit jest optycznie dodatni, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszej sprężystości optycznej c czyli największego współczynnika załamania światła γ .

§ 102. Kaolinian wapniowy- α (Minerał anortyt): $CaAl_2Si_2O_8$; $a : b : c = 0,63473 : 1 : 0,55007$; $\alpha = 93^\circ 13' 20''$, $\beta = 115^\circ 55' 30''$, $\gamma = 91^\circ 11' 40''$; (Magniac).



Zarówno z kształtu czworościanu jednostkowego, jak z ustosunkowania ścian, wnosimy o izomorfizmie albitu i anortytu. Dwojaki według tych samych praw co albitowe. Anortyt cechuje większa ilość ścian i pokrój kryształów krępy. Na rys. 180 mamy połączenie dwuścianów najpospoliej spostrzeganych na kryształach anortytu.

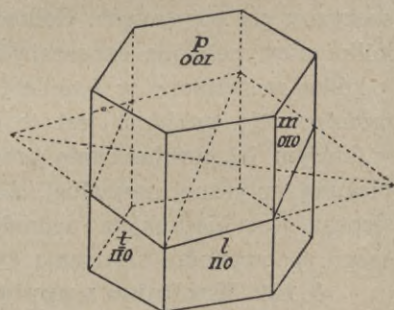


Rys. 180.

W celu bliższego poznania kształtu kryształów albitu i anortytu oraz ich izomorfizmu zwróćmy uwagę na kąty, jakie tworzą normalne najpospolitszych ścian tych kryształów.

| Normalne ścian | Albitu | Anortytu |
|-----------------------------------|------------------|------------------|
| $m/p = (010) : (001)$ | $86^{\circ} 29'$ | $85^{\circ} 50'$ |
| $m/x = (010) : (\bar{1}01)$ | $86^{\circ} 7'$ | $88^{\circ} 20'$ |
| $p/x = (001) : (\bar{1}01)$ | $52^{\circ} 16'$ | $51^{\circ} 26'$ |
| $m/l = (010) : (110)$ | $60^{\circ} 38'$ | $58^{\circ} 4'$ |
| $l/t = (110) : (1\bar{1}0)$ | $59^{\circ} 18'$ | $59^{\circ} 29'$ |
| $t/m = (1\bar{1}0) : (0\bar{1}0)$ | $60^{\circ} 4'$ | $62^{\circ} 27'$ |

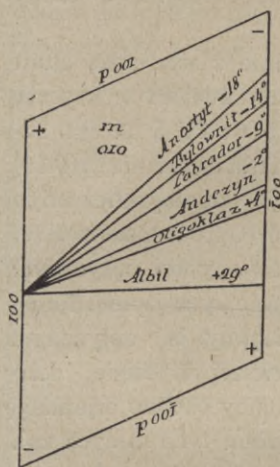
Widzimy, że normalna ściany $p(001)$ z normalną ściany $m(010)$ po jednej stronie kryształu tworzy kąt nieco mniejszy od 90° (albit $86^{\circ}29'$, anortyt $85^{\circ}50'$), więc wobec równoległości obu ścian dwuścianu $m\{010\}$ normalna ściany $p(001)$ z normalną ściany $m\{0\bar{1}0\}$ tworzy kąt dopełniający o tyleż od 90° większy o ile jest on z tamtej strony mniejszy, mianowicie u albitu $93^{\circ}31'$, u anortytu $94^{\circ}10'$. Dalej z kątów m/l , l/t i t/m widzimy, że pas tych ścian tworzy kąty bardzo mało różniące się od kątów sześciobocznego słupa umiarowego. Nakoniec zważmy, że kąt m/l nie jest równy kątowi m/t . Na to aby powstał dwojak według prawa c , podanego w opisie albitu, kąt m/l jednej połowy dwojaka musi przystać do drugiej połowy i odwrotnie, a więc przekrój na którym kąty te są równe musi iść nieco skośniej do krawędzi t/l niż u albitu (por. rys. 175 i rys. 181). Co zaś do śladu przekroju rombowego na ścianie m względem krawędzi m/p to zważmy co następuje: kąt krawędzi m/p



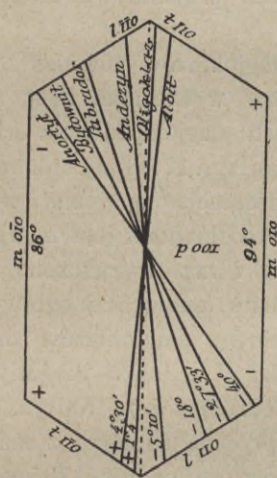
Rys. 181.

z krawędzią m/l jest to kąt β czworościanu jednostkowego, krawędź bowiem osiowa OX jest to oś pasa p/m , a krawędź osiowa OZ jest to oś pasa ścian tlm . A więc kąt tych krawędzi u albitu $116^{\circ}28'$ a u anortytu $115^{\circ}55'30''$. Że zaś kąty pasa tlm mało różnią się od kątów sześciobocznego słupa umiarowego, więc przekrój rombowy, na którym ślady ścian t , l i m tworzą kąty równe, jest nieznacznie tylko odchyłony od płaszczyzny prostopadłej do krawędzi osiowej OZ , a zatem ślad przekroju rombowego na ścianie m jest nierównoległy do krawędzi p/m . Ślad ten z krawędzią p/m na kryształach albitu tworzy kąt $+29^{\circ}$, a na kryształach anortytu -18° , jak to widzimy na rys. 182.

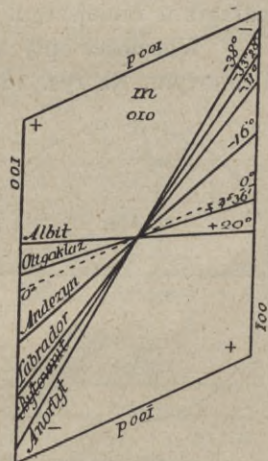
§ 103. Plagjoklazy. Substancja albitu i anortytu ma własność tworzenia kryształów mieszanych, podobnie jak wiele innych substancyj izomor-



Rys. 182.



Rys. 183.



Rys. 184.

ficznych. Kryształy mieszane zawierają obie substancje w stosunkach różnych. Kryształy mieszane albitu i anortytu, czyli ich mieszaniny izomorficzne, są to bardzo rozpowszechnione minerały, zwane plagjoklazami.

Przyjęto oznaczać skład plagjoklazów wzorami $Ab_n An_m$ w których $Ab = NaAlSi_3O_8$, $An = CaAl_2Si_2O_8$.

Plagjoklazy stanowią szereg ciągły, bowiem substancje Ab i An mieszają się z sobą we wszystkich stosunkach, więc n i m we wzorach powyżej wspomnianych nie są to liczby wymierne, jednak pewne ich grupy wyodrębniono i ponazywano. Mianowicie:

- plagjoklazy zawierające od Ab_1 do Ab_3An_1 : oligoklazy,
- " " " Ab_3An_1 " Ab_1An_1 : andezyny,
- " " " Ab_1An_1 " Ab_1An_3 : labratory,
- " " " Ab_1An_3 " An_1 : bytownity.

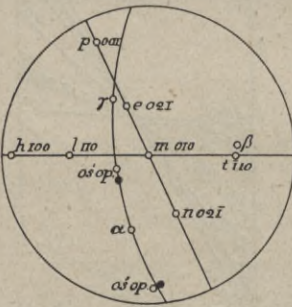
Własności plagioklazów są średnie pomiędzy własnościami Ab i An i zmieniają się w sposób ciągły zależnie od zawartości substancji albitowej i anortytowej w plagioklazie. A więc np. kąt, jaki tworzy ślad przekroju rombowego na ścianie m z krawędzią m/p , wynosi:

| | | |
|----------------------|------------|----------------------|
| w kryształach albitu | Ab | $+ 29^\circ$ |
| „ | oligoklazu | $Ab_3An_1 + 4^\circ$ |
| „ | labradoru | $Ab_1An_1 - 2^\circ$ |
| „ | bytownitu | $Ab_1An_3 - 9^\circ$ |
| „ | anortytu | $An - 18^\circ$. |

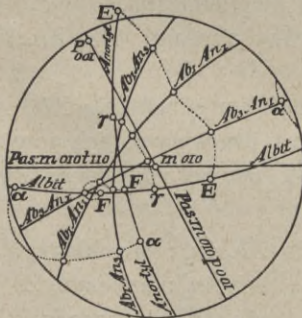
Rys. 182. podaje ścianę m i na niej ślad przekroju rombowego różnych plagioklazów. Kąt ten czasami oznaczamy σ .

Przejsię stopniowe widzimy również w kształcie czworokątnu jednostkowego plagioklazów, o czym przekonywa tabliczka umieszczona w końcu paragrafu niniejszego.

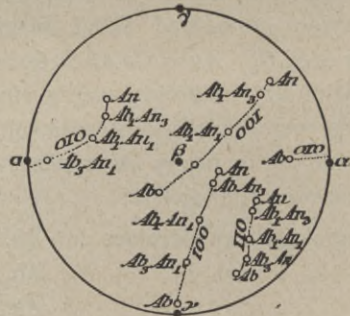
Własności optyczne plagioklazów również są średnie z własności albitu i anortytu. Na rys. 183 mamy wykreślone kąty znikania światła w kryształach plagioklazów na ścianie $p(001)$, a na rys. 184 (por. rys. 178) kąty znikania światła na ścianie $m(010)$. Orientacja optyczna w rzucie stereograficznym przedstawiona jest na rys. 186. Oprócz pasów ścian mt i mp wyznaczono płaszczyzny osi optycznych albitu, anortytu i ogniów przejściowych izomorfijnego szeregu plagioklazów oraz bieguny osi optycznych E i F a także bieguny pierwszej i drugiej dwusiecznej α i γ . Na rys. 185 mamy osobno orientację optyczną anortytu z zachowaniem tych znaków co na rys. 179 w orientacji optycznej albitu, tylko ponieważ albit jest optycznie dodatni a anortyt optycznie ujemny, więc kierunek największej sprężystości optycznej a czyli najmniejszego współczynnika załamania α jest w nim pierwszą dwusieczną. Bardzo pouczająca jest projekcja rys. 187. Wskazuje ona jak zmienia



Rys. 185.



Rys. 186.



Rys. 187.

się orientacja normalnych (100), (010), (001) i (110) jeżeli za stałe obierzemy kierunki: α , β i γ t. j. pierwszej dwusiecznej, drugiej dwusiecznej i optycznej normalnej.

W dwu tabliczkach następujących mamy zebrane najważniejsze stałe krytalograficzne i optyczne plagioklazów. Z nich jak najdowodniej wynika, że własności plagioklazów zmieniają się stopniowo oraz że własności ogniw przejściowych są pośrednie pomiędzy własnościami ogniw krańcowych t. j. albitu i anortytu.

Własności optyczne plagioklazów są przedmiotem badań jak najstaranniejszych nietylko z powodu teoretycznie ważnego związku pomiędzy składem ciał a ich własnościami fizycznymi, ale jeszcze z powodów praktycznych. Plagioklasy są bardzo ważnymi minerałami skałotwórczymi, więc po ich własnościach optycznych w najdrobniejszych kryształkach możemy sądzić o ilościach zawartej w nich substancji albitowej i anortytowej, czyli o ich składzie chemicznym a więc o naturze chemicznej skały, w której się one znajdują.

| Stałe geometryczne plagioklazów | | | | | | | |
|---------------------------------|--------------------------|--------|--------|----------|----------|----------|----------|
| Nazwa | Skład | a | c | α | β | γ | σ |
| Albit | Ab | 0,6335 | 0,5577 | 94° 3' | 116° 29' | 88° 9' | + 29° |
| Oligoklasy | Ab do Ab_3An_1 | 0,6321 | 0,5525 | 93° 4' | 116° 23' | 90° 5' | + 4° |
| Andezyny | Ab_3An_1 do Ab_1An_1 | 0,6357 | 0,5521 | 93° 23' | 116° 29' | 89° 59' | - 2° |
| Labratory | Ab_1An_1 do Ab_1An_3 | 0,6377 | 0,5547 | 93° 31' | 116° 3' | 89° 54' | - 9° |
| Bytownity | Ab_1An_3 do An | 0,6377 | ? | | | | - 14° |
| Anortyt | An | 0,6347 | 0,5501 | 93° 13' | 115° 55' | 91° 19' | - 18° |

| Stałe optyczne plagioklazów α , β , γ spółcz. zał. P kątn. św. na (001) M — na (010). | | | | | | |
|---|------------|----------|---------|----------|----------|----------|
| Nazwa | Skład | α | β | γ | P | M |
| Albit | Ab | 1,5283 | 1,5323 | 1,5386 | + 4° | + 20° |
| Oligoklaz | Ab_3An_1 | 1,5388 | 1,5428 | 1,5463 | + 1° 4' | + 4° 36' |
| Labrador | Ab_1An_1 | 1,5553 | 1,5583 | 1,5632 | - 5° 10' | - 16° |
| Bytownit | Ab_1An_3 | 1,5640 | 1,5690 | 1,5730 | - 18° | - 31° |
| Anortyt | An | 1,5756 | 1,5835 | 1,5885 | - 40° | - 38° |

§ 104. Pirokseny trójskośne. Metakrzemian manganawy. (Minerał rodonit*): $MnSiO_3$; $a : b : c = 1,07285 : 1 : 0,62127$; $\alpha = 103^\circ 18' 7''$, $\beta = 108^\circ 44' 8''$, $\gamma = 81^\circ 39' 16''$; (Flink).

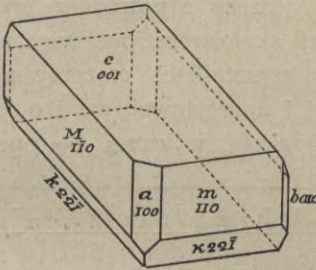
$a\{100\}$ $b\{010\}$ $c\{001\}$ $M\{1\bar{1}0\}$ $m\{110\}$ $\kappa\{22\bar{1}\}$ $k\{2\bar{2}\bar{1}\}$ Rys. 188.

Doskonała łupliwość zachodzi równolegle do ścian $M\{1\bar{1}0\}$ i $m\{110\}$, stąd na przekrojach prostopadłych do pasa ścian $Mamb$ widoczne są szcze-

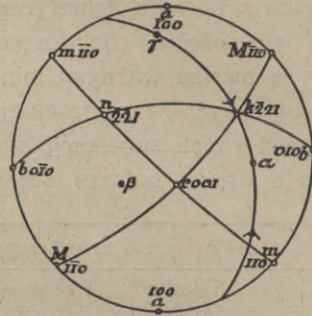
* $\tau\acute{o}$ $\pi\acute{\upsilon}\rho$ = ogień; \acute{o} $\xi\acute{\epsilon}\nu\omicron\varsigma$ = gość, obcy; $\tau\acute{o}$ $\acute{o}\acute{o}\delta\omicron\nu$ = róza.

linki łupliwe, których kąt $87^{\circ}32'$ (dopełnienie $92^{\circ}28'$) na oko wydaje się prostym.

Orientacja optyczna następująca: na ścianie poprzecznej $a\{100\}$ kierunku znikania światła z krawędzią osiową OZ tworzy kąt $32^{\circ}26'$, na ścianie podłużnej $b\{010\}$ $10^{\circ}45'$, na ścianie dwuscianu podstawowego $c\{100\}$ z krawędzią c/m $54^{\circ}26'30''$, z krawędzią c/M $39^{\circ}37'$. Płaszczyzna osi optycznych ze ścianą $M\{1\bar{1}0\}$ tworzy kąt 63° , do ściany $c\{001\}$ nachylona jest pod kątem $38^{\circ}30'$. Pierwsza dwusieczna z normalną ścianą $M\{1\bar{1}0\}$ tworzy kąt $51^{\circ}40'$.



Rys. 188.



Rys. 189.

z normalną $c\{001\}$ przecina się pod kątem $51^{\circ}47'$. Pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła α , a więc dwójłomność odjemna.

Rys. 189 jest to rzut stereograficzny ścian rys. 188 oraz orientacji optycznej rodonitu.

Metakrzemian manganawy krystalizuje się pospół ze znacznymi nieraz ilościami jednopostaciowego metakrzemianu wapniowego i żelazawego. Różowe ogniwa tego szeregu izomorfijnego, zawierające przeważnie $MnSiO_3$, nazywamy rodonitami; czarne, składające się przeważnie z metakrzemianu żelazawego, noszą nazwę babingtonitów; a te, które zawierają oprócz tego znaczniejsze ilości połączenia cynkowego, nazywamy faulerytami. Szereg ten o charakterystycznej łupliwości, której kierunki tworzą kąt bardzo mało różniący się od prostego, nazywamy szeregiem piroksenów trójskośnych.

§ 105. Amfibole trójskośne. Metakrzemian żelazawy. Mineral enigmatyt*); $FeSiO_3$; $a : b : c = 0,6627 : 1 : 0,3505$; $\alpha = 90^{\circ}6'$, $\beta = 102^{\circ}13'$ $\gamma = 89^{\circ}54'$;

$$\begin{array}{cccccc} m\{110\} & \mu\{1\bar{1}0\} & b\{010\} & \varphi\{133\} & \zeta\{021\} & \\ z\{0\bar{2}1\} & R\{\bar{1}11\} & r\{\bar{1}\bar{1}1\} & \varrho\{\bar{1}\bar{5}1\} & & \text{Rys. 190.} \end{array}$$

Metakrzemiany metalów dwuwartościowych $R^{II}SiO_3$ są równopostaciowe z glinokrzemianami i z żelazikrzemianami dwu typów: $R_2^{II}R_2^{III}Si_4O_{12}$ i $R^{II}R_2^{III}SiO_6$.

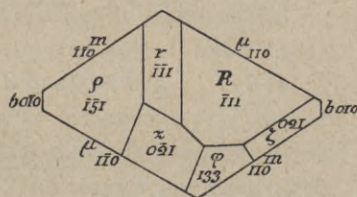
*) ἀμφιβόλος = dwuznaczny, wątpliwy; τὸ αἰνίγμα = zagadka.

Trzy te rodzaje połączeń chemicznych tworzą liczne kryształy izomorfijnie mieszane.

Zarazem związkom tym właściwa jest dwupostaciowość: w temperaturze wysokiej a pod ciśnieniem małym, lub w temperaturze niskiej a pod ciśnieniem wielkim krystalizują się one jako pirokseny, t. j. mają kąt łupliwości około 90° . W temperaturze wysokiej i pod ciśnieniem wielkim lub w temperaturze niskiej i pod ciśnieniem małym kryształy tych substancyj stają się ciałami o kącie łupliwym około 120° . Ten szereg jednopostaciowy nazywa się szeregiem amfibolów.

Enigmatyty są to amfibole, składające się z metakrzemianu żelazawego $Fe^{II}SiO_3$ ze znacznymi domieszkami izomorfijnymi metakrzemianu sodowego, potasowego, magnezowego, wapniowego i manganawego, oraz pirofilicianu*) sodowego czyli glinokrzemianu sodowego składu $Na_2Al_2Si_4O_{12}$ i jego analogonu żelazawego $Na_2Fe^{III}_2Si_4O_{12}$.

Kąt $\mu | m = (1\bar{1}0) | (110) = 113^{\circ} 56'$. Rys. 190 jest to przekrój kryształu enigmatytu prostopadły do pasa ścian μmb t. j. $(1\bar{1}0) | (110) | (010)$, na którym przedstawiono w rzucie pionowym ściany górnej części kryształu.



Rys. 190.

Na przekrojach równoległych do (100) kierunek znikania światła tworzy kąt $3^{\circ} 46'$ ze śladem krawędzi osiowej OZ w kwadrancie prawym górnym, na $b\{010\}$ kąt ten wynosi $44^{\circ} 57'$ w tym samym kierunku.

Pleochroizm bardzo znaczny. Ta właściwość i kąt łupliwości to cechy charakterystyczne szeregu amfibolów.

§ 106. Streszczenie własności kryształów trójskośnych. Dwa dotychczas opisane rodzaje kryształów mają jeden kształt czworościanu jednostkowego: oba nie mają ani płaszczyzn odbicia ani osi przystawania. Wszystkie pozostałe rodzaje mają przynajmniej jedną płaszczyznę odbicia jak $s(1)$ albo przynajmniej jedną oś przystawania jak $s(2')$, a więc w kryształach tych rodzajów musi być choć jeden kąt prosty a co zatem idzie mają one kształt czworościanu jednostkowego nie trójskośny. Wobec tego, że wyczerpaliliśmy wszystkie kryształy trójskośne, podajmy w celu powtórzenia tabliczkę następującą.

| Kryształy trójskośne. $a : b : c$; $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^{\circ}$. Przegląd i porównanie form. | | | | | | |
|---|----------|-------------|-----------------|------------------------------------|-------------|---------------------|
| Przypadek symetryczności | Pł. odb. | Osi przyst. | Śr. równ. odwr. | Nazwa rodzaju kryystalograficznego | (hkl) | Ilość i char. ścian |
| $s(1')$ | 0P | 0L | 0C | R. jednościanów trójskośnych | Jednościany | $1\Pi_1$ |
| $s(2''2''2'')$ | 0P | 0L | C | R. dwuścianów trójskośnych | Dwuściany | $2\Pi_1$ |

*) τὸ πῶρ = ogień; τὸ φύλλον = liść.

II. Kryształy jednoskośne.

| | | | | | | |
|--------|------------------------|-----------------------|-------------|------------|------------|----------------|
| $s(1)$ | $s(1')$ | Kryształy trójskośne. | | | | |
| | Kryształy jednoskośne. | | | | | $s(2''2''2'')$ |
| $s(2)$ | $s(2')$ | $s(222)$ | $s(2'2'2')$ | $s(2'2'2)$ | | |
| $s(4)$ | $s(4')$ | $s(422)$ | $s(4'2'2')$ | $s(4'2'2)$ | $s(42'2')$ | $s(4''2''2'')$ |
| $s(3)$ | $s(3')$ | $s(322)$ | $s(3'2'2')$ | | $s(32'2')$ | |
| $s(6)$ | $s(6')$ | $s(622)$ | $s(6'2'2')$ | $s(6'2'2)$ | $s(62'2')$ | $s(6''2''2'')$ |
| | | $s(323)$ | $s(3'2'3')$ | | | |
| | | $s(423)$ | $s(4'2'3')$ | $s(4'2'3)$ | | |

§ 107. Własności ogólne kryształów jednoskośnych. W tablicy przypadków symetrycznych, po rozpatrzonych już kryształach rodzajów $s(1')$ i $s(2''2''2'')$, t. j. po kryształach trójskośnych, następuje w kolumnie pierwszej przypadek $s(1)$ mający jedną płaszczyznę odbicia. Ponieważ płaszczyzna odbicia jest możliwa jako ściana kryształu, a jej normalna jest kierunkiem możliwej krawędzi, więc możemy obrać płaszczyznę odbicia na jedną ze ścian czworościanu jednostkowego, a jej normalną na jedną z krawędzi osiowych tego czworościanu. Krawędzi tej nadamy położenie OY , a zatem płaszczyzna odbicia otrzyma położenie XOZ , t. j. (010) . Na dwie pozostałe krawędzi osiowe czworościanu, jednostkowego t. j. na krawędzi OX i OZ obieramy dwie krawędzi kryształu, leżące na płaszczyźnie odbicia. Na ścianę jednostkową obieramy jedną ścianę kryształu, przecinającą wszystkie trzy krawędzi osiowe.

Ponieważ krawędź osiowa OY jest prostopadła do płaszczyzny osiowej XOZ , przeto kąty $\angle YOX$ i $\angle YOZ$ są proste. Kąt zaś XOZ jest nierówny prostemu i charakterystyczny dla każdej substancji jednoskośnej. Odcinki krawędzi osiowych, odcinane ścianą jednostkową, są nierówne. A więc każdą substancję, która krystalizuje się jednoskośnie, charakteryzuje stosunek $a:b:c$ ($b=1$) i kąt $\beta = XOZ$. Kształt czworościanu jednostkowego, $a:b:c$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$, $\beta \neq 90^\circ$, nazywamy jednoskośnym.

Kryształy jednoskośne ustawiamy do widza rozwartem spełnieniem kąta β t. j. za dodatnie mamy promienie OX i OZ , tworzące kąt większy od $1/2\pi$.

W drugiej kolumnie po przypadku już rozpatrzonym $s(1')$ następuje przypadek $s(2')$. Prosta, powstała z przecięcia się dwu płaszczyzn obrotu do

siebie prostopadłych, jest osią przystawania okresu $2 \cdot 90^\circ = 180^\circ$ i rzędu $360^\circ : 180^\circ = 2$. A więc mamy tu jedną oś przystawania dwukrotnego $1^p L_2$. Możemy obrać ją na krawędź osiową, jako możliwą krawędź kryształu, a płaszczyznę do niej prostopadłą możemy obrać na ścianę osiową. A więc kryształy, których własności fizyczne odpowiadają przypadkowi symetrycznemu $s(2')$, mają, tak samo jak kryształy $s(1)$, czworościan jednostkowy jednoskośny.

Nakoniec w piątej kolumnie pionowej tablicy przypadków symetrycznych pierwszy przypadek jest $s(2'2'2)$. Są to trzy płaszczyzny zwierciadlane wzajemnie do siebie prostopadłe, z których dwie, jako płaszczyzny obrotu, tworzą oś przystawania dwukrotnego, a trzecia do osi tej prostopadła jest płaszczyzną odbicia. A zatem w przypadku $s(2'2'2)$ mamy niejako zespolenie obu przypadków wymienionych poprzednio, mianowicie $s(1)$ i $s(2')$, czyli jest tu również możliwy jednoskośny czworościan jednostkowy.

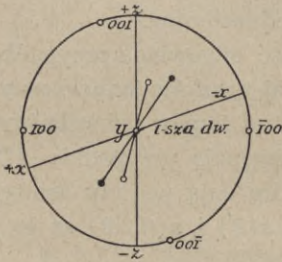
Rodzaje tych kryształów, których symetryczność odpowiada przypadkom wymienionym, noszą nazwy następujące: $s(1)$ rodzaj daszków jednoskośnych, $s(2')$ rodzaj sfenoidów jednostkowych i $s(2'2'2)$ rodzaj słupów jednoskośnych.

Dalej w tablicy przypadków symetrycznych następują przypadki: $s(2)$, $s(222)$ i $s(2'2'2')$ oraz typy $\sigma[4]$ i $\sigma[422]$, które dają po trzy krawędzi osiowe wzajemnie prostopadłe; a więc tylko $s(1)$, $s(2')$ i $s(2'2'2)$ są to już wszystkie przypadki jednoskośne.

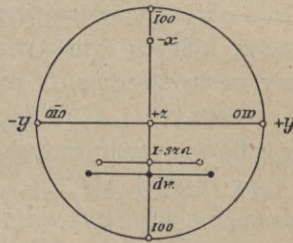
Nie wymaga osobnego dowodzenia, że w kryształach jednoskośnych trzy dowolne kierunki prostopadłe są nierówne, a więc kryształy jednoskośne, podobnie jak trójskośne, optycznie są dwuosiowe, t. j. ich własności optyczne wyrażają się elipsoidą trójosiową. Ale z powodu, że mają one albo płaszczyznę odbicia, albo oś przystawania, albo jedno i drugie, jeden z głównych kierunków optycznych, t. j. pierwsza dwusieczna, druga dwusieczna albo optyczna normalna, jest zgodna z OY we wszystkich długościach fali świetlnej. Innymi słowy jeden z tych trzech kierunków jest zgodny z osią wymienioną, a dwa pozostałe leżą na płaszczyźnie XOZ . W każdym więc kryształach jednoskośnych we wszystkich długościach fali świetlnej zachodzi proste, lub wogóle symetryczne, znikanie światła na wszystkich ścianach ($h0l$) t. j. równoległych do osi przystawania albo do normalnej płaszczyzny odbicia. Jest to pas ścian $[(100)/(001)]$. Na wszystkich innych ścianach zachodzi znikanie światła skośne pod kątem tem większym, im większy jest kąt ściany z krawędzią OY . Największą wartość kąt znikania światła ma na ścianie (010) , t. j. na ścianie prostopadłej do krawędzi osiowej OY . Kąt ten mierzony względem krawędzi OZ , t. j. względem osi pasa ścian $[(100)/(010)]$ jest charakterystyczny dla każdej substancji jednoskośnej, w określonej długości fali świetlnej.

Co do dyspersji osi optycznych i ich płaszczyzn, to zależy ona od tego, który kierunek główny jest zgodny z OY . Jeżeli z OY jest zgodna pierwsza dwusieczna (rys. 191 płaszczyzna rzutu 010), to obraz osi optycznych jest widzialny na ścianie (010) , pierwsza dwusieczna jest spólna powierzchniom

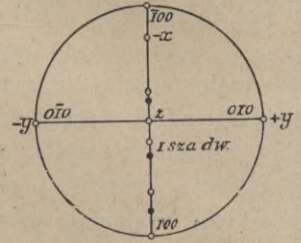
fali wszystkich długości a osi optyczne i ich płaszczyzny doznawają t. zw. dyspersji skrzyżowanej, bowiem elipsoida optyczna niejako obraca się w różnej barwy światło około pierwszej dwusiecznej stale związanej z kierunkiem symetrycznie wybitnym OY (osią przystawiania albo normalną płaszczyzny odbicia). Gdy z OY zgodna jest druga dwusieczna, ona jest utrwalona, a elipsoidę możemy uważać za obracającą się około niej. Pierwsza dwusieczna leży wtedy na płaszczyźnie XOZ i obraz interferencyjny osi optycznych jest widzialny w pasie ścian $(100)|(001)$ równoległe do OY . Rys. 192 płaszczyzna rzutu prostopadła do OZ . Zachodzi wtedy dyspersja osi optycznych i ich płaszczyzn zwana poziomą. Trzeci przypadek rys. 193, gdy z OY jest zgodna optyczna normalna. Wtedy płaszczyzna osi optycznych jest zgodna



Rys. 191.



Rys. 192.



Rys. 193.

z płaszczyzną XOZ więc zachodzi tylko dyspersja osi optycznych a płaszczyzna ich jest jedna we wszystkich długościach fali świetlnej. Dyspersja tego rodzaju nazywa się pochyloną dyspersją osi optycznych. Obraz interferencyjny widzialny jest wtedy również w pasie ścian $(100)|(001)$ ale równoległe do płaszczyzny odbicia t. j. prostopadłe do OY . W rys. 191 płaszczyzna rzutu jest płaszczyzną XOZ , a w rys. 192 i 193 rzut stereograficzny jest na płaszczyźnie prostopadłej do pasa ścian $[(100)|(001)]$ t. j. prostopadłe do OZ .

Co do łupliwości, to oczywiście, że łupliwość, zachodząca na płaszczyznach równoległych do OY lub na płaszczyźnie prostopadłej do OY t. j. na (010) nie ma sobie równej. Każdemu jednak kierunkowi łupliwemu, który z OY tworzy kąt większy od zera, jest równy mu drugi symetrycznie leżący względem (010) . Te dwa kierunki czynią zadość płaszczyźnie odbicia w rodzaju $s(1)$, osi przystawiania w rodzaju $s(2')$, a w $s(2'2'2)$ obu tym elementom.

3. Rodzaj daszków jednoskośnych. (Kryształy monoklinicznie domatyczne*). $s(1) \equiv 1P, 0L, 0C \equiv 2\Pi_1^{\{hkl\}_{010}}, 1\Pi_{1 \times 2}^{(h,0,0)}$. Rys. 194, 195.

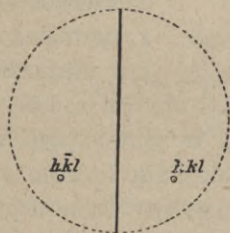
§ 108. Własności ogólne rodzaju daszków jednoskośnych. Rodzaj w mowie będący jest wynikiem założenia jednej płaszczyzny odbicia. W celu zachowania zgodności i uwydatnienia analogii z pozostałymi rodzajami jed-

*) $\mu\acute{o}\nu\omicron\varsigma$ = jeden, $\kappa\lambda\acute{\iota}\nu\omega$ = pochylam, $\tau\acute{o}$ $\delta\acute{\alpha}\mu\alpha$ dom, dach.

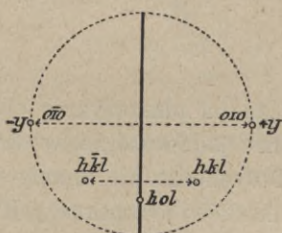
noskośnymi, ustawiamy płaszczyznę odbicia w położeniu XOZ t. j. (010) , czyli jej normalną obieramy na OY . Na krawędzi osiowe OX i OZ obieramy dwie krawędzie kryształu leżące na płaszczyźnie odbicia.

Założmy na powierzchni kuli biegun dowolny (hkl) rys. 194. Wobec istnienia płaszczyzny odbicia istnieje symetryczne powtórzenie tego punktu t. j. biegun $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$. Gdy przeprowadzimy płaszczyzny styczne z kulą w tych punktach, to otrzymamy daszek (domę) t. j. dwie równe ściany kryształu, których przecięcie się leży na płaszczyźnie odbicia. A więc w rodzaju omawianym formą ogólną jest daszek $\{hkl\}$, skąd nazwa tego rodzaju podana w tytule rozdziału niniejszego. Każda ściana każdego daszka jest jednokierunkowa Π_1 t. j. wszelkie zjawisko odbywa się na niej tak, że ani nie dzieli się ona na części symetrycznie równe i symetrycznie leżące, ani nie daje się przyprowadzić do przystawania sama do siebie jakimkolwiek obrotem dokoła swej normalnej.

Gdy umieścimy biegun w tym punkcie, w którym powierzchnię kuli przebija normalna płaszczyzny odbicia, t. j. w punkcie $+Y$ rys. 195, czyli innymi słowy gdy założymy ścianę (010) , to otrzymamy



Rys. 194.



Rys. 195.

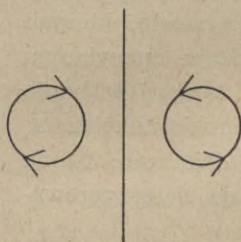
jej powtórzenie symetryczne w postaci ściany $(0\bar{1}0)$ jej równoległej. A więc otrzymamy wtedy dwuścian $\{010\}$, formę jedyną w swoim rodzaju, która jest tu osobliwą formą ogólną, bowiem ściany dwuścianu $\{010\}$ są jednokierunkowe $2\Pi_1$, gdyż nie są prostopadłe do żadnego elementu symetrycznego tak samo jak ściany wszystkich daszków $2\Pi_1\{hkl\}$, tylko że położenie ścian dwuścianu jest inne niż położenie ścian daszków.

Gdy założymy biegun na płaszczyźnie odbicia, t. j. gdy założymy jakąś płaszczyznę równoległą do krawędzi osiowej OY czyli mającą znak $(h0l)$ rys. 195, to nie otrzymamy powtórzenia: płaszczyzna taka jest osobną formą krytalograficzną, jednościanem. Jednościany w tym rodzaju krytalograficznym są jednodzielniedwukierunkowe $1\Pi_{1 \times 2}^{(h0l)}$ bo są prostopadłe do płaszczyzny odbicia, a więc wszystkie zjawiska na każdym jednościanie zachodzą tu tak, że strona lewa i prawa każdego jednościanu są symetrycznie równe i leżą symetrycznie: kierunek zgodny z płaszczyzną odbicia jest na takim jednościanie jedyny, a każdy kierunek nie równoległy do płaszczyzny odbicia na każdym jednościanie ma drugi sobie równy i symetryczny.

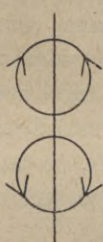
Dwojaki w rodzaju daszków jednoskośnych możliwe są według każdej ściany kryształu, z wyjątkiem (010) , jest ona bowiem płaszczyzną odbicia pojedynczych osobników, więc dwojak, symetryczny tylko względem niej, nie różniłby się niczem od osobnika pojedynczego.

Promienie każdej prostej, leżącej na płaszczyźnie odbicia, są niejednoznaczne, a zatem na tej płaszczyźnie możliwe są zjawiska piroelektryczne.

Co do polaryzacji obrotowej, to możliwa jest ona w tych kryształach rodzaju omawianego, w których płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny odbicia, t. j. w tych kryształach, których z normalną ścianą (010) zgodna jest pierwsza lub druga dwusieczna. Wtedy osi optyczne leżą symetrycznie względem płaszczyzny odbicia rys. 196, więc gdy na jednej osi zachodziłoby skręcenie na prawo, na drugiej zachodziłoby ono na lewo na ten sam kąt, co czyniłoby zadość płaszczyźnie odbicia. W kryształach, w których optyczna normalna zgodna jest z normalną płaszczyzny odbicia, skręcenie jest niemożliwe, bo wtedy obie osi optyczne



Rys. 196.



Rys. 197.

leżą na płaszczyźnie odbicia i aby jej zadość uczynić musiałoby ono zachodzić jednocześnie w lewo i w prawo czyli nie zachodzić wcale. Rys. 197. Dotychczas nie znamy jednak ciała, którego kryształy należałyby do rodzaju daszków jednoskośnych i miałyby własność polaryzacji kolistej.

| s(1). Rodzaj daszków jednoskośnych. P, 0L, 0C. | | |
|--|---------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Symbole ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Daszki | $\{hkl\}$ | $2I_1$ |
| Dwuścian podłużny | $\{010\}$ | $2I_1$ |
| Jednościany | $\{h0l\}$ | $1I_{1 \times 2}$ |

§ 109. Rtęciojodek cezowy: $Cs_2Hg_3J_8$; $a : b : c = 0,3438 : 1 : 0,3544$; $\beta = 108^\circ 4' 30''$; (Penfield).

$c(001)$ $m\{110\}$ $\omega\{11\bar{1}\}$ $b\{010\}$ $\mu\{\bar{1}10\}$ Rys. 198.

Kryształy jodku omawianego są prostym ale wyraźnym przykładem rodzaju daszków jednoskośnych, mają bowiem wszystkie trzy rodzaje form możliwych w tym rodzaju, mianowicie trzy daszki $m\{110\}$, $\mu\{\bar{1}10\}$, $\omega\{11\bar{1}\}$, dwuścian $b\{010\}$ i jeden jednościan, mianowicie jednościan podstawowy górny $c(001)$.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do $b\{010\}$, równoległe do $c(001)$ mniej doskonała.

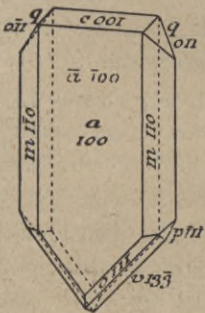
Własności optyczne następujące (rys. 199): w świetle zbieżnym spolaryzowanym na jednościanie $c(001)$ widzialny jest obraz interferencyjny dwuosiowy równoległy do krawędzi $c/b[(001)|(010)]$, a więc płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z płaszczyzną odbicia, t. j. równoległa do dwuścianu

$b\{010\}$; pierwsza dwusieczna jest prawie prostopadła do ściany $c(001)$, gdyż obraz osiowy jest prawie we środku pola widzenia konoskopu. Istotnie, na ścianach dwuscianu $b\{010\}$ znikanie światła jest ukośne i kierunek znikania światła tworzy z krawędzią $b|\mu$ kąt niewielki: 23° . Krawędź c/b jest krawędzią osiową OX , a krawędź $b|\mu$ jest krawędzią OZ , więc kąt $\beta = 108^\circ 4' 30''$ jest to kąt pomiędzy temi krawędziami osiowymi, jego spełnienie jest $71^\circ 55' 30''$. Wypadkowa kątów trójkąta jest 180° ; gdy jeden kąt trójkąta zawiera $71^\circ 55' 30''$ a drugi 23° , to trzeci ma $85^\circ 4' 30''$ i od prostego jest mniejszy tylko o $4^\circ 55' 30''$. A więc jeżeli znikanie światła na ścianie $b\{010\}$ zachodzi pod kątem 23° , a obraz osiowy jest widzialny na ścianie $c(001)$, która z krawędzią OZ tworzy kąt $71^\circ 55' 30''$, to pierwsza dwusieczna przecina ścianę $c(001)$ pod kątem $85^\circ 4' 30''$ czyli jest prawie prostopadła do tej ściany.

Następnie zważmy, że jeżeli płaszczyzna osi optycznych jest płaszczyzną odbicia, to jest ona spólna elipsoidom przewodnictwa świetlnego we wszystkich długościach fali świetlnej, a zatem zachodzi tu dyspersja dwusiecznych i osi optycznych, ale we wszystkich długościach fali świetlnej kierunki te leżą na jednej płaszczyźnie. Innemi słowy w świetle różnej barwy różny jest kierunek dwusiecznych i różne są wielkości kąta osi optycznych, ale w świetle wszystkich barw obie dwusieczne i obie osi optyczne leżą na płaszczyźnie odbicia, i we wszystkich długościach fali świetlnej kierunek optycznej normalnej jest stały, mianowicie jest nim normalna płaszczyzny odbicia (010) . A zatem kryształy jodku cesowortęciowego mają dyspersję optyczną pochyloną.

§ 110. Czwórtjonian potasowy: $K_2S_4O_6$; $a:b:c = 0,9302 : 1 : 1,2666$; $\beta = 104^\circ 16'$; (Fock).

$a(100)$ $a'(\bar{1}00)$ $m\{110\}$ $\mu\{\bar{1}10\}$ $q\{011\}$
 $o\{11\bar{1}\}$ $c(001)$ $v\{13\bar{3}\}$ $p\{\bar{1}1\bar{1}\}$ Rys. 200.



Rys. 200.

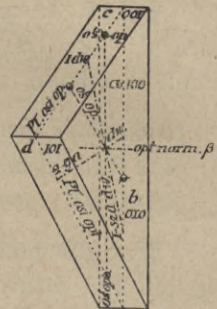
Kryształy płaskotabliczkowe z rozwiniętymi jednościanami poprzecznymi: przednim $a(100)$ i tylnym $a'(\bar{1}00)$. Na górnej części kryształu znajduje się jednościan podstawowy górny $c(001)$ i daszek $q\{011\}$, a na dolnej trzy daszki: z przodu $o\{11\bar{1}\}$, z tyłu $p\{\bar{1}1\bar{1}\}$, a pomiędzy nimi $v\{13\bar{3}\}$.

Łupliwość prawie zupełna zachodzi równoległe do ściany $a(100)$.

Orientacja optyczna podobna do orientacji ciała opisanego poprzednio, t. j. płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z płaszczyzną odbicia, z tą tylko różnicą, że elipsoida przewodnictwa optycznego jest znacznie pochylona



Rys. 198.



Rys. 199.

względem krawędzi osiowej OZ : na ścianie (001) jest widoczny obraz interferencyjny tylko jednej osi optycznej, która z normalną ścianą (001) tworzy kąt około 48° .

§ 111. **Zasadowy metakrzemian cynkowowapniowy.** Mineral klineodryt: $(ZnOH)(CaOH)SiO_3$; $a:b:c = 0,6826:1:0,3226$; $\beta = 103^\circ 56'$; (Penfield i Foot).

| | | | | | |
|------------------------|--------------------|--------------------------|------------------------|------------------|------------------|
| $b\{010\}$ | $m\{110\}$ | $p_1\{\bar{1}1\bar{1}\}$ | $y\{\bar{1}2\bar{1}\}$ | $o\{1\bar{3}1\}$ | $s\{\bar{5}51\}$ |
| $e(101)$ | $m_1\{\bar{1}10\}$ | $q\{\bar{1}11\}$ | $l\{130\}$ | $r\{\bar{3}31\}$ | $u\{\bar{5}31\}$ |
| $e_1(\bar{1}0\bar{1})$ | $p\{111\}$ | $n\{120\}$ | $x\{13\bar{1}\}$ | $h\{320\}$ | $t\{771\}$ |

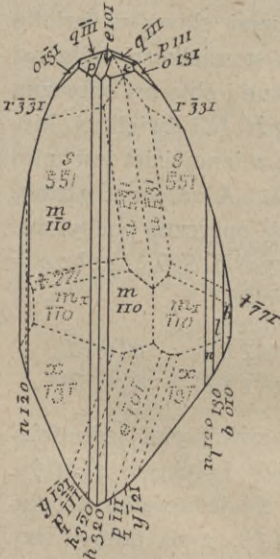
Rys. 201 przedstawia kryształ mineralu omawianego w orientacji zwykłej. Na rys. 202 mamy ten sam kryształ wyobrażony z boku, t. j. obrócony około krawędzi osiowej OZ o kąt 90° .

Kryształy tego mineralu są ograniczone dwuścianem $b\{010\}$, dwoma jednościanami $e(101)$ i $e_1(\bar{1}0\bar{1})$ oraz piętnastoma różnie orjentowanymi daszkami.

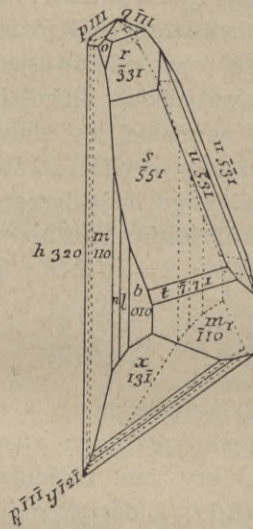
Łupliwość zupełna zachodzi równolegle do dwuścianu $b\{010\}$.

Płaszczyzna osi optycznych prostopadła do płaszczyzny odbicia, przyczem na płaszczyźnie odbicia leży pierwsza dwusieczna i optyczna normalna, a z krawędzią osiową OY zgodna jest druga dwusieczna. A więc, aby otrzymać interferencyjny obraz osi optycznych,

należy wyszlifować płytkę w pasie równoległym do krawędzi osiowej OY . Na takiej płytce obraz osi występuje równolegle do tej krawędzi. Pierwsza dwusieczna, jak rzeczono wyżej, leży na płaszczyźnie (010) . Tworzy ona z krawędzią osiową OZ , t. j. z osią pasa ścian m, h, m, l, b kąt 60° w obrębie ostrego kąta β . A więc gdy wyszlifujemy płytkę prostopadłą do kierunku tworzącego z krawędzią OZ kąt 60° , to będzie ona prostopadła do pierwszej dwusiecznej i ujrzymy na niej w konoskopie obraz osi równoległy do krawędzi osiowej



Rys. 201.



Rys. 202.

OZ . Wobec tego, że druga dwusieczna jest zgodna z normalną płaszczyzny odbicia, więc jest ona wspólna elipsoidom optycznego przewodnictwa we wszystkich długościach fali świetlnej; zachodzi dyspersja płaszczyzn osi optycznych, pierwszej dwusiecznej i optycznej normalnej, czyli tak zwana dyspersja pozioma.

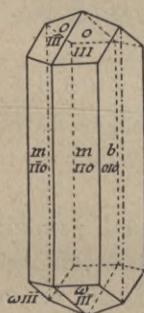
Dwójłomność odjemna, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największej sprężystości optycznej a czyli najmniejszego współczynnika załamania światła a .

Zjawiska piroelektryczne występują wzdłuż krawędzi leżących na płaszczyźnie odbicia oraz na ścianach przyległych do tych krawędzi: biegun analogiczny znajduje się w tej części kryształu, która przylega do ścian $e_1 p, y x$, biegun antylogiczny jest w obrębie ścian $ephm$.

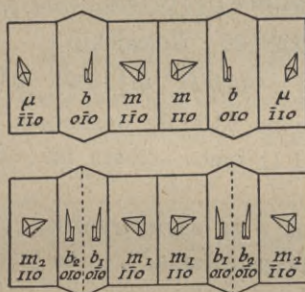
§ 112. Trójwodny cymolician*) wapniowy. Mineral skoalezyt**): $CaAl_2Si_3O_{10} \cdot 3H_2O$; $a : b : c = 0,9764 : 1 : 0,3434$; $\beta = 90^\circ 42'$; (Flink).

$b\{010\}$ $m\{110\}$ $\mu\{\bar{1}10\}$ $o\{111\}$ $\omega\{11\bar{1}\}$ Rys. 203—206.

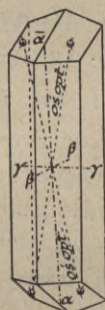
Skoalezyt bardzo rzadko bywa w postaci kryształów pojedynczych, które są połączeniem dwuścianu $b\{010\}$, daszka pionowego przedniego $m\{110\}$, daszka pionowego tylnego $\mu\{\bar{1}10\}$, daszka górnego $o\{111\}$ i daszka dolnego $\omega\{11\bar{1}\}$. Figury wytrawione rozcieńczonym kwasem azotowym, wyobrażone na rys. 204, dowodnie wskazują jednokierunkowość dwuścianu $b\{010\}$ i daszków, oraz obecność płaszczyzny odbicia, wyrażającą się tem, że prawa połowa rys. 204 jest symetryczna ze stroną lewą, a rysunek ten przedstawia pas



Rys. 203.



Rys. 204—205.



Rys. 206.

ścian równoległych do OZ rozwinięty na płaszczyznę (100) . Pospolicie skoalezyt krystalizuje się w kryształach bliźnięcych rys. 203. Zbudowane są one tak, jak gdyby dwa osobniki były połączeniem daszków $m\{110\}$, $o\{111\}$, $\omega\{11\bar{1}\}$, dwuścianu $b\{010\}$ z jednościanem tylnym $(\bar{1}00)$ (rys. 206) i jak gdyby zostały przyłożone do siebie jednościanem $(\bar{1}00)$. Mówimy więc, że płaszczyzną bliźniącą kryształów skoalezytu jest jednościan (100) , bowiem płaszczyzna ta jest płaszczyzną odbicia kryształu bliźnięcego. Tak więc kryształ bliźniący skoalezytu ma dwie płaszczyzny odbicia: (010) i (100) . Zważmy jeszcze, że kąt $m/o = 63^\circ 25'$, a kąt $m/\omega = 64^\circ 14'$, więc wobec małej różnicy tych kątów bliźniące kryształy skoalezytu pozornie mają jakoby trzecią płaszczyznę odbicia, prostopadłą do krawędzi osiowej OZ , naśladując zatem symetryczność rodzaju $s(222)$, jednak należenia ich do rodzaju $s(1)$, t. j.

*) τὸ κῆμα = fala, **) σκολιός = krzywy, zgięty.

obecności tylko jednej płaszczyzny odbicia jaknajzupełniej przekonywająco dowodzą figury wytrawione na ścianach bliźniących kryształów skolezytu (rys. 205) tak samo jak na pojedynczych jego kryształach.

Orientacja optyczna skolezytu jest tego rodzaju co klinodrytu: płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny odbicia (010) , przyczem zgodna z krawędzią osiową OY jest druga dwusieczna; pierwsza dwusieczna z krawędzią osiową OZ tworzy kąt $17^{\circ}52'$ w świetle błękitnym, $17^{\circ}8'$ w świetle czerwonym, a więc zachodzi nieznaczna dyspersja pozioma. $2V = 36^{\circ}14'$.

Optycznie odjemny: pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największej sprężystości optycznej a czyli najmniejszego współczynnika załamania światła a . Z osią OY t. j. z normalną płaszczyzny odbicia zgodna jest druga dwusieczna.

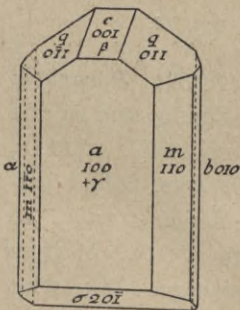
Piroelektryczne objawy są następujące. Gdy kryształ skolezytu stygnie, na kryształach pojedynczym ściany m elektryzują się dodatnio, ściany μ odjemnie. Dwojaki zatem w tych warunkach elektryzują się dodatnio na wszystkich czterech ścianach m oraz na wszystkich krawędziach leżących na płaszczyźnie odbicia i na częściach ścian przyległych do tych krawędzi, pas zaś ładunku odjemnego przebiega granicę bliźniącą t. j. przez środek ścian (010) i $(0\bar{1}0)$ jak wskazuje linja kropkowana na ścianie $b(010)$ rys. 203.

§ 113. Kwas norpinowy: $(CH_3)_2.C \begin{matrix} \text{CH.COOH} \\ \text{CH.COOH} \end{matrix} CH_2$; $a:b:c = 1,4267 : 1 : 0,6248$; $\beta = 128^{\circ}20'$; (Łuczickij).

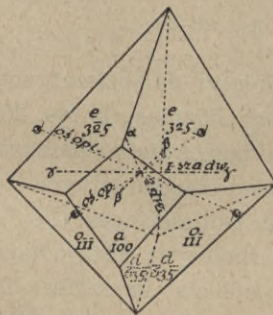
$a(100)$ $a'(100)$ $b\{010\}$ $c(001)$ $m\{110\}$ $q\{011\}$ $\sigma(02\bar{1})$ Rys. 207.

Łupliwość równoległe do $b\{010\}$ doskonała, równoległe do $c(001)$ zupełna, równoległe do $q\{011\}$ nieco słabsza niż $c(001)$, nakoniec równoległe do $a(100)$ niezupełna.

Figury wytrawione na b są asymetryczne, co dowodzi, że niema prostopadłe do tej ściany osi przystawania, t. j. że jest ona jednokierunkowa Π_1 .



Rys. 207.



Rys. 208.

Płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny odbicia, przyczem pierwsza dwusieczna leży na płaszczyźnie odbicia i z krawędzią osiową OZ tworzy kąt 126° w rozwartym kącie β , a więc jest prawie prostopadła do ściany $a(100)$: kąt β mierzy $128^{\circ}20'$ a pierwsza dwusieczna od normalnej ściany $a(100)$ odchyła się tylko o $2^{\circ}20'$. Na ścianie

przeto $a(100)$ widzialny jest obraz osi optycznych. Wobec jednak małego ich kąta robi on wrażenie jednoosiowego, kąt bowiem osi optycznych wynosi około 7° w świetle czerwonym a prawie 0° w świetle zielonym.

Optycznie dodatny: pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszej sprężystości optycznej c t. j. największego współczynnika załamania światła γ .

§ 114. Kwas nitrowosalicylowy: $C_6H_3(NO_2) \cdot OH \cdot COOH$; $a : b : c = 0,9692 : 1 : 1,1067$; $\beta = 92^\circ 5'$; (Fels).

$$e\{325\} \quad o\{11\bar{1}\} \quad i\{\bar{3}11\} \quad d\{\bar{6}3\bar{5}\} \quad a(100) \quad \text{Rys. 208.}$$

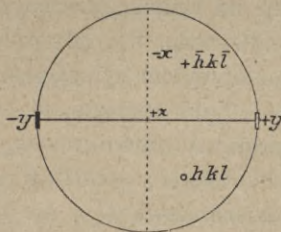
Kryształy o postaci bardzo urozmaiconej i pokroju często bardzo zawilego. Rys. 208 przedstawia jedno z prostszych połączeń krystalograficznych tego ciała.

Zupełna łupliwość równoległe do płaszczyzny odbicia t. j. do (010) . Płaszczyzna osi optycznych prostopadła do płaszczyzny odbicia. Normalna płaszczyzny odbicia t. j. krawędź osiowa OY jest pierwszą dwusieczną, a więc na płytkach odłupanych jest widoczny obraz osi optycznych i dyspersja skrzyżowana, bowiem pierwsza dwusieczna jest wspólna wszystkim elipsoidom w świetle wszystkich barw; na niej przecinają się płaszczyzny osi optycznych w różnych długościach fal światła. Ślad płaszczyzny osi optycznych, a więc i druga dwusieczna, na płaszczyźnie odbicia (010) tworzy kąt 40° z krawędzią osiową OZ w obrębie rozwartego kąta β . Dwójłomność dodatna, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszej sprężystości optycznej c czyli największego współczynnika załamania światła γ .

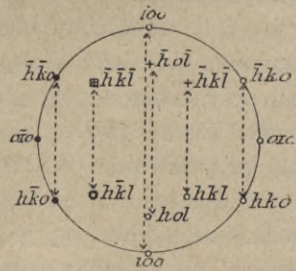
4. Rodzaj sfenoidów jednoskośnych. (Kryształy monoklinicznie sfenoidalne*). $s(2) \equiv 0P, 1^pL_2, 0C \equiv 2\Pi_1\{k\bar{k}l\}, 1\Pi_2\{h\bar{h}o\}$.

§ 115. Własności ogólne rodzaju sfenoidów jednoskośnych. Dwie prostopadłe płaszczyzny obrotu, powtarzając się kalejdoskopowo, tworzą jedną polarną oś przystawania dwukrotnego pL_2 . Przez analogię do kryształów rodzaju poprzedniego oś tę ustawiamy w położeniu krawędzi osiowej OY . Rys. 209. Na czworościan jednostkowy obieramy tu oś przystawania, dwie krawędzie kryształu, leżące na płaszczyźnie prostopadłej do osi przystawania, której nadajemy symbol (010) i ścianę kryształu przecinającą wszystkie trzy krawędzie osiowe jako jednostkową.

Biegun dowolny (hkl) (rys. 209) odzwierciedlony kolejno w dwu płaszczyznach obrotu daje tylko jedno powtórzenie $(\bar{h}k\bar{l})$. Gdy do tych dwu biegunów przeprowadzimy płaszczyzny styczne, otrzymamy sfenoid $\{hkl\}$, t. j. formę ogólną w tym rodzaju. Składa się ona z dwu przecinających się ścian. Względem osi przystawania ściany każdego sfenoidu leżą tak, że po



Rys. 209.



Rys. 210.

*) ó σφίρ = klin.

obrocie około pL_2 na 180° jedna przystaje do drugiej, t. j. oś przystawania dzieli na dwie części równe kąt pomiędzy nimi. Sfenoidy $\{hkl\}$ otrzymujemy, gdy założymy biegun pierwotny w polu trójkąta sferycznego, powstałego przecięciem się kuli projekcyjnej z płaszczyznami obrotu i z płaszczyzną do nich prostopadłą, a także gdy założymy biegun na tych bokach owego trójkąta, które są płaszczyznami obrotu. Zważmy bowiem, że płaszczyzny obrotu nie mają znaczenia fizycznego, a tylko geometryczne, t. j. kierunek ich jest dowolny, określony zaś jest tylko kierunek ich przecięcia się i kąt pomiędzy nimi zawarty. Gdy więc zakładamy na nich biegun pierwotny, nie otrzymujemy nic innego jak tylko to, co otrzymalibyśmy, gdybyśmy, założywszy ten biegun, przeprowadzili przez oś przystawania dwie inne do siebie prostopadłe płaszczyzny obrotu. Innymi słowy, gdy założymy ścianę nierównoległą i nieprostopadłą do osi przystawania, zawsze otrzymamy jej powtórzenie przecinające się z nią t. j. sfenoid. Mogą więc być sfenoidy nierównoległe do żadnej krawędzi osiowej $\{hkl\}$, sfenoidy równoległe do krawędzi osiowej OX $\{Ok\bar{l}\}$ i sfenoidy równoległe do krawędzi osiowej OZ $\{hk\bar{o}\}$.

Zależnie od tego, czy krawędź sfenoidu leży na prawej czy na lewej części kryształu t. j. czy ściany jego przecinają dodatny czy ujemny zwrot osi przystawania OY , odróżniamy sfenoidy prawe $\{hkl\}$, $\{hk\bar{o}\}$, $\{Ok\bar{l}\}$, i lewe $\{h\bar{k}l\}$, $\{h\bar{k}\bar{o}\}$, $\{O\bar{k}l\}$. Możemy bowiem zakładać biegun początkowy na prawej albo na lewej części utworu. To znaczy, że każdym wartościom hkl odpowiadają dwa korelacyjne względem siebie sfenoidy $\{hkl\}$ i $\{h\bar{k}l\}$ będące osobnymi formami krystalograficznymi, symetrycznie nierównymi i niezależnymi od siebie, t. j. jedna może być na kryształce a drugiej może nie być, a jeżeli są obie to każda z nich ma inne własności fizyczne. Ściany wszystkich sfenoidów są jednokierunkowe Π_1 jako form ogólnych, nieprostopadłych zatem do osi przystawania.

Gdy umieścimy biegun na śladzie płaszczyzny prostopadłej do osi przystawania w rzucie stereograficznym, t. j. gdy założymy ścianę równoległą do osi przystawania, to jej powtórzeniem symetrycznym będzie ściana jej równoległa: ściany $\{hOl\}$ i $\{\bar{h}O\bar{l}\}$, jako odległe od siebie o 180° , czynią zadość osi przystawania dwukrotnego. A zatem mamy tu pary ścian równoległych czyli dwuściany. Ściany dwuścianów $\{hOl\}$ w rodzaju $s(2)$, podobnie jak ściany sfenoidów, są jednokierunkowe Π_1 , nie są to bowiem formy szczegółowe a tylko osobliwe formy ogólne, jako powstałe z powtórzenia symetrycznego biegunów założonych w miejscach osobliwych (na płaszczyźnie prostopadłej do osi przystawania), ale nie mających znaczenia symetrycznego: ślad płaszczyzny prostopadłej do osi przystawania jest przecięciem się powierzchni kuli z płaszczyzną obrotu nie mającą znaczenia fizycznego.

Nakoniec, gdy umieścimy biegun w punkcie osobliwym, a znaczenie fizyczne mającym, mianowicie na osi przystawania t. j. w punkcie $+y$ lub

— *y* rys. 209, to on się nie powtórzy, czyli powstanie forma szczegółowa: jednościan prawy (010) lub lewy ($0\bar{1}0$). Jednościany te są formami pojeźdynczymi od siebie niezależnymi i nierównymi. Jako prostopadłe do osi przystawiania dwukrotnego są dwukierunkowe Π_2 , t. j. wszystkie zjawiska zachodzą na nich tak, że po obrocie o 180° dokoła swej normalnej, którą właśnie jest oś przystawiania dwukrotnego, przystają do siebie.

A więc formy rodzaju sfenoidów jednoskośnych pod względem fizycznym są dwu rodzajów: $2\Pi_1$ i $1\Pi_2$, a pod względem geometrycznym trzech: sfenoidy o dwu ścianach przecinających się, dwuściany o dwu ścianach równoległych i jednościan prawy lub lewy. Bieguny tych ścian wskazano na rys. 210 w rzucie stereograficznym, przyczem strzałkami połączono bieguny jednej formy a odpowiadające sobie formy nierówne oznaczono różnemi znakami, przyczem podobnie jak w przypadkach poprzednich krzyżykami oznaczono bieguny leżące na półkuli dolnej.

Każde dwa sfenoidy, prawy i lewy o jednakowej wartości i kolei liczb hkl , czyli każde odpowiadające sobie sfenoidy są fizycznie enantjomorfijne, przeto każda substancja krystalizująca się w tym rodzaju może mieć kryształy prawe i lewe, będące wzajemnem swem odzwierciedleniem.

Co do dwojaków, to enantjomorfijne wielościany mogą zespalać się w kryształy bliźnięcy tak, że krawędź leżąca na ścianie (010) jest osią przystawiania kryształu bliźnięcego (ob. niżej izobenzyl rys. 217), Prócz tego możliwe są dwojaki, w których obie połowy są symetryczne względem jednościanu (010), albo względem ściany dwuścianu poprzecznego (100), albo też osią przystawiania dwojaka staje się normalna dwuścianu poprzecznego (100). Płaszczyznami bliźnięciami w kryształach tego rodzaju mogą być także ściany sfenoidów.

Na biegunach osi przystawiania objawy piroelektryczne są najpewniejszym dowodem jej istnienia, kierunku i polarności.

Polaryzacja kolista na obu osiach optycznych jednakowa, t. j. skręcenie na ten sam kąt w jedną stronę, możliwe w przypadkach płaszczyzny osi optycznych prostopadłej do ściany (010) czyli w tych kryształach, w których oś przystawiania jest dwusieczną kąta osi optycznych (ob. niżej kwas winny), wtedy bowiem jedna oś optyczna przystaje do drugiej po obrocie o kąt 180° około osi przystawiania, więc skręcenie na obu osiach optycznych jest równe i jednakowe. Gdy płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do osi przystawiania t. j. gdy jest zgodna z (010), a z osią przystawiania gdy jest zgodna optyczna normalna β , skręcenie może być różne na każdej osi optycznej (ob. niżej cukier trzcinowy), bo w tym przypadku osi optyczne leżą na płaszczyźnie prostopadłej do osi przystawiania, więc po obrocie o 180° dokoła osi przystawiania każda oś optyczna przystaje sama do siebie, mogą więc one mieć skręcenie nierówne i niejednakowe.

| s(2'). Rodzaj sfenoidów jednoskośnych. $OP, 1^pL_2, OC$. | | |
|---|---|-----------------------------|
| Nazwa formy | Symbole ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Sfenoidy prawe | $\{hkl\}, \{hk0\}, \{okl\}$ | $2\Pi_1$ |
| Sfenoidy lewe | $\{h\bar{k}l\}, \{h\bar{k}0\}, \{o\bar{k}l\}$ | $2\Pi_1$ |
| Pinakoidy | $\{h0l\}, \{100\}, \{001\}$ | $2\Pi_1$ |
| Pedjon prawy | (010) | $1\Pi_2$ |
| Pedjon lewy | $(0\bar{1}0)$ | $1\Pi_2$ |

§ 116. Jednowodny siarczan litowy: $Li_2SO_4 \cdot H_2O$; $a : b : c = 1,6066 : 1 : 0,5633$; $\beta = 92^\circ 5'$; (Nienadkiewicz).

Rys. 211. Kryształ lewy.

$a\{100\}$ $t\{301\}$ $r\{101\}$ $s\{\bar{1}01\}$ $m'\{1\bar{1}0\}$ $n'\{2\bar{1}0\}$ $m\{110\}$ $o\{121\}$.

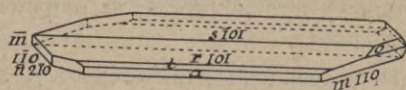
Rys. 212. Kryształ prawy.

$a\{100\}$ $t\{301\}$ $r\{101\}$ $s\{\bar{1}01\}$ $m'\{110\}$ $n'\{210\}$ $m\{1\bar{1}0\}$ $o\{1\bar{2}1\}$.

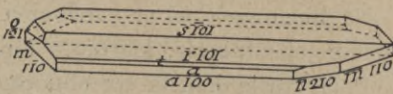
Dwojaki według $r\{101\}$ lub $s\{\bar{1}01\}$ a także względem normalnej dwusiecznej $s\{\bar{1}01\}$.

Łupliwość zupełna zachodzi równolegle do $r\{101\}$, równolegle do dwusiecznej poprzecznej $a\{100\}$ wyraźna, równolegle do sfenoidu $m\{110\}$ mniej wyraźna.

Figury wytrawione na dwusiecznej poprzecznej $a\{100\}$ są niesymetryczne, co dowodzi nieobecności płaszczyzny odbicia (010) .



Rys. 211.



Rys. 212.

Objawy piroelektryczne na biegunach osi przystawiania OY . Biegun analogiczny jest na tym promieniu osi przystawiania, na którym pojawiają się ściany sfenoidu $n\{210\}$.

Prawe i lewe kryształy wydzielają się w równej mierze z roztworu wodnego soli omawianej.

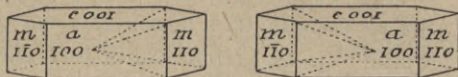
Oś przystawiania jest kierunkiem drugiej dwusiecznej, a więc pierwsza dwusieczna i optyczna normalna leżą na płaszczyźnie prostopadłej do osi przystawiania; płaszczyzna osi optycznych jest przeto prostopadła do płaszczyzny osiowej XOZ . Dyspersja zatem płaszczyzn osi optycznych w roztwartym kącie osi optycznych, t. j. na płaszczyźnie (010) skrzyżowana, a w pasie osi przystawiania, t. j. w ostrym kącie osi optycznych, pozioma.

§ 117. Prawy i lewy sobrerol: $CH_3:C \begin{matrix} \leftarrow CH \cdot OH \cdot CH_2 \\ CH - CH_2 \end{matrix} > CH \cdot C \begin{matrix} OH \\ \leftarrow (CH_3)_2 \end{matrix}$;

$a : b : c = 2,4113 : 1 : 0,8531$; $\beta = 96^\circ 22'$; (Miers i Pope).

$a\{100\}$ $c\{001\}$ $m\{110\}$ $m'\{1\bar{1}0\}$ Rys. 213.

Kryształy najczęściej są połączeniem form najprostszych: dwu dwuścianów, poprzecznego $a\{100\}$ i podstawowego $c\{001\}$ z dwoma sfenoidami, prawym $m\{110\}$ i lewym $m'\{1\bar{1}0\}$.



Rys. 213.

Nierówność tych dwu sfenoidów, t. j. biegunowość osi przystawania, ujawnia się bezpośrednio piramidami przyrostu, t. j. skupieniami inkluzyj, zakłóceń

jednorodności, zbierającemi się w kryształach prędko rosnących tylko na jednym biegunie, jak to wskazano na rys. 213.

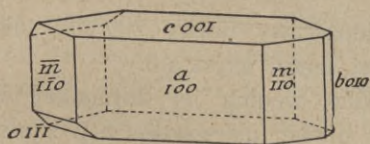
Dwojaki nie częste według $a\{100\}$.

Łupliwość zupełna równoległe do dwuścianu $a\{100\}$, równoległe do dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ wyraźna.

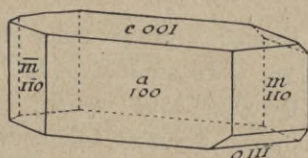
Dwójłomność odjemna t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek największej sprężystości optycznej a czyli najmniejszego współczynnika załamania światła a . Oś przystawania jest kierunkiem drugiej dwusiecznej, więc płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny XOZ . Pierwsza dwusieczna leży na (010) prawie prostopadle do dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$. Kąt osi optycznych bardzo wielki, stąd na ścianie $a(100)$ widać tylko środek obrazu interferencyjnego równoległego do krawędzi $a/c\{100\} / \{001\}$ t. j. do OY czyli do osi przystawania.

§ 118. Prawy i lewy pięciobromek karwonu: $C_{10}H_{13}OBr_5$; $a : b : c = 0,7842 : 1 : 0,6006$; $\beta = 98^\circ 6'$; (Liebisch).

$a\{100\}$ $c\{001\}$ $b(010)$ $b'(0\bar{1}0)$ $o\{11\bar{1}\}$ $o'\{1\bar{1}\bar{1}\}$ $m\{110\}$ $m'\{1\bar{1}0\}$ Rys. 214, 215.



Rys. 214.



Rys. 215.

Podobnie do sobrerolu, kryształy pięciobromku karwonu mają na jednym biegunie widoczne piramidy przyrostu wypełnione inkluzjami. Piramidy te znajdują się na biegunie analogicznym. Biegun piroelektrycznie antylogiczny wyrasta przezroczyście.

Kryształy, wykryształizowane z roztworów pięciobromku, skręcającego płaszczyzną polaryzacji na prawo, mają prawy sfenoid $o\{11\bar{1}\}$ i lewy pedjon $b(0\bar{1}0)$, kryształy lewe, t. j. wykryształizowane z roztworów, skręcających płaszczyznę polaryzacji na lewo, mają lewy sfenoid $o'\{1\bar{1}\bar{1}\}$ i lewy pedjon $b'(0\bar{1}0)$.

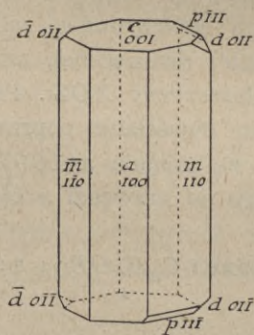
szczyzną polaryzacji na lewo, mają lewy sfenoid $o\{1\bar{1}\bar{1}\}$ i prawy pedjon $b(010)$.

Objawy piroelektryczne bardzo wyraźne. W kryształach prawych na prawo znajduje się biegun antylogiczny, na lewo analogiczny. Kryształy lewe mają rozkład odwrotny, t. j. biegun antylogiczny leży w nich na lewym promieniu osi przystawiania, a biegun analogiczny na prawym.

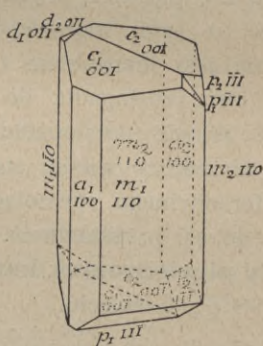
Charakter optyczny odjemny, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największej sprężystości optycznej α , czyli najmniejszego współczynnika załamania światła α . Płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do osi przystawiania t. j. oś przystawiania jest kierunkiem optycznej normalnej β . Pierwsza dwusieczna prawie prostopadła do dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$. Na ścianie tej jest widzialny obraz interferencyjny obu osi optycznych równoległe do krawędzi osiowej OZ , t. j. do osi pasa $m'am$. Wobec tego zachodzi dyspersja tylko osi optycznych a nie płaszczyzn t. j. dyspersja pochylona.

§ 119. Dwubenzoilodwuoksystylben. Izobenzyl: $C_{28}H_{20}O_4$; $a : b : c = 0,9682 : 1 : 0,8409$; $\beta = 100^\circ 34' 30''$; (Bowman).

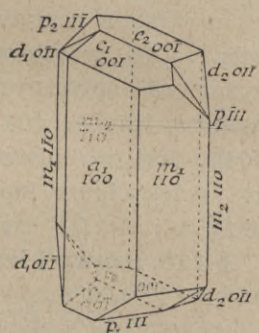
$a\{100\}$ $c\{001\}$ $m\{110\}$ $m'\{1\bar{1}0\}$ $p\{11\bar{1}\}$ $d\{011\}$ $d'\{0\bar{1}1\}$ Rys. 216.



Rys. 216.



Rys. 217.



Rys. 218.

Kryształy prawe mają sfenoid jednostkowy prawy $p\{11\bar{1}\}$ tak jak na rys. 216, lewe sfenoid $p(1\bar{1}1)$ na lewej części kryształu.

Dwojaki albo według $a\{100\}$ albo według jej normalnej. Rys. 217 przedstawia kryształ bliźnięcy według prawa pierwszego t. j. z płaszczyzną bliźnięcą (100) . Jedna połowa dwojaka jest kryształem prawym, druga lewym; kąty wklęsłe tworzą ściany sfenoidów jednostkowych $p\{111\}$ obu kryształów.

Rys. 218 przedstawia dwojak, zbudowany według prawa drugiego t. j. według tego prawa, że osią bliźnięcą, czyli osią przystawiania całego kryształu bliźnięcego, jest normalna ściany (100) . Obie połowy dwojaka są kryształami prawymi ze ścianami prawego sfenoidu jednostkowego $p\{11\bar{1}\}$. Kąty wklęsłe tworzą tu ściany $p\{111\}$ i ściany $d\{011\}$.

W obu rodzajach kryształów bliźniących izobenzylu oś przystawiania i płaszczyzna najlepszej łupliwości jest wspólna obu połowom dwojaka, zupełna bowiem łupliwość zachodzi równoległe do ściany (100) i (001) .

Figury wytrawione na ścianach dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ są niesymetryczne, co dowodzi nieobecności płaszczyzny odbicia. Tegoż dowodzą wyraźne zjawiska piroelektryczne, występujące na biegunach osi przystawiania. Biegun analogiczny jest ten, na którym występują ściany sfenoidu jednostkowego $p\{111\}$.

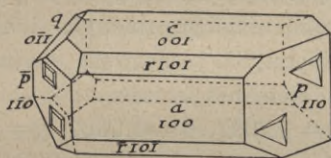
Oś przystawiania jest zgodna z pierwszą dwusieczną, a więc płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do (010) , t. j. do tej płaszczyzny, której normalną jest oś przystawiania. Ze ścianą $a(100)$ płaszczyzna osi optycznych tworzy kąt $54^{\circ}30'$ w rozwartym kącie β . Dwójłomność dodatnia: pierwszą dwusieczną jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ .

§ 120. Cukier trzcinowy. Sacharoza: $C_{12}H_{22}O_{11}$. $a : b : c = 1,2595 : 1 : 0,8782$; $\beta = 103^{\circ}30'$; (Wolff).

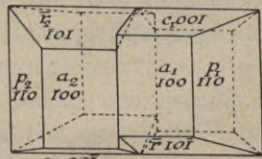
$a\{100\}$ $c\{001\}$ $r\{101\}$ $r'\{10\bar{1}\}$ $p\{110\}$ $p'\{1\bar{1}0\}$ $o\{1\bar{1}1\}$ $q\{0\bar{1}1\}$ Rys. 219.

Pospolite dwojaki rys. 220, w których oprócz ${}^pL_2^{ou}$, osiami przystawiania dwukrotnego są: normalna dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$ i pionowa krawędź osiowa OZ . Dwojaki cukru trzcinowego rozwiązać możemy w sposób następujący. Wyobraźmy sobie dwa kryształy prawe rys. 219. Przepołowmy każdy z nich

płaszczyzną prostopadłą do osi przystawiania OY , t. j. płaszczyzną (010) i odrzućmy połowy lewe, poczem jedną z pozostałych prawych obróćmy dokoła krawędzi p/p ,



Rys. 219.



Rys. 220.

t. j. dokoła krawędzi osiowej OZ o 180° , a potem złączmy obie połowy płaszczyzną przekroju (010) . Otrzymamy wtedy wielościan rys. 220, który przystaje do siebie po obrocie o 180° dokoła normalnej ściany dwuścianu poprzecznego (100) , około krawędzi osiowej OZ , no i rozumie się około osi przystawiania OY . A zatem jego symetryczność geometryczna odpowiada przypadkowi $s(2'2'2')$, t. j. ma on trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego, gdy symetryczność kryształów pojedynczych, oraz symetryczność fizyczna (figury wytrawione, własności piro- i piezoelektryczne, własności optyczne i t. d.) czynią zadość tylko przypadkowi $s(2')$.

Łupliwość wyraźna zachodzi równoległe do ścian dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$.

Nieobecność płaszczyzny odbicia, czyli nierówność fizyczną zwrotów osi przystawiania, stwierdzają zjawiska następujące. Kryształy cukru trzcinowego rozpuszczają się na pedjonie $(0\bar{1}0)$ znacznie prędzej niż na pedjonie (010) .

Woda na ścianach sfenoidu prawego $p\{110\}$ wywołuje asymetryczne trójkątne figury wytrawione, których jedna krawędź jest równoległa do krawędzi osiowej OZ , a na sfenoidzie lewym $p\{1\bar{1}0\}$ od rozpuszczającego działania wody powstają figury rombów, których krawędź dłuższa jest równoległa do krawędzi kryształu $p'o$, a krawędź krótsza do krawędzi osiowej OZ rys. 219.

To samo potwierdzają wyraźne objawy piroelektryczne. Odjemny, t. j. lewy na rys. 218, zwrot osi przystawania jest biegunem antylogicznym.

W kryształach cukru trzcinowego po raz pierwszy stwierdzono polaryzację obrotową ciał optycznie dwuosiowych, przedtem bowiem znano ją tylko w ciałach optycznie jednoosiowych i izotropowych. Jedna oś optyczna jest prawie prostopadła do dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$. Skręcenie optyczne na płaszczyznach prostopadłych do tej osi optycznej wynosi -22° , a do drugiej $+64^\circ$ w świetle sodowym w płytach grubości $1c$.

Płaszczyzną osi optycznych jest (010) , t. j. płaszczyzna prostopadła do osi przystawania, a więc oś przystawania jest zgodna z optyczną normalną, zachodzi przeto dyspersja osi optycznych i dwusiecznych, a dyspersji płaszczyzn osi optycznych niema, czyli jest tu dyspersja zwana pochyłoną, ale bardzo mała, gdyż dla pierwszej dwusiecznej wynosi ona zaledwie $6'30''$ pomiędzy jej położeniem w najskrajniejszych promieniach czerwonych i niebieskich. Pierwsza dwusieczna z krawędzią osiową OZ tworzy kąt $66^\circ 47'$ w rozwartym kącie β . Kąt osi optycznych istotny $2V$ w świetle żółtym (sodowym) wynosi $47^\circ 48'30''$. $2E = 78^\circ 26'$. Dyspersja osi optycznych wynosi zaledwie $47'$ pomiędzy najskrajniejszymi promieniami czerwonymi i niebieskimi.

Optyczny charakter odjemny, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła a .

W świetle sodowym $a = 1,5397$, $\beta = 1,5667$, $\gamma = 1,5716$.

§ 121. Prawy i lewy kwas winny: $C_4H_6O_6$; $a : b : c = 1,2747 : 1 : 1,0266$; $\beta = 100^\circ 17'$; (Hervé de la Prevostaye).

$a\{100\}$ $r\{101\}$ $p^{pr}\{110\}$ $q^{pr}\{011\}$ $c\{001\}$ $r'\{10\bar{1}\}$ $p^i\{1\bar{1}0\}$ $q^i\{0\bar{1}1\}$ Rys. 221, 222.

Kryształy prawego kwasu winnego, oprócz czterech dwuścianów z pasa osi przystawania t. j. z pasa, którego osią jest krawędź osiowa OY , $a\{100\}$, $c\{001\}$, $r\{101\}$ i $r'\{10\bar{1}\}$, mają dwa prawe sfenoidy $p^{pr}\{110\}$ i $q^{pr}\{011\}$ oraz lewy sfenoid $p^i\{1\bar{1}0\}$. Kryształy kwasu lewego są odzwierciedleniem poprzednich, t. j. oprócz tych samych ścian pasa osi przystawania mają sfenoidy odpowiadające poprzednim, mianowicie dwa lewe: $p^i\{1\bar{1}0\}$ i $p^i\{0\bar{1}1\}$ oraz jeden prawy $p^{pr}\{110\}$.

Częste są dwojaki z osobników jednego znaku tak połączonych, że krawędź osiowa OZ i normalna dwuścianu $a\{100\}$ są osiami dwojaka, a więc kryształy bliźnięce są takie same, jak poprzednio opisanego cukru trzcinowego.

Figury wytrawione na $a\{100\}$ wodą lub roztworem wodnym kwasu octowego dowodzą, że płaszczyzny odbicia niema i że zwroty osi przysta-

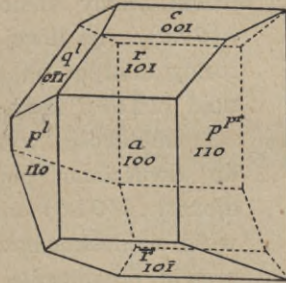
wania są niejednoznaczne. Tego samego dowodzi różnica prędkości rozpuszczania pedjonów (010) i $(0\bar{1}0)$. Na pedjonie (010) prędkość rozpuszczania się kwasu winnego jest daleko mniejsza od tej prędkości na pedjonie $(0\bar{1}0)$.

Łupliwość wyraźna zachodzi równoległe do ścian dwuscianu poprzecznego $a\{100\}$.

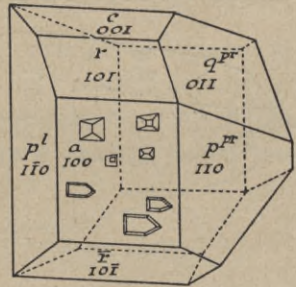
Piroelektryczność bardzo znaczna. Stwierdzono również własności piezoelektryczne wzdłuż osi przystawania. Biegun antylogiczny jest to ten promień osi przystawania, na którym występują ściany sfenoidu $q\{011\}$.

Optycznie zbadany bardzo dokładnie z powodu wielkiej dwójłomności, która go czyni objektem bardzo podatnym i cennym do badania własności optycznych

ciał optycznie dwuosiowych. Wielkości współczynników załamania światła sodowego: $\alpha = 1,4961$, $\beta = 1,5359$, $\gamma = 1,6055$. Sposobem wewnętrznego odbicia W. Kohlrausch zmierzył w wielu kierunkach współczynniki załamania światła na wszystkich trzech przekrojach głównych i otrzymał



Rys. 221.

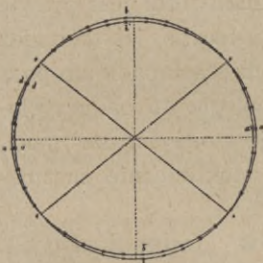


Rys. 222.

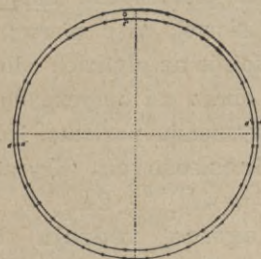
zupelną zgodność z teorią. Rys. 223, 224 i 225 są to wykresy badacza wymienionego. Przedstawiają one odwrotności otrzymanych przezeń współczynników załamania światła w kryształach kwasu winnego na trzech przekrojach głównych w tych samych kierunkach, w jakich je zmierzył.

Dwójłomność dodatnia, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największego współczynnika załamania γ .

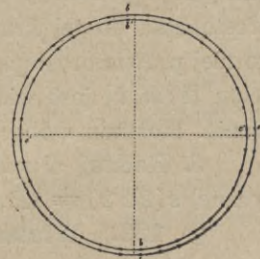
Płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do (010) , a że pierwsza dwusieczna leży na płaszczyźnie (010) , więc oś przystawania jest



Rys. 223.



Rys. 224.



Rys. 225.

zgodna z drugą dwusieczną. Obraz osi optycznych występuje w pasie osi przystawania równoległe do niej, t. j. do krawędzi osiowej OY , z dyspersją pochyłą. Pierwsza dwusieczna leży w ostrym kącie β i z krawędzią osiową

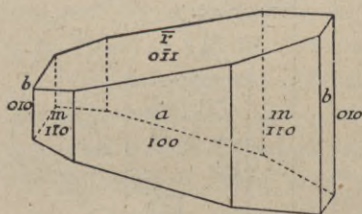
OZ tworzy kąt $71^{\circ}18'$ w świetle czerwonym, $72^{\circ}10'$ w świetle niebieskiem. $2V = 78^{\circ}20'$ w świetle żółtem.

Skrećenie optyczne na obu osiach jednakowe: na jeden milimetr grubości płyty $8^{\circ}30'$ w świetle litowem (czerwonym), $11^{\circ}24'$ w świetle sodowem (żółtem), $14^{\circ}12'$ w świetle rozżarzonej pary talu (zielonem).

§ 122. **Jednowodny cukier mleczny.** Laktoza: $C_{12}H_{22}O_{11} \cdot H_2O$; $a:b:c = 0,3677:1:0,2143$; $\beta = 109^{\circ}47'$; (Traube).

$a\{100\}$ $b(010)$ $b'(0\bar{1}0)$ $m\{110\}$ $m'\{1\bar{1}0\}$ $r\{0\bar{1}1\}$ Rys. 226.

Kryształy przeważnie ograniczone są dwuscianem $a\{100\}$ i lewym sfenoidem $r\{0\bar{1}1\}$. Na prawej stronie mamy sfenoid $m\{110\}$ i pedjon prawy $b(010)$ a na lewej części kryształu występują formy tamtym odpowiadające, mianowicie sfenoid $\{1\bar{1}0\}$ i lewy pedjon $(0\bar{1}0)$.



Rys. 226.

Łupliwość wyraźna zachodzi równolegle do dwuscianu poprzecznego $\{100\}$, do pedjonów $b(010)$ nieco mniej wyraźna. Łupliwość najdoskonalsza zachodzi na płaszczyźnie prawie prostopadłej do krawędzi osiowej OZ ,

ale nie dokonano dotychczas pomiaru jej nachylenia do ścian kryształu, więc nieznamy jej liczb wyznaczających.

Piroelektryczny biegun analogiczny znajduje się na odjemnym zwrocie osi przystawiania, antylogiczny na dodatnym. Takie same ładunki, jak studzenie kryształu, wywołuje ściskanie go w kierunku osi przystawiania.

Dwójłomność odjemna t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła a .

Oś przystawiania jest kierunkiem drugiej dwusiecznej, więc płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do $b(010)$. Pierwsza dwusieczna z krawędzią OZ tworzy kąt 10° w rozwartym kącie β , czyli nieznacznie tylko się od niej odchyła, a ponieważ omawiana płaszczyzna najlepszej łupliwości jest prawie prostopadła do tej krawędzi osiowej, więc pierwsza dwusieczna jest również do niej prawie prostopadła. Istotnie na płytkach odłupanych prostopadle do pasa ścian $[a|m|b]$ jest widoczny obraz osi optycznych równoległe do osi przystawiania. Możliwa wobec tego dyspersja pozioma, jednak jest ona bardzo mała.

5. Rodzaj słupów jednoskośnych. (Kryształy monoklinicznie pryzmatyczne) $s(2'2'2) \equiv 1P, 1L_2, C \equiv 4\Pi_1^{\{hkl\}}, 2\Pi_{1 \times 2}^{\{h0l\}}, 2\Pi_2^{\{010\}}$.

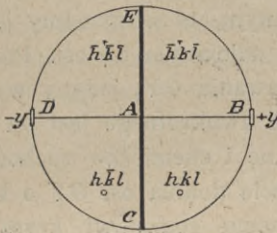
§ 123. **Własności ogólne rodzaju słupów jednoskośnych.**

Trzy płaszczyzny zwierciadlane wzajemnie prostopadłe, z których dwie są płaszczyznami obrotu, a jedna płaszczyzną pierwszego przekształcenia symetrycznego, powtarzając się kalejdoskopowo, dają jedną płaszczyznę odbicia P i jedną do niej prostopadłą dwustronną oś przystawiania dwukrotnego L_2 , oraz środek równości odwróconej C . Jest tu płaszczyzna odbicia i prosto-

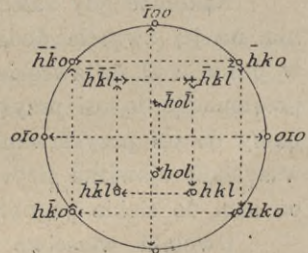
padła do niej oś przystawania dwukrotnego, a więc oba elementy symetryczne obu poprzednich rodzajów jednoskośnych, przeto taki sam kształt czwororościanu jednostkowego.

Trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny powierzchnię kuli, zakreślonej z ich punktu przecięcia się jak ze środka, dzielą na ośm prostokątnych trójkątów sferycznych czyli oktantów. Z nich, jak się przekonamy niebawem, cztery między sobą są symetrycznie równe; mianowicie, prawy i lewy przedni, górny z prawym i lewym tylnym dolnym stanowią jedną czwórkę oktantów równych, a prawy i lewy górny tylny z prawym i lewym przednim dolnym stanowią drugą czwórkę równych oktantów, nierówną poprzedniej i od niej symetrycznie niezawisłą.

Przeprowadźmy płaszczyznę styczną do kuli w prawym górnym przednim oktancie t. j. założmy biegun (hkl) rys. 227. Wobec istnienia płaszczyzny odbicia, założenie bieguna (hkl) pociąga za sobą istnienie bieguna (\overline{hkl}) w oktancie lewym górnym przednim. Odzwierciedlenie bieguna (\overline{hkl}) w jednej płaszczyźnie obrotu t. j. w boku AD jest nierealne. Rzeczywistego znaczenia nabiera ono dopiero po odzwierciedleniu się w drugiej płaszczyźnie obrotu t. j. w płaszczyźnie projekcji $BCDE$, a więc jako biegun $(\overline{\overline{hkl}})$ w oktancie lewym dolnym tylnym. Istnienie jednak tego



Rys. 227.



Rys. 228.

bieguna, wobec płaszczyzny odbicia EC , pociąga za sobą istnienie bieguna $(\overline{\overline{hkl}})$ w oktancie prawym dolnym tylnym. Biegun $(\overline{\overline{hkl}})$ dwukrotnie odzwierciedlony w płaszczyznach obrotu $BCDE$ i AB pada na punkt (hkl) t. j. staje się biegunem założonym pierwotnie. Obeszliśmy więc całą powierzchnię kuli, to znaczy znaleźliśmy wszystkie powtórzenia założonego punktu (hkl) . Zarazem podzieliliśmy powierzchnię kuli na dwie czwórki równych oktantów.

Bieguny zatem (hkl) , (\overline{hkl}) , $(\overline{\overline{hkl}})$ i $(\overline{\overline{\overline{hkl}}})$ są równe i związane spójnictwem symetrycznym. Gdy w biegunach tych przeprowadzimy płaszczyzny styczne do kuli, to otrzymamy słup jednoskośny $\{hkl\}$, formę pojedynczą, ograniczoną dwiema parami ścian równoległych, dająca na przekroju poprzecznym romb. Jedna przekątna tego rombu jest zgodna z osią przystawania, a druga leży na płaszczyźnie odbicia.

Oczywista, że o tych samych wartościach h , k , l , otrzymamy słup $\{\overline{hkl}\}$ gdy założymy biegun (\overline{hkl}) t. j. leżący w drugiej czwórce oktantów. Słupami dodatnimi nazywamy te słupy, których ściany leżą nad rozwartym kątem β , a ujemnymi nad ostrym kątem β . Słup nosi symbol jednej ze swych ścian leżących albo w jednym z oktantów górnych albo z przednich.

Słupy tego pasa, którego oś obraliśmy na krawędź osiową czworoscianu jednostkowego OZ , mają symbol $\{hkl\}$, a tego, którego oś obieramy na krawędź osiową OX , t. j. pasa ściany podstawowej (001) i ściany podłużnej (010) , otrzymują symbol $\{0kl\}$.

Ściany słupów, jako form ogólnych w tym rodzaju, są jednokierunkowe Π_1 , a więc słupy te możemy oznaczyć symbolem $4\Pi_1^{\{hkl\}}$.

Gdy założymy biegun $(h0l)$ t. j. gdy umieścimy go na płaszczyźnie odbicia, pociąga to za sobą istnienie tylko drugiego bieguna mu równego $(\overline{h}0\overline{l})$, odległego o 180° , t. j. czyniącego zadość osi przystawania dwukrotnego. W tym więc przypadku mamy dwuściany, formy o dwu ścianach równoległych do osi przystawania. Ściany tych dwuścianów są jednodzielniedwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$ jako prostopadłe do płaszczyzny odbicia. Dwuścian, którego oś pasa obrano na krawędź osiową OZ , ma symbol $\{100\}$ i nazwę poprzecznego. Dwuścian, którego pasa oś wzięto na krawędź OX , ma symbol $\{001\}$ i nazwę podstawowego.

Nakoniec gdy założymy biegun w wierzchołku B t. j. na osi przystawania, na jej zwrocie dodatnym, to otrzymamy jego powtórzenie symetryczne w punkcie D na zwrocie odjemnym tej osi. Powstanie dwuścian $\{010\}$ t. j. prostopadły do osi przystawania OY , jedyny w swoim rodzaju: jako prostopadły do osi przystawania dwukrotnego jest on dwukierunkowy $2\Pi_2^{\{010\}}$ t. j. wszystkie zjawiska fizyczne i chemiczne zachodzą na nim tak, że przystaje on sam do siebie po obrocie dokoła osi OY o kąt 180° .

Dwojaki właściwe temu rodzajowi kryształów mają za płaszczyzny bliźnięce ściany słupów i dwuścianów z wyjątkiem ściany (010) , ta bowiem, jako płaszczyzna odbicia, nie może być płaszczyzną bliźnięcą, bo i bez bliźnięcości każdy kryształ tego rodzaju jest względem niej symetryczny. Tak samo osią bliźnięcą może być normalna każdej ściany z wyjątkiem normalnej dwuścianu (010) , gdyż jest ona już osią przystawania kryształów pojedynczych.

Kryształy rodzaju słupów jednoskośnych są centryczne, czyli, jak się wyrażają niektórzy, mają środek symetrii, a jak my mówimy, mają one środek równości odwróconej, t. j. każdy ich element na przeciwległym promieniu prostej przezeń i przez środek przeprowadzonej ma element symetrycznie mu równy i odwrócony odcień o 180° . Centryczność ta powoduje, że polaryzacja obrotowa staje się niemożliwa na żadnej prostej. Gdyby bowiem zachodziła na której kolwiek prostej, to na drugim jej promieniu musiałaby zachodzić w kierunku odwrotnym t. j. nie byłoby jej wcale. Z tego samego powodu w kryształach słupów jednoskośnych niema objawów piroelektrycznych.

Rodzaj słupów jednoskośnych pod jednym względem jest godzien szczególnej uwagi, mianowicie z pośród trzydziestu dwu rodzajów krystalograficznych jest on najwięcej rozpowszechniony. Krystalizują się w nim liczne setki substancyj.

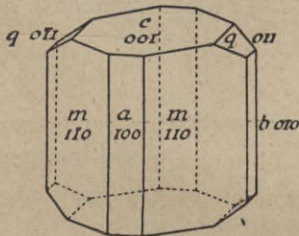
| s(2'2'2). Rodzaj słupów jednoskośnych. 1P, 1L ₂ , C. | | |
|---|----------------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Symbole ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Słupy | {hkl}, {hkl}, {hk0}, {0kl} | 4II ₁ |
| Dwuściany | {h0l}, {100}, {001} | 2Π _{1×2} |
| Dwuścian podłużny | {010} | 2Π ₂ |

§ 124. Dziewięciowodny siarczan torowy: $Th(SO_4)_2 \cdot 9H_2O$; $a : b : c = 0,5972 : 1 : 0,6667$; $\beta = 98^\circ 17'$; (Kraus).

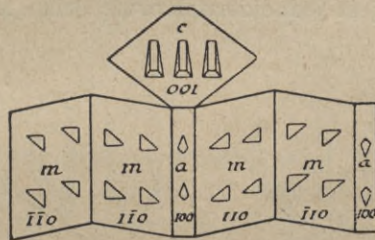
$a\{100\}$ $b\{010\}$ $c\{001\}$ $m\{110\}$ $q\{011\}$ Rys. 229.

Połączenie trzech dwuścianów, poprzecznego $a\{100\}$, podłużnego $b\{010\}$ i podstawowego $c\{001\}$ z dwoma słupami, pionowym $m\{110\}$ i podłużnym $q\{011\}$, jest jednym z najpospolitszych połączeń w rodzaju omawianym, spotykanem na kryształach wielu setek ciał, krystalizujących się w rodzaju słupów jednoskośnych.

Dwojaki symetryczne względem ścian dwuścianu $a\{100\}$, t. j. jedna połowa dwojaka względem drugiej odwrócona dokoła normalnej ściany (100) o 180° tak, że ściany (001) tworzą kąt wypukły a ściany (00 $\bar{1}$) tworzą kąt wklęsły.



Rys. 229.



Rys. 230.

Drugie prawo bliźnięce: płaszczyzną bliźnięcą jest ściana dwuścianu podstawowego $c\{001\}$. Kryształ jakoby przepołowiony płaszczyzną równoległą do $c\{001\}$ i jedna połowa obrócona o 180° dokoła normalnej $c\{001\}$.

Łupliwość doskonała zachodzi równoległe do dwuścianu $b\{010\}$, równoległe do słupa $q\{011\}$ zupełna, równoległe do dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ prawie zupełna, równoległe do dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$ wyraźna.

Z symetrycznością wielościanu przyrostu i wielościanu łupliwości zupełnie zgodne są zjawiska rozpuszczania się. Mianowicie rys. 230 podaje figury wytrawione wodą na ścianach dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$, słupa pionowego $m\{110\}$ i na ścianie podstawowej górnej $c\{001\}$. Widoczna jest niewątpliwie jednodzielna dwukierunkowość dwuścianów $2\Pi_{1\times 2}^{\{h0l\}}$, oraz to, że ściany przednie i tylne słupa $m\{110\}$ i dwuścianu $a\{100\}$ przystają do siebie po obrocie kryształu około OY o 180° .

Płaszczyzna osi optycznych prostopadła do $b\{010\}$. Ze ścianą $(\bar{1}00)$ tworzy ona kąt $15^{\circ}30'$ w świetle czerwonym, $17^{\circ}12'$ w żółtym, $18^{\circ}6'$ w zielonym. Pierwsza dwusieczna leży na płaszczyźnie odbicia, to znaczy, że na ścianie $b(010)$ ślad płaszczyzny osi optycznych jest właśnie śladem pierwszej dwusiecznej i że tworzy on kąty dopiero co wymienione z krawędzią b/m , czyli z krawędzią osiową OZ , w obrębie ostrego kąta β albo, innymi słowy, pod tymi kątami na ścianie (010) zachodzi skośne znikanie światła względem krawędzi $b/m = (010):(110)$. Wobec tego, że pierwsza dwusieczna leży na płaszczyźnie odbicia (010) , a płaszczyzna osi optycznych jest do płaszczyzny odbicia prostopadła, więc oś przystawiania jest zgodna z drugą dwusieczną, zachodzi przeto dyspersja pochyłona osi optycznych.

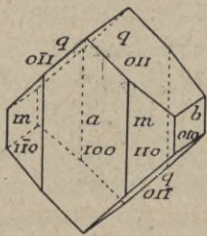
§ 125. Czterowodny siarczan amonowocerawy: $NH_4 \cdot Ce(SO_4)_2 \cdot 4H_2O$;
 $a : b : c = 0,3598 : 1 : 0,9340$; $\beta = 97^{\circ}15'$; (Kraus).

$a\{100\}$ $m\{110\}$ $b\{010\}$ $q\{011\}$ Rys. 231.

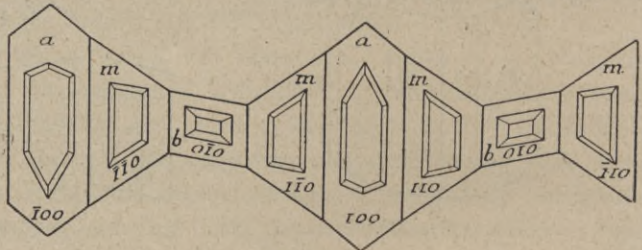
Połączenie ścian na kryształach soli omawianej obecnie również przypomina wiele innych kryształów rodzaju $s(2'2'2)$.

Łupliwość doskonała zachodzi równoległe do płaszczyzny odbicia t. j. do (010) czyli do ścian dwuścianu podłużnego b .

Figury wytrawione wodą na ścianach pasa OZ mamy na rys. 232. Widoczna jest jednokierunkowość ścian słupa $m\{110\} : 4\Pi_1$. Widzimy również



Rys. 231.



Rys. 232.

jednodzielną dwukierunkowość ścian $a\{100\}$ t. j. dwuścianu poprzecznego $2\Pi_{1 \times 2}$ i dwukierunkowość dwuścianu podłużnego $b\{010\} : 2\Pi_2$. A gdy porównamy figurę na ścianie (100) z figurą na ścianie jej przeciwległej $(\bar{1}00)$, a także $(\bar{1}\bar{1}0)$ z $(1\bar{1}0)$ i (110) z $(\bar{1}10)$, to przekonamy się o istnieniu osi przystawiania dwukrotnego, którą jest normalna ścian $b\{010\}$ t. j. krawędź osiowa OY . Widoczna też jest centryczność, t. j. środek równości odwróconej, np. gdy porównamy figurę wytrawioną na (110) z figurą na $(\bar{1}\bar{1}0)$.

Płaszczyzna osi optycznych prostopadła do $b\{010\}$ i prawie prostopadła do $a\{100\}$. Z osią przystawiania zgodna pierwsza dwusieczna, więc obraz osi widzialny na dwuścianie $b\{010\}$ prawie prostopadle do krawędzi $b/m = (010):(110)$. Dyspersja wobec tego skrzyżowana, jednak tak mała, że prawie niewidoczna.

§ 130. Sześciowodny siarczan potasowomagnezowy. Mineral pi-kromeryt albo szenit: $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$; $a : b : c = 0,7413 : 1 : 0,4993$; $\beta = 104^\circ 48'$; (Tutton).

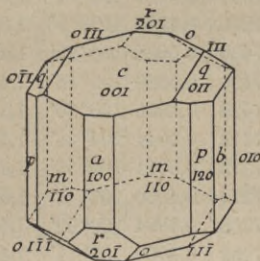
$a\{100\}$ $b\{010\}$ $c\{001\}$ $m\{110\}$ $p\{120\}$ $q\{011\}$ $r\{20\bar{1}\}$ $o\{11\bar{1}\}$ Rys. 233.

§ 131. Sześciowodny selenian amonowocynkowy: $(NH_4)_2Zn(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$; $a : b : c = 0,7409 : 1 : 0,5040$; $\beta = 106^\circ 14'$; (Tutton).

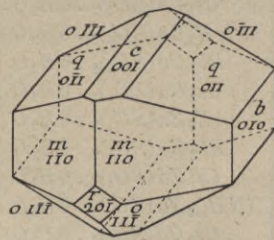
$a\{100\}$ $b\{010\}$ $c\{001\}$ $m\{110\}$ $q\{011\}$ $r\{201\}$ $o\{11\bar{1}\}$ Rys. 234.

Rys. 234 przedstawia kryształ selenianu z zachowaniem tych samych liter i znaków ścian oraz ich orientacji co na kryształach siarczanu poprzedniego. Zarówno z pokroju kryształów jak z kształtu czworościanu jednostkowego widzimy, że są to ciała jednopostaciowe. Mianowicie omawiany siarczan i selenian są to ogniwa krańcowe długiego szeregu jednopostaciowego. Szereg ten sześciowodnych siarczanów i selenianów podwójnych jest jednym z najszczegółowiej i najlepiej zbadanych szeregów jednopostaciowych.

Wszystkie sole tego szeregu mają zupełną łupliwość równoległą do ściany dwusiecznej $r\{20\bar{1}\}$. Płaszczyzna osi optycznych jest zgodna



Rys. 233.



Rys. 234.

z płaszczyzną odbicia (010) . Pierwsza dwusieczna przecina się z krawędzią osiową OZ pod kątem $103^\circ 38'$, z krawędzią osiową OX pod kątem $1^\circ 10'$ w kryształach siarczanu potasowomagnezowego, pod kątem $93^\circ 24'$ z OZ i $12^\circ 50'$ z OX w kryształach selenianu amonowocynkowego. Dyspersja pochylona, ale bardzo mało: zaledwie $10'$ w kryształach siarczanu potasowomagnezowego, $12'$ w kryształach selenianu amonowocynkowego. Pierwsza dwusieczna leży bliżej do krawędzi OX w świetle czerwonym niż w niebieskiem.

§ 132. Izomorfizm siarczanów i selenianów $R_2^I R^{II}(MO_4)_2 \cdot 6H_2O$.

W tablicy niżej podanej mamy stałe krystalograficzne i optyczne sześciowodnych podwójnych siarczanów i selenianów $R_2^I R^{II}(MO_4)_2 \cdot 6H_2O$, gdzie $R^I = K, Rb, Cs, NH_4$; $R^{II} = Mg, Mn, Fe^{II}, Ni, Co, Cu, Zn, Cd$; $M = S, Se$. W lewej części tej tablicy podano odcinki krawędzi osiowych a i c czworościanu jednostkowego ($b = 1$) oraz kąt $XOZ = \beta$, a w części prawej trzy współczynniki załamania światła sodowego i kąty osi optycznych $2V$ i $2E$. Z tablicy tej możemy wyrobić sobie dokładne pojęcie o istocie jednopostaciowości. Godna uwagi okoliczność, że w każdej trójce soli potasowej, rubidowej i cezowej z powiększeniem się ciężaru atomowego pierwiastka jednowartościowego zwiększa się kąt β i wzrastają współczynniki załamania światła.

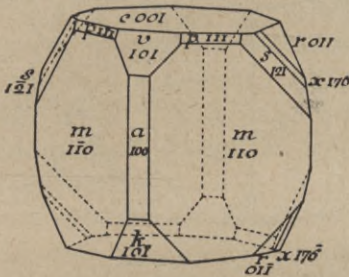
| Czworościany jednostkowe, współczynniki załamania światła i kąty osi optycznych sześciowodn. siarczanów i selenianów jedno- i dwuwartościowych $R_2R^{II}(MO_4)_2 \cdot 6H_2O$. | | | | | | | | |
|--|--------|--------|-----------|--------|---------|----------|---------|----------|
| Skład chemiczny soli | a | c | β^* | a | β | γ | 2V | 2E |
| $K_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7413 | 0,4993 | 104° 48' | 1,4607 | 1,4629 | 1,4755 | 47° 54' | 72° 47' |
| $Rb_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7400 | 0,4975 | 105° 59' | 1,4672 | 1,4689 | 1,4779 | 48° 46' | 74° 40' |
| $Cs_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7279 | 0,4946 | 107° 6' | 1,4857 | 1,4858 | 1,4916 | 16° 25' | 22° 50' |
| $(NH_4)_2Mg(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7400 | 0,4918 | 107° 6' | 1,4716 | 1,4730 | 1,4786 | 51° 11' | 79° 11' |
| $Rb_2Mn(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7382 | 0,4950 | 105° 57' | 1,4767 | 1,4807 | 1,4907 | 67° 5' | 109° 51' |
| $Cs_2Mn(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7274 | 0,4913 | 107° 7' | 1,4946 | 1,4966 | 1,5025 | 59° 51' | 96° 57' |
| $K_2Fe(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7377 | 0,5020 | 104° 32' | 1,4759 | 1,4829 | 1,4969 | 67° 7' | 110° 10' |
| $Rb_2Fe(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7377 | 0,5004 | 105° 44' | 1,4815 | 1,4874 | 1,4977 | 73° 21' | 125° 12' |
| $Cs_2Fe(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7261 | 0,4953 | 106° 52' | 1,5003 | 1,5035 | 1,5094 | 74° 51' | 132° 47' |
| $K_2Ni(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7379 | 0,5020 | 105° 0' | 1,4836 | 1,4916 | 1,5051 | 75° 16' | 130° 57' |
| $Rb_2Ni(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7350 | 0,5022 | 106° 3' | 1,4895 | 1,4961 | 1,5052 | 82° 0' | 157° 0' |
| $K_2Co(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7404 | 0,5037 | 104° 55' | 1,4807 | 1,4865 | 1,5004 | 68° 41' | 114° 25' |
| $Rb_2Co(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7391 | 0,5011 | 106° 1' | 1,4859 | 1,4916 | 1,5014 | 75° 11' | 130° 10' |
| $Cs_2Co(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7270 | 0,4968 | 107° 8' | 1,5057 | 1,5085 | 1,5132 | 81° 34' | 156° 40' |
| $K_2Cu(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7490 | 0,5088 | 104° 28' | 1,4836 | 1,4864 | 1,5020 | 46° 32' | 75° 7' |
| $Rb_2Cu(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7490 | 0,5029 | 105° 18' | 1,4886 | 1,4906 | 1,5036 | 44° 42' | 69° 8' |
| $Cs_2Cu(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7429 | 0,4946 | 106° 10' | 1,5048 | 1,5061 | 1,5153 | 43° 24' | 68° 5' |
| $K_2Zn(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7413 | 0,5044 | 104° 48' | 1,4775 | 1,4833 | 1,4969 | 68° 14' | 112° 29' |
| $Rb_2Zn(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7373 | 0,5011 | 105° 53' | 1,4833 | 1,4884 | 1,4975 | 73° 33' | 125° 46' |
| $Cs_2Zn(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7274 | 0,4960 | 107° 1' | 1,5022 | 1,5048 | 1,5093 | 74° 11' | 130° 35' |
| $(NH_4)_2Zn(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7368 | 0,4994 | 106° 52' | 1,4888 | 1,4930 | 1,4994 | 79° 0' | 144° 41' |
| $Cs_2Cd(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7259 | 0,4906 | 107° 11' | 1,4975 | 1,5000 | 1,5062 | 67° 53' | 114° 4' |
| $K_2Mg(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7485 | 0,5031 | 104° 18' | 1,4969 | 1,4991 | 1,5139 | 39° 38' | 61° 7' |
| $Rb_2Mg(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7424 | 0,5011 | 105° 14' | 1,5014 | 1,5031 | 1,5135 | 47° 3' | 73° 34' |
| $Cs_2Mg(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7314 | 0,4916 | 106° 17' | 1,5178 | 1,5179 | 1,5236 | 18° 35' | 27° 27' |
| $(NH_4)_2Mg(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7420 | 0,4966 | 106° 27' | 1,5070 | 1,5093 | 1,5169 | 54° 47' | 88° 64' |
| $(NH_4)_2Fe(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7405 | 0,5012 | 106° 13' | 1,5201 | 1,5260 | 1,5356 | 76° 88' | 142° 50' |
| $K_2Ni(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7453 | 0,5060 | 104° 53' | 1,5199 | 1,5248 | 1,5339 | 72° 56' | 129° 56' |
| $(NH_4)_2Ni(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7378 | 0,5042 | 106° 19' | 1,5291 | 1,5372 | 1,5466 | 86° 14' | |
| $K_2Co(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7379 | 0,5056 | 104° 10' | 1,5135 | 1,5195 | 1,5358 | 63° 52' | 106° 58' |
| $(NH_4)_2Cu(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7488 | 0,5126 | 105° 32' | 1,5213 | 1,5355 | 1,5395 | 55° 24' | 91° 6' |
| $K_2Zn(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7458 | 0,5073 | 104° 12' | 1,5121 | 1,5181 | 1,5335 | 66° 15' | 112° 17' |
| $Rb_2Zn(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7431 | 0,5019 | 105° 16' | 1,5162 | 1,5222 | 1,5331 | 75° 8' | 138° |
| $Cs_2Zn(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7314 | 0,4971 | 106° 11' | 1,5326 | 1,5362 | 1,5412 | 83° 6' | 166° 6' |
| $(NH_4)_2Zn(SeO_4)_2 \cdot 6H_2O$ | 0,7409 | 0,5040 | 106° 14' | 1,5240 | 1,5300 | 1,5385 | 82° 7' | 170° |

Znakomite badania tego szeregu są prawie wyłącznie dziełem krystalografa angielskiego A. E. H. Tuttona. Niezmiernie zasłużony ten badacz zarazem jest autorem najlepszego podręcznika krystalografii opisowej i praktycznej: „Crystallography and practical crystal measurement by A. E. H. Tutton D. Sc., M. A. (Oxon.), F. R. S., A. R. C. Sc. Past president of the mineralogical society. In two volumes. Macmillan and Co., Limited St. Martin's Street, London 1922“.

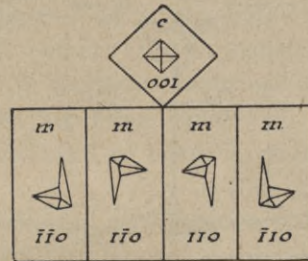
§ 133. Fluoroglinian sodowy. Mineral kryolit: Na_3AlF_6 ; $a:b:c = 0,9662:1:1,3882$; $\beta = 90^\circ 11'$; (Krenner).

$$\begin{array}{ccccc} a\{100\} & c\{001\} & p\{111\} & v\{101\} & k\{10\bar{1}\} \\ m\{110\} & r\{011\} & s\{121\} & x\{176\} & \text{Rys. 235.} \end{array}$$

Kryształy kryolitu najczęściej są połączeniem słupa $m\{110\}$ z dwuścianem podstawowym $c\{001\}$ rys. 236. Kąt $m/m = (110):(1\bar{1}0) = 88^\circ 2'$. Kąt $m/c = (110):(001) = 89^\circ 52'$. A więc oba te kąty różnią się bardzo mało od 90° . Połączenie zatem słupa (110) z dwuścianem podstawowym (001) o tych kątach z pozoru mogłoby wydawać się sześcianiem umiartowym, gdyby nie rzeźba ścian: ściany dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ mają delikatne kreskowanie równoległe do krawędzi osiowej OX t. j. do krawędzi $c/r = (001)/(011)$, a na ścianach słupa $m\{110\}$ bardzo charakterystyczne kreskowanie w trzech kierunkach: równoległe do krawędzi $m/s(110)|(121)$, do krawędzi $m/v = (110)|(101)$ i do krawędzi $m/p = (110)|(111)$. To kreskowanie i kąt m/c bardzo mało różniący się od 90° , sprawia, że kryształy kryolitu z pozoru podobne są do rombowych, za jakie nawet miano je kiedyś.



Rys. 235.



Rys. 236.

Ale gdy taki kryształ kryolitu na krótką chwilę poddajemy działaniu rozcieńczonego roztworu kwasu siarczanego, to na ścianach dwuścianu $c\{001\}$ powstają jednodzielniadwukierunkowe figury wytrawione, a na ścianach słupa $m\{110\}$ figury jednokierunkowe, których układ zupełnie odpowiada rodzajowi symetrycznemu $s(2'2'2)$ jak to widzimy z rys. 171, na którym mamy ściany słupa $m\{110\}$ i górną ścianę podstawową (001) rozwinięte na płaszczyźnie (100) .

Ściany słupa $m\{110\}$ i dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ są zawsze na każdym kryształe kryolitu, jednak prócz tego najpospolitszego połączenia $\{110\} \cdot \{001\}$ zdarzają się kryształy mineralu omawianego daleko w ściany bogatsze, jak np. połączenie przedstawione na rys. 235, gdzie prócz zwykłego słupa $m\{110\}$ i dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ mamy jeszcze dwuściany $a\{100\}$, $v\{101\}$ i $k\{10\bar{1}\}$ i słupy: jednostkowy $p\{111\}$ oraz $s\{121\}$, $r\{011\}$ i $x\{176\}$.

$$\text{Kąt } v/m = (101):(110) = 126^\circ 12'$$

$$\text{kąt } v/c = (101):(001) = 124^\circ 58'$$

a więc naroże, ścięte ścianą $v\{101\}$ z pozoru podobne jest do naroża, które znajdowałyby się na osi przystawiania trzykrotnego. Takie samo wrażenie z pozoru wywołuje naroże mmc stepione ścianą $r\{011\}$, bo

$$\text{kąt } r/m = (011) : (110) = 124^{\circ} 14'$$

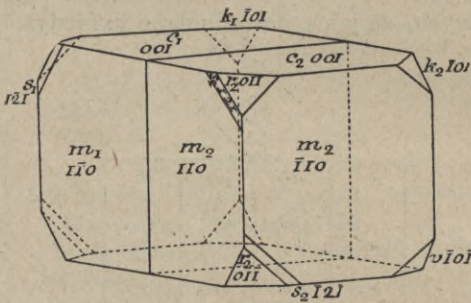
$$\text{kąt } r/c = (011) : (001) = 125^{\circ} 46'$$

Podobne narożom wymienionym jest również to naroże mmc , które stepia ścianą $k\{10\bar{1}\}$, bo

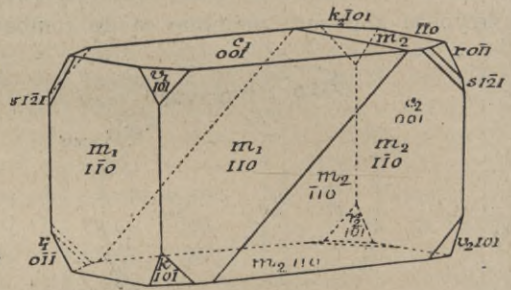
$$\text{kąt } k/m = (10\bar{1}) : (110) = 126^{\circ} 9'$$

$$\text{kąt } k/c = (10\bar{1}) : (00\bar{1}) = 124^{\circ} 43'$$

Jak widzimy zatem, trzy kąty w każdym narożu niewiele się różnią a również nie różnią się one znacznie we wszystkich czterech narożach, a więc takie kryształy kryolitu, które są połączeniem tylko dwu słupów $m\{110\}$ i $r\{011\}$ z trzema dwuścianami: $c\{001\}$, $v\{101\}$ i $k\{10\bar{1}\}$ mają pozór połączenia sześciianu regularnego z ośmiościanem: $\{100\} \cdot \{111\}$.



Rys. 237.



Rys. 238.

Bliźnięce kryształy kryolitu najczęściej zbudowane są tak, że płaszczyzną bliźniącą jest (110) rys. 237. Odcyfrować dwojak taki możemy w sposób następujący. Wyobraźmy sobie dwa równoległe kryształy rys. 235: $m_1, c_1, k_1 \dots$ i $m_2, c_2, k_2 \dots$. Pierwszy, lewy, $m_1, c_1, k_1 \dots$ przepołowmy płaszczyzną środkową, równoległą do ściany $m_1(110)$, a drugi, prawy, $m_2, c_2, k_2 \dots$ przepołowmy płaszczyzną do tądtej symetryczną, mianowicie równoległą do $m_2(\bar{1}10)$. Potem odrzućmy kryształ lewego część prawą, a prawego część lewą i obróćmy część pozostałą prawego tak, aby zetknął się z pozostałą częścią lewego płaszczyzną przekroju. Powstanie wtedy dwojak, którego ściany dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ obu połów nachylone są do siebie pod kątem $179^{\circ} 44'$, a więc leżą prawie na jednej płaszczyźnie. Tak samo ściany słupa $m\{110\}$ tworzą kąt $176^{\circ} 10'$ na jednej stronie dwojaka wklęsły, a na drugiej wypukły.

W drugim prawie bliźniącym kryolitu płaszczyzną bliźniącą jest $(11\bar{2})$ nieznaną jako ścianą jego kryształów. Rys. 238. Dwojak rys. 238 odcyfrowujemy w sposób podobny do poprzedniego. Wyobraźmy sobie dwa równoległe kry-

szały kryolitu rys. 235, lewy $m_1, c_1 \dots$ rozrośnięty w kierunku krawędzi osiowej OY i prawy $m_2, c_2 \dots$ wydłużony w kierunku krawędzi osiowej OZ . Przepołówmy lewy płaszczyzną $(\bar{1}12)$ a prawy płaszczyzną (112) , a potem usuńmy prawą część kryształu $m_1, c_1 \dots$ i na miejsce pozostałe przyłóżmy część górną kryształu $m_2, c_2 \dots$ po obrocie dokoła krawędzi OZ na lewo, a potem po obrocie na prawo około krawędzi c/m . Otrzymamy kryształ bliźniący rys. 238, w którym dwuścian podstawowy jednej połowy z dwiema ścianami słupa $m\{110\}$ drugiej leży prawie na jednej płaszczyźnie, gdyż tworzy kąt $179^\circ 56'$, a dwie pozostałe ściany słupa $\{110\}$ obu połów dwojaka przecinają się pod kątem $177^\circ 2'$. Krawędź tego kąta jest równoległa do krawędzi $m/v = (110) : (101)$ t. j. do jednego z trzech kierunków kreskowania na ścianach $\{110\}$.

Łupliwość prawie zupełna zachodzi równoległe do dwuścianu podstawowego $c\{001\}$, wyraźna równoległe do ścian słupa $m\{110\}$. Zważmy, że w obu wskazanych prawach bliźniących kryolitu łupliwość obu połów dwojaka jest prawie zgodna. W dwojakach rys. 237 dalszym ciągiem ściany dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ jednej połowy kryształu jest ściana dwuścianu podstawowego drugiej połowy, tak samo ściany słupa m są w obu połowach dalszymi swymi ciągami. W dwojakach rys. 238 ściana $c(001)$ jednej połowy jest prawie zgodna ze ścianą $m(110)$ drugiej, a ponieważ łupliwość zachodzi równoległe do tych ścian, więc z powodu, że kąt ścian słupa i dwuścianu nieznacznie tylko się różni od 90° , przeto łupliwość w całym kryształe bliźniącym jest spólna.

Oś przystawiania OY jest kierunkiem średniego współczynnika załamania światła β czyli optycznej normalnej, więc płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z płaszczyzną odbicia. Pierwsza dwusieczna z krawędzią osiową OZ tworzy kąt $43^\circ 54'$ w ostrym kącie β . Jest ona kierunkiem największego współczynnika załamania światła γ , a więc optycznie dodatni. $2E = 58^\circ 50'$.

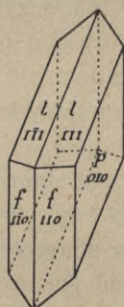
§ 134. Dwuwodny siarczan wapnia. Mineraleń selenit, czyli gips: $CaSO_4 \cdot 2H_2O$; $a : b : c = 0,6895 : 1 : 0,4132$; $\beta = 98^\circ 58'$; (Beckenkamp).

$$f\{110\} \quad h\{130\} \quad l\{111\} \quad p\{010\} \quad n\{11\bar{1}\} \quad o\{\bar{1}03\}.$$

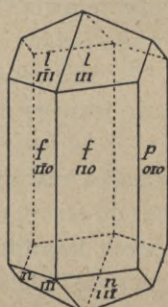
Kryształy selenitu najczęściej mają postać połączenia przedstawionego na rys. 239. Bynajmniej jednak nie są rzadkością kryształy rys. 240 i 241.

Kryształy selenitu bardzo często są bliźniące. Najpospolitsze dwojaki albo są według płaszczyzny (100) (rys. 242 i 243) wtedy kąt wklęsły tworzą ściany l a równoległe do płaszczyzny bliźnięcej są krawędzi f/p , albo płaszczyzną bliźniącą jest (101) t. j. ta, która stępią krawędź l/l (rys. 244) i wtedy kąt wklęsły stanowią ściany f a równoległe do płaszczyzny bliźnięcej idą krawędzi $l/p = (111)|(010)$. W obu tych przypadkach płaszczyzna najdoskonalszej łupliwości (010) jest spólna obu połowom dwojaka. Oprócz łupliwości jaknajdoskonalszej,

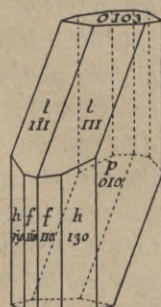
która czyni kryształy selenitu z niej słynnemi, a która zachodzi na płaszczyznach (010) , t. j. zgodnie z płaszczyzną odbicia, kryształy selenitu mają jeszcze łupliwość wyraźną równoległą do ścian odjemnego słupa jednostkowego $\{\bar{1}11\}$, w tym jednak kierunku selenit raczej daje się rozrywać łatwo i dzielić na włókna o połysku jedwabistym niż łupać. Prócz tego selenit ma łupliwość niewyraźną i niedoskonałą równoległą do ścian dwuscianu poprzecznego $\{100\}$. Ta łupliwość jest zgodna w obu połowach dwojaków według dwuscianu poprzecznego $\{100\}$.



Rys. 239.



Rys. 240.

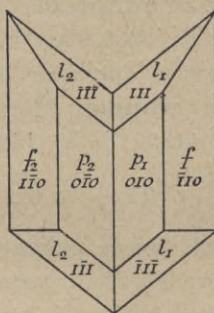


Rys. 241.

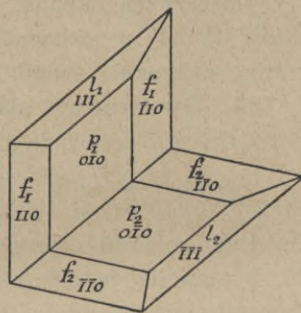
Płaszczyzna osi optycznych leży na płaszczyźnie odbicia (010) a więc oś przystawiania OY jest kierunkiem optycznej normalnej czyli zachodzi dyspersja osi i dwusiecznej pochylona, której kryształy selenitu są przykładem wybitnym, ponieważ jest ona bardzo znaczna: $2V = 57^{\circ}18'$ w świetle czerwonym a $56^{\circ}13'$ w fioletowym. Optycznie dodatni, t. j. kierunek największego współczynnika załamania światła γ jest pierwszą dwusieczną. Pierwsza dwusieczna z normalną (100) tworzy kąt $36^{\circ}20'$. Oś optyczna, która leży



Rys. 242.



Rys. 243.

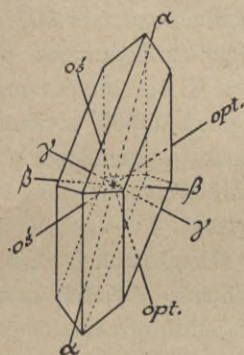


Rys. 244.

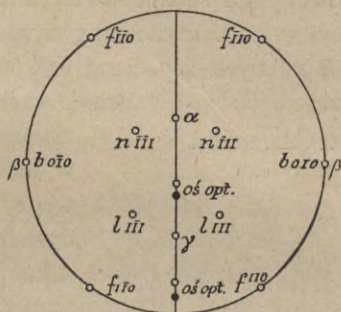
w ostrym kącie pierwszej dwusiecznej i normalnej (100) (na rys. 245 przecina się ona z krawędzią f/f) bardziej podlega dyspersji niż oś optyczna druga. Orientację optyczną selenitu w rzucie stereograficznym podaje rys. 246. Współczynniki załamania światła $\alpha = 1,5207$, $\beta = 1,5228$, $\gamma = 1,5305$. Pierwsza dwusieczna tworzy kąt $75^{\circ}17'$ z krawędzią osiową OZ , a więc w celu otrzymania

plytki, na której mógłby być widoczny obraz interferencyjny osi optycznych, należy ją szlifować tak, aby ścięła ona tępe naroże ścian l i f .

Na płaszczyźnie łupliwości selenitu oznaczono jego sprężystość w różnych kierunkach pomiarem zginania się prętów, które w różnych kierunkach wy-

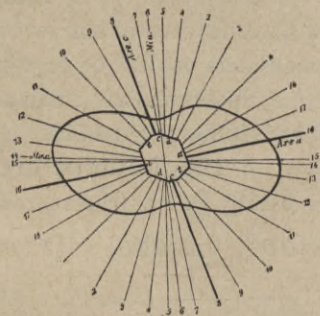


Rys. 245.



Rys. 246.

piłowano z płytek selenitu odłupanych równoległe do (010) t. j. w kierunku łupliwości najdoskonalszej. Wyniki tych pomiarów graficznie przedstawia rys. 247. Różnice sprężystości są bardzo znaczne. Promienie wodzące krzywej rys. 247 są proporcjonalne do zginania się pręta, wyciętego w kierunku promienia wodzącego, pod wpływem stałego obciążenia. Promień wodzący nr. 1 jest to kierunek łupliwości włóknistej t. j. kierunku osi pasa $[101]$ utworzonej przecięciem się ścian słupa jednostkowego ujemnego $(\bar{1}11)$ i $(\bar{1}\bar{1}1)$. Promień wodzący nr. 2 jest to kierunek pierwszej dwusiecznej kąta osi optycznych. Promień wodzący nr. 3 jest kierunkiem normalnej (101) . Promień nr. 7 jest kierunkiem normalnej (001) . Promień nr. 10 jest to normalna do $(\bar{1}01)$. Promień nr. 11 jest to kierunek drugiej dwusiecznej kąta osi optycznych. Promień wodzący nr. 17 jest kierunkiem normalnej (100) . Promień nr. 18 jest to kierunek płaszczyzny uskoków krystalicznych, której znak $(\bar{5}09)$.



Rys. 247.

§ 135. Dziesięciowodny czteroborzan sodowy. Boraks: $Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$; $a:b:c = 1,0997:1:0,5394$; $\beta = 106^{\circ}35'$; (Rammelsberg).

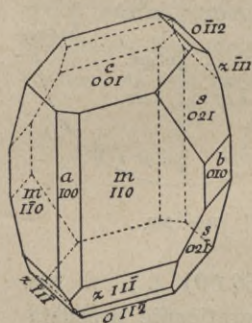
$a\{100\}$ $b\{010\}$ $c\{001\}$ $m\{110\}$ $s\{021\}$ $o\{\bar{1}12\}$ $z\{\bar{1}11\}$ Rys. 248.

Dwojaki według $a\{100\}$ w nich ściany $c\{001\}$ i $o\{\bar{1}12\}$ na jednym końcu kryształu bliźnięcego tworzą piramidę z pozoru rombowa, a na drugim końcu ściany te tworzą kąt wklęsły.

Łupliwość wyraźna zachodzi równoległe do $a\{100\}$, równoległe do $m\{110\}$ niezupełna.

Dwójłomność odjemna: pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła. Os przystawania jest kierunkiem pierwszej dwusiecznej, a więc płaszczyzna osi optycznych prostopadła do płaszczyzny od-

bicia i na ścianie dwuścianu podłużnego $b\{010\}$ widzialny obraz interferencyjny ze skrzyżowaną dyspersją płaszczyzną osi optycznych. Płaszczyzna osi optycznych ze ścianą $(\bar{1}00)$ t. j. w obrębie ostrego kąta β przecina się pod kątem $55^{\circ}53'$ w świetle czerwonym, $55^{\circ}35'$ w świetle żółtym, $54^{\circ}45'$ w świetle



Rys. 248.

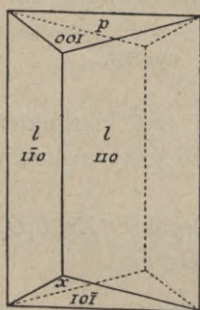
zelenem, kąt pomiędzy płaszczyzną osi optycznych w najskrajniejszych falach światła czerwonego i fioletowego wynosi 4° . Jest to przykład wybitnie wielkiej dyspersji skrzyżowanej. A więc na ścianie $b\{010\}$ boraksu znikanie światła może być obserwowane tylko w świetle jednorodnym, bo w świetle mieszanym w każdym azymucie światło przechodzi pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola przez płytkę borakową równoległą do ścian (010) właśnie z powodu wielkiej skrzyżowanej dyspersji płaszczyzn osi optycznych. Położenie płaszczyzny osi optycznych w kryształach boraksu również znacznie się zmienia od temperatury:

w świetle czerwonym w temperaturze $+86^{\circ}\text{C}$ płaszczyzna osi optycznych jest odchylna o $3^{\circ}26'$ od tego położenia jakie zajmuje ona w temperaturze $+21^{\circ}\text{C}$.

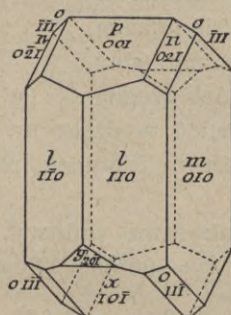
Spółczynniki załamania światła w kryształach boraksu: $a = 1,4468$, $\beta = 1,4686$, $\gamma = 1,4715$.

§ 136. Mineral ortoklaz: $K_2Al_2Si_6O_{16}$; $a : b : c = 0,65851 : 1 : 0,55538$; $= \beta 116^{\circ}3'14''$; (Kokszarow).

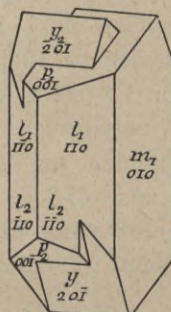
$p\{001\}$ $m\{010\}$ $l\{110\}$ $o\{11\bar{1}\}$ $n\{021\}$ $x\{10\bar{1}\}$ $y\{20\bar{1}\}$ Rys. 250



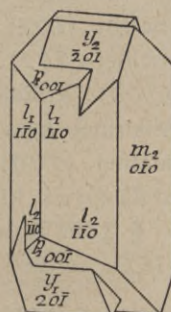
Rys. 249.



Rys. 250.



Rys. 251.



Rys. 252.

Najprostsze choć bynajmniej nie najczęstsze połączenie podaje rys. 249, mianowicie dwuścian podstawowy $p\{001\}$ ze słupem $l\{110\}$ i z dwuścianem $x\{10\bar{1}\}$. Ściana dwuścianu $p\{001\}$ z krawędzią l/l , obraną na krawędź osiową OZ , przecina się pod kątem $63^{\circ}53'$, z tą samą krawędzią ściany dwuścianu $x\{10\bar{1}\}$ przecinają się pod kątem $65^{\circ}47'$. Wobec tak małej różnicy tych kątów omawiane obecnie połączenie ma pozór rombwy. Na rys. 250 mamy połączenie najczęstsze w kryształach ortoklazu, a więc dwuściany: podstawowy $p\{001\}$, dwa

poprzeczne $x\{10\bar{1}\}$ i $y\{20\bar{1}\}$, dwuścian podłużny $m\{010\}$ i słupy: pionowy $l\{110\}$, jednostkowy $o\{11\bar{1}\}$ oraz słup $n\{021\}$ z pasa $[p(001)|m(010)]$. To samo połączenie, tylko bez $x\{10\bar{1}\}$ i w innym pokroju, podaje rys. 255.

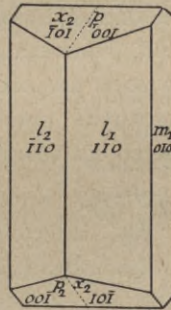
Łupliwość zupełna zachodzi równolegle do dwuścianu podstawowego $p\{001\}$, wyraźna równolegle do dwuścianu podłużnego $m\{010\}$, niezupełna równolegle do ścian słupa $l\{110\}$.

Kryształom ortoklazu właściwa jest budowa bliźnięca według kilku praw. Wymienimy z nich trzy najpospolitsze.

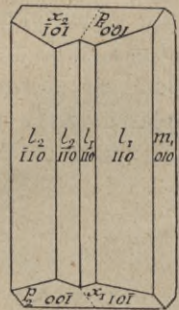
a) Osią bliźnięcą jest krawędź osiowa OZ . Wyobraźmy sobie dwa osobniki ortoklazu i obróćmy jeden z nich o 180° około tej krawędzi, a następnie wyobraźmy sobie, że zostały one z sobą zespolone w jeden kryształ. Rzecz jasna, że to zespolenie może być uskutecznione na dwa sposoby: albo połowy kryształu stykają się z sobą swymi ścianami $\{0\bar{1}0\}$, jak na rys. 251 lewym, albo ścianami $\{010\}$ jak na rys. 252 prawym. Gdy kryształy w pasie osi przystawania OY mają ściany dwuścianu podstawowego $p\{001\}$ i dwuścianu $y\{20\bar{1}\}$, to z powodu różnicy kątów p i y z krawędzią osiową OZ powstają na ścianach tych dwuścianów kąty wklęsłe (rys. 251, 252). Gdy jednak w kryształe bliźnięcym zamiast dwuścianu y znajduje się dwuścian x wtedy z powodu bardzo małej różnicy pomiędzy kątem, jaki ściany tego dwuścianu tworzą z krawędzią osiową OZ a kątem tej krawędzi i ścian dwuścianu podstawowego, o czym już była mowa na

początku, ściany p i x obu połów dwojaka leżą prawie na jednej płaszczyźnie, jak to widzimy na rys. 254. Gdy przytem kąt wklęsły $l_2/l_1 = (\bar{1}\bar{1}0)|(110)$ zarośnie i na jego miejscu powstanie krawędź $l_2/l_1 = (\bar{1}\bar{1}0)|(110)$, jak na rys. 253, to w takich dwojakach zazwyczaj poznajemy bliźnięcość tylko po tem, że ściany x są matowe, a ściany p połyskują, więc jedna połowa dwuścianu należąca do ściany $p\{001\}$ silniej jest lśniąca niż połowa należąca do ściany $x\{101\}$ (ob. str. 55 rys. 54). Rzecz jasna, że dwie połowy opisanych kryształów bliźnięcych są wzajemnem odzwierciedleniem w ścianie dwuścianu poprzecznego (100) . Jest to zupełnie zrozumiałe, gdy obie połowy dwojaka rys. 251 ustawimy jedną za drugą tak, aby ich płaszczyzny odbicia były zgodne. A więc płaszczyzną bliźnięcą w tem prawie jest (100) .

b) Aby dwa prawa następne były łatwiej zrozumiałe, rys. 255 podaje pokrój kryształu ortoklazu rozwiniętego w kierunku krawędzi osiowej OX t. j. osi pasa p/m . Rys. 256 przedstawia kryształ bliźnięcy według ściany $p\{001\}$. Wyobraźmy sobie kryształ rys. 255 przecięty przez środek płaszczyzną równoległą do ściany dwuścianu podstawowego $p\{001\}$, poczem



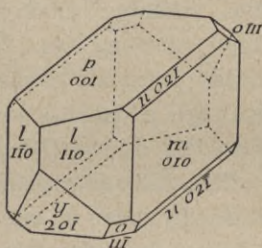
Rys. 253.



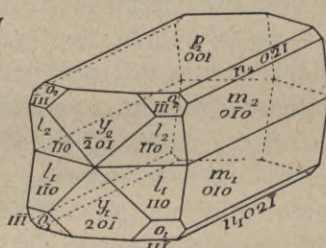
Rys. 254.

obróćmy jedną połowę kryształu o 180° dokoła normalnej do tej płaszczyzny przekroju.

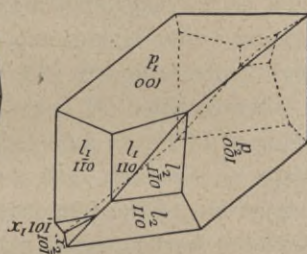
c) Trzecie prawo bliźniące ortoklazu zachodzi według ściany słupa $n(021)$. Wyobraźmy sobie, że przecięliśmy wielościan rys. 255 przez środek płaszczyzną (021) i że dolną część odwróciliśmy o 180° dokoła normalnej tej płaszczyzny przekroju. Ponieważ kąt p/n mierzy $44^\circ 57'$, t. j. tylko o trzy minuty jest mniejszy od 45° , więc kąt $p/p = (001)|(00\bar{1})$ na dwojakach omawianych jest tylko o sześć minut mniejszy od 90° ma bowiem $89^\circ 54'$, a więc łupliwość jednej połowy dwojaka zachodząca równolegle do ściany dwuscianu $p(001)$, a w drugiej równolegle do ściany dwuscianu poprzecznego $m(010)$ jest prawie zupełnie zgodna, bo tworzy kąt tylko $6'$. Rys. 257.



Rys. 255.

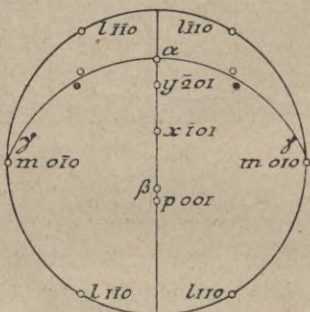


Rys. 256.

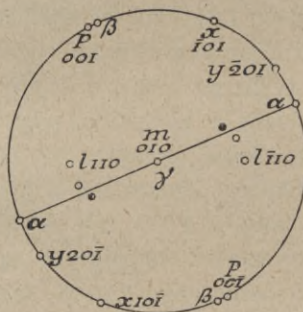


Rys. 257.

Spółczynniki załamania światła w ortoklazie są następujące: $\alpha = 1,5190$, $\beta = 1,5237$, $\gamma = 1,5260$. Pierwsza dwusieczna jest kierunkiem α , a więc dwójłomność odjemna. Z osią przystawania jest zgodna druga dwusieczna, więc płaszczyzna osi optycznych prostopadła do płaszczyzny odbicia. Ślad płaszczyzny osi optycznych na ścianie dwuscianu poprzecznego czyli ślad pierw-



Rys. 258.



Rys. 259.

szej dwusiecznej na tej ścianie z krawędzią m/p tworzy kąt od 3° do 7° zależnie od długości fali świetlnej. Na płytkach prostopadłych do pierwszej dwusiecznej, t. j. w pasie równoległym do osi przystawania, widzialny jest obraz osi optycznych równolegle do osi przystawania z dyspersją poziomą. Na dwuscianie podłużnym $m(010)$ dyspersja skrzyżowana. Do wyjaśnienia orjen-

tacji optycznej ortoklazu mamy rys. 258, który przedstawia stosunek jego kierunków optycznych do normalnych ścian w projekcji stereograficznej. W rys. 258 na płaszczyznę rzutu obrano płaszczyznę prostopadłą do ścian m/l czyli do krawędzi osiowej OZ . Na rys. 259 płaszczyzną rzutu jest ściana $m(010)$. W przypadku pierwszym patrzymy na kryształ z góry, w drugim z boku.

§ 137. Minerał mikroklin: $K_2Al_2Si_6O_{16}$; $a:b:c = 0,6495:1:0,5546$; $\alpha = 90^\circ 7'$, $\beta = 115^\circ 50'$, $\gamma = 89^\circ 55'$; (Klockmann).

Zarówno chemicznie jak pokrojem kryształów mikroklin nie różni się od ortoklazu, jednak jest to tylko identyczność pozorna; w kątach mała różnica sprawia, że należy go uznać za trójskośny i przypisać mu podany na początku czworościan jednostkowy.

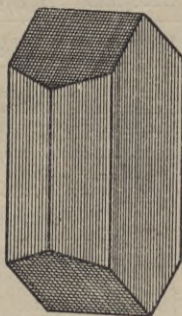
Łupliwość, podobnie jak u ortoklazu, równoległe do $p\{001\}$ zachodzi zupełna, równoległe do $m\{010\}$ wyraźna, mniej wyraźna równoległe do ścian słupa $l\{110\}$, przyczem niejednakowa równoległe do ściany (110) i $(\bar{1}\bar{1}0)$ co też odpowiada symetryczności rodzaju $s(2''2''2'')$, t. j. dwuścianów trójskośnych.

Własności optyczne również odpowiadają symetrii trójskośnej, mianowicie na ścianach $p\{001\}$ skośne znikanie światła: z krawędzią m/p kierunek znikania światła tworzy kąt 15° . Na dwuścianie podłużnym $m\{010\}$ znikanie światła względem krawędzi m/l wynosi 5° .

Kryształy mikroklinu są wielokrotnie bliźnięce: stanowią one splot cieniutkich listewek, ułożonych według prawa podanego w opisie albitu (patrz str. 137 rys. 172, 173) i według prawa podanego w opisie ortoklazu (patrz rys. 251, 252). Na ścianach pasa OZ , t. j. na ścianach l i m widoczne jest delikatne kreskowanie równoległe do tej krawędzi, a na ścianie $p\{001\}$ kratka prostokątna t. j. kreskowanie równoległe do krawędzi p/x i p/m , rys. 260. A więc mikroklin jest naśladowczo jednoskośny.

Ponieważ gęstość i wielkości współczynników załamania światła są takie same jak ortoklazu, przeto niektórzy twierdzą, że niema różnicy pomiędzy ortoklazem i mikroklinem, że więc nie są to dwa stany wielopostaciowe, a tylko jest to ciało identyczne i że ortoklaz również jest trójskośny, ale o tak subtelnej budowie wielokrotnie bliźnięcej, że jest ona już niedostrzegalna. Różnicę łupliwości równoległe do ściany (110) i $(\bar{1}\bar{1}0)$ również obserwowano w niektórych okazach ortoklazu.

§ 138. Izomorfizm skaleni. Zarówno pokrój kryształów, jak kształt czworościanu jednostkowego plagioklazów, ortoklazu i mikroklinu wskazuje na to, że pomimo odmiennych rodzajów symetryczności jest to grupa jedno postaciowa. Grupę tę nazywamy grupą skaleni. Nazwa ortoklazu pochodzi stąd, że dwa kierunki jego łupliwości (równoległe do dwuścianu podstawowego



Rys. 260.

$p\{001\}$ i do dwuścianu podłużnego $m\{010\}$ tworzą kąt prosty, gdy w kryształach plagioklazów kąt ten jest nierówny prostemu*).

Dla uprzytomnienia i powtórzenia własności skaleni w trzech tabliczkach niżej podanych przytoczymy własności krystalograficzne i optyczne tych najważniejszych minerałów skałotwórczych.

| Kąty pomiędzy normalnemi ścian skaleni. | | | | |
|---|-----------|------------|---------|----------|
| Normalne ścian | Ortoklazu | Mikroklinu | Albitu | Anortytu |
| $p/m = (001):(010)$ | 90° | 89° 40' | 86° 29' | 85° 50' |
| $p/t = (001):(1\bar{1}0)$ | 67° 44' | 67° 35' | 69° 5' | 69° 20' |
| $p/l = (001):(110)$ | 67° 44' | 67° 43' | 65° 10' | 65° 29' |
| $l/t = (110):(1\bar{1}0)$ | 61° 12' | 61° 29' | 59° 18' | 59° 29' |
| $t/m = (1\bar{1}0):(0\bar{1}0)$ | 59° 24' | 60° 49' | 60° 4' | 62° 27' |
| $m/x = (010):(\bar{1}01)$ | 90° | | 86° 7' | 88° 20' |
| $p/x = (001):(\bar{1}01)$ | 50° 20' | | 52° 16' | 51° 26' |
| $m/l = (010):(110)$ | 59° 24' | | 60° 38' | 58° 4' |

| Czworościan jednostkowy skaleni. $b = 1$. | | | | | | | |
|--|----------------------|----------------|---------|---------|-------------|--------------|-------------|
| Nazwa | Wzór chem. | Rodzaj | a | c | α | β | γ |
| Ortoklaz | $K_2Al_2Si_6O_{16}$ | $s(2'2'2)$ | 0,65851 | 0,55538 | 90° | 116° 3' 14" | 90° |
| Mikroklin | $K_2Al_2Si_6O_{16}$ | $s(2''2''2'')$ | 0,64950 | 0,55460 | 90° 7' | 115° 50' | 89° 55' |
| Albit | $Na_2Al_2Si_6O_{16}$ | $s(2''2''2'')$ | 0,63347 | 0,55771 | 94° 3' | 116° 28' 50" | 88° 8' 40" |
| Anortyt | $CaAl_2Si_2O_8$ | $s(2''2''2'')$ | 0,63473 | 0,55007 | 93° 13' 20" | 115° 55' 30" | 91° 11' 40" |

| Spółczynniki załamania światła i 2V skalenia K-ego, Na-ego i Ca-ego. | | | | | |
|--|----------------------|----------|---------|----------|----------|
| Nazwa | Wzór chem. | α | β | γ | 2V |
| Ortoklaz | $K_2Al_2Si_6O_{16}$ | 1,5190 | 1,5237 | 1,5260 | 62° 43' |
| Albit | $Na_2Al_2Si_6O_{16}$ | 1,5283 | 1,5323 | 1,5386 | 77° 18' |
| Anortyt | $Ca_2Al_2Si_2O_8$ | 1,5756 | 1,5835 | 1,5885 | 103° 30' |

§ 139. Żelazipirofilician sodowy. Żelaziczworokrzemian sodu. Mineral akmit**): $Na_2Fe_2Si_4O_{12}$; $a : b : c = 1,0998 : 1 : 0,6012$; $\beta = 106° 50' 59''$.

$a\{100\}$ $b\{010\}$ $m\{110\}$ $p\{\bar{1}01\}$ $s\{\bar{1}11\}$ Rys. 261.

*) ὀρθός = prosty, πλάγιος = skośny, λάω = łupię.

***) ἡ ἀκμή = ostrze.

Kryształ rys. 261 jest obrócony do widza odjemnym promieniem krawędzi osiowej OX , t. j. obrócony około krawędzi osiowej OZ o 180° .

Łupliwość wyraźna zachodzi równolegle do ścian słupa $m\{110\}$, kątem ścian $m/m = (110):(1\bar{1}0) = 92^\circ 56'$, a więc tyleż wynosi kąt szczelinek łupliwych na przekrojach prostopadłych do pasa ścian $[amb]$.

Minerał omawiany jest jednym z piroksenów, a więc jego orientacja optyczna nie jest stała; pirokseny bowiem, jako kryształy mieszane, mają skład zmienny: akmit zawiera, oprócz połączenia $Na_2Fe_2Si_4O_{12}$, zmienne ilości analogonu glinowego $Na_2Al_2Si_4O_{12}$, a także metakrzemiany.

Płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z płaszczyzną odbicia (010) . Na tej płaszczyźnie pierwsza dwusieczna, będąca w akmicie kierunkiem największego współczynnika załamania światła γ , tworzy z krawędzią osiową OZ kąt niewielki: od 2° do 6° . Wobec tego na przekrojach prostopadłych do pasa $[amb]$ widzialny jest obraz osiowy równoległy do śladu krawędzi osiowej OX . Dyspersja pochylona. Jedna oś optyczna zmienia swe położenie ze zmianą długości fali bardzo mało, a druga znacznie. Kąt osi optycznych około 62° .

§ 140. Minerały augity *): $mR^{II}R_2^{III}SiO_6 \cdot nR^{II}SiO_3$; $R^{II} = Ca, Mg, Fe^{II}$, $R^{III} = Al, Fe^{III}$; $a:b:c = 1,0955:1:0,5904$; $\beta = 105^\circ 46'$.

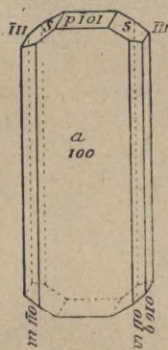
$a\{100\}$ $b\{010\}$ $m\{110\}$ $s\{\bar{1}11\}$ Rys. 262.

Najpospolitszą postać tych minerałów podano na rys. 262 w sposób podobny do rys. poprzedniego, t. j. odwróconą do widza o 180° od zwykłej orientacji kryształów jednoskośnych.

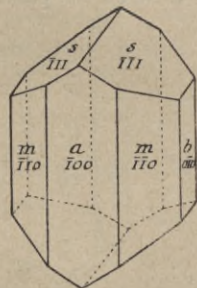
Pirokseny jednoskośne, składające się przeważnie z glinomargarycianu magnezowego i żelazawego $MgAl_2SiO_6$ i $FeAl_2SiO_6$ oraz takich samych żelazimargarycianów $MgFe_2SiO_6$ i $Fe^{II}Fe_2SiO_6$ ze znaczną domieszką metakrzemianu wapniowego, magnezowego i żelazawego, $CaSiO_3$, $MgSiO_3$ i $FeSiO_3$, a więc nie zawierające potasowców (gliny- i żelazipirofiliocianów t. j. gliny- i żelaziczwo-rokrzemianów) noszą ogólną nazwę augitów i mają kształt kryształów rys. 262.

Kąt ścian $m/m = (110)/(1\bar{1}0) = 92^\circ 50'$, a więc ten sam kąt jest zawarty pomiędzy kierunkami łupliwości.

Pospolite są dwojaki, których płaszczyzną bliźnięcą jest (100) rys. 263. Interpretujemy je tak samo, jak analogiczne kryształy bliźniące selenitu rys. 242. Przetnijmy kryształ pojedynczy rys. 262 płaszczyzną równoległą do (100) i obróćmy jedną połowę kryształu o kąt 180° około normalnej płaszczyzny



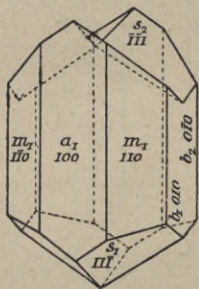
Rys. 261.



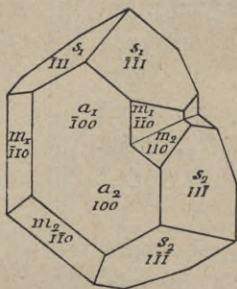
Rys. 262.

*) η $ab\gamma\eta$ = polysk.

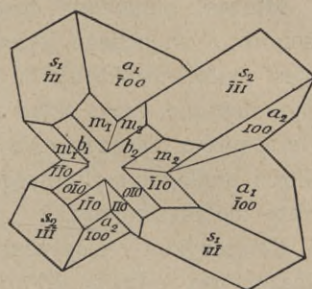
(100). Dwojak, otrzymany w ten sposób, jest symetryczny względem płaszczyzny (100), która dzieli go na dwie połowy symetrycznie równe i symetrycznie leżące, a więc (100) jest jego płaszczyzną bliźniącą. Wobec istnienia płaszczyzny odbicia (010), właściwej kryształom rodzaju $s(2'2'2)$, dwojak rys. 263 obrócony dokoła krawędzi osiowej OZ o kąt 180° przystaje sam do siebie, a więc oś pasa $[amb]$ czyli krawędź OZ jest osią bliźniącą tego dwojaka.



Rys. 263.



Rys. 264.



na ścianach pasa $[amb]$, które przedstawia rys. 267. Z figur tych niewątpliwie wynika symetryczność rodzaju $s(2'2'2)$.

§ 142. Mineral arfwedsonit: $mNa_2Fe_2Si_4O_{12} \cdot nMgAl_2SiO_6$; $a : b : c = 0,5496 : 1 : 0,2975$; $\beta = 104^\circ 15' 30''$; (Brögger).

$c\{001\}$ $m\{110\}$ $b\{010\}$ $k\{111\}$ $r\{11\bar{1}\}$ $z\{021\}$ Rys. 268.

Kryształy mieszane jednopostaciowych żelazi- i glinokrzemianów tych typów, jakie wymieniono w tytule paragrafu niniejszego, zawierające więcej połączenia żelazowego, nazywamy arfwedsonitami, a bardziej obfitujące w połączenia żelazawe, izomorfijne z magnezowem, i glinowe zaliczamy do barkewikitów. Krystalizują się one jednoskośnie, jednopostaciowo z amfibolami trójskośnymi: kąt płaszczyzn łupliwości zawiera $124^\circ 15' 30''$.

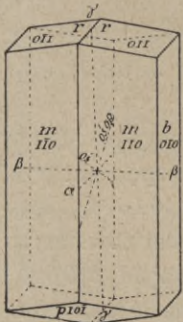
Płaszczyzną osi optycznych jest płaszczyzna odbicia (010) . Pierwsza dwusieczna γ z krawędzią OZ tworzy kąt 14° .

Arfwedsonit i barkewikit są to ogniwa szeregu amfibolów, zawierających głównie pirofiliciany, a więc sole potasowców. W grupie piroksenów ich analogonami są ogniwa szeregu akmitowego.

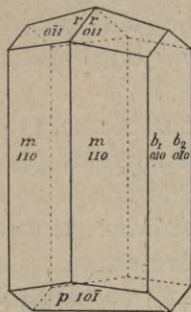
§ 143. Minerały hornblendy: $mR^{II}R^{III}SiO_6 \cdot nR^{II}SiO_3$; $a : b : c = 0,5318 : 1 : 0,2936$; $\beta = 104^\circ 58'$.

$b\{010\}$ $m\{110\}$ $r\{011\}$ $p\{10\bar{1}\}$ Rys. 269.

Amfibole jednoskośne, odpowiadające w grupie piroksenów szeregowi augitów, nazywają się hornblendy. Są to kryształy pseudoromboedryczne rys. 269: kąt $m/m = (110)|(1\bar{1}0) = 124^\circ 11'$, a więc połączenie słupa $m\{110\}$ i dwuscianu $b\{010\}$ robi wrażenie słupa heksagonalnego, którego kąty mają po 120° ; ściany słupa $r\{011\}$ i dwuscianu $p\{10\bar{1}\}$ nachylone są pomiędzy sobą prawie jednakowo: kąt $r/r = (011)|(0\bar{1}1) = 148^\circ 28'$, kąt $p/r = (10\bar{1})|(01\bar{1}) = 145^\circ 35'$, a więc podobne są one do ścian romboedru; cały kryształ ma

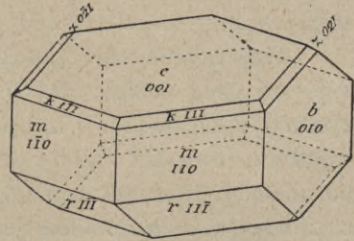


Rys. 269.



Rys. 270.

pozór romboedrycznego, wydaje się jakoby OZ była osią przystawiania trzykrotnego. Pospolite są dwojaki rys. 270, których płaszczyzną bliźnięcą jest (100) i osią bliźnięcą krawędź osiowa OZ . Z kryształów pojedynczych rys. 269 wyprowadzić możemy dwojak rys. 270 przecinając kryształ pojedynczy płaszczyzną środkową równoległą do (100) i obróciwszy jedną połowę o kąt 180°



Rys. 268.

około normalnej płaszczyzny (100). Dwojaki te nie mają kątów wklęsłych. Poznajemy je po tem, że na jednym końcu kryształu mają cztery ściany słupa $r\{011\}$, a na drugim dwie ściany dwuścianu $p\{10\bar{1}\}$, gdy kryształy pojedyncze mają na obu końcach po trzy ściany: po dwie słupa $r\{011\}$ i po jednej dwuścianu $p\{10\bar{1}\}$. Optycznie poznajemy te dwojaki na przekrojach równoległych do ścian dwuścianu $b\{010\}$, na tej bowiem ścianie zachodzi skośne znikanie światła, więc w dwojaku na jednej połowie ściany $b\{010\}$ zachodzi ono na prawo pod tym samym kątem, pod którym na drugiej połowie na lewo.

Charakterystyczna łupliwość doskonała zachodzi równolegle do ścian słupa $m|m = (110)/(1\bar{1}0)$ pod kątem $124^{\circ}11'$.

Płaszczyzna osi optycznych zgodna z dwudzielną kąta łupliwego, t. j. z płaszczyzną odbicia (010). Na tej płaszczyźnie kierunek najmniejszej sprężystości optycznej, t. j. największego współczynnika załamania światła γ z krawędzią osiową OZ tworzy kąt od 28° do 0° zależnie od składu chemicznego hornblendy. Kierunek ten (γ) przeważnie jest kierunkiem drugiej dwusiecznej, t. j. większość hornblend jest optycznie odjemna; rzadziej jest on pierwszą dwusieczną, t. j. hornblendy optycznie dodatne są mniej pospolite.

Oprócz amfibolów t. zw. szeregu glaukofanowego, t. j. zawierających przeważnie związki potasowcowe i hornblend składających się głównie z margarycianów, istnieją jeszcze amfibole jednoskośne, analogiczne piroksenom szeregu djopsydowego, t. j. składające się głównie z metakrzemianów dwuwartościowych. Tworzą one kryształy wydłużone w kierunku OZ z doskonałymi ścianami pasa, którego osią jest wymieniona krawędź OZ ; kąt ścian ich słupa pionowego $m|m = (110)/(1\bar{1}0) = 124^{\circ}28'$, tyleż wynosi kąt łupliwości, bowiem łupliwość zachodzi równolegle do tych ścian. Zakończenia kryształów niewyraźne, nie znamy ich ścian $r\{011\}$ i $p\{10\bar{1}\}$, gdyż są to minerały skałotwórcze, występujące przeważnie w skupieniach włóknistych i promienistych, a nie jako kryształy wolne lub narosłe.

§ 144. Kwaśny kaolinian potasowy. Mineral moskowitz: $KH_2Al_3Si_3O_{12}$; $a : b : c = 0,5774 : 1 : 2,2170$; $\beta = 93^{\circ}5'$; (Baumhauer).

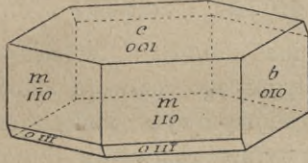
$c\{001\}$ $b\{010\}$ $m\{1\bar{1}0\}$ $o\{11\bar{1}\}$ Rys. 271.

Kryształy pseudoheksagonalne są najczęściej połączeniem rys. 271, t. j. kombinacją dwuścianów: podstawowego $c\{001\}$ i podłużnego $b\{010\}$ oraz dwu słupów: $m\{1\bar{1}0\}$ i $o\{11\bar{1}\}$.

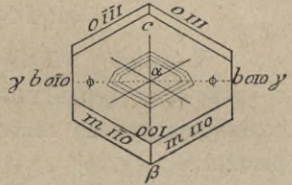
Łupliwość wyjątkowo doskonała zachodzi równolegle do ściany podstawowej $c\{001\}$. Igła wbijana w odłupane blaszki moskowitzu wywołuje spękania (rys. 140 i 272). Jedna szczelina tych spękań jest równoległa do ściany (010) t. j. leży na płaszczyźnie odbicia, a dwie pozostałe są równoległe do krawędzi powstałych od przecięcia się ścian słupa $m\{100\}$ z dwuścianem podstawowym $c\{001\}$.

Kwas fluorowodorowy na ścianie $c\{001\}$ lub na płaszczyznach łupliwych, równoległych do tej ściany, wytrawia figury jednodzielniedwukierunkowe rys. 272.

Płaszczyzna osi optycznych jest prawie prostopadła do ściany dwuscianu podstawowego $c\{001\}$, bo pierwsza dwusieczna z normalną ściany $c\{001\}$ tworzy kąt zaledwie jeden stopień wynoszący. A więc na płytkach odłupanych, w konoskopie występuje obraz osi optycznych równoległy do osi przystawiania. Pozorny kąt osi optycznych dość wielki, mianowicie 70° , więc osi optyczne widzialne są na samym brzegu pola widzenia konoskopu. Spółczynniki załamania światła $\alpha = 1,5609$, $\beta = 1,5941$, $\gamma = 1,5997$ w świetle sodowym. Optycznie odjemny t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła a . $OY = \gamma$.



Rys. 271.



Rys. 272.

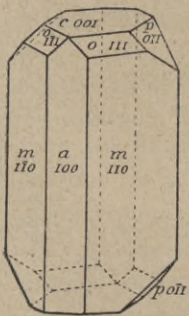
Moskowitz jest to ogniwo wielkiej grupy minerałów nazywanych mikami albo łyszczykami. Wszystkie łyszczyki są jednoskośne, pseudoheksagonalne. Mają doskonałą łupliwość równoległą do ścian dwuscianu podstawowego $c\{001\}$ i takie same jak moskowitz spękania na ścianie $c\{001\}$ od wbijanego ostrza. Wszystkie są optycznie odjemne i na płaszczyźnie (001) dają obraz osi optycznych. Różnią się między sobą wielkością kąta osi optycznych bardzo znacznie. Są łyszczyki o tak małym kącie osi optycznych, że długo uchodziły za jednoosiowe optycznie. Prócz tego w jednych łyszczykach płaszczyzna osi optycznych, podobnie jak moskowitz, jest prostopadła do płaszczyzny odbicia, a w innych jest ona do niej równoległa.

§ 145. Siarka- α : S o gęstości = 2.066.

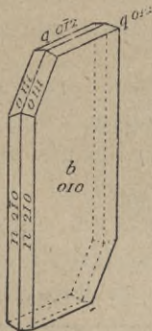
Patrz niżej w rodzaju dwusfenoidów rombów $s(2'2'2')$.

§ 146. Siarka- β : S o gęstości = 1,958; $a : b : c = 0,9958 : 1 : 0,9998$; $\beta = 95^\circ 46'$; (Mitscherlich).

$a\{100\}$ $c\{001\}$ $o\{111\}$ $m\{110\}$ $p\{011\}$ Rys. 273.



Rys. 273.



Rys. 274.

Ze stopu własnego, oraz z gorących roztworów w alkoholu, w eterze, chloroformie, benzolu, terpentynie, w czwórbromku acetyleny, a także z alkoholowego roztworu wielosiarczku amonowego siarka krystalizuje się w stanie polimorfijnym, zwanym β , o podanym w tytule §-fu niniejszego czworoscianie jednostkowym, gęstości 1,958 i o pokroju kryształów rys. 273.

Łupliwość wyraźna zachodzi równoległe do ścian słupa $m\{110\}$.

Dwójłomność mała, odjemna; pierwsza dwusieczna z krawędzią osiową OZ tworzy kąt 44° ; $2V = 58^\circ$.

§ 147. **Siarka- γ** : S o gęstości nieoznaczonej; $a : b : c = 1,0609 : 1 : 0,7094$; $\beta = 91^\circ 47'$; (Muthmann).

$$b\{010\} \quad q\{012\} \quad o\{111\} \quad n\{210\} \quad \text{Rys. 274.}$$

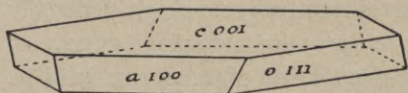
W stopie własnym ponad $+120^\circ\text{C}$ w małych cienkich warstwach, a także z gorącego powoli stygnącego roztworu alkoholowego, w samorzutnie rozkładającym się roztworze alkoholowym wielosiarczku amonowego w temperaturze zwykłej, za sprawą dyfuzji roztworów tiosiarczenu i siarczenu jednopotasowego, oraz z powolnego rozkładu chlorku i bromku siarki powstają kryształy polimorfonu siarki- γ rys. 274.

Prawie bezbarwna. Dwójłomność bardzo wielka, odjemna. Płaszczyzną osi optycznych jest (010) . Pierwsza dwusieczna jest zgodna z krawędzią osiową OZ .

§ 148. **siarka- δ** : S o gęstości nieznannej.

$$c\{001\} \quad a\{100\} \quad o\{111\} \quad \text{Rys. 275.}$$

Z roztworów siarki w alkoholowym roztworze siarczku amonowego w temperaturze około $+5^\circ\text{C}$ oprócz polimorfonów β i γ wydzielają się kryształy rys. 275, przeobrażające się w inne polimorfony niezwłocznie po wyjęciu z roztworu, a więc oznaczono je tylko w przybliżeniu.



Rys. 275.

Przypuszczalnie jednoskośne. Dwójłomność bardzo mała. Pierwsza dwusieczna jest prawie prostopadła do (001) .

§ 149. **Siarka- ϵ** : S o gęstości $= 2,135$.

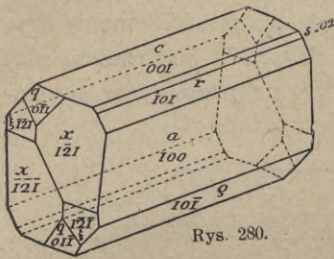
Patrz niżej w dodatku do opisu rodzajów trygonalnych.

§ 150. **Minerał epidot*)**: $HCa_2(Al, Fe)_3Si_3O_{13}$; $a : b : c = 1,5807 : 1 : 1,8057$; $\beta = 115^\circ 24'$; (Kokszarow).

$$\begin{array}{cccccc} m\{001\} & t\{100\} & r\{10\bar{1}\} & n\{\bar{1}11\} & f\{\bar{3}01\} & P\{010\} \\ k\{012\} & d\{111\} & y\{21\bar{1}\} & z\{110\} & u\{210\} & o\{011\} \end{array}$$

Pokrój kryształów niezwykły, gdy bowiem przeważna większość kryształów jednoskośnych jest wydłużona w jednym z kierunków leżących na płaszczyźnie odbicia, kryształy epidotu są wydłużone w kierunku osi przystawiania. Drugie, co czyni kryształy epidotu godnymi uwagi szczególniejszej, to jest bardzo wielka ilość form krystalograficznych, spostrzeganych na jego kryształach, i wogóle wielka ilość płaszczyzn na tych kryształach. Na rys. 276 przedstawiono te ściany, które znajdują się na każdym kryształku epidotu.

*) ή *επίδοος* = dodatek.



Rys. 280.

Pokrój kryształów podobny do epidotowego (rys. 280) t. j. wydłużony w kierunku osi przystawania. Łupliwość doskonała zachodzi równoległe do dwuścianu podstawowego $c\{001\}$. Płaszczyzna osi optycznych prawie równoległa do $c\{001\}$.

§ 152. Dwuwodny siarczan 2,4-toluileno-wodwójaminowy: $C_6H_3 \cdot CH_3 \cdot (NH_2)_2 \cdot H_2SO_4 \cdot 2H_2O$;

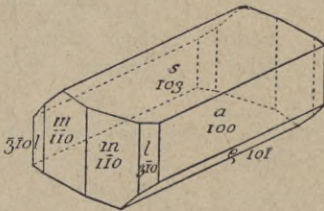
$a : b : c = 2,9027 : 1 : 2,4458$; $\beta = 93^\circ 43'$; (Lang).

$s\{103\}$ $a\{100\}$ $\rho\{10\bar{1}\}$ $m\{110\}$ $l\{310\}$ $c\{001\}$ $x\{223\}$ Rys. 281, 282.

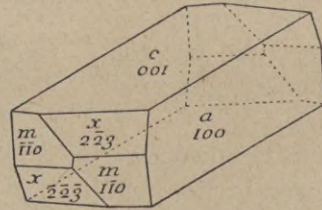
Śród tysięcy ciał jednoskośnych o pokroju wydłużonym w płaszczyźnie odbicia, kryształy omawiane obecnie, wraz z epidotem i z kilkoma ciałami podobnymi do ciała poprzednio wymienionego, stanowią rzadki wyjątek kryształów wydłużonych w kierunku osi przystawania.

Ciało omawiane poznano w dwu połączeniach krystalograficznych. Jedno przedstawione na rys. 281, jest połączeniem trzech dwuścianów: $s\{103\}$, $a\{100\}$ i $\rho\{10\bar{1}\}$ z dwoma słupami: $m\{010\}$ i $l\{310\}$. Drugie mamy na rys. 282. Jest to połączenie dwuścianu podstawowego $c\{001\}$ i poprzecznego $a\{100\}$ ze słupami: $m\{110\}$ i $x\{223\}$.

Zrozumienie kryształów tego pokroju staje się przystępniejsze, gdy kryształy te kierujemy do widza osią przystawania. Ten sposób orientacji zastosowano w rys. 280, 281 i 282.



Rys. 281.



Rys. 282.

Łupliwość zachodzi zupełna równoległe do dwuścianu podstawowego $c\{001\}$; równoległe do dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$ i podłużnego (010) , t. j. równoległe do płaszczyzny odbicia, zachodzi łupliwość niezupełna.

Na płytkach odłupanych równoległe do płaszczyzny odbicia (010) w zbieżnym świetle spolaryzowanym występuje obraz interferencyjny obu osi optycznych z bardzo wyraźną dyspersją skrzyżowaną: płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny odbicia, a pierwsza dwusieczna jest zgodna z osią przystawania. Pozorny kąt osi optycznych $2E$ wynosi około 100° .

§ 153. Jednowodny gromian sodowoamonowy: $Na \cdot NH_4 \cdot C_4H_4O_6 \cdot H_2O$;

$a : b : c = 2,0278 : 1 : 3,0038$; $\beta = 94^\circ 24'$; (Scacchi).

$a\{100\}$ $c\{001\}$ $r\{101\}$ $e\{302\}$ $p\{110\}$ $o\{111\}$ $o'\{\bar{1}11\}$ $n\{112\}$ Rys. 283.

Połączenie przedstawione na rys. 283 wydziela się z roztworu wodnego w temperaturze $+ 27^{\circ}\text{C}$. Podajemy je tu jako przykład kryształów pryzmatycznie jednoskośnych $s(2'2'2)$ nieco odmiennego pokroju: tabliczkowego a nie słupowego.

Łupliwość zupełna zachodzi równolegle do $a\{100\}$.

Dwójłomność odjemna, t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek najmniejszego współczynnika załamania światła a . Płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny odbicia (010) , oś przystawiania jest kierunkiem drugiej dwusiecznej. Pierwsza dwusieczna z normalną dwusiecznanu poprzecznego $a\{100\}$ tworzy kąt 9° , a z normalną dwusiecznanu podstawowego $c\{001\}$ $76^{\circ}30'$.

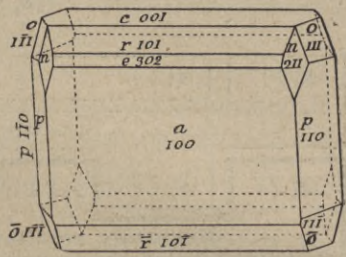
Dyspersja pozioma bardzo mała, prawie niedostrzegalna.

Kąt osi optycznych $44^{\circ}20'$.

§ 154. Zakończenie opisu kryształów jednoskośnych. Na zakończenie w celu przeglądu i powtórzenia podamy tabliczkę form krystalograficznych wszystkich rodzajów jednoskośnych z wyszczególnieniem znaków ich ścian, ilości ścian w każdej formie pojedynczej i charakteru fizycznego tych ścian.

| Kryształy jednoskośne. $a : b : c$; $\alpha = 90^{\circ}$, $\beta > 90^{\circ}$, $\gamma = 90^{\circ}$. Przegląd i porównanie form. | | | | | | | | | | | |
|---|-----------------|------------|----------------|------------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------|
| Przyp. symetr. | Płaszc. odbicia | Oś przyst. | Śr. rów. odwr. | Rodzaj krystalogr. | hkl | okl | hko | $h0l$ | 100 | 001 | 010 |
| $s(1)$ | $1P$ | $0L$ | $0C$ | Rodzaj daszków jednoskośn. | Daszki
$2\Pi_1$ | Daszki
$2\Pi_1$ | Daszki
$2\Pi_1$ | Pe-
djon
$1\Pi_{1 \times 2}$ | Pe-
djon
$1\Pi_{1 \times 2}$ | Pe-
djon
$1\Pi_{1 \times 2}$ | Pina-
koid
$2\Pi_1$ |
| $s(2')$ | $0P$ | 1^pL_2 | $0C$ | Rodzaj sfenoidów jednoskośn. | Sfe-
noidy
$2\Pi_1$ | Sfe-
noidy
$2\Pi_1$ | Sfe-
noidy
$2\Pi_1$ | Pina-
koid
$2\Pi_1$ | Pina-
koid
$2\Pi_1$ | Pina-
koid
$2\Pi_1$ | Pe-
djon
$1\Pi_2$ |
| $s(2'2'2)$ | $1P$ | $1L_2$ | C | Rodzaj słupów jednoskośn. | Słupy
$4\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_1$ | Pina-
koidy
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Pina-
koid
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Pina-
koid
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Pina-
koid
$2\Pi_2$ |

Z tabliczki powyższej i z porównania kryształów jednoskośnych z trójskośnymi widzimy jak w miarę przybywania elementów symetryczności w przypadkach symetrycznych (środek równości odwróconej, płaszczyzna odbicia, oś przystawiania) w odpowiadających im rodzajach krystalograficznych przybywa równych kierunków, rodzajów form prostych oraz urozmaica się charakter ich ścian. Gdy kryształy trójskośne mają na sobie tylko jednościany lub dwusieczny jednokierunkowe, na kryształach jednoskośnych widzimy jednościany, dwusieczny, daszki, sfenoidy i słupy, których ściany są jednokierunkowe, dwukierunkowe i jednodzielniedwukierunkowe.



Rys. 283.

III. Kryształy rombowe.

| | | | | | | |
|---------------------------|-------------------------------|----------|-------------|------------|----------------|----------------|
| $s(1)$ | $s(1')$ Kryształy trójskośne. | | | | | |
| | Kryształy jednoskośne. | | | | | |
| $s(2)$ | $s(2')$ | $s(222)$ | $s(2'2'2')$ | $s(2'2'2)$ | $s(2''2''2'')$ | |
| Kryształy rombowe. | | | | | | |
| $s(4)$ | $s(4')$ | $s(422)$ | $s(4'2'2')$ | $s(4'2'2)$ | $s(42'2')$ | $s(4''2''2'')$ |
| $s(3)$ | $s(3')$ | $s(322)$ | $s(3'2'2')$ | $s(32'2')$ | | |
| $s(6)$ | $s(6')$ | $s(622)$ | $s(6'2'2')$ | $s(6'2'2)$ | $s(62'2')$ | $s(6''2''2'')$ |
| | | $s(323)$ | $s(3'2'3')$ | | | |
| | | $s(423)$ | $s(4'2'3')$ | $s(4'2'3)$ | | |

§ 155. **Własności ogólne kryształów rombowych.** W pierwszej kolumnie pionowej w tablicy przypadków symetrycznych po przypadkach, którym odpowiadają trzy rodzaje kryształów jednoskośnych, następuje przypadek $s(2)$. Dwie wzajemnie sobie prostopadłe płaszczyzny pierwszego przekształcenia symetrycznego, powtarzając się kalejdoskopowo, dają dwie prostopadłe do siebie płaszczyzny odbicia, które, jako przecinające się pod kątem prostym, tworzą polarną oś przystawiania dwukrotnego, a więc bez środka równości odwróconej.

Płaszczyzna prostopadła do osi przystawiania jest możliwą ścianą kryształu, a zatem na czworościan jednostkowy w kryształach rodzaju $s(2)$ mamy dwie prostopadłe płaszczyzny odbicia i trzecią do nich prostopadłą, możliwą ścianę kryształu, jako ściany osiowe, oraz jedną ze ścian kryształu, przecinającą wszystkie trzy płaszczyzny osiowe, jako jednostkową. A zatem płaszczyzny osiowe w rodzaju $s(2)$ są wzajemnie prostopadłe i tworzą trzy nierówne krawędzi osiowe. Czworościan jednostkowy $a : b : c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ nazywamy **rombowym**.

Taki sam czworościan jednostkowy możliwy jest, prócz kryształów rodzaju $s(2)$, tylko w rodzajach $s(2'2'2')$ trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego i $s(222)$ trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia. We wszystkich innych albo kąty pomiędzy krawędziami osiowymi zawierają 60° jak w typach $\sigma[3]$, $\sigma[6]$, $\sigma[322]$ i $\sigma[622]$, albo dwie krawędzi osiowe

są równe, jak w typach symetryczności $\sigma[4]$ i $\sigma[422]$, albo wszystkie trzy krawędzie osiowe są równe, jak w typach $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$.

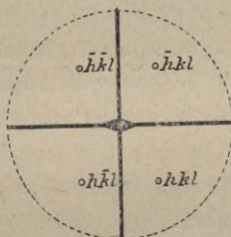
A więc kryształy rodzajów $s(2)$, $s(2'2'2')$ i $s(222)$ mają spólny kształt czworościanu jednostkowego, ponieważ mają albo dwie prostopadłe płaszczyzny odbicia $s(2)$, albo trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego $s(2'2'2')$, albo trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia $s(222)$.

Wszystkim kryształom tych trzech rodzajów rombowych właściwy jest czworościan jednostkowy o trzech prostopadłych nierównych krawędziach osiowych. Każdą przeto substancję, rombowo się krystalizującą, charakteryzuje stosunek trzech odcinków $a:b:c$, jakie ściana obrana na jednostkową odcina od trzech krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego. Odcinek b , t. j. odcięty od krawędzi osiowej OY , bierzemy na jedność.

Płaszczyzny osiowe nazywamy tak: (100) poprzeczna, (010) podłużna, (001) podstawowa. Trzy te płaszczyzny dzielą powierzchnię kuli, zakreślonej z punktu ich przecięcia się jak ze środka, na ośm prostokątnych trójkątów sferycznych (oktantów) równych lub nierównych zależnie od rodzaju symetrycznego.

Z opisu rodzajów poprzednich mogliśmy wywnioskować, że wyprowadzenie wszystkich form możliwych w danym rodzaju symetryczności uskuteczniamy powtórzeniem symetrycznym bieguna założonego w polu oktantu,

na trzech jego bokach i na trzech jego wierzchołkach, co odpowiada ścianom: (hkl) , $(0kl)$, $(h0l)$, $(hk0)$, (100) , (010) i (001) rys. 284, 285. Zarazem wiadomo nam, że założeniem bieguna (hkl) , t. j. położeniem go w polu trójkąta sferycznego płaszczyzn wymienionych, otrzymujemy



Rys. 284.



Rys. 285.

formę ogólną o ścianach jednokierunkowych Π_1 . Położeniem go na bokach, nie mających znaczenia fizycznego (na płaszczyznach obrotu, inwersji lub na przekroju powierzchni kuli z płaszczyzną rzutu gdy nie jest ona płaszczyzną zwierciadlaną) otrzymujemy osobliwe przypadki formy ogólnej, t. j. formy o tej samej ilości ścian i o tym samym ich charakterze Π_1 co forma ogólna, a tylko innego kształtu. A gdy założymy biegun na bokach lub wierzchołkach mających znaczenie fizyczne (na płaszczyznach odbicia i na osiach przystawiania), otrzymujemy formy szczegółowe o ilości ścian mniejszej od formy ogólnej, ale o ścianach kilkukierunkowych: $m\Pi_n$ lub $m\Pi_{n \times 2}$.

Optycznie kryształy rombowe są dwuosiowe. Trzy kierunki główne są spólne wszystkim długościom fal świetlnych i zgodne z trzema krawędziami osiowymi OX , OY , OZ . Wobec tego płaszczyzna osi optycznych we wszystkich długościach fali świetlnej jest jedna, a zatem zachodzi dyspersja tylko

osi optycznych, przyczem jest ona zawsze symetryczna: wielkość kąta osi optycznych zmienia się z długością fali świetlnej, ale we wszystkich długościach fali świetlnej położenie pierwszej dwusiecznej jest to samo i płaszczyzna osi optycznych jest niezmienna. Oczywiście, że płaszczyzna osi optycznych w każdym kryształach rombówym jest zgodna z jedną płaszczyzną osiową, a więc obraz interferencyjny osi optycznych jest widzialny na jednej z trzech ścian: na (100) , na (010) lub na (001) . Znikanie światła na wszystkich pasach ścian symetryczne we wszystkich długościach fali świetlnej.

Ilość kierunków równej łupliwości wyjaśni się, gdy poznamy ilość kierunków dowolnego znaku (hkl) w każdym rodzaju rombówym.

6. Rodzaj piramid rombówych. Kryształy rombówo piramidalne.
 $s(2) \equiv 1P', 1P'', 1^pL_2, 0C \equiv 4\Pi_1^{\{hkl\}}, 2\Pi_{1 \times 2}^{\{okl\}}, 1\Pi_{2 \times 2}^{\{001\}}$.

§ 156. Własności ogólne kryształów rodzaju piramid rombówych. Dwie wzajemnie prostopadłe płaszczyzny zwierciadlane pierwszego przekształcenia symetrycznego, powtarzając się kalejdoskopowo, dają dwie prostopadłe do siebie płaszczyzny odbicia, które swem przecięciem się tworzą polarną oś przystawiania dwukrotnego bez środka równości odwróconej. Kryształy rodzaju omawianego najczęściej ustawiamy tak, że osi przystawiania nadajemy kierunek OZ , t. j. pionowy, a więc jedną płaszczyznę odbicia mianujemy (100) , drugiej zatem przypada znak (010) , a płaszczyźnie prostopadłej do OZ t. j. do osi pL_2 przypada symbol (001) . Rys. 284, 285.

Założmy biegun (hkl) . Wobec dwu przecinających się płaszczyzn odbicia powtórzy się on jeszcze trzy razy, co da razem cztery równe kierunki. Ściany do nich prostopadłe tworzą piramidę rombówą. Możliwe tu są piramidy rombów górne $\{hkl\}$ i dolne $\{h\bar{k}l\}$ zależnie od tego, czy na górnej czy też na dolnej półkuli zakładamy biegun pierwotny, t. j. możliwe są one na górnej lub na dolnej części kryształu niezależnie od siebie.

Formy osobliwe rodzaju piramid rombówych otrzymujemy, zakładając biegun na obwodzie koła projekcji, t. j. zakładając ścianę równoległą do osi przystawiania i nierównoległą do obu płaszczyzn odbicia, czyli ścianę $(hk0)$. Otrzymujemy wtedy skojarzenie czterech równych ścian, równoległych do osi przystawiania, stanowiących słup rombówy. Ściany piramid rombówych i słupów rombówych, jako nieprostopadłe ani do płaszczyzn odbicia ani do osi przystawiania, są jednokierunkowe Π_1 , a więc i piramidy i słupy w rodzaju $s(2)$ są formami ogólnymi: $4\Pi_1^{\{hkl\}}$.

Gdy założymy biegun na śladzie przecięcia się z powierzchnią kuli jednej z płaszczyzn odbicia, t. j. gdy założymy ścianę $(h0l)$ albo $(0kl)$, to w każdym przypadku otrzymujemy tylko jedno powtórzenie symetryczne: $(\bar{h}0l)$ albo $(0\bar{k}l)$, czyli w każdym razie powstaje forma pojedyncza, złożona z dwu przecinają-

cych się ścian, których krawędź leży na płaszczyźnie odbicia. Formę taką nazywamy daszką rombowa. Możemy więc mieć tu daszki podłużne górne $\{Ok\bar{l}\}$ i dolne $\{Ok\bar{l}\}$, oraz daszki poprzeczne górne $\{hOl\}$ i dolne $\{hO\bar{l}\}$. Ściany każdego daszka, jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia, są jednodzielniedwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$, a więc daszki te możemy wyrazić symbolem ogólnym: $2\Pi_{1 \times 2} \left\{ \begin{smallmatrix} Ok\bar{l} \\ hOl \\ hO\bar{l} \end{smallmatrix} \right\}$.

Gdy założymy biegun na przecięciu się płaszczyzn odbicia z kołem projekcyjnym, to powtórzy się on symetrycznie na drugim końcu średnicy koła, t. j. otrzymamy albo dwuścian poprzeczny $\{100\}$ albo dwuścian podłużny $\{010\}$, których ściany, tak samo jak ściany daszków, są jednodzielniedwukierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$, dwuściany zatem są tu szczególnym przypadkiem daszków, więc mają tę samą ilość ścian i tę samą ich symetryczność: $2\Pi_{1 \times 2} \left\{ \begin{smallmatrix} 100 \\ 010 \end{smallmatrix} \right\}$.

Nakoniec umieściwszy biegun w środku koła projekcji, t. j. w trzecim wierzchołku oktantu, czyli na osi przystawiania, otrzymamy ścianę jedyną w swoim rodzaju, nie mającą sobie równej, jednościan górny $\{001\}$, albo jednościan dolny $\{00\bar{1}\}$, jeden od drugiego niezależny i jeden drugiemu nierówny. Każdy z tych jednościanów jest dwudzielnieczwórkierunkowy $\Pi_{2 \times 2}$ jako prostopadły do dwu płaszczyzn odbicia: $1\Pi_{2 \times 2} \left\{ \begin{smallmatrix} 001 \\ 00\bar{1} \end{smallmatrix} \right\}$.

A więc w rodzaju $s(2)$ możliwe są formy trzech gatunków: czworoscienne o ścianach jednokierunkowych $4\Pi_1$, piramidy i słupy rombowa; dwuścienne o dwu ścianach jednodzielniedwukierunkowych $2\Pi_{1 \times 2}$, daszki rombowa i dwuściany; oraz jednościenne dwudzielnieczwórkierunkowe $1\Pi_{2 \times 2}$, jednościany podstawowe.

Co do własności fizycznych kryształów rodzaju piramid rombowych $s(2)$, to polaryzacja obrotowa nie jest możliwa w tych kryształach, w których płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z jedną z płaszczyzn odbicia. W kryształach, w których płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do osi przystawiania, t. j. w których jest ona zgodna z $\{001\}$, jest możliwe skrócenie płaszczyzny polaryzacji na obu osiach o kąt jednakowy ze znakiem przeciwnym na każdej. Kryształy rezorcyny mają symetryczność piramid rombowych $s(2)$ i płaszczyznę osi optycznych prostopadłą do osi przystawiania, t. j. zgodną z $\{001\}$, jednak nie stwierdzono w nich polaryzacji obrotowej. Jest ona zatem możliwa ale nie konieczna.

Zjawiska piroelektryczne występują na biegunach osi przystawiania.

Łupliwość równoległa do jednościanu $\{001\}$ lub do jednego z dwuścianów $\{100\}$ albo $\{010\}$ nie ma sobie równej; równoległa do ściany jakiegoś daszka lub słupa równa jest w dwu kierunkach symetrycznych; równoległa do ściany piramidy jest równa w czterech kierunkach.

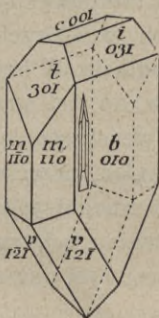
Dwojaki niemożliwe według ścian $\{100\}$ i $\{010\}$ jako zgodnych z płaszczyznami odbicia.

| s(2). Rodzaj piramid rombowych. $1P'$, $1P''$, 1^pL_2 , $0C$. | | |
|--|-----------------------------------|---|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter symetryczny |
| Piramidy rombowe górne . . . | $\{hkl\}$ | $4\Pi_1$ |
| Piramidy rombowe dolne . . . | $\{hk\bar{l}\}$ | $4\Pi_1$ |
| Słupy rombowe | $\{hk0\}$ | $4\Pi_1$ |
| Daszki rombowe górne | $\{okl\}$, $\{h0l\}$ | $2\Pi_{1 \times 2}$ |
| Daszki rombowe dolne | $\{ok\bar{l}\}$, $\{h0\bar{l}\}$ | $2\Pi_{1 \times 2}$ |
| Dwuściany | $\{100\}$, $\{010\}$ | $2\Pi_{1 \times 2}$ |
| Jednościan podstawowy górny . | (001) | $1\Pi_{2 \times 2}$ |
| Jednościan podstawowy dolny . | $(00\bar{1})$ | $1\Pi_{2 \times 2}$ |

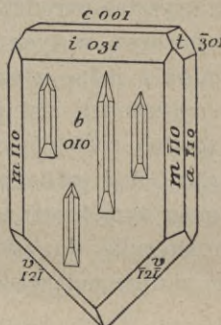
§ 157. Zasadowy metakrzemian cynku. Mineral hemimorfyt czyli kalamin: $(ZnOH)_2SiO_3$; $a:b:c = 0,7835:1:0,4778$; (Schrauf).

$$\begin{array}{cccccc} c\{001\} & s\{101\} & e\{011\} & t\{301\} & i\{031\} & \\ a\{100\} & m\{110\} & b\{010\} & v\{12\bar{1}\} & & \end{array} \quad \text{Rys. 286—290.}$$

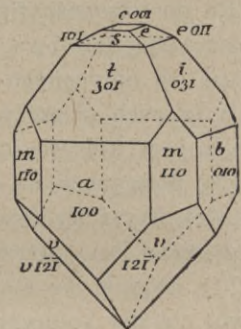
Kryształy minerału omawianego są charakterystycznym przykładem rodzaju piramid rombowych. Zazwyczaj są one pokroju tabliczkowego rys. 286. Wtedy są połączeniem pedjonu górnego $c\{001\}$, daszka poprzecznego $t\{301\}$, daszka podłużnego $i\{031\}$, słupa $m\{110\}$, dwuścianu podłużnego $b\{010\}$



Rys. 286.



Rys. 287.



Rys. 288.

i piramidy rombowej dolnej $v\{12\bar{1}\}$; albo pozór ich jest tetragonalny rys. 288. Wtedy są one połączeniem pedjonu górnego $c\{001\}$, daszków poprzecznych $s\{101\}$ i $t\{301\}$, daszków podłużnych $i\{031\}$ i $e\{011\}$, obu dwuścianów $a\{100\}$ i $b\{010\}$, słupa $m\{110\}$ i piramidy dolnej $v\{12\bar{1}\}$.

Pospolite są dwojaki rys. 289, których płaszczyzną bliźniącą jest (001)

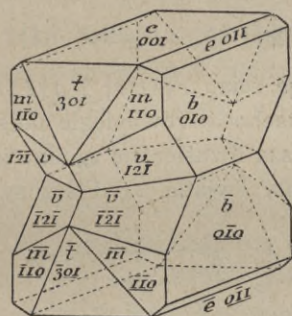
i osią bliźniącą krawędź osiowa OX i OY . Rys. 290 przedstawia sposób odcyfrowania tych kryształów bliźniących. Wyobraźmy sobie dwa kryształy jeden nad drugim. Jeden jest obrócony o 180° dokoła krawędzi OX lub OY . Wtedy stają się one wzajemnym odzwierciedleniem w płaszczyźnie (001) . W przypadku gdy zarosną kąty wklęsłe, utworzone ze ścian piramidy $v\{12\bar{1}\}$, kryształ ma pozór pojedynczego i tylko zjawiska piroelektryczne uwioczniają jego bliźnięcość. Pokrój drugi też znamy w kryształach bliźniących kalaminu według tego samego prawa: rys. 290.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do ścian słupa $m\{110\}$, wyraźna równoległe do ścian daszka poprzecznego $s\{101\}$ i równoległe do pedjonu $c(001)$ niezupełna. Rys. 290 wskazuje, że w obu połowach dwojaka kierunki łupliwości są zgodne.

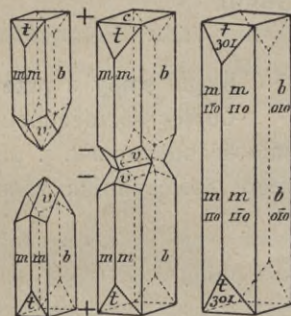
Że kryształom hemimorfitu właściwy jest rodzaj symetryczności $s(2)$ wnosimy nie tylko z rozkładu równych kątów krawędziowych i z konfiguracji ścian, ale z figur wytrawionych i z własności piroelektrycznych.

Krótkie działanie ciepłego bardzo rozcieńzonego roztworu kwasu solnego wywołuje na ścianach dwuścianu podłużnego $b\{010\}$ bardzo wyraźne figury wytrawione, które przedstawia rys. 286 i 287. Kształt ich dowodnie wykazuje jednodzielną dwukierunkowość ściany $b\{010\}$ oraz polarność krawędzi osiowej OZ . Ostry koniec tych figur stale zwraca się do tego bieguna krawędzi osiowej OZ , na którym występuje jednościan podstawowy i ściany daszków.

Zjawiska piroelektryczne bardzo wyraźne. Gdy kryształ stygnie, to na biegunie górnym, t. j. na tym, na którym znaj-



Rys. 289.



Rys. 290.

duje się jednościan podstawowy, zjawia się ujemny ładunek elektryczny, a więc jest to biegun analogiczny. Biegun antylogiczny zazwyczaj jest wrostły w skałę. Biegun ten jest znacznie uboższy w ściany niż analogiczny, przeważnie występuje na nim tylko piramida $v\{12\bar{1}\}$.

Dwójtomność dodatna, t. j. kierunkiem pierwszej dwusiecznej jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ . Płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z dwuścianem poprzecznym $a\{100\}$; krawędź osiowa OX jest zgodna z optyczną normalną β . Pierwsza dwusieczna jest prostopadła do jednościanu podstawowego $c(001)$; obraz interferencyjny osi optycznych widzialny na płaszczyźnie podstawowej równoległe do krawędzi osiowej OY ; $OX = \beta$, $OY = a$, $OZ^p L_2 = \gamma$. Współczynniki załamania światła sodowego $a = 1,6136$,

$\beta = 1,6170$, $\gamma = 1,6360$. Wielkość kąta osi optycznych w świetle sodowym: $2V = 46^{\circ}9'$, $2E = 78^{\circ}39'$.

§ 158. **Sześciowodny ortofosforzan magnezowoamonowy.** Mineral struwit albo guanit: $NH_4MgPO_4 \cdot 6H_2O$; $a : b : c = 0,5667 : 1 : 0,9121$; (Sadebeck).

$b\{010\}$ $c\{00\bar{1}\}$ $q\{011\}$ $r\{101\}$ $\bar{r}\{10\bar{1}\}$ Rys. 291.

Najprostsze połączenie form struwitu przedstawia rys 291. Na biegunie antylogicznym znajdują się daszki górne: poprzeczny $r\{101\}$ i podłużny $q\{011\}$; na biegunie analogicznym pedjon podstawowy dolny $c\{00\bar{1}\}$ i daszek poprzeczny dolny $\bar{r}\{10\bar{1}\}$.

Łupliwość prawie zupełna zachodzi równolegle do pedjonu $c\{001\}$, wyraźna równolegle do dwuscianu podłużnego $b\{010\}$.

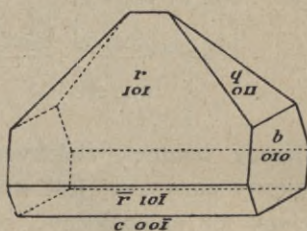
Płaszczyzna osi optycznych zgodna z pedjonem podstawowym $c\{001\}$, a że krawędź osiowa OY jest pierwszą dwusieczną, więc obraz interferencyjny osi optycznych jest widzialny na ścianie $b\{010\}$ równolegle do krawędzi osiowej OX . Os przystawania jest zgodna z optyczną normalną. Dwójłomność dodatna, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największego współczynnika załamania światła γ , a więc $OX = a$, $OY = \gamma$, $OZ^p L_2 = \beta$.

§ 159. **m-dwufenol.** Rezorcyna: $C_6H_4(OH)_2$; $a : b : c = 0,9105 : 1 : 0,5404$; (Groth).

$r\{101\}$ $g\{110\}$ $e\{120\}$ $i\{11\bar{1}\}$ Rys. 292.

Krępe słupy z przewagą ścian $r\{101\}$ i $g\{110\}$.

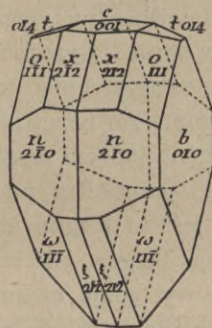
Łupliwość niezupełna zachodzi równolegle do ścian słupa $g\{110\}$. Dwójłomność odjemna, t. j. pierwsza dwusieczna zgodna jest z kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła a . Płaszczyzna osi optycznych jest



Rys. 291.



Rys. 292.



Rys. 293.

zgodna z (001) . Pierwsza dwusieczna = $OX = a$. Druga dwusieczna = $OY = \gamma$. Optyczna normalna = $OZ = \beta$. $2V = 46^{\circ}14'(Na)$. $2E = 76^{\circ}40'$ w świetle czerwonym, $76^{\circ}6'$ w żółtym, $74^{\circ}35'$ w błękitnym. Współczynniki załamania światła sodowego: $\alpha = 1,5781$; $\beta = 1,6197$; $\gamma = 1,6273$.

Piroelektryczność duża. Biegun analogiczny jest ten, na którym są ściany daszka $r\{101\}$.

§ 160. **2,4,6-trójnifonol.** Kwas pikrynowy: $C_6H_2(NO_2)_3 \cdot OH$; $a : b : c = 0,9691 : 1 : 1,0145$; (Peruzzi).

$c\{001\}$ $t\{014\}$ $o\{111\}$ $x\{212\}$ $b\{010\}$ $n\{210\}$ $\omega\{11\bar{1}\}$ $\xi\{21\bar{2}\}$ Rys. 293.

Kryształy kwasu pikrynowego poznano w różnych pokrojach; najobfitszy w płaszczyzny przedstawia rys. 293. Na biegunie analogicznym jest pedjon $c\{001\}$, górny daszek podłużny $t\{014\}$ i dwie piramidy: $x\{212\}$ i $o\{111\}$, na biegunie antylogicznym są ściany piramid dolnych odpowiadających górnym: $\xi\{21\bar{2}\}$ i $\omega\{11\bar{1}\}$. Wymienione ściany form dolnych i górnych ograniczają kryształ pospołu ze ścianami słupa $n\{210\}$ i dwuscianu podłużnego $b\{010\}$.

Piroelektryczność bardzo wielka.

Płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z (100) . Pierwszą dwusieczną jest oś przystawiania OZ , więc obraz osi optycznych jest widzialny na (001) równolegle do krawędzi osiowej OY . $2V = 82^\circ 19'$ (Na). Dwojłomność dodatna t. j. pierwsza dwusieczna $= \gamma$, a zatem $OX = \beta$, $OY = \alpha$, $OZ^p L_2 = \gamma$.

§ 161. **Węglan wapniowy- β .** Mineral aragonit: $CaCO_3$; $a : b : c = 0,6224 : 1 : 0,7206$; (Kokszarow).

$m\{110\}$ $b\{010\}$ $k\{011\}$ $p\{111\}$ $s\{121\}$ Rys. 294.

Godzien ze wszech miar uwagi ze względu na kryształy bliźnięce, na dwupostaciowość z kalcylem i na wybitne znaczenie w rozwoju historycznym krytalografii, mineralogii i optyki. Kryształy pojedyncze są połączeniem dwuscianu podłużnego $b\{010\}$ z dwoma słupami: pionowym $m\{110\}$ i podłużnym $k\{011\}$. Do ścian tych, na kryształach aragonitu panujących, dołączają się dwupiramidy rombów w postaci małych ścian $p\{111\}$ i $s\{121\}$.

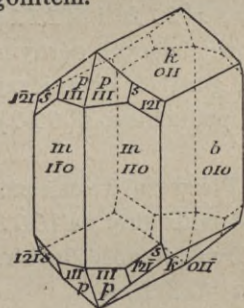
Dwojaki i kryształy wielokrotnie bliźnięce bardzo pospolite. Płaszczyzną bliźniącą jest ściana słupa (110) . Ponieważ normalne ścian tego słupa tworzą kąt niewiele różniący się od kąta ścian sześciobocznego słupa umiarowego, mianowicie $63^\circ 48'$, przeto trojaki aragonitu są pseudoheksagonalne, jak wskazuje schemat ich budowy na rys. 295 i 296 podany. Jest to rzut kryształu bliźniącego na ścianę podstawową (001) .

Łupliwość doskonała zachodzi równolegle do płaszczyzny podłużnej (010) . Równolegle do ścian słupa $\{110\}$ i słupa $\{011\}$ zachodzi łupliwość niezupełna.

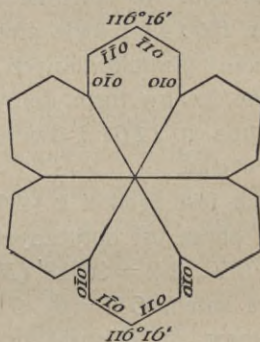
Płaszczyzną osi optycznych jest (100) . Pierwsza dwusieczna $= OZ$, a więc obraz interferencyjny osi optycznych jest widzialny na ścianie podstawowej (001) , przyczem ślad płaszczyzny osi optycznych na (001) jest równoległy do OY . Kryształy aragonitu są optycznie odjemne, t. j. ich pierwszą dwusieczną jest kierunek najmniejszego współczynnika załamania światła α ; $OX = \beta$, $OY = \gamma$, $OZ = \alpha$; $2V = 18^\circ 11'$, $2E = 30^\circ 53'$; $\alpha = 1,5301$, $\beta = 1,6818$, $\gamma = 1,6859$.

Pokrój kryształów i dobór ścian aragonitu jest taki jak w rodzaju dwupiramid rombów $s(222)$. Kryształy aragonitu za takie też uchodziły długo

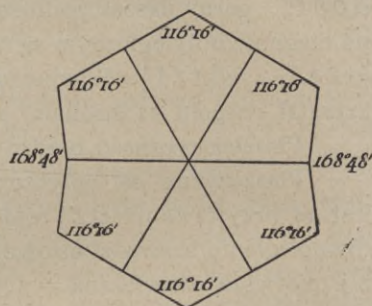
i podawano je nawet jako przykład charakterystyczny symetryczności rodzaju $s(222)$. Jednak figury wytrawione na płaszczyźnie, wyszlifowanej równoległe do (001) , są polarne, a także odkryto w kryształach aragonitu zjawiska piroelektryczne, bardzo wprawdzie zawile z powodu właściwej aragonitowi wielokrotnie bliższej budowy jego kryształów. Z tych więc względów kryształom aragonitu należy przypisać rodzaj symetryczności daszków rombów. Zgadza się to ze spostrzeżeniami nad stroncjanitem, minerałem jednopostaciowym z aragonitem.



Rys. 294.



Rys. 295.

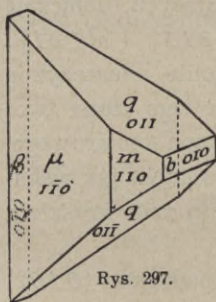


Rys. 296.

§ 162. Węglan strontu. Mineral stroncjanit: $SrCO_3$; $a : b : c = 0,6090 : 1 : 0,7237$; (Hessenberg).

$q\{011\}$ $\beta\{0\bar{1}0\}$ $\mu\{1\bar{1}0\}$ $m\{110\}$ $b\{010\}$ Rys. 297.

Kryształy jednopostaciowe z kryształami aragonitu; takie same dwojaki i orientacja optyczna. Ale znamy kryształy stroncjanitu wyraźnie polarne wzdłuż osi OY rys. 297. Należałoby więc, przez analogię z orientacją większości kryształów rodzaju daszków rombów, obrócić kryształy aragonitu, stroncjanitu i ich izomorfonów o 90° około osi OX tak, aby kierunek dotychczas obierany na OY stał się pionowy, t. j. aby przybrał położenie OZ jako pL_2 ; jednak nie robimy tego ze względów historycznych, oraz ze względu na pseudoheksagonalne dwojaki, których osią pionową w orientacji zgodnej z orientacją przyjętą w opisie kryształów heksagonalnych jest krawędź osiowa m/b .



Rys. 297.

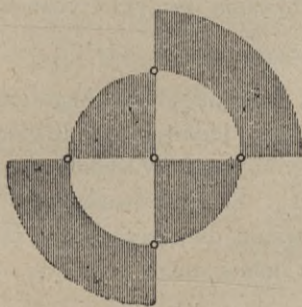
| Czworościany jednostkowe bezwodnych dwuwartościowych węglanów rombów. | | | |
|---|-----------------|--------|--------|
| Nazwa mineralogiczna | Skład chemiczny | a | c |
| Aragonit | $CaCO_3$ | 0,6224 | 0,7206 |
| Stroncjanit | $SrCO_3$ | 0,6090 | 0,7239 |
| Witeryt | $BaCO_3$ | 0,6032 | 0,7302 |
| Cerusyit | $PbCO_3$ | 0,6100 | 0,7230 |

7. Rodzaj dwusfenoidów rombowych. Kryształy rombobisfenoidalne. $s(2'2'2') \equiv 0P, 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2, 0C \equiv 4\Pi_1 \begin{Bmatrix} \{h\bar{k}l\} \\ \{h0l\} \\ \{0ki\} \\ \{hko\} \end{Bmatrix}, 2\Pi_2 \begin{Bmatrix} \{100\} \\ \{001\} \\ \{010\} \end{Bmatrix}$.

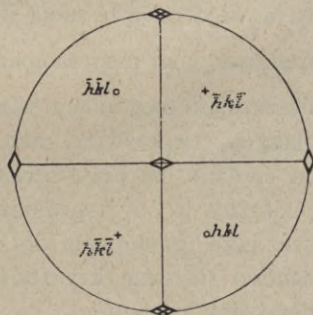
§ 163. Własności ogólne rodzaju dwusfenoidów rombowych.

W rozważaniu rodzaju omawianego, oraz w wyprowadzeniu wszystkich form możliwych na jego kryształach, a także w przewidywaniu, jaka symetryczność fizyczna jest właściwa ścianom kryształów tego rodzaju, jest pomocny podział kuli na wycinki równe, powstałe po przeprowadzeniu płaszczyzn zwierciadlanych i powtórzeniu symetrycznym bieguna dowolnie założonego. Wypadnie nam w tym podziale skutecznie uciekać się nie tylko do płaszczyzn zwierciadlanych, ale i do płaszczyzny projekcji, w razie gdy nie będzie ona płaszczyzną zwierciadlaną, lub do niektórych pasów krystalograficznych, leżących symetrycznie pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi. Aby uwydatnić równe i nierówne wycinki kuli na całej jej powierzchni, przedstawimy w rzucie stereograficznym obie półkule: górną w obrębie koła projekcyjnego, a dolną na zewnątrz jego obwodu. Równe wycinki oznaczymy pozostawiając je białymi, albo pokrywając je kreskowaniem jednakowym.

Trzy prostopadłe płaszczyzny obrotu $s(2'2'2')$, powtarzając się kalejdoskopowo wzajemnym w sobie odzwierciedleniem, dzielą kulę na cztery i cztery naprzemianległe równe oktanty. Na rys. 298 mamy podział kuli na te cztery oktanty naprzemianległe równe. Dwa białe na półkuli górnej są równe



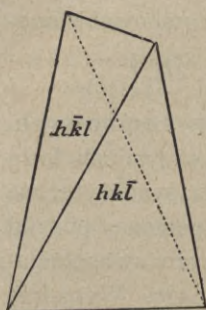
Rys. 293.



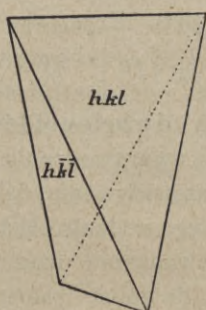
Rys. 298.

białym półkuli dolnej; tak samo dwa szare półkuli górnej są równe dwom szarym półkuli dolnej. Co się dzieje w jednym białym, powtarza się we wszystkich białych; tak samo co założymy w jednym szarym oktancie, musimy założyć we wszystkich szarych. Kółka na rys. 298 oznaczają bieguny osi przystawiania.

Spółdziałanie trzech wzajemnie prostopadłych płaszczyzn obrotu daje trzy nierówne nawzajem sobie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego. Te trzy osi, wraz z którąkolwiek przecinającą je ścianą kryształu, obraną na ścianę jednostkową, dają czworościan jednostkowy. A więc podobnie jak w rodzaju



Rys. 300.



Rys. 301.

poprzednim krawędzi osiowe tego czworoscianu są nierówne i sobie prostopadłe.

Biegun (hkl) (rys. 299) założony dowolnie w polu trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, powtarza się w trzech pozostałych oktantach przemian-
gle równych. Po przeprowadzeniu płaszczyzn stycznych do kuli w otrzymanych powtórzeniach symetrycznych bieguna (hkl) otrzymujemy dwusfenoid rombowy rys. 301. Rzecz jasna, że gdy założymy biegun $(h\bar{k}l)$

t. j. leżący w oktancie górnym przednim lewym, otrzymamy dwusfenoid rombowy rys. 300 o takich samych kątach jak poprzedni, ale z tamtym enantjomorfijny. A więc każdym trzem wartościami hkl odpowiadają dwa rombowe dwusfenoidy, prawy $\{hkl\}$ i lewy $\{h\bar{k}l\}$, będące wzajemnym odbiciem zwierciadlanym i nie przystające jeden do drugiego. Ściany dwusfenoidów, jako form ogólnych w tym rodzaju, są jednokierunkowe, gdyż nie są prostopadłe ani do płaszczyzn odbicia, bo ich tu niema, ani do osi przystawania: $4\Pi_1\{hkl\}$.

Przenosząc biegun (hkl) albo $(h\bar{k}l)$ na boki trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, otrzymujemy słupy rombowe: pionowe $\{hko\}$, podłużne $\{okl\}$ i poprzeczne $\{hol\}$. Słupy są tu szczególnym przypadkiem dwusfenoidów, a więc mają tę samą ilość ścian i tę samą ich symetryczność t. j. są jednokierunkowe, jako nieprostopadłe do osi przystawania: $4\Pi_1\begin{Bmatrix} hko \\ hol \end{Bmatrix}$.

Umieszczając biegun na wierzchołkach trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, za każdym razem otrzymujemy jedno jego odzwierciedlenie na drugim zwrocie osi przystawania t. j. otrzymujemy dwuściany: poprzeczny $\{100\}$, podłużny $\{010\}$ i podstawowy $\{001\}$. Ściany dwuścianów są dwukierunkowe, jako prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego: $2\Pi_2$.

Własności fizyczne kryształów rodzaju omawianego w zarysie ogólnym przewidujemy jak następuje.

Założmy, że na jednej osi optycznej mamy skręcenie płaszczyzny polaryzacji. W takim razie druga oś optyczna czyni zadość trzem wzajemnie prostopadłym osiom przystawania dwukrotnego gdy zachodzi na niej skręcenie na ten sam kąt i w tym samym kierunku. A więc substancje krystalizujące się w rodzaju $s(2'2'2')$ mogą mieć kryształy enantjomorfijne, skręcające płaszczyznę polaryzacji na obu osiach optycznych, jedno na prawo a drugie na lewo.

Z rzutu stereograficznego formy ogólnej $\{hkl\}$ lub z podziału powierzchni kuli na oktanty równoznaczne wnosimy, że kryształy omawianego rodzaju symetrycznego winny mieć cztery osi piro- i piezoelektryczne, będące normalnymi ścian jednego z dwusfenoidów, przyczem bieguny tych osi winny leżeć

naprzemianległe. Jeżeli oktanty białe na rys. 298 nazwiemy prawymi, a szare lewymi, to bieguny analogiczne znajdują się w oktantach prawych, a antylogiczne w lewych lub odwrotnie. Zwroty osi przystawania przybierają ładunek jednakożnego znaku.

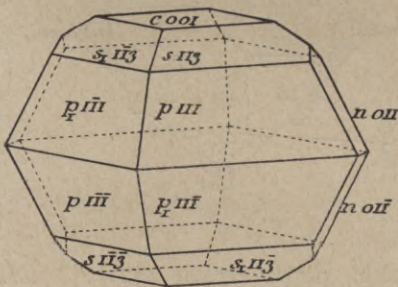
Kierunki równej łupliwości są takie same jak w rodzaju poprzednim.

Dwojaki są możliwe względem każdej ściany, gdyż niema tu płaszczyzn odbicia.

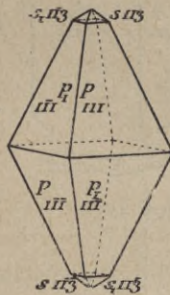
| s(2'2'2'). Rodzaj dwusfenoidów rombowych. 0P, 1L ₂ ', 1L ₂ '', 1L ₂ '', 0C. | | |
|--|-------------------|---|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter symetryczny |
| Dwusfenoidy rombowe prawe . . | {hkl} | 4 II ₁ |
| „ „ lewe . . | {h \bar{k} l} | 4 II ₁ |
| Słupy rombowe | {0kl} {h0l} {hk0} | 4 II ₁ |
| Dwuściany | {100} {010} {001} | 2 II ₂ |

§ 164. Siarka- α : S o gęstości = 2,066. $a : b : c = 0,8133 : 1 : 1,9037$; (Schrauf). $p\{111\}$ $p_1\{1\bar{1}1\}$ $s\{113\}$ $s_1\{1\bar{1}3\}$ $c\{001\}$ $n\{011\}$ Rys. 302.

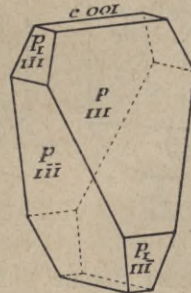
Siarka- α , czyli siarka rombowa, jak pospolicie nazywamy stan siarki o symetryczności rodzaju dwusfenoidów rombowych, jest tego pierwiastka chemicznego stanem polimorfijnym trwałym w temperaturze niskiej do $+96^\circ C$. W tym rodzaju symetrycznym siarka krystalizuje się z roztworów i ze swego stopu, o ile przechłodzono go do temperatury nie wyższej ponad $+96^\circ C$.



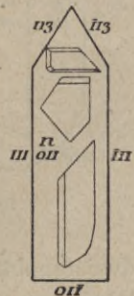
Rys. 302.



Rys. 303.



Rys. 304.



Rys. 305.

Zazwyczaj kryształy siarki- α są połączeniem dwusfenoidów sobie odpowiadających prawych i lewych w równowadze, tak że mają one pozór kryształów rodzaju dwupiramid rombowych s(222), jak to widzimy na rys. 302 i 303. Znany jednak kryształy siarki- α takie jak na rys. 304.

O należeniu kryształów siarki- α do rodzaju dwusfenoidów rombowych s(2'2'2') rozstrzygają rodzime figury wytrawione na ścianach słupa $n\{011\}$

rys. 305, które St. Kreutz obserwował na kryształach siarki- α ze Swoszowic. Jak widzimy, ściany $n\{011\}$ są tu jednokierunkowe Π_1 , co jest możliwe tylko w rodzaju $s(2'2'2')$, bo w dwu pozostałych rodzajach rombowych, $s(2)$ i $s(222)$, ściany (011) jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia są jednokierunkowe $\Pi_{1 \times 2}$.

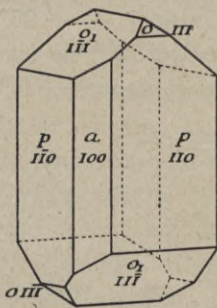
Łupliwość niezupełna zachodzi równolegle do ścian $p\{111\}$, $c\{001\}$ i $\{110\}$.

Płaszczyzną osi optycznych jest (010) . Pierwszą dwusieczną jest normalna dwuscianu podstawowego (001) t. j. krawędź osiowa OZ , a więc na (001) jest widzialny obraz osiowy równoległy do krawędzi osiowej OX . $2V = 68^\circ 58'$. Dwojłomność dodatna, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem największego współczynnika załamania światła γ , przeto $OX = a$, $OY = \beta$, $OZ = \gamma$; $a = 1,95791$, $\beta = 2,03770$, $\gamma = 2,24516$.

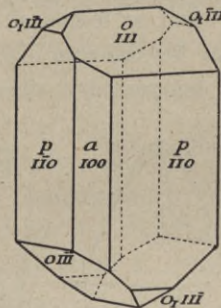
§ 165. Siedmiowodny siarczan magnezowy. Mineralepsomit, czyli sól gorzka: $MgSO_4 \cdot 7H_2O$; $a : b : c = 0,9901 : 1 : 0,5709$; (Brooke).

$$\begin{array}{cccccc} a\{100\} & b\{010\} & o\{111\} & o_1\{1\bar{1}1\} & p\{110\} & r\{101\} \\ q\{011\} & s\{201\} & t\{021\} & v\{211\} & x\{121\} & \text{Rys. 306—308.} \end{array}$$

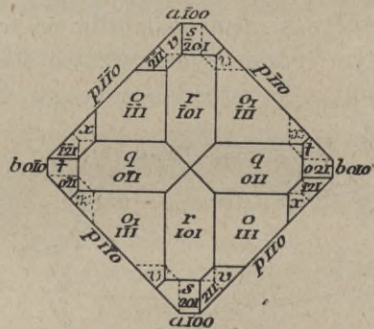
Najprostsza postać tej soli jest połączeniem jednego dwusfenoidu ze słupem. Pospolicie na jednym kryształe są oba dwusfenoidy jednostkowe: prawy i lewy, ale nie w równowadze: jeden z nich jest więcej rozwinięty. Rys. 306 i 307 przedstawia prawy i lewy kryształ, będący połączeniem prawego i lewego



Rys. 306.



Rys. 307.



Rys. 308.

dwusfenoidu ze słupem $p\{110\}$ i z dwuscianem poprzecznym $a\{100\}$. Zależnie od warunków krystalizacji, w szczególności od domieszek t. j. ciał obcych rozpuszczonych w roztworze siarczanu magnezowego, powstają kryształy soli gorzkiej pokroju bardzo urozmaiconego. Stosunek ścian sfenoidalnych do pryzmatycznych na tych kryształach lepiej niż rzut perspektywiczny uwidacznienia projekcja pionowa na płaszczyznę podstawową (001) . Rys. 308 przedstawia w takim właśnie rzucie jeden kryształ soli gorzkiej dość urozmaicony. Jest to połączenie dwuscianów, poprzecznego $a\{100\}$ i podłużnego $b\{010\}$, słupów, pionowego $p\{110\}$, poprzecznych $r\{101\}$ i $s\{201\}$, podłużnych

$q\{011\}$ i $t\{021\}$ oraz dwusfenoidów: lewego $o_1\{1\bar{1}1\}$ i prawych: $o\{111\}$, $v\{211\}$ i $x\{121\}$.

Z powodu tego że ściany słupa $\{110\}$ tej soli tworzą kąt $89^\circ 26'$, t. j. tylko o $34'$ różniący się od kąta prostego, kryształy soli gorzkiej mają pozór kryształów tetragonalnych.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do $b\{010\}$, równoległe do $r\{101\}$ wyraźna.

Płaszczyzną osi optycznych jest płaszczyzna podstawowa $c\{001\}$. Pierwszą dwusieczną jest krawędź osiowa OY , a więc obraz interferencyjny osi optycznych jest widzialny na ścianie podłużnej (010) równoległe do krawędzi osiowej OX . Dwójłomność odjemna, t. j. pierwsza dwusieczna jest kierunkiem najmniejszego współczynnika załamania światła α ; $\alpha = 1,4325(OY)$, $\beta = 1,4554(OZ)$, $\gamma = 1,4608(OX)$.

Skrećenie optyczne wzdłuż osi optycznych w płytkach grubości jednego milimetra wynosi w świetle sodcym $2^\circ 10'$.

Przez ogrzewanie kryształu ściany dwusfenoidu prawego $\{111\}$ elektryzują się dodatnio.

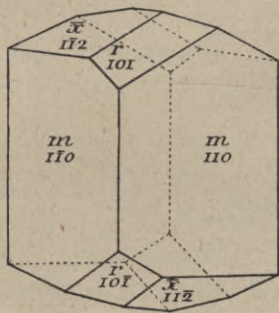
§ 166. Mrówczan barowy: $Ba(OOC.H)_2$; $a : b : c = 0,7650 : 1 : 0,8638$; (Heusser).

$m\{110\}$ $r\{101\}$ $x\{112\}$ $\bar{x}\{1\bar{1}2\}$ Rys. 309, 310.

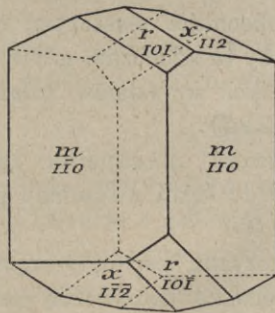
Kryształy prawe i lewe ograniczone ścianami dwu słupów: pionowego $m\{110\}$ i poprzecznego $r\{101\}$ oraz dwusfenoidu prawego $x\{112\}$ albo lewego $\bar{x}\{1\bar{1}2\}$.

Łupliwość wyraźna zachodzi równoległe do płaszczyzny (011) .

Płaszczyzną osi optycznych jest (010) . Pierwsza dwusieczna zgodna z OX , t. j. obraz osi optycznych jest widzialny na ścianie (100) równoległe



Rys. 309.



Rys. 310.

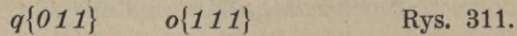
do krawędzi osiowej OZ . $2V = 77^\circ 54' 20''$. Dwójłomność dodatna t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ ; $OX = \gamma$, $OY = \beta$, $OZ = \alpha$; $\alpha = 1,57288$, $\beta = 1,59698$, $\gamma = 1,63612$.

Od ogrzania kryształu ściany słupa $m\{110\}$ elektryzują się dodatnio

na obu promieniach osi OZ , a odjemnie na krawędziach powstałych od przecięcia się ścian słupa $m\{110\}$ ze ścianami dwusfenoidu $x\{112\}$.

Bardzo wyraźne objawy piezoelektryczne występują od ucisku prostopadłego do ścian dwusfenoidu.

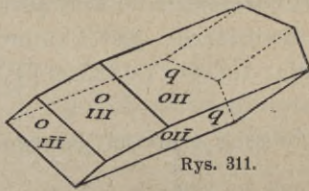
§ 167. **Gliceryna:** $CH_2(OH) \cdot CH(OH) \cdot CH_2(OH)$; $a : b : c = 0,70 : 1 : 0,66$; (Lang).



Poznano tylko kryształy wielkie, które można było mierzyć jedynie gonjometrem przykładowym. Są to połączenia słupa $\{011\}$ i dwusfenoidu $\{111\}$.

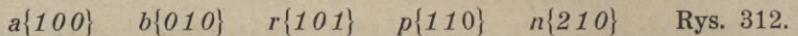
Łupliwość niezupełna zachodzi równoległe do (100) .

Płaszczyzna osi optycznych (001) . Pierwsza dwusieczna OX . Obraz osi optycznych widzialny na (100) równoległe do OY . Dwójłomność odjemna: pierwsza dwusieczna a . A więc: $OX = a$, $OY = \gamma$, $OZ = \beta$.



§ 168. **Jednowodny d - π -sulfonokamfer d -kamferoksymu:**

$(C_8H_{13} \cdot SO_3H) < \overset{CH_2}{\underset{CO}{C}} \cdot (C_8H_{14}) < \overset{CH_2}{\underset{C}{C}} (:N \cdot OH) \cdot H_2O$; $a : b : c = 1,2024 : 1 : 0,8943$; (Pope).

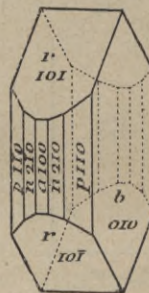


Kryształy tej substancji są połączeniem tylko dwuscianu poprzecznego $a\{100\}$ i podłużnego $b\{010\}$ z czterema słupami bez dwusfenoidów, mają więc pozór kryształów rodzaju dwupiramid rombowych $s(222)$. O należeniu ich symetryczności do rodzaju dwusfenoidów rombowych $s(2'2'2')$ wnosimy z figur wytrawionych na ścianie dwuscianu podłużnego $b\{010\}$ rys. 313. Kształt tych figur wykazuje, że ściana ta jest dwukierunkowa Π_2 i przekonywa nas o nieobecności płaszczyzn odbicia, które byłyby tu widoczne, gdyby symetryczność tych kryształów należała do rodzaju $s(222)$.

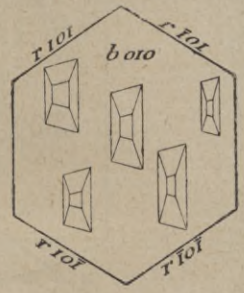
Łupliwość niezupełna zachodzi równoległe do ścian dwuscianu podłużnego $b\{010\}$.

Płaszczyzną osi optycznych jest (100) , pierwszą dwusieczną jest OY , t. j. normalna ścian dwuscianu podłużnego $b(010)$ a więc na (010) możemy

ujrzeć obraz interferencyjny osi optycznych równoległy do krawędzi osiowej OZ . Charakter dwójłomności dodatni, t. j. kierunkiem pierwszej dwusiecznej jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ , a zatem $OX = \beta$, $OY = \gamma$, $OZ = a$.



Rys. 312.



Rys. 313.

§ 169. Prawy trójbromek karwonu: $C_{10}H_{15}Br_3O$; $a : b : c = 0,4729 : 1 : 0,7939$; (Liebisch).

$p\{110\}$ $b\{010\}$ $q\{011\}$ $r\{012\}$ $c\{001\}$ Rys. 314.

Podobnie jak związku poprzedniego, kryształy trójbromku karwonu mają pokrój kryształów rodzaju dwupiramidy rombowej $s(222)$, ponieważ nie mają dwusfenoidu a tylko ograniczają je ściany słupów: jednego pionowego $p\{110\}$, dwu podłużnych $q\{011\}$ i $r\{012\}$ oraz dwu dwuscianów: podłużnego $b\{010\}$ i podstawowego $c\{001\}$. O należeniu ich do rodzaju dwusfenoidów rombowych $s(2'2'2')$ wnioskujemy z figur wytrawionych, jakie powstają na ścianach słupa $p\{110\}$ od działania eteru nafcianego. Są to mianowicie niesymetryczne wgłębienia, które na dwu przyległych ścianach słupa czynią zadość osi przystawiania dwukrotnego, a nie płaszczyzny odbicia, jakby to było w rodzaju dwupiramid rombowych $s(222)$.

Łupliwość niezupełna zachodzi równolegle do ścian dwuscianu podstawowego $c\{001\}$ i płaszczyzny poprzecznej $\{100\}$.

Płaszczyzną osi optycznych jest płaszczyzna poprzeczna (100) . Pierwsza dwusieczna jest zgodna z krawędzią osiową OZ , t. j. z normalną płaszczyzny podstawowej (001) , a zatem obraz

interferencyjny osi optycznych jest widzialny na płaszczyźnie podstawowej (001) równolegle do krawędzi osiowej OY . Dwójłomność dodatna, t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ ; więc $OX = \beta$, $OY = a$, $OZ = \gamma$. $2E = 59^\circ 45'$.

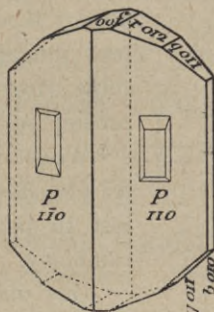
§ 170. Jednowodny prawy winian jednometylowy: $(CH_2OH)_2COOH \cdot COO(CH_3) \cdot H_2O$; $a : b : c = 0,8887 : 1 : 0,5570$; (Tannhäuser).

$m\{110\}$ $r\{101\}$ Rys. 315.

Ośmiościenne kryształy, będące połączeniem dwu słupów rombów, pionowego $m\{110\}$ z poprzecznym $r\{101\}$, o pozorze i pokroju kryształów rodzaju dwupiramid rombów $s(222)$, okazują na ścianach słupa $m\{110\}$ figury wytrawione stwierdzające, że niema tu płaszczyzn odbicia, a tylko osi przystawiania dwukrotnego: ściany przyległe przystają do siebie po obrocie kryształu około którejkolwiek krawędzi słupa o 180° .

Łupliwość dość wyraźna zachodzi równolegle do płaszczyzny podstawowej (001) i do ścian słupa (101) .

Płaszczyzną osi optycznych jest płaszczyzna poprzeczna (100) ; pierwsza dwusieczna jest zgodna z krawędzią osiową OZ , a więc obraz osiowy



Rys. 314.

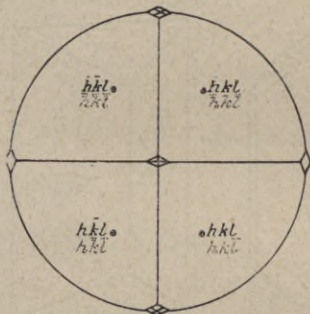


Rys. 315.

możemy otrzymać na płaszczyźnie podstawowej $\{001\}$, ślad płaszczyzny osi optycznych jest w nim równoległy do krawędzi osiowej OY . $2V$ około 60° .

8. Rodzaj dwupiramid rombowych. Kryształy bipiramidalnie rombowe. $s(222) \equiv 1P', 1P'', 1P''', 1L'_2, 1L''_2, 1L'''_2, C \equiv 8\Pi_1^{\{hkl\}}, 4\Pi_{1 \times 2}^{\{okl\}\{hko\}}, 2\Pi_{2 \times 2}^{\{100\}\{001\}}$.

§ 171. Własności ogólne rodzaju dwupiramid rombowych. Trzy płaszczyzny zwierciadlane pierwszego przekształcenia symetrycznego wzajemnie prostopadłe, t. j. tworzące prostokątny trójkąt sferyczny, powtarzając się kalejdoskopowo, dzielą kulę na ośm oktantów równoznacznych. Wzajemne ich spółdziałanie daje trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia, trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawania dwukrotnego i środek równości odwróconej, t. j. kryształy tego rodzaju są centryczne, czyli każda ściana ma sobie równoległą i równą a oba zwroty każdej prostej są jednoznaczne.



Rys. 316.

Wobec istnienia trzech prostopadłych nierównych osi przystawania kształt czworościanu jednostkowego jest tu taki sam jak w rodzaju poprzednim, t. j. rombowy.

Gdy założymy dowolny biegun (hkl) rys. 316, t. j. leżący w polu trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, to symetryczne jego powtórzenie powstaje we wszystkich trójkątach pozostałych. Po przeprowadzeniu w jego powtórzeniach płaszczyzn do kuli stycznych otrzymujemy zamkniętą formę ośmiościenną, dwupiramidę rombowa, $\{hkl\}$, jako formę ogólną w tym rodzaju, o ścianach fizycznie jednokierunkowych $8\Pi_1$.

Formy szczegółowe są tu następujące. Gdy umieścimy biegun pierwotny na jednym boku trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, otrzymamy słupy rombowe: postaci o czterech ścianach równoległych do jednej z trzech osi przystawania: $\{okl\}$, $\{hol\}$, $\{hko\}$. Ściany tych form, jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia, są jednodzielnie dwukierunkowe: $4\Pi_{1 \times 2}$. Umieszczając biegun pierwiastkowy na wierzchołkach trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, otrzymujemy trzy dwuściany: poprzeczny $\{100\}$, podłużny $\{010\}$ i podstawowy $\{001\}$. Dwuściany jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia są dwudzielnieczwórkierunkowe: $2\Pi_{2 \times 2}$.

Kryształom rodzaju dwupiramid rombowych, jako symetrycznie centrycznym, nie jest właściwa polaryzacja kolistą. Również nie przewidujemy w nich biegunów piroelektrycznych.

Kierunki równej łupliwości takie same jak w rodzajach rombowych poprzednich, t. j. łupliwość jednakowa zachodzi tylko w jednym kierunku, wtedy

jest ona zgodna z jednym z dwuścianów, albo w dwu, równoległe do ścian słupa, albo w czterech, równoległe do ścian dwupiramidy rombowej.

Dwojaki są możliwe względem wszelkiego rodzaju ścian z wyjątkiem dwuścianów, gdyż są one zgodne z płaszczyznami odbicia. Znany dwojaki ciał dwupiramidoworombowych zbliżnione względem ścian słupów i dwupiramid o znakach bardzo urozmaiconych.

| s(222). Rodzaj dwupiramid rombowych. $1P'$, $1P''$, $1P'''$, $1L'_2$, $1L''_2$, $1L'''_2$, C . | | |
|--|-----------------------------------|---|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter symetryczny |
| Dwupiramidy rombowe | $\{hkl\}$, | $8I_1$ |
| Słupy rombowe | $\{0kl\}$, $\{h0l\}$, $\{hk0\}$ | $4\Pi_{1 \times 2}$ |
| Dwuściany | $\{100\}$, $\{010\}$, $\{001\}$ | $2\Pi_{2 \times 2}$ |

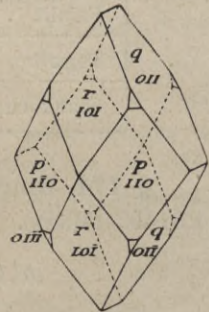
§ 172. Jednowodny kwas cytrynowy: $C_6H_8O_7 \cdot H_2O$; $a : b : c = 0,6740 : 1 : 1,6621$; (Heusser).

$$p\{110\} \quad r\{101\} \quad q\{011\} \quad o\{111\} \quad \text{Rys. 317.}$$

Kryształy godne wymienienia z powodu pokroju bardzo charakterystycznego i pouczającego: są one połączeniem dwupiramidy rombowej $o\{111\}$ i trzech słupów rombowych w równowadze będących.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do płaszczyzny podstawowej $\{100\}$.

Płaszczyzną osi optycznych jest $\{100\}$, pierwszą dwusieczną jest normalna płaszczyzny poprzecznej $\{010\}$, t. j. krawędź osiowa OY , a więc na płaszczyźnie $\{010\}$ jest widzialny obraz interferencyjny osi optycznych równoległy do krawędzi osiowej OZ . $2V = 66^\circ 9'$; $2E = 107^\circ 28'$. Dwójłomność dodatna t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ , a zatem $OX = \beta$, $OY = \gamma$, $OZ = \alpha$.



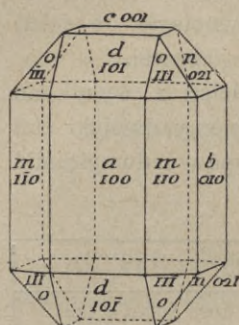
Rys. 317.

§ 173. Ortokrzemian magnezowy z ortokrzemianem żelazawym.

Minerały oliwiny: $nMg_2SiO_4 \cdot Fe_2SiO_4 : n$ od 12 do 3; $a : b : c = 0,4657 : 1 : 0,5865$; (Kokszarow).

$$a\{100\} \quad b\{010\} \quad c\{001\} \quad m\{110\} \quad d\{101\} \quad n\{021\} \quad o\{111\} \quad \text{Rys. 318.}$$

Rys. 318 przedstawia jedno z wielu połączeń krystalograficznych tych minerałów izomorfijnych. Jest ono pouczające z tego względu, że składają się nań wszystkie odmiany form rodzaju dwupiramid rombowych: trzy dwuściany, poprzeczny $\{100\}$, podłużny $\{010\}$ i podstawowy $\{001\}$, trzy słupy,



Rys. 318.

pionowy $\{110\}$, poprzeczny $\{101\}$ i podłużny $\{021\}$ oraz dwupiramida rombowa $\{111\}$.

Płaszczyzną osi optycznych jest (001) , pierwszą dwusieczną jest normalna dwuscianu poprzecznego $\{100\}$, t. j. OX , a więc obraz osiowy jest widzialny na ścianie poprzecznej (100) równolegle do krawędzi osiowej OY . Optycznie dodatny, t. j. pierwsza dwusieczna $= \gamma$, a przeto $OX = \gamma$, $OY = a$, $OZ = \beta$. Spółczynniki załamania światła zmienne zależnie od składu chemicznego.

| Czworościany jednostkowe ortokrzemianów dwuwartościowych. | | | |
|---|--------------------|--------|--------|
| Nazwa | Skład chemiczny | a | c |
| Forsteryt | Mg_2SiO_4 | 0,4647 | 0,5857 |
| Montyczelit | $MgCaSiO_4$ | 0,4337 | 0,5757 |
| Oliwin | $(Mg, Fe)_2SiO_4$ | 0,4657 | 0,5865 |
| Hyalosyderyt | $Mg_4Fe_2SiO_{12}$ | 0,4681 | 0,5899 |
| Hortonolit | $(Fe, Mg)_2SiO_4$ | 0,4663 | 0,5803 |
| Oliwin wapniowo-żelazawy | $(Ca, Fe)_2SiO_4$ | 0,4366 | 0,5783 |
| Fajalit | Fe_2SiO_4 | 0,4584 | 0,5793 |
| Tefroit | Mn_2SiO_4 | 0,4621 | 0,5914 |
| Glaukochroit | $MnCaSiO_4$ | 0,4400 | 0,5660 |

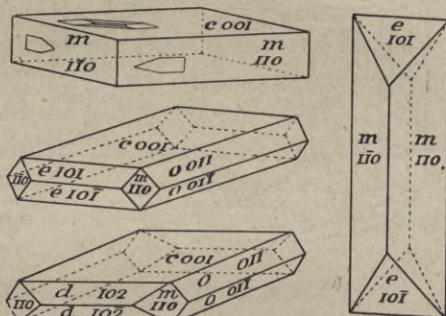
§ 174. Siarczan barowy. Mineral baryt: $BaSO_4$; $a : b : c = 0,8450 : 1 : 1,3140$; (Miers).

$m\{110\}$ $c\{001\}$ $d\{102\}$ $o\{011\}$ $e\{101\}$ Rys. 319—322.

Wybitny i dawno znany przykład rodzaju omawianego o bardzo urozmaiconym pokroju kryształów i o wielkiej ilości form. Rys. 319 przedstawia najprostsze połączenie barytu będące zarazem jego wielościanem łupliwym. Jest to połączenie słupa $m\{110\}$ z dwuscianem podstawowym $c\{001\}$. Rys. 320 i 321 przedstawiają połączenia podobne, t. j. takie, w których przeważającą formą jest dwuscian podstawowy $c\{001\}$ ze słupami: pionowym $m\{110\}$, podłużnym $o\{011\}$ i poprzecznym $e\{101\}$, jak na rys. 320, albo jak na rys. 321, gdzie do dwuscianu podstawowego $c\{001\}$ i słupów $m\{110\}$ i $o\{011\}$ dołącza się słupek poprzeczny $d\{102\}$. Rys. 322 przedstawia kryształ barytu, który jest połączeniem słupów $\{110\}$ i $\{101\}$ rozwinięciem w kierunku krawędzi osiowej OZ bez dwuscianu podstawowego.

Łupliwość doskonała zachodzi równolegle do ścian dwuscianu podstawowego $c\{001\}$, mniej doskonała jest równoległa do ścian słupa $m\{110\}$.

Figury wytrawione na ścianach słupa $m\{110\}$ i dwuscianu $c\{001\}$, rys. 319, dowodnie wykazują, że kryształom barytu właściwy jest rodzaj symetryczności $s(222)$ bowiem na (001) są one dwudzielniczwórkierunkowe czem stwierdzają, że dwuscian jest prostopadły do dwu płaszczyzn odbicia, a na ścianach słupa są jednodzielniczwórkierunkowe, na dwu przyległych ścianach symetrycznie leżą i są one symetrycznie równe, czem dowodzą, że płaszczyzny słupa są prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia, a druga płaszczyzna odbicia do niej prostopadła przepoławia kąt pomiędzy przyległymi płaszczyznami słupa.



Rys. 319—322.

Płaszczyzna osi optycznych (010) , pierwsza dwusieczna OZ t. j. normalna (100) , a więc na tej ścianie jest widzialny obraz osi optycznych równolegle do krawędzi osiowej OZ . $2E = 63^{\circ}12'$. Dwójłomność dodatna, t. j. pierwsza dwusieczna γ . A więc $O\bar{X} = \gamma$. $OY = \beta$, $OZ = a$; $a = 1,6363$, $\beta = 1,6375$, $\gamma = 1,6480$.

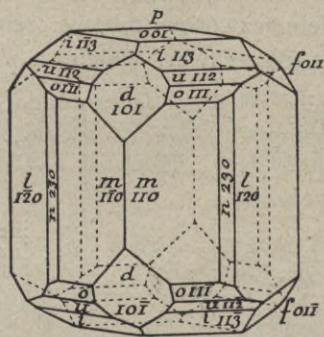
Trzy siarczany dwuwartościowe, barowy $BaSO_4$, strontowy $SrSO_4$ i ołowiu $PbSO_4$, są izomorfijne: ich czworościan jednostkowy ma bardzo zbliżony stosunek odcinków krawędzi osiowych; pokrój kryształów tabliczkowy, rzadziej słupowy, jest właściwy im wszystkim; doskonała łupliwość w trzech kierunkach: w dwu równoległych do ścian słupa $m\{110\}$, które tworzą kąt od 76° do 78° i w jednym do tamtych prostopadłym t. j. równolegle do ściany podstawowej $c\{001\}$; optycznie dodatne z płaszczyzną osi optycznych równoległą do (010) .

| Czworościan jednostkowy siarczanów dwuwartościowych. | | | |
|--|----------|--------|--------|
| Nazwa mineralogiczna | Skład | a | c |
| Baryt | $BaSO_4$ | 0,8150 | 1,3140 |
| Celestyn | $SrSO_4$ | 0,7790 | 1,2800 |
| Anglesyt | $PbSO_4$ | 0,7850 | 1,2890 |

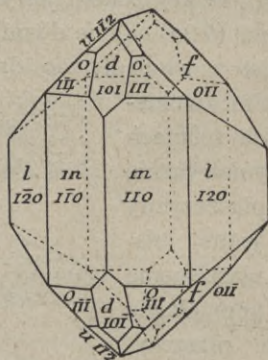
§ 175. Bezwodnik fluoromargarytowy. Mineral topaz: $Al_2SiO_4F_2$; $a : b : c = 0,5285 : 1 : 0,9539$; (Kokszarow).

$m\{110\}$ $l\{120\}$ $o\{111\}$ $d\{101\}$ $u\{112\}$
 $f\{011\}$ $p\{001\}$ $n\{230\}$ $i\{113\}$ Rys. 323, 324.

Podobnie jak minerał poprzedni, jeden z najcharakterystyczniejszych przedstawicieli rodzaju omawianego. Tworzy doskonale kryształy bardzo wielorakiego pokroju, będące połączeniem różnych słupów z dwuscianem podstawowym lub bez niego i z kilkoma piramidami, jak na rys. 323 i 324, które podają połączenia najpospolitsze.



Rys. 323.



Rys. 324.

Doskonała łupliwość zachodzi równoległe do ścian dwuscianu podstawowego $p\{001\}$.

Od działania roztopionego wodorotlenku lub pirosiarczanu potasowego powstają figury wytrawione na ścianie (001) ograniczone ścianami piramidy rombowej więc dwudzielnieczwórkierunkowe, a na ścianach słupa $\{110\}$ jednodzielniedwukierunkowe względem płaszczyzny (001) .

Od działania roztopionego wodorotlenku lub pirosiarczanu potasowego powstają figury wytrawione na ścianie (001) ograniczone ścianami piramidy rombowej więc dwudzielnieczwórkierunkowe, a na ścianach słupa $\{110\}$ jednodzielniedwukierunkowe względem płaszczyzny (001) .

Płaszczyzna osi optycznych (010) , pierwsza dwusieczna OZ , t. j. normalna płaszczyzny podstawowej, a przeto na niej widzialny jest obraz osi optycznych równoległe do OX . Optycznie dodatny, t. j. pierwsza dwusieczna jest γ ;

$a = 1,6072(OX)$, $\beta = 1,6104(OY)$, $\gamma = 1,6176(OZ)$. $2V = 67^\circ 18'$, $2E = 126^\circ 24'$.

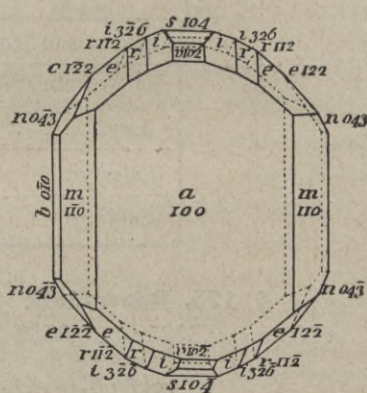
§ 118. Dwutlenek tytanu o gęstości 4,0. Minerał brukit: TiO_2 ; $a : b : c = 0,8416 : 1 : 0,9444$; (Kokszarow).

$$\begin{array}{lllll} a\{100\} & b\{010\} & m\{110\} & n\{043\} & s\{104\} \\ v\{102\} & e\{122\} & i\{326\} & r\{112\} & \text{Rys. 325.} \end{array}$$

Kryształy bardzo rozmaitego pokroju, dość często tabliczkowe z bardzo rozwiniętym dwuscianem poprzecznym $a\{100\}$ jak na rys. 325.

Łupliwość niewyraźna zachodzi równoległe do dwuscianu podłużnego $b\{010\}$, jeszcze niewyraźniejsza równoległe do słupa $m\{110\}$ i dwuscianu podstawowego spostrzegać się daje.

Optycznie dodatny, t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek, w którym zachodzi największe załamanie światła, t. j. współczynnik γ ; $a = 2,5832$, $\beta = 2,5856$, $\gamma = 2,7414$. Jak widzimy, załamanie światła niepowszednie wielkie. Pierwsza dwusieczna prostopadła do dwuscianu poprzecznego $a\{100\}$, a więc na tej ścianie możemy otrzymać obraz osi optycznych. Dyspersja bardzo szczególna. W świetle o długości fali



Rys. 325.

większej od $0,000555\text{ mm}$, t. j. w świetle czerwonym i żółtem, płaszczyzną osi optycznych jest (001) , a więc obraz osi optycznych, widzialny na ścianie (100) , jest równoległy do krawędzi OY . W świetle o długości fali mniejszej od $0,000555\text{ mm}$, t. j. w świetle zielonym, błękitnym i fioletowym, płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z dwuścianem podłużnym (010) , prostopadłym do poprzedniego, a więc obraz osi optycznych w tym świetle jest równoległy do krawędzi osiowej OZ . W świetle zaś o długości fali $0,000555\text{ mm}$, t. j. w świetle żółtawozielonawym, brukit jest optycznie jednoosiowy. Innymi słowy w świetle czerwonym kąt osi optycznych ma wartość największą, ze zmniejszeniem się długości fali świetlnej kąt ten maleje, w świetle o długości fali $0,000555\text{ mm}$ wartość jego staje się równa zero, t. j. brukit jest jednoosiowy optycznie, a w świetle o długości fali mniejszej od $0,000555\text{ mm}$ wartość kąta osi optycznych znów wzrasta ale na płaszczyźnie prostopadłej do tej płaszczyzny, na której leżą osi optyczne w świetle o długości fali większej od $0,000555\text{ mm}$.

$2E = 58^\circ$ w świetle czerwonym (Li) na płaszczyźnie (001)

$2E = 38^\circ 10'$ „ żółtem (Na) „ „ (001)

$2E = 21^\circ 40'$ „ zielonym (Tl) „ „ (010)

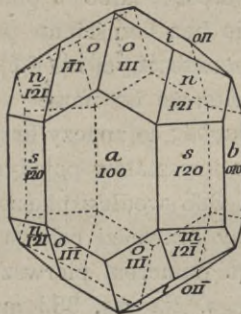
Wobec takiej dyspersji, w świetle mieszanym (białym) obraz interferencyjny osi optycznych brukitu jest bardzo zawiły.

Brukite poddany działaniu temperatury bardzo wysokiej przeobraża się w tetragonalny dwutlenek tytanu, znany jako minerał rutyl, o czym niżej w opisie rodzaju dwupiramid dwutetragonalnych $s(422)$.

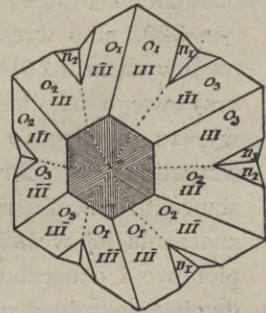
§ 177. **Glinian berylowy.** Minerał chryzoberyl: $BeAl_2O_4$; $a:b:c = 0,4707:1:0,5823$; (Melcher).

$a\{100\}$ $o\{111\}$ $n\{121\}$ $s\{120\}$ $i\{011\}$ $b\{010\}$ Rys. 326.

Kryształy pojedyncze są połączeniem dwuścianów, poprzecznego $a\{100\}$ i podłużnego $b\{010\}$, oraz dwu słupów, $i\{011\}$ i $s\{120\}$, z dwiema piramidami rombowymi, $o\{111\}$ i $n\{121\}$. Pospolite są trojaki według ścian słupa (031) rys. 327. Ściany te przecinają się pod kątem, który różni się bardzo mało od 120° : $(031)/(0\bar{3}1) = 120^\circ 14'$. Trojaki przeto mają pokrój pseudoheksagonalny. Ściany $o\{111\}$ dwu osobników sąsiednich leżą prawie na jednej płaszczyźnie, tak, że nie tworzą kątów wklęsłych, co jeszcze potęguje pseudoheksagonalność, szczególnie w tych kryształach, w których wklęsłe kąty ścian $n\{121\}$ zarosły. Wielokrotną bliźnięcość takich kryształów chryzoberylu poznajemy po charakterystycznym kreskowaniu ściany



Rys. 326.



Rys. 327.

$a\{100\}$, które w kryształach trojakowych na granicach dwu osobników tworzy rysunek podobny do układu blaszek w chorągiewce pióra ptasiego.

Łupliwość wyraźna zachodzi równolegle do ścian słupa podłużnego $i\{011\}$, mniej wyraźna równolegle do dwuścianu poprzecznego $a\{100\}$, niezupełna równolegle do dwuścianu podłużnego $b\{010\}$.

Płaszczyzna osi optycznych (010) , pierwsza dwusieczna OZ , obraz więc osi optycznych jest widzialny na płaszczyźnie podstawowej (001) równolegle do OX . Optycznie dodatny: pierwsza dwusieczna $= \gamma$; $\alpha = 1,7443(OX)$, $\beta = 1,7470(OY)$, $\gamma = 1,7530(OZ)$.

Godna uwagi jest jednopostaciowość tak niepodobnych do siebie połączeń chemicznych, jak oliwiny i chryzoberyl.

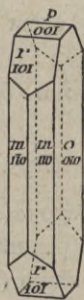
Forsteryt Mg_2SiO_4 $a : b : c = 0,4647 : 1 : 0,5857$.

Chryzoberyl $BeAl_2O_4$ $a : b : c = 0,4707 : 1 : 0,5823$.

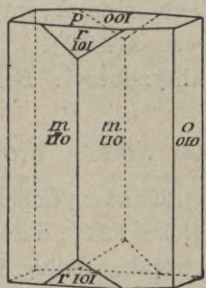
§ 178. Minerale staurolit: $HFeAl_5Si_2O_{13}$; $a : b : c = 0,4723 : 1 : 0,6804$; (Des Cloizeaux).

$m\{110\}$ $o\{010\}$ $p\{001\}$ $r\{101\}$ Rys. 328—337.

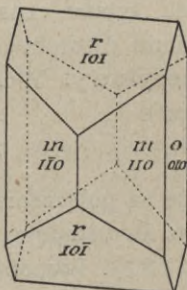
Kryształy ograniczone ilością ścian bardzo małą. Prócz wymienionych wyżej i podanych na rys. 328—330, jako wielka rzadkość bywa dwuścian poprzeczny $\{100\}$. Pokrój kryształów trojaki: albo z panującym dwuścianem



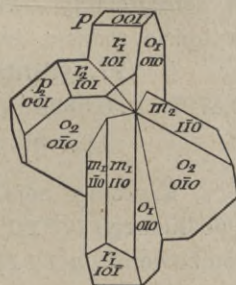
Rys. 328.



Rys. 329.



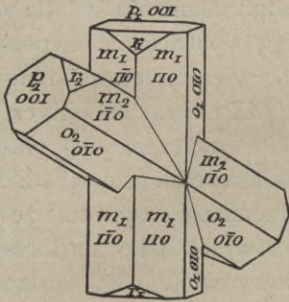
Rys. 330.



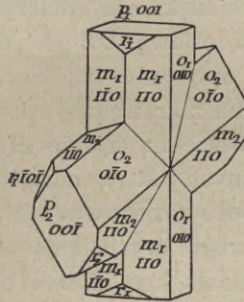
Rys. 331.

podłużnym $o\{010\}$ rys. 328, albo z panującym słupem pionowym $m\{110\}$ rys. 329, albo wreszcie bez dwuścianu podstawowego z panującymi słupami, pionowym $m\{110\}$ i poprzecznym $r\{101\}$, rys. 330. Dwojaki i trojaki pokroju krzyżowego tak pospolite, że im nawet nazwę zawdzięcza, która pochodzi od wyrazu greckiego δ σταυρός co znaczy krzyż. W kryształach bliźniących znamy wszystkie trzy pokroje kryształów pojedynczych. Rys. 331 przedstawia dwojak staurolitu pokroju rys. 328 według płaszczyzny piramidy $(\bar{2}32)$ jeżeli do wyznaczenia jej weźmiemy krawędzi osiowe wielościanu ustawionego na rys. 331 pionowo i oznaczonego numerem pierwszym. Rys. 332 przedstawia taki sam dwojak pokroju drugiego. Na rys. 333 mamy dwojak, w którym płaszczyzną bliźniącą jest $(2\bar{3}\bar{2})$ jeżeli ją odniesiemy, podobnie jak w kryształach poprzednim,

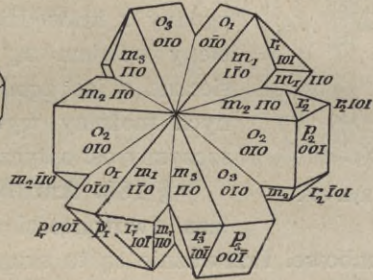
do osobnika ustawionego pionowo. Te rysunki podano w celu wyjaśnienia rys. 334, który wyobraża trojak według płaszczyzn (232), gdyż jest on jakoby połączeniem wielościanów rys. 332 i 333. Na rys. 335 mamy drugi rodzaj dwójaków staurolitu, mianowicie według płaszczyzny (032). Rys. 336 przedstawia



Rys. 332.



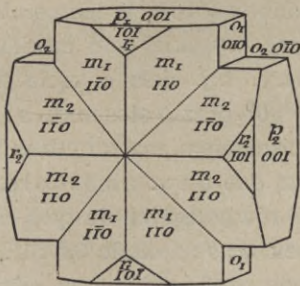
Rys. 333.



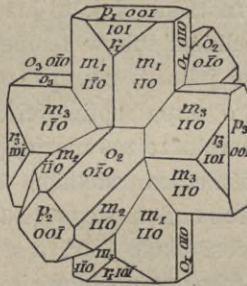
Rys. 334.

jakoby połączenie rys. 333 i 335, gdyż jest to trojak według płaszczyzn (032) i (232). Nakoniec na rys. 337 mamy dwójak, w którym płaszczyzną bliźniącą jest (130). Połowy tego dwójaka mają pokrój trzeci, taki jak na rys. 330.

Łupliwość wyraźna zachodzi równolegle do ściany podłużnej (010).



Rys. 335.



Rys. 336.



Rys. 337.

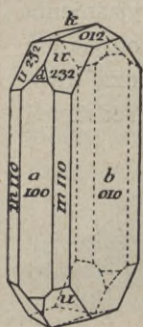
Płaszczyzną osi optycznych jest (100), pierwsza dwusieczna jest zgodna z OZ, więc obraz osi optycznych widzimy na płaszczyźnie podstawowej (001) równolegle do OY. Optycznie dodatny: pierwsza dwusieczna γ ; $a = 1,736(OY)$, $\beta = 1,741(OX)$, $\gamma = 1,746(OZ)$, $2V = 85^\circ$.

§ 179. Pirokseny rombowe. Metakrzemian magnezowo-żelazawy. Mineral hypersten: $MgSiO_3 \cdot FeSiO_3$; $a : b : c = 1,0295 : 1 : 0,5868$; (Groth).

$a\{100\}$ $m\{110\}$ $b\{010\}$ $k\{012\}$ $u\{232\}$ $d\{201\}$ Rys. 338.

Pirokseny rombowe są to kryształy mieszane metakrzemianu magnezowego i żelazowego; zawierające nie mniej od 27,5% Fe_2SiO_5 nazywają się hyperstenami*). Mineralały te zdarzają się w pięknych kryształach, których przykład przedstawia rys. 338.

*) $\delta\acute{\iota}\acute{\alpha}\epsilon\theta$ = nad; $\tau\acute{o}$ $\sigma\theta\acute{\epsilon}\nu\sigma$ = moc, siła.



Rys. 338.

Łupliwość doskonała zachodzi równolegle do ścian słupa $m\{110\}$, kierunki łupliwe tworzą kąt $91^{\circ}20'$.

Płaszczyzna osi optycznych, jak we wszystkich piroksenach i amfibolach jednoskośnych, jest dwudzielną kąta łupliwości t. j. (010) . Kierunek największego współczynnika załamania światła γ zgodny z krawędzią osiową OZ jest drugą dwusieczną, hypersteny bowiem są optycznie odjemne, a więc pierwsza dwusieczna a jest zgodna z krawędzią osiową OX i obraz osi optycznych możemy wywołać na ścianie $a(100)$ przyczem ślad płaszczyzny osi optycznych jest równoległy do krawędzi osiowej OZ .

§ 180. Amfibole rombowe. Metakrzemiany magnezu i żelaza dwuwartościowego krystalizują się również jako amfibole rombowe. Przeważnie są to skupienia krystaliczne budowy włóknistej, bardzo rzadko osobne kryształy. Ich kąt łupliwy zawiera od $125^{\circ}37'$ do $124^{\circ}48'$. Płaszczyzną osi optycznych jest (010) . Krawędź osiowa OZ jest kierunkiem największego współczynnika załamania światła.

§ 181. Izodymorfizm amfibolów i piroksenów. Z paragrafów: 104, 105, 139—143, 179 i 180 widzimy, że połączenia chemiczne trzech typów: metakrzemiany $R^{II}SiO_3$, margaryciany $R^{II}R^{III}SiO_6$ i pirofiliciany $R_2^I R_2^{III}Si_4O_{12}$ tworzą dwa szeregi izodymorfijne. Jak to już podano w § 105, w temperaturze niskiej pod ciśnieniem wielkim lub w temperaturze wysokiej pod ciśnieniem małym krystalizują się one jako t. zw. pirokseny, t. j. ciała o kącie słupa i równoległej do ścian tego słupa łupliwości około 90° oraz o stosunku $a : b : c$ około $1,0 : 1 : 0,6$; w temperaturze zaś niskiej pod ciśnieniem małym lub w temperaturze wysokiej pod ciśnieniem wielkim tworzą one t. zw. amfibole, t. j. ciała, których kąt ścian słupa pionowego $\{110\}$ i równoległych do tych ścian płaszczyzn łupliwości wynosi około 120° , a stosunek $a : b : c$ około $0,5 : 1 : 0,3$. Tu dodamy jeszcze, że pirokseny pochłaniają pewne części widma w różnych kierunkach swych kryształów mniej więcej jednakowo, w każdym razie różnice absorpcji świetlnej w piroksenach w kierunku a , b i c są niewielkie; przeciwnie w kryształach amfibolów są one tak duże, iż z łatwością dostrzega je oko nieuzbrojone: płytka barwnego amfibolu, wyszlifowana równolegle do OZ i oświetlona światłem białym liniźnie polaryzowanym, jest prawie bezbarwna, gdy kierunek drgań świetlnych jest prostopadły do OZ , a gdy ją ustawimy tak, że jej OZ jest zgodna z azymutem światła polaryzowanego, płytka jest ciemno brunatna, lub ciemno zielona, zależnie od natury chemicznej amfibolu.

W każdym z tych dwu szeregów, pomimo różnic znacznych składu chemicznego i rodzaju symetryczności, widzimy wyraźny izomorfizm czworoscianu jednostkowego.

W celu przypomnienia w tabliczce następującej przytaczamy stałe geometryczne najważniejszych ogniw obu szeregów omawianych.

| Pirokseny. Kąt płaszczyzn łupliwości około 90°. | | | | | | |
|---|-----------------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| Rodzaj symetryczności | Nazwa mineralogiczna | <i>a</i> | <i>c</i> | α | β | γ |
| <i>s</i> (2'2'2') | Rodonit | 1,0728 | 0,6213 | 103° 18' | 108° 44' | 81° 39' |
| <i>s</i> (2' 2' 2) | Akmit | 1,0998 | 0,6012 | 90° | 106° 51' | 90° |
| <i>s</i> (2' 2' 2) | Augity | 1,0955 | 0,5904 | 90° | 105° 46' | 90° |
| <i>s</i> (2' 2' 2) | Djopsyd | 1,0921 | 0,5093 | 90° | 105° 49' | 90° |
| <i>s</i> (2 2 2) | Hypersten | 1,0295 | 0,5868 | 90° | 90° | 90° |
| Amfibole. Kąt płaszczyzn łupliwości około 120°. | | | | | | |
| Rodzaj symetryczności | Nazwa mineralogiczna | <i>a</i> | <i>c</i> | α | β | γ |
| <i>s</i> (2'2'2') | Enigmatyt | 0,6627 | 0,3505 | 90° 6' | 102° 13' | 89° 54' |
| <i>s</i> (2' 2' 2) | Arfwedsonit | 0,5496 | 0,2975 | 90° | 104° 15' | 90° |
| <i>s</i> (2' 2' 2) | Hornblendy | 0,5318 | 0,2936 | 90° | 104° 58' | 90° |
| <i>s</i> (2 2 2) | Antofilit | 0,521 | | 90° | 90° | 90° |
| <i>s</i> (2 2 2) | Gedryt | 0,523 | 0,217 | 90° | 90° | 90° |

§ 182. **Bezwodnik margarytowy** o gęstości 3,15. Mineral andaluzyt: Al_2SiO_5 ; $a : b : c = 0,9861 : 1 : 0,7024$; (Des Cloizeaux).

$$c\{001\} \quad l\{110\} \quad r\{101\} \quad \text{Rys. 339.}$$

Kryształy o bardzo małej ilości ścian. Kąt ścian słupa $(110)|(1\bar{1}0) = 89^\circ 12'$ t. j. prawie 90° a więc kryształy pseudotetragonalne.

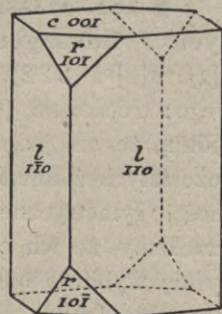
Łupliwość dość wyraźna zachodzi równolegle do ścian słupa $l\{110\}$.

Płaszczyzna osi optycznych (010) . Optycznie odjemny. Pierwsza dwusieczna a zgodna z OZ : obraz osi optycznych na dwusiecznej podstawowym (001) równoległy do OX : $\alpha = 1,632(OZ)$, $\beta = 1,638(OY)$, $\gamma = 1,643(OX)$. $2V = 84^\circ 30'$ w świetle czerwonym.

W przyrodzie przeobraża się na cjanit (§ 100). W temperaturze pomiędzy $+1320^\circ C$ a $+1380^\circ C$ oba stają się sylimanitem.

§ 183. **Bezwodnik margarytowy** o gęstości 3,25. Mineral sylimanit: Al_2SiO_5 ; $a : b : c = 0,6873 : 1 : ?$; (Des Cloizeaux).

Bardzo rzadko słupy $\{110\}$ i $\{230\}$ oraz dwusieczan $\{100\}$. Kąty ścian tych słupów $(110)|(1\bar{1}0) = 69^\circ$, $(230)|(2\bar{3}0) = 91^\circ 45'$. Zazwyczaj skupienia włókniste. Ponieważ nieznaną są formy piramidowe, więc nie oznaczony trzeci odcinek krawędzi OZ czworosiannu jednostkowego c .



Rys. 339.

Łupliwość zupełna zachodzi równolegle do dwuscianu poprzecznego (100).

Płaszczyzna osi optycznych (100), dwójłomność dodatna t. j. pierwszą dwusieczną jest kierunek największego współczynnika załamania światła γ . Pierwsza dwusieczna jest zgodna z krawędzią osiową OZ , obraz osi optycznych występuje na (001) równolegle do OY ; $\alpha = 1,659(OY)$, $\beta = 1,661(OX)$, $\gamma = 1,680(OZ)$, $2V = 26^\circ$. Załamanie światła i dwójłomność większa niż w andaluzycie.

Sylimanit jest najtrwalszym w temperaturach wysokich polimorfonem bezwodnika margarytowego Al_2SiO_5 .

§ 184. Przegląd form rombowych. Na zakończenie opisu kryształów rombowych, podobnie jak w grupach opisanych poprzednio, podamy przegląd form rombowych w tabliczce następującej.

| Kryształy rombowe. $a:b:c$; $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$. Przegląd i porównanie form. | | | | | | | | | | | |
|---|----------------------------|----------------------------------|----------------|-------------------------------|-------------------------|------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| Przyp. symetr. | Płaszc. odbicia | Oś przyst. | Śr. rów. odwr. | Rodzaj krystalogr. | hkl | $hk0$ | $0kl$ | $h0l$ | 100 | 010 | 001 |
| $s(2)$ | $1P'$
$1P''$ | 1^pL_2 | $0C$ | Rodzaj piramid rombowych | Piramidy
$4\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_1$ | Daszki
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Daszki
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Dwusćcian
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Dwusćcian
$2\Pi_{1 \times 2}$ | Pejdjony
$1\Pi_{2 \times 2}$ |
| $s(2'2'2')$ | $0P$ | $1L'_2$
$1L''_2$
$1L'''_2$ | $0C$ | Rodzaj dwusfenoidów rombowych | Dwusfenoidy
$4\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_1$ | Dwusćcian
$2\Pi_2$ | Dwusćcian
$2\Pi_2$ | Dwusćcian
$2\Pi_2$ |
| $s(222)$ | $1P'$
$1P''$
$1P'''$ | $1L'_2$
$1L''_2$
$1L'''_2$ | C | Rodzaj dwupiramid rombowych | Dwupiramidy
$8\Pi_1$ | Słupy
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Dwusćcian
$2\Pi_{2 \times 2}$ | Dwusćcian
$2\Pi_{2 \times 2}$ | Dwusćcian
$2\Pi_{2 \times 2}$ |

§ 185. Własności ogólne kryształów trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych. Dotychczas rozpatrzyliśmy typy symetryczne $\sigma[1]$, $\sigma[2]$ i $[222]$, t. j. kryształy o trzech rodzajach czworościanu jednostkowego: trójskośne, jednoskośne i rombowe. Czworościany owe mają tę cechę wspólną, że ani jedna ich krawędź osiowa nie wyróżnia się z pośród krawędzi pozostałych żadnymi swymi własnościami. Gdy weźmiemy pod uwagę własności symetryczne kryształów trójskośnych i rombowych, to również spostrzeżemy, że ich cechą wspólną jest nieobecność takiej osi przystawiania, która by się wybitnie odróżniała od innych, gdyż albo jej niema wcale, albo jest ona tylko jedna, albo jest ich trzy nierówne lecz jednakowego przystawiania. Mianowicie rodzaj jednościanów trójskośnych $s(1)$, dwusćcianów trójskośnych $s(2'2'2'')$ i daszków jednoskośnych $s(1)$ nie ma wcale osi przystawiania; rodzaje: dwusfenoidów rombowych $s(2'2'2')$ i dwupiramid rombowych $s(222)$ mają po trzy osi przystawiania, ale żadna z nich nie wyróżnia się od pozostałych swymi własnościami; rodzaje: sfenoidów jednoskośnych $s(2')$, słupów jedno-

skośnych $s(2'2')$ i piramid rombowych $s(2)$ mają tylko po jednej osi, a więc nie ma ona obok siebie żadnych innych osi przystawania, od których różniłaby się swymi własnościami.

Wprost przeciwne są własności pozostałych rodzajów symetryczności krystalograficznej, t. j. tych, które w symbolach $s(p)$ i $s(pqr)$ mają liczby 3, 4 lub 6.

Typy $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$, mające cztery równe osi przystawania trzykrotnego i trzy równe osi przystawania dwukrotnego lub czterokrotnego, narazie pozostawimy bez uwagi. Co zaś do typów $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[4]$, $\sigma[422]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$, to mają one jedną oś przystawania wybitnie różniącą się od osi pozostałych. Oś tę nazywamy osią główną.

Zważmy mianowicie, że typy: $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[4]$, $\sigma[422]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$, są to dwie płaszczyzny zwierciadlane, tworzące kąt 60° , 45° lub 30° , nie przecięte albo przecięte trzecią płaszczyzną zwierciadlaną do nich prostopadłą. A więc płaszczyzny te swym powtórzeniem się kalejdoskopowem tworzą główną oś przystawania dwukrotnego, trzykrotnego, czterokrotnego lub sześciokrotnego, zależnie od typu i rodzaju symetryczności. Oś ta jest krawędzią kąta dwuściennego płaszczyzn zwierciadlanych, mającego 60° , 45° lub 30° . Wobec tego na płaszczyźnie prostopadłej do tej osi są albo dwa albo trzy kierunki równe i symetryczne między sobą, ale nierówne i niesymetryczne z osią główną. Płaszczyznę prostopadłą do osi głównej będziemy nazywać płaszczyzną główną. W typach $\sigma[4]$ i $\sigma[422]$ kierunki równe, leżące na płaszczyźnie głównej, tworzą między sobą kąt prosty, w typach $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$ kąt pomiędzy nimi, lub pomiędzy nimi i ich przedłużeniami, wynosi 60° . Wobec tego typy $\sigma[4]$ i $\sigma[422]$ mają spólny czworościan jednostkowy zwany tetragonalnym, a do typów $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$ należą kryształy trygonalne i heksagonalne, mające spólny czworościan jednostkowy heksagonalny.

Oś przystawania główną, jako możliwą krawędź kryształu, obieramy na jedną krawędź osiową czworościanu jednostkowego. Ustawiamy ją zawsze pionowo, t. j. mianujemy ją krawędzią osiową OZ i zależnie od okoliczności nazywamy ją albo osią przystawania główną, albo krawędzią osiową główną.

Jak wyżej nadmieniono, płaszczyznę prostopadłą do głównej osi przystawania nazwaliśmy płaszczyzną główną. Jako normalna osi przystawania jest ona możliwą ścianą kryształu, a więc obieramy ją na jedną ze ścian czworościanu jednostkowego i nazywamy ją wtedy płaszczyzną osiową główną. Gdy jest ona zarazem płaszczyzną odbicia, nazywamy ją główną płaszczyzną odbicia. Nie wymaga dowodów, że jako ścianie kryształu przypada jej znak (001) i nazwa ściany podstawowej albo podstawy.

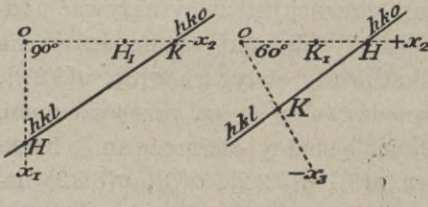
Płaszczyzny prostopadłe do płaszczyzny głównej nazwiemy bocznymi, a więc będziemy mieli boczne płaszczyzny odbicia i boczne ściany osiowe czworościanu jednostkowego.

Osi przystawania i krawędzi osiowe leżące na płaszczyźnie głównej będziemy nazywali bocznymi osiami przystawania i bocznymi krawędziami osiowymi.

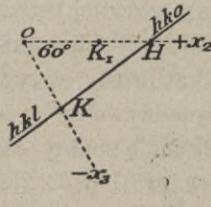
Boczne osi przystawania kryształów obecnie omawianych, t. j. trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych, jako krawędzi kąta prostego w trójkątach sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych, są osiami przystawania dwukrotnego.

Na boczne krawędzi osiowe czworostianu jednostkowego obieramy albo dwie równe osi przystawania boczne, albo normalne dwu bocznych symetrycznie równych płaszczyzn odbicia, albo też dwa symetrycznie równe ślady ścian kryształu na płaszczyźnie podstawowej. Równe osi boczne kryształów tetragonalnych są od siebie odległe o 90° , t. j. kryształy tetragonalne mają ich dwie. W kryształach trygonalnych i heksagonalnych leżą one co 60° jest ich więc trzy. Oznaczamy je znakami OX_1 i OX_2 w kryształach tetragonalnych, OX_1 , OX_2 , OX_3 w kryształach trygonalnych i heksagonalnych.

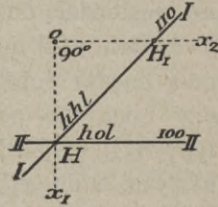
Niech płaszczyzna rys. 340 i 341 będzie płaszczyzną główną, t. j. płaszczyzną, na której leżą krawędzi osiowe boczne OX , rys. 340 w kryształach tetragonalnych, rys. 341 w kryształach try- lub heksagonalnych. Dowlona ściana kryształu (hkl) na płaszczyźnie głównej tworzy ślad HK , odcinający od krawędzi osiowych OX dwa odcinki nierówne OH i OK . Ślad HK pozostaje ten sam,



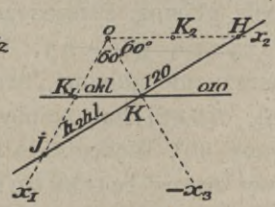
Rys. 340.



Rys. 341.



Rys. 342.



Rys. 343.

jeżeli zakładamy ścianę ($hk0$), t. j. odcinającą od osi bocznych takie same odcinki jak ściana (hkl), lecz do osi głównej równoległą. Oś główna jest niezwiązana symetrycznie z osiami bocznymi, więc przekrój kryształu trygonalnego, tetragonalnego lub heksagonalnego płaszczyzną główną jest jednakowy, czy kryształ składają ściany przecinające oś główną, czy do niej równoległe. Innymi słowy, podstawa czyli przekrój główny form trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych piramidowych (hkl) i słupowych ($hk0$) jest jednakowy, jeżeli h i k formy piramidowej są równe liczbom h i k formy słupowej. Możemy więc wyprowadzać formy trygonalne, tetragonalne i heksagonalne zakładaniem śladów ścian na płaszczyźnie głównej i przeprowadzaniem przez te ślady ścian przecinających oś główną oraz do niej równoległych.

Pod względem stosunku danej ściany do bocznych krawędzi osiowych w kryształach omawianych zachodzą trzy przypadki.

Formy trygonalne, tetragonalne i heksagonalne, których ściany odcinają od dwu osi bocznych odcinki nierówne, t. j. formy powstałe z symetrycznego powtórzenia ścian (hkl) lub $(hk0)$ o h nierównem k , nazwiemy formami trzecimi. Ślad jednej ich ściany na płaszczyźnie głównej przedstawia rys. 340 i 341.

Ściany form, nazywanych drugimi, w kryształach tetragonalnych przecinają jedną oś boczną, a do drugiej osi bocznej są równoległe: $(h0l)$ lub (100) na rys. 342.

Trygonalne i heksagonalne formy drugie od dwu równych zwrotów krawędzi osiowych, odległych od siebie o 120° , odcinają dwa odcinki równe, a od promienia osi bocznej, leżącego symetrycznie pomiędzy tamtymi dwoma, odcinają odcinek dwa razy krótszy: $(h \cdot 2h \cdot l)$ lub (120) na rys. 343.

Ściany form pierwszych w kryształach tetragonalnych od dwu osi bocznych odcinają odcinki równe: (hhl) lub (110) na rys. 342, a w kryształach trygonalnych i heksagonalnych od dwu zwrotów krawędzi osiowych bocznych, odległych od siebie o 60° , odcinają one odcinki równe, a do trzeciej krawędzi osiowej są one równoległe: $(0kl)$ lub (010) na rys. 343.

Innymi słowy, w kryształach tetragonalnych bocznymi krawędziami osiowymi są krawędzi powstałe od przecięcia się z płaszczyzną podstawową ścian formy drugiej, a w trygonalnych i heksagonalnych na krawędzi osiowe boczne wybieramy ślady ścian formy pierwszej.

Na ścianę jednostkową w kryształach trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych wybieramy ścianę jednej z form pierwszych. A więc czworościan jednostkowy tetragonalny ma kształt $a : a : c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$, a heksagonalny, spólny kryształom trygonalnym i heksagonalnym, $a : a : c$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 60^\circ$. W stosunku $a : c$ ($OK_1 : OL_1$) charakteryzującym każdą substancję, odcinek a bierzemy na jedność.

W każdym więc przypadku symetryczności trygonalnej, tetragonalnej i heksagonalnej są możliwe formy siedmiu rodzajów: formy trzecie, drugie i pierwsze piramidowe, których ściany przecinają oś główną, formy trzecie, drugie i pierwsze słupowe, których ściany są równoległe do osi głównej, oraz forma podstawowa (001) , do osi głównej prostopadła, która w przypadkach typów jednocyfrowych $\sigma[3]$, $\sigma[4]$, $\sigma[6]$, jest jednościanem górnym lub dolnym, a w przypadkach trójcyfrowych typów symetrycznych $\sigma[322]$, $\sigma[422]$, $\sigma[622]$ jest dwuścianem podstawowym.

Siedm kryształograficznych rodzajów tetragonalnych i dwanaście trygonalno-heksagonalnych stanowią grupę ciał o własnościach fizycznych bardzo zbliżonych pomiędzy sobą, odmiennych zaś od własności kryształów trójskośnych, jednoskośnych i rombów, oraz od kryształów o typie symetrycznym $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$.

Na płaszczyźnie głównej kryształów omawianych każde dwa kierunki prostopadłe w kryształach tetragonalnych i każde trzy kierunki odległe od

siebie o 120° w kryształach trygonalnych i heksagonalnych są fizycznie równe. W takim razie pod względem optycznym wszystkie kierunki na płaszczyźnie głównej są sobie równe, czyli innymi słowy wszystkie kryształy trygonalne i heksagonalne są optycznie jednoosiowe i oś ich optyczna jest zgodna z osią główną, jako z normalną tej płaszczyzny, na której we wszystkich kierunkach drgania świetlne odbywają się z prędkością równą. A więc wszystkie kryształy trygonalne, tetragonalne i heksagonalne w spolaryzowanym świetle równoległym okazują symetryczne znikanie światła na każdej ścianie, wyjąwszy tylko ścianę podstawową, na niej bowiem zachowanie się kryształów omawianych w świetle równoległym jest podobne do zachowania się ośrodków optycznie izotropowych. W zbieżnym zaś świetle spolaryzowanym na płaszczyźnie podstawowej tych kryształów okazuje się jednoosiowy obraz interferencyjny. Ciała skręcające okazują na tej płaszczyźnie największe odchylenie płaszczyzny polaryzacji.

IV. Kryształy tetragonalne.

| | | | | | | |
|--------------------------------|-------------------------------|--------------|-----------------|----------------|----------------|--------------------|
| $s(1)$ | $s(1')$ Kryształy trójskośne. | | | | | |
| | Kryształy jednoskośne. | | | | | |
| $s(2)$ | $s(2')$ | $s(2\ 2\ 2)$ | $s(2'\ 2'\ 2')$ | $s(2'\ 2'\ 2)$ | | $s(2''\ 2''\ 2'')$ |
| | Kryształy rombowe. | | | | | |
| $s(4)$ | $s(4')$ | $s(4\ 2\ 2)$ | $s(4'\ 2'\ 2')$ | $s(4'\ 2'\ 2)$ | $s(4\ 2'\ 2')$ | $s(4''\ 2''\ 2'')$ |
| Kryształy tetragonalne. | | | | | | |
| $s(3)$ | $s(3')$ | $s(3\ 2\ 2)$ | $s(3'\ 2'\ 2')$ | | $s(3\ 2'\ 2')$ | |
| $s(6)$ | $s(6')$ | $s(6\ 2\ 2)$ | $s(6'\ 2'\ 2')$ | $s(6'\ 2'\ 2)$ | $s(6\ 2'\ 2')$ | $s(6''\ 2''\ 2'')$ |
| | | $s(3\ 2\ 3)$ | $s(3'\ 2'\ 3')$ | | | |
| | | $s(4\ 2\ 3)$ | $s(4'\ 2'\ 3')$ | $s(4'\ 2'\ 3)$ | | |

§ 186. Własności ogólne kryształów tetragonalnych. Kryształy rodzajów: $s(4''\ 2''\ 2'')$, $s(4'\ 2'\ 2)$, $s(4')$, $s(4\ 2'\ 2')$, $s(4'\ 2'\ 2')$, $s(4)$ i $s(4\ 2\ 2)$ są to kryształy tetragonalne. Ich oś główna jest albo osią przystawiania dwukrotnego: $s(4''\ 2''\ 2'')$ i $s(4'\ 2'\ 2)$, albo czterokrotnego: $s(4')$, $s(4\ 2'\ 2')$, $s(4'\ 2'\ 2')$, $s(4)$ i $s(4\ 2\ 2)$. Na płaszczyźnie głównej kryształy te mają albo dwie osi boczne

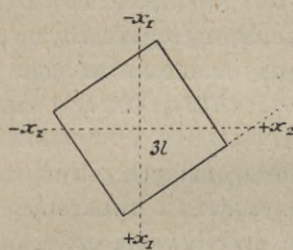
przystawania dwukrotnego sobie równe i wzajemnie prostopadłe, albo dwie równe i wzajemnie prostopadłe krawędzi kryształu, które wraz z osią główną wybieramy na krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego.

Płaszczyzny osiowe tworzą ośm oktantów. Oktanty dzielą się na połowy płaszczyznami, na których leżą normalne form pierwszych. Oktanty naprzemianległe nazywamy prostymi i odwróconymi, a ich połowy prawymi i lewymi, tak jak wskazuje rys. 344.

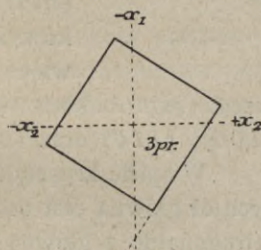
Zależnie od położenia biegunów danej formy będziemy mieli formy trzecie proste prawe lub lewe, albo odwrócone prawe lub lewe.



Rys. 344.



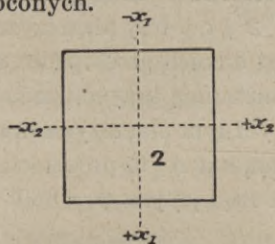
Rys. 345.



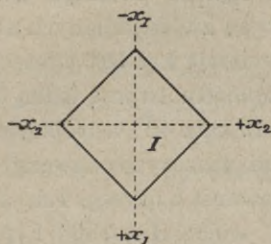
Rys. 346.

Formy drugie nazywamy dodatnimi, gdy rzut stereograficzny jednego ich bieguna górnej części kryształu leży na krawędzi osiowej OX_1 , a odjemnymi gdy biegun ten leży na OX_2 .

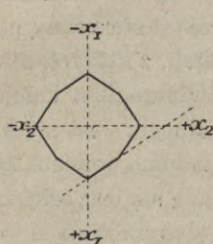
Formy pierwsze nazywamy prostymi, jeżeli bieguny ich ścian leżą w oktantach prostych, a odwróconymi gdy bieguny ich są w oktantach odwróconych.



Rys. 347.



Rys. 348.

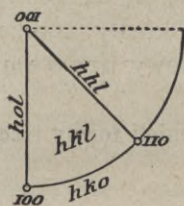


Rys. 349.

Zależnie od rodzaju symetryczności formy tetragonalne trzecie mają przekrój główny, czyli poprzeczny, albo tetragonalny, jak wskazuje rys. 345—348, albo dwutetragonalny, co widzimy na rys. 349.

Przekroje poprzeczne form dwutetragonalnych, czyli ich podstawy, są to ośmioboki symetryczne, t. j. mające kąty co drugi naprzemianległe równe. Forma dwutetragonalna, której podstawą byłby ośmiobok umiarowy, jest niemożliwa, bo stosunek $OX_n : OX_1$ ośmioboku umiarowego jest $\tan 67^\circ 30' = 1 + \sqrt{2}$.

Jak to już podano wyżej, możemy wyprowadzić wszystkie formy możliwe w każdym rodzaju tetragonalnym powtórzeniem symetrycznym bieguna (001) oraz założeniem na płaszczyźnie głównej śladu formy trzeciej, drugiej i pierwszej, przeprowadzeniem przez każdy z tych śladów płaszczyzny przecinającej oś główną, a także płaszczyzny do osi tej równoległej i powtórzeniem symetrycznym każdej ściany założonej w ten sposób. Innymi słowy w każdym rodzaju tetragonalnym rozpatrzmy, jakie formy powstają przez powtórzenie symetryczne bieguna w siedmiu przypadkach: (hkl) , $(hk0)$, $(h0l)$, (100) , (hhl) , (110) i (001) . Siedm tych przypadków w rzucie stereograficznym przedstawia rys. 350. Są to więc bieguny założone w polu trójkąta $\sigma[422]$ (hkl) , na trzech jego bokach $(hk0)$, $(h0l)$, (hhl) i na trzech jego wierzchołkach (100) , (110) oraz (001) .



Rys. 350.

W opisie kryształów tetragonalnych nasamprzód podamy te rodzaje, w których oś główna jest osią przystawiania dwukrotnego, a potem opiszemy rodzaje tetragonalne z główną osią przystawiania czterokrotnego.

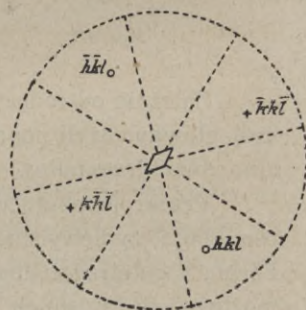
a) Kryształy tetragonalne, których oś główna jest osią przystawiania dwukrotnego: $s(4''2''2'')$ i $s(4'2'2')$.

9. Rodzaj dwusfenoidów tetragonalnych. Kryształy tetragonalnie bisfenoidalne. $s(4''2''2'') \equiv 0P, 1L_2, 0C \equiv 4\Pi_1\{hkl\}, 2\Pi_2\{001\}$.

§ 187. Własności ogólne rodzaju dwusfenoidów tetragonalnych. Trójkąt sferyczny płaszczyzn zwierciadlanych $s(4''2''2'')$ t. j. trzy płaszczyzny inwersji, z których dwie zawierają kąt 45° , a trzecia jest do nich prostopadła, swem powtórzeniem kalejdoskopowem tworzą jedną oś obustronną przystawiania dwukrotnego. Jest nią krawędź kąta 45° w trójkącie sferycznym płaszczyzn inwersji. Wiadomo bowiem, że jeżeli płaszczyzny inwersji tworzą kąt A , to prosta ich przecięcia się jest osią przystawiania o okresie $4A$, a więc rząd jej jest $\varphi = 360^\circ : 4A$. W danym razie $A = 45^\circ$, więc $4A = 180^\circ$ i $\varphi = 2$.

Dwie pozostałe krawędzie trójkąta sferycznego $s(4''2''2'')$, jako krawędzie dwusfenoidalnego kąta prostego płaszczyzn inwersji, nie są osiami przystawiania, gdy bowiem $A = 90^\circ$, to $4A = 360^\circ$, więc $\varphi = 1$.

Zakładając biegun dowolny (hkl) , otrzymujemy jego powtórzenia symetryczne wskazane na rys. 351. Po przeprowadzeniu w nich płaszczyzn stycznych do kuli otrzymujemy dwusfenoid tetragonalny rys. 352—355, formę o czterech ścianach jednokierunkowych $4\Pi_1\{hkl\}$.

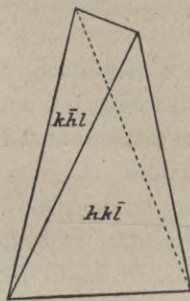


Rys. 351.

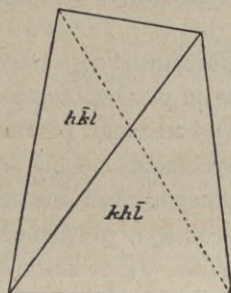
Gdziekolwiek umieścimy biegun (hkl), z wyjątkiem obwodu koła projekcji i jego środka, zawsze otrzymamy dwusfenoidy tetragonalne.

Gdy pocznemy przesuwac którykolwiek biegun rys. 351 ku obwodowi koła projekcyjnego, to wszystkie jego powtórzenia symetryczne również będą się przybliżały do tego obwodu. A więc gdy umieścimy go na obwodzie, znajdują się tam również jego powtórzenia symetryczne. Umieszczając biegun na obwodzie koła projekcyjnego, t. j. zakładając biegun ($hk0$), otrzymujemy słupy tetragonalne, t. j. formy czworosienne, których ściany są równoległe do osi głównej. Ściany słupów, jako szczegółowych przypadków formy ogólnej, w tym rodzaju są również jednokierunkowe $4\Pi_1\{hk0\}$.

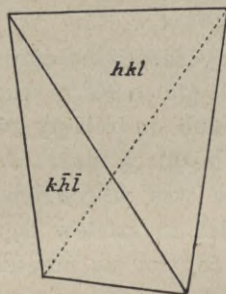
Nakoniec gdy przesuniemy biegun pierwotny do środka koła projekcyjnego, to zbiegnie się on tam w jeden punkt ze swym powtórzeniem na półkuli górnej i to samo się stanie na półkuli dolnej. Otrzymamy formę jedyną w swym rodzaju, dwuscian podstawowy $\{001\}$, którego ściany, jako prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego, są dwukierunkowe $2\Pi_2\{001\}$.



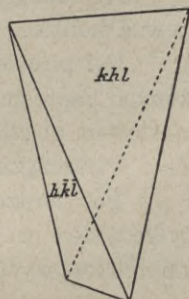
Rys. 352.



Rys. 353.



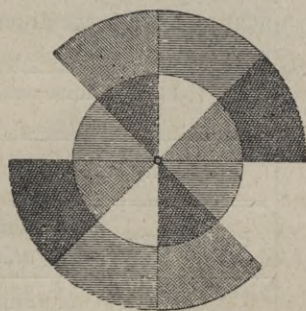
Rys. 354.



Rys. 355.

A więc w rodzaju dwusfenoidów tetragonalnych $s(4''2''2'')$ są możliwe dwusfenoidy tetragonalne $\{hkl\}$, słupy tetragonalne $\{hk0\}$ i dwuscian podstawowy $\{001\}$.

Trójkąt płaszczyzn inwersji $s(4''2''2'')$, powtarzając się kalejdoskopowo, dzieli powierzchnię kuli na szesnaście wycinków, z których równe są każde cztery naprzemianległe. Widoczne to jest z rys. 351, co dosadnie ilustruje rys. 356. Wynika stąd, że w rodzaju omawianym $s(4''2''2'')$ każdej wartości symbolu (hkl) odpowiadają cztery dwusfenoidy tetragonalne o kątach równych ale o niejednakowej orientacji na kryształach i o takim rozkładzie kierunków fizycznie równych, że nie przystają one do siebie: rys. 352 odwrócony lewy $\{k\bar{h}l\}$, rys. 353 odwrócony prawy $\{h\bar{k}l\}$, rys. 354 prosty lewy $\{hkl\}$ i rys. 355 prosty prawy $\{khl\}$. Wynika również z tego, że każdej wartości symbolu ($hk0$) odpo-



Rys. 356.

wiadają dwa słupy tetragonalne odwrócone od siebie symetrycznie, jak się to widzi na rys. 345 i 346.

Z trzech płaszczyzn inwersji $s(4''2''2'')$ znaczenie krystalograficzne możliwej ściany kryształu ma tylko płaszczyzna główna, a z trzech krawędzi trójkąta $s(4''2''2'')$ znaczenie możliwej krawędzi kryształu ma tylko oś przystawiania. A więc z elementów symetrycznych na elementy czworościanu jednostkowego w rodzaju omawianym nadaje się L_2 i płaszczyzna główna, t. j. tylko krawędź osiowa OZ i płaszczyzna osiowa X_1OX_2 . Dwie krawędzi, OX_1 i OX_2 , mamy wziąć z pośród krawędzi kryształu. Jeżeli jednemu z dwusfenoidów, występujących na danym kryształce, nadamy znak $\{111\}$, t. j. jedną z jego ścian obierzemy na jednostkową, to on i inne leżące z nim w jednym pasie otrzymają znaczenie form pierwszych. Wtedy formy odległe od tego pasa o 45° stają się formami drugimi i otrzymują znaki $(h0l)$, a ślady ich na (001) stają się krawędziami osiowymi bocznymi OX_1 i OX_2 . Wszelkie zaś formy, których pasy leżą pomiędzy pasami wymienionymi, są to formy trzecie (hkl) i $(hk0)$.

Kryształy rodzaju dwusfenoidów tetragonalnych $s(4''2''2'')$ mogą polaryzować kolisto.

Osi piroelektryczności możemy spodziewać się czterech o biegunach rozłożonych naprzemianlegle co 90° w rzucie na płaszczyznę podstawową, jak poucza nas o tem podział kuli na trójkąty równoznaczne i powtórzenie bieguna (hkl) .

Płaszczyzną bliźniącą może tu być każda ściana kryształu.

Potwierdzenia tych wszystkich przewidywań nie mamy, znamy bowiem tylko jeden przykład kryształów tego rodzaju, przyczem w postaci kryształów mikroskopowych, co stoi na przeszkodzie wszechstronnemu zbadaniu ich fizycznemu.

Opis każdego z rodzajów, rozpatrzonych poprzednio, kończyliśmy tabliczką, zawierającą spis symbolów form prostych, ilość składających je ścian oraz ścian tych charakter symetryczny. Tabliczki te dawały nam systematykę form prostych każdego rodzaju krystalograficznego. Z nich łatwo możemy odczytać różny charakter form prostych zarówno geometryczny jak fizyczny. W opisie rodzajów tetragonalnych, trygonalnych i heksagonalnych również zachowamy te zakończenia rozdziałów, ale przed tem będziemy podawali tabliczkę zawierającą podział form trzecich, drugich i pierwszych, piramidowych i słupowych.

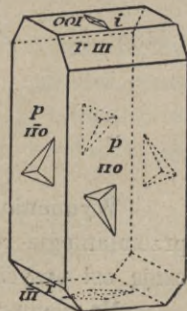
| Podział form trzecich, drugich i pierwszych w rodzaju dwusfenoidów tetragonalnych $s(4''2''2'')$. | | | |
|--|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} hkl \\ hk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} h0l \\ 100 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} hhl \\ 110 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Dwusfenoidy tetragonalne trzecie $4\Pi_1$. | Dwusfenoidy tetragonalne drugie $4\Pi_1$. | Dwusfenoidy tetragonalne pierwsze $4\Pi_1$. |
| Słupowe | Słupy tetragonalne trzeci $4\Pi_1$. | Słup tetragonalny drugi $4\Pi_1$. | Słup tetragonalny pierwszy $4\Pi_1$. |

| s($\mathcal{L}'\mathcal{L}''\mathcal{L}'''$). Rodzaj dwusfenoidów tetragonalnych. $0P, 1L_2, 0C$. | | |
|--|-----------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwusfenoidy tetragonalne trzecie proste lewe . . . | $\{hkl\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ prawe . . . | $\{khl\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ odwrócone lewe . . . | $\{k\bar{h}l\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ prawe . . . | $\{h\bar{k}l\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ drugie dodatnie . . . | $\{h0l\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ odjemne . . . | $\{0kl\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ pierwsze proste . . . | $\{hhl\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ odwrócone . . . | $\{h\bar{h}l\}$ | $4I_1$ |
| Słupy tetragonalne trzecie lewe | $\{hko\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ prawe | $\{kho\}$ | $4I_1$ |
| Słup tetragonalny drugi | $\{100\}$ | $4I_1$ |
| „ „ „ „ „ pierwszy | $\{110\}$ | $4I_1$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{001\}$ | $2I_2$ |

§ 188. Zasadowy margarycian wapnia: $Ca_2Al_2SiO_7$. $a:c = 1:1,224$;
(Weyberg). $p\{110\}$ $r\{111\}$ $i\{001\}$ Rys. 357.

Mikroskopowej wielkości kryształy, będące połączeniem dwusfenoidu pierwszego ze słupem pierwszym i dwuścianem podstawowym. Są one dotychczas jedynym przykładem rodzaju dwusfenoidów tetragonalnych. O należeniu ich do rodzaju omawianego świadczą figury wytrawione, jakie powstają od działania stężonych roztworów wodnych chlorowodoru lub kwasu azotowego na ścianach słupa i dwuścianu podstawowego rys. 357. Ściany słupa są jednokierunkowe i każde dwie przyległe ściany słupa są we wzajemnym stosunku inwersji. Ściany dwuścianu podstawowego są dwukierunkowe i dolna ściana do górnej również jest w stosunku inwersji.

Kryształy te były zmałe na to, aby można je było zbadać fizycznie pod względem innych jeszcze własności. Optycznie jednoosiowe, dwójłomne odjemnie. Oprócz pokroju słupowego zdarzają się tabliczkowe, z rozwiniętym dwuścianem podstawowym. Dają one wyraźny obraz interferencyjny jedno-

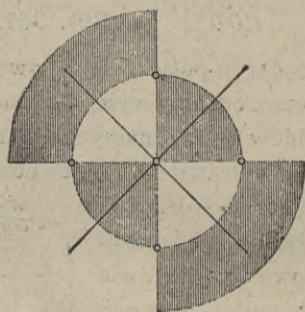


Rys. 357.

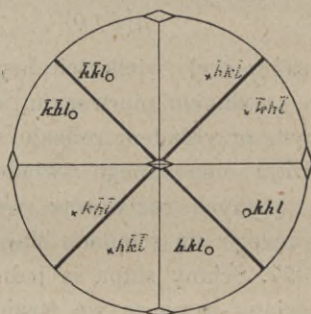
osiowy, jednak za cienkie są one, by można było stwierdzić w nich skręcenie płaszczyzny polaryzacji.

10. Rodzaj skalenoedrów tetragonalnych. Kryształy skalenoedrycznie tetragonalne. $s(4'2'2) \equiv 2P, 1L_2, 2L_2'', 0C \equiv 8\Pi_{\{hkl\}}^{\{hko\}}, 4\Pi_2\{100\}, 4\Pi_{1 \times 2}\{hhl\}, 2\Pi_{2 \times 2}\{001\}$.

§ 189. Własności ogólne rodzaju skalenoedrów tetragonalnych. Przypadek hemisymetryczności niezupełnej $s(4'2'2)$ ma jedną płaszczyznę zwierciadlaną pierwszego przekształcenia symetrycznego, czyli płaszczyznę odbicia (2) przeciwległą kątowi prostemu, w którym przecinają się dwie płaszczyzny drugiego przekształcenia symetrycznego, czyli płaszczyzny obrotu ($4'2'$). Powtórzenie się kalejdoskopowe trójkąta $s(4'2'2)$ daje zatem oś główną przystawiania dwukrotnego, bo w niej przecinają się dwie płaszczyzny obrotu i dwie płaszczyzny odbicia naprzemianległe co 45° , a więc jednakowe płaszczyzny, czy odbicia, czy obrotu, powtarzają się co 90° , przeto ich przecięcie się jest osią przystawiania dwukrotnego L_2 , gdyż $A = 90^\circ$, więc $2A = 180^\circ$, przeto $= 360^\circ : 180^\circ = 2$. Prócz osi głównej, powtórzenie się kalejdoskopowe $s(4'2'2)$ daje dwie osi boczne przystawiania dwukrotnego, jako przecięcie się pod kątem prostym dwu płaszczyzn obrotu ($4'2'$), oraz pomiędzy temi osiami dwie boczne płaszczyzny odbicia. Osi boczne są równe pomiędzy sobą, bo kąty pomiędzy nimi połowią płaszczyzny odbicia, a więc jedna oś przystawiania boczna jest odzwierciedleniem drugiej. Płaszczyzny odbicia też są sobie równe, bo przystają do siebie wzajemnie po obrocie o 180° dokoła każdej osi bocznej przystawiania dwukrotnego. Oś główna, pomimo to, że jest tego samego rzędu przystawiania dwukrotnego, nie jest im równa, bo pomiędzy nią a nimi niema płaszczyzn odbicia.



Rys. 358.



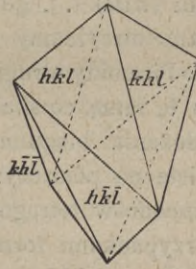
Rys. 359.

Wymienione elementy symetryczne dzielą powierzchnię kuli na ośm naprzemianlegle równych oktantów, przedstawionych na rys. 358. Kółka oznaczają osi przystawiania. Linje ciągłe oznaczają ślady płaszczyzn odbicia.

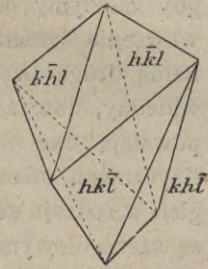
Na elementy czworościanu jednostkowego obieramy tu osi przystawiania i przecinającą je wszystkie ścianę kryształu jako jednostkową.

Powtórzenie symetryczne bieguna (hkl) rys. 359, t. j. płaszczyzny piramidowej formy trzeciej, w tym rodzaju symetrycznym daje skalenoedr tetragonalny rys. 360. Zależnie od tego czy założymy biegun (hkl) czy ($h\bar{k}l$), t. j. czy umieścimy go w oktancie białym czy szarym rys. 358, otrzymamy skalenoedr prosty $\{hkl\}$ rys. 360 lub odwrócony $\{h\bar{k}l\}$ rys. 361. Jeden przystaje do drugiego po obrocie o 90° dokoła osi głównej. Oba są sobie symetrycznie nierówne i niezależne, więc każdy z nich może pojawić się na kryształach, lub oba razem w rozmaitem lub nawet jednakowym rozwinięciu ścian. Ściany skalenoedrów są jednokierunkowe $8\Pi_1$, jako ściany formy ogólnej. Na rys. 362/3 przedstawiono dwa inne skalenoedry tetragonalne, jako przykład, że zależnie od wartości liczb h , k , l i od

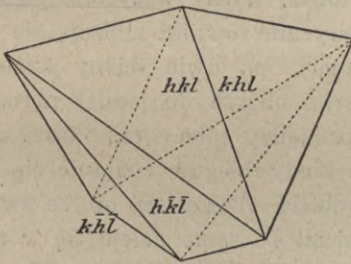
stosunku $a : c$ w kryształach danej substancji nachylenie ścian skalenoedru tetragonalnego może być rozmaite, a więc rozmaity jego kształt. Tu przy sposobności zwróćmy uwagę, że jeżeli podajemy na rysunkach lub modelach kształty form pojedynczych w pokroju „izometrycznym“ t. j. z jednakowymi odległościami wszystkich ścian od środka bryły, to nie należy rozumieć tego, że kryształy mają taki kształt. Czynimy tak tylko w celu pomocy wyobraźni i pamięci, aby ułatwić uprzytomnienie sobie i zapamiętanie, jak rozłożone są w przestrzeni normalne



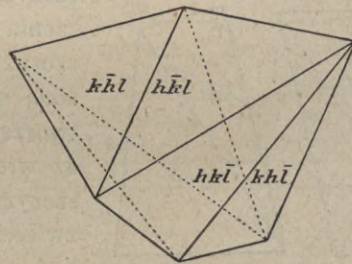
Rys. 360.



Rys. 361.



Rys. 362.



Rys. 363.

ścian takiej formy prostej. Należy więc zwracać uwagę na wzajemne nachylenie ścian każdej takiej formy i na stosunek jej ścian do elementów symetryczności, a nie na jej krawędzi i na postać ograniczających ją wieloboków.

Ściany skalenoedrów przecięte płaszczyzną główną dają ośmioboki symetryczne rys. 349.

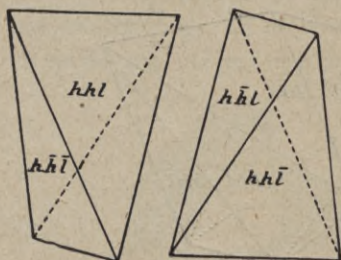
Gdy przeniesiemy biegun (hkl) na obwód koła projekcyjnego, t. j. gdy założymy biegun ($hk0$), to dla każdej wartości h i k otrzymamy słup dwutetragonalny $\{hk0\}$, którego ściany dają na płaszczyźnie głównej taki sam ośmiobok jak skalenoedr $\{hkl\}$ o tych samych h i k . Ściany słupów dwutetragonalnych są tu jednokierunkowe $8\Pi_1$. Ilość ich ścian i charakter ich symetryczny

jest ten sam co skalenoedrów, a więc słupy dwutetragonalne są tu szczegółowymi przypadkami skalenoedrów czyli odmianą formy ogólnej $8\Pi_1$.

Formy drugie w rodzaju omawianym $\{h0l\}$ są to dwupiramidy tetragonalne, gdy bowiem przesuwamy biegun ku śladowi OX_1 to wszystkie jego powtórzenia symetryczne również zbliżają się ku śladom OX_1 i OX_2 , a więc gdy założymy biegun $(h0l)$ t. j. gdy położymy go na OX_1 to przez jego powtórzenie symetryczne otrzymamy ośmiościenną formę: dwupiramidę tetragonalną drugą $\{h0l\}$. Piramidy drugie $\{h0l\}$ w rodzaju omawianym mają, jak widzimy, ilość ścian tę samą co skalenoedry, t. j. co forma ogólna $\{hkl\}$, gdyż powstają one z założenia bieguna na płaszczyźnie nie mającej znaczenia fizycznego, mianowicie na płaszczyźnie obrotu. Ściany zatem dwupiramid drugich w rodzaju skalenoedrów tetragonalnych też są jednokierunkowe $8\Pi_1$ i też są szczegółowymi przypadkami formy ogólnej.

Gdy założymy biegun (100) , t. j. gdy położymy go na bocznej osi przystawiania, otrzymamy słup drugi $\{100\}$, formę osobliwą, t. j. jedyną w swoim rodzaju: jej ściany, prostopadłe do osi przystawiania dwukrotnego, są dwukierunkowe $4\Pi_2$.

Formy pierwsze $\{hhl\}$ w rodzaju omawianym mają bieguny na płaszczyznach odbicia a więc są to dwusfenoidy tetragonalne, gdy bowiem założymy biegun (hhl) to powtórzy się on tylko w oktantach białych rys. 358, a gdy założymy $(h\bar{h}l)$ to powtórzy się on tylko w oktantach szarych. Łatwo staje się to zrozumiałe gdy biegun skalenoedru (hkl) przesuwamy do płaszczyzny odbicia.



Rys. 364.

Rys. 365.

Wtedy wszystkie jego powtórzenia symetryczne również zbliżają się do płaszczyzn odbicia, po dwie ściany skalenoedru stają się coraz bliższe do jednej płaszczyzny, tworzą kąt pomiędzy sobą coraz bliższy do 180° , aż wreszcie kiedy biegun znajduje się na płaszczyźnie odbicia zbiega się on ze swem odzwierciedleniem. To samo dzieje się w pozostałych oktantach równych. Powstaje dwusfenoid tetragonalny. Ponieważ, jak to już nadmienialiśmy, oktanty są tu naprzemianległe równe, więc mamy dwusfenoidy tetragonalne proste $\{hhl\}$ rys. 364 i odwrócone $\{h\bar{h}l\}$ rys. 365. Z pomiędzy dwusfenoidów jeden wybieramy na jednostkowy $\{111\}$. Graniczną formą dwusfenoidów, czyli ich formą szczególną, jest słup tetragonalny pierwszy $\{110\}$, którego bieguny leżą na tych wierzchołkach trójkątów sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych, które nie mają osobliwego znaczenia symetrycznego, mianowicie są one przecięciem się płaszczyzn odbicia z płaszczyzną obrotu, a więc zarówno ilość ścian słupa pierwszego $\{110\}$ jak charakter jego ścian jest taki sam jak dwusfenoidów. Ściany te, jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia, są jednocześnie dwukierunkowe $4\Pi_{1 \times 2}$.

liśmy, oktanty są tu naprzemianległe równe, więc mamy dwusfenoidy tetragonalne proste $\{hhl\}$ rys. 364 i odwrócone $\{h\bar{h}l\}$ rys. 365. Z pomiędzy dwusfenoidów jeden wybieramy na jednostkowy $\{111\}$. Graniczną formą dwusfenoidów, czyli ich formą szczególną, jest słup tetragonalny pierwszy $\{110\}$, którego bieguny leżą na tych wierzchołkach trójkątów sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych, które nie mają osobliwego znaczenia symetrycznego, mianowicie są one przecięciem się płaszczyzn odbicia z płaszczyzną obrotu, a więc zarówno ilość ścian słupa pierwszego $\{110\}$ jak charakter jego ścian jest taki sam jak dwusfenoidów. Ściany te, jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia, są jednocześnie dwukierunkowe $4\Pi_{1 \times 2}$.

Nakoniec, gdy założymy biegun we środku koła projekcyjnego t. j. na głównej osi przystawiania, to jego powtórzenie symetryczne jest na drugim promieniu tej osi. Otrzymujemy dwuścian podstawowy $\{001\}$, którego ściany, jako prostopadłe do dwu prostopadłych płaszczyzn odbicia, są dwudzielniczwórkierunkowe $2\Pi_{2 \times 2}$.

A więc w rodzaju skalenoedrów tetragonalnych $s(4'2'2)$ formy są czterech rodzajów: ośmiościenne jednokierunkowe $8\Pi_1$ skalenoedry, słupy dwutetragonalne i dwupiramidy tetragonalne drugie; czworosienne jednodzielniedwukierunkowe $4\Pi_{1 \times 2}$ dwusfenoidy i słup pierwszy; jedyna w swoim rodzaju forma czworosieczna dwukierunkowa $4\Pi_2$ słup tetragonalny drugi i jedyna w swoim rodzaju forma dwuścienna dwudzielniczwórkierunkowa $2\Pi_{2 \times 2}$ dwuścian podstawowy.

Kryształy rodzaju omawianego mogą być zbliżone symetrycznie względem każdej ściany z wyjątkiem ścian słupa pierwszego $\{110\}$ są to bowiem ściany zgodne z płaszczyznami odbicia.

Łupliwość w jednym tylko kierunku zachodzi wtedy, gdy jest równoległa do ściany podstawowej (001) , w dwu kierunkach równa łupliwość zachodzi w tych kryształach, które łupią się równolegle do ścian słupa tetragonalnego pierwszego albo drugiego, w czterech kierunkach, gdy zachodzi ona równolegle do ścian jednego z dwusfenoidów lub dwupiramidy.

Naboje elektryczne różnego znaku otrzymują normalne ścian dwusfenoidów naprzemianległe.

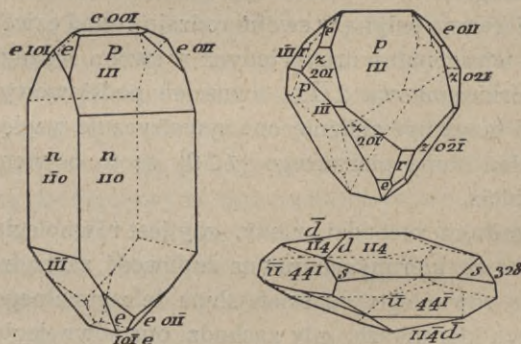
| Podział form trzecich, drugich i pierwszych w rodzaju skalenoedrów tetrag. $s(4'2'2)$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} hkl \\ hk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} h0l \\ 100 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} hhl \\ 110 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Skalenoedry tetragonalne $8\Pi_1$ | Dwupiramidy tetragonalne drugie $8\Pi_1$ | Dwusfenoidy tetragonalne $4\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwutetragonalne $8\Pi_1$ | Słup tetragonalny drugi $4\Pi_2$ | Słup tetragonalny pierwszy $4\Pi_{1 \times 2}$ |

| $s(4'2'2)$. Rodzaj skalenoedrów tetragonalnych. $2P, 1L_2, 2L_2'', 0C$. | | |
|---|-----------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Skalenoedry tetragonalne proste | $\{hkl\}$ | $8\Pi_1$ |
| „ „ odwrócone | $\{h\bar{k}l\}$ | $8\Pi_1$ |
| Słupy dwutetragonalne | $\{hko\}$ | $8\Pi_1$ |
| Dwupiramidy tetragonalne drugie | $\{h0l\}$ | $8\Pi_1$ |
| Słup tetragonalny drugi | $\{100\}$ | $4\Pi_2$ |
| Dwusfenoidy tetragonalne proste | $\{hhl\}$ | $4\Pi_{1 \times 2}$ |
| „ „ odwrócone | $\{h\bar{h}l\}$ | $4\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słup tetragonalny pierwszy | $\{110\}$ | $4\Pi_{1 \times 2}$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{001\}$ | $2\Pi_{2 \times 2}$ |

§ 190. **Minerał chalkopiryt:** $CuFeS_2$; $a:c = 1:0,9856$; (Haidinger).

$$\begin{array}{cccccc} c\{001\} & e\{011\} & n\{110\} & p\{111\} & z\{201\} & r\{1\bar{1}1\} \\ \bar{d}\{1\bar{1}4\} & d\{114\} & \bar{u}\{4\bar{4}1\} & s\{328\} & & \end{array} \text{ Rys. 366—368.}$$

Wybitny i dawno znany przykład rodzaju skalenoedrów tetragonalnych, występujący w wielu pokrojach, z których przytaczamy trzy najwięcej się różniące. Rys. 366 jest to połączenie słupa pierwszego $n\{110\}$ z dwusfenoidem prostym $p\{111\}$, z dwupiramidą drugą $e\{101\}$ i z dwuściannym podstawowym $c\{001\}$. Rys. 367 jest połączeniem dwusfenoidu prostego $p\{111\}$ z dwusfenoidem odwróconym $r\{1\bar{1}1\}$ oraz z dwiema dwupiramidami drugimi $z\{201\}$ i $e\{101\}$. Rys. 368 przedstawia kryształ chalkopirytu, będący połączeniem dwusfenoidu prostego $d\{114\}$, odwróconego $\bar{d}\{1\bar{1}4\}$, dwusfenoidu odwróconego $\bar{u}\{4\bar{4}1\}$



Rys. 366—368.

oraz skalenoedru tetragonalnego prostego $s\{328\}$. Ściany dwusfenoidu $p\{111\}$ prostego są połyskujące, a odwróconego $r\{1\bar{1}1\}$ matowe.

Łupliwość niezupełna zachodzi równolegle do ścian dwupiramidy $z\{201\}$.

Połysk metaliczny. Nieprzezroczysty.

§ 191. **Połączenie tiosiarczanu amonowego z bromkiem amonowym i z bromkiem miedziawym:** $CuBr \cdot NH_4Br \cdot 4(NH_4)_2S_2O_3$; $a:c = 1:0,6383$; (Tietze).

$$e\{111\} \quad i\{021\} \quad r\{421\} \quad \text{Rys. 369.}$$

Kryształy dość charakterystyczne z powodu, że są połączeniem dwusfenoidu z dwupiramidą i skalenoedrem.

Stwierdzono ich jednoosiowość optyczną i dwójłomność odjemną.

§ 192. **Cjanek rtęciowy:** $Hg(CN)_2$; $a:c = 1:0,4596$; (De la Provestaye).

$$o\{111\} \quad a\{100\} \quad \text{Rys. 370.}$$

Z roztworów wodnych wydzielają się kryształy rys. 370, będące połączeniem słupa drugiego $a\{100\}$ z dwusfenoidem $o\{111\}$.

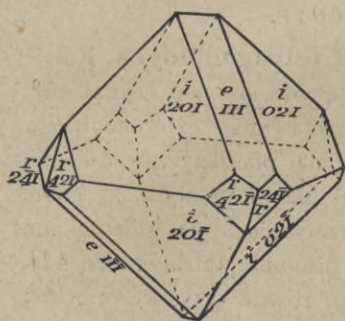
Łupliwość niezupełna zachodzi równolegle do ścian słupa drugiego $a\{100\}$.

§ 193. **Ortofosforzan jednopotasowy:** H_2KPO_4 ; $a:c = 1:0,9391$; (Mitscherlich).

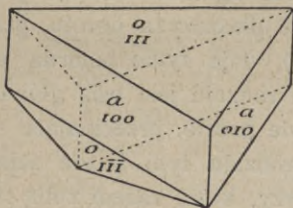
$$a\{100\} \quad p\{101\} \quad \text{Rys. 371.}$$

Kryształy tego fosforzanu są zawsze połączeniem tylko słupa drugiego $a\{100\}$ z dwupiramidą drugą $p\{101\}$ rys. 371. Zarówno zaliczenie tych kry-

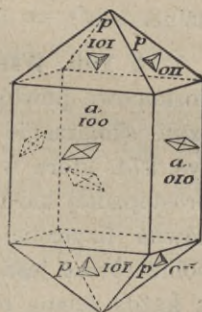
sztalów do rodzaju skalenoedrów tetragonalnych, jak nadanie ścianom znaków wyżej wskazanych wypływa z poznania figur wytrawionych. Mianowicie od krótkotrwałego działania wody na ścianach słupa pojawiają się romby, które na dwu ścianach przyległych są symetryczne względem płaszczyzn dzielących



Rys. 369.



Rys. 370.



Rys. 371.

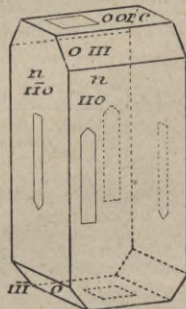
kąt ścian słupa na dwie części równe, a same figury przystają do siebie po obrocie ściany dokoła jej normalnej o kąt 180° . A zatem ściany słupa są dwukierunkowe Π_2 więc należy im się znak $\{100\}$. Na ścianach dwupiramidy figury wytrawione mają kształt niesymetrycznych trójkątów symetrycznie równych i symetrycznie leżących na dwu ścianach przyległych.

Optycznie odjemny: $\omega = 1,5095$, $\varepsilon = 1,4684$.

§ 194. **Mocznik:** $CO(NH_2)_2$; $a : c = 1 : 0,8333$; (Mez).

$o\{111\}$ $n\{110\}$ $c\{001\}$ Rys. 372.

Mocznik krystalizuje się z roztworów wodnych albo alkoholowych najczęściej w połączeniu słupa pierwszego z dwusfenoidem, rzadziej w połączeniu słupa, dwusfenoidu i dwuścianu podstawowego rys. 372.



Rys. 372.

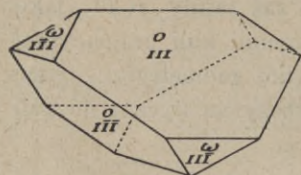
Niedosycony roztwór alkoholowy wywołuje na ścianach słupa i dwuścianu podstawowego figury wytrawione, które podaje rys. 372. Figury te dowodzą, że kryształy mocznika należą do rodzaju skalenoedrów tetragonalnych.

Dwójłomność dodatna: $\omega < \varepsilon$.

§ 195. **Jodek czwóretyloamonowy:** $N(C_2H_5)_4J$; $a : c = 1 : 0,5544$; (Slavik).

$o\{111\}$ $\omega\{1\bar{1}1\}$ Rys. 373.

Z gorącego roztworu wodnego wydzielają się kryształy rys. 373 będące połączeniem dwusfenoidu prostego z dwusfenoidem odwróconym.



Rys. 373.

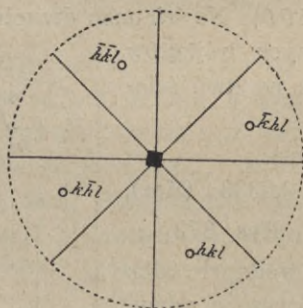
Łupliwość wyraźna zachodzi równolegle do ścian słupa pierwszego $\{110\}$, prócz tego ślady łupliwości dają się dostrzec równolegle do ścian dwusfenoidu.

Dwójłomność odjemna: $\omega > \varepsilon$.

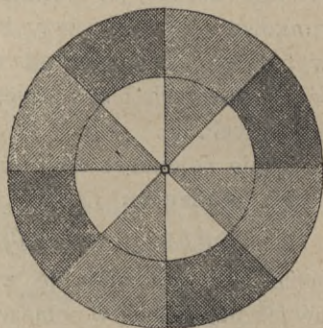
b) Kryształy tetragonalne, których oś główna jest osią przystawania czterokrotnego: $s(4')$, $s(4'2'2')$, $s(4'2'2')$, $s(4)$, $s(422)$.

11. Rodzaj piramid tetragonalnych. Kryształy piramidowotetragonalne. $s(4') \equiv 0P$, 1^pL_4 , $0C \equiv 4\Pi\left\{\begin{smallmatrix} hki \\ hko \end{smallmatrix}\right\}^{\pm}$, $1\Pi_4(001)^{\pm}$.

§ 196. Własności ogólne rodzaju piramid tetragonalnych. Kalejdoskopowe powtórzenie płaszczyzn obrotu, przecinających się pod kątem 45° , czyli skojarzenie $s(4')$, daje tylko polarną oś przystawania czterokrotnego rys. 374, która w tym rodzaju jest osią główną, bo na płaszczyźnie do niej prostopadłej każde dwie proste, przecinające się pod kątem prostym, są sobie równe fizycznie. W rodzaju tym każda ściana przecinająca oś główną ma sobie równe jeszcze trzy, które razem z nią tworzą piramidę tetragonalną $4\Pi_1$, a każda ściana równoległa do osi głównej ma sobie równe trzy, które z nią tworzą słup tetragonalny $4\Pi_1$. Ściana (001) nie ma tu powtórzenia symetrycznego, t. j. możliwy tu jest, oprócz piramid i słupów, jednościany górny (001) lub dolny $(00\bar{1})$ czwórkierunkowy $1\Pi_4$ jako prostopadły do pL_4 .



Rys. 374.



Rys. 375.

Nie wymaga dowodów szczegółowych wiadomość, że w przypadku $s(4')$ są możliwe tylko wymienione rodzaje form krystalograficznych. Geometrycznie są one trzech rodzajów, mianowicie przecinające oś główną i płaszczyznę główną, piramidy; równoległe do osi głównej, słupy; prostopadłe do osi głównej, jednościany. Fizycznie są one dwu rodzajów: jednokierunkowe czwórcienne $4\Pi_1$, piramidy i słupy; czwórkierunkowe jednościenne $1\Pi_4$, jednościany podstawowe. Na całej bowiem powierzchni kuli projekcyjnej są tylko dwa punkty osobliwe: bieguny (001) i $(00\bar{1})$. Boki zaś taśmy $s(4')$, jako płaszczyzny obrotu, i obwód koła, jako przekrój powierzchni kuli projekcyjnej z płaszczyzną rzutu, nie mają znaczenia fizycznego, a tylko geometryczne, więc gdziekolwiek położymy biegun (hkl) czy $(hk0)$ to płaszczyzna styczna do kuli w tym biegunie jest fizycznie jednokierunkowa.

Na czworościan jednostkowy z pośród elementów symetrycznych mamy tylko krawędź osiową OZ jako jedyną oś przystawania. Na krawędzi osiowe OX_1 i OX_2 obieramy krawędzi kryształu t. j. ślady jednego ze słupów, lub jednej z piramid, na płaszczyźnie głównej. A więc po obraniu tych krawędzi otrzymamy podział piramid i słupów na trzecie, drugie i pierwsze, oraz podział kuli na równe trójkąty sferyczne rys. 375, z których co cztery naprzemianległe na jednej półkuli są równe.

A zatem każdym h, k, l odpowiadają cztery piramidy tetragonalne: piramida tetragonalna trzecia lewa górna $\{hkl\}$ z biegunami w białych trójkątach rys. 375, prawa górna $\{khl\}$ z biegunami w trójkątach szarych, lewa dolna $\{hkl\}$ i prawa dolna $\{khl\}$. Własności fizyczne (np. figury wytrawione) trzeciej piramidy lewej i prawej czynią je enantjomorfijnymi, chociaż geometrycznie przystają one do siebie.

Rzecz jasna, że gdy jedną piramidę obierzemy na jednostkową $\{111\}$, to te formy, których ścian ślady obraliśmy na OX_1 i OX_2 , są to piramidy drugie $\{h0l\}$ i słup drugi $\{100\}$, a formy, których ściany leżą w pasie podstawy i piramidy pierwszej $[(001)|(111)]$ są to formy pierwsze, t. j. piramidy pierwsze $\{hkl\}$ i słup pierwszy $\{110\}$.

Polarność osi głównej zdradzają zjawiska piroelektryczne, zachodzące na jej biegunach. Nieobecność płaszczyzn odbicia może wyrazić się w skręceniu płaszczyzny polaryzacji.

Łupliwość, jak zwykle w kryształach tetragonalnych, może być albo podstawowa w jednym kierunku, albo słupowa w dwu kierunkach, albo piramidowa w czterech kierunkach.

Wobec braku płaszczyzn odbicia bliźnięcość jest możliwa względem każdej ściany kryształu.

Rodzaj piramid tetragonalnych jest rzadki w świecie ciał stałych. Znamy zaledwie kilka ciał krystalizujących się w tym rodzaju. Pomimo jednak małej liczby ciał, krystalizujących się w rodzaju omawianym, znajomość jego, zarówno geometryczna jak fizyczna, jest zupełna. Ciała bowiem, których kryształy należą do rodzaju piramid tetragonalnych, tworzą kryształy wyraźne, a często nawet doskonałe i w ściany obfitujące. Mamy pośród nich zarówno nieskręcające jak skręcające płaszczyznę polaryzacji światła. Ich figury wytrawione też poznano w mierze dostatecznej.

| Podział form na trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju piramid tetragonalnych $s(4')$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} hkl \\ hko \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} h0l \\ 100 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} hhl \\ 110 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Piramidy tetragonalne trzecie $4II_1$ | Piramidy tetragonalne drugie $4II_1$ | Piramidy tetragonalne pierwsze $4II_1$ |
| Słupowe | Słupy tetragonalne trzecie $4II_1$ | Słup tetragonalny drugi $4II_1$ | Słup tetragonalny pierwszy $4II_1$ |

| s(4). Rodzaj piramid tetragonalnych. $0P, 1^pL_4, 0C$. | | |
|---|-----------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Piramidy tetragonalne trzecie prawe górne | $\{khl\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " lewe górne | $\{hkl\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " prawe dolne | $\{kh\bar{l}\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " lewe dolne | $\{hk\bar{l}\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " drugie górne | $\{h0l\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " dolne | $\{h0\bar{l}\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " pierwsze górne | $\{hh\bar{l}\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " dolne | $\{hh\bar{l}\}$ | $4\Pi_1$ |
| Stupy tetragonalne trzecie prawe | $\{kh0\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " " lewe | $\{hk0\}$ | $4\Pi_1$ |
| Stup tetragonalny drugi | $\{100\}$ | $4\Pi_1$ |
| " " pierwszy | $\{110\}$ | $4\Pi_1$ |
| Jednościan podstawowy górny | $\{001\}$ | $1\Pi_4$ |
| " " dolny | $\{00\bar{1}\}$ | $1\Pi_4$ |

§ 197. Molibdenian ołowiawy. Mineral wulfenit: $PbMoO_4$; $a:c = 1:1,5777$; (Koch).

$o\{111\} \bar{o}\{11\bar{1}\} p\{430\} s\{432\} r\{31\bar{1}\} c\{00\bar{1}\} n\{10\bar{1}\}$ Rys. 376, 377.

Najprostszą acz rzadką postacią kryształów tego minerału jest połączenie piramidy tetragonalnej górnej $\{111\}$ z pedjonem dolnym $(00\bar{1})$. Najpospolitsza zaś jego postać jest połączenie piramidy górnej i dolnej w rozwoju prawie zupełnie jednakowym ze słupem trzecim $p\{430\}$ i z pedjonem dolnym $c(00\bar{1})$ rys. 376. Pouczające połączenie piramid pierwszych, drugich i trzecich przedstawia rys. 377.

Łupliwość równoległe do ścian piramidy $\{111\}$ niezupełna.

Optycznie odjemny: $\omega = 2,402$, $\varepsilon = 2,304$ w świetle czerwonym.

§ 198. Jednowodny prawy winian antymonilowobarowy: $Ba(SbO)_2 \cdot (C_4H_4O_6)_2 \cdot H_4O$; $a:c = 1:0,4406$; (Traube).

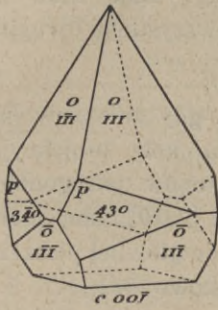
$n\{110\} a\{100\} o\{111\} r\{201\} \bar{o}\{11\bar{1}\}$ Rys. 378.

Należenie tych kryształów do rodzaju omawianego, t. j. nieobecność w nich płaszczyzn odbicia, uzasadniają figury wytrawione, które są, jak widzimy z rys. 378, niesymetryczne zarówno w kierunku pionowym jak poziomym. O istnie-

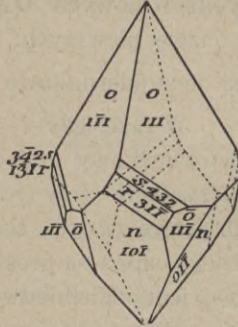
niu osi przystawania wnosimy stąd, że figury wytrawione na ścianie (110) i na ścianie $(1\bar{1}0)$ przystają do siebie po obrocie kryształu dookoła osi głównej o kąt 90° .

O polarności osi głównej wnoskujemy z wyraźnych własności piroelektrycznych. Górny biegun tej osi t. j. ten, na którym znajdują się ściany $r\{201\}$, jest antylogiczny, dolny analogiczny.

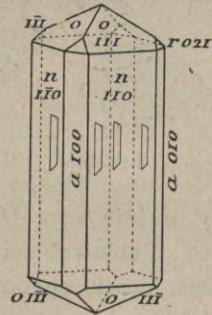
Dwójłomność dodatna $\omega < \varepsilon$. Wyraźne skrócenie płaszczyzny polaryzacji na prawo, a także dostrzeżono spiralne Airy'ego zapewne wywołane zbliżeniem prawego i lewego kryształu symetrycznie do płaszczyzny podstawowej (001) .



Rys. 376.



Rys. 377.

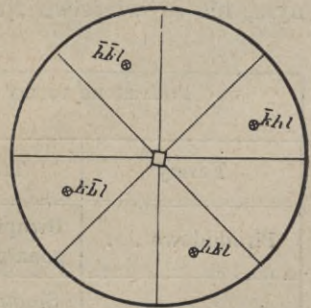


Rys. 378.

12. Rodzaj dwupiramid tetragonalnych. Kryształy bipiramidalnie tetragonalne. $s(42'2') \equiv 1P, 1L_4, C \equiv 8\Pi_1\left\{\begin{smallmatrix} hkl \\ h\bar{o}l \end{smallmatrix}\right\}\left\{\begin{smallmatrix} hhl \\ h\bar{h}l \end{smallmatrix}\right\}, 4\Pi_{1 \times 2}\left\{\begin{smallmatrix} hko \\ l00 \end{smallmatrix}\right\}\left\{\begin{smallmatrix} 110 \\ 100 \end{smallmatrix}\right\}, 2\Pi_4\{001\}$.

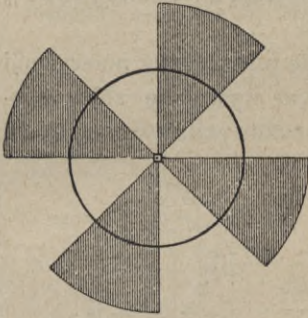
§ 199. Własności ogólne rodzaju dwupiramid tetragonalnych.

Dwie płaszczyzny obrotu, tworzące kąt 45° , przecięte prostopadłą do nich płaszczyzną odbicia, t. j. trójkąt $s(42'2')$, powtórzywszy się kalejdoskopowo, dają oś główną przystawania czterokrotnego L_4 , oraz prostopadłą do niej płaszczyznę odbicia P , a więc i środek równości odwróconej C . Rys. 379. Rodzaj zatem dwupiramid tetragonalnych od rodzaju poprzedniego piramid tetragonalnych $s(4')$ różni się tylko obecnością głównej płaszczyzny odbicia, a więc w rodzaju poprzednim były piramidy, słupy i pedjony, a tu będą dwupiramidy słupy i dwuścian. W poprzednim bowiem rodzaju $s(4')$ górna i dolna część kryształu są symetrycznie niezależne, a w rodzaju obecnie omawianym $s(42'2')$ są one wzajemnem odzwierciedleniem. Tak samo więc jak w rodzaju poprzednim mamy tu podział form na trzecie, drugie i pierwsze po obraniu krawędzi czworościanu jednostkowego. Podział kuli płaszczyznami zwierciadlanymi na równe wycinki mamy na rys. 380. Jako elementy czworościanu jednostkowego mamy główną oś przystawania, prostopadłą do niej płaszczyznę odbicia i na niej ślady ścian piramidy lub słupa, obranych na piramidę drugą $\{h0l\}$ lub na słup drugi $\{100\}$.



Rys. 379.

Założmy biegun w polu trójkąta białego rys. 380. Pociąga to za sobą istnienie dwupiramidy tetragonalnej trzeciej $\{hkl\}$. Z rys. 380 widoczna, że o tych samych wartościach h , k i l może być dwupiramida $\{khl\}$, a więc



Rys. 380.

mamy dwupiramidę lewą i prawą. Dwupiramidy, których ślady na płaszczyźnie głównej obraliśmy na krawędzi osiowe OX_1 i OX_2 , mają symbol $\{h0l\}$ i nazwę drugich, a dwupiramidy, których bieguny leżą symetrycznie pomiędzy śladami krawędzi osiowych OX_1 i OX_2 , mają znak $\{hhl\}$ i nazwę pierwszych. Ściany wszystkich dwupiramid są jednokierunkowe $8\Pi_{\left\{\begin{smallmatrix} hkl \\ h0l \end{smallmatrix}\right\} \left\{\begin{smallmatrix} hhl \\ hhl \end{smallmatrix}\right\}}$.

W razie gdy $l=0$, t. j. gdy założymy biegun pierwiastkowy na obwodzie koła projekcyjnego, otrzymamy trzy rodzaje słupów tetragonalnych, słupy trzecie lewe $\{hk0\}$ lub prawe $\{kh0\}$, słup drugi $\{100\}$ i słup pierwszy $\{110\}$. Ponieważ ściany każdego słupa są prostopadłe do głównej płaszczyzny odbicia, przeto są one poziomo jednodzielniedwukierunkowe $4\Pi_{1 \times 2}$.

Nakoniec biegun (001) daje dwuścian podstawowy $\{001\}$, którego ściany są czwórkierunkowe $2\Pi_4$ jako prostopadłe do osi przystawiania cztero-krotnego L_4 .

A zatem w rodzaju krystalograficznym dwupiramid tetragonalnych $s(4'2'2')$ formy są geometrycznie i fizycznie trzech rodzajów: ośmiościenne dwupiramidy tetragonalne jednokierunkowe $8\Pi_1$, czworościenne słupy tetragonalne jednodzielniedwukierunkowe $4\Pi_{1 \times 2}$ i jedyny w swoim rodzaju dwuścian podstawowy dwuścienny czwórkierunkowy $2\Pi_4$.

Bliźnięcość możliwa jest w tym rodzaju krystalograficznym według każdej ściany kryształu z wyjątkiem (001) jako płaszczyzny odbicia. Najprostsze a zarazem najsymetryczniejsze kryształy polinsyntetyczne w tym rodzaju zbliżone są według ścian słupa drugiego $\{100\}$ i pierwszego $\{110\}$ jak to podamy niżej w opisie kryształów szelitu.

Kryształom rodzaju dwupiramid tetragonalnych, jako fizycznie centrycznym, nie są właściwe zjawiska piroelektryczności i polaryzacji kołowej.

Podział na formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju dwupiramid tetragonalnych $s(4'2'2')$.

| Formy | Trzecie $\begin{smallmatrix} hkl \\ hk0 \end{smallmatrix}$ | Drugie $\begin{smallmatrix} h0l \\ 100 \end{smallmatrix}$ | Pierwsze $\begin{smallmatrix} hhl \\ 110 \end{smallmatrix}$ |
|------------------|--|---|---|
| Piramidowe . . . | Dwupiramidy tetragonalne trzecie $8\Pi_1$ | Dwupiramidy tetragonalne drugie $8\Pi_1$ | Dwupiramidy tetragonalne pierwsze $8\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy tetragonalne trzecie $4\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetragonalny drugi $4\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetragonalny pierwszy $4\Pi_{1 \times 2}$ |

| s(42'2'). Rodzaj dwupiramid tetragonalnych. 1P, 1L ₄ , C. | | |
|--|-------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwupiramidy tetragonalne trzecie prawe | {khl} | 8Π ₁ |
| „ „ „ lewe | {hkl} | 8Π ₁ |
| „ „ „ drugie | {h0l} | 8Π ₁ |
| „ „ „ pierwsze | {hhl} | 8Π ₁ |
| Słupy tetragonalne trzecie prawe | {kh0} | 4Π _{1×2} |
| „ „ „ lewe | {hk0} | 4Π _{1×2} |
| Słup tetragonalny drugi | {100} | 4Π _{1×2} |
| „ „ „ pierwszy | {110} | 4Π _{1×2} |
| Dwuścian podstawowy | {001} | 2Π ₄ |

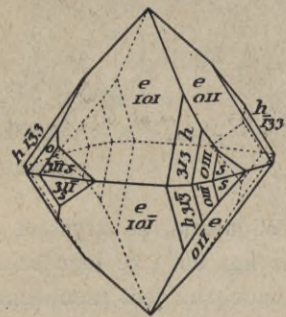
§ 200. Wolframian wapniowy. Mineral szelit: $CaWO_4$; $a:c=1:1,5268$; (Zambonini).

$e\{101\}$ $h\{313\}$ $o\{111\}$ $s\{131\}$ Rys. 381.

Kryształy pojedyncze najpospoliej mają pokrój połączenia rys. 381.

Łupliwość zachodzi równoległe do ścian dwupiramidy $o\{111\}$, z tego więc powodu obrano ją na jednostkową, t. j. na dwupiramidę pierwszą $\{111\}$. Oprócz tej jest jeszcze łupliwość równoległa do dwuścianu podstawowego $c\{001\}$.

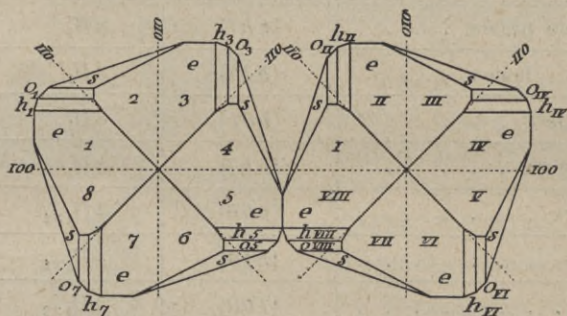
Pospolite są dwojaki. Zbudowane są one w sposób taki, że osi obu pólów dwojaka są równoległe, a wielościany pojedyncze są albo wzajemnem odzwierciedleniem w jednej płaszczyźnie słupa drugiego, albo jeden osobnik jest odwrócony od drugiego o 90° około normalnej ściany słupa pierwszego albo też w niej odzwierciedlony. Istnieją również dwojaki szelitu, w których jednocześnie zachodzą oba prawa, t. j. odzwierciedlenie w ścianie (110) i (100) . Wyobraźmy sobie mianowicie dwa osobniki rys. 382 przedstawione w rzucie pionowym na płaszczyznę (001) . Podzielmy je na ośm części płaszczyznami (100) , $(1\bar{1}0)$, (010) i (110) , oraz naprzemianległe części jednego poprzekładajmy z jednego osobnika w drugi, tak jak to wskazuje rozkład liter i numerów na rys. 383. Otrzymamy wtedy dwojak o symetryczności pozornej rodzaju dwupiramid dwutetragonalnych $s(422)$. Gdy przez odpowiednie porożrastanie się ścian kąty wklęsłe zanikną, niemożemy wtedy odróżnić



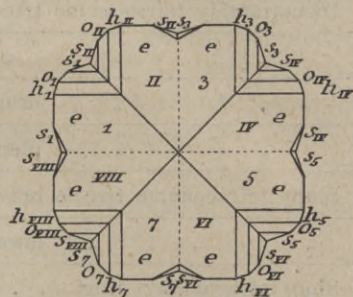
Rys. 381.

dwojaka szelitu od kryształu pojedynczego nawet własnościami optycznymi, bo kierunki optyczne w elementach obu części dwojaka są równoległe.

Dwójłomność dodatna: $\omega = 1,9185$, $\varepsilon = 1,9345$ w świetle czerwonym.



Rys. 382.

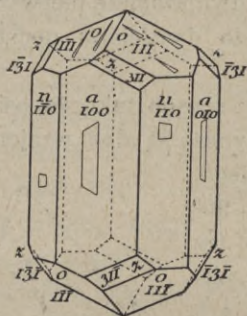


Rys. 383.

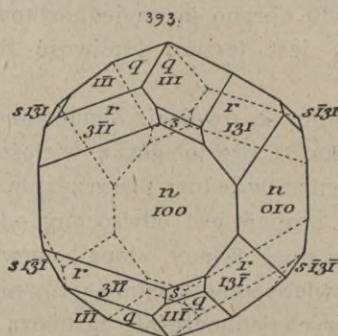
§ 201. Mineral mejonit: $Ca_4Al_6Si_6O_{25}$; $a:c = 1:0,4393$; (Kokszarow).

$a\{100\}$ $n\{110\}$ $o\{111\}$ $z\{311\}$ Rys. 384.

Kryształy tego mineralu najczęściej są połączeniem słupa drugiego i pierwszego z dwupiramidą tetragonalną pierwszą jednostkową i z dwupiramidą trzecią $z\{311\}$. O należeniu tych kryształów do rodzaju dwupiramid tetragonalnych wnioskujemy z figur wytrawionych, jakie powstają na ścianach słupów i dwupiramid od działania na nie wodnym roztworem fluorowodoru, rys. 384.



Rys. 384.



Rys. 385.

Widoczna, że kryształ przystaje sam do siebie po obrocie dokoła osi głównej o kąt 90° i że jego część górna jest odzwierciedleniem części dolnej. Zarazem widoczna jest nieobecność bocznych płaszczyzn odbicia i bocznych osi przystawiania.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,5649$, $\varepsilon = 1,5454$.

§ 202. Erytroglucyn: $CH_2(OH) \cdot CH(OH) \cdot CH(OH) \cdot CH_2(OH)$; $a:c = 1:0,3762$; (Schabus).

$n\{110\}$ $q\{111\}$ $r\{131\}$ $s\{311\}$ Rys. 385.

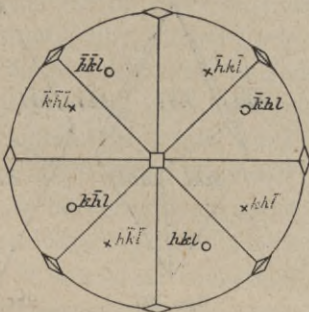
Kryształy rys. 385 wyraźnie odpowiadają przypadkowi symetrycznemu $s(4'2'2')$. Dwupiramidy trzeciej $s\{311\}$ często niema, dwupiramida trzecia $r\{131\}$ na wielu kryształach tak panuje, że ściany dwupiramidy jednostkowej $q\{111\}$ są tylko wąskimi stępieniami.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,5444$, $\varepsilon = 1,5210$.

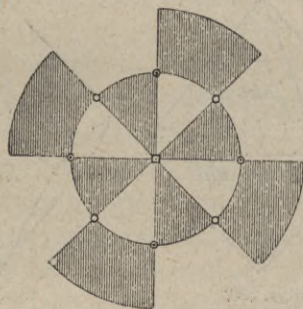
13. Rodzaj trapezodrów tetragonalnych. Kryształy trapezodrycznie tetragonalne. $s(4'2'2') \equiv 0P, 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, 0C \equiv 8\Pi_1\{\overline{hkl}\} \{hkl\}, 4\Pi_2\{100\}, 2\Pi_4\{001\}$.

§ 203. Własności ogólne rodzaju trapezodrów tetragonalnych.

Kalejdoskopowe powtórzenie się trójkąta płaszczyzn obrotu $s(4'2'2')$ rys. 386 daje pięć obustronnych osi przystawania: jedną główną oś przystawania czterokrotnego i cztery a właściwie dwie i dwie osi przystawania dwukrotnego



Rys. 386.



Rys. 387.

do niej prostopadłe t. j. leżące na płaszczyźnie głównej co 45° pomiędzy sobą równe co druga t. j. co 90° . Dzielą one kulę na szesnaście części równych naprzemianlegle, jak to przedstawia rys. 387.

Na krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego obieramy oś główną i jedną parę równych osi bocznych.

Zakładając biegun (hkl) z $h > k$ t. j. kładąc go w szarym wycinku prostego, górnego, przedniego oktantu rys. 387, otrzymujemy z jego powtórzenia trapezodr tetragonalny lewy rys. 388. Założeniem bieguna (khl) t. j. w białym trójkącie rys. 387 prostego przedniego górnego oktantu wywodzimy trapezodr tetragonalny prawy rys. 389.

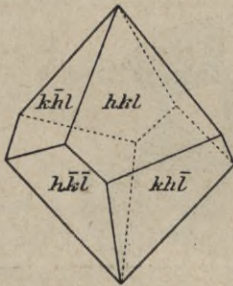
Jako postaci, nie mające płaszczyzny odbicia, formy te są enantjomorfijne.

Podobnie jak w opisie skalenoedrów tetragonalnych podajemy obecnie na rys. 388—391 dwa trapezodry tetragonalne o różnym nachyleniu ścian, zależnie od różnego kształtu czworościanu jednostkowego kryształów danej substancji i wartości h , k , l .

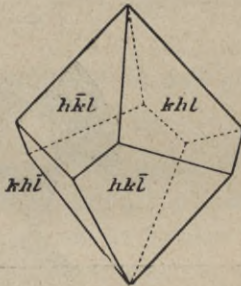
Boki trójkąta sferycznego $s(4'2'2')$, jako płaszczyzny obrotu, nie mają znaczenia fizycznego, a więc formy, których bieguny leżą na tych bokach, są geometrycznie różne od trapezodrów, ale fizycznie nie różnią się od nich

wcałe, t. j. ściany ich są, tak samo jak ściany trapezodrów, jednokierunkowe, a zatem są to formy również ośmiościenne gdyż nie są formami szczegółowymi lecz tylko przypadkami formy ogólnej. Istotnie. Gdy przybliżamy biegun do obwodu koła projekcyjnego, dążą tam również wszystkie jego powtórzenia; a gdy przesuwamy biegun (hkl) do jednej z płaszczyzn bocznych, powtórzenia jego również zbliżają się do tej płaszczyzny i do niej prostopadłej. A więc gdy w (hkl) $l=0$, t. j. gdy założymy biegun na obwodzie koła projekcji, czyli na boku (4'), to otrzymamy słup dwutetragonalny $\{hkl\}$ o ośmiu ścianach jednokierunkowych $8\Pi_1$.

Biegun umieszczony na śladzie osi przystawania obranej na krawędź osiową czworoscianu jednostkowego czyli na jednym z boków (2), t. j. biegun ($h0l$), swem powtórzeniem symetrycznym daje dwupiramidę drugą $\{h0l\}$



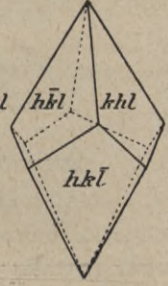
Rys. 388.



Rys. 389.



Rys. 390.



Rys. 391.

a biegun (hhl), t. j. założony na drugim boku (2) trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych, daje dwupiramidę pierwszą $\{hhl\}$; formy te są również ośmiościenne i również jednokierunkowe $8\Pi_1$.

Ściany wszystkich trapezodrów, dwupiramid i słupów dwutetragonalnych w rodzaju trapezodrów tetragonalnych są jednokierunkowe $8\Pi_1$ bo nie są prostopadłe ani do osi przystawania, ani do płaszczyzn odbicia, których niema w tym rodzaju.

Bieguny założone w wierzchołkach trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych dają słupy tetragonalne i dwuścian podstawowy: słup tetragonalny drugi $\{100\}$, słup tetragonalny pierwszy $\{110\}$ i pinakoid $\{001\}$.

Ściany obu słupów tetragonalnych, pierwszego i drugiego, jako prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego, są dwukierunkowe $4\Pi_2$, a dwuścian podstawowy, jako prostopadły do osi przystawania czterokrotnego, składa się z dwu ścian czwórkierunkowych $2\Pi_4$.

Widzimy więc, że założenie ściany na elemencie geometrycznym, nie mającym znaczenia fizycznego, powoduje formę o innej konfiguracji ścian niż forma ogólna $\{hkl\}$, której bieguny leżą w polu taśmy $s(p)$ czy trójkąta $s(pqr)$, ale o tej samej ilości ścian i o tym samym ich charakterze fizycznym co w formie $\{hkl\}$. Gdy zaś powtórzymy symetrycznie biegun leżący na ele-

mencie skojarzenia $s(p)$ czy $s(pqr)$ mającym znaczenie fizyczne płaszczyzny odbicia lub osi przystawiania, to otrzymujemy formę o mniejszej liczbie ścian od $\{hkl\}$ a zarazem o ilości kierunków równych na każdej ścianie większej od 1, przyczem iloczyn z ilości ścian danej formy i z ilości równych na jednej jej ścianie kierunków jest liczbą stałą w każdym rodzaju symetrycznym, równą ilości ścian formy ogólnej $\{hkl\}$. Jest to ilość kierunków równych w każdym kryształcie danego rodzaju. Jeżeli np. weźmiemy jakikolwiek kryształ rodzaju $s(p)$ czy $s(pqr)$, przeprowadzimy w nim przez jego środek dowolną prostą i weźmiemy jeden jej promień, to w kryształcie tym znajdziemy promieni mu równych tyle i tak leżących, jak normalne ścian formy $\{hkl\}$ danego rodzaju $s(p)$ czy $s(pqr)$.

W rodzaju omawianym formy drugie i pierwsze nie różnią się fizycznie, a więc podział ich na pierwsze i drugie jest sprawą t. zw. orientacji czyli ustawienia kryształca, albo, innymi słowy, obioru krawędzi osiowych. Formy drugie są te, których ślady na płaszczyźnie podstawowej obieramy na OX_1 i OX_2 . W takim razie formy pierwsze są te, których ściany leżą w pasie dwuścianu podstawowego i dwupiramidy obranej na jednostkową: $[(001)|(111)]$.

Nieobecność środka równości odwróconej i płaszczyzny odbicia w rodzaju trapezodrów tetragonalnych sprawia, że oddawna uznawano za właściwe kryształom tego rodzaju skrócenie płaszczyzny polaryzacji światła. Istotnie stwierdzono ją w kilku ciałach rodzaju $s(4'2'2')$. Na tej samej zasadzie należy spodziewać się zjawisk piezoelektrycznych na płytkach wyszlifowanych równolegle do ścian odpowiedniego trapezodru i poddanych uciskowi w kierunku prostopadłym do płaszczyzny przekroju, t. j. w kierunku normalnych ścian tego trapezodru. Rzecz jasna, że na zwrotach tych samych prostych również winniśmy oczekiwać zjawisk piroelektrycznych.

W rodzaju trapezodrów tetragonalnych krystalizuje się kilkanaście substancji. Są to przeważnie kryształy różnych połączeń organicznych, skręcających płaszczyznę polaryzacji. Własności symetryczne rodzaju trapezodrów tetragonalnych najwyraźniej występują na kryształach sześciowodnego siarczanu strychniny. Z pomiędzy połączeń nieorganicznych, krystalizujących się w rodzaju omawianym, najlepiej znamy kryształy sześciowodnego siarczanu nikłowego. Pomiędzy minerałami niema ani jednego przykładu tego rodzaju.

| Podział form na formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju trapezodrów tetragonalnych $s(4'2'2')$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} hkl \\ hko \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} h0l \\ 100 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} hhl \\ 110 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Trapezodry tetragonalne $8\Pi_1$ | Dwupiramidy tetragonalne drugie $8\Pi_1$ | Dwupiramidy tetragonalne pierwsze $8\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy dwutetragonalne $8\Pi_1$ | Słup tetragonalny drugi $4\Pi_2$ | Słup tetragonalny pierwszy $4\Pi_2$ |

| s(4'2'2). Rodzaj trapezoedrów tetragonalnych. $0P, 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, 0C$. | | |
|---|-------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Trapezoedry tetragonalne prawe | $\{khl\}$ | $8I_1$ |
| „ „ lewe | $\{hkl\}$ | $8I_1$ |
| Dwupiramidy tetragonalne drugie | $\{hol\}$ | $8I_1$ |
| „ „ pierwsze | $\{hhl\}$ | $8I_1$ |
| Śłupy dwutetragonalne | $\{hko\}$ | $8I_1$ |
| Śłup tetragonalny drugi | $\{100\}$ | $4I_2$ |
| „ „ pierwszy | $\{110\}$ | $4I_2$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{001\}$ | $2I_4$ |

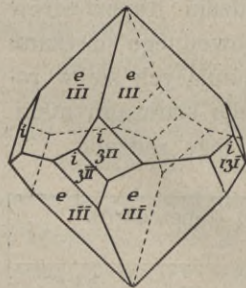
§ 204. Trójkloroocian jednopotasowy: $CCl_3 \cdot COOK \cdot CCl_3 \cdot COOH$;
 $a : c = 1 : 0,7808$. $e\{111\}$ $i\{311\}$ Rys. 392.

Połączenie dwupiramidy pierwszej $e\{111\}$ z trapezoedrem lewym $i\{311\}$.
 Jedyny przykład ścian trapezoedru tetragonalnego. Wszystkie inne ciała, kry-
 stalizujące się w rodzaju trapezoedrów tetragonalnych, są to połączenia róż-
 nych dwupiramid i słupów.

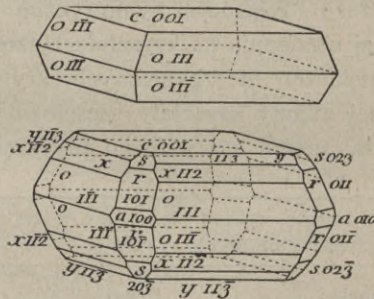
Łupliwości niema. Dwójłomność duża dodatnia. Skręcenia optycznego nie
 stwierdzono.

§ 205. Sześciowodny siarczan niklawy: $NiSO_4 \cdot 6HO$; $a : c = 1 :$
 $1,9119$; (Scacchi).

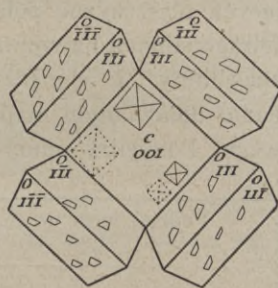
$a\{100\}$ $r\{101\}$ $s\{203\}$ $c\{001\}$ $y\{113\}$ $x\{112\}$ $o\{111\}$ Rys. 393—395.



Rys. 392.



Rys. 393, 394.



Rys. 395.

Najczęściej kryształy soli omawianej są połączeniem dwupiramidy jed-
 nostkowej pierwszej $o\{111\}$ z dwuścianem podstawowym $c\{001\}$ rys. 393.
 Często do form tych dołącza się piramida pierwsza $x\{112\}$. Z dużych obje-

tości roztworu mało przesyconego, gdy krystalizacja przebiega wolno w temperaturze niskiej, powstają kryształy rys. 394.

Rys. 395 przedstawia rozwinięte na płaszczyźnie (001) ściany dwupiramidy $o\{111\}$ i $c\{001\}$ oraz figury wytrawione na tych ścianach. Figury na $\{111\}$ dowodzą istnienia bocznych osi przystawania dwukrotnego. Figury na ścianie podstawowej mają postać wgłębień kwadratowych, których krawędzie z krawędziami kryształu $[(001):(111)]$ tworzą kąt około 4° na prawo lub na lewo, a więc dowodem to jest, że krawędź osiowa OZ jest tu osią przystawania czterokrotnego i że kryształy są prawe lub lewe t. j. niemające bocznych płaszczyzn odbicia. Figury nakreślone linjami ciągłymi należą do ściany (001) , nakreślone linjami przerywanymi leżą na $(00\bar{1})$.

Łupliwość równoległa do $\{001\}$.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,5109$, $\varepsilon = 1,4873$.

§ 206. Sześciowodny siarczan strychniny: $C_{21}H_{22}N_2O_2 \cdot H_2SO_4 \cdot 6H_2O$; $a:c = 1:3,312$; (Des Cloizeaux).

Kryształy tego związku zazwyczaj są połączeniem dwupiramidy tetragonalnej z dwuścianem podstawowym. Są one doskonale łupliwe równoległe do dwuścianu podstawowego. Na płaszczyznach odłupanych krótkotrwale działanie rozcieńczonego wodnego roztworu chlorowodoru wywołuje widzialne przez mikroskop delikatne kreskowanie prostokątne, tworzące z krawędziami $[(001)/(111)]$ kąt od $14^\circ 30'$ do $17^\circ 30'$. Kreskowanie to jest dowodem istnienia osi przystawania czterokrotnego, prostopadłej do dwuścianu podstawowego, oraz dowodem braku bocznych płaszczyzn odbicia. Nieobecność głównej płaszczyzny odbicia wynika ze stosunku figur wytrawionych na górnej i na dolnej ścianie dwuścianu podstawowego. Na rys. 396 jedno z nich nakreślone są linjami ciągłymi, drugie przerywanymi. Jak widzimy jedno są odwrócone od drugich.



Rys. 396.

Skreślenie płaszczyzny polaryzacji światła czerwonego w lewo 9° na jeden milimetr płytki.

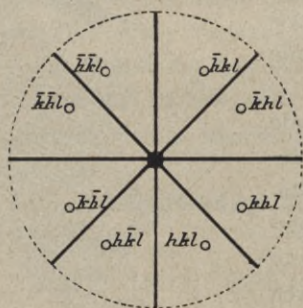
14. Rodzaj piramid dwutetragonalnych. Kryształy piramidowo dytetragonalne. $s(4) \equiv 2P', 2P'', 1^pL_4, 0C \equiv 8\Pi_1\left\{\begin{smallmatrix} hkl \\ h\bar{k}l \end{smallmatrix}\right\}, 4\Pi_{1 \times 2}\left\{\begin{smallmatrix} h\bar{0}l \\ hhl \end{smallmatrix}\right\}\left\{\begin{smallmatrix} 100 \\ 110 \end{smallmatrix}\right\}, 1\Pi_{4 \times 2}\left\{\begin{smallmatrix} 001 \\ 00\bar{1} \end{smallmatrix}\right\}$.

§ 207. Własności ogólne rodzaju piramid dwutetragonalnych. Powtórzenie się kalejdoskopowe dwu płaszczyzn odbicia, przecinających się pod kątem 45° , tworzy główną polarną oś pL_4 przystawania czterokrotnego i cztery boczne płaszczyzny odbicia jednoznaczne co druga, t. j. dwie i dwie: $2P'$ i $2P''$, rys. 397. Podział kuli na wycinki równe podaje rys. 398. Wszystkie wycinki półkuli górnej są sobie równe; tak samo równe są wycinki półkuli dolnej. Wycinki jednej półkuli są nierówne wycinkom półkuli drugiej.

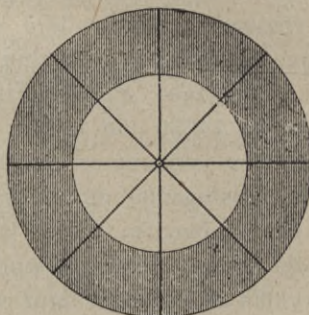
Na krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego obieramy główną oś przystawania i ślady na (001) dwu równych, t. j. do siebie prostopadłych, płaszczyzn bocznych odbicia.

Ściana (hkl) powtórzona symetrycznie daje piramidę dwutetragonalną górną $\{hkl\}$; $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ daje takąż piramidę dolną $\{\bar{h}\bar{k}\bar{l}\}$. Piramidy dwutetragonalne, jako formy ogólne, mają ściany jednokierunkowe $8\Pi_1$. Ośmiościenne również są tu słupy dwutetragonalne, a ściany ich są również jednokierunkowe $8\Pi_1$, $\{hkl\}$ jako symetryczne powtórzenia biegunów założonych na obwodzie koła, który tu jest tylko geometrycznym przekrojem powierzchni kuli projekcyjnej płaszczyzn rzutu stereograficznego.

Biegun założony na płaszczyźnie odbicia powtarza się symetrycznie tylko trzy razy, co 90° , co razem daje formę czworościenną o ścianach jednodzielniedwukierunkowych $4\Pi_{1 \times 2}$. Oczywiście, że jeżeli ściany tych form przecinają oś główną, to są one ścianami piramid tetragonalnych górnych lub dolnych drugich, gdy ślady ich ścian obieramy na krawędzi osiowe OX_1 i OX_2 . Formy te zaś są pierwsze jeżeli jednej z ich pasa nadaliśmy znak $\{111\}$ t. j. obraliśmy ją na jednostkową. Gdy ściany formy czworościennej są równoległe do pL_4 , wtedy jest to słupek tetragonalny drugi $\{100\}$ lub pierwszy $\{110\}$.



Rys. 397.



Rys. 398.

Nakoniec możliwy jest w tym rodzaju jeszcze pedjon górny (001) i pedjon dolny $(00\bar{1})$ czwórdzielnieośmiokierunkowe $1\Pi_{4 \times 2}$ jako prostopadłe do czterech płaszczyzn odbicia.

A zatem w rodzaju piramid dwutetragonalnych $s(4)$ formy są geometrycznie pięciu rodzajów: ośmiościenne piramidy dwutetragonalne, ośmiościenne słupy dwutetragonalne, czworościenne piramidy tetragonalne, czworościenne słupy tetragonalne, i jednościenne pedjon górny lub dolny. Fizycznie są one trzech rodzajów: ośmiościenne jednokierunkowe $8\Pi_1$ piramidy i słupy dwutetragonalne, czworościenne jednodzielniedwukierunkowe $4\Pi_{1 \times 2}$ piramidy i słupy tetragonalne, jednościenne czwórdzielnieośmiokierunkowe $1\Pi_{4 \times 2}$ pedjony.

Kryształy bliźniące są możliwe według podstawy (001) i według wszelkich innych ścian z wyjątkiem (100) i (110) jako bocznych płaszczyzn odbicia.

Z własności fizycznych najcharakterystyczniejszą tego rodzaju kryształów własnością jest piroelektryczność na biegunach osi głównej.

Rodzaj rzadki. Niewątpliwych i dokładnie stwierdzonych przykładów rodzaju piramid dwutetragonalnych znamy zaledwie dwa. Są to kryształy jodoimidu kwasu bursztynowego i dwubenzylsulfinochlorku złotowego.

| Podział form na formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju piramid dwutetragonalnych $s(4)$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} hkl \\ h\bar{k}0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} h0l \\ 100 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} hhl \\ 110 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Piramidy dwutetragonalne $8I_1$ | Piramidy tetragonalne drugie $4II_{1 \times 2}$ | Piramidy tetragonalne pierwsze $4II_{1 \times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwutetragonalne $8I_1$ | Słup tetragonalny drugi $4II_{1 \times 2}$ | Słup tetragonalny pierwszy $4II_{1 \times 2}$ |

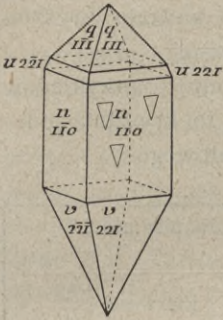
| $s(4)$. Rodzaj piramid dwutetragonalnych. $2P', 2P'', 1^pL_4, 0C$. | | |
|--|-----------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Piramidy dwutetragonalne górne | $\{hkl\}$ | $8I_1$ |
| " " dolne | $\{h\bar{k}l\}$ | $8I_1$ |
| Słupy dwutetragonalne | $\{hk0\}$ | $8I_1$ |
| Piramidy tetragonalne drugie górne | $\{h0l\}$ | $4II_{1 \times 2}$ |
| " " " dolne | $\{h0\bar{l}\}$ | $4II_{1 \times 2}$ |
| " " pierwsze górne | $\{hhl\}$ | $4II_{1 \times 2}$ |
| " " " dolne | $\{hh\bar{l}\}$ | $4II_{1 \times 2}$ |
| Słup tetragonalny drugi | $\{100\}$ | $4II_{1 \times 2}$ |
| " " pierwszy | $\{110\}$ | $4II_{1 \times 2}$ |
| Jednościan górny | $\{001\}$ | $1II_{4 \times 2}$ |
| " dolny | $\{00\bar{1}\}$ | $1II_{4 \times 2}$ |

§ 208. Jodoimid bursztynowy: $CH_2.CO.NJ.OC.CH_2$; $a:c = 1:0,8733$; (Groth).

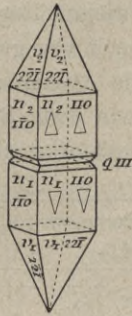
$$q\{111\} \quad u\{221\} \quad n\{110\} \quad v\{22\bar{1}\} \quad \text{Rys. 399.}$$

Kryształy pojedyncze lub bliźnięce, będące połączeniem słupa z piramidami tego samego pasa. Nadajemy wszystkim tym formom znaczenie form pierwszych.

Płaszczyzna bliźnięca (001) . Rys. 400.



Rys. 399.



Rys. 400.

Figury wytrawione na ścianach słupa dowodzą istnienia bocznych płaszczyzn odbicia i nieobecności głównej płaszczyzny odbicia. Zgadza się z tem wyraźna piroelektryczność, występująca na biegunach OZ . Biegun górny na rys. 399 jest to biegun antylogiczny. Dwojaki rys. 400 na obu końcach mają biegun analogiczny, a na płaszczyźnie bliźnięcej, t. j. po środku, mają one biegun antylogiczny. Łupliwość równoległa do ścian piramidy $\{111\}$.

15. Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych. Kryształy bipiramidalnie dytetragonalne. $s(422) \equiv 1P, 2P', 2P'', 1L_4, 2L'_2, 2L''_2, C \equiv 16\Pi_1\{hkl\}, 8\Pi_{1 \times 2}\{hko\}, 4\Pi_{2 \times 2}\{100\}, 2\Pi_{4 \times 2}\{001\}$.

§ 209. Własności ogólne rodzaju dwupiramid dwutetragonalnych.

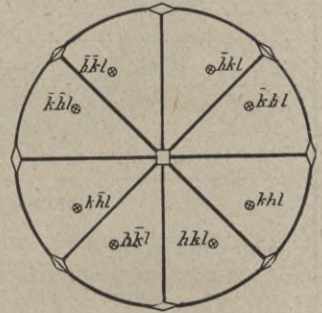
Trójkąt sferyczny płaszczyzn odbicia $s(422)$, gdy powtarza się kalejdoskopowo, dzieli kulę na szesnaście równych wycinków. Z tego powtórzenia $s(422)$ powstaje płaszczyzna odbicia główna P i prostopadłe do niej dwie i dwie płaszczyzny odbicia boczne, $2P'$ i $2P''$, a co zatem idzie, jedna oś główna przystawiania czterokrotnego obustronna L_4 , prostopadłe do niej dwie i dwie boczne osi przystawiania dwukrotnego, $2L'_2, 2L''_2$, i środek równości odwróconej C .

Biegun dowolny $\{hkl\}$ powtórzony symetrycznie daje dwupiramidę dwutetragonalną $\{hkl\}$ o szesnastu ścianach jednokierunkowych $16\Pi_1$. Rys. 401.

Jako formy szczegółowe możliwe są w tym rodzaju dwupiramidy tetragonalne drugie $\{h0l\}$ i dwupiramidy tetragonalne pierwsze $\{hhl\}$, formy ośmiościenne, których ściany, jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia bocznej, są jednodzielnie-dwukierunkowe $8\Pi_{1 \times 2}$.

Słupy, t. j. formy o ścianach równoległych do osi głównej, możliwe są tu trojaki: słupy dwutetragonalne $\{hko\}$ o ośmiu ścianach jednodzielnie-dwukierunkowych $8\Pi_{1 \times 2}$, jako prostopadłych do głównej płaszczyzny odbicia, oraz słup tetragonalny drugi $\{100\}$ i słup tetragonalny pierwszy $\{110\}$, których ściany, jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia, do głównej i do jednej bocznej, są dwudzielnieczwórkierunkowe $4\Pi_{2 \times 2}$.

Zakładając biegun $\{001\}$, otrzymujemy, jako możliwą w tym rodzaju formę, dwuścian podstawowy $\{001\}$ o dwu ścianach czwórdzielnieośmiokierunkowych $2\Pi_{4 \times 2}$ ponieważ są one prostopadłe do czterech bocznych płaszczyzn odbicia.



Rys. 401.

Formy drugie i pierwsze nie różnią się fizycznie, a więc podział ich jest wynikiem obioru krawędzi osiowych OX_1 i OX_2 .

Kryształy rodzaju dwupiramid dwutetragonalnych, jako holosymetryczne typu trójcyfrowego, są fizycznym odpowiednikiem jednego z tych skojarzeń symetrycznych, w których wszystkie płaszczyzny zwierciadlane są płaszczyznami odbicia, a więc są one geometrycznie symetryczne w tym samym stopniu i sposobie co fizycznie. Jak wyrażamy się czasami, ich symetria geometryczna, t. j. pozorna, zgadza się z istotną ich symetrycznością t. j. z fizyczną. Jest to właśnie wynik pojęcia holosymetrii trójwyrazowej, że każdy jej wielościan jest wyrazem geometrycznym panującej w nim symetryczności fizycznej.

Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych $s(422)$ nie należy do najrzadszych ale i nie do najpospolitszych. Ciał w nim się krystalizujących znamy kilkadziesiąt.

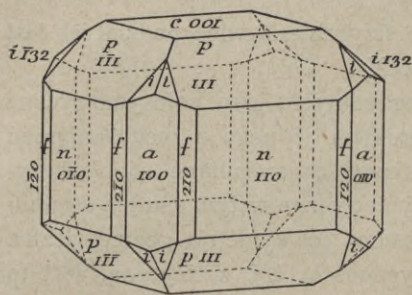
| Podział form trzecich, drugich i pierwszych w rodzaju dwupiramid dwutetragonalnych $s(422)$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} hkl \\ hk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} h0l \\ 100 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} hhl \\ 110 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Dwupiramidy dwutetragonalne $16\Pi_1$ | Dwupiramidy tetragonalne drugie $8\Pi_{1 \times 2}$ | Dwupiramidy tetragonalne pierwsze $8\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwutetragonalne $8\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetragonalny drugi $4\Pi_{2 \times 2}$ | Słup tetragonalny pierwszy $4\Pi_{2 \times 2}$ |

| $s(422)$. Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych. $1P, 2P', 2P'', 1L_4, 2L_2', 2L_2'', C$. | | |
|---|-------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwupiramidy dwutetragonalne | $\{hkl\}$ | $16\Pi_1$ |
| „ tetragonalne drugie | $\{h0l\}$ | $8\Pi_{1 \times 2}$ |
| „ „ pierwsze | $\{hhl\}$ | $8\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupy dwutetragonalne | $\{hk0\}$ | $8\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słup tetragonalny drugi | $\{100\}$ | $4\Pi_{2 \times 2}$ |
| „ „ pierwszy | $\{110\}$ | $4\Pi_{2 \times 2}$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{001\}$ | $2\Pi_{4 \times 2}$ |

§ 210. **Minerał wezuwjan:** $HCa_2AlSi_2O_8$; $a:c = 1:0,5372$; (Zefarovich).

$c\{001\}$ $a\{100\}$ $n\{110\}$ $f\{210\}$ $p\{111\}$ $i\{312\}$ Rys. 402.

Kryształy wezuwjanu znamy w połączeniach i pokrojach bardzo wielorakich. Z nich wybraliśmy tu rys. 402, aby uwydatnić stosunek form dwu-



Rys. 402.

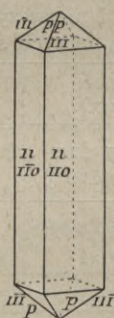
tetragonalnych i tetragonalnych w ich połączeniach krystalograficznych.

Obraz interferencyjny osi optycznej często ujawnia zakłócenia, lub nawet bywa dwuosiowy, przyczem kąt osi optycznych dochodzi do 62° , co dowodzi, że wezuwjan jest naśladowczy, przypuszczalnie jednooskośny.

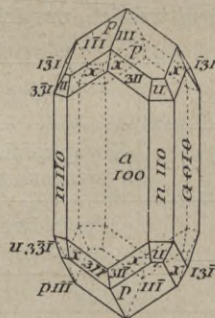
§ 211. Mineral cyrkon: $ZrSiO_4$; $a : c = 1 : 0,6404$; (Kupfer).

$p\{111\}$ $n\{110\}$ $a\{100\}$ $u\{331\}$ $x\{311\}$ Rys. 403—408.

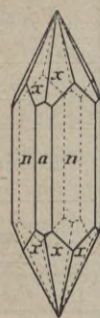
Najpospoliej ograniczony jest ścianami słupa i dwupiramidy tego samego rzędu, a więc nadano im znaki $\{110\}$ i $\{111\}$ rys. 403. Ale nie są też rzadkie połączenia słupa drugiego z dwupiramidą pierwszą. Krawędzie takiego połączenia często są stępione ścianami słupa pierwszego oraz jednej z dwupiramid pierwszych i jednej z dwupiramid dwutetragonalnych, najczęściej $u\{331\}$ i $x\{311\}$ rys. 404. Znany też kryształy cyrkonu bez dwupiramid pierwszych, jak rys. 405. Dwojaki według (111) rys. 406, według (101) rys. 407 i według (221) rys. 408. Figury wytrawione na ścianach jednostkowej dwupiramidy pierwszej są kształtu trójkątów równoramiennych lub trapezów jednodzielniedwukierunkowych. Na ścianach słupów $\{100\}$ i $\{110\}$ figury wytrawione są dwudzielnieczwórkierunkowymi sześciobokami.



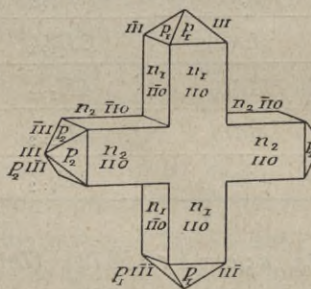
Rys. 403.



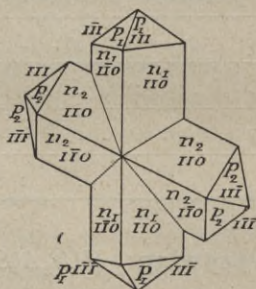
Rys. 404.



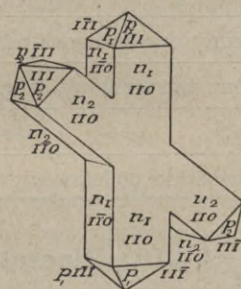
Rys. 405.



Rys. 406.



Rys. 407.

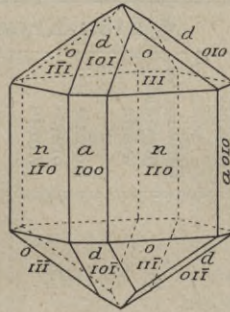


Rys. 408.

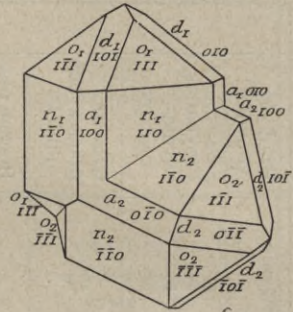
§ 212. Dwutlenek cyny. Mineral kasyteryt: SnO_2 ; $a : c = 1 : 0,6724$; (Miller).

$a\{100\}$ $n\{110\}$ $o\{111\}$ $d\{101\}$ Rys. 409.

Bardzo charakterystyczne kryształy tetragonalne, będące najczęściej połączeniem obu słupów tetragonalnych z dwupiramidami $\{111\}$ i $\{101\}$ rys. 409. Pospolite są dwojaki, których płaszczyzną bliźniącą jest $\{101\}$ rys. 410. Łupliwość zachodzi równoległe do $\{110\}$ i do $\{100\}$. Optycznie dodatny: $\omega = 1,9966$, $\varepsilon = 2,0934$.



Rys. 409.



Rys. 410.

§ 213. Dwutlenek ty-

tanu o gęstości = 4,25. Minerale rutil: TiO_2 ; $a:c = 1:0,6442$; (Miller).

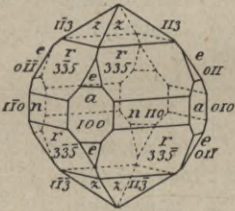
Kryształy, zarówno pojedyncze jak bliźnięce, takie same jak kasyterytu. Łupliwość również przebiega tak samo: równoległe do ścian $\{110\}$ i do $\{100\}$.

Optycznie dodatny: $\omega = 2,6158$, $\varepsilon = 2,9029$.

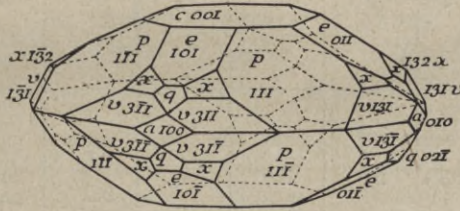
§ 214. Dwutlenek tytanu o gęstości = 3,85. Minerale anatazy: TiO_2 ; $a:c = 1:1,7771$; (Miller).

$c\{001\}$ $a\{100\}$ $n\{110\}$ $e\{101\}$ $p\{111\}$ Rys. 411, 412.
 $z\{11\bar{3}\}$ $r\{3\bar{3}5\}$ $q\{201\}$ $x\{312\}$ $v\{311\}$

Rys. 411 przedstawia pospolity pokrój tego minerału. Jest to połączenie słupa pierwszego i drugiego, oraz dwupiramidy drugiej $e\{101\}$ z dwiema piramidami pierwszymi. Na rys. 412 mamy rzadziej zdarzający się pokrój ana-



Rys. 411.



Rys. 412.

tazu. W nim widzimy dwuścian podstawowy $c\{001\}$, z dwupiramid pierwszymi tylko jednostkową $\{111\}$, z dwupiramid drugich $e\{101\}$ i $q\{201\}$ oraz dwie dwupiramidy dwutetragonalne $v\{311\}$ i $x\{312\}$.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do $\{111\}$ a także do $\{001\}$.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 2,5618$, $\varepsilon = 2,4886$.

Anatazy poddany działaniu temperatury wysokiej przeobraża się w brukit (§ 176 str. 210), a brukit w rutil w temperaturach jaknajwyższych. Wszystkie te trzy polimorfony bezwodnika tytanowego otrzymano sztucznie. Anatazy kryształizuje się w temperaturze około $+550^\circ C$, brukit pomiędzy $+770^\circ C$ a $+930^\circ C$, rutil ponad $+1000^\circ C$.

§ 215. Kryształy tetragonalne: $a : a : c$;

| Rząd osi głównej | Przypadek symetryczny | Główna płaszczyzna odbicia | Boczne płaszczyzny odbicia | Główna oś przystawiania | Boczne osi przystawiania | Środek równości odwróconej | Nazwa rodzaju krystalograficznego | Formy | |
|---|-----------------------|----------------------------|----------------------------|-------------------------|--------------------------|----------------------------|-------------------------------------|--|--|
| | | | | | | | | Trzecie | |
| | | | | | | | | hkl | |
| Oś główna przystawiania dwukrotnego | $s(4''2''2'')$ | $0P$ | $0P$ | L_2 | $0L$ | $0C$ | Rodzaj dwusfenoidów tetragonalnych | Dwusfenoidy tetragonalne trzecie $4II_1$ | |
| | $s(4'2'2)$ | $0P$ | $2P''$ | L_2 | $2L'_2$ | $0C$ | Rodzaj skalenoedrów tetragonalnych | Skalenoedry tetragonalne $8II_1$ | |
| Oś główna przystawiania czterokrotnego. | $s(4')$ | $0P$ | $0P$ | pL_4 | $0L$ | $0C$ | Rodzaj piramid tetragonalnych | Piramidy tetragonalne trzecie $4II_1$ | |
| | $s(42'2')$ | P | $0P$ | L_4 | $0L$ | C | Rodzaj dwupiramid tetragonalnych | Dwupiramidy tetragonalne trzecie $8II_1$ | |
| | $s(4'2'2')$ | $0P$ | $0P$ | L_4 | $2L'_2$
$2L''_2$ | $0C$ | Rodzaj trapezoedrów tetragonalnych | Trapezoedry tetragonalne $8II_1$ | |
| | $s(4)$ | $0P$ | $2P'$
$2P''$ | pL_4 | $0L$ | $0C$ | Rodzaj piramid dwutetragonalnych | Piramidy dwutetragonalne $8II_1$ | |
| | $s(422)$ | P | $2P'$
$2P''$ | L_4 | $2L'_2$
$2L''_2$ | C | Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych | Dwupiramidy dwutetragonalne $16II_1$ | |

$a = \beta = \gamma = 90^\circ$. Przegląd i porównanie form.

| piramidowe | | Formy słupowe | | | Formy podstawowe | Tetragonal.
i dwute-
tragonal. |
|---|---|--|--|---|---|---|
| Drugie | Pierwsze | Trzecie | Drugie | Pierwsze | 001 | |
| <i>h0l</i> | <i>hhl</i> | <i>hk0</i> | <i>100</i> | <i>110</i> | | |
| Dwusfeno-
idy tetra-
gonalne
drugie
$4\Pi_1$ | Dwusfeno-
idy tetra-
gonalne
pierwsze
$4\Pi_1$ | Słupy
tetrago-
nalne
trzecie
$4\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_1$ | Dwuścian
podsta-
wowy
$2\Pi_2$ | Rodzaje tetartosymetryczne i hemisymetryczne nazywane tetragonalnymi. |
| Dwupira-
midy tetra-
gonalne
$8\Pi_1$ | Dwusfeno-
idy tetra-
gonalne
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy
dwutetra-
gonalne
$8\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_2$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Dwuścian
podsta-
wowy
$2\Pi_{2 \times 2}$ | |
| Piramidy
tetrago-
nalne
drugie
$4\Pi_1$ | Piramidy
tetrago-
nalne
pierwsze
$4\Pi_1$ | Słupy
tetrago-
nalne
trzecie
$4\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_1$ | Jedno-
ściany pod-
stawowe
$1\Pi_4$ | |
| Dwupira-
midy tetra-
gonalne
drugie
$8\Pi_1^*$ | Dwupira-
midy tetra-
gonalne
pierwsze
$8\Pi_1$ | Słupy
tetrago-
nalne
trzecie
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Dwuścian
podsta-
wowy
$2\Pi_4$ | |
| Dwupira-
midy tetra-
gonalne
drugie
$8\Pi_1$ | Dwupira-
midy tetra-
gonalne
pierwsze
$8\Pi_1$ | Słupy
dwutetra-
gonalne
$8\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_2$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_2$ | Dwuścian
podsta-
wowy
$2\Pi_4$ | |
| Piramidy
tetrago-
nalne
drugie
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Piramidy
tetrago-
nalne
pierwsze
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy
dwutetra-
gonalne
$8\Pi_1$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_{1 \times 2}$ | Jedno-
ściany pod-
stawowe
$1\Pi_{4 \times 2}$ | |
| Dwupira-
midy tetra-
gonalne
drugie
$8\Pi_{1 \times 2}$ | Dwupira-
midy tetra-
gonalne
pierwsze
$8\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy
dwutetra-
gonalne
$8\Pi_{1 \times 2}$ | Słup tetra-
gonalny
drugi
$4\Pi_{2 \times 2}$ | Słup tetra-
gonalny
pierwszy
$4\Pi_{2 \times 2}$ | Dwuścian
podsta-
wowy
$2\Pi_{4 \times 2}$ | Rodzaje holosymetryczne nazywane dwutetragonalnymi. |

V. Kryształy trygonalne i heksagonalne.

| | | | | | | |
|---|-------------------------------|----------|-------------|------------|----------------|----------------|
| $s(1)$ | $s(1')$ Kryształy trójskośne. | | | | | |
| Kryształy jednoskośne. | | | | | | |
| $s(2)$ | $s(2')$ | $s(222)$ | $s(2'2'2')$ | $s(2'2'2)$ | $s(2''2''2'')$ | |
| Kryształy rombowe. | | | | | | |
| $s(4)$ | $s(4')$ | $s(422)$ | $s(4'2'2')$ | $s(4'2'2)$ | $s(42'2')$ | $s(4''2''2'')$ |
| Kryształy tetragonalne. | | | | | | |
| $s(3)$ | $s(3')$ | $s(322)$ | $s(3'2'2')$ | $s(32'2')$ | | |
| $s(6)$ | $s(6')$ | $s(622)$ | $s(6'2'2')$ | $s(6'2'2)$ | $s(62'2')$ | $s(6''2''2'')$ |
| Kryształy trygonalne i heksagonalne. | | | | | | |
| $s(323)$ $s(3'2'3')$ | | | | | | |
| $s(423)$ $s(4'2'3')$ $s(4'2'3)$ | | | | | | |

§ 216. Własności ogólne kryształów trygonalnych i heksagonalnych*). Typy symetryczności $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$, są wynikiem skojarzenia pod kątem 60° lub 30° dwu płaszczyzn zwierciadlanych, nieprzeciętych, w typach $\sigma[3]$ i $\sigma[6]$, lub przeciętych, w typach $\sigma[322]$ i $\sigma[622]$, trzecią płaszczyzną zwierciadlaną do nich prostopadłą. Wszystkim więc kryształom, których symetryczność należy do jednego z tych typów, właściwa jest jedna oś główna przystawania trzykrotnego lub sześciokrotnego. Innymi słowy, na płaszczyźnie głównej co 120° w kryształach tych są trzy kierunki równe. Ten charakter symetryczności pociąga za sobą obiór heksagonalnego czworościanu jednostkowego, t. j. czworościanu o dwu bocznych krawędziach osiowych równych, które tworzą kąt 60° i o trzeciej głównej im nierównej, do nich prostopadłej. Ale wobec tego, że każdemu kierunkowi na płaszczyźnie głównej są równe jeszcze dwa, więc dwu równym, t. j. bocznym, krawędziom osiowym czworościanu jednostkowego jest równy jeszcze trzeci kierunek, leżący na płaszczyźnie głównej. To powoduje, że w oznaczeniu ścian i w opisie kryształów trygonalnych i heksagonalnych używamy trzech równych krawędzi osiowych bocznych leżących na płaszczyźnie głównej co 60° i czwartej im nie równej do nich prostopadłej oraz czterocyfrowych znaków ścian $(ihkl)$, gdzie $h < i < k$. Kolej krawędzi osiowych i liczb w znaku $(ihkl)$ jest następująca.

*) $\tau\omicron\lambda\omega\nu\sigma$ = trójkątny, $\tau\epsilon\tau\rho\acute{\alpha}\lambda\omega\nu\sigma$ = czworokątny, $\epsilon\acute{\xi}\acute{\alpha}\lambda\omega\nu\sigma$ = sześciokątny.

Widz patrzy na kryształ w kierunku strzałki A na rys. 413. Osi numerujemy w kierunku ruchu wskazówki zegara, mianując pierwszą tę, która jest najbliższa widza od lewej jego strony, zarazem zwrot jej skierowany w stronę lewą widza uznajemy za dodatny. Promienie osi mianujemy dodatnio i odjemnie naprzemianlegle, zgodnie ze zjawiskami fizycznymi, które zachodzą na płaszczyźnie głównej kryształów trygonalnych, tak jak na rys. 413. Liczby w znaku $(ihkl)$ podajemy w kolei numerów krawędzi osiowych z odpowiednimi do ich zwrotów znakami „więcej“ i „mniej“.

W znaku $(ihkl)$ liczba czwarta l odnosi się do krawędzi osiowej OZ , a więc jest niezależna od liczb, ściągających się do krawędzi osiowych bocznych, podobnie jak w kryształach tetragonalnych. We wszystkich bowiem typach symetryczności $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$, ślad ściany na płaszczyźnie głównej jest ten sam bez względu na to, czy jest to ściana formy słupowej, gdy $l=0$, czy też piramidowej, t. j. kiedy $l \neq 0$. Co zaś do trzech liczb odnoszących się do bocznych krawędzi osiowych, to dwie z nich są niezależne od siebie, a trzecia jest ich wynikiem, jak to wyjaśnia rys. 413 i rozumowanie następujące.

Płaszczyzna rysunku niech będzie płaszczyzną główną kryształu trygonalnego lub heksagonalnego. Proste OX_1 , OX_2 , OX_3 niech będą to trzy krawędzi osiowe, leżące na tej płaszczyźnie, a OJ , OH , OK niech będą to odcinki, odcięte od krawędzi osiowych jakąś płaszczyzną, przecinającą wszystkie trzy krawędzi osiowe, czyli prosta JH niech będzie śladem jakiejś dowolnej ściany kryształu. Oczywiście, z pomiędzy trzech odcinków OJ , OH , OK , wielkość dwu możemy zmieniać dowolnie, wielkość trzeciego zmienia się zależnie od zmiany wielkości dwu pozostałych.

Przeprowadźmy prostą MK równoległą do OH . Proste OJ , OH , OK tworzą kąt 60° , więc jeżeli MK jest równoległa do OH , to odcinki OK , OM i MK są równe.

Trójkąty OJH i MJK są podobne, bo mają spólny kąt OJH i równoległe podstawy OH i MK , a więc długości boków ich są proporcjonalne:

$$OH : MK = OJ : MJ \text{ albo } OH : MK = OJ : (OJ - OM).$$

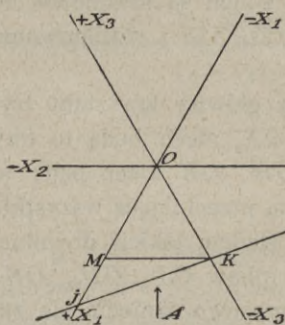
Jeżeli oznaczymy $OK = MK = OM = a$, $OJ = na$, $OH = xa$, to, wstawiając te wartości do proporcji podanej przed chwilą, otrzymujemy, że $x = n : (n - 1)$.

A więc, jeżeli jakaś ściana kryształu trygonalnego lub heksagonalnego $(ihkl)$ odcina od krawędzi osiowej OX_3 odcinek jednostkowy, od krawędzi osiowej OX_1 odcinek n , to od krawędzi osiowej OX_2 odcina ona odcinek $n : (n - 1)$, czyli:

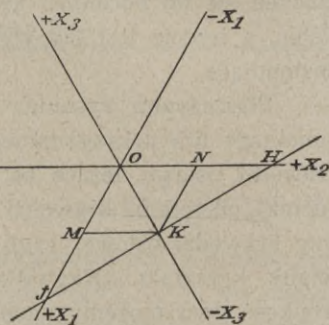
$$OJ : OH : OK = n : \frac{n}{n-1} : 1 \text{ albo } OJ : OH : OK = 1 : \frac{1}{n-1} : \frac{1}{n}.$$

Znając zależność odcinków krawędzi osiowych, możemy podać zależność liczb i , h , k . Mianowicie jeżeli odcinki odcinane ścianą jednostkową nazwiemy OJ_1 , OH_1 , OK_1 , to $\frac{OJ_1}{OJ} : \frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} = i : h : k$. Że zaś wszystkie trzy osi boczne OX_1 , OX_2 , OX_3 , w kryształach omawianych są równe, więc równe są ich odcinki jednostkowe, $OJ_1 = OH_1 = OK_1 = 1$. A ponieważ $OH = \frac{1}{n-1}$ i $OK = \frac{1}{n}$ więc $\frac{OJ_1}{OJ} : \frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} = 1 : (n-1) : n$, to jest $i : h : k = 1 : (n-1) : n$, albo $h = k - i$. A że naprzemianległe promienie osiowe są różnoznaczne, przeto $i + h + k = 0$.

Znak, zatem, ogólny ściany kryształu trygonalnego lub heksagonalnego jest $(ih\bar{k}l)$. W znaku tym $i > h$ oraz liczba stojąca na miejscu pierwszym odnosi się do krawędzi osiowej OX_1 , liczba druga ma się do krawędzi OX_2 , liczba trzecia ściąga się do krawędzi osiowej OX_3 , a liczba czwarta jest niezależna



Rys. 413.



Rys. 414.

od trzech pierwszych i i wyznacza położenie ściany względem głównej krawędzi osiowej OZ . Znak $-$, nad liczbą położony, oznacza, że ściana przecina odjemny promień tej krawędzi osiowej czworościanu jednostkowego, do której liczba się odnosi.

Otrzymaliśmy, że $OJ : OH : OK = 1 : \frac{1}{n-1} : \frac{1}{n}$, oraz, że $i : h : k = 1 : (n-1) : n$, a więc $OJ : OH : OK = \frac{1}{i} : \frac{1}{h} : \frac{1}{k}$. To znaczy, że ściana, której znakiem jest $(ih\bar{k}l)$, odcina od bocznych krawędzi osiowych odcinki mające się jak odwrotności i , h , k , t. j. jak $\frac{1}{i} : \frac{1}{h} : \frac{1}{k}$. Np. ściana, której ślad na płaszczyźnie głównej nakreślono na rys. 413, odcina od krawędzi osiowych odcinki następujące:

$$OJ = 21 \text{ mm} = \frac{1}{2} 42 \text{ mm}$$

$$OH = 42 \text{ mm} = \frac{1}{1} 42 \text{ mm}$$

$$OK = 14 \text{ mm} = \frac{1}{3} 42 \text{ mm}$$

więc jej odcinki $OJ : OH : OK = \frac{1}{2} : 1 : \frac{1}{3}$, a jej znak $(ih\bar{k}l) = (21\bar{3}l)$.

Na boczne krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego obieramy albo trzy równe, t. j. co 60° leżące, boczne osi przystawania, albo normalne trzech równych, t. j. kąty 60° tworzących, bocznych płaszczyzn odbicia, albo trzy ślady, jakie powstają od przecięcia się płaszczyzny głównej ze ścianami formy obranej na jednostkową.

Obranie krawędzi osiowych, a więc i ścian formy jednostkowej, pociąga za sobą podział form na trzecie, drugie i pierwsze.

Formy trzecie są te, których ściany odcinają od trzech bocznych krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego odcinki nierówne, a więc są to formy piramidowe $\{ih\bar{k}l\}$ i słupowe $\{ih\bar{k}0\}$.

Formami drugimi nazywamy te, których normalne ścian leżą na bocznych płaszczyznach osiowych, t. j. w rzucie stereograficznym na OX_1 , OX_2 , OX_3 .

Jeżeli biegun ściany leży na OX , to ślad tej ściany na płaszczyźnie głównej jest do OX prostopadły, a od dwu pozostałych krawędzi osiowych OX ściana ta odcina dwa odcinki równe. Dowiedzimy, że są one dwa razy większe od odcinka, odciętego od tej krawędzi osiowej, do której ślad ściany jest prostopadły. Mianowicie na rys. 414 prosta JKH niech będzie to ślad ściany formy drugiej. Jeżeli JH jest prostopadła do OK , a $\angle JOK = \angle NOK = 60^\circ$, to $\angle OJK = \angle OHJ = 30^\circ$, że zaś $\angle OKM = \angle OKN = 60^\circ$, to $KM = JM$ i $KN = NH$, a że $KM = KO$ więc $OJ = 2OK$ i $OH = 2OK$. Istotnie. Załóżmy $n = 2$, to $n : (n - 1) = 2$, czyli $k = 2i$, $h = i$, a że $h = k - i$ więc $i = 2i - i$ oraz, że $h + k + i = 0$ więc $i + i - 2i = 0$.

Stosunek zatem odcinków, które ślad JKH odcina od OX_1 , OX_2 , OX_3 jest $OJ : OH : OK = 1 : 1 : -\frac{1}{2}$, przeto znak ogólny piramidowych form drugich jest $\{i.i.-2i.l\}$ a znak słupa $\{11\bar{2}0\}$.

Wreszcie formy pierwsze są to te, których ścian ślady na płaszczyźnie głównej są zgodne z OX_1 , OX_2 , OX_3 , czyli innymi słowy są to formy z pasa ściany obranej na jednostkową. Normalne ścian form pierwszych leżą na płaszczyznach, połowiących kąty pomiędzy bocznymi płaszczyznami osiowymi, a bieguny ich w rzucie stereograficznym leżą na dwudzielnych kątów krawędzi osiowych OX_1 , OX_2 , OX_3 . Ślady ich ścian odcinają od dwu krawędzi osiowych OX dwa odcinki równe, a do trzeciej krawędzi osiowej OX są równoległe. Gdy bowiem $n = 1$, to $n : (n - 1) = \infty$ czyli gdy $k = 1$ to $h = 0$ ponieważ $h = k - i$. Więc znak ogólny piramidowych form pierwszych jest $\{i0\bar{i}l\}$, a słupowi pierwszemu przypada znak $\{10\bar{1}0\}$.

Forma podstawowa $\{0001\}$, zależnie od typu symetrycznego w kryształach trygonalnych i heksagonalnych, jest albo pedjonem górnym (0001) lub dolnym ($000\bar{1}$), albo dwuścianem $\{0001\}$.

A zatem w każdym rodzaju symetrycznym rozważymy, jaką formę otrzymamy z powtórzenia symetrycznego biegunów $\{ih\bar{k}l\}$, $\{i.i.2i,l\}$, $\{i0\bar{i}l\}$, $\{ih\bar{k}0\}$, $\{11\bar{2}0\}$, $\{10\bar{1}0\}$ i $\{0001\}$ t. j. podamy trzy formy piramidowe, trze-

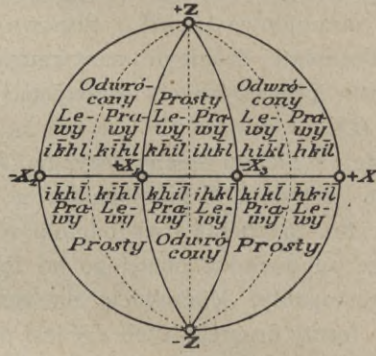
cią, drugą i pierwszą, trzy formy słupowe, trzecią, drugą i pierwszą, oraz formę podstawową.

Krawędzi osiowe boczne OX_1 , OX_2 , OX_3 , z krawędzią główną OZ tworzą trzy płaszczyzny osiowe boczne ZOX_1 , ZOX_2 , ZOX_3 , które, przecinając się z płaszczyzną główną, dzielą przestrzeń na dwanaście dodekantów.

Naprzemianlegle nazwiemy dodekanty prostymi i odwróconymi, przyczem dodekant $OZ\bar{X}_1\bar{X}_3$ nazwiemy prostym, rys. 415 i 416. Płaszczyzny, na których leżą normalne ścian tworzących formy pierwsze, dzielą każdy dodekant



Rys. 415.

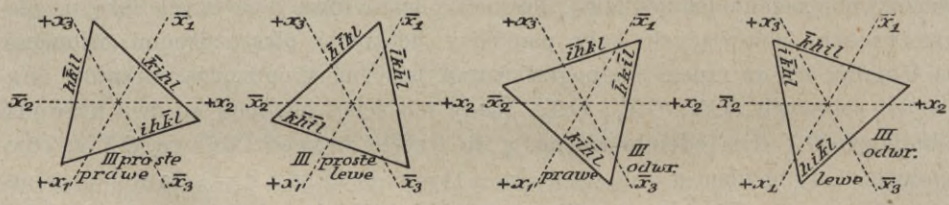


Rys. 416.

na dwa trójkąty -sferyczne $\sigma[622]$, które nazwiemy naprzemianlegle prawymi i lewymi, jak wskazuje rys. 415 i 416. Oczywiście, że bieguny form trzecich $\{ihkl\}$ leżą w polu tych trójkątów.

Z tego podziału wynikają następujące nazwy form, zależne od miejsca biegunów ich ścian.

Formy trzecie trygonalne rys. 417, t. j. takie, w których kierunki równe leżą co 120° , są proste prawe, proste lewe, odwrócone prawe, odwrócone



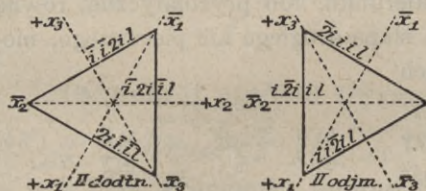
Rys. 417.

lewe, a formy trzecie heksagonalne rys. 421, t. j. formy o kierunkach równych co 60° , są proste i lewe.

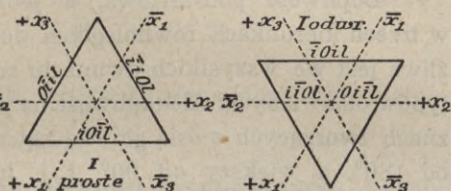
Bieguny ścian form drugich trygonalnych w rzucie stereograficznym leżą albo na dodatnich albo na odjemnych promieniach krawędzi osiowych, są więc albo dodatnie albo odjemne, rys. 418.

Trygonalne formy pierwsze są albo proste albo odwrócone, rys. 419.

Oczywista, że bieguny form heksagonalnych pierwszych, rys. 423, leżą w obu grupach dodekantów, a bieguny heksagonalnych form drugich, rys. 422, leżą na śladach obu promieni bocznych krawędzi osiowych, więc jedno i drugie są tylko jednej kategorii.

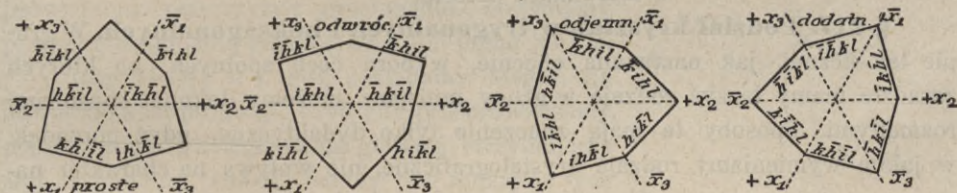


Rys. 418.



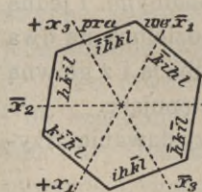
Rys. 419.

Zależnie od typu i od rodzaju symetryczności, przekrój form omawianych płaszczyzną główną jest trygonalny, rys. 417, 418, 419, dwutrygonalny, rys. 420, heksagonalny rys. 421, 422, 423, lub dwuheksagonalny rys. 424, 425, z wyjątkiem dwunastoboku umiarowego, jego bowiem $OX_n : OX = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{3}) = \sqrt{2} \cdot \sin 75^\circ$. W rys. 417—425 $h = 1, i = 2, k = 3$.

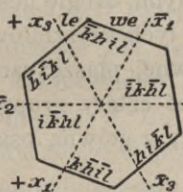


Rys. 420.

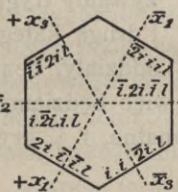
Niewymaga szczególnych dowodów, że kryształy trygonalne i heksagonalne są optycznie jednoosiowe, jak tetragonalne, i że ich oś optyczna jest zgodna z główną osią przystawania. Przypadki symetryczne, których odpowiednikiem może być właściwe skrócenie płaszczyzny polaryzacji, rozpatrzmy w opisie rodzajów.



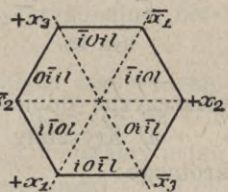
Rys. 421.



Rys. 422.



Rys. 423.



Zjawiska piroelektryczne występują na biegunach osi głównej w typach $\sigma[3]$ i $\sigma[6]$. Jest to zupełnie jasne. Prócz tego w tych kryształach, których rodzaj symetryczności odpowiada przypadkom typów $\sigma[3]$ i $\sigma[322]$, kierunki równoznaczne leżą na płaszczyźnie (0001) co 120° , jak to ilustruje rys. 426.

W tych przeto kryształach zwrotom jednej prostej przypadają znaki przeciwnie. A więc w kryształach tych zmiana temperatury powoduje zjawienie się nabożów elektrycznych na płaszczyźnie (0001) i w pasach do niej prostopadłych naprzemianlegle co 60° .

Łupliwość podstawowa, w jednym kierunku, lub pryzmatyczna, równa w trzech kierunkach równoległych do ścian słupa drugiego lub pierwszego, możliwa jest we wszystkich dwunastu rodzajach typów omawianych. Ale łupliwość na płaszczyznach tworzących z osią główną kąt mniejszy od 180° , a większy od 90° , t. j. łupliwość



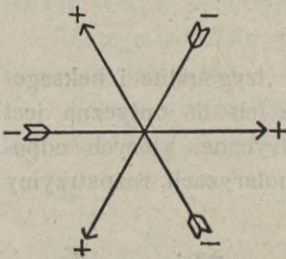
Rys. 424.

zgodna ze ścianami form piramidowych, w kryształach trygonalnych jest równa i symetryczna w trzech kierunkach, a w kryształach heksagonalnych w kierunkach sześciu.



Rys. 425.

§ 217. Podział kryształów trygonalnych i heksagonalnych. W grupie tak licznej, jak omawiana obecnie, wyboru cech wspólnych, na których zasadzie mamy łączyć rodzaje w grupy mniejsze, możemy dokonać sposobami rozmaitymi. Sposoby te mają znaczenie tylko dydaktyczne, gdyż porządek, w jakim wymieniamy rodzaje krystalograficzne, nie wpływa na charakter naukowego ich przedstawienia. Pozostaniemy więc przy



Rys. 426.

tym sposobie klasyfikacji, jakiego używaliśmy w opisie kryształów tetragonalnych. Kryształom, których rodzaje symetryczności odpowiadają przypadkom symetrycznym, należącym do typów $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$, $\sigma[622]$, właściwa jest oś główna przystawiania albo trzykrotnego, albo sześciokrotnego. Pierwsze nazywamy trygonalnymi, drugie heksagonalnymi. I jedną i drugą kategorię tych kryształów podzielimy na dwa oddziały, bez głównej płaszczyzny odbicia i z główną

płaszczyzną odbicia. A więc będziemy mieć cztery grupy następujące.

a) Kryształy trygonalne, t. j. kryształy z główną osią przystawiania trzykrotnego:

- a) kryształy trygonalne bez głównej płaszczyzny odbicia,
- β) kryształy trygonalne z główną płaszczyzną odbicia.

b) Kryształy heksagonalne, t. j. kryształy z główną osią przystawiania sześciokrotnego:

- a) kryształy heksagonalne bez głównej płaszczyzny odbicia,
- β) kryształy heksagonalne z główną płaszczyzną odbicia.

a) Kryształy trygonalne t. j. kryształy z główną osią przystawania trzykrotnego: $s(3')$, $s(3'2'2')$, $s(3)$, $s(6''2''2'')$, $s(6'2'2)$, $s(32'2')$, $s(322)$.

a) Kryształy trygonalne bez głównej płaszczyzny odbicia: $s(3')$, $s(3'2'2')$, $s(3)$, $s(6''2''2'')$, $s(6'2'2)$.

16. Rodzaj piramid trygonalnych. Kryształy piramidowo trygonalne. $s(3') \equiv 0P, 1^{\circ}L_3, 0C \equiv 3\Pi_1^{\{ih\bar{k}l\}}, 1\Pi_3(000\bar{1})$.

§ 218. Własności ogólne rodzaju piramid trygonalnych. Powtórzenie się kalejdoskopowe dwu płaszczyzn obrotu, tworzących kąt 60° , t. j. $s(3')$, daje główną oś polarną przystawania trzykrotnego ${}^{\circ}L_3$. Rys. 427.

Gdy w przypadku tym założymy biegun dowolny $(ihkl)$ to jego powtórzeniem symetrycznym otrzymamy jeszcze dwa mu równe, t. j. w najogólniejszym przypadku formy pojedynczej rodzaju omawianego są tylko trzy kierunki równe. Gdy do tych trzech normalnych poprowadzimy płaszczyznę prostopadłą, otrzymamy piramidę trygonalną górną $\{ih\bar{k}l\}$ lub dolną $\{ihkl\}$.

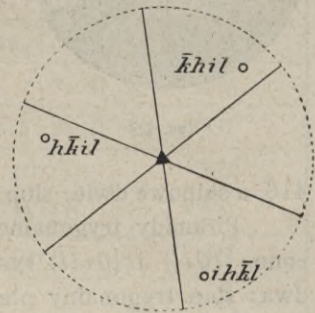
Gdy $l=0$, t. j. gdy zakładamy biegun na obwodzie koła projekcji, czyli gdy przeprowadzamy płaszczyznę równoległą do osi głównej, otrzymujemy słupek trygonalny $\{ihk0\}$. Ściany obu rodzajów tych form trójściennych są jednokierunkowe $3\Pi_1$.

Założenie bieguna na osi głównej, t. j. we środku koła projekcyjnego, nie pociąga za sobą powtórzenia symetrycznego, mamy więc wtedy jednościan górny (0001) albo dolny $(000\bar{1})$. Jednościany, jako leżące w punkcie osobliwym, mającym znaczenie fizyczne, mianowicie prostopadłe do osi głównej przystawania trzykrotnego, są trójkierunkowe $1\Pi_3$.

A więc w rodzaju piramid trygonalnych $s(3')$ są możliwe formy trójścienne jednokierunkowe $3\Pi_1$ piramidy trygonalne i słupy trygonalne, oraz jednościenne trójkierunkowe $1\Pi_3$ jednościany podstawowe.

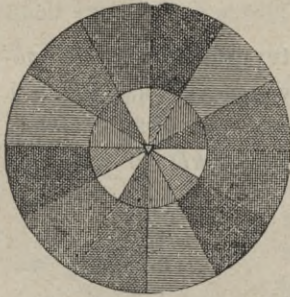
Do utworzenia czworościanu jednostkowego w kryształach tego rodzaju i do oznaczenia stosunku $a:c$, t. j. stosunku odcinków jednostkowych na OX i na OZ , charakterystycznego w kryształach każdej substancji, obieramy jedną piramidę trygonalną na jednostkową, t. j. ścianom jej nadajemy znaki $(10\bar{1}1)$, $(\bar{1}101)$ i $(0\bar{1}11)$. Rys. 419. Innymi słowy ślady jej ścian na (0001) czyli krawędzi jej z podstawą mianujemy jak następuje:

$$\begin{aligned} \text{ślad ściany } & (0\bar{1}11) = OX_1, \\ \text{„ „} & (10\bar{1}1) = OX_2, \\ \text{„ „} & (\bar{1}101) = OX_3. \end{aligned}$$



Rys. 427.

Gdy w rodzaju $s(3')$ obierzemy piramidę jednostkową, to otrzymamy podział kuli na równe trójkąty rys. 428, t. j. powierzchnia kuli podzieli się na ośm grup po trzy trójkąty równoznaczne. Zarazem obiór piramidy jednostkowej pociąga za sobą podział form na trzecie, drugie i pierwsze, proste i odwrócone, prawe i lewe, dodatne i odjemne, górne i dolne. Ściana bowiem formy trzeciej, t. j. ściana, która od trzech krawędzi osiowych OX_1 , OX_2 , OX_3 odcina trzy odcinki nierówne ($ih\bar{k}l$), może leżeć w dodekancie prostym lub odwróconym, w jego części prawej lub lewej, na górnej lub na dolnej części kryształu, a więc piramid trygonalnych trzecich o tych samych wartościach i, h, k, l może być ośm. Wy-



Rys. 428.

szczególania je tabliczka, podana jak zwykle w końcu opisu własności ogólnych rodzaju omawianego.

Słupów trygonalnych trzecich jednego znaku $\{ih\bar{k}0\}$ możliwych jest cztery: prawy prosty, lewy prosty, prawy odwrócony, lewy odwrócony. Rys. 417.

Formy piramidowe drugie jednego znaku możliwe są cztery: górne i dolne piramidy trygonalne drugie odjemne $\{i.i.2\bar{i}.l\}$ i dodatne $\{2i.i.i.l\}$ rys. 418, a słupowe dwie: słup trygonalny drugi dodatny $\{2\bar{i}\bar{i}0\}$ i odjemny $\{11\bar{2}0\}$.

Piramidy trygonalne pierwsze, górne i dolne, mogą być proste i odwrócone, $\{i0i\bar{l}\}$ i $\{0i\bar{i}l\}$ rys. 419. Słupów trygonalnych pierwszych może być dwa: słup trygonalny pierwszy prosty $\{10\bar{i}0\}$ i odwrócony $\{01\bar{i}0\}$.

Polarność osi głównej w kryształach rodzaju omawianego objawia się nabojami piroelektrycznymi na biegunach tej osi. Prócz tego na płaszczyźnie prostopadłej do osi głównej, lub wogóle w pasach do osi głównej nie równoległych, pojawia się piroelektryczność dodatna i odjemna naprzemianlegle co 60° .

Nieobecność środka równości odwróconej i płaszczyzn odbicia ujawnia się też w skręceniu płaszczyzny polaryzacji.

Łupliwość zachodzi równoległe do płaszczyzny podstawowej. Wtedy jest ona jednakowa tylko w jednym kierunku. Jeżeli łupliwość zachodzi równoległe do ścian piramidy lub słupa, jest równa w kierunkach trzech.

Rodzaj bardzo rzadki.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju piramid trygonalnych $s(3')$ | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} ihkl \\ ihk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} i.i.2i.l \\ 1120 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} i0il \\ 1010 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Piramidy trygonalne trzecie $3\Pi_1$ | Piramidy trygonalne drugie $3\Pi_1$ | Piramidy trygonalne pierwsze $3\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy trygonalne trzecie $3\Pi_1$ | Słupy trygonalne drugie $3\Pi_1$ | Słupy trygonalne pierwsze $3\Pi_1$ |

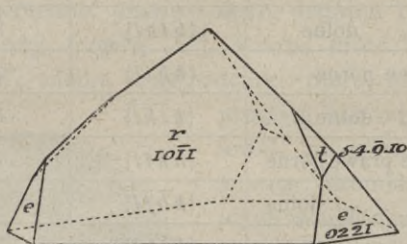
s(3'). Rodzaj piramid trygonalnych. $0P, 1^pL_3, 0C$.

| N a z w y f o r m | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
|--|----------------------------------|-----------------------------|
| Piramidy trygonalne trzecie proste prawe górne . | $\{ih\bar{k}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne . | $\{h\bar{i}kl\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " lewe górne . . | $\{kh\bar{i}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne . . | $\{k\bar{i}hl\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " odwrócone prawe górne | $\{\bar{h}k\bar{i}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne | $\{k\bar{h}\bar{i}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " lewe górne | $\{h\bar{i}kl\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne | $\{ih\bar{k}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " drugie dodatne górne . . . | $\{2i.\bar{i}.\bar{i}.l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne . . . | $\{2i.\bar{i}.\bar{i}.\bar{l}\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " odjemne górne . . . | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne . . . | $\{i.i.\bar{2}i.\bar{l}\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " pierwsze proste górne . . . | $\{i0\bar{i}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne . . . | $\{0i\bar{i}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " odwrócone górne . | $\{0i\bar{i}l\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " dolne . | $\{i0\bar{i}\bar{l}\}$ | $3\Pi_1$ |
| Słupy " " trzecie proste prawe | $\{ih\bar{k}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " lewe | $\{k\bar{h}\bar{i}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " odwrócone prawe . . | $\{\bar{h}k\bar{i}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " lewe . . | $\{h\bar{i}k0\}$ | $3\Pi_1$ |
| Słup " " drugi dodatny | $\{2\bar{1}\bar{1}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " odjemny | $\{1\bar{1}\bar{2}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " pierwszy prosty | $\{10\bar{1}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| " " " " " odwrócony | $\{01\bar{1}0\}$ | $3\Pi_1$ |
| Pedjon podstawowy górny | (0001) | $1\Pi_3$ |
| " " " " dolny | $(000\bar{1})$ | $1\Pi_3$ |

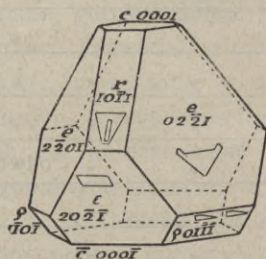
§ 219. Sześciowodny metanadjozian sodowy: $Na_2J_2O_8 \cdot 6H_2O$; $a : c = 1 : 1,0942$; (Eakle).

$c(0001)$ $\bar{c}(000\bar{1})$ $r\{10\bar{1}1\}$ $\rho\{01\bar{1}\bar{1}\}$ $e\{02\bar{2}1\}$
 $\varepsilon\{20\bar{2}\bar{1}\}$ $d\{01\bar{1}2\}$ $z\{\bar{1}5\bar{4}9\}$ $t\{5.4.9.10\}$. Rys. 429—431.

Kryształy otrzymane z czystego roztworu wodnego są wyraźnie biegunowe. Rys. 429. Na biegunie górnym są różne piramidy trygonalne, a na dolnym tylko jednościan. Z roztworu, zawierającego znaczne ilości azotanu sodowego i kwasu azotowego, sól omawiana krystalizuje się w pokroju



Rys. 429.



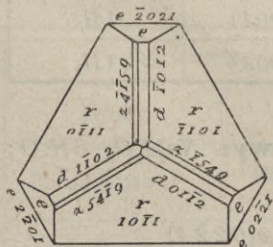
Rys. 430.

rys. 430 t.j. ograniczają jej kryształy oba jednościany oraz piramidy górne i dolne. Stosunek płaszczyzn najlepiej uwydatnia się w rzucie pionowym na (0001) rys. 431.

Formy wymienione na wstępie i podane na rys. 429—431 mają nazwy następujące:

- $c(0001)$ jednościan górny,
- $\bar{c}(000\bar{1})$ „ dolny,
- $r\{10\bar{1}1\}$ piramida trygonalna pierwsza górna prosta,
- $q\{01\bar{1}\bar{1}\}$ „ „ „ dolna „
- $e\{02\bar{2}1\}$ „ „ „ górna odwrócona,
- $\varepsilon\{20\bar{2}\bar{1}\}$ „ „ „ dolna „
- $d\{01\bar{1}2\}$ „ „ „ górna „
- $z\{\bar{1}5\bar{4}9\}$ piramida trygonalna trzecia górna prawa odwrócona,
- $t\{5.4.9.10\}$ piramida trygonalna trzecia górna prosta.

Rys. 430 przedstawia figury wytrawione na ścianach piramid górnych i dolnych. Jest widoczna tych ścian nierówność i jednokierunkowość. Figury na (0001) są to trójkąty równoboczne nierównoległe do krawędzi jednościanu i piramid pierwszych, ani leżące względem nich symetrycznie, a więc są one dowodem istnienia osi przystawiania trzykrotnego i nieobecności płaszczyzn odbicia, t.j. dowodzą one, że ściana jednościanu jest trójkierunkowa.



Rys. 431.

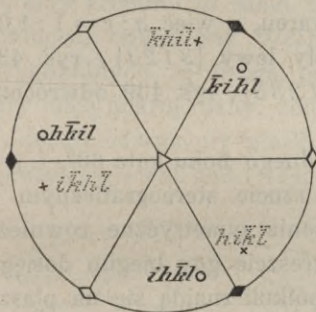
Polarność pL_3 wynika z wymienionej nierówności fizycznej ścian piramid górnych i dolnych, a także z wybitnych własności piroelektrycznych. Po ogrzaniu kryształu do $+60^\circ\text{C}$ i po następnym studzeniu na górnym jednościanie zjawia się elektryczność ujemna, a na dolnym dodatna. Zarazem elektryczność dodatna

pojawia się na ścianach piramidy odwróconej górnej $e\{02\bar{2}1\}$, a na ścianach piramidy dolnej odwróconej $\varepsilon\{20\bar{2}1\}$ zjawia się elektryczność odjemna. A więc oś główna ma biegun analogiczny na jednościanie górnym. Naokoło niej trzy osi elektryczne leżą symetrycznie, jako normalne piramidy trygonalnej $e\{02\bar{2}1\}$, z biegunami analogicznymi, zwróconymi w stronę dolną kryształu, t. j. ku biegunowi antylogicznemu osi głównej. Takie same naboje powstają od nacisku na ściany wymienione.

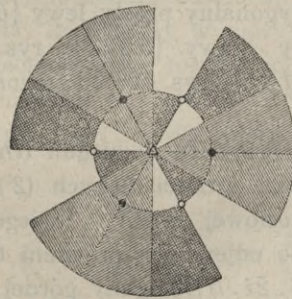
Dwójłomność dodatna dość mała. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji duże. Płytką grubości 1 mm wywołuje skręcenie płaszczyzny polaryzacji o kąt $23^{\circ}18'$ w świetle sodowym.

17. Rodzaj trapezoedrów trygonalnych. Kryształy trapezoedryczne*) trygonalne. $s(3'2'2') \equiv 0P, 1L_3, 3^pL_2, 0C \equiv 6\Pi_{1\{ihkl\}} \{10i1\} \{10\bar{1}0\}, 3\Pi_2\{1120\}, 2\Pi_3\{0001\}$.

§ 220. Własności ogólne rodzaju trapezoedrów trygonalnych. Trzy płaszczyzny obrotu rys. 432, z których dwie przecinają się pod kątem 60° , a trzecia jest do nich prostopadła, powtarzając się kalejdoskopowo dają oś główną przystawania trzykrotnego i trzy prostopadłe do niej osi boczne przystawania dwukrotnego, polarne, o biegunach równych co 120° .



Rys. 432.



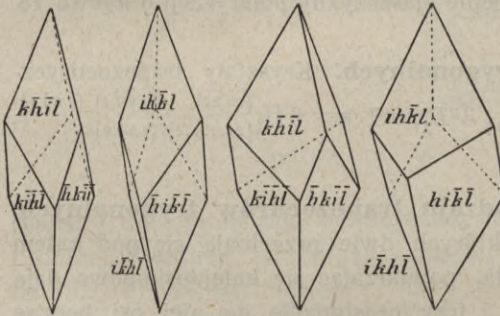
Rys. 433.

Zalóżmy biegun dowolny $(ih\bar{k}l)$ rys. 432. Powtórzy się on na półkuli górnej trzy razy i tyleż razy na półkuli dolnej. Zważmy, że w każdym przypadku trzech liczb i, h, k są cztery położenia bieguna, t. j. tyle ile jest permutacyj z trzech elementów. Biegun, mianowicie, ściany o tych samych odcinkach osiowych, a tylko o ich różnej kolei, licząc je w porządku krawędzi osiowych OX , może leżeć w trójkącie prawym albo lewym oktantów prostych lub odwróconych. W omawianym bowiem przypadku i rodzaju symetryczności powierzchnia kuli dzieli się na równe wycinki tak, jak wskazuje rys. 433, t. j. na cztery grupy po sześć. Zarazem godzi się zauważyć, że trójkąty jednej

*) τὸ τετραπέζιον = czworobok nierównoboczny.

nazwy są równe symetrycznie, np. proste lewe kreskowane poprzecznie, proste prawe białe, odwrócone lewe kratkowane, odwrócone prawe kreskowane podłużnie.

Załóżmy $(ih\bar{k}l)$ i przeprowadźmy płaszczyzny styczne do kuli w jego powtórzeniach symetrycznych. Otrzymamy trapezoedr trygonalny rys. 435. Wobec ustalonej poprzednio nomenklatury jest to trapezoedr prosty prawy. Załóżmy ścianę $(k\bar{h}il)$. Biegun jej leży w zakreskowanej połowie tego samego dodekantfu. Z jego powtórzenia symetrycznego powstaje trapezoedr trygonalny prosty lewy rys. 434. Dwa

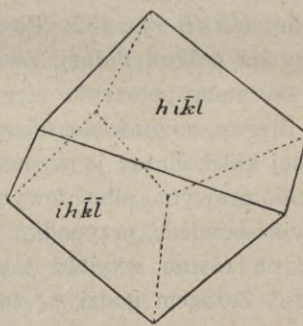


Rys. 434. Rys. 435. Rys. 436. Rys. 437.

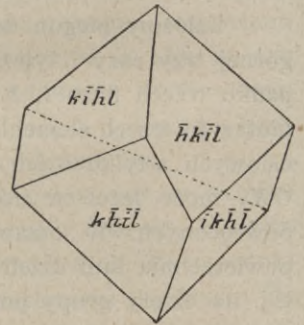
te trapezoedry są względem siebie enantjomorfijne. O tym samym znaku, jak to już zaznaczono, są możliwe jeszcze dwa trapezoedry, odwrócony prawy $\{h\bar{k}il\}$ i odwrócony lewy $\{hik\bar{l}\}$, również względem siebie enantjomorfijne.

Podobnie jak w rodzaju $s(4'2'2')$ na rys. 434—439 podano kilka trapezoedrów o różnych stosunkach $i:h:k:l$. Rys. 434 przedstawia trapezoedr trygonalny prosty lewy $\{6\bar{1}\bar{5}1\}$ kwarcu, a więc $a:c=1:1,0999$, rys. 435 prosty prawy $\{56\bar{1}1\}$, rys. 436 prosty lewy $\{3\bar{1}\bar{2}1\}$, rys. 437 prosty prawy $\{21\bar{3}1\}$, rys. 438 odwrócony lewy $\{12\bar{3}3\}$, rys. 439 odwrócony prawy $\{\bar{1}3\bar{2}3\}$.

Gdy przybliżamy biegun $(ih\bar{k}l)$ do jednego boku kąta 60° , t. j. do jednej z płaszczyzn zwierciadlanych ($2'$), czyli w rzucie stereograficznym do śladu krawędzi osiowej $-OX_3$, to jego powtórzenia symetryczne również przybliżają się do odjemnych promieni OX , aż wreszcie gdy biegun osiągnie położenia $(i.i.\bar{2}i.l)$, bieguny górnej i dolnej półkuli znajdują się na płaszczyznach zwierciadlanych ($2'$), t. j. projekcje tych biegunów legną na odjemnych promieniach krawędzi osiowych OX . Płaszczyzny styczne do powierzchni kuli w tych biegunach utworzą trygonalną dwupiramidę odjemną $\{i.i.\bar{2}i.l\}$. Gdy przeniesiemy rzut bieguna na dodatny promień OX , otrzymamy dwupiramidę trygonalną dodatnią $\{2i.i.i.l\}$. Jako formy o biegunach leżących na



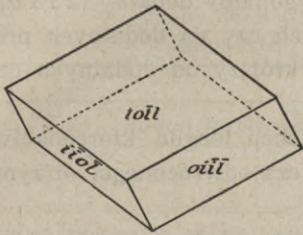
Rys. 438.



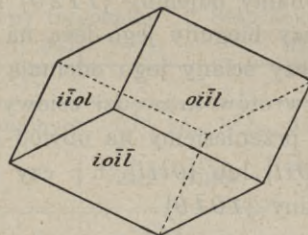
Rys. 439.

dwu bokach trójkątów, niemających znaczenia fizycznego, dwupiramidy te są odmianą formy ogólnej, a więc składają się z tej samej ilości ścian, co trapezoedry, o tym samym charakterze symetrycznym ścian $6\Pi_1$.

Przesuwajmy rzut bieguna ($ihkl$) odwrotnie, t. j. oddalajmy go od płaszczyzny zwierciadlanej bocznej, a przybliżajmy do dwudzielnej kąta pomiędzy płaszczyznami bocznymi. To co czynimy z biegunem ($ihkl$) dzieje się

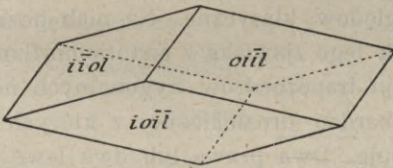


Rys. 440.

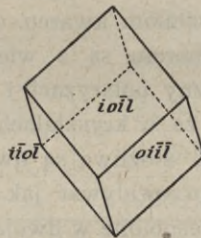


Rys. 441.

z jego powtórzeniami symetrycznymi. Każde przybliża się do dwudzielnej dodekantu. Gdy wreszcie biegun przybiera położenie ($i0i1$), t. j. gdy znajduje się na dwudzielnej dodekantu, jego powtórzenia symetryczne zajmują takie same położenia w dodekantach prostych. Otrzymujemy romboedr prosty $\{i0i1\}$. Rys. 440. Gdy zrobimy to samo z biegunem trapezoedru odwróconego, otrzymamy romboedr odwrócony $\{o1i1\}$. Rys. 441. Romboedry w rodzaju trapezoedrów trygonalnych są drugą odmianą geometryczną formy ogólnej $6\Pi_1$. Romboedry mają pokrój różny, zależnie od stosunku $a:c$ oraz $i:l$. Na rys. 442 podajemy jeden odwrócony płaski czyli t. zw. „tępy“. Dwa proste wysmukłe „ostre“ przedstawia rys. 443 i 444.



Rys. 442.



Rys. 443.



Rys. 444.

A więc w rodzaju omawianym piramidowe formy drugie są dwupiramidami trygonalnymi odjemnymi albo dodatnimi, a formy pierwsze są to romboedry proste albo odwrócone.

Gdy $l=0$, mamy formy słupowe. Wyprowadzimy je z trapezoedrów, dwupiramid i romboedrów, przenosząc bieguny tych form na obwód koła projekcyjnego, czyli odchylając ich ściany od osi głównej do równoległości z nią.

Przenosząc bieguny trapezoedrów na obwód koła, otrzymujemy słupy dwutrygonalne. Gdy weźmiemy trapezoedr prawy prosty lub odwrócony lewy,

otrzymamy słupek dwutrygonalny $\{ih\bar{k}0\}$, który nazwiemy odjemnym, bo bieguny jego leżą na projekcji bliżej do odjemnych zwrotów krawędzi osiowych OX . Rys. 420, str. 257. Przez takie samo przeobrażenie trapezoedru prostego lewego albo odwróconego prawego otrzymamy słupek dwutrygonalny dodatny $\{khi0\}$. Jego bieguny leżą bliżej dodatnych zwrotów krawędzi osiowych OX .

Takim samem przeobrażeniem dwupiramid trygonalnych otrzymujemy słupek trygonalny odjemny $\{11\bar{2}0\}$ i słupek trygonalny dodatny $\{2\bar{1}\bar{1}0\}$ zależnie od tego, czy bieguny jego leżą na odjemnych czy na dodatnych promieniach OX , t. j. czy ściany jego odcinają odcinek krótszy od dodatnych czy od odjemnych zwrotów krawędzi osiowych OX .

Gdy przenieśmy na obwód koła projekcji biegun któregośkolwiek romboedru $\{iOil\}$ lub $\{OiiI\}$, t. j. czy prostego czy odwróconego, otrzymamy słupek heksagonalny $\{10\bar{1}0\}$.

Nie wymaga szerszego omawiania, że słupek heksagonalny $\{10\bar{1}0\}$, jako forma sześciocienna, a więc której ściany w rodzaju omawianym nie są prostopadłe do fizycznych elementów symetryczności, w danym razie do osi przystawiania, są też geometryczną odmianą formy ogólnej, albo jej formą szczegółową, przeto ściany słupa heksagonalnego są jednokierunkowe $6\Pi_1$. To samo odnosi się do słupów dwutrygonalnych. Słupy zaś trygonalne składają się ze ścian prostopadłych do osi przystawiania dwukrotnego, więc są dwukierunkowe $3\Pi_2$.

Nakoniec, przenosząc biegun pierwiastkowy na oś główną, otrzymujemy dwuścian podstawowy $\{0001\}$, który, jako prostopadły do osi przystawiania trzykrotnego, jest trójkierunkowy $2\Pi_3$.

Rodzaj trapezoedrów trygonalnych jest znany i badany od dawna z powodu tego, że kryształom kwarcu- a właściwa jest symetryczność tego rodzaju. Kryształy tego minerału są z wielu względów klasyczne. Na nich poznano skręcenie płaszczyzny polaryzacji i związek tego zjawiska z enantjomorfizmem.

Wobec tego, że w kryształach rodzaju trapezoedrów trygonalnych niema płaszczyzn odbicia, możliwe są dwojaki bardzo urozmaicone, z których najprostsze możemy przewidywać jak następuje. Dwa prawe lub dwa lewe kryształy mogą być zespolone w dwojak równoległe osią główną, jeden obrócony około swej osi głównej o 60° względem drugiego; oś główna staje się wtedy osią przystawiania sześciokrotnego, zarazem normalne ściany słupa pierwszego stają się osiami przystawiania dwukrotnego. Prawy i lewy kryształ, są symetryczne względem ściany słupa drugiego. Prawy i lewy kryształ są symetryczne względem podstawy i ściany słupa pierwszego.

Oprócz kwarcu- a w rodzaju trapezoedrów trygonalnych krystalizuje się kilkanaście substancyj. Niektóre z nich wykazują zdolność skręcenia płaszczyzny polaryzacji wielokrotnie większą od kwarcu.

W kryształach o symetryczności $s(3'2'2')$ zjawiska piroelektryczne obserwowano wielokrotnie na biegunach osi bocznych.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju trapezoedrów trygonalnych $s(3'2'2')$. | | | |
|--|-----------------------------------|-----------------------------------|------------------------------|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.2i.l$
1120 | Pierwsze $i0il$
1010 |
| Piramidowe . . . | Trapezoedry trygonalne $6\Pi_1$. | Dwupiramidy trygonalne $6\Pi_1$. | Romboedry $6\Pi_1$. |
| Słupowe | Słupy dwutrygonalne $6\Pi_1$. | Słupy trygonalne $3\Pi_2$. | Słup heksagonalny $6\Pi_1$. |

| $s(3'2'2')$. Rodzaj trapezoedrów trygonalnych. $0P, 1L_3, 3^pL_2, 0C$. | | |
|--|------------------------|----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Pośó ścian i ich charakter |
| Trapezoedry trygonalne proste lewe | $\{k\bar{h}il\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " prawe | $\{ih\bar{k}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " odwrócone prawe | $\{\bar{h}k\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " lewe | $\{hi\bar{k}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| Dwupiramidy " dodatne | $\{2i.i.\bar{i}.l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " odjemne | $\{i.i.2i.l\}$ | $6\Pi_1$ |
| Romboedry proste | $\{i0\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " odwrócone | $\{0i\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| Słupy dwutrygonalne dodatne | $\{k\bar{h}\bar{i}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " odjemne | $\{ih\bar{k}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| Słup heksagonalny | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " trygonalny dodatny | $\{2\bar{1}\bar{1}0\}$ | $3\Pi_2$ |
| " " " odjemny | $\{11\bar{2}0\}$ | $3\Pi_2$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{0001\}$ | $2\Pi_3$ |

§ 221. **Bezwodnik krzemowy.** Mineral kwarc- a : SiO_2 ; $a:c = 1:1,0999$; (Kupffer).

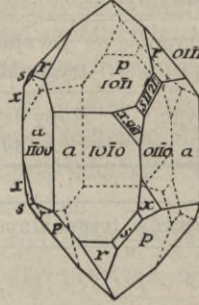
$p\{10\bar{1}1\}$ $r\{01\bar{1}1\}$ $s\{11\bar{2}1\}$ $x\{51\bar{6}1\}$ $a\{10\bar{1}0\}$ Rys. 445—458.

Kryształy pryzmatyczne, t. j. wyrosłe w kierunku osi głównej. Rys. 445/6 przedstawia lewy i prawy kryształ kwarcu w połączeniu najcharakterystyczniejszym, a zarazem w jednym z najprostszych. Ściany romboedru prostego $p\{10\bar{1}1\}$ zazwyczaj są rozwinięte znacznie od ścian romboedru odwróconego $r\{01\bar{1}1\}$. Ale nie są bynajmniej rzadkością kryształy kwarcu- a takie jak przedstawia rys. 447, w których oba romboedry są w równowadze, tak że

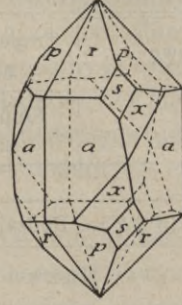
kombinacja ich jest z pozoru podobna do dwupiramidy heksagonalnej. Rys. 447 przedstawia lewy kryształ kwarcu- α obrócony do widza ścianą romboedru odwróconego, t. j. wielościan rys. 445 jest tu obrócony około osi głównej o 60° na prawo.



Rys. 445.

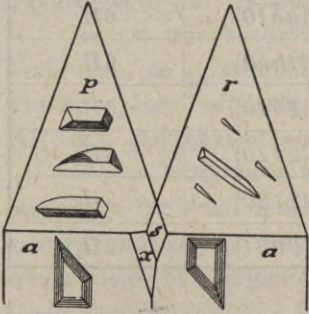


Rys. 446.

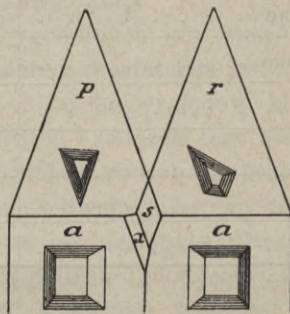


Rys. 447.

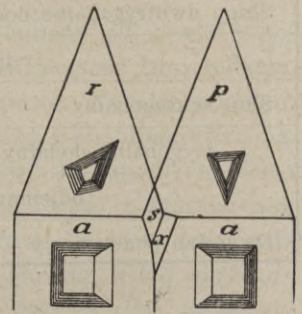
W pasie ścian a/r : $[(10\bar{1}0)|(1\bar{1}01)]$ i $[(10\bar{1}0)|(110\bar{1})]$ leżą charakterystyczne ściany prawego lub lewego trapezodru x i odjemnej albo dodatniej dwupiramidy trygonalnej s . Po ścianach tych form odróżniamy kryształy prawe od lewych. Gdy ustawimy kryształ kwarcu tak, aby ściana romboedru prostego p na górnej części kryształu była wprost nas, t. j. aby przybrała położenie $(10\bar{1}1)$, to na kryształach prawych na prawo od niej leżą ściany trapezodru prawego $x\{5\bar{1}\bar{6}1\}$ i dwupiramidy trygonalnej odjemnej $s\{1\bar{1}\bar{2}1\}$, a na kryształach lewych leżą na lewej części kryształu ściany trapezodru lewego $x\{6\bar{1}\bar{5}1\}$ i dwupiramidy trygonalnej dodatniej $s\{2\bar{1}\bar{1}1\}$.



Rys. 448.



Rys. 449.



Rys. 450.

Ściany słupa $a\{10\bar{1}0\}$ są mniej lub więcej wyraźnie kreskowane równoległe do krawędzi a/p . Ściany dwupiramidy trygonalnej s są kreskowane równoległe do krawędzi p/s .

Roztwór wodny fluorowodoru wywołuje figury wytrawione rys. 448, którymi wyraźnie różnią się ściany romboedru prostego i odwróconego, a także kryształy lewe od prawych. Trawieniem cieczami zasadowymi też możemy odróżnić ściany obu romboedrów. Ciecze wymienione prędzej działają na ściany

romboedru odwróconego niż na ściany romboedru prostego, więc gdy od ich działania ściany r stają się matowe, ściany p jeszcze są lśniące. Zmatowanie ścian romboedru odwróconego zachodzi również pod wpływem roztworów działających w przyrodzie. Rys. 449 i 450 podaje figury wytrawione wodnym roztworem węglanów w $t^0 + 150^0\text{C}$ pod ciśnieniem.

Kryształy kwarcu- α rzadko są pojedyncze. Zazwyczaj są one dwojakami. Najczęstsze dwojaki kwarcu- α są zbudowane według t. zw. prawa delfinackiego. Polega ono na tem, że nawzajem przerosłe są dwa osobniki prawe albo lewe. Na rys. 451, 452 podano w rzucie pionowym na (0001) górne części dwu kryształów prawych, z których jeden jest odwrócony od drugiego o 60^0 . Powstaje w ten sposób dwojak rys. 453, którego oś główna jest osią przystawiania sześciokrotnego, a więc jego symetryczność jest rzekomą symetrycznością rodzaju piramid heksagonalnych $s(6'2'2')$. Rys. 455 i 456 przedstawia dwa kryształy lewe, a rys. 454 taki sam dwojak złożony z dwu osobników lewych.

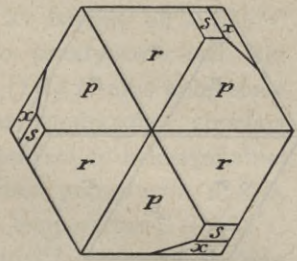
Drugie prawo, t. zw. brazylijskie, polega na tem, że jedna połowa kryształu jest osobnikiem prawym a druga lewym. Przedstawia to rys. 457. (Porównaj rys. 451 i 455). Dwojaki tego rodzaju są rzekomo symetryczności rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych $s(6'2'2)$.

Znamy również kryształy bliźnięce kwarcu- α , które są urzeczywistnieniem prawa delfinackiego i brazylijskiego jednocześnie. Są to czworaki złożone z dwojaka delfinackiego lewego z prawym. Są one rzekomej symetryczności rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych $s(622)$. Rys. 458. (Porównaj rys. 453 i 454).

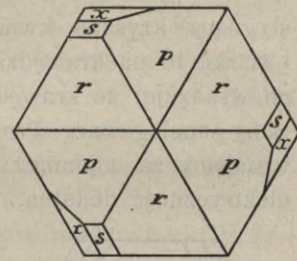
Cechą charakterystyczną kryształów bliźnięcych kwarcu- α jest to, że osobniki różnej orientacji w kryształach bliźnięcym nie są oddzielone płaszczyznami lecz powierzchniami nieregularnymi.

Łupliwość bardzo niewyraźna zachodzi równoległe do ścian romboedru prostego $p\{10\bar{1}1\}$.

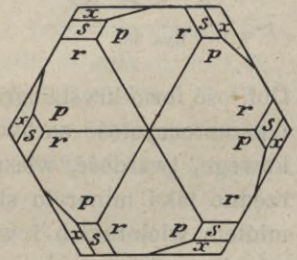
Dwojłomność dodatna mała: $\omega = 1,5442$, $\varepsilon = 1,5533$. Polaryzacja obrotowa dość wielka: płytką prostopadłą do osi głównej grubości jednego milimetra skręca płaszczyznę polaryzacji na kąt $21^0 41' 20''$ w świetle sodowym w temperaturze $+ 21^0\text{C}$. Kry-



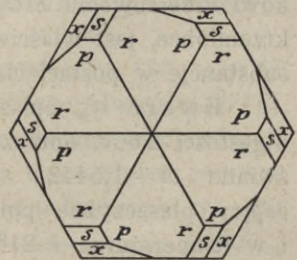
Rys. 451.



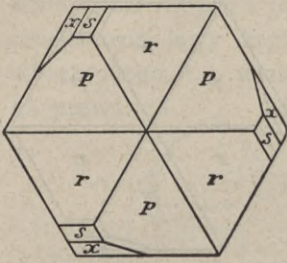
Rys. 452.



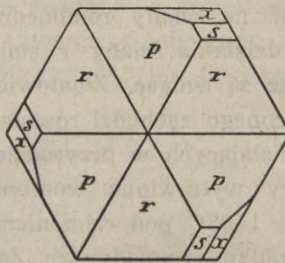
Rys. 453.



Rys. 454.

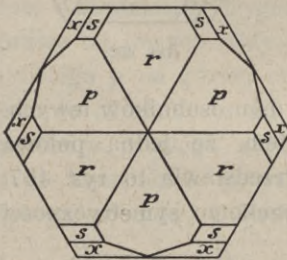


Rys. 455.

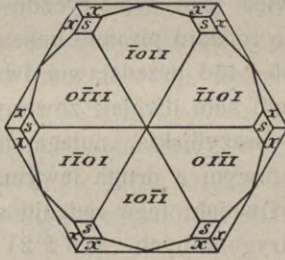


Rys. 456.

stygający kryształ kwarcu- α posypujemy naelektryzowanym pyłkiem miniji i siarki, to na krawędziach słupa łączących ściany trapezodru osiada minija, co wskazuje, że krawędzi te są naelektryzowane odjemnie, a więc są to bieguny analogiczne. Promienie krawędzi osiowych przecinające te krawędzi uznajemy za odjemne. Na dodatnich promieniach tych krawędzi zjawia się elektryczność dodatna, a więc są to bieguny antylogiczne. Jak widzimy, zjawisko fizyczne zgadza się z polarnością osi bocznych wynikającą z teorii symetryczności.



Rys. 457.



Rys. 458.

Obfitość form krystalograficznych, własność polaryzacji obrotowej, bezbarwność i przezroczystość zarówno dla promieni widzialnych jak dla światła pozafioletowego, twardość, własności piro- i piezoelektryczne, oraz znaczenie pierwszorządne jako minerału skałotwórczego, sprawiły, że kwarc- α był i jest przedmiotem wielorakich i ważnych badań fizycznych, krystalograficznych i mineralogicznych.

§ 222. Stany polimorfijne bezwodnika krzemowego. Bezwodnikowi krzemowemu SiO_2 , czyli dwutlenkowi krzemu, albo t. zw. popularnie krzemionce, jest właściwe kilka stanów polimorfijnych. Dotychczas znany tę substancję w postaci ciał następujących.

Kwarc- α , opisany powyżej, trapezodrycznie trygonalny $s(3'2'2')$ o gęstości 2,660, optycznie jednoosiowy, dodatni, o współczynnikach załamania światła $\omega = 1,5442$, $\epsilon = 1,5533$, o dwójłomności $\epsilon - \omega = 0,0091104$, skracający płaszczyznę polaryzacji na prawo lub na lewo w świetle sodowym i w temperaturze $+21^\circ C$ o kąt $21^\circ 41' 20''$ w płycie grubości 1 mm, istnieje do temperatury $+575^\circ C \pm 2^\circ C$.

ształy prawe skracają na prawo, t. j. zgodnie z ruchem wskazówki zegara, kryształy lewe skracają na lewo, t. j. w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówki zegara.

Wyraźne objawy piroelektryczne występują na osiach bocznych. Gdy

stygający kryształ kwarcu- α posypujemy naelektryzowanym pyłkiem miniji i siarki, to na krawędziach słupa łączących ściany trapezodru osiada minija, co wskazuje, że krawędzi te są naelektryzowane odjemnie, a więc są to bieguny analogiczne. Promienie krawędzi osiowych przecinające te krawędzi uznajemy za odjemne. Na dodatnich promieniach tych krawędzi zjawia się elektryczność dodatna, a więc są to bieguny antylogiczne. Jak widzimy, zjawisko fizyczne zgadza się z polarnością osi bocznych wynikającą z teorii symetryczności.

Kryształy kwarcu- α słynne są oddawna wielką różnorodnością form i ich połączeń: dotychczas poznano 66 rozmaitych trapezodrów i 43 romboedry.

Kwarc- β trapezoedrycznie heksagonalny $s(6'2'2')$ istnieje od $+575^{\circ}\text{C}$ do $+870^{\circ}\text{C}$. Kształt jego czworościanu jednostkowego praktycznie jest taki sam jak kwarcu- α ; postaci: dwupiramida heksagonalna $\{10\bar{1}1\}$ albo połączenie jej ze słupem heksagonalnym $\{10\bar{1}0\}$, którego ściany podrzędnie zjawiają się jako wąskie stępienia krawędzi podstawowych dwupiramidy heksagonalnej $\{10\bar{1}1\}$. Figury wytrawione roztopionym pirosiarczanem potasowym $K_2S_2O_7$ odpowiadają rodzajowi symetryczności $s(6'2'2')$. W temperaturze $+575^{\circ}\text{C}$ zachodzi zupełnie wyraźne przejście kwarcu- α w kwarc- β . Objawia się ono raptownym zmniejszeniem się obu współczynników załamania światła, gdy kwarc- α przechodzi w kwarc- β , t. j. gdy temperatura się podnosi.

Kwarcyn. Gęstość = 2,590; optycznie dwuosiowy, dodatny, o kącie osi optycznych $2V = 58^{\circ}$, współczynniki załamania światła: $\alpha = 1,5325$, $\beta = 1,5335$, $\gamma = 1,5435$, dwójłomność: $\gamma - \alpha = 0,011$, $\gamma - \beta = 0,008$, $\beta - \alpha = 0,003$; drobnowłóknisty, wobec budowy zbiciedrobnowłóknistej kryształy nieznanne, a więc nieznanany czworościan jednostkowy i rodzaj symetryczności. Powstaje i istnieje w temperaturach niskich.

Trydymit- α^*). Gęstość = 2,30; dwupiramidoworombowy $s(222)$, pseudoheksagonalny, optycznie dwuosiowy $2E = 66^{\circ}$, $2V = 43^{\circ}$, $\alpha = 1,477$, $\beta = 1,478$, $\gamma = 1,479$, dwójłomność oznaczona daleko dokładniej niż wielkości współczynników załamania światła $\beta - \alpha = 0,00025$, $\gamma - \beta = 0,00185$. Istnieje do temperatury $+117^{\circ}\text{C}$.

Trydymit- β_1 heksagonalny (?) istnieje od $+117^{\circ}\text{C}$ do $+163^{\circ}\text{C}$.

Trydymit- β_2 heksagonalny, optycznie jednoosiowy, od $+163^{\circ}\text{C}$ do $+870^{\circ}\text{C}$.

Chrystobalit- α . Gęstość = 2,34. Tetragonalny, pseudoregularny, jednoosiowy, optycznie odjemny, o współczynnikach załamania światła około 1,49, o dwójłomności $\omega - \varepsilon = 0,00053$, istnieje do temperatury $+230^{\circ}\text{C}$.

Chrystobalit- β , optycznie izotropowy, regularny, istnieje ponad $+230^{\circ}\text{C}$, najtrwalszy w temperaturach od $+870^{\circ}\text{C}$ do $+1625^{\circ}\text{C}$, t. j. do temperatury topnienia.

§ 223. Siarczek rtęciowy. Mineral cynober: HgS ; $a:c = 1:1,1453$; (Schabus).

| | | | | |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------------|----------------|
| $c\{0001\}$ | $r\{10\bar{1}1\}$ | $s\{01\bar{1}1\}$ | $u\{10\bar{1}0\}$ | Rys. 459, 460. |
| $g\{01\bar{1}2\}$ | $p\{01\bar{1}3\}$ | $n\{02\bar{2}1\}$ | $x\{8\bar{3}\bar{5}5\}$ | |

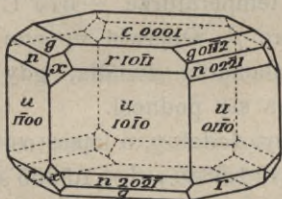
Dość charakterystyczny kryształ tego minerału podaje rys. 459. Jest to połączenie dwuścianu podstawowego $c\{0001\}$ i słupa heksagonalnego $u\{10\bar{1}0\}$ z romboedrem pierwszym jednostkowym $r\{10\bar{1}1\}$, z dwoma romboedrami odwróconymi $g\{01\bar{1}2\}$ i $n\{02\bar{2}1\}$ oraz z trapezoedrem trygonalnym prostym lewym $x\{8\bar{3}\bar{5}5\}$. Najczęściej jednak kryształy cynobru są połączeniem rys. 460

*) τριδνμοι = trojaki.

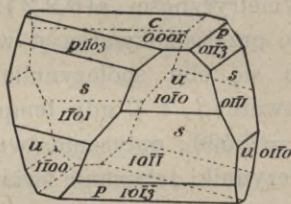
t. j. kombinacją dwuścianu $c\{0001\}$ ze słupem heksagonalnym $u\{10\bar{1}0\}$ i z dwoma romboedrami odwróconymi $s\{01\bar{1}1\}$ i $p\{01\bar{1}3\}$.

Łupliwość zupełna zachodzi równolegle do ścian romboedru obranego na jednostkowy $r\{10\bar{1}1\}$.

Dwójłomność dodatna bardzo wielka: $\omega = 2,854$, $\varepsilon = 3,201$ w świetle czerwonym. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji piętnaście razy większe od skrę-



Rys. 459.



Rys. 460.

cenia kwarcu - a : płytka 0,2 mm grubości skręca płaszczyznę polaryzacji w świetle czerwonym o kąt $52^\circ - 58^\circ$. Kryształy cynobru skręcają przeważnie na lewo. Często spostrzegano spiralne

Airy'ego z powodu bliźnięcości symetrycznej do (0001) , gdy górna część kryształu jest prawa, a dolna lewa lub odwrotnie.

§ 224. Winian rubidowy: $Rb_2C_4H_4O_6$; $a : c = 1 : 1,8240$; (Traube).

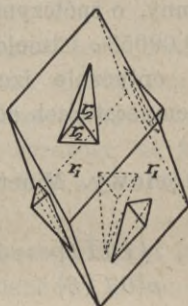
$$\begin{array}{llll} n\{10\bar{1}0\} & t\{10\bar{1}2\} & r\{10\bar{1}1\} & s\{20\bar{2}1\} \\ \bar{t}\{01\bar{1}2\} & \bar{r}\{01\bar{1}1\} & \bar{s}\{02\bar{2}1\} & \text{Rys. 461, 462.} \end{array}$$

Kryształy różnego pokroju i o różnej ilości ścian. Rys. 461 przedstawia dwojak dwu romboedrów $r\{10\bar{1}1\}$ przerosłych wzajemnie, obróconych względem siebie o kąt 60° , t. j. bliźnięcych według płaszczyzny $(01\bar{1}0)$. Rys. 462 przedstawia kryształ pojedynczy daleko złożniejszy. Jest on połączeniem słupa heksagonalnego $n\{10\bar{1}0\}$ z trzema romboedrami prostymi: $t\{10\bar{1}2\}$, $r\{10\bar{1}1\}$ i $s\{20\bar{2}3\}$ oraz z trzema odpowiednimi romboedrami odwróconymi: $\bar{t}\{01\bar{1}2\}$, $\bar{r}\{01\bar{1}1\}$ i $\bar{s}\{02\bar{2}1\}$.

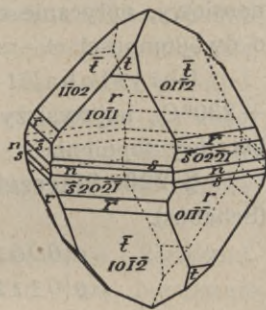
Kryształy prawe i lewe nie różnią się pozorem z powodu nieobecności ścian trapezodrów trygonalnych. Dwojaki takie jak na rys. 461 są zazwyczaj zespoleniem kryształu prawego z lewym.

Figury wytrawione na ścianach romboedru prostego $r\{10\bar{1}1\}$ są kształtu niesymetrycznych piramid czworościennych. Na ścianach jednoznacznych kryształu prawego i lewego są one wzajemnym odbiciem zwierciadlanem.

Dwójłomność odjemna duża. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji na grubość jednego milimetra wynosi $10^\circ 12'$ w świetle sodowym. Dwojaki wykazują spiralne Airy'ego. Kryształy winianu prawego skręcają na lewo, lewego na prawo.



Rys. 461.



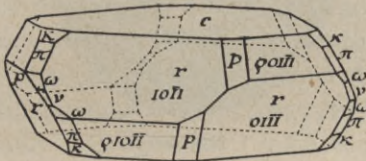
Rys. 462.

§ 225. **Czterowodny dwutjonian ołowiawy:** $PbS_2O_6 \cdot 4H_2O$; $a : c = 1 : 1,5160$; (Brezina).

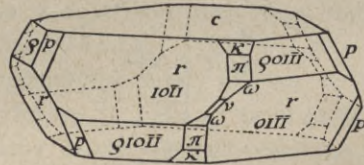
Kryształ prawy rys. 463. $c\{0001\}$ + $\kappa\{2\bar{1}\bar{1}3\}$
 $r\{10\bar{1}1\}$ pros. + $\pi\{2\bar{1}\bar{1}2\}$
 $\varrho\{01\bar{1}1\}$ odwr. + $\omega\{2\bar{1}\bar{1}1\}$
 $-p\{11\bar{2}2\}$ + $\nu\{2\bar{1}\bar{1}0\}$.

Kryształ lewy rys. 464. $c\{0001\}$ - $\kappa\{11\bar{2}3\}$
 $r\{10\bar{1}1\}$ pros. - $\pi\{11\bar{2}2\}$
 $\varrho\{01\bar{1}1\}$ odwr. - $\omega\{11\bar{2}1\}$
 $+p\{2\bar{1}\bar{1}2\}$ - $\nu\{11\bar{2}0\}$.

Z roztworu nasyconego w temperaturze zwykłej, z którego rozpuszczalnik uchodzi powolnym parowaniem, wydzielają się kryształy skręcające płaszczyznę polaryzacji na prawo rys. 463 lub na lewo rys. 464. Kryształy te są wzajemnym odzwierciedleniem, t. j. są enantjomorfijne. Są one połączeniem dwuścianu podstawowego, dwu romboedrów jednostkowych (prostego i odwróconego) ze słupem trygonalnym i z trygonalnymi dwupiramidami. Na kryształach prawym jest dwupiramida odjemna $p\{11\bar{2}2\}$; trzy dwupiramidy do-



Rys. 463.



Rys. 464.

datne $\{2\bar{1}\bar{1}1\}$ i słup trygonalny tegoż pasa $\nu\{2\bar{1}\bar{1}0\}$; a na kryształach lewym odpowiednie formy znaków przeciwnych t. j. dwupiramida trygonalna dodatna $p\{2\bar{1}\bar{1}2\}$, trzy dwupiramidy trygonalne odjemne $\{11\bar{2}1\}$ i słup ich pasa trygonalny odjemny $\nu\{11\bar{2}0\}$.

Kryształy soli omawianej są godne wzmianki jeszcze z powodu bardzo małej anizotropijności pod względem rozpuszczania się, twardości i spójności. Krzywa twardości na $(10\bar{1}1)$ nie różni się od krzywej na (0001) . Na obu ścianach jest ona kołem tego samego promienia. Łupliwości nie dostrzeżono. Figur wytrawionych też nie otrzymano.

Kryształy bliźnięce według praw takich samych jak kwarcu-*a*.

Skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła sodowego na jeden milimetr $5^{\circ} 31' 48''$. Dwójłomność dodatna niewielka: $\omega = 1,6351$, $\varepsilon = 1,6531$.

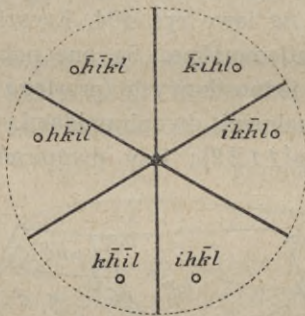
18. Rodzaj piramid dwutrygonalnych. Kryształy dytrygonalnie piraldalne. $s(\mathcal{P}) \equiv 3P, 1^{\nu}L_3, 0C \equiv 6\Pi_{1\{thkl\}}\{1.1.2l.1\}, 3\Pi_{1 \times 2\{1011\}}, 1\Pi_{3 \times 2\{000\bar{1}\}}$.

§ 226. **Własności ogólne rodzaju piramid dwutrygonalnych.**

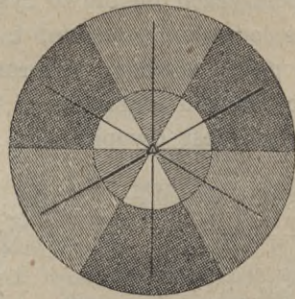
Trzy płaszczyzny pierwszego przekształcenia symetrycznego, przecinające

się pod kątem 60° , swem powtórzeniem się kalejdoskopowem tworzą polarną oś główną przystawania trzykrotnego pL_3 , będącą przecięciem się trzech bocznych płaszczyzn odbicia. Na czworościan jednostkowy, oprócz osi głównej, możemy obrać albo normalne płaszczyzn odbicia, albo ślady tych płaszczyzn na płaszczyźnie podstawowej. Obieramy pierwsze, t. j. normalne płaszczyzn odbicia, w celu zachowania analogji znaków form z innymi rodzajami trygonalnymi, szczególnie w celu zachowania analogji z rodzajem skalenoodrów dwutrygonalnych $s(6'2'2)$. Rys. 465.

Podział powierzchni kuli na trójkąty równoznaczne płaszczyznami odbicia i ich normalnemi mamy na rys. 466. Podobnie jak w rodzajach poprzednich zachowamy podział dodekantów na proste i odwrócone, ale wobec istnienia płaszczyzn odbicia, dzielących oktanty na połowy symetryczne, nie odróżniamy



Rys. 465.



Rys. 466.

trójkątów prawych i lewych, są one bowiem symetrycznie równe. Jeżeli biegun leży w jednym z nich, to w drugim leży odbicie tego bieguna, innemi słowy w tym rodzaju, jak w każdym mającym płaszczyzny odbicia, niema form enantjomorfijnych prawych i lewych. Wobec polarności osi głównej, t. j. nieobecności głównej płaszczyzny odbicia, odróżniamy formy górne i dolne.

Z podziału powierzchni kuli od razu widzimy, że formą ogólną w rodzaju omawianym jest piramida dwutrygonalna $\{ih\bar{k}l\}$ górna prosta lub $\{ih\bar{k}l\}$ dolna odwrócona, albo o tych samych wartościach liczb wyznaczających i, h, k, l odwrócona $\{h\bar{i}\bar{k}l\}$ górna, lub prosta dolna $\{h\bar{i}\bar{k}l\}$. Rys. 416 i 420. Gdybyśmy na krawędzi osiowej obrali ślady płaszczyzn odbicia na płaszczyźnie głównej, to znaki i nazwy form dwutrygonalnych wypadłyby tak, jak wskazuje figura trzecia i czwarta na rys. 420 na str. 257. Jednak orientacja ta nie jest w użyciu, stale bowiem w krytalografji opisowej panuje zwyczaj obierania na krawędzi osiowej normalnych płaszczyzn odbicia, lub osi przystawania.

Przesuwanie bieguna $\{ih\bar{k}l\}$ do śladu normalnej OX pociąga za sobą zbliżanie się do normalnych OX jego powtórzeń symetrycznych. Gdy wreszcie biegun pada w rzucie stereograficznym na normalną OX , t. j. gdy ściana

osiąga położenie ściany formy drugiej $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ otrzymujemy piramidę heksagonalną górną lub dolną $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ bez różnicy czy przesuwalimy biegun piramidy dwutrygonalnej prostej czy odwróconej. Ściany piramid heksagonalnych są jednokierunkowe $6\Pi_1$.

Przesuwajmy następnie biegun pierwotnie założony ($ih\bar{k}l$) do położenia bieguna formy pierwszej, t. j. do ($iOil$) czyli do płaszczyzny odbicia. Wtedy to samo dzieje się z jego powtórzeniami, t. j. zbliżają się one do płaszczyzny odbicia w każdym dodekancie, i gdy osiągamy kres ($iOil$) otrzymujemy piramidę trygonalną prostą $\{iOil\}$ albo odwróconą $\{Oii\bar{l}\}$ i także dwie dolne: $\{iOil\}$ i $\{Oii\bar{l}\}$. Ściany piramid trygonalnych, jako prostopadłe do płaszczyzn odbicia, są jednodzielniedwukierunkowe $3\Pi_{1\times 2}$.

Przesuwaniem biegunów piramid na obwód koła projekcji otrzymujemy słupy następujące: słupy dwutrygonalne proste $\{ih\bar{k}0\}$ i odwrócone $\{hik\bar{0}\}$ o sześciu ścianach jednokierunkowych $6\Pi_1$, słup heksagonalny $\{11\bar{2}0\}$ również o sześciu ścianach jednokierunkowych $6\Pi_1$, i dwa słupy trygonalne, prosty $\{10\bar{1}0\}$ i odwrócony $\{01\bar{1}0\}$, każdy o trzech ścianach jednodzielniedwukierunkowych $3\Pi_{1\times 2}$, jako prostopadłych do płaszczyzny odbicia.

Nakoniec w rodzaju piramid dwutrygonalnych możliwy jest trójdzielnieszęściokierunkowy $1\Pi_{3\times 2}$, jako prostopadły do trzech płaszczyzn odbicia, jednościan górny (0001) i jednościan dolny ($000\bar{1}$).

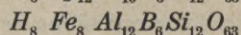
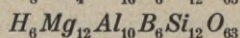
A więc w rodzaju piramid dwutrygonalnych formy $\{ih\bar{k}l\}$ są to sześciocienne piramidy i słupy dwutrygonalne, formy $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ są to sześciocienne piramidy heksagonalne i także słup, formy $\{iOil\}$ są to trójściennie piramidy trygonalne i także dwa słupy, oraz jednościenne dwa pedjony (0001). Fizycznie formy sześciocienne są $6\Pi_1$, trójściennie $3\Pi_{1\times 2}$, jednościenne $1\Pi_{3\times 2}$.

Dwojaki są tu możliwe następujące: (1) dwa kryształy obrócone względem siebie o 60° dokoła osi głównej, wtedy oś główna dwojaka staje się osią przystawiania sześciokrotnego, a zarazem dwojak jest symetryczny względem płaszczyzn zgodnych ze ścianami słupa trygonalnego $\{10\bar{1}0\}$; (2) dwa osobniki obrócone są względem siebie o 180° dokoła normalnej jednej ze ścian słupa $\{10\bar{1}0\}$, dwojak jest wtedy symetryczny względem ściany podstawowej; (3) dwa osobniki są obrócone około normalnej ściany słupa heksagonalnego $\{11\bar{2}0\}$, normalne ściany tego słupa są wtedy osiami przystawiania dwukrotnego w kryształach bliźnięcym.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju piramid dwutrygonalnych $s(3)$. | | | |
|---|---------------------------------|---|--|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk\bar{0}$ | Drugie $i.i.\bar{2}i.l$
$11\bar{2}0$ | Pierwsze $iOil$
1010 |
| Piramidowe . . . | Piramidy dwutrygonalne $6\Pi_1$ | Piramidy heksagonalne $6\Pi_1$ | Piramidy trygonalne $3\Pi_{1\times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwutrygonalne $6\Pi_1$ | Słup heksagonalny $6\Pi_1$ | Słupy trygonalne $3\Pi_{1\times 2}$ |

| s(3). Rodzaj piramid dwutrygonalnych. $3P, 1P L_3, 0C$. | | |
|--|----------------------------|----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Pość ścian i ich charakter |
| Piramidy dwutrygonalne proste górne | $\{ih\bar{k}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " odwrócone dolne | $\{ih\bar{k}\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " górne | $\{hik\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " proste dolne | $\{hik\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| Słupy " proste | $\{ih\bar{k}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " odwrócone | $\{hik\bar{0}\}$ | $6\Pi_1$ |
| Piramidy heksagonalne górne | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " dolne | $\{i.i.\bar{2}i.\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " trygonalne proste górne | $\{i0\bar{i}l\}$ | $3\Pi_{1\times 2}$ |
| " " odwrócone dolne | $\{i0\bar{i}\bar{l}\}$ | $3\Pi_{1\times 2}$ |
| " " " górne | $\{0i\bar{i}l\}$ | $3\Pi_{1\times 2}$ |
| " " proste dolne | $\{0i\bar{i}\bar{l}\}$ | $3\Pi_{1\times 2}$ |
| Słup trygonalny prosty | $\{10\bar{1}0\}$ | $3\Pi_{1\times 2}$ |
| " " odwrócony | $\{01\bar{1}0\}$ | $3\Pi_{1\times 2}$ |
| Jednościan górny | (0001) | $1\Pi_{3\times 2}$ |
| " dolny | $(000\bar{1})$ | $1\Pi_{3\times 2}$ |

§ 227. Minerale turmaliny: $H_8 Na_4 Al_{16} B_6 Si_{12} O_{63}$



$a : c = 1 : 0,4518$; (Worobjew).

$$\begin{array}{cccc} p\{10\bar{1}1\} & o\{02\bar{2}1\} & t\{21\bar{3}1\} & a\{01\bar{1}0\} \\ b\{11\bar{2}0\} & \bar{p}\{01\bar{1}\bar{1}\} & n\{10\bar{1}\bar{2}\} & \bar{c}\{000\bar{1}\} \end{array} \quad \text{Rys. 167—470.}$$

Klasyczny przykład rodzaju piramid dwutrygonalnych. Jest to grupa jednopostaciowa minerałów o składzie bardzo zawitym. Uważamy je za kryształy mieszane pochodnych kwasu $H_{11} Al_3 B_2 Si_4 O_{21}$, podanych w tytule paragrafu niniejszego, z częściowym zastąpieniem Na przez Li i K , Mg przez Fe , Mn i Ca , Al przez Fe , Cr i Ti .

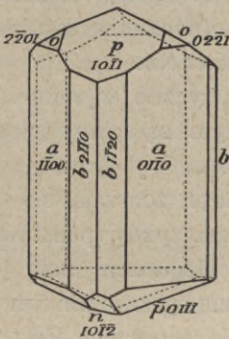
Kryształy turmalinów są bardzo rozmaitej postaci i pokroju, ale zawsze są to krępe lub wydłużone słupy o poprzecznym przekroju trygonalnym lub dwutrygonalnym. Przytoczone rysunki podają najpospolitsze formy turmalinu w połączeniach najcharakterystyczniejszych. Biegun obfity w ściany obrano

na dodatny t. j. na górny. Na rys. 467 mamy słup trygonalny odwrócony $a\{01\bar{1}0\}$ w połączeniu z piramidą trygonalną prostą górną $p\{10\bar{1}1\}$ i z piramidą trygonalną odwróconą górną $o\{02\bar{2}1\}$ oraz z piramidą trygonalną prostą dolną $\bar{p}\{01\bar{1}\bar{1}\}$. Rys. 468 przedstawia połączenie słupa trygonalnego odwróconego $a\{01\bar{1}0\}$ i słupa heksagonalnego $b\{11\bar{2}0\}$ z piramidą trygonalną prostą $p\{10\bar{1}1\}$ górną i z piramidą trygonalną odwróconą górną $o\{02\bar{2}1\}$ oraz z piramidą trygonalną odwróconą dolną $n\{10\bar{1}\bar{2}\}$ i z piramidą prostą dolną $\bar{p}\{01\bar{1}\bar{1}\}$. Kombinacja rys. 469 jest połączeniem słupa heksagonalnego $b\{11\bar{2}0\}$ i słupa trygonalnego odwróconego $a\{01\bar{1}0\}$ z piramidą trygonalną prostą górną $p\{10\bar{1}1\}$ i piramidą dwutrygonalną prostą górną $t\{21\bar{3}1\}$, oraz z pedjonem dolnym $\bar{c}\{000\bar{1}\}$.

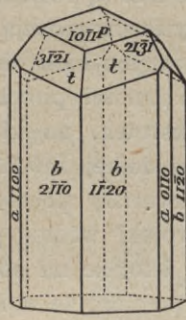
Łupliwość niezupełna zachodzi równolegle do ścian piramidy jednostkowej $p\{10\bar{1}1\}$ i do ścian słupa heksagonalnego $b\{11\bar{2}0\}$.



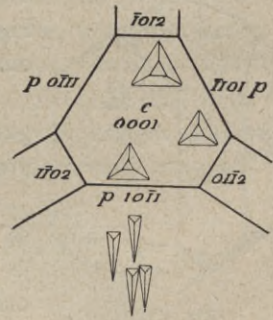
Rys. 467.



Rys. 468.



Rys. 469.



Rys. 470.

Na wielu kryształach obserwowano naturalne figury wytrawione, na pedjonie podstawowym trójkąty równoboczne rys. 470, których boki są równoległe do śladów ścian piramid trygonalnych na (0001) , a wierzchołki tych trójkątów są zwrócone do tych śladów. Figury te, jak widzimy, zgodne są z trójdzielną sześciokierunkowością pedjonu. Na ścianach piramid trygonalnych prostych i odwróconych spostrzegano różnego kształtu naturalne figury wytrawione jednodzielniedwukierunkowe. Roztopiony wodorotlenek potasowy na ścianach słupa heksagonalnego $b\{11\bar{2}0\}$ wytrawia trójkątne niesymetryczne wgłębienia.

Wybitne własności piroelektryczne turmalinu znane są oddawna. Biegun ten, któremu nadaliśmy znak dodatny, t. j. górny, obfitszy w ściany, jest biegunem antylogicznym. Na biegunie analogicznym ścian jest zawsze mniej.

Dwójłomność odjemna bardzo wielka. Spółczynniki załamania światła zmienne, zależnie od składu chemicznego. W pewnym bezbarwnym turmalinie z Elby zmierzono $\omega = 1,6397$, $\varepsilon = 1,6208$ w świetle sodowym.

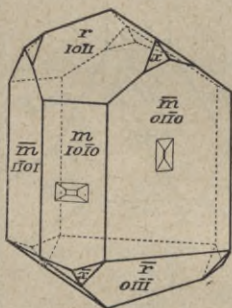
Również bardzo wielka różnica zachodzi w pochłanianiu fali zwyczajnej i nadzwyczajnej, tem większa im ciemniejsza jest barwa turmalinu. Fala zwy-

czajna pochłania się więcej od nadzwyczajnej. W turmalinach barwy ciemnej fala zwyczajna pochłania się zupełnie. Z tego powodu płytki ciemnych turmalinów równoległe do osi głównej do dziś służą czasem jako polaryzatory, a w historii optyki mają miejsce poczesne. Obecnie ustąpiły miejsca polaryzatorom kalcytowym, które dają bezbarwne światło spolaryzowane.

§ 228. Siarczan litowosodowy: $LiNaSO_4$; $a : c = 1 : 0,5624$; (Scacchi).

$$\begin{array}{lll} r\{10\bar{1}1\} & m\{10\bar{1}0\} & x\{22\bar{4}3\} \\ \bar{r}\{01\bar{1}\bar{1}\} & \bar{m}\{01\bar{1}0\} & \bar{x}\{22\bar{4}\bar{3}\} \end{array} \quad \text{Rys. 471.}$$

Na kryształach tej soli ściany słupa trygonalnego prostego $m\{10\bar{1}0\}$ są zwykle węższe i zawsze błyszczące, a ściany słupa trygonalnego odwróconego $\bar{m}\{01\bar{1}0\}$ są zazwyczaj szersze i zawsze matowe. Figury wytrawione wodą na ścianach m są poprzeczne i dostrzegalne okiem nieuzbrojonym, a na ścianach \bar{m} są podłużne i widzialne dopiero przez mikroskop. Figury te stwierdzają jednodzielną dwukierunkowość ścian omawianych i ich nierówność.

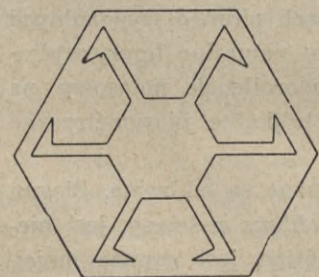


Rys. 471.

Własności piroelektryczne wyraźne. Analogiczny biegun jest ten, na którym są ściany piramidy trygonalnej prostej dolnej $\bar{r}\{01\bar{1}\bar{1}\}$.

Kryształy pojedyncze zdarzają się rzadko. Pospolite są dwojaki według płaszczyzny podstawowej. Poznajemy je po tem, że na obu biegunach mają jednakowe ściany, oraz po tem, że w razie ogrzewania ich lub studzenia na obu biegunach zjawia się jednakowa elektryczność, a w pasie środkowym przeciwna tej jaka pojawia się na biegunach. Połowy dwojaka zawsze złączone są biegunami analogicznymi: gdy kryształ stygnie końce jego elektryzują się dodatnio, a środek odjemnie.

§ 229. Lód: H_2O ; $a : c = 1 : 0,61$; (Kengott). Kryształy trygonalne najrozmaitszego pokroju, przeważnie będące połączeniami pedjonu i słupów z piramidami trygonalnymi. Dokładne oznaczenie kształtu



Rys. 472.

czworościanu jednostkowego i znaków form niemożliwe z powodu niedoskonałości kryształów i ich parowania. Z mikrofotografii kryształów tabliczkowych, zawierających inkluzje gazów, wnosimy o trzech płaszczyznach odbicia rys. 472, a z kształtu kryształów pryzmatycznych wnioskujemy, że nie mają one głównej płaszczyzny odbicia: na jednym końcu kryształów są ściany piramidy, a na drugim pedjon. Pomimo to, że mikrofotogramy kryształków śniegu są zupełnie przekonujące o ich rodzaju symetryczności, wielu autorów nie dostrzega tego.

Dwójłomność mała dodatnia: $\omega = 1,3091$, $\varepsilon = 1,3104$.

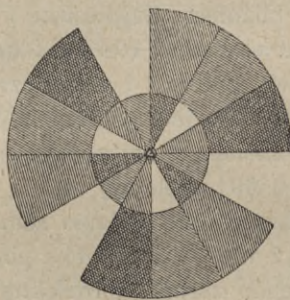
19. Rodzaj romboedrów. Kryształy romboedryczne. $s(6''2''2'') \equiv 0P$, $1L_3$, $C \equiv 6\Pi_1\{ih\bar{k}l\}$, $2\Pi_3\{0001\}$.

§ 230. Własności ogólne rodzaju romboedrów. Kalejdoskopowe powtórzenie się trójkąta płaszczyzn inwersji $s(6''2''2'')$ tworzy główną oś przystawiania trzykrotnego L_3 i środek równości odwróconej C . Gdy w rodzaju tym założymy biegun dowolny $(ih\bar{k}l)$ to powtórzy się on tak, jak wskazuje rys. 473 i rys. 474 t. j. razem z nim otrzymamy sześć punktów jednoznacznych. Gdy do kierunków, wyznaczonych tymi sześcioma punktami, przeprowadzimy płaszczyzny normalne, czyli gdy w biegunach otrzymanych przeprowadzimy płaszczyzny styczne z powierzchnią kuli, to powstanie romboedr, forma ogólna w tym rodzaju $6\Pi_1$.

Gdy przesuniemy biegun pierwotnie założony na obwód koła projekcji, przejdą tam również jego powtórzenia. Innymi słowy, jeżeli jedną ścianę dowolnego romboedru ustawimy równolegle do osi głównej, to wszystkie pozostałe ściany tego romboedru, jako jej powtórzenia symetryczne, przybiorą takie samo położenie. Powstanie wtedy słup heksagonalny: sześć równych ścian równoległych do osi głównej, których normalne leżą na (0001) co 60° . Znak ogólny wszystkich słupów heksagonalnych jest $\{ih\bar{k}l\}$. Ściany wszystkich romboedrów i słupów heksagonalnych w rodzaju romboedrów są jednokierunkowe $6\Pi_1$.



Rys. 473.



Rys. 474.

Gdy przesuniemy biegun pierwotnie założony do środka koła projekcji przesuną się w ten punkt wszystkie powtórzenia bieguna pierwotnego na górnej i na dolnej półkuli, czyli gdy założymy biegun na jednym promieniu osi głównej, to powtórzy się on przez inwersję na drugim jej promieniu. Otrzymujemy więc dwaścian podstawowy $\{0001\}$, który jako prostopady do osi przystawiania trzykrotnego jest trójkierunkowy $2\Pi_3$.

Rozkład kierunków równych w rodzaju romboedrów jest taki, jak gdybyśmy połączyli w jedną formę piramidę trygonalną górną rodzaju piramid trygonalnych $s(3')$ z odpowiednią piramidą dolną, obróconą względem górnej o kąt 60° . Wobec tego podział i nazwy form w rodzaju romboedrów $s(6''2''2'')$ opieramy na tych samych zasadach, jakimi posługiwaliśmy się w rodzaju $s(3')$. Mianowicie. Jeden z romboedrów obieramy na romboedr jednostkowy. Wtedy

ślady jego ścian na płaszczyźnie podstawowej stają się krawędziami osiowymi czworoscianu jednostkowego i romboedr ten otrzymuje znak $\{10\bar{1}1\}$. Wszystkie romboedry, których bieguny leżą na tych samych kołach pasowych, na których leżą bieguny romboedru jednostkowego, otrzymują nazwę pierwszych i znak ogólny $\{i0il\}$. W rodzaju romboedrów $s(6''2''2'')$ powierzchnia kuli dzieli się na cztery szóstki równych trójkątów. W każdej szóstce trzy trójkąty leżą na półkuli górnej, a trzy znajdują się na półkuli dolnej, jak widzimy to na rys. 474. Wobec tego romboedry pierwsze mogą być proste $\{i0il\}$ i odwrócone $\{0i\bar{i}l\}$. Formą krańcową tych romboedrów jest słup heksagonalny pierwszy $\{10\bar{1}0\}$.

Romboedry, których ściany przecinają wszystkie trzy krawędzi osiowe, ale dwie z nich w stosunku jednakowym, t. j. romboedry znaku $\{i.i.2i.l\}$ lub $\{2i.i.i.l\}$, są to romboedry drugie dodatne $\{2i.i.i.l\}$ i odjemne $\{i.i.2i.l\}$. Ich formą krańcową jest słup heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$.

W takim razie wszystkie romboedry, których bieguny leżą w polu trójkątów rys. 474, są to romboedry trzecie proste prawe $\{ihkl\}$, proste lewe $\{k\bar{h}il\}$, odwrócone prawe $\{h\bar{k}il\}$, odwrócone lewe $\{hikl\}$. Ich formami krańcowymi są słupy heksagonalne trzecie prawe $\{ihk\bar{0}\}$ i lewe $\{k\bar{h}i0\}$.

Dwojaki w rodzaju romboedrów możemy przewidywać według wszelkiej ściany, gdyż w nieobecności płaszczyzny odbicia każda ściana może być płaszczyzną bliźniącą. Najprostsze i najpospolitsze dwojaki w tym rodzaju są symetryczne względem (0001) : kryształ niejako przecięty środkową płaszczyzną podstawową (0001) i dolna część obrócona około osi głównej o 60° . Drugi rodzaj dwojaków jest symetryczny względem ścian słupa heksagonalnego: dwa kryształy zespolone równolegle osiami głównymi, ale jeden obrócony względem drugiego o 60° około tej osi.

W kryształach rodzaju romboedrów nie spodziewamy się polaryzacji kołistej, gdyż nie godzi się to z pojęciem środka równości odwróconej. To samo odnosi się do zjawisk piroelektrycznych.

Na rodzaju romboedrów $s(6''2''2'')$ kończy się poczet przypadków tetarto-symetrycznych, t. j. tych zespołów symetrycznych, które są wynikiem kalejdoskopowego powtórzenia się trójkąta sferycznego płaszczyzn trzeciego przekształcenia symetrycznego, czyli które są następstwem pojęcia inwersji. Rodzajów tych, jak wiemy, jest tylko trzy, mianowicie $s(2''2''2'')$, $s(4''2''2'')$, $s(6''2''2'')$.

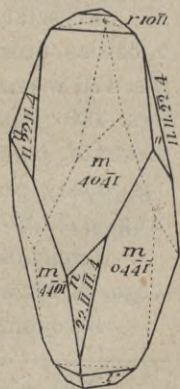
| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju romboedrów $s(6''2''2'')$. | | | |
|--|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} ihkl \\ ihk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} i.i.2i.l \\ 1120 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} i0il \\ 1010 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Romboedry trzecie
$6\Pi_1$ | Romboedry drugie
$6\Pi_1$ | Romboedry pierwsze
$6\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy heksagonalne
trzecie $6\Pi_1$ | Słup heksagonalny
drugi $6\Pi_1$ | Słup heksagonalny
pierwszy $6\Pi_1$ |

| s(6'' 2'' 2''). Rodzaj romboedrów. 0P, 1L ₃ , C. | | |
|---|------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Romboedry trzecie proste prawe | {i h k l} | 6 Π ₁ |
| „ „ „ lewe | {k h i l} | 6 Π ₁ |
| „ „ odwrócone prawe | {h k i l} | 6 Π ₁ |
| „ „ „ lewe | {h i k l} | 6 Π ₁ |
| „ drugie dodatne | {2i . i . i . l} | 6 Π ₁ |
| „ „ odjemne | {i . i . 2i . l} | 6 Π ₁ |
| „ pierwsze proste | {i 0 i l} | 6 Π ₁ |
| „ „ odwrócone | {0 i i l} | 6 Π ₁ |
| Śłupy heksagonalne trzecie prawe | {i h k 0} | 6 Π ₁ |
| „ „ „ lewe | {h i k 0} | 6 Π ₁ |
| Śłup heksagonalny drugi | {11 2 0} | 6 Π ₁ |
| „ „ pierwszy | {10 1 0} | 6 Π ₁ |
| Dwuścian podstawowy | {0001} | 2 Π ₃ |

§ 231. Węglan magnezowowapniowy. Minerale dolomit: $MgCa(CO_3)_2$; $a : c = 1 : 0,8322$; (Miller).

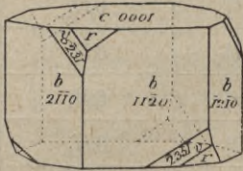
$c\{0001\}$ $r\{10\bar{1}1\}$ $m\{40\bar{4}1\}$ $v\{5\bar{2}\bar{3}1\}$
 $n\{11.11.\bar{2}\bar{2}.4\}$ $b\{11\bar{2}0\}$ Rys. 475, 476, 477.

Kryształy pokroju bardzo rozmaitego. Zasluguja na blizsze rozpatrzenie, jako charakterystyczne polaczenia tego rodzaju co rys. 475, kombinacje romboedru pierwszego $m\{40\bar{4}1\}$, romboedru drugiego $n\{11.11.\bar{2}\bar{2}.4\}$ z romboedrem jednostkowym $r\{10\bar{1}1\}$ i dwuscianem podstawowym $c\{0001\}$. Rowniez dobrze ilustruje symetrycznosc rodzaju s(6'' 2'' 2'') polaczenie slupa drugiego $b\{11\bar{2}0\}$ z romboedrami $r\{10\bar{1}1\}$ i $v\{5\bar{2}\bar{3}1\}$, rys. 476. Symetrycznosc postaci wyobrazonych na rysunkach przytoczonych zgadza sie z figurami, wytrawionemi na scianach i krawedziach romboedrow odlupanych, jakie powstaja na tym mineralu od dzialania rozciezczonego wodnego roztworu chlorowodoru, rys. 477. Na miejscu krawedzi romboedru odczynnik ten powoduje pojawienie sie scian jednego z romboedrow trzecich x. Figury te zupełnie przekonujaco dowodza istnienia osi przystawiania trzykrotnego,



Rys. 475.

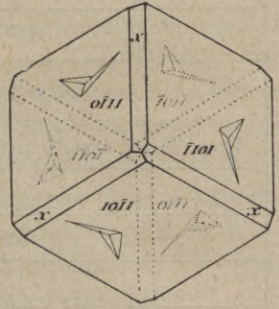
inwersji i braku płaszczyzn odbicia. Rys. 477 jest rzutem pionowym romboedru odłupanego na płaszczyznę podstawową (0001). Krawędzi i figury wytrawione na górnej części przedstawione są liniami ciągłymi na dolnej kropkowanymi przerywanymi.



Rys. 476.

Doskonała łupliwość zachodzi równoległe do ścian romboedru obranego na jednostkowy $r\{10\bar{1}1\}$.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,6817$, $\varepsilon = 1,5026$.

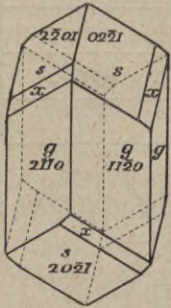


Rys. 477.

§ 232. Ortokrzemian jednomiedziowy. Mineral djoptaz*): H_2CuSiO_4 ; $a:c = 1:0,5342$; (Breithaupt).

$g\{11\bar{2}0\}$ $s\{02\bar{2}1\}$ $x\{13\bar{4}1\}$ lub $\{17\bar{8}3\}$ Rys. 478.

Charakterystyczną kombinację tego minerału przedstawia rys. 478. Romboedr $s\{02\bar{2}1\}$ ma znak i położenie pierwszego odwróconego, ponieważ na romboedr jednostkowy $\{10\bar{1}1\}$ obrano romboedr łupliwy, którego ściany prosto stępują przecinając się na osi głównej krawędzi romboedru $s\{02\bar{2}1\}$. Wobec tego słup g jest drugi $\{11\bar{2}0\}$. Krawędzi s/g stępują ściany romboedru trzeciego odwróconego prawego x , jednego z pasa $[(2\bar{1}10)|(2\bar{2}01)]$ najczęściej $\{13\bar{4}1\}$ lub $\{17\bar{8}3\}$.



Rys. 478.

Łupliwość, jak rzeczono wyżej, zachodzi doskonała równoległe do $\{10\bar{1}1\}$. Dwójłomność dodatna: $\omega = 1,6580$, $\varepsilon = 1,7079$.

§ 233. Ortokrzemian berylowy. Mineral fenakit**): Be_2SiO_4 ; $a:c = 1:0,6611$; (Kokszarow).

$r\{10\bar{1}1\}$ $s\{21\bar{3}1\}$ $d\{01\bar{1}2\}$ $i\{21\bar{3}2\}$ $o\{01\bar{1}1\}$
 $a\{11\bar{2}0\}$ $\pi\{11\bar{2}3\}$ $p\{2\bar{1}\bar{1}3\}$ $o\{22\bar{4}3\}$ Rys. 479, 480.

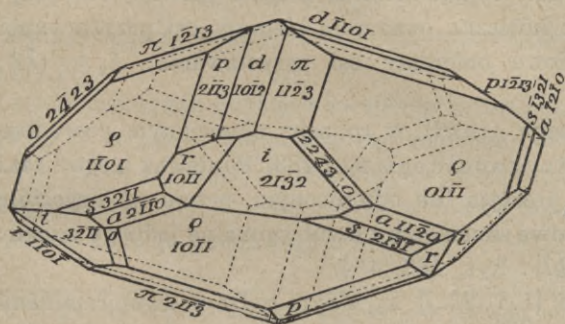
Kryształy tego minerału znany w bardzo wielu rozmaitych połączeniach o bardzo urozmaiconym pokroju. Jedno dość charakterystyczne przedstawia rys. 479 w rzucie perspektywicznym i rys. 480 w rzucie pionowym na (0001). Rys. 480 jest $\frac{7}{8}$ wielościanu rys. 479. Widzimy w nim dwa romboedry pierwsze, jednostkowy prosty $r\{10\bar{1}1\}$ i odwrócony $d\{01\bar{1}2\}$, dwa trzecie, odwrócony prawy $s\{3\bar{2}\bar{1}1\}$ i prosty prawy $i\{21\bar{3}2\}$, oraz heksagonalny słup drugi $a\{11\bar{2}0\}$.

Łupliwość niewyraźna zachodzi równoległe do ścian romboedru jednostkowego, a także równoległe do ścian słupa drugiego $a\{11\bar{2}0\}$.

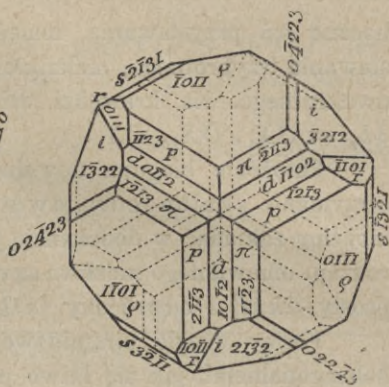
Dwójłomność dodatna: $\omega = 1,6540$, $\varepsilon = 1,6697$.

*) διὰ ὀρθῶς = nawskróś widzę.

***) ὀ φέναξ = kłamaczka.



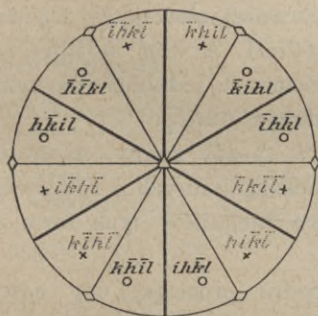
Rys. 479.



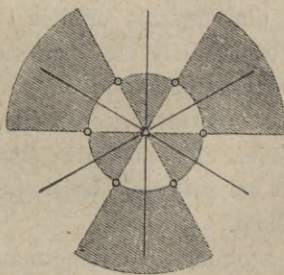
Rys. 480.

20. Rodzaj skalenoedrów dwutrygonalnych nazywany też rodzajem skalenoedrów heksagonalnych. Kryształy dytrygonalnie skalenoedryczne^{*)}. $s(6'2'2) \equiv 3P'', 1L_3, 3L'_2, C \equiv 12\Pi_1 \begin{matrix} \{ihkl\} \\ \{1.1.2.1\} \end{matrix}, 6\Pi_{1 \times 2} \begin{matrix} \{1011\} \\ \{1010\} \end{matrix}, 6\Pi_2 \{11\bar{2}0\}, 2\Pi_{3 \times 2} \{0001\}$.

§ 234. Własności ogólne rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych. Trójkąt sferyczny płaszczyzn zwierciadlanych $s(6'2'2)$ swym powtórzeniem się kalejdoskopowym daje trzy boczne płaszczyzny odbicia, oś główną przystawiania trzykrotnego i trzy boczne osi przystawiania dwukrotnego, dzielące na połowy kąty pomiędzy płaszczyznami odbicia. A więc trzy te osi przystawiania dwukrotnego są to normalne płaszczyzn odbicia. W takim razie, jeżeli każda



Rys. 481.



Rys. 482.

oś przystawiania jest prostopadła do płaszczyzny odbicia, to zjawia się jeszcze środek równości odwróconej: kryształy rodzaju omawianego są centryczne, jak to widzimy z rys. 481.

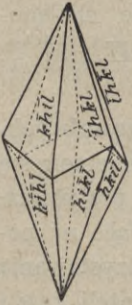
Płaszczyzny odbicia i osi przystawiania dzielą powierzchnię kuli na trójkąty równe, tak jak wskazuje rys. 482. Linje ciągłe grubsze oznaczają tu ślady płaszczyzn odbicia na płaszczyźnie podstawowej, linje ciągłe cienkie oznaczają

^{*)} σκαληρός = nierówny, krzywy, skośny, nierównoboczny.

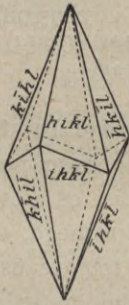
boczne osi przystawania, małeńki trójkąt oznacza biegun głównej osi przystawania trzykrotnego, małeńkie kółeczka oznaczają bieguny osi przystawania dwukrotnego. Na krawędzi osiowe obieramy osi przystawania: $L_3 \equiv OZ$, $3L_2 \equiv OX_1, OX_2, OX_3$.

Założenie bieguna dowolnego $(ih\bar{k}l)$ w rodzaju omawianym powoduje otrzymanie skalenoedru dwutrygonalnego rys. 483. Ponieważ biegun taki możemy zakładać w dodekancie prostym lub odwróconym, przeto na kryształach rodzaju omawianego możliwe są dwa skalenoedry dwutrygonalne jednego znaku: prosty $\{ih\bar{k}l\}$ i odwrócony $\{hik\bar{l}\}$. Rys. 483, 484.

Formy drugie piramidowe $\{i.i.2i.l\}$ są w tym rodzaju dwupiramidami heksagonalnymi, jak się łatwo przekonamy, przesuując bieguny skalenoedru prostego czy odwróconego do śladów osi przystawania OX . Gdy biegun pierwotnie założony umieścimy na śladzie osi przystawania OX , wszystkie jego powtórzenia znajdują się na śladach tych osi na obu półkulach. Ściany skalenoedru i dwupiramidy heksagonalnych, jako nieprostokątne ani do płaszczyzn odbicia ani do osi przystawania, są jednokierunkowe $12H_1$.



Rys. 483.



Rys. 484.

Formy pierwsze piramidowe są w tym rodzaju romboedrami. Możemy przekonać się o tem, przesuując biegun skalenoedru $\{ih\bar{k}l\}$ do płaszczyzn odbicia: w każdym dedakancie dwa bieguny zbliżają się do siebie, aż wreszcie gdy osiągną położenie bieguna formy pierwszej, zlewają się w jeden biegun, leżący na płaszczyźnie odbicia $(i0\bar{i}l)$ albo $(0i\bar{i}l)$. A więc możliwe są tu romboedry proste $\{i0\bar{i}l\}$ i odwrócone $\{0i\bar{i}l\}$ o ścianach jednodzielniedwukierunkowych, jako prostokątnych do płaszczyzn odbicia $6H_{1 \times 2}$.

Formy pryzmatyczne wyprowadzimy w sposób znany, mianowicie ustawiением ścian skalenoedru, dwupiramidy heksagonalnych i romboedru równoległe do osi głównej, czyli przenoszeniem biegunów tych form na obwód koła projekcji.

Czy zrobimy to z biegunami skalenoedru prostego, czy odwróconego, zawsze otrzymamy jeden tylko słupek dwuheksagonalny $\{ih\bar{k}0\}$, o dwunastu ścianach jednokierunkowych, jako nieprostokątnych ani do płaszczyzny odbicia, ani do osi przystawania $12H_1$. Ślady ścian słupa dwuheksagonalnego na płaszczyźnie podstawowej tworzą dwunastobok symetryczny.

Przeniesienie biegunów dwupiramidy heksagonalnej na obwód koła projekcji daje słupek heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$, którego ściany, jako prostokątne do bocznych osi przystawania dwukrotnego, są dwukierunkowe $6H_2$.

Przeniesienie na obwód koła projekcji biegunów romboedru prostego lub odwróconego daje słupek heksagonalny pierwszy $\{10\bar{1}0\}$, którego ściany są jednodzielniedwukierunkowe $6H_{1 \times 2}$, jako prostokątne do płaszczyzn odbicia.

Nakoniec możliwy w tym rodzaju dwuścian podstawowy $\{0001\}$ jest trójdzielnie sześciokierunkowy, jako prostopadły do trzech płaszczyzn odbicia $2\Pi_{3 \times 2}$.

Płaszczyzną bliźniącą dwojaków w rodzaju $s(6'2'2)$ może być płaszczyzna (0001) , a także ściana każdego romboedru i skalenoedru.

Co do własności fizycznych, to do kryształów rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych $s(6'2'2)$ odnosi się w równej mierze to, co podano w opisie kryształów rodzaju romboedrów $s(6''2''2'')$.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych $s(6'2'2)$. | | | |
|--|-------------------------------------|------------------------------------|--|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.2i.l$
1120 | Pierwsze $i0il$
1010 |
| Piramidowe . . . | Skalenoedry dwutrygonalne $12\Pi_1$ | Dwupiramidy heksagonalne $12\Pi_1$ | Romboedry $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwuheksagonalne $12\Pi_1$ | Słup heksagonalny drugi $6\Pi_2$ | Słup heksagonalny pierwszy $6\Pi_{1 \times 2}$ |

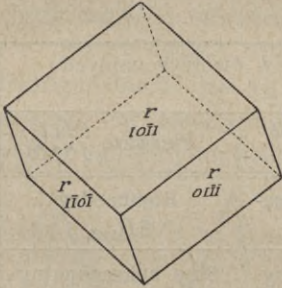
| $s(6'2'2)$. Rodzaj skalenoedrów dwutrygonalnych. $3P''$, $1L_3$, $3L'_2$, C . | | |
|---|------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Skalenoedry dwutrygonalne proste | $\{ih\bar{k}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ odwrócone | $\{h\bar{i}kl\}$ | $12\Pi_1$ |
| Słupy dwuheksagonalne | $\{ih\bar{k}0\}$ | $12\Pi_1$ |
| Dwupiramidy heksagonalne | $\{i.i.2i.l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Romboedry proste | $\{i0\bar{i}l\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| „ odwrócone | $\{0i\bar{i}l\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słup heksagonalny pierwszy | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| „ „ drugi | $\{11\bar{2}0\}$ | $6\Pi_2$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{0001\}$ | $2\Pi_{3 \times 2}$ |

§ 235. Węglan wapniowy - a. Mineral kalcyt: $CaCO_3$; $a : c = 1 : 0,8543$; (Kupffer).

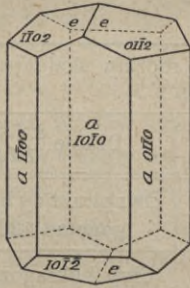
$r\{10\bar{1}1\}$ $a\{10\bar{1}0\}$ $e\{01\bar{1}2\}$ $p\{02\bar{2}1\}$ $v\{21\bar{3}1\}$
 $b\{11\bar{2}0\}$ $n\{40\bar{4}1\}$ $y\{32\bar{5}1\}$ $i\{3\bar{1}42\}$ $c\{0001\}$ Rys. 485—499.

Jeden z minerałów najbardziej rozpowszechnionych o nadzwyczaj wielorakiej postaci i bardzo wielu formach krystalograficznych. Kryształy doskonałe łupliwe równoległe do ścian romboedru rys. 485, który obrano na jed-

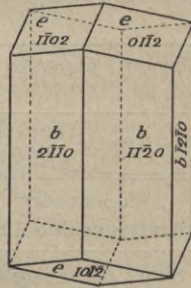
nostkowy $\{10\bar{1}1\}$. Forma ta na kryształach rodzimych jest bardzo rzadka. W tej bowiem postaci węglan wapnia wydziela się z chemicznie czystych rozтворów kwaśnego węgla wapnia w temperaturze niskiej. Ten przypadek może się zdarzyć w przyrodzie tylko w warunkach wyjątkowo pomyślnych, a więc bardzo rzadkich. Na rys. 486 mamy połączenie słuipa pierwszego $a\{10\bar{1}0\}$ z romboedrem odwróconym $e\{01\bar{1}2\}$. Rys. 487 jest połączeniem romboedru odwróconego $e\{01\bar{1}2\}$ ze słuipem heksagonalnym drugim $b\{11\bar{2}0\}$. Godzi się



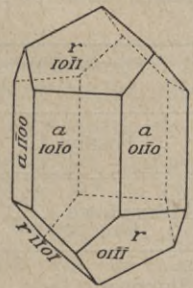
Rys. 485.



Rys. 486.

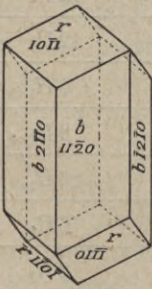


Rys. 487.

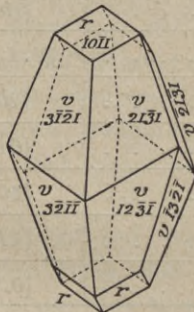


Rys. 488.

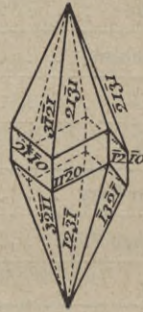
tu przytoczyć również rys. 488, połączenie słuipa pierwszego $a\{10\bar{1}0\}$ z romboedrem prostym $r\{10\bar{1}1\}$ i rys. 489, połączenie słuipa drugiego $b\{11\bar{2}0\}$ również z romboedrem prostym $r\{10\bar{1}1\}$. Rys. 490 podaje kombinację romboedru jednostkowego prostego $r\{10\bar{1}1\}$ i skalenoedru dwutrygonalnego prostego $v\{21\bar{3}1\}$, którego krawędzi środkowe są równoległe do krawędzi środkowych romboedru jednostkowego. Na rys. 491 mamy ten sam skalenoedr dwutrygonalny



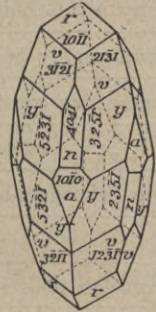
Rys. 489.



Rys. 490.



Rys. 491.



Rys. 492.

prosty $v\{21\bar{3}1\}$ w połączeniu ze słuipem heksagonalnym drugim $b\{11\bar{2}0\}$. Złożniejszą kombinację przedstawia rys. 492. Jest to romboedr jednostkowy prosty $r\{10\bar{1}1\}$, skalenoedr dwutrygonalny prosty $v\{21\bar{3}1\}$, skalenoedr dwutrygonalny prosty $y\{32\bar{5}1\}$, romboedr prosty $n\{40\bar{4}1\}$ i słuip heksagonalny pierwszy $a\{10\bar{1}0\}$. Pouczające jest również połączenie rys. 493 trzech romboedrów ze słuipem i podstawą, oraz rys. 494, połączenie romboedrów $r\{10\bar{1}1\}$ i $e\{01\bar{1}2\}$ ze słuipem $b\{11\bar{2}0\}$ i z dwoma skalenoedrami $i\{31\bar{4}2\}$ i $v\{21\bar{3}1\}$.

symetrycznie wierzchołkami do śladów ścian romboedrów prostych na (0001) . Na ścianach słupa heksagonalnego pierwszego $\{10\bar{1}0\}$ od działania tegoż odczynnika powstają figury jednoodzielnie dwukierunkowe, leżące na ścianach przyległych naprzeciwległe zgodnie z dwiema płaszczyznami obrotu $s(6'2'2)$ jak wskazuje rys. 499.

Dwójłomność tak wielka, że nawet w niezbyt grubych płytkach odłupanych dostrzega ją oko nieuzbrojone. Z powodu tej własności kalcyt jest nadzwyczaj cennym materiałem na wyrób przyrządów, dających światło spolaryzowane. Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,6585$, $\varepsilon = 1,4863$.

§ 236. Azocian sodu. Saletra sodowa: $NaNO_3$; $a : c = 1 : 0,8297$; (Wulff).

Wybitny przykład jednopostaciowości z kalcytem. Najpospolitszą formą kryształów saletry sodowej jest romboedr prosty jednostkowy $\{10\bar{1}1\}$. Równolegle do ścian tego romboedru zachodzi doskonała łupliwość. Dwojaki i bliźnięcość wielokrotna taka sama jak w kryształach kalcytu według romboedru odwróconego $\{01\bar{1}2\}$.

Dwójłomność również odjemna i również bardzo wielka: $\omega = 1,5854$, $\varepsilon = 1,3369$.

Kształt romboedru $\{10\bar{1}1\}$ w szeregu jednopostaciowym kalcytu.

| Nazwa | Skład chemicz. | Rodz. sym. | R | a | c |
|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------------|--------|
| Kalcyt . . . | $CaCO_3$ | $s(6'2'2)$ | $74^\circ 55'$ | $101^\circ 55'$ | 0,8543 |
| Dolomit . . . | $CaMg(CO_3)_2$ | $s(6''2''2'')$ | $73^\circ 45'$ | $102^\circ 38'$ | 0,8322 |
| Magnezyt . . | $MgCO_3$ | $s(6'2'2)$ | $72^\circ 36'$ | $103^\circ 18'$ | 0,8112 |
| Syderyt . . . | $FeCO_3$ | $s(6''2''2'')$ | 73° | $103^\circ 4' 30''$ | 0,8184 |
| Djalogit . . . | $MnCO_3$ | $s(6'2'2)$ | $72^\circ 58'$ | $102^\circ 50'$ | 0,8259 |
| Smitsonit . . | $ZnCO_3$ | $s(6'2'2)$ | $72^\circ 20'$ | $103^\circ 28'$ | 0,8063 |
| Azocian sodowy | $NaNO_3$ | $s(6'2'2)$ | $73^\circ 37'$ | $102^\circ 42' 30''$ | 0,8297 |

R = kąt normalnych ścian romboedru.

a = kąt płaski krawędzi romboedru, którego wierzchołek leży na osi głównej.

c = odcinek jednostkowy OZ (odcinek $OX = a = 1$).

§ 237. Tlenek glinowy. Mineral korund: Al_2O_3 ; $a : c = 1 : 1,3652$; (Melcher).

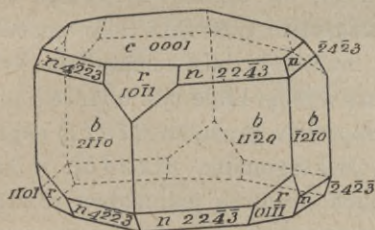
$c\{0001\}$ $r\{10\bar{1}1\}$ $s\{02\bar{2}1\}$ $n\{22\bar{4}3\}$ $b\{11\bar{2}0\}$ Rys. 500, 501.

Kryształy rodzimego tlenku glinowego, czyli minerału korundu, zazwyczaj są połączeniem heksagonalnego słupa drugiego z dwuścianem podstawowym. Często krawędzi i naroża takiego połączenia stępione są ścianami romboedru

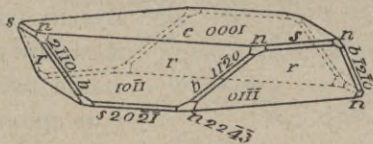
jednostkowego prostego $r\{10\bar{1}1\}$ i dwupiramidy heksagonalnej $n\{22\bar{4}3\}$. Kryształy tlenku glinowego sztucznego najczęściej mają pokrój tabliczkowy jak rys. 501. Jest to kombinacja tych samych form co rys. 500 z dołączeniem tylko romboedru odwróconego $s\{02\bar{2}1\}$.

Łupliwość wyraźna zachodzi równolegle do dwuścianu podstawowego i do romboedru jednostkowego $r\{10\bar{1}1\}$.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,7693$; $\varepsilon = 1,7610$.



Rys. 500.



Rys. 501.

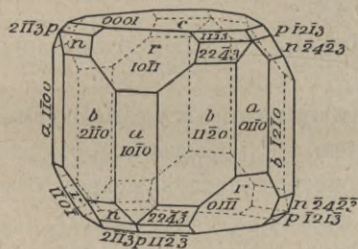
§ 238. Tlenek tytanowy: Ti_2O_3 ; $a:c = 1:1,316$; (Friedel i Guérin).

Kryształy tlenku tytanowego, otrzymane działaniem gorącego wodoru i pary chlorku tytanu na rozżarzony dwutlenek tytanu, są to osobniki wielkości około 0,1 milimetra. Są one połączeniem dwuścianu podstawowego, romboedru jednostkowego i piramidy heksagonalnej $n\{22\bar{4}3\}$, o pokroju grubotabliczkowym, zupełnie podobnym do pokroju kryształów hematytu (ob. niżej).

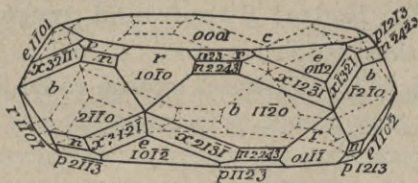
§ 239. Tlenek chromowy: Cr_2O_3 ; $a:c = 1:1,3770$; (Strüver).

$c\{0001\}$ $r\{10\bar{1}1\}$ $a\{10\bar{1}0\}$ $b\{11\bar{2}0\}$ rys. 502, 503.
 $p\{11\bar{2}3\}$ $n\{22\bar{4}3\}$ $e\{01\bar{1}2\}$ $x\{1\bar{2}\bar{3}1\}$

Kryształy tlenku chromowego, otrzymywane rozmaitymi drogami, są to zazwyczaj cienkie płytki, ograniczone dwuścianem podstawowym i ścianami romboedru jednostkowego. Pokrój ich jest zupełnie taki sam jak kryształów



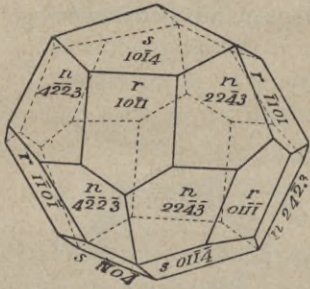
Rys. 502.



Rys. 503.

tlenku glinowego. Przez rozkład chlorku chromilu działaniem temperatury wysokiej powstają kryształy tlenku chromowego bardzo urozmaicone, jak wskazuje rys. 502 i 503, gdzie podane są dwa połączenia krystalograficzne. Obserwowano również kryształy tlenku chromowego zupełnie takie same, jak kryształy korundu rys. 500.

§ 240. Tlenek żelazowy. Mineral hematyt*): Fe_2O_3 ; $a:c = 1:1,3654$; (Melcher). $s\{10\bar{1}4\}$ $r\{10\bar{1}1\}$ $n\{22\bar{4}3\}$ rys. 504.



Rys. 504.

Kryształy tlenku żelazowego sztucznego najpospoliciej są to płytki, ograniczone ścianami dwuścianu podstawowego i romboedru jednostkowego, o pokroju podobnym do kryształów tlenku glinowego rys. 501. Kryształy rodzime, minerału hematytu, są bardzo wielorakie i urozmaicone pod względem pokroju. Dość charakterystyczny pokrój mają kryształy hematytu w słynnym występowaniu na wyspie Elbie rys. 504. Jest to połączenie dwu romboedrów prostych $r\{10\bar{1}1\}$ i $s\{10\bar{1}4\}$ z dwupiramidą heksagonalną $n\{22\bar{4}3\}$, w którym ściany wszystkich form są jednakowo rozwinięte.

| Kształt romboedru $\{10\bar{1}1\}$ w szeregu jednopostaciowym korundu i hematytu. | | | | | |
|---|-----------|----------------|---------------------|---------------------|--------|
| Nazwa | Skład | Symetr. | R | α | c |
| Korund | Al_2O_3 | $s(6'2'2)$ | $99^\circ 59' 30''$ | $85^\circ 42' 40''$ | 1,3652 |
| Tlenek tytanu . | Ti_2O_3 | $s(6'2'2)$ | $42^\circ 42'$ | $87^\circ 10'$ | 1,3160 |
| Tlenek chromowy | Cr_2O_3 | $s(6'2'2)$ | $94^\circ 17' 30''$ | $85^\circ 22'$ | 1,3770 |
| Hematyt | Fe_2O_3 | $s(6'2'2)$ | $94^\circ 0'$ | $85^\circ 42'$ | 1,3654 |
| Geikielit | $MgTiO_3$ | $s(6''2''2'')$ | $94^\circ 7'$ | $85^\circ 34'$ | 1,3700 |
| Ilmenit | $FeTiO_3$ | $s(6''2''2'')$ | $94^\circ 29'$ | $85^\circ 8'$ | 1,3846 |
| Pirofanit | $MnTiO_3$ | $s(6''2''2'')$ | $94^\circ 5' 30''$ | $85^\circ 36'$ | 1,3692 |

β . Kryształy trygonalne z główną płaszczyzną odbicia: $s(32'2')$ i $s(322)$.

21. Rodzaj dwupiramid trygonalnych. Kryształy dwupiramidalnie trygonalne. $s(32'2') \equiv 1P, 1L_3, 0C \equiv 6\Pi_1^{\{ihkl\}}, 3\Pi_{1 \times 2}^{\{ihko\}}, 2\Pi_3^{\{000i\}}$.

§ 241. Własności ogólne rodzaju dwupiramid trygonalnych. Dwie płaszczyzny obrotu, przecinające się pod kątem 60° i przecięte prostopadłą do nich płaszczyzną pierwszego przekształcenia symetrycznego, swem powtórzeniem się kalejdoskopowem tworzą obustronną oś główną przystawiania trzykrotnego i prostopadłą do niej, t. j. główną, płaszczyznę odbicia. Ponieważ kąt płaszczyzn obrotu 60° powoduje kierunki równe co 120° , środka równości odwróconej niema. Rys. 505.

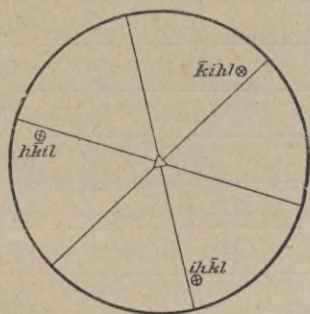
Biegun dowolny $(ihkl)$, powtórzony symetrycznie według warunków przypadku $s(32'2')$, prowadzi do dwupiramidy trygonalnej i do podziału powierzchni kuli na trójkąty równe takie i tak rozłożone, jak wskazuje rys. 506.

*) τὸ αἷμα = krew.

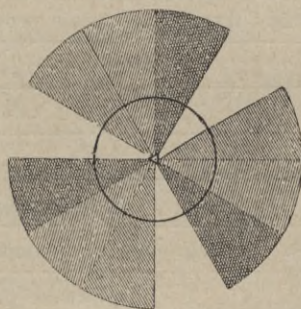
Oczywista, że w rodzaju dwupiramid trygonalnych każdy biegun, założony gdziekolwiek z wyjątkiem środka i obwodu koła projekcji, zawsze prowadzi do dwupiramidy trygonalnej $6\Pi_1$.

Założenie bieguna na obwodzie koła projekcyjnego daje słupy trygonalne $\{ih\bar{k}0\}$ $3\Pi_{1 \times 2}$, a założenie bieguna we środku koła daje dwuścian podstawowy $\{0001\}$ $2\Pi_3$.

W rodzaju omawianym na elementy czworościanu jednostkowego z pośród elementów symetryczności mamy tylko krawędź OZ i płaszczyznę krawędzi osiowych OX . Przeto na krawędzi osiowe OX_1, OX_2, OX_3 obieramy krawędzi podstawowe jednej z dwupiramid trygonalnych, którą mianujemy jednostkową, t. j. nadajemy jej znak $\{10\bar{1}1\}$. Wtedy płaszczyzny osiowe i ich



Rys. 505.



Rys. 506.

normalne dzielą kulę na wycinki jednoznaczne, jak wskazano na rys. 506. Z tego podziału wnosimy, że możliwe w tym rodzaju dwupiramidy trygonalne trzecie i odpowiadające im słupy trygonalne trzecie są proste i odwrócone, prawe i lewe.

Dwupiramidy trygonalne drugie i słupy trygonalne drugie są dodatne i odjemne: $\{2i.i.i.l\}$ i $\{i.i.\bar{2}i.l\}$, $\{2\bar{1}\bar{1}0\}$ i $\{11\bar{2}0\}$.

Dwupiramidy trygonalne pierwsze i słupy trygonalne pierwsze są tu proste i odwrócone i $\{i0\bar{i}l\}$, $\{0i\bar{i}l\}$, $\{10\bar{1}0\}$ i $\{01\bar{1}0\}$.

A więc w rodzaju dwupiramid trygonalnych geometrycznie formy są trzech rodzajów: dwupiramidy trygonalne, słupy trygonalne i dwuścian. Fizycznie są one też trzech rodzajów: sześciennie dwupiramidy trygonalne ograniczone są ścianami jednokierunkowymi $6\Pi_1$, słupy trygonalne trójścienne o trzech ścianach jednodzielniedwukierunkowych $3\Pi_{1 \times 2}$ i jedyny w swoim rodzaju dwuścian trójkierunkowy $2\Pi_3$.

Nie wymaga rozwodzenia się, że podział na formy trzecie, drugie i pierwsze jest sprawą tylko znaków t. j., że jest on tylko wynikiem obioru formy jednostkowej.

Rodzaj dwupiramid trygonalnych znany w kryształach tylko jednej substancji.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju dwupiramid trygonalnych $s(32'2')$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.2i.l$
1120 | Pierwsze $i0il$
1010 |
| Piramidowe . . . | Dwupiramidy trygonalne trzecie $6\Pi_1$ | Dwupiramidy trygonalne drugie $6\Pi_1$ | Dwupiramidy trygonalne pierwsze $6\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy trygonalne trzecie $3\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy trygonalne drugie $3\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy trygonalne pierwsze $3\Pi_{1 \times 2}$ |

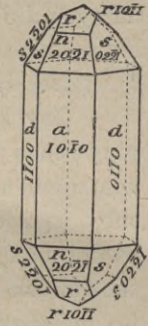
| $s(32'2')$. Rodzaj dwupiramid trygonalnych. $1P, 1L_3, 0C$. | | |
|---|----------------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwupiramidy trygonalne trzecie proste prawe . . . | $\{ih\bar{k}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " lewe . . . | $\{k\bar{h}il\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " odwrócone prawe | $\{\bar{h}k\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " lewe . . . | $\{h\bar{i}k\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " drugie dodatne | $\{2i.\bar{i}.\bar{i}.l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " odjemne | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " pierwsze proste | $\{i0\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " odwrócone | $\{0i\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| Słupy trygonalne trzecie proste prawe | $\{ih\bar{k}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " " lewe | $\{k\bar{h}\bar{i}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " " odwrócone prawe | $\{\bar{h}k\bar{i}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " " lewe | $\{h\bar{i}k0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słup trygonalny drugi dodatny | $\{2\bar{1}\bar{1}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " " odjemny | $\{1\bar{1}\bar{2}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " " pierwszy prosty | $\{10\bar{1}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " " odwrócony | $\{01\bar{1}0\}$ | $3\Pi_{1 \times 2}$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{0001\}$ | $2\Pi_3$ |

§ 142. Ortofosforzan dwusrebrowy: Ag_2HPO_4 ; $a:c = 1:0,7297$.

$a\{10\bar{1}0\}$ $d\{01\bar{1}0\}$ $n\{20\bar{2}1\}$ $s\{02\bar{2}1\}$ $r\{10\bar{1}1\}$ Rys. 507.

Kryształy omawiane są połączeniem dwu słupów trygonalnych pierwszych jednostkowych, prostego $a\{10\bar{1}0\}$ i odwróconego $d\{01\bar{1}0\}$, dwu dwupiramid trygonalnych, pierwszej prostej $n\{20\bar{2}1\}$ i odwróconej $s\{02\bar{2}1\}$, z prostą jednostkową dwupiramidą trygonalną pierwszą $r\{10\bar{1}1\}$. Kryształy te są

jedynym dotychczas znanym przykładem rodzaju dwupiramid trygonalnych $s(3'2'2')$, o ile są one osobnikami pojedynczymi, a nie dwojakami $s(6'2'2)$ według (0001) z obrotem jednej części względem drugiej o 60° . Rozstrzygnąć tę wątpliwość mogą badania figur wytrawionych i stwierdzenie zjawisk piroelektrycznych na płaszczyźnie głównej. Przewidywać je należy z powodu typu symetrycznego o kącie płaszczyzn zwierciadlanych 60° , który sprawia, że kierunki równe powtarzają się co 120° , a więc zwroty jednej prostej na płaszczyźnie głównej są różnoznaczne, gdy w rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych są one jednoznaczne. Tego jednak jeszcze nie dokonano.



Rys. 507.

Dwojaki według $(2\bar{1}10)$. Jednoosiowy, optycznie odjemny: $\omega = 1,8036$, $\varepsilon = 1,7983$.

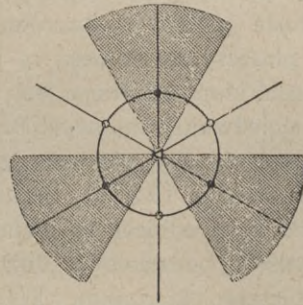
22. Rodzaj dwupiramid dwutrygonalnych. Kryształy dwutrygonalnie bipiramidalne. $s(3'2'2) \equiv 1P, 3P', 1L_3, 3^pL_2', 0C \equiv 12\Pi_1 \begin{Bmatrix} i h k l \\ i . i . 2 i . 1 \end{Bmatrix}, 6\Pi_{1 \times 2} \begin{Bmatrix} i h k o \\ i o i l \\ i l 2 o \end{Bmatrix}, 3\Pi_{2 \times 2} \begin{Bmatrix} i o i o \\ o o o i \end{Bmatrix}, 2\Pi_{3 \times 2}$.

§ 243. Własności ogólne rodzaju dwupiramid dwutrygonalnych.

Gdy powtórzmy kalejdoskopowo dwie płaszczyzny pierwszego przekształcenia symetrycznego tworzące kąt 60° , przecięte prostopadłą do nich trzecią taką samą płaszczyzną zwierciadlaną, to otrzymamy trzy boczne płaszczyzny odbicia $3P'$ co 60° i prostopadłą do nich główną płaszczyznę odbicia P . Przecięcie się tych czterech płaszczyzn odbicia powoduje istnienie głównej osi przystawiania trzykrotnego L_3 i trzech równych polarnych bocznych osi przy-



Rys. 508.



Rys. 509.

stawiania dwukrotnego 3^pL_2 , leżących co 60° na głównej płaszczyźnie odbicia. Polarność tych osi jest wynikiem kąta płaszczyzn zwierciadlanych 60° , gdyż kąt ten powtórzony kalejdoskopowo daje równe kierunki co 120° . Rys. 508.

Aczkowiek istniejące w rodzaju omawianym osi przystawiania zupełnie nadają się na krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego, jednak w celu zachowania analogji z rodzajem piramid trygonalnych $s(3)$ i skalenoedrów dwutrygono-

nalnych $s(6'2'2)$ na boczne krawędzi osiowe OX_1, OX_2, OX_3 wybieramy normalne bocznych płaszczyzn odbicia, t. j. na formę jednostkową $\{10\bar{1}1\}$ wybieramy tę, której ściany są $\Pi_{1 \times 2}$, t. j. prostopadłe do bocznych płaszczyzn odbicia.

Gdy założymy biegun dowolny $(ihkl)$, to jego powtórzenia symetryczne przywodzą do dwupiramidy dwutrygonalnej $\{ihkl\}$, czyli do podziału powierzchni kuli na równoznaczne trójkąty według rys. 509. Z podziału tego wnosiśmy, że o jednakowej wartości liczb wyznaczających h, i, k, l są możliwe dwie dwupiramidy trygonalne: $\{ih\bar{k}l\}$, której bieguny leżą w trójkątach niezakreskowanych i $\{hikl\}$ z biegunami w trójkątach zakreskowanych rys. 509, t. j. w dodekantach prostych lub odwróconych. A więc w rodzaju omawianym są możliwe dwupiramidy dwutrygonalne proste $\{ih\bar{k}l\}$ i odwrócone $\{hikl\}$ o dwunastu ścianach jednokierunkowych $12\Pi_1$, jak to jest właściwe formom ogólnym w każdym rodzaju krystalograficznym.

Formy drugie są tu dwupiramidami heksagonalnymi $\{i.i.2i.l\}$, których ściany są jednokierunkowe $12\Pi_1$, jako nie prostopadłe ani do osi przystawania ani do płaszczyzn odbicia. A więc są to odmiany form ogólnych, co zresztą jasno wynika z tego, że są to formy, aczkolwiek o ścianach symetrycznie leżących pomiędzy płaszczyznami odbicia, ale o biegunach w polu trójkątów sferycznych płaszczyzn zwierciadlanych.

Formy pierwsze w rodzaju omawianym przybierają postać dwupiramid trygonalnych prostych $\{i0il\}$ i odwróconych $\{0iil\}$, jak to jasno wynika z podziału kuli płaszczyznami odbicia i ich normalnemi, które obraliśmy na krawędzi osiowe OX_1, OX_2, OX_3 . Ściany tych form sześciościennych są prostopadłe do bocznych płaszczyzn odbicia, a więc są jednodzielniedwukierunkowe $6\Pi_{1 \times 2}$.

Formy słupowe trzecie w rodzaju omawianym są to słupy dwutrygonalne proste $\{ihk0\}$ i odwrócone $\{hik0\}$. Ściany ich, jako prostopadłe do głównej płaszczyzny odbicia, są jednodzielniedwukierunkowe $6\Pi_{1 \times 2}$.

Forma słupowa druga jest tu słupem heksagonalnym $\{11\bar{2}0\}$ o ścianach jednodzielniedwukierunkowych $6\Pi_{1 \times 2}$ jako prostopadłych do płaszczyzny głównej.

Forma słupowa pierwsza jest tu słupem trygonalnym prostym $\{10\bar{1}0\}$ albo odwróconym $\{01\bar{1}0\}$. Ściany słupów trygonalnych, jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia, są dwudzielnieczwórkierunkowe $3\Pi_{2 \times 2}$.

Dwuścian podstawowy $\{0001\}$ w rodzaju dwupiramid dwutrygonalnych jest trójdzielniesześciokierunkowy $2\Pi_{3 \times 2}$ jako prostopadły do trzech płaszczyzn odbicia.

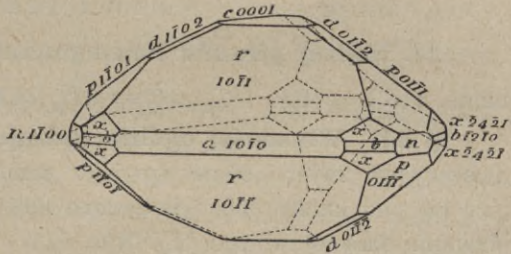
| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju dwupiramid dwutrygonalnych $s(322)$. | | | |
|--|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} ihkl \\ ihk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} i.i.2i.l \\ 1120 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} i0il \\ 1010 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Dwupiramidy dwutrygonalne $12\Pi_1$ | Dwupiramidy heksagonalne $12\Pi_1$ | Dwupiramidy trygonalne $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwutrygonalne $6\Pi_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny $6\Pi_{1 \times 2}$ | Słupy trygonalne $3\Pi_{2 \times 2}$ |

| s(322). Rodzaj dwupiramid dwutrygonalnych. 1P, 3P' 1L ₃ , 3 ² L ₂ ', 0C. | | |
|---|---------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwupiramidy dwutrygonalne proste | { <i>ihkl</i> } | 12 Π ₁ |
| „ „ odwróconoe | { <i>hikl</i> } | 12 Π ₁ |
| „ heksagonalne | { <i>i.i.2i.l</i> } | 12 Π ₁ |
| „ trygonalne proste | { <i>i0il</i> } | 6 Π _{1×2} |
| „ „ odwrócone | { <i>0iil</i> } | 6 Π _{1×2} |
| Słupy dwutrygonalne proste | { <i>ihk0</i> } | 6 Π _{1×2} |
| „ „ odwrócone | { <i>hik0</i> } | 6 Π _{1×2} |
| Słup heksagonalny | { <i>1120</i> } | 6 Π _{1×2} |
| „ trygonalny prosty | { <i>10ī0</i> } | 3 Π _{2×2} |
| „ „ odwrócony | { <i>01ī0</i> } | 3 Π _{2×2} |
| Dwuścian podstawowy | { <i>0001</i> } | 2 Π _{3×2} |

§ 244. **Tytanokrzemian barowy.** Mineral benitoit: $BaTiSi_3O_9$; $a:c = 1:0,7319$.

$c\{0001\}$ $d\{01\bar{1}2\}$ $r\{10\bar{1}1\}$ $p\{01\bar{1}1\}$ Rys. 510.
 $n\{01\bar{1}0\}$ $x\{22\bar{4}1\}$ $b\{11\bar{2}0\}$ $a\{10\bar{1}0\}$

Jedyny dotychczas przykład ciała rodzaju symetrycznego s(322), o ile nie są to dwójaki rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych s(6'2'2). Należałoby w rodzaju omawianym oczekiwać, jak w każdym trygonalnym, objawów piroelektrycznych. Zjawiska piroelektryczne, gdyby okazały się właściwością benitoitu, byłyby rozstrzygające o należeniu jego kryształów do rodzaju omawianego. Figury wytrawione, dokładnie zbadane, też byłyby podstawą do niedwuznacznego orzeczenia o rodzaju symetryczności ciała omawianego, badań tych jednak nie dokonano jeszcze. W każdym razie kryształy to ciekawe, jako geometryczny przykład kombinacji form rodzaju dwupiramid dwutrygonalnych.



Rys. 510.

W każdym razie kryształy to ciekawe, jako geometryczny przykład kombinacji form rodzaju dwupiramid dwutrygonalnych.

§ 245. **Siarka**-ε o gęstości 2,135. (Dodatek). Z roztworu chloroformowego, otrzymanego klóceniem chloroformu z zakwaszonym i rozkładającym się roztworem tiosiarczanu, wydzielają się kryształy siarki trygonalne, bliżej nieznanne pod względem ich rodzaju symetryczności. Postacią ich są płaskie

romboedry, których normalne ścian tworzą kąt $40^{\circ}50'$. Ten polimorfon siarki wyjęty z roztworu przeobraża się samorzutnie w bezpostaciową siarkę nierozpuszczalną w dwusiarczku węgla. Barwa pomarańczowożółta. Dwójłomność odjemna. Chociaż stan polimorfijny siarki- ϵ nie jest znany dokładnie pod względem jego własności krystalograficznych, jednak przytaczamy go tu w celu podania wiadomości o wszystkich polimorfonach siarki dotychczas stwierdzonych, aby czytelnik otrzymał pewien zasób najważniejszych wiadomości faktycznych, które będą dlań podstawą do poznania polimorfizmu. Wyżej podano wiadomości o stanach polimorfijnych siarki w §§ 145—149 i w § 164.

b) Kryształy heksagonalne, t. j. kryształy z główną osią przystawiania sześciokrotnego: $s(6')$, $s(6'2'2')$, $s(6)$, $s(62'2')$, $s(622)$.

§ 246. Własności ogólne kryształów heksagonalnych. Gromadę heksagonalną stanowią kryształy rodzajów $s(6')$, $s(6'2'2')$, $s(6)$, $s(62'2')$ i $s(622)$. Podobnie jak trygonalne, podzielimy je na dwie grupy: na rodzaje bez głównej płaszczyzny odbicia i na rodzaje, mające płaszczyznę odbicia prostopadłą do głównej osi przystawiania. Z symbolów symetryczności widoczna odrazu, że do kategorii pierwszej należy ten przypadek symetryczny, w którym bok przeciwległy kątowi 30° ; t. j. bok (6) , jest płaszczyzną obrotu, $s(6'2'2')$, oraz te przypadki, w których płaszczyzny zwierciadlane, tworzące kąt 30° , nie są przecięte prostopadłą do nich płaszczyzną zwierciadlaną, a więc przypadki $s(6)$ i $s(6')$. Drugą kategorię stanowią przypadki: $s(62'2')$ i $s(622)$.

a) Kryształy heksagonalne bez głównej płaszczyzny odbicia.
 $s(6')$, $s(6'2'2')$, $s(6)$.

23. Rodzaj piramid heksagonalnych. Kryształy piramidowoheksagonalne. $s(6') \equiv 0P$, $1^{\nu}L_6$, $0C \equiv 6\Pi_1\{ih\bar{k}'_0\}$, $1\Pi_6(000\bar{1})$

§ 247. Własności ogólne rodzaju piramid heksagonalnych. Dwie płaszczyzny zwierciadlane drugiego przekształcenia symetrycznego, przecinające się pod kątem 30° , powtórzone kalejdoskopowo tworzą polarną oś przystawiania sześciokrotnego ${}^{\nu}L_6$. Rys. 511.

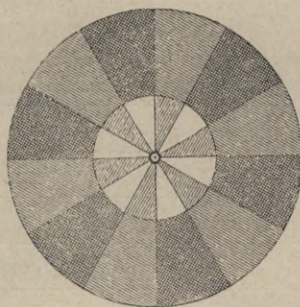
Biegun dowolny, założony gdziekolwiek w obrębie koła projekcji, wyjąwszy obwodu i środka, powtórzony symetrycznie według warunku $s(6')$, daje piramidę heksagonalną; założony na obwodzie daje słup heksagonalny, a założony we środku przywodzi nas do jednościanu. A więc w rodzaju piramid heksagonalnych $s(6')$ możliwe są trzy rodzaje form: piramidy heksagonalne górne i dolne o sześciu ścianach jednokierunkowych $6\Pi_1$, słupy heksagonalne również o sześciu ścianach jednokierunkowych $6\Pi_1$, oraz jednościan górny i dolny sześciokierunkowy $1\Pi_6$, jako prostopadły do osi przystawiania sześciokrotnego.

Jedną piramidę wybieramy na jednostkową $\{10\bar{1}1\}$, czyli ślady jej ścian na płaszczyźnie podstawowej (0001) wybieramy na krawędzi osiowe OX_1 , OX_2 , OX_3 . Wtedy wszystkim piramidom, którym przypadnie znak $\{ih\bar{k}l\}$ i słupom o znaku $\{ih\bar{k}0\}$ dajemy nazwę trzecich, wszystkim formom którym przypadnie znak $\{i.i.2i.l\}$ czy $\{11\bar{2}0\}$ dajemy nazwę drugich, a słup i wszystkie piramidy, których ściany leżą w pasie pedjonu i piramidy jednostkowej $[(0001)|(10\bar{1}1)]$, otrzymują znak $\{10\bar{1}0\}$ i $\{i0\bar{1}l\}$ oraz nazwę pierwszych. Zarazem płaszczyzny osiowe i ich normalne dzielą powierzchnię kuli na trójkąty równoznaczne, jak wskazuje rys. 512.

Z tego rysunku widzimy że wszystkie trójkąty prawe na jednej półkuli są między sobą równe, jak również wszystkie lewe pomiędzy sobą. A więc każdemu symbolowi $\{ih\bar{k}l\}$ odpowiadają cztery piramidy heksagonalne: pira-



Rys. 511.



Rys. 512.

mida heksagonalna trzecia prawa górna $\{ih\bar{k}l\}$, lewa górna $\{hik\bar{l}\}$, lewa dolna $\{ih\bar{k}l\}$ i prawa dolna $\{hik\bar{l}\}$. Znaczący to, że na kryształach o symetryczności rodzaju omawianego możliwe są cztery takie piramidy od siebie niezależne i nawzajem niejednoznaczne.

Słupów trzecich jednego symbolu możliwych dwa: słup heksagonalny trzeci prawy $\{ih\bar{k}0\}$ i słup heksagonalny trzeci lewy $\{hik0\}$.

Piramidy heksagonalne drugie górne $\{i.i.2i.l\}$ i dolne $\{i.i.2i.\bar{l}\}$, oraz słup heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$, a także piramidy heksagonalne pierwsze górne $\{i0\bar{1}l\}$ i dolne $\{i0\bar{1}\bar{l}\}$, oraz słup heksagonalny pierwszy $\{10\bar{1}0\}$, leżą symetrycznie pomiędzy ścianami piramid i słupów trzecich prawych i lewych jednego znaku.

W kryształach rodzaju piramid heksagonalnych przewidujemy zjawiska piroelektryczne na promieniach osi głównej, a także skrócenie płaszczyzny polaryzacji.

W rodzaju omawianym możliwe są dwojaki następujące: dwa osobniki jednego znaku, dwa prawe lub dwa lewe, stykają się ścianami $(10\bar{1}0)$ lub $(11\bar{2}0)$ tak, że krawędzi osiowe OX i normalne płaszczyzn osiowych XOZ stają się osiami przystawiania dwukrotnego; dwa osobniki różnego znaku, prawy

i lewy, są symetryczne względem płaszczyzn $(10\bar{1}0)$ i $(11\bar{2}0)$; dwa osobniki różnego znaku są symetryczne względem płaszczyzny podstawowej (0001) .

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju piramid heksagonalnych $s(6')$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.\bar{2}i.l$
$11\bar{2}0$ | Pierwsze $i0i\bar{l}$
$10\bar{1}0$ |
| Piramidowe . . . | Piramidy heksagonalne trzecie $6\Pi_1$ | Piramidy heksagonalne drugie $6\Pi_1$ | Piramidy heksagonalne pierwsze $6\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy heksagonalne trzecie $6\Pi_1$ | Słup heksagonalny drugi $6\Pi_1$ | Słup heksagonalny pierwszy $6\Pi_1$ |

| $s(6')$. Rodzaj piramid heksagonalnych. $0P, 1^pL_6, 0C$. | | |
|---|----------------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Piramidy heksagonalne trzecie górne prawe . | $\{ih\bar{k}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " lewe . | $\{h\bar{i}kl\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " dolne lewe . | $\{ih\bar{k}\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " prawe . | $\{h\bar{h}i\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " drugie górne . . . | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " dolne | $\{i.i.\bar{2}i.\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " pierwsze górne . . . | $\{i0\bar{i}l\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " dolne | $\{i0\bar{i}\bar{l}\}$ | $6\Pi_1$ |
| Słupy heksagonalne trzecie prawe | $\{ih\bar{k}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " lewe | $\{k\bar{h}i0\}$ | $6\Pi_1$ |
| Słup heksagonalny drugi | $\{11\bar{2}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| " " " " pierwszy | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_1$ |
| Jednościan górny | (0001) | $1\Pi_6$ |
| " " " " dolny | $(000\bar{1})$ | $1\Pi_6$ |

§ 248. Siarczan litowopotasowy: $LiKSO_4$; $a:c = 1:1,6755$; (Traube).

$c(0001) \gamma(000\bar{1}) o\{10\bar{1}0\} p\{10\bar{1}\bar{1}\} n\{10\bar{1}0\}$ Rys. 513.

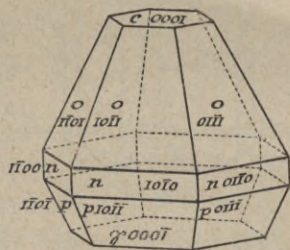
Oprócz ścian, które przedstawia rys. 513, na kryształach bezwodnego siarczanu litowopotasowego czasami zdarzają się ściany piramidy heksagonalnej pierwszej $\{10\bar{1}2\}$ w postaci bardzo wąskich stępień krawędzi $[(0001)/(10\bar{1}1)]$.

Kryształy pojedyncze bardzo rzadkie. Przeważnie dwojaki i czworaki: prawa i lewa część kryształu bliźnięcego symetryczna względem (0001) ;

prawa i lewa część symetryczna względem płaszczyzny $(10\bar{1}0)$; prawa i lewa część są obrócone względem siebie około normalnej ściany $(10\bar{1}0)$. Kryształy bliźnięce nie różnią się z pozoru od kryształów pojedynczych. Poznajemy je po rozkładzie ładunków piroelektrycznych i figur wytrawionych.

Łupliwość niezupełna zachodzi równoległe do pedjonu (0001) . Działanie wody wywołuje na ścianach piramidy $\{10\bar{1}1\}$ figury wytrawione kształtu niesymetrycznych trapezów, których boki równoległe są zgodne z kierunkiem krawędzi $[(10\bar{1}1)/(0001)]$.

Polarność osi głównej wyraża się nierówną prędkością rozpuszczania pedjonu górnego (0001) i dolnego $(000\bar{1})$ oraz własnościami piroelektrycznymi. Biegun analogiczny na rys. 513 ustawiono jako dodatny t. j. górny. Dwojaki, według (0001) , studzone, elektryzują się na końcach osi głównej dodatnio, a więc są zrosłe biegunami analogicznymi.



Rys. 513.

Nieobecność płaszczyzn odbicia wynika z figur wytrawionych i ze skrócenia płaszczyzny polaryzacji. Skrócenie na 1 mm od $2^{\circ}48'$ do $3^{\circ}48'$. Wielkości tej nie możemy zmierzyć dokładnie, bo kryształy siarczanu litowopotasowego zawsze są polisyntetyczne z blaszek bliźnięcych prawych i lewych.

Dwójtomność mała dodatna: $\omega = 1,4715$, $\varepsilon = 1,4721$.

| Stosunek odcinków jednostkowych i kąt ścian piramidy jednostkowej w kryształach podwójnych siarczanów jednowartościowych. | | |
|---|------------|-------------------------|
| Skład soli | $a : c$ | $(10\bar{1}1) : (0001)$ |
| $LiKSO_4$ | 1 : 1,6755 | $62^{\circ}40'$ |
| $LiRbSO_4$ | 1 : 1,6572 | $62^{\circ}16'$ |
| $LiKSeO_4$ | 1 : 1,5838 | $61^{\circ}19'30''$ |

§ 249. Minerały nefeliny*): $K_2Na_nAl_{n+2}Si_{n+3}O_{4n+10}$; $n = 8, 9, 10, 11$; $a : c = 1 : 0,8389$; (Kokszarow).

$a\{10\bar{1}0\}$ $b\{11\bar{2}0\}$ $c\{0001\}$ $\gamma\{000\bar{1}\}$ $p\{10\bar{1}1\}$ $r\{10\bar{1}\bar{1}\}$ Rys. 514.

Kryształy nefelinów nieobfitują w ściany. Nawet takich połączeń jak rys. 514 nienapotyamy często. Kryształy tych minerałów mają zawsze pozór symetryczności daleko wyższej, niż ta jaka im jest właściwa istotnie; wyglądają mianowicie tak, jak gdyby były kryształami rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych $s(622)$. Właściwa ich symetryczność okazuje się w figurach wytrawionych. Rozcieńczony wodny roztwór fluorowodoru roztwarza kryształy nefelinów tak, że około krawędzi ich słupa heksagonalnego pierwszego

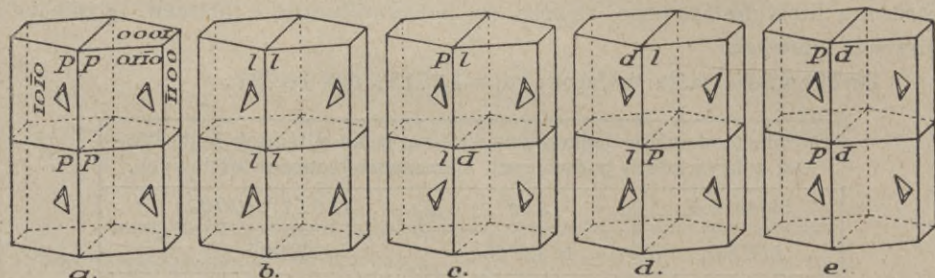
*) η νεφέλη = obłok, chmura, mgła.

powstają matowe ściany słupa trzeciego, a na ścianach heksagonalnego słupa pierwszego pojawiają się wgłębienia niesymetryczne, których położenie dowodzi istnienia tylko jednej głównej osi przystawania sześciokrotnego i nieobecności płaszczyzn odbicia. Zarazem figury wytrawione okazują, że kryształy nefelinu zawsze są czworakami symetrycznymi względem płaszczyzny podstawowej $\{0001\}$ i jednej ściany słupa pierwszego $\{10\bar{1}0\}$. Rys. 515 podaje figury nefelinu we wszystkich położeniach w jakich je obserwowano. Na rys. 515 obrócono kryształ o 30° na lewo około osi głównej. Rys. 515a i 515b schematycznie przedstawia kryształ prawy i kryształ lewy. Przetnijmy każdy z nich na cztery części płaszczyznami $\{0001\}$ i $\{1100\}$. Z powstałych stąd części kryształu

a i b możemy złożyć kryształy c, d i e w sposób wskazany literami p (rawy) i l (lewy) oraz położeniem tych liter.

Łupliwość wyraźna zachodzi równoległe do ścian słupa pierwszego $\{10\bar{1}0\}$, niezupełna równoległe do podstawy $\{0001\}$.

Dwójłomność mała odjemna: $\omega = 1,542$, $\varepsilon = 1,538$.



Rys. 515.

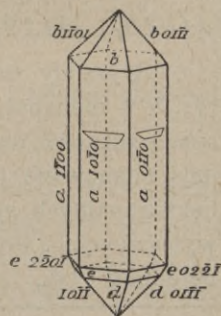
§ 250. Prawy winian strontowoantymonilowy: $Sr(SbO)_2(C_4H_4O_6)_2$;

$a : c = 1 : 0,8442$; (Traube).

$a\{10\bar{1}0\}$ $b\{10\bar{1}1\}$ $d\{10\bar{1}\bar{1}\}$ $e\{20\bar{2}\bar{1}\}$ Rys. 516.

Kryształy w ściany nieobfitują. Kombinacja rys. 516 jest połączeniem wszystkich dotychczas znanych form tej soli.

Figury wytrawione powstają na ścianach słupa już od chuchnięcia na nią. Mają one kształt trapezów niesymetrycznych, takich i tak leżących, że figury jednej ściany przystają do figur ściany sąsiedniej po obrocie kryształu o kąt 60° około osi głównej. Z ich formy zatem i z układu wzajemnego wnosimy, że w kryształach soli omawianej istnieje tylko główna oś polarna przystawania sześciokrotnego.



Rys. 516.

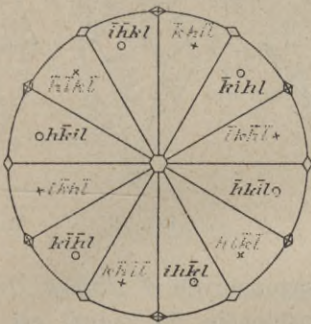
Polarnośći osi głównej i nierówności piramid, oprócz figur wytrawionych, dowodzą własności piroelektryczne: biegun, na którym są ściany piramidy $e\{20\bar{2}1\}$, jest analogiczny. Z dwu równoległych boków figury wytrawionej krótszy jest zwrócony do tego bieguna.

Dwójłomność odjemna: $\omega = 1,6827$, $\varepsilon = 1,5854$.

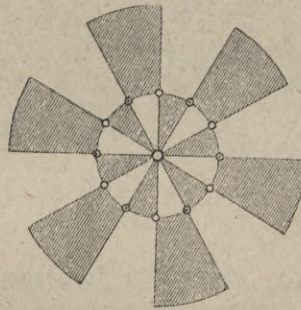
24. Rodzaj trapezodrów heksagonalnych. Kryształy trapezodrycznie heksagonalne. $s(6'2'2') \equiv 0P, 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, 0C \equiv 12\Pi_1\{ih\bar{k}l\} \begin{matrix} \{i011\} \\ \{i.i.2i.i\} \end{matrix}, 6\Pi_2 \begin{matrix} \{11\bar{2}0\} \\ \{10\bar{1}0\} \end{matrix}, 2\Pi_6 \begin{matrix} \{0001\} \end{matrix}.$

§ 251. Własności ogólne rodzaju trapezodrów heksagonalnych.

Trójkąt sferyczny, którego wszystkie trzy boki są płaszczyznami obrotu, gdy powtórzy się kalejdoskopowo, tworzy tylko osi przystawania, bez środka równości odwróconej. A więc powtórzenie trójkąta $s(6'2'2')$ daje główną oś przystawania sześciokrotnego L_6 i na płaszczyźnie do niej prostopadłej trzy $3L'_2$ i trzy $3L''_2$ osi przystawania dwukrotnego. Osi te są równe naprzemiangle



Rys. 517.



Rys. 518.

co 60° . Rys. 517. Osi przystawania dzielą powierzchnię kuli na równe trójkąty według rys. 518, t. j. na dwie grupy po dwanaście trójkątów równych co drugi naprzemiangle; równoznaczne są wszystkie prawe pomiędzy sobą i lewe pomiędzy sobą.

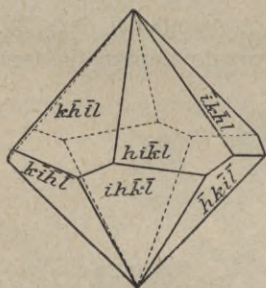
Na krawędzi osiowe obieramy oś przystawania główną, jako krawędź OZ i trzy równoznaczne osi przystawania boczne t. j. albo $3L'_2$, albo $3L''_2$.

Powtórzenie bieguna założonego w polu trójkąta płaszczyzn osiowych daje trapezodru heksagonalny rys 519—522. Przytoczone rysunki podają kształty trapezodrów różnych zależnie od wielkości liczb i, h, k, l i stosunku odcinków jednostkowych $a:c$.

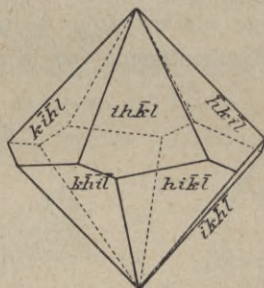
Rzecz jasna, że jednego znaku możliwe są dwa trapezodry heksagonalne: prawy $\{ih\bar{k}l\}$ którego bieguny leżą w trójkątach prawych i lewy $\{k\bar{h}il\}$ z biegunami w trójkątach lewych. Z powodu nieobecności płaszczyzn odbicia dwa trapezodry jednego znaku $\{ih\bar{k}l\}$ i $\{k\bar{h}il\}$ są enantjomorfijne.

Przenosząc biegun trapezoedru prawego lub lewego na obwód koła projekcyjnego, powodujemy przeniesienie się tam wszystkich jego powtórzeń symetrycznych i wyprowadzamy słup dwuheksagonalny $\{ihk0\}$, którego podstawa jest dwunastobok symetryczny, t. j. mający równe kąty co drugi naprzemianlegle.

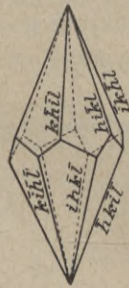
Gdy jeden z biegunów trapezoedru przeniesiemy na którykolwiek bok (2) t. j. na ślad którejkolwiek osi przystawania dwukrotnego w rzucie stereograficznym, to przejdą tam wszystkie jego powtórzenia symetryczne; otrzymamy więc dwupiramidę heksagonalną drugą $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ gdy przeniesiemy projekcję bieguna trapezoedru na ślad krawędzi osiowej i dwupiramidę heksagonalną pierwszą $\{i0i\bar{l}\}$ gdy przeniesiemy biegun trapezoedru na płaszczyznę dzielącą na połowy kąt pomiędzy płaszczyznami osiowymi. Jedną z dwupiramid pierwszych obieramy na jednostkową, t. j. nadajemy jej znak $\{10\bar{1}1\}$.



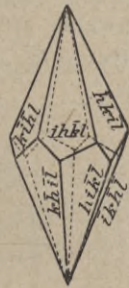
Rys. 519.



Rys. 520.



Rys. 521.



Rys. 522.

Ściany wszystkich trapezoedrów heksagonalnych i słupów dwuheksagonalnych są jednokierunkowe, jako nieprostopadłe do żadnej osi przystawania $12\Pi_1$.

Pozostają nam jeszcze wierzchołki trójkąta płaszczyzn zwierciadlanych, który w rozpatrywanym rodzaju zarazem jest trójkątem płaszczyzn osiowych. Gdy przeniesiemy biegun pierwotnie zakładany na krawędź osiową, otrzymamy przez jego powtórzenie słup heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$, a gdy założymy biegun na obwodzie koła projekcji symetrycznie pomiędzy biegunami słupa drugiego, otrzymamy słup heksagonalny pierwszy $\{10\bar{1}0\}$. Ściany obu tych słupów mają jednakowy charakter symetryczny. Są one dwukierunkowe, jako prostopadłe do osi przystawania dwukrotnego $6\Pi_2$.

Nakoniec w rodzaju trapezoedrów heksagonalnych możliwy jest jeszcze dwuścian podstawowy $\{0001\}$, którego ściany są sześciokierunkowe, jako prostopadłe do głównej osi przystawienia sześciokrotnego $2\Pi_6$.

W kryształach rodzaju omawianego, ze względu na nieobecność płaszczyzn odbicia, winniśmy oczekiwać skręcenia płaszczyzny polaryzacji.

Rodzaj trapezoedrów heksagonalnych jest jednym z rzadszych rodzajów ciała stałego. Oprócz wymienionego wyżej w § 222 kwarcu- β i podanej niżej

soli, w rodzaju tym krystalizuje się kilka jeszcze substancyj nieorganicznych i organicznych. Kryształy jednych i drugich skrecają płaszczyznę polaryzacji.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju trapezoedrów heksagonalnych $s(6'2'2')$. | | | |
|--|------------------------------------|---|---|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.2i.l$
1120 | Pierwsze $i0il$
1010 |
| Piramidowe . . . | Trapezoedry heksagonalne $12\Pi_1$ | Dwupiramidy heksagonalne drugie $12\Pi_1$ | Dwupiramidy heksagonalne pierwsze $12\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy dwuheksagonalne $12\Pi_1$ | Słup heksagonalny drugi $6\Pi_2$ | Słup heksagonalny pierwszy $6\Pi_2$ |

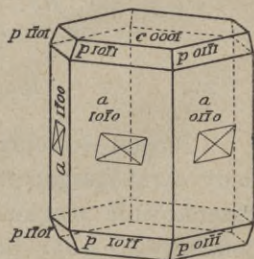
| $s(6'2'2')$. Rodzaj trapezoedrów heksagonalnych. $0P, 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, 0C$. | | |
|---|------------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Trapezoedry heksagonalne prawe | $\{ih\bar{k}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| " " lewe | $\{k\bar{h}\bar{i}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Dwupiramidy " drugie | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $12\Pi_1$ |
| " " pierwsze | $\{i0\bar{i}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Słupy dwuheksagonalne | $\{ih\bar{k}0\}$ | $12\Pi_1$ |
| Słup heksagonalny drugi | $\{11\bar{2}0\}$ | $6\Pi_2$ |
| " " pierwszy | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_2$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{0001\}$ | $2\Pi_6$ |

§ 252. Połączenie prawego winianu ołowiaowoantymonilowego z azocianem potasowym: $Pb(SbO)_2(C_4H_4O_6)_2 \cdot KNO_3$; $a:c = 1:3,3181$; (Traube).

$c\{0001\}$ $p\{10\bar{1}1\}$ $a\{10\bar{1}0\}$ Rys. 531.

Kryształy tej soli poznano w postaci połączenia dwuścianu podstawowego $c\{0001\}$, dwupiramidy heksagonalnej i tego samego pasa słupa heksagonalnego. Wobec tego, że innych form niema, nadajemy ścianom słupa i dwupiramidy znaki form pierwszych $p\{10\bar{1}1\}$ i $a\{10\bar{1}0\}$.

Na ścianach słupa woda wytwarza figury wytrawione kształtu rombów. Ich postać i rozkład podany na rys. 523 dowodzi istnienia siedmiu osi przystawania i braku płaszczyzn odbicia. Kwas azotowy na dwuścianie podstawowym wywołuje sześciokątne figury wytrawione, których krawędzi są nierównoległe i niesymetryczne do krawędzi $[(0001)|(10\bar{1}1)]$ t. j. do osi przystawania dwukrotnego. Ten charakter figur wytra-



Rys. 523.

wionych na (0001) dowodzi istnienia osi głównej przystawiania sześciokrotnego i nieobecności bocznych płaszczyzn odbicia. A więc figury na słupie i na dwuścianie zupełnie przekonywają nas o tem, że mamy tu kryształy rodzaju $s(6' 2' 2')$.

Własności optyczne nie odpowiadają rodzajowi symetryczności rozpuszczania. Kryształy winianu omawianego są optycznie dwuosiowe i w świetle spolaryzowanym okazują budowę zawija. Płytki równoległe do (0001) pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w swym środku okazują dwanaście pól, a po brzegach sześć pól, składających się z płytek równoległych do krawędzi $[(0001)/(10\bar{1}1)]$. Zawija i nieregularna budowa optyczna tych kryształów sprawia, że o ich skręceniu płaszczyzny polaryzacji nie mamy danych dokładnych.

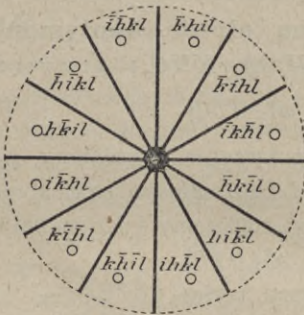
Takie same własności ma izomorfijna sól barowa.

25. Rodzaj piramid dwuheksagonalnych. Kryształy piramidowo dyheksagonalne. $s(6) \equiv 3P', 3P'', 1^pL_6, 0C \equiv 12\Pi_1\{ih\bar{k}l\}^{\pm}, 6\Pi_{1 \times 2}\{l.l.2l.\bar{l}\}^{\pm}\{l0l\bar{l}\}, 1\Pi_6^{(000\bar{1})}$.

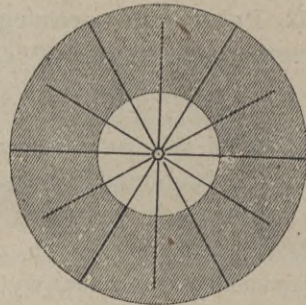
§ 253. Własności ogólne rodzaju piramid dwuheksagonalnych.

Dwie przecinające się pod kątem 30° płaszczyzny pierwszego przekształcenia symetrycznego, powtórzywszy się kalejdoskopowo, dają trzy i trzy naprzemianległe, co 60° równoznaczne, płaszczyzny odbicia oraz polarną oś przystawiania sześciokrotnego, jako ich przecięcie się. Rys. 524.

Na krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego obieramy oś główną i trzy normalne jednoznacznych bocznych płaszczyzn odbicia. Płaszczyzny osiowe dzielą powierzchnię kuli na trójkąty równe, jak wskazuje rys. 525, t. j. wszystkie trójkąty jednej półkuli są między sobą jednoznaczne.



Rys. 524.



Rys. 525.

Biegun dowolny $(ih\bar{k}l)$, powtórzony symetrycznie, prowadzi do piramidy dwuheksagonalnej, która może być górna $\{ih\bar{k}l\}$ albo dolna $\{ih\bar{k}l\}$. Przeniesienie bieguna $(ih\bar{k}l)$ na obwód koła projekcji daje słup dwuheksagonalny $\{ih\bar{k}0\}$. Ściany wszystkich piramid dwuheksagonalnych i słupów dwuheksagonalnych w tym rodzaju są jednokierunkowe $12\Pi_1$.

Przeniesienie bieguna pierwotnie założonego na którąkolwiek płaszczyznę osiową daje piramidę heksagonalną drugą górną $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ lub dolną $\{i.i.\bar{2}i.\bar{l}\}$. Przeniesienie bieguna na płaszczyznę, dzielącą równo kąt krawędzi osiowych, daje piramidę heksagonalną pierwszą $\{i0il\}$ górną lub dolną $\{i0i\bar{l}\}$.

Bieguny piramid heksagonalnych, przeniesione na obwód koła projekcyjnego, dają słup heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$ i słup heksagonalny pierwszy $\{10\bar{1}0\}$. Ściany wszystkich piramid heksagonalnych i obu słupów heksagonalnych są jednoznacznie dwukierunkowe, jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia $6\Pi_{1 \times 2}$.

Wreszcie biegun, założony we środku koła projekcji, nie powtarza się symetrycznie, czyli w tym rodzaju możliwy jest pedjon górny (0001) i pedjon dolny $(000\bar{1})$ sześciokrotnie dwunastokierunkowy, jako prostopadły do sześciu płaszczyzn odbicia $1\Pi_{6 \times 2}$.

Z rozpatrzonej obecnie symetryczności rodzaju piramid dwuheksagonalnych wynika polarność głównej osi przystawania.

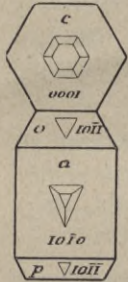
| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju piramid dwuheksagonalnych $s(6)$. | | | |
|---|--|---|---|
| Formy | Trzecie $\begin{matrix} ihkl \\ ihk0 \end{matrix}$ | Drugie $\begin{matrix} i.i.\bar{2}i.l \\ 11\bar{2}0 \end{matrix}$ | Pierwsze $\begin{matrix} i0il \\ 1010 \end{matrix}$ |
| Piramidowe . . . | Piramidy dwuheksagonalne $12\Pi_1$ | Piramidy heksagonalne drugie $6\Pi_{1 \times 2}$ | Piramidy heksagonalne pierwsze $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupowe | Słupy dwuheksagonalne $12\Pi_1$ | Słup heksagonalny drugi $6\Pi_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny pierwszy $6\Pi_{1 \times 2}$ |

| $s(6)$. Rodzaj piramid dwuheksagonalnych. $3P', 3P'', 1^pL_6, 0C$. | | |
|--|----------------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Piramidy dwuheksagonalne górne | $\{ih\bar{k}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| " " dolne | $\{ih\bar{k}\bar{l}\}$ | $12\Pi_1$ |
| Słupy dwuheksagonalne | $\{ih\bar{k}0\}$ | $12\Pi_1$ |
| Piramidy heksagonalne drugie górne | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " dolne | $\{i.i.\bar{2}i.\bar{l}\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " pierwsze górne | $\{i0\bar{i}l\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " " dolne | $\{i0\bar{i}\bar{l}\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słup heksagonalny drugi | $\{11\bar{2}0\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| " " pierwszy | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_{1 \times 2}$ |
| Jednościan górny | (0001) | $1\Pi_{6 \times 2}$ |
| " dolny | $(000\bar{1})$ | $1\Pi_{6 \times 2}$ |

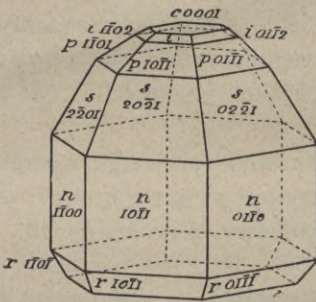
§ 254. Tlenek cynkowy: ZnO ; $a:c = 1,6077$; (Traube).

$c(0001)$ $o\{10\bar{1}1\}$ $p\{10\bar{1}\bar{1}\}$ $a\{10\bar{1}0\}$ Rys. 526.

Kryształy tego bardzo pospolitego produktu hutniczego są dość urozmaicone i obfitują w ściany. Polarność ich osi głównej zazwyczaj doskonale uwydatnia się nierównością piramid dolnych i górnych. Rozcieńczony roztwór wodny chlorowodoru wywołuje figury wytrawione, które są zupełnie zgodne z przypadkiem symetrycznym $s(6)$. Rys. 526 przedstawia pedjon górny $c(0001)$, ścianę piramidy górnej $o(10\bar{1}1)$, słupa $a(10\bar{1}0)$ i piramidy dolnej $p(10\bar{1}\bar{1})$ „rozwinięte” na płaszczyźnie $(10\bar{1}0)$, oraz figury wytrawione na tych ścianach. Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do ścian $\{10\bar{1}0\}$, wyraźna równoległe do pedjonu (0001) .



Rys. 526.



Rys. 527.

Własności piroelektryczne bardzo słabe. Dwójłomność dodatna.

§ 255. Siarczek kadmowy. Mineral grenokit: CdS ; $a:c = 1:0,8109$;

(Mügge). $c(0001)$ $\bar{c}(000\bar{1})$ $n\{10\bar{1}0\}$ $p\{10\bar{1}\bar{1}\}$
 $r\{10\bar{1}\bar{1}\}$ $i\{10\bar{1}2\}$ $s\{20\bar{2}1\}$ Rys. 527.

Pokrój kryształów zazwyczaj stożkowy, rzadko tabliczkowy. Ściany piramid są poziomo kreskowane.

Łupliwość zupełna zachodzi równoległe do ścian słupa $n\{10\bar{1}0\}$, niezupełna równoległe do pedjonu (0001) .

Optycznie dodatny. Dwójłomność bardzo mała. Spółczynnik załamania światła wyjątkowo wielki: $\omega = 2,688$ w świetle zielonym.

β) Kryształy heksagonalne z główną płaszczyzną odbicia: $s(62'2')$, $s(622)$.

26. Rodzaj dwupiramid heksagonalnych. Kryształy bipiramidowo heksagonalne. $s(62'2') \equiv 1P, 1L_6, C \equiv 12\Pi_1^{\{ihk1\}}, 6\Pi_{1 \times 2}^{\{ihk0\}}, 2\Pi_6^{\{0001\}}$.

§ 256. Własności ogólne rodzaju dwupiramid heksagonalnych.

Dwie płaszczyzny obrotu, tworzące kąt 30° i przecięte prostopadłą do nich płaszczyzną pierwszego przekształcenia symetrycznego, w powtórzeniu kalejdoskopowym dają oś przystawiania sześciokrotnego L_6 , prostopadłą do niej płaszczyznę odbicia P i środek równości odwróconej C . Rys. 528. Biegun, dowolnie założony, w tym rodzaju symetrycznym swymi powtórzeniami w najogólniejszym przypadku daje dwupiramidę heksagonalną. Oczywiście, gdy założymy biegun pierwiastkowy gdziekolwiek na obwodzie koła projekcyjnego otrzymamy w każdym przypadku słup heksagonalny. Założeniem bieguna we środku koła projekcyjnego wyprowadzamy dwuścian podstawowy.

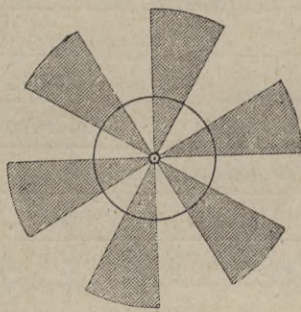
A więc w rodzaju dwupiramid heksagonalnych możliwe są dwupiramidy heksagonalne o dwunastu ścianach jednokierunkowych $12\Pi_1$, słupy heksagonalne o sześciu ścianach jednodzielniędwukierunkowych $6\Pi_{1 \times 2}$, jako prostopadłych do głównej płaszczyzny odbicia i dwuścian podstawowy, sześciokierunkowy $2\Pi_6$, jako prostopadły do osi przystawania sześciokrotnego.

Jedną z dwupiramid heksagonalnych mianujemy jednostkową, t. j. nadajemy jej symbol $\{10\bar{1}1\}$, czyli jej krawędzi podstawowe obieramy na krawędzi osiowe OX . Wtedy otrzymujemy podział powierzchni kuli projekcyjnej płaszczyznami osiowymi na trójkąty równoznaczne taki, jak wskazuje rys. 528, oraz podział form na trzecie, drugie i pierwsze.

Z rys. 528 i 529 wnosimy, że dwupiramidy trzecie jednego znaku możliwe są dwie: prawa $\{ihk\}$ i lewa $\{k\bar{h}il\}$. Tak samo dwa są możliwe słupy



Rys. 528.



Rys. 529.

heksagonalne trzecie jednego znaku: prawy $\{ih\bar{k}0\}$ i lewy $\{k\bar{h}i\bar{0}\}$. Pomiedzy trzeciami formami jednego znaku, prawymi i lewymi, symetrycznie leżą dwupiramidy heksagonalne drugie $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ i słup heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$ oraz dwupiramidy heksagonalne pierwsze $\{i0\bar{i}l\}$ i słup heksagonalny pierwszy $\{10\bar{i}0\}$.

Wobec istnienia środka równości odwróconej nie możemy oczekiwać w kryształach rodzaju omawianego skrzywienia płaszczyzny polaryzacji. Również nie spodziewamy się własności piroelektrycznych.

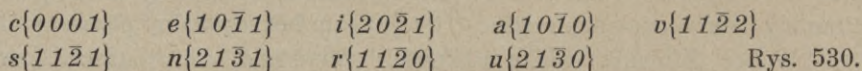
Z dwojaków o wspólnej osi głównej możliwe są tylko symetryczne względem płaszczyzny $(10\bar{i}0)$ i $(11\bar{2}0)$: jeden osobnik obrócony względem drugiego około normalnej $(10\bar{i}0)$. Kryształ bliźniący ma wtedy symetryczność pozorną rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych $s(622)$.

Rodzaj omawiany nie jest rozpowszechniony. Kilka zaledwie ciał znamy w rodzaju symetryczności dwupiramid heksagonalnych, ale w tym rodzaju krystalizuje się grupa jednopostaciowa haloidowoortofosforzanów, arsenianów i wanadynianów z minerałem apatytem na czele, grupa mająca kryształy bardzo doskonałe i z tego powodu, a także z powodów mineralogicznych i chemicznych, będąca przedmiotem wielu badań ważnych w chemii, w mineralogii i w krystalografii.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju dwupiramid heksagonalnych $s(6\bar{2}2')$. | | | |
|--|---|--|---|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.2i.l$
$11\bar{2}0$ | Pierwsze $ioil$
1010 |
| Piramidowe . . . | Dwupiramidy heksagonalne trzecie $12\Pi_1$ | Dwupiramidy heksagonalne drugie $12\Pi_1$ | Dwupiramidy heksagonalne pierwsze $12\Pi_1$ |
| Słupowe | Słupy heksagonalne trzecie $6\Pi_{1\times 2}$ | Słup heksagonalny drugi $6\Pi_{1\times 2}$ | Słup heksagonalny pierwszy $6\Pi_{1\times 2}$ |

| $s(6\bar{2}2')$. Rodzaj dwupiramid heksagonalnych. $1P, 1L_6, C$. | | |
|---|----------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwupiramidy heksagonalne trzecie prawe . . . | $\{ih\bar{k}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ lewe | $\{k\bar{h}il\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ drugie | $\{i.i.\bar{2}i.l\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ pierwsze | $\{io\bar{i}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Słupy heksagonalne trzecie prawe | $\{ih\bar{k}0\}$ | $6\Pi_{1\times 2}$ |
| „ „ „ lewe | $\{k\bar{h}i0\}$ | $6\Pi_{1\times 2}$ |
| Słup heksagonalny drugi | $\{11\bar{2}0\}$ | $6\Pi_{1\times 2}$ |
| „ „ „ pierwszy | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_{1\times 2}$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{0001\}$ | $2\Pi_6$ |

§ 257. Fluoroortofosforzan wapniowy. Mineral apatyt*): $3Ca_3(PO_4)_2 \cdot CaF_2$; $a:c = 1:0,7346$; (Kokszarow):

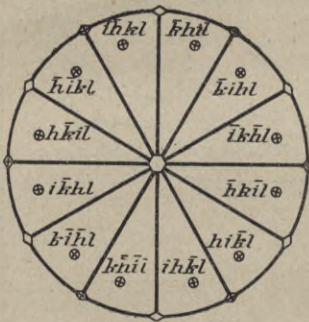


Minerał ten często występuje w bardzo pięknych kryształach, ograniczonych wielką ilością ścian o bardzo nieraz urozmaiconych liczbach wyznaczających. Rys. 530 przedstawia jedno takie połączenie. Jest to kombinacja dwuścianu podstawowego $c\{0001\}$, dwupiramidy heksagonalnej pierwszej jednostkowej $e\{10\bar{1}1\}$, dwupiramidy heksagonalnej pierwszej $i\{20\bar{2}1\}$, dwupiramidy drugiej $v\{11\bar{2}2\}$, dwupiramidy drugiej $s\{11\bar{2}1\}$, dwupiramidy heksagonalnej trzeciej prawej $n\{21\bar{3}1\}$, słupa heksagonalnego trzeciego prawego $u\{21\bar{3}0\}$, słupa heksagonalnego drugiego $r\{11\bar{2}0\}$ i słupa heksagonalnego pierwszego $a\{10\bar{1}0\}$. Na rodzaj symetryczności $s(6\bar{2}2')$ wskazują, prócz rozkładu ścian dwupiramid i słupów heksagonalnych trzecich, przedewszystkiem figury wytrawione. Na ścianach słupa pierwszego, rys. 531, rozcieńczony wodny roztwór

*) η άπάτη = oszustwo.

27. Rodzaj dwupiramid dwuheksagonalnych. Kryształy bipiramidalnie dyheksagonalne. $s(622) \equiv 1P, 3P', 3P'', 1L_6, 3L'_2, 3L''_2, C \equiv 24\Pi_1\{ihkl\}, 12\Pi_{1 \times 2}\{i\bar{h}\bar{k}0\} \{l.l.\bar{2}l.l\}, 6\Pi_{2 \times 2}\{11\bar{2}0\} \{10\bar{1}l\}, 2\Pi_{6 \times 2}\{0001\}$.

§ 258. Własności ogólne rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych. Powtórzenie kalejdoskopowe trzech płaszczyzn zwierciadlanych pierwszego przekształcenia symetrycznego, tworzących trójkąt sferyczny $s(622)$,



Rys. 533.

daje główną płaszczyznę odbicia P i do niej prostopadłe trzy i trzy naprzemianległe równoznaczne boczne płaszczyzny odbicia $3P'$ i $3P''$. Zarazem przecięcia się tych płaszczyzn odbicia są to osi przystawania, główna oś przystawania sześciokrotnego L_6 , oraz trzy i trzy osi przystawania dwukrotnego $3L'_2$ i $3L''_2$, a także środek równości odwróconej C , jako wynik przecięcia się trzech wzajemnie prostopadłych płaszczyzn zwierciadlanych jednakowego charakteru. Rys. 533.

Wymienione płaszczyzny odbicia dzielą powierzchnię kuli na dwadzieścia cztery równoznaczne trójkąty. Biegun, założony w polu któregośkolwiek z nich, powtarza się symetrycznie we wszystkich pozostałych i prowadzi do dwupiramidy dwuheksagonalnej $\{ihkl\}$. Każda ściana formy $\{ihkl\}$ jest jednokierunkowa $24\Pi_1$.

Gdy dwie liczby wyznaczające są równe, czyli gdy biegun pada na boczną płaszczyznę odbicia, a więc na granicę pomiędzy trójkątami sferycznymi płaszczyzn zwierciadlanych, powstają dwupiramidy heksagonalne dwu szeregów. Jeżeli jedną dwupiramidę z jednego szeregu oberzemy na jednostkową $\{10\bar{1}1\}$, to wszystkie dwupiramidy jej pasa otrzymują nazwę pierwszych i znak ogólny $\{i0\bar{1}l\}$, a wszystkie dwupiramidy szeregu drugiego otrzymują nazwę drugich i znak $\{i.i.\bar{2}i.l\}$.

Ściany wszystkich dwupiramid heksagonalnych są jednodzielniedwukierunkowe $12\Pi_{1 \times 2}$, gdyż każda jest prostopadła do jednej bocznej płaszczyzny odbicia.

Nie wymaga dowodzenia, że w rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych możliwe są trzy rodzaje słupów: słupy dwuheksagonalne $\{ih\bar{k}0\}$ o dwunastu ścianach jednodzielniedwukierunkowych, jako prostopadłych do głównej płaszczyzny odbicia $12\Pi_{1 \times 2}$, oraz słup heksagonalny drugi $\{11\bar{2}0\}$ i słup heksagonalny pierwszy $\{10\bar{1}0\}$, oba o sześciu ścianach dwudzielnieczwórkierunkowych $6\Pi_{2 \times 2}$, jako prostopadłych do dwu płaszczyzn odbicia.

Nakoniec możliwy w rodzaju omawianym jest dwuścian podstawowy $\{0001\}$ sześciudzielniedwunastokierunkowy $2\Pi_{6 \times 2}$, jako prostopadły do sześciu płaszczyzn odbicia.

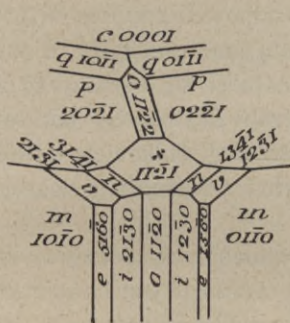
Rodzaj mało rozpowszechniony, liczy kilkanaście przykładów.

| Formy trzecie, drugie i pierwsze w rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych $s(622)$. | | | |
|--|--|---|---|
| Formy | Trzecie $ihkl$
$ihk0$ | Drugie $i.i.2i.l$
1120 | Pierwsze $ioil$
1010 |
| Piramidowe . . . | Dwupiramidy dwuheksagonalne $24\Pi_1$ | Dwupiramidy heksag. drugie $12\Pi_{1 \times 2}$ | Dwupiramidy heksag. pierwsze $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupowe . . . | Słupy dwuheksagonalne $12\Pi_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny drugi $6\Pi_{2 \times 2}$ | Słup heksagonalny pierwszy $6\Pi_{2 \times 2}$ |

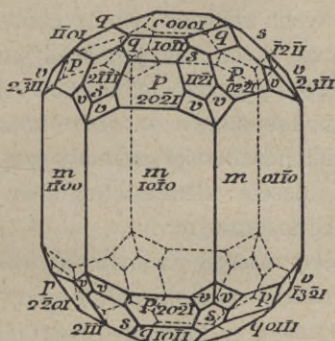
| $s(622)$. Rodzaj dwupiramid dwuheksagonalnych. $1P, 3P', 3P'', 1L_0, 3L_2', 3L_2'', C$. | | |
|---|------------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwupiramidy dwuheksagonalne | $\{ih\bar{k}l\}$ | $24\Pi_1$ |
| „ heksagonalne drugie | $\{i.i.2i.l\}$ | $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| „ „ pierwsze | $\{io\bar{i}l\}$ | $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słupy dwuheksagonalne | $\{ihk0\}$ | $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| Słup heksagonalny drugi | $\{11\bar{2}0\}$ | $6\Pi_{2 \times 2}$ |
| „ „ pierwszy | $\{10\bar{1}0\}$ | $6\Pi_{2 \times 2}$ |
| Dwuścian podstawowy | $\{0001\}$ | $2\Pi_{6 \times 2}$ |

§ 259. Minerał beryl*): $Be_3Al_2Si_6O_{18}$; $a:c = 1:0,4989$; (Kokszarow).

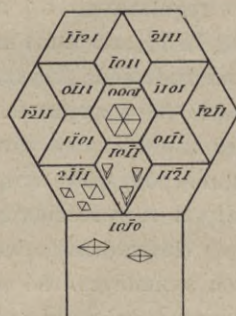
$c\{0001\}$ $p\{20\bar{2}1\}$ $m\{10\bar{1}0\}$ $o\{11\bar{2}2\}$ $s\{11\bar{2}1\}$ Rys. 534,
 $a\{11\bar{2}0\}$ $i\{21\bar{3}0\}$ $e\{51\bar{6}0\}$ $n\{31\bar{4}1\}$ $v\{21\bar{3}1\}$ 535, 536.



Rys. 534.



Rys. 535.



Rys. 536.

Minerał o wielkiej różnorodności połączeń i o bardzo urozmaiconych liczbach wyznaczających ściany. Słup heksagonalny i dwuścian podstawowy są to jego formy najpospolitsze. Krawędzi i naroża tej kombinacji postępane są ścianami

*) η βήρυλλος, grecka nazwa tego minerału.

różnych dwupiramid dwuheksagonalnych i heksagonalnych, oraz słupów dwuheksagonalnych i obu słupów heksagonalnych. Rys. 534 i 535 przedstawia jedną z takich kombinacji berylu. Na rys. 534 podano fragment kryształu będącego połączeniem kilku słupów i piramid. Narysowano tylko jedno naroże w celu uniknięcia rysunku zbyt wielkiego, mały zaś byłby nieczytelny, gdyby podawał obraz całego kryształu, tak jak rys. 535. Na kombinację rys. 534 składają się formy następujące: słup heksagonalny pierwszy $m\{10\bar{1}0\}$, dwa dwuheksagonalne $i\{21\bar{3}0\}$ i $e\{51\bar{6}0\}$, słup heksagonalny drugi $a\{11\bar{2}0\}$, a więc wszystkie słupy dotychczas obserwowane na kryształach berylu, a także dwupiramidy: heksagonalna pierwsza jednostkowa $q\{10\bar{1}1\}$ i pierwsza $p\{20\bar{2}1\}$, heksagonalne drugie: $o\{11\bar{2}2\}$ i $s\{11\bar{2}1\}$, dwuheksagonalne $n\{31\bar{4}1\}$ i $v\{21\bar{3}1\}$, wreszcie dwuścian podstawowy $c\{0001\}$.

Rys. 536 przedstawia ścianę podstawową, oraz ściany dwupiramidy heksagonalnej pierwszej $\{11\bar{2}1\}$ i drugiej $\{10\bar{1}1\}$ w rzucie pionowym na płaszczyznę podstawową, odwinięte na płaszczyznę słupa $(10\bar{1}0)$. Na tych ścianach widzimy rodzime figury wytrawione, niejednokrotnie obserwowane na kryształach berylu z różnych występowań. Figury te dowodnie przekonywają, że dwuścian kryształów berylu jest sześciodzielniedwunastokierunkowy $2\Pi_{6 \times 2}$, ściany dwupiramid heksagonalnych są jednodzielniedwukierunkowe $12\Pi_{1 \times 2}$, a ściany słupa heksagonalnego są dwudzielnieczwórkierunkowe $6\Pi_{2 \times 2}$.

Łupliwość wyraźna acz niezupełna zachodzi równolegle do dwuścianu podstawowego.

Dwójłomność niewielka odjemna: $\omega = 1,5740$; $\varepsilon = 1,5690$.

§ 260. Przegląd i porównanie trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych rodzajów krystalograficznych. Zanim przejdziemy do rozważania ostatniej gromady kryształów, mianowicie do rozważania kryształów regularnych, t. j. do tych, których symetryczność odpowiada typom $\sigma[32\bar{3}]$ i $\sigma[42\bar{3}]$, zastanówmy się nieco nad pewnymi analogjami pomiędzy niektórymi rodzajami kryształów optycznie jednoosiowych. Godzi się to uczynić zarówno ze względu ich podobieństwa w wielu objawach fizycznych, jak również z przyczyny wielkiej liczebności gromady rozpatrzonej, składa się bowiem na nią rodzajów dziewiętnaście: siedm tetragonalnych i dwanaście o heksagonalnym czworościanie jednostkowym.

Nasamprzód zwróćmy uwagę na analogję wszystkich tych rodzajów, których symetryczność wyrażają symbole jednoocyfrowe. Analogja jest bardzo zrozumiała: wszystkie one mają oś główną o zwrotach niejednoznacznych. Biegunowość tej osi w jednych ciałach wyraża się tylko zjawiskami fizycznymi, w szczególności objawami piroelektrycznymi i piezoelektrycznymi, ale jak wiemy nie mało jest ciał, których kryształy na obu końcach mają inne formy krystalograficzne. Wyraźnie to widzimy np. na rys. 376 w § 198, t. j. w opisie kryształów minerału wulfenitu, należących do rodzaju piramid tetragonalnych $s(4')$, na rys. 399 w § 208 w opisie kryształów jodoimidu bursztynowego,

będących przykładem rodzaju piramid dwutrygonalnych $s(4)$, na rys. 429 i 430, t. j. na kryształach sześciowodnego metanadjozianu sodowego, należących do rodzaju piramid trygonalnych $s(3')$, na rys. 467—469 w § 227, mianowicie na kryształach turmalinów, wreszcie na rys. 527 w § 254, który przedstawia kryształ minerału grenokitu. Dawni krystalografowie nazywali takie kryształy hemimorfijnymi*) i w biegunowości osi głównej upatrywali osobne zjawisko tak zwanego „hemimorfizmu“.

Kryształy, mające główną płaszczyznę odbicia, możemy pojmować jako symetrycznie połączone górne i dolne połowy kryształu hemimorfijnego o formach jednakowych. Wtedy występuje analogia pomiędzy kryształami rodzajów $s(p)$ i $s(p22)$ oraz analogia pomiędzy rodzajami $2(p')$ i $s(p2'2')$, którą ilustruje np. porównanie kryształów minerału wulfenitu $s(4')$ rys. 376 i 377 w § 197 z kryształami minerału szelitu $s(42'2')$ rys. 381 w § 200, oraz porównanie kryształów grenokitu $s(6)$ rys. 527 w § 254 z kryształami berylu $s(622)$ rys. 535 w § 259.

Bardzo pouczające również jest zwrócenie uwagi na analogię wszystkich tych rodzajów, których symetryczność oznaczamy symbolami $s(p2'2')$, t. j. tych rodzajów, które mają tylko główną płaszczyznę odbicia i prostopadłą do niej oś przystawiania, a niemają żadnych innych elementów symetryczności. Bardzo wyraźna w nich jest nieobecność bocznych płaszczyzn odbicia. Widzimy to dosadnie w porównaniu kryształów minerału szelitu rys. 381 w § 200, i kryształów minerału mejonitu rys. 384 w § 201 z kryształami apatyty rys. 530 w § 257.

Analogia rodzajów trapezoedrycznych $s(4'2'2')$ i $s(3'2'2')$ występuje zupełnie wyraźnie, gdy porównamy np. rys. 392 w § 204, przedstawiający kryształ trójechloroocianu jednopotasowego, z rys. 447 w § 221, gdzie widzimy kryształ kwarcu.

Analogia rodzaju piramid dwutrygonalnych $s(3)$ i skalenoedrów dwutrygonalnych $s(6'2'2)$ jest również zupełnie jasno widoczna, szczególnie gdy porównamy górne części kryształów np. turmalinu rys. 467—469 w § 227 z górnymi częściami kryształów kalcytu rys. 486—490 w § 234. Podobnie również możemy upatrywać pewne analogie pomiędzy rodzajem skalenoedrów tetragonalnych $s(4'2'2)$ i skalenoedrów dwutrygonalnych $s(6'2'2)$ w jednakowym ustosunkowaniu wzajemnem płaszczyzn odbicia i osi przystawiania dwukrotnego.

Porównywając kryształy wezuwianu, cyrkonu i berylu, t. j. kryształy rodzajów $s(422)$ i $s(622)$ rys. 402 i 404 w § 210 i w § 211 z rys. 535 w § 259, też widzimy analogię w stosunku form pierwszych i drugich tetragonalnych i heksagonalnych, a także w stosunku form dwutetragonalnych i dwuheksagonalnych do tetragonalnych i heksagonalnych.

*) τὸ ἡμισὸν = połowa, ἡ μορφή = postać, ἡμμορφή = postać połowiczna.

| Kryształy trygonalne i heksagonalne: | | | | | | | | | | | |
|--------------------------------------|----------|--------------------------------|---------------------------|--------------------|--------------------|-------------------|-----------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|---|
| III
VI | P
gr. | C | Przypadek
symetryczny | Gł. pł.
odbicia | Boczne
pł. odb. | Gł. oś
przyst. | Boczne
osi przyst. | Śr. równ.
odwróc. | Nazwa rodzaju
krytalograficznego | Formy | |
| | | | | | | | | | | trzecie | |
| | | | | | | | | | | $i\bar{h}kl$ | |
| Kryształy trygonalne | | Bez głównej płaszczyny odbicia | Bez środka równ. odwr. | $s(3')$ | 0P | 0P | pL_3 | 0L | 0C | Rodzaj piramid trygonalnych | Piramidy trygonalne trzecie $3II_1$ |
| | | | | $s(3'2'2')$ | 0P | 0P | L_3 | $3{}^pL_3$ | 0C | Rodzaj trapezodrów trygonalnych | Trapezodry trygonalne $6II_1$ |
| | | | | $s(3)$ | 0P | 3P | pL_3 | 0L | 0C | Rodzaj piramid dwutrygonalnych | Piramidy dwutrygonalne $6II_1$ |
| | | Bez głównej płaszczyny odbicia | Ze śr. równ. odwr. | $s(6''2''2'')$ | 0P | 0P | L_3 | 0L | C | Rodzaj romboedrów | Romboedry trzecie $6II_1$ |
| | | | | $s(6'2'2')$ | 0P | 3P | L_3 | $3L_2$ | C | Rodzaj skalenoedrów dwutrygonalnych | Skalenoedry dwutrygonalne $12II_1$ |
| | | Z główną pł. odbicia | Bez śr. równ. odwr. | $s(32'2')$ | P | 0P | L_3 | 0L | 0C | Rodzaj dwupiramid trygonalnych | Dwupiramidy trygonalne trzecie $6II_1$ |
| $s(322)$ | P | | | 3P | L_3 | $3{}^pL_2$ | 0C | Rodzaj dwupiramid dwutrygonalnych | Dwupiramidy dwutrygonalne $12II_1$ | | |
| Kryształy heksagonalne | | Bez głównej płaszcz. odbicia | Bez środka równości odwr. | $s(6')$ | 0P | 0P | pL_6 | 0L | 0C | Rodzaj piramid heksagonalnych | Piramidy heksagonalne trzecie $6II_1$ |
| | | | | $s(6'2'2')$ | 0P | 0P | L_6 | $3L_2'$
$3L_2''$ | 0C | Rodzaj trapezodrów heksagonalnych | Trapezodry heksagonalne $12II_1$ |
| | | | | $s(6)$ | 0P | $3P'$
$3P''$ | pL_6 | 0L | 0C | Rodzaj piramid dwuheksagonalnych | Piramidy dwuheksagonalne $12II_1$ |
| | | Z główną pł. odbicia | Ze śr. równ. odwr. | $s(62'2')$ | P | 0P | L_6 | 0L | C | Rodzaj dwupiramid heksagonalnych | Dwupiramidy heksagonalne trzecie $12II_1$ |
| | | | | $s(622)$ | P | $3P'$
$3P''$ | L_6 | $3L_2'$
$3L_2''$ | C | Rodzaj dwupiramid dwuheksagonalnych | Dwupiramidy dwuheksagonalne $24II_1$ |

$a : a : a : c$; $\alpha = \beta = 90^\circ$; $\gamma = 60^\circ$. Przegląd i porównanie form.

| piramidowe | | Formy słupowe | | | Forma podst. |
|--|--|--|---|--|-------------------------------|
| drugie | pierwsze | trzecie | drugie | pierwsze | 0001 |
| $i\bar{i}2i1$ | $i0\bar{i}1$ | $ih\bar{k}0$ | $11\bar{2}0$ | $10\bar{1}0$ | |
| Piramidy trygonalne drugie $3H_1$ | Piramidy trygonalne pierwsze $3H_1$ | Słupy trygonalne trzecie $3H_1$ | Słupy trygonalne drugie $3H_1$ | Słupy trygonalne pierwsze $3H_1$ | Jednościany $1H_3$ |
| Dwupiramidy trygonalne $6H_1$ | Romboedry $6H_1$ | Słupy dwutrygonalne $6H_1$ | Słupy trygonalne $3H_2$ | Słup heksagonalny $6H_1$ | Dwuścian $2H_3$ |
| Piramidy heksagonalne $6H_1$ | Piramidy trygonalne $3H_{1 \times 2}$ | Słupy dwutrygonalne $6H_1$ | Słup heksagonalny $6H_1$ | Słupy trygonalne $3H_{1 \times 2}$ | Jednościany $1H_{3 \times 2}$ |
| Romboedry drugie $6H_1$ | Romboedry pierwsze $6H_1$ | Słupy heksagonalne trzecie $6H_1$ | Słup heksagonalny drugi $6H_1$ | Słup heksagonalny pierwszy $6H_1$ | Dwuścian $2H_3$ |
| Dwupiramidy heksagonalne $12H_1$ | Romboedry $6H_{1 \times 2}$ | Słupy dwuheksagonalne $12H_1$ | Słup heksagonalny drugi $6H_2$ | Słup heksagonalny pierw. $6H_{1 \times 2}$ | Dwuścian $2H_{3 \times 2}$ |
| Dwupiramidy trygonalne drugie $6H_1$ | Dwupiramidy trygonalne pierwsze $6H_1$ | Słupy trygonalne trzecie $3H_{1 \times 2}$ | Słupy trygonalne drugie $3H_{1 \times 2}$ | Słupy trygonalne pierw. $3H_{1 \times 2}$ | Dwuścian $2H_3$ |
| Dwupiramidy heksagonalne $12H_1$ | Dwupiramidy trygonalne $6H_{1 \times 2}$ | Słupy dwutrygonalne $6H_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny $6H_{1 \times 2}$ | Słupy trygonalne $3H_{2 \times 2}$ | Dwuścian $2H_{3 \times 2}$ |
| Piramidy heksagonalne drugie $6H_1$ | Piramidy heksagonalne pierwsze $6H_1$ | Słupy heksagonalne trzecie $6H_1$ | Słup heksagonalny drugi $6H_1$ | Słup heksagonalny pierwszy $6H_1$ | Jednościany $1H_6$ |
| Dwupiramidy heksagonalne drugie $12H_1$ | Dwupiramidy heksagonalne pierwsze $12H_1$ | Słupy dwuheksagonalne $12H_1$ | Słup heksagonalny drugi $6H_2$ | Słup heksagonalny pierwszy $6H_2$ | Dwuścian $2H_6$ |
| Piramidy heksagonalne drugie $6H_{1 \times 2}$ | Piramidy heksagonalne pierw. $6H_{1 \times 2}$ | Słupy dwuheksagonalne $12H_1$ | Słup heksagonalny drugi $6H_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny pierw. $6H_{1 \times 2}$ | Jednościan $1H_{6 \times 2}$ |
| Dwupiramidy heksagonalne drugie $12H_1$ | Dwupiramidy heksagonalne pierwsze $12H_1$ | Słupy heksagonalne trzecie $6H_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny drugi $6H_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny pierw. $6H_{1 \times 2}$ | Dwuścian $2H_6$ |
| Dwupiramidy heksagonalne drugie $12H_{1 \times 2}$ | Dwupiramidy heksagonalne pierw. $12H_{1 \times 2}$ | Słupy dwuheksagonalne $12H_{1 \times 2}$ | Słup heksagonalny drugi $6H_{2 \times 2}$ | Słup heksagonalny pierw. $6H_{2 \times 2}$ | Dwuścian $2H_{6 \times 2}$ |

VI. Kryształy regularne.

| | | | | | | |
|--------|---------|--------------------------------------|-----------------|--------------------|----------------|--------------------|
| $s(1)$ | $s(1')$ | Kryształy trójskośne. | | | | |
| | | Kryształy jednoskośne. | | | | |
| $s(2)$ | $s(2')$ | $s(2\ 2\ 2)$ | $s(2'\ 2'\ 2')$ | $s(2''\ 2''\ 2'')$ | | $s(2''\ 2''\ 2'')$ |
| | | Kryształy rombowe. | | | | |
| $s(4)$ | $s(4')$ | $s(4\ 2\ 2)$ | $s(4'\ 2'\ 2')$ | $s(4''\ 2''\ 2'')$ | $s(4\ 2'\ 2')$ | $s(4''\ 2''\ 2'')$ |
| | | Kryształy tetragonalne. | | | | |
| $s(3)$ | $s(3')$ | $s(3\ 2\ 2)$ | $s(3'\ 2'\ 2')$ | | $s(3\ 2'\ 2')$ | |
| $s(6)$ | $s(6')$ | $s(6\ 2\ 2)$ | $s(6'\ 2'\ 2')$ | $s(6''\ 2''\ 2'')$ | $s(6\ 2'\ 2')$ | $s(6''\ 2''\ 2'')$ |
| | | Kryształy trygonalne i heksagonalne. | | | | |
| | | $s(3\ 2\ 3)$ | $s(3'\ 2'\ 3')$ | | | |
| | | $s(4\ 2\ 3)$ | $s(4'\ 2'\ 3')$ | $s(4''\ 2''\ 3'')$ | | |
| | | Kryształy regularne. | | | | |

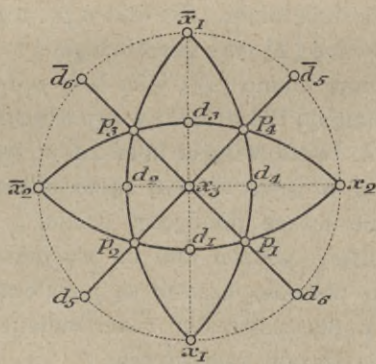
§ 261. Własności ogólne kryształów regularnych. Kryształy, których rodzaj symetryczności odpowiada ostatnim pięciu przypadkom symetrycznym, $s(3'\ 2'\ 3')$, $s(3\ 2\ 3)$, $s(4'\ 2'\ 3')$, $s(4\ 2'\ 3')$ i $s(4\ 2\ 3)$, mają spólny kształt czworościanu jednostkowego, bo wszystkim im właściwe są trzy równoznaczne wzajemnie sobie prostopadłe osi przystawania dwukrotnego w rodzajach $s(3'\ 2'\ 3')$, $s(3\ 2\ 3)$ i $s(4'\ 2'\ 3')$, a czterokrotnego w rodzajach $s(4'\ 2'\ 3')$ i $s(4\ 2\ 3)$. Te trzy osi przystawania wraz ze ścianą odcinającą od wszystkich nich trzech odcinki równe, a więc jednostkową, tworzą t. zw. „regularny“ czworościan jednostkowy o trzech równych wzajemnie prostopadłych krawędziach osiowych. W kryształach regularnych nie trzeba uciekać się do wyboru dowolnej ściany jednostkowej, bo sam rodzaj symetryczności ją podaje. Innemi słowy, substancje, krystalizujące się w tych rodzajach, niemają indywidualnie im właściwych czworościanów jednostkowych, gdyż rodzaj ich symetryczności powoduje we wszystkich nich, jak widzimy, czworościan jednostkowy $a : a : a$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

Jako na ważną cechę, spólną wszystkim kryształom regularnym, godzi się jeszcze zwrócić uwagę na to, że wszystkie one mają cztery osi przystawania trzykrotnego, leżące symetrycznie pomiędzy wymienionymi już trzema osiami przystawania dwu- lub czterokrotnego, obieranymi na krawędzi osiowe. Gdy obierzemy na płaszczyznę projekcji jedną z płaszczyzn osiowych, to w rzucie

stereograficznym punkty przecięcia się powierzchni kuli z wymienionymi osiami przedstawia się tak jak na rys. 537: x_1, x_2, x_3 są to krawędzie osiowe, p_1, p_2, p_3, p_4 są to osi przystawania trzykrotnego. Płaszczyzny osiowe dzielą powierzchnię kuli na ośm oktantów. Oktant prawy przedni górny, t. j. zawarty pomiędzy dodatnimi zwrotami krawędzi osiowych OX , nazwijmy prostym podobnie jak w kryształach rombowych i tetragonalnych. Oktanty przylegające doń nazwijmy odwróconymi, a przylegające do odwróconych nazwijmy prostymi. Otrzymamy podział powierzchni kuli na oktanty naprzemianległe równoznaczne, rys. 537. Przeprowadźmy następnie wszystkie płaszczyzny wyznaczone osiami przystawania trzykrotnego po dwie. Płaszczyzny te podzielią każdy oktant na sześć trójkątów sferycznych $\sigma[423]$ rys. 538. Nazwijmy trójkąt $+x_1p_1d_6$ lewym, a trójkąty doń przyległe prawymi. Otrzymamy podział kuli na dwadzieścia cztery i dwadzieścia cztery jednoznaczne trójkąty, jak wskazuje rys. 537 na górnej półkuli. Nakoniec, podobnie jak w odróżnianiu



Rys. 537.



Rys. 538.

form drugich tetragonalnych i niektórych dwutrygonalnych, nazwijmy dodatnim łuk d_1d_3 , a łuk d_2d_4 odjemnym i odpowiednio naprzemianlegle pozostałe łuki kół, powstałych od przecięcia się powierzchni kuli projekcyjnej z płaszczyznami osiowymi, tak jak wskazuje rys. 537.

Każdą parę trójkątów przyległych, mającą spólny bok dodatni, nazwiemy dodatnią, a mającą spólny bok odjemny nazwiemy odjemną. Więc trójkąty $\sigma[323]$ zakreskowane na rys. 584, t. j. $x_1p_1p_2, x_3p_1p_4, x_3p_2p_3, \bar{x}_1p_3p_4$ i t. p. nazwiemy odjemnymi, trójkąty niezakreskowane $x_3p_1p_2, x_3p_3p_4, x_2p_1p_4, \bar{x}_1p_2p$ i t. p. dodatnimi.

Formę krystalograficzną, której bieguny leżą w oktancie prostym, nazywamy formą prostą, w oktancie odwróconym odwróconą; gdy bieguny jej leżą w trójkątach prawych nazywamy ją prawą, gdy w lewych lewą, gdy na łukach dodatnich lub w trójkątach dodatnich dodatnią, na odjemnych odjemną.

W celu dokładnego zdania sobie sprawy z ustosunkowania ścian o różnej wartości liczb h, k, l do różnych osi przystawania należy zwrócić uwagę

na stosunek typu symetrycznego $\sigma[423]$ do $\sigma[323]$. W rzucie stereograficznym na jedną z płaszczyzn osi przystawiania dwukrotnego OX rys. 538 przedstawia powtórzenie kalejdoskopowe trójkąta $\sigma[323]$. Płaszczyzna projekcji nie jest tu płaszczyzną zwierciadlaną, tak samo jak nie są niemi pozostałe dwie płaszczyzny, prostopadłe do niej i prostopadłe wzajemnie, na których leżą osi OX . Płaszczyzny te dzielą na dwie części równe kąt prosty w trójkącie $\sigma[323]$ i bok [2] mu przeciwległy. A więc gdy przeprowadzimy te płaszczyzny, to podzielimy każdy trójkąt $\sigma[323]$ na dwa trójkąty $\sigma[423]$, bo kąt 90° podzielimy na dwa kąty po 45° , t. j. bok mu przeciwległy [2] podzielimy na dwa łuki [4], zarazem powstanie u wierzchołka d_1 (rys. 537 i 538) kąt prosty; jednym słowem trójkąt sferyczny o kątach $60^\circ, 90^\circ, 60^\circ$ rozdzieli się na dwa trójkąty o kątach $45^\circ, 90^\circ, 60^\circ$; łuki p_1x_3, p_2x_3 (rys. 537 i 538) i ich powtórzenia symetryczne, w typie $\sigma[323]$ przeciwległe $\frac{1}{3}\pi$ i noszące miano [3], po przeprowadzeniu wielkich kół x_1x_2, x_1x_3, x_2x_3 stają się przeciwległe kątom $\frac{1}{2}\pi$ i dostają miano [2]; łuki $p_1p_2, p_2p_3, p_3p_4, p_4p_1$ i im podobne, w typie $\sigma[323]$ mianowane [2] jako przeciwległe $\frac{1}{2}\pi$, w typie $\sigma[423]$ stają przeciw $\frac{1}{4}\pi$ a więc otrzymują miano [4], jako łuki p_1d_1, p_2d_1, p_2d_2 i t. p., a łuki kół xd , które przemieniają typ $\sigma[323]$ w typ $\sigma[423]$, jako przeciwległe $\frac{1}{3}\pi$, dostają miano [3].

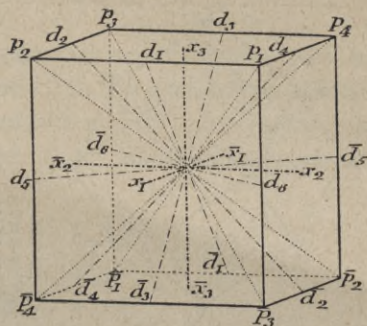
A zatem wielkie koła xd w typie $\sigma[423]$ są płaszczyznami zwierciadlanymi, a w typie $\sigma[323]$ są to tylko płaszczyzny osiowe i płaszczyzny symetrycznie leżące pomiędzy osiami p (rys. 538). W § 163, w którym wprowadziliśmy podział kuli na wycinki symetrycznie równe, zaznaczyliśmy, że w tym podziale czasem są pożyteczne płaszczyzny, leżące symetrycznie pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi. Będziemy się więc uciekali do nich obecnie w tym samym celu.

Rozpatrzmy teraz, jakich ścian biegunami są wierzchołki omawianych trójkątów sferycznych, i jakie formy krystalograficzne powstają od symetrycznego powtórzenia tych ścian.

Punkty x są to bieguny ścian osiowych czworościanu jednostkowego, t. j. $(100), (010), (001)$, np. punkt x_1 jest biegunem ściany (100) . Założmy taki biegun. Ponieważ krawędzi osiowe OX we wszystkich kryształach regularnych są osiami przystawiania dwu- albo czterokrotnego, więc gdy założymy biegun (100) to powtórzy się on na wszystkich pozostałych zwrotach krawędzi osiowych OX . Gdy przeprowadzimy w nich płaszczyzny styczne, otrzymamy sześcian $\{100\}$ rys. 539, formę możliwą we wszystkich rodzajach regularnych, tylko, rozumie się, w każdym rodzaju o innym charakterze symetrycznym ścian. A więc płaszczyznami osiowymi w kryształach regularnych są ściany sześcianu, a jego krawędzi są krawędziami osiowymi, mianowicie, płaszczyzna $x_2d_2x_3d_4$ rys. 538 jest to (100) , płaszczyźnie $x_1d_1x_3d_3$ przypada znak (010) , a płaszczyzna rzutu $x_1d_5x_2d_6$ jest zgodna ze ścianą (001) .

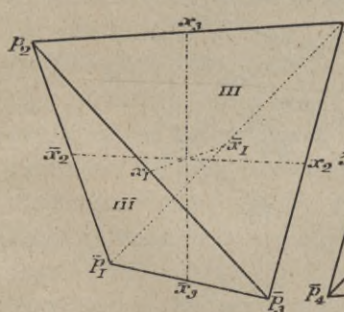
Zwróćmy zarazem uwagę na to, że płaszczyzny dp_x rys. 538 są zgodne ze ścianami dwunastościanu rombowego $\{110\}$ rys. 543.

Punkty p są to przecięcia powierzchni kuli osiami przystawania trzykrotnego. W takim razie leżą one na równych odległościach kątowych od biegunów sześcianu. Gdy więc przeprowadzimy płaszczyznę styczną do kuli w punkcie p_1 , odetnie ona od trzech krawędzi osiowych trzy odcinki równe, czyli znak jej jest (111) , a więc ściana jednostkowa kryształów regularnych jest to płaszczyzna prostopadła do osi przystawania trzykrotnego. Gdy założymy taką ścianę, to zależnie od tego czy krawędzi osiowe OX są osiami przystawania dwu- czy czterokrotnego, powtórzy się ona albo tylko w oktantach jednoznacznych, t. j. otrzymamy czworościan prosty $\{111\}$ rys. 540 lub odwrócony $\{1\bar{1}1\}$ rys. 541, albo powtórzy się we wszystkich oktantach, otrzymamy wtedy ośmiościan $\{111\}$ rys. 542. A więc ścianą jednostkową kryształów regularnych jest ściana czworościanu lub ośmiościanu.

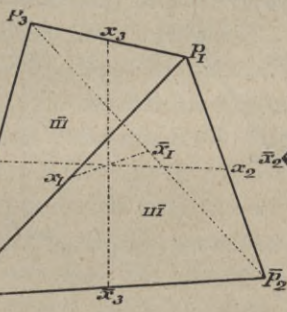


Rys. 539.

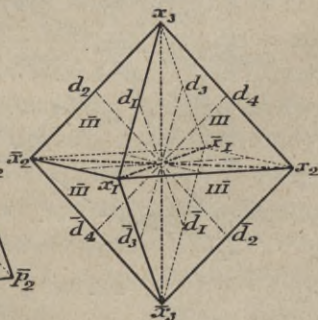
Pozostaje nam jeszcze trzeci wierzchołek trójkąta $\sigma[423]$, punkt d . Zważmy, że np. d_6 dzieli na dwie połowy łuk x_1, x_2 i leży na obwodzie koła projekcji, a więc płaszczyznie stycznej do powierzchni kuli w punkcie d_6 przy-



Rys. 540.



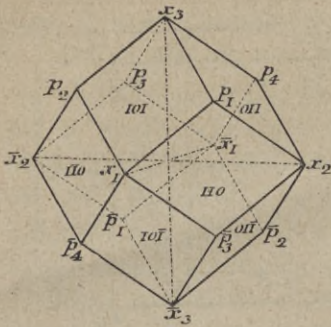
Rys. 541.



Rys. 542.

pada znak (110) . Ponieważ we wszystkich kryształach regularnych oś p jest osią przystawania trzykrotnego, przeto ściana (110) powtórzy się w d_1 i w d_4 , a z powodu osi przystawania OX powtórzy się ona we wszystkich pozostałych punktach homologicznych d . Otrzymamy dwunastościan rombowy rys. 543. Jest to forma, która o rozmaitym charakterze ścian jest możliwa we wszystkich pięciu rodzajach kryształów regularnych.

A więc sześcian $\{100\}$ i dwunastościan rombowy $\{110\}$ jest możliwy we wszystkich rodzajach kryształów regularnych, $\{111\}$ zaś jest czworościanem w tych rodzajach, w których proste OX są osiami przystawania dwukrotnego, a w rodzajach, w których około tych osi zachodzi przystawanie czterokrotne, forma $\{111\}$ jest ośmiościanem.



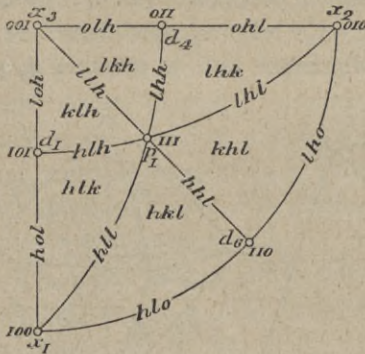
Rys. 543.

Założmy biegun na którymkolwiek łuku xp rys. 544. Oczywiście, że ściana mu odpowiadająca od jednej krawędzi osiowej OX odcina odcinek krótki, a od dwu pozostałych dwa dłuższe równe. Ściana tej przypada znak (hll) gdzie $h > l$.

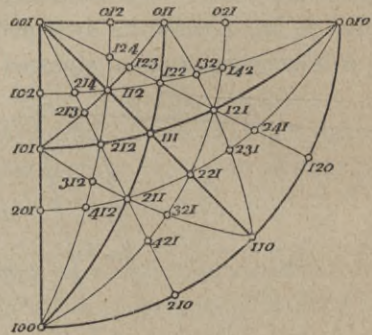
Ściana, której biegun leży na drugim boku trójkąta $\sigma[423]$ t.j. na jednym z łuków dp , od dwukrawędzi osiowych odcina dwa odcinki równe krótsze, a do trzeciej dłuższy, a więc ma znak (hhl) gdzie $h > l$.

Ściana, której biegun leży na trzecim boku trójkąta omawianego, t. j. na jednym z boków xd , od dwu krawędzi osiowych odcina odcinki nierówne, a do trzeciej jest równoległa więc ma znak $\{h0l\}$ gdzie $h > l$.

Nakoniec niewymaga objaśnienia, że pole trójkąta $\sigma[423]$ jest miejscem biegunów $\{hkl\}$. Biegun pierwiastkowy stale będziemy zakładali w trójkącie $+x_1d_6p_1$ (rys. 544), czyli w trójkącie sferycznym, którego wierzchołkami są bieguny ścian (100) , (110) i (111) , t. j. jako biegun (hkl) gdzie $h > k > l$



Rys. 544.



Rys. 545.

Rys. 544 jest to rzut prawego przedniego górnego oktantu i siedmiu symetrycznie w nim powtórzonych pozycji wyżej wymienionych.

Początkującym godzi się przypomnieć, że liczby wyznaczające ścianę są to odwrotności odcinków, które ona odcina od krawędzi osiowych, bowiem

$h:k:l = \frac{OH_1}{OH} : \frac{OK_1}{OK} : \frac{OL_1}{OL}$, gdzie OH_1, OK_1, OL_1 są to odcinki jednostkowe na osiach OX, OY, OZ , a OH, OK, OL są to odcinki, odcięte ścianą

(hkl) od tych osi. A więc w kryształach regularnych odcinki ścian (111) mają się jak $a:a:a$, a odcinki ścian (hkl) jak $\frac{a}{h} : \frac{a}{k} : \frac{a}{l}$; np. odcinki ścian

(321) mają się jak $\frac{1}{3}a : \frac{1}{2}a : a = a : 1\frac{1}{2}a : 3a$, bo $\frac{a}{a} : \frac{a}{\frac{2}{3}a} : \frac{a}{3a} = 3 : 2 : 1$.

A zatem w każdym regularnym rodzaju symetrycznym powtórzmy symetrycznie biegun, założony w polu trójkąta $\sigma[423]$, na trzech jego bokach i na trzech wierzchołkach. Innymi słowy powtórzmy symetrycznie siedm przypadków położenia ściany kryształu względem krawędzi osiowych czworościanu jednostkowego:

1. pole trójkąta $\sigma[423]$ $\{hkl\}$, $h > k > l$
2. bok [4] $\{hhl\}$, $h > l$
3. bok [3] $\{h10\}$, $h > l$
4. bok [2] $\{hll\}$, $h > l$
5. wierzchołek $\frac{1}{4}\pi$. . . $\{100\}$
6. wierzchołek $\frac{1}{3}\pi$. . . $\{111\}$
7. wierzchołek $\frac{1}{2}\pi$. . . $\{110\}$

Rzecz jasna, że jeżeli położenie ścian czworościanu jednostkowego wynika z symetrii kryształu regularnego i jest stałe we wszystkich pięciu rodzajach regularnych, to również stałe jest położenie ścian wszystkich innych, jak to wynika z prawa pasów. Wykreślmy w rzucie stereograficznym rys. 545 bieguny ścian czworościanu jednostkowego (001) , (010) , (100) i (111) . Następnie przeprowadźmy przez każdą parę biegunów koła pasowe, obierając na płaszczyznę projekcji tę, na której leżą normalne ścian (100) i (010) , t. j. ścianę (001) . Pasy $[(001)|(010)]$ i $[(001)|(100)]$ wyrażają się w rzucie stereograficznym dwiema prostopadłymi średnicami koła, a pas $[(100)|(010)]$ jego obwodem. Pas $[(001)|(111)]$ wyraża się średnicą koła, dzielącą na dwie części równe kąt pomiędzy kołem pasowym $[(001)|(010)]$ i $[(001)|(100)]$. Przecięcie się koła pasowego $[(001)|(111)]$ z kołem $[(100)|(010)]$ wyznacza biegun ściany (110) . Dwa pozostałe koła pasowe czworościanu jednostkowego również leżą symetrycznie pomiędzy normalnymi ścian (001) i (100) , oraz (001) i (010) , t. j. na odległości 45° od tych biegunów. W rzucie stereograficznym na płaszczyznę (001) pasy te wyrażają się kołami, których środki są to bieguny (100) i (010) oraz $(\bar{1}00)$ i $(0\bar{1}0)$, a promień jest to bok kwadratu wpisanego w obwód koła projekcyjnego. Punkt przecięcia się tych trzech kół pasowych, jako równoodległy od (001) , (010) i (100) , jest biegunem (111) . Jak widzimy z rys. 545 przeprowadzeniem tych kół pasowych zarazem wyznaczamy bieguny (101) i (011) . Następnie przeprowadzamy koło $[(101)|(011)]$ i otrzymujemy biegun (112) . Mając (112) , przeprowadzamy $[(112)|(010)]$ i otrzymujemy (122) oraz (102) . Otrzymawszy (122) przeprowadzamy $[(122)|(001)]$, czem otrzymujemy (123) i t. d.

Na rys. 545 podano tylko jeden oktant, cała bowiem projekcja, aby była czytelna w tej skali, byłaby zbyt wielka.

Kryształy regularne, jako mające w trzech kierunkach prostopadłych własności jednakowe, pod względem optycznym są izotropowe, ciała bowiem

mające jednakowe własności optyczne w trzech kierunkach prostopadłych, mają je również we wszystkich pozostałych. Te, które skręcają płaszczyznę polaryzacji, okazują skręcenie we wszystkich kierunkach jednakowe zarówno pod względem znaku jak kąta skręcenia.

Łupliwość kryształów regularnych jest równa albo w trzech kierunkach, t. j. zachodzi równolegle do ścian sześciianu $\{100\}$, albo w czterech kierunkach, t. j. równolegle do ścian $\{111\}$ czyli, innymi słowy, prostopadle do osi przystawiania trzykrotnego, albo w sześciu kierunkach t. j. równolegle do ścian dwunastościanu rombowego $\{110\}$, czyli prostopadle do osi przystawiania dwukrotnego. Bliżej stanie się to zrozumiałe po poznaniu symetryczności każdego rodzaju regularnego.

Co do dwojaków, to również w kryształach regularnych widzimy dwojaki najczęściej symetryczne względem ścian o najmniejszych liczbach wyznaczających, o ile w danym rodzaju symetryczności dana ściana nie jest zgodna z płaszczyzną odbicia. Szczegółowo rozpatrzymy dwojaki kryształów regularnych w opisie każdego rodzaju z osobna.

W opisie rodzajów regularnych podzielimy je na grupy następujące.

a) Kryształy regularne z trzema osiami przystawiania dwukrotnego $s(3'2'3')$, $s(323)$, $s(4'2'3)$,

a) kryształy regularne z trzema osiami przystawiania dwukrotnego i z czterema polarnymi osiami przystawiania trzykrotnego, $s(3'2'3')$, $s(323)$,

β) kryształy regularne z trzema osiami przystawiania dwukrotnego i z czterema obustronnymi osiami przystawiania trzykrotnego, $s(4'2'3)$.

b) Kryształy regularne z trzema osiami przystawiania czterokrotnego, $s(4'2'3)$, $s(423)$.

a) Kryształy regularne z trzema osiami przystawiania dwukrotnego:
 $s(3'2'3')$, $s(323)$, $s(4'2'3)$.

a) Kryształy regularne z czterema polarnymi osiami przystawiania trzykrotnego $s(3'2'3')$ i $s(323)$.

28. Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych.

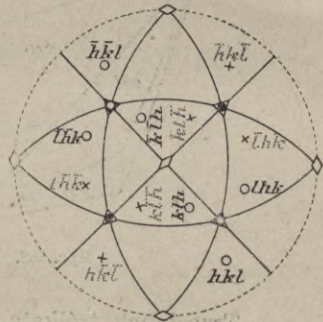
Kryształy tetraedrycznie pentagondodekaedryczne*). $s(3'2'3') \equiv OP, 3L_2, 4^pL_3, 0C \equiv 12\Pi_1 \begin{matrix} \{hkl\} \{hhl\} \{110\} \\ \{hll\} \{hol\} \end{matrix}, 6\Pi_2^{\{100\}}, 4\Pi_3^{\{11\bar{1}\}}$.

§ 262. Własności ogólne kryształów rodzaju dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych. Trójkąt sferyczny płaszczyzn obrotu, tworzących kąty 60° , 90° i 60° , t. j. $s(3'2'3')$, swem powtórzeniem się kalejdo-

*) τὸ τετραέδρον = czworościan, πεντάγωνος = pięciokątny, δώδεκα = dwanaście.

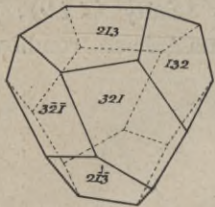
skopowem tworzy trzy równoznaczne, sobie prostopadłe, obustronne osi przystawania dwukrotnego $3L_2$ i symetrycznie pomiędzy nimi leżące cztery polarne osi przystawania trzykrotnego 4^pL_3 . Osi przystawania dwukrotnego obracamy na krawędzi osiowe czworościanu jednostkowego. Rys. 546.

Zalóżmy biegun (hkl) . Powtarza się on jedenaście razy, co razem z nim daje dwanaście punktów na powierzchni kuli. Przeprowadziwszy w nich płaszczyzny styczne, otrzymujemy formę rys. 547 dwunastościan tetraedrycznie pentagonalny lewy prosty $\{hkl\}$. Na rys. 551 mamy podział powierzchni kuli na równoznaczne trójkąty $\sigma[423]$ w przypadku $s(3'2'3')$, z którego wynika, że o tych samych liczbach wyznaczających h, k, l może istnieć dwunastościan tetraedrycznie pentagonalny prawy prosty $\{h\bar{k}l\}$ z poprzednim enantjomorfijny rys. 548 i dwa odwrócone, prawy odwrócony $\{h\bar{k}l\}$ i odwrócony lewy $\{hkl\}$ pomiędzy sobą enantjomorfijne a przystające do prostych tego samego znaku po obrocie o 90° około osi przystawania dwukrotnego. Rys. 549, 550.

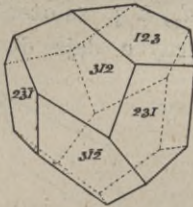


Rys. 546.

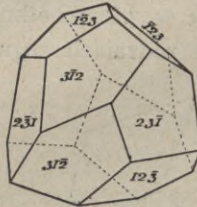
Biegun na jednym z łuków xp , np. na łuku $+x_1p_1$ rys. 538, jak to już rzeczone w paragrafie poprzednim, odpowiada ścianie o znaku $\{hll\}$ gdzie



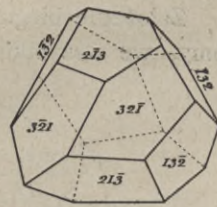
Rys. 547.



Rys. 548.

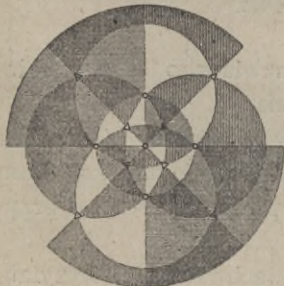


Rys. 549.



Rys. 550.

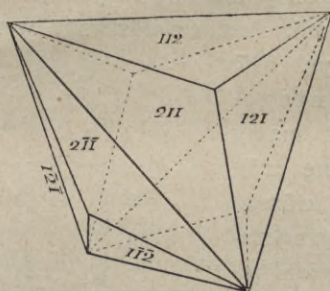
$h > l$. Powtórzenia symetryczne tego bieguna, wobec p_1 osi przystawania trzykrotnego, znajdują się na dwu pozostałych w tym oktancie łukach xp . Wobec istnienia trzech osi przystawania dwukrotnego x , trzy te bieguny powtarzają się w pozostałych oktantach prostych i po przeprowadzeniu płaszczyzn stycznych powstaje trjankistetradr prosty $\{hll\}$ czyli czworościan potrójny prosty, zwany też czworościanem piramidowym, jest on bowiem jakby czworościanem umiarowym, na którego ścianach umieszczono piramidy trygonalne. Taki sam czworościan potrójny znaku $\{h\bar{l}l\}$ możliwy jest odwrócony. Rys. 552, 553.



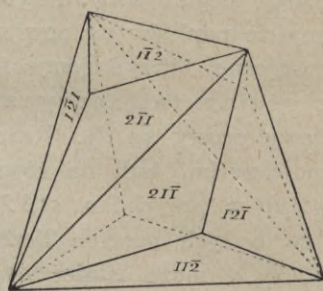
Rys. 551.

Drugi bok trójkąta, t. j. łuk pd , jest miejscem biegunów $\{hhl\}$, gdzie $h > l$. Powtórzenie bieguna

$\{hhl\}$ znajduje się na pozostałych łukach pd w oktantach prostych. Biegunom tym odpowiada forma rys. 554, dwunastościan deltoidowy prosty. Tego samego znaku możliwy jest również dwunastościan deltoidowy odwrócony $\{h\bar{h}l\}$, rys. 555.



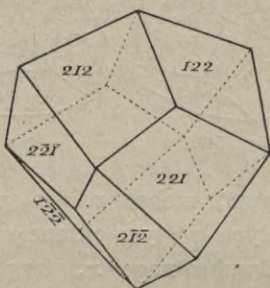
Rys. 552.



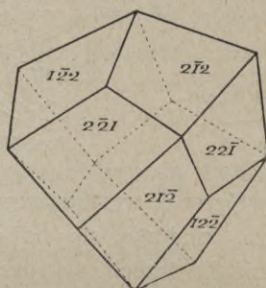
Rys. 553.

Trzeci bok trójkąta, bok xd , niebędący płaszczyzną zwierciadlaną, ma znaczenie tylko geometryczne, płaszczyzny osiowej. Jak wiadomo z paragrafu poprzedniego jest on miejscem biegunów $\{h0l\}$. Biegunów takich jednoznacznych w tym rodzaju jest dwanaście. Leżą one na ujemnych albo na dodatnich łukach xd . Biegunom tym odpowiadają dwunastościany pentagonalne ujemne $\{h0l\}$ ($h > l$) i dodatnie $\{l0h\}$ ($h > l$). Rys. 556, 557.

Założenie bieguna w wierzchołku d_6 , t. j. założenie ściany (110) , jak wiemy, we wszystkich rodzajach regularnych daje dwunastościan rombowy.



Rys. 554.



Rys. 555.

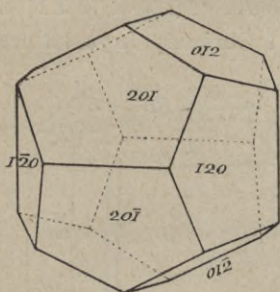
Ściany wszystkich dwunastościanów rodzaju omawianego są jednokierunkowe $12\Pi_1$, jako nieprostopadłe do osi przystawiania.

Założenie bieguna w wierzchołku $+x_1$, t. j. założenie ściany (100) , jak wiemy, we wszystkich rodzajach regularnych daje sześcian. Ściany sześcianu w rodzaju omawianym są dwukierunkowe $6\Pi_2$, jako prostopadłe do osi przystawiania dwukrotnego.

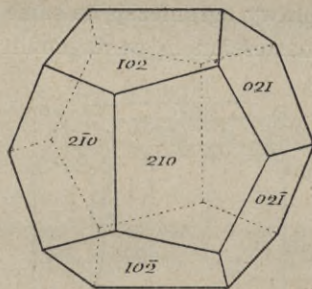
Biegun (111) , t. j. leżący w p_1 , powtarza się w oktantach prostych. Otrzymujemy czworościan prosty $\{111\}$ rys. 540. Biegun $(1\bar{1}1)$ daje czworościan odwró-

cony $\{1\bar{1}1\}$ rys. 541. Ściany każdego czworościanu są prostopadłe do równoznacznych promieni polarnych osi przystawania trzykrotnego, więc są trójkierunkowe $4\Pi_3$.

Z podanego przed chwilą opisu symetryczności rodzaju $s(3'2'3')$, możemy przewidzieć, że kryształy, mające ten rodzaj symetryczności, mogą skręcać płaszczyznę polaryzacji, i że na biegunach osi przystawania trzykrotnego, t. j. na promieniach normalnych ścian czworościanu, otrzymują różnego znaku nabój elektryczny spowodowany zmianą temperatury.



Rys. 556.



Rys. 557.

Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych jest dość mało rozpowszechniony. Krystalizuje się w nim zaledwie kilka substancyj.

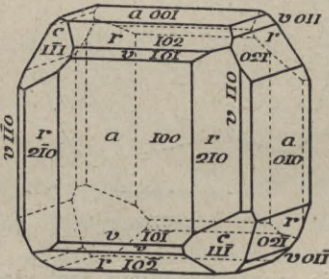
$s(3'2'3')$. Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych. $0P, 3L_2, 4^pL_2, 0C$.

| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
|--|-----------------|-----------------------------|
| Dwunastościany tetraedrycznie pentagonalne proste lewe | $\{hkl\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ „ prawe | $\{khl\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ „ odwrócone lewe | $\{k\bar{h}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ „ „ prawe | $\{h\bar{k}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Czworościany potrójne proste | $\{hll\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ odwrócone | $\{h\bar{l}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Dwunastościany deltoidowe proste | $\{hhl\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ odwrócone | $\{h\bar{h}l\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ pentagonalne dodatne | $\{10h\}$ | $12\Pi_1$ |
| „ „ „ „ odjemne | $\{h0l\}$ | $12\Pi_1$ |
| Dwunastościan rombowy | $\{110\}$ | $12\Pi_1$ |
| Sześciąt | $\{100\}$ | $6\Pi_2$ |
| Czworościan prosty | $\{111\}$ | $4\Pi_3$ |
| „ „ „ odwrócony | $\{1\bar{1}1\}$ | $4\Pi_3$ |

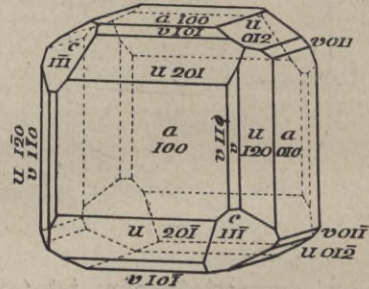
§ 263. Chlorzan sodowy: NaClO_3 .

$a\{100\}$ $c\{1\bar{1}1\}$ $v\{110\}$ $r\{102\}$ $u\{201\}$. Rys. 558—561.

Z wodnego roztworu chlorzanu sodowego w temperaturze zwykłej kryształują się wielościany enantjomorfijne rys. 558, 559. Kryształy rys. 558 skracają płaszczyznę polaryzacji na lewo, rys. 559 na prawo. Kryształ lewy jest połączeniem sześcianu $\{100\}$, czworościanu odwróconego $\{1\bar{1}1\}$ i dwunastościanu rombowego $\{110\}$ z dodatnym dwunastościanem pentagonalnym $\{102\}$, a prawy ograniczają te same ściany $\{100\}$, $\{110\}$ i $\{1\bar{1}1\}$ z odjemnym dwunastościanem pentagonalnym $\{201\}$. Obróćmy kryształ prawy około



Rys. 558.



Rys. 559.

osi pionowej w prawo o kąt 90° . Wtedy ściany dwunastościanów pentagonalnych na obu będą zgodne i ściana czworościanu na kryształ lewym będzie na narożu przednim górnym lewym, a na kryształ prawym na narożu przednim górnym prawym.

Kryształy chlorzanu sodowego na rys. 558 i 559 są ustawione zgodnie równymi kierunkami fizycznymi. Mianowicie, ich osi przystawania trzykrotnego, t. j. normalne ścian czworościanu, są osiami piroelektrycznymi, których biegun antylogiczny znajduje się na tych narożach, na których niema ścian $\{111\}$, a analogiczny leży na ścianach czworościanu odwróconego $(1\bar{1}1)$, $(\bar{1}11)$, $(11\bar{1})$ i $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$.

Roztwór niedosycony wywołuje na ścianach czworościanu trójkątne figury wytrawione, ograniczone ścianami dwunastościanu tetraedrycznie pentagonalnego. Rys. 560. Po położeniu tych figur względem krawędzi $[(111)|(100)]$ możemy odróżnić kryształy lewe od prawych nawet w tych przypadkach, gdy niema ścian dwunastościanu pentagonalnego, t. j. gdy kryształ chlorzanu sodowego jest połączeniem tylko sześcianu $\{100\}$ i czworościanu $\{111\}$.

W temperaturze niższej od 0° wydzielają się kryształy bliźnięce rys. 561, dwa czworościany symetryczne względem płaszczyzny sześcianu (100) . Jedna część dwojaka skręca płaszczyznę polaryzacji na lewo druga na prawo.

Roztwór chlorzanu sodowego nie skręca płaszczyzny polaryzacji. Gdy staje się on przesycony ulatnianiem się rozpuszczalnika lub przez stu-

dzenie i gdy odrazu wydzielili się zeń kilka czy kilkanaście kryształów, to mniej więcej połowa ich skręca na prawo, a połowa na lewo. Gdy jednak do przesyconego roztworu wprowadzimy okruch kryształu prawego lub lewego, to wydzielają się kryształy tylko prawe albo

tylko lewe. Z tego więc powodu, gdy w powolnie krystalizującym się roztworze wydzieli się na początku jeden kryształ, wszystkie następne będą tylko prawe albo lewe zależnie od tego jaki się wydzieli pierwszy. Wprowadzenie do roztworu chlorzanu sodowego innych substancji optycznie czynnych również powoduje wydzielanie się przeważnie lub zupełnie kryształów prawych lub lewych. Dodatek cukru gronowego, który skręca na prawo, wywołuje krystalizowanie się kryształów chlorzanu sodowego, skręcających na lewo. Dodatek ramnozy, również w prawo skręcającej, pociąga za sobą przewagę kryształów, skręcających na prawo.

Skręcenie wynosi $3^{\circ}8'42''$ na 1 mm grubości płytki i jest tej samej wielkości w płycie jednorodnej jak w proszku zawieszonym w cieczy, przy czem nie zależy od średnicy ziarenek proszku; to samo skręcenie okazuje ciecz nieczynna, w której zawieszono są pyłki chlorzanu sodowego mające różną średnicę nawet aż do 0,003 milimetra.

Spółczynnik załamania światła żółtego 1,5151.
Łupliwość nie stwierdzono.

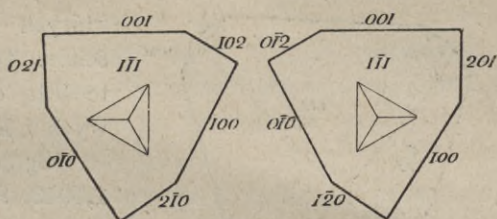
Na osiach przystawania trzykrotnego wyraźne zjawiska piro- i piezoelektryczne. W kryształach, które wydzieliły się w temperaturze zwykłej, t. j. w takich jak na rys. 558 i 559, bieguny analogiczne znajdują się na tych promieniach osi przystawania trzykrotnego, na których pojawiają się ściany czworościanu. W narożach niemających sześcian $\{111\}$ są bieguny antylogiczne.

W kryształach powstałych w temperaturze niskiej stwierdzono anomalje optyczne.

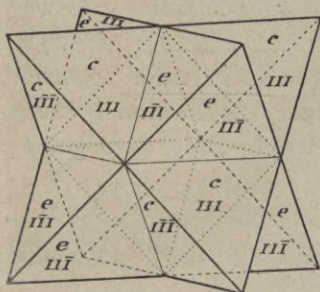
Nacisk wywołuje przemijającą dwójłomność. Kierunek nacisku staje się kierunkiem większej prędkości drgań świetlnych.

§ 264. Bromian sodowy: $NaBrO_3$.

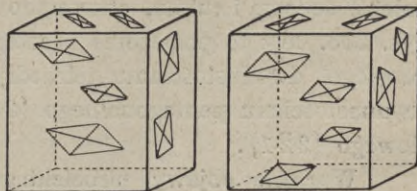
Kryształy znane w wielu urozmaiconych połączeniach. Z gorącego roztworu wydzielają się sześciiany. Figury wytrawione wodą na ścianach sześcianu mają kształt rombów,



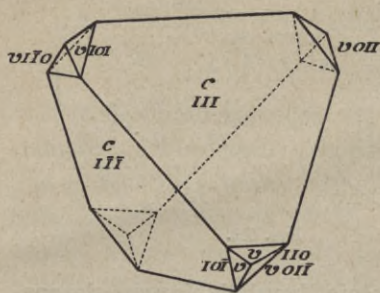
Rys. 560.



Rys. 561.



Rys. 562.



Rys. 563.

których krawędź dłuższa z krawędzią sześciangu tworzy kąt od $2^{\circ}30'$ do 6° . Figury te leżą enantjomorfnie na kryształach prawych i lewych. Rys. 562.

Spółczynnik załamania światła żółtego 1,5943. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji na 1 mm $2^{\circ}48'$ w świetle średniej długości fali.

§ 265. Dziewięciowodny ortosulfonian sodowy: $Na_3SbS_4 \cdot 9H_2O$.

$c\{111\}$ $v\{110\}$. Rys. 563.

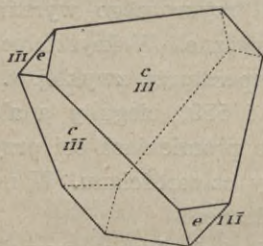
Najpospolitsza postać kryształów tej soli, zwanej solą Schlippego, jest to połączenie przeważającego czworościanu z dwunastościanem rombowym rys. 563.

Skręcenie płaszczyzny polaryzacji $2^{\circ}42'$ w świetle średniej długości fali.

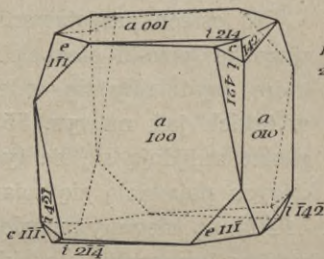
§ 266. Azocian baru. Saletra barowa: $Ba(NO_3)_2$.

$c\{111\}$ $e\{1\bar{1}1\}$ $a\{100\}$ $i\{421\}$ $w\{112\}$ $u\{120\}$ $n\{1\bar{2}2\}$. Rys. 564—566.

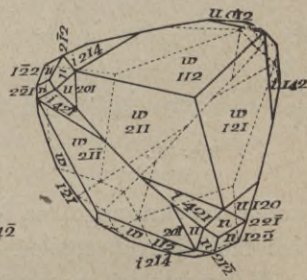
Zwykłą postacią kryształów tej soli, wydzielających się z czystych wodnych jej roztworów, jest połączenie dwu czworościanów rys. 564. Nierówność fizyczna ścian obu czworościanów ujawnia się niejednakowym ich połyskiem. Znane są również kryształy tej soli rys. 565. Jest to połączenie przeważającego sześciangu $\{100\}$ z dwoma czworościanami, $\{111\}$, $\{1\bar{1}1\}$ i z lewym prostym dwunastościanem tetraedrycznie pentagonalnym $\{421\}$. Na ścianach sześciangu bywają niesymetryczne kreskowania i figury wytrawione, które odpowiadają prostemu lewemu dwunastościanowi tetraedrycznie pentagonal-



Rys. 564.



Rys. 565.



Rys. 566.

nemu. Z roztworów, zawierających prócz soli omawianej, saletrę potasową, saletrę sodową i cukier, otrzymano kryształy azocianu barowego w kombinacji rys. 566. Jest to połączenie prostego czworościanu potrójnego $\{211\}$, lewego prostego dwunastościanu tetraedrycznie pentagonalnego $\{421\}$, odjemnego dwunastościanu pentagonalnego $\{201\}$ i odwróconego dwunastościanu deltoidalnego $\{2\bar{2}1\}$.

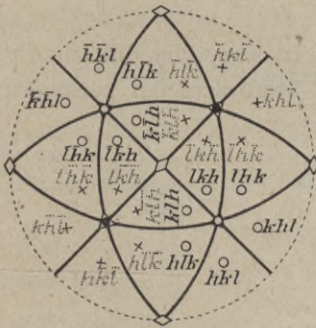
Wyraźne objawy piroelektryczne na osiach przystawiania trzykrotnego, t. j. na osiach prostopadłych do ścian czworościanu. Bieguny piroelektryczne

szczególniej wyraźnie ujawniają się na kryształach tego pokroju, co rys. 565, t. j. w połączeniach sześcianu i obu czworościanów: bieguny antylogiczne znajdują się na więcej połyskliwych ścianach czworościanu, a na ścianach $\{111\}$ o połysku mniejszym znajdują się bieguny analogiczne.

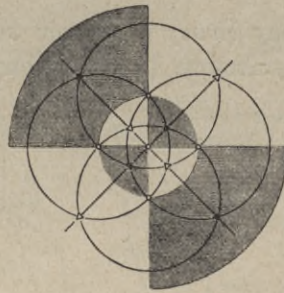
Spółczynnik załamania światła sodowego 1,5711.

29. Rodzaj czworościanów poszóstnych. Kryształy heksakistetredryczne*). $s(323) \equiv 6P, 3L_2, 4^pL_3, 0C \equiv 24\Pi_1^{\{hkl\}}, 12\Pi_{1 \times 2}^{\{hll\}} \{110\}, 6\Pi_{2 \times 2}^{\{100\}}, 4\Pi_{3 \times 2}^{\{1\bar{1}1\}}$. Rys. 567, 568.

§ 267. Własności ogólne kryształów rodzaju czworościanów poszóstnych. Powtórzenie kalejdoskopowe trójkąta płaszczyzn zwierciadlanych pierwszego przekształcenia symetrycznego $s(323)$ daje takie same osi przystawania, jak w rodzaju poprzednim, tylko prócz nich powstaje tu jeszcze



Rys. 567.



Rys. 568.

sześć płaszczyzn odbicia. Rys. 567. Podobnie jak w rodzaju poprzednim, poprowadzimy przez osi przystawania dwukrotnego płaszczyzny osiowe w celu podziału na oktanty i na równoznaczne trójkąty $\sigma[423]$. Rys. 568. Gdy założymy dowolny biegun (hkl) w prostym przednim górnym oktancie to powtórzy się on symetrycznie we wszystkich trójkątach tego oktantu. Następnie te sześć biegunów odzwierciedli się w płaszczyźnie odbicia t. j. powtórzy się w oktancie prostym górnym tylnym. Powtórzenia dalsze tych biegunów znajdują się w oktancie przednim prostym dolnym i w prostym dolnym tylnym. A więc w tym rodzaju oktanty proste są równoznaczne pomiędzy sobą i oktanty odwrócone znów pomiędzy sobą równoznaczne.

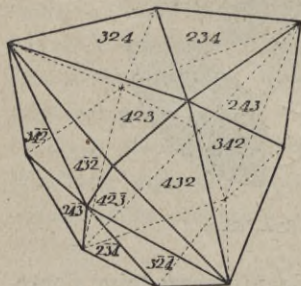
Gdy przeprowadzimy w biegunach $\{hkl\}$ płaszczyzny styczne z powierzchnią kuli, to otrzymamy heksakistetraedr czyli czworościan poszóstny prosty $\{hkl\}$ lub odwrócony $\{h\bar{k}l\}$, zależnie od tego czy biegun pierwotny założyliśmy w oktancie prostym czy odwróconym. Rys. 569, 570. Czworościany poszóstne jednego znaku geometrycznie przystają do siebie po obrocie

*) ἑξάκλις = sześciokrotnie.

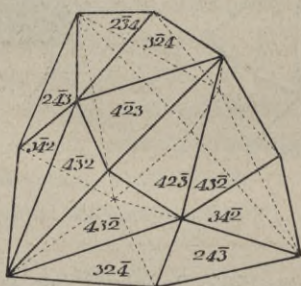
o kąt 90° około osi przystawania dwukrotnego, ale fizycznie nie są one jednakowe z powodu polarności osi przystawania trzykrotnego. Przypuśćmy, że kryształy jakiejś substancji mają bieguny piroelektrycznie analogiczne w oktantach prostych, a antylogiczne w oktantach odwróconych; w takim razie czworosciany poszostne proste mają na biegunach analogicznych naroże sześciokrawędziowe tępe, a odwrócone na tych biegunach mają naroże sześciokrawędziowe ostre.

Założmy biegun $\{h0l\}$, t. j. na łuku dx rys. 538. Odzwierciedlając się w sześciu płaszczyznach odbicia, stanowiących omawiany obecnie przypadek symetryczny $s(323)$, powtórzy się on na wszystkich łukach dx , tak dodatnich jak odjemnych. Otrzymamy dwadzieścia cztery bieguny $\{h0l\}$. Po przeprowadzeniu odpowiadających im ścian otrzymamy tetrakisheksaedr rys. 571, czyli sześciian poczwórny, lub sześciian piramidowy, jak go niekiedy się nazywa, bo ma on pozór sześciianu, na którego ścianach znajdują się płaskie piramidy tetragonalne.

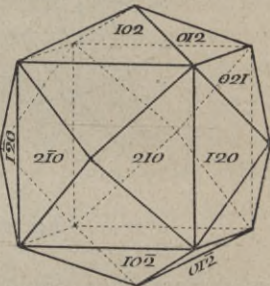
Bieguny $\{h0l\}$ w rodzaju $s(323)$ leżą na wszystkich łukach dx , a więc każdemu symbolowi $\{h0l\}$ odpowiada jeden tylko sześciian poczwórny.



Rys. 569.



Rys. 570.



Rys. 571.

Ściany czworoscianów poszostnych i sześciianów poczwórnych, jako nieprostokątne ani do płaszczyzn odbicia ani do osi przystawania, są jednokierunkowe $24I_1$.

Umieszczenie bieguny na płaszczyźnie odbicia pomiędzy osią przystawania dwukrotnego i trzykrotnego na łuku px , czyli założenie ściany $\{hll\}$ ($h > l$), daje trjakistetradr, czyli czworoscian potrójny prosty $\{hll\}$ i odwrócony $\{hll\}$ o ścianach jednodzielniedwukierunkowych $12II_{1 \times 2}$, jako prostokątych do jednej płaszczyzny odbicia.

Założenie bieguny na trzecim boku trójkąta sferycznego $\sigma[423]$, t. j. na płaszczyźnie odbicia pomiędzy osią przystawania trzykrotnego i płaszczyzną osiową, na łuku dp , czyli założenie ściany $\{hhl\}$ ($h > l$), daje dwunastościan deltoidowy prosty $\{hhl\}$ lub odwrócony $\{hhl\}$ również o ścianach jednodzielniedwukierunkowych $12II_{1 \times 2}$, jako prostokątych do jednej płaszczyzny odbicia.

Umieszczenie bieguna pierwiastkowego na płaszczyźnie odbicia symetrycznie pomiędzy dwiema osiami przystawania trzykrotnego, t. j. założenie ściany (110) , daje dwunastościan rombowy o ścianach jednodzielnie dwukierunkowych w kierunku krótkiej przekątnej rombu jego ścian $12\Pi_{1\times 2}$.

Założenie ściany (100) , czyli bieguna, leżącego na osi przystawania dwukrotnego, daje sześcian $\{100\}$ o ścianach dwudzielnie czwórkierunkowych, runkowych w kierunku prostych łączących jego naroża $6\Pi_{2\times 2}$.

Nakoniec ściana jednostkowa (111) , której biegun leży na osi przystawania trzykrotnego, powtórzona symetrycznie, w rodzaju $s(323)$ daje czworościan prosty $\{111\}$ albo odwrócony $\{1\bar{1}1\}$, zależnie od tego czy założyliśmy ją w oktancie prostym, czy odwróconym. Jako prostopadłe do trzech płaszczyzn odbicia, ściany czworościanu w rodzaju $s(323)$ są trójdzielnie sześciokierunkowe $4\Pi_{3\times 2}$.

Kryształy rodzaju omawianego nie skręcają płaszczyzny polaryzacji. Na biegunach osi przystawania trzykrotnego mają wyraźne objawy piroelektryczne.

| s(323). Rodzaj czworościanów poszóstnych. $6P, 3L_2, 4^pL_3, 0C$. | | |
|--|-----------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Czworościany poszóstne proste | $\{hkl\}$ | $24\Pi_1$ |
| „ „ odwrócone | $\{h\bar{k}l\}$ | $24\Pi_1$ |
| Sześciany poczwórne | $\{h0l\}$ | $24\Pi_1$ |
| Czworościany potrójne proste | $\{hll\}$ | $12\Pi_{1\times 2}$ |
| „ „ odwrócone | $\{h\bar{l}l\}$ | $12\Pi_{1\times 2}$ |
| Dwunastościany deltoidowe proste | $\{hhl\}$ | $12\Pi_{1\times 2}$ |
| „ „ odwrócone | $\{h\bar{h}l\}$ | $12\Pi_{1\times 2}$ |
| Dwunastościan rombowy | $\{110\}$ | $12\Pi_{1\times 2}$ |
| Sześcian | $\{100\}$ | $6\Pi_{2\times 2}$ |
| Czworościan prosty | $\{111\}$ | $4\Pi_{3\times 2}$ |
| „ odwrócony | $\{1\bar{1}1\}$ | $4\Pi_{3\times 2}$ |

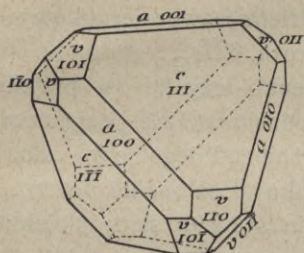
§ 268. Tetraedryt antymonowy: $3(Cu_3SbS_3) \cdot CuZn_2SbS_4$.

$a\{100\}$ $c\{111\}$ $v\{110\}$ $w\{211\}$ $n\{221\}$ $i\{2\bar{1}1\}$ Rys. 572—576.

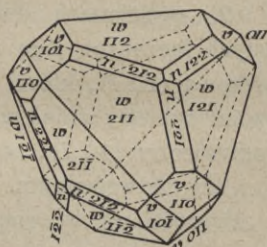
Minerału tego najpospolitszą postacią jest czworościan, lub połączenia, w których czworościan przeważa. A więc kryształy tetraedrytu znane są o takim samym kształcie, jak azocianu barowego rys. 564, t. j. w postaci połączenia dwu czworościanów, albo jak soli Schlippego rys. 563, t. j. w postaci połączenia czworościanu z dwunastościanem rombowym.

Rys. 572 przedstawia połączenie czworościanu $c\{111\}$ z sześcianiem $a\{100\}$ i z dwunastościanem rombowym $v\{110\}$.

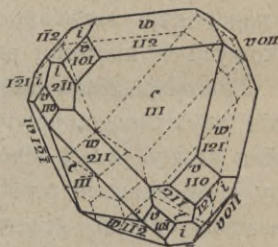
Na rys. 573 mamy również dość pospolitą kombinację tetraedrytu: czworościan potrójny prosty $w\{211\}$ z dwunastościanem deltoidowym prostym $n\{221\}$ i z dwunastościanem rombowym $v\{110\}$.



Rys. 572.



Rys. 573.

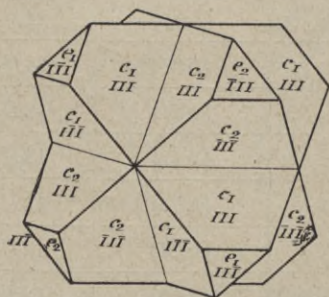


Rys. 574.

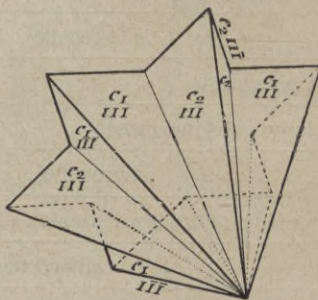
Rys. 574 jest połączeniem czworościanu prostego $c\{111\}$ z dwunastościanem rombowym $v\{110\}$, oraz z czworościanem potrójnym prostym $w\{211\}$ i odwróconym $i\{2\bar{1}1\}$.

Pospolite dwojaki według (100) rys. 575 i według (211) rys. 576.

Łupliwości nie stwierdzono. Żywy połysk metaliczny. Nieprzezroczysty.



Rys. 575.



Rys. 576.

§ 269. **Słarczek cynkowy.** Mineral sfaleryt*) czyli blenda cynkowa: ZnS .

$v\{110\}$

$w\{311\}$

Rys. 577—580.

Na kryształach tego minerału najpospolitsze są ściany czworościanu prostego $\{111\}$ i odwróconego $\{1\bar{1}1\}$, sześcianu $\{100\}$, dwunastościanu rombowego $\{110\}$ i prostego czworościanu potrójnego $\{311\}$. Czworościan prosty i odwrócony często bywa prawie w równowadze, tak że kryształ ma pokrój oktaedryczny. Rys. 577 przedstawia taki kryształ sfalerytu. Różnica fizyczna ścian czworościanu prostego i odwróconego uwydatnia się rodzajem przyrodzonego rysunku na tych ścianach. Zarazem widoczna się staje trójdzielna

*) σφαλερός = chwiejny, niepewny, oszukańczy.

sześciokierunkowość ścian $\{111\}$ E i F , oraz dwudzielna czwórkierunkowość ścian sześcianu H i kierunek na nich śladów płaszczyzn odbicia.

Na rys. 578 mamy przedstawione połączenie dwunastościanu rombowego $v\{110\}$ z prostym czworościanem potrójnym $w\{311\}$.

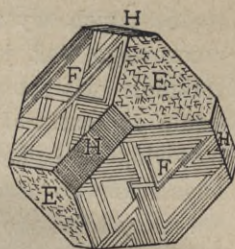
Pospolite dwojaki, rys. 579, dwunastościan rombowy przecięty płaszczyzną $(11\bar{1})$ i jedna część względem drugiej obrócona o kąt 60° około normalnej płaszczyzny $(11\bar{1})$.

Dowód, że kryształy sfalerytu mają symetryczność rodzaju $s(323)$ mamy zarówno w naturalnej rzeźbie ścian rys. 577, jak w sztucznych figurach wytrawionych wodnym roztworem chlorowodoru na ścianach czworościanu i dwunastościanu rombowego rys. 580. Na tym rysunku trzy ściany dwunastościanu rombowego, otaczające ścianę (111) , są przedstawione w rzucie pionowym na płaszczyznę (111) .

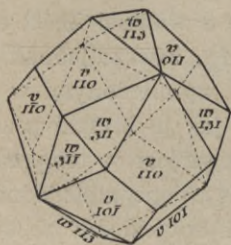
Kryształy sfalerytu są przykładem nie często się zdarzającej łupliwości równoległej do ścian dwunastościanu rombowego. Łupliwość doskonała.

Wyraźne objawy piroelektryczne na biegunach osi przystawiania trzykrotnego.

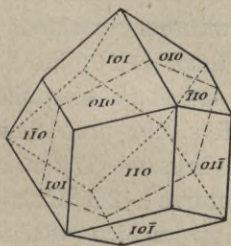
Spółczynnik załamania światła żółtego 2,3692.



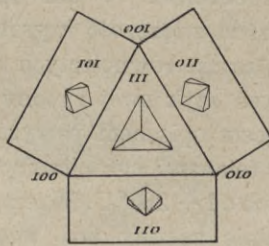
Rys. 577.



Rys. 578.



Rys. 579.



Rys. 580.

§ 270. Chlorometaborzan magnezowy. Mineral boracyt: $Mg_2Cl_2B_{16}O_{30}$.

$a\{100\}$ $c\{111\}$ $e\{1\bar{1}1\}$ $v\{110\}$ $w\{2\bar{1}1\}$ $i\{531\}$ Rys. 581.

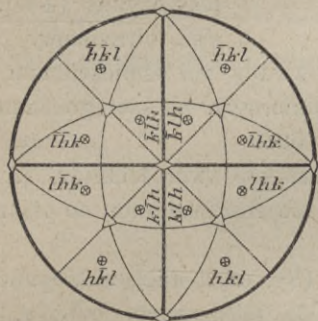
Kryształy dość urozmaicone pod względem ilości i rodzaju ścian oraz ich połączeń. Rys. 581 przedstawia połączenie sześcianu $a\{100\}$, dwu czworościanów, prostego $c\{111\}$ i odwróconego $e\{1\bar{1}1\}$, dwunastościanu rombowego $v\{110\}$, czworościanu potrójnego odwróconego $w\{2\bar{1}1\}$ i czworościanu poszóstnego prostego $i\{531\}$. Kryształy tego minerału są bardzo interesujące z tego powodu, że, pomimo doskonałej zgodności geometrycznej z przypadkiem symetrycznym $s(323)$, są mimetyczne. Każdy kryształ boracytu składa się z wielu osobników optycznie dwuosiowych, które zrastają się z sobą symetrycznie względem ścian dwunastościanu rombowego. W przypadku najprostszym każda ściana dwunastościanu rombowego jest podstawą kryształu pojedynczego, tak że dwa-

30. Rodzaj dwunastościanów podwójnych. Kryształy djakisidodekaedryczne*). $s(4'2'3) \equiv 3P, 3L_2, 4L_3, C \equiv 24\Pi_1^{\{hkl\}\{hhl\}}, 12\Pi_{1 \times 2}^{\{h0l\}}, 8\Pi_3^{\{111\}}, 6\Pi_{2 \times 2}^{\{100\}}$. Rys. 583, 584.

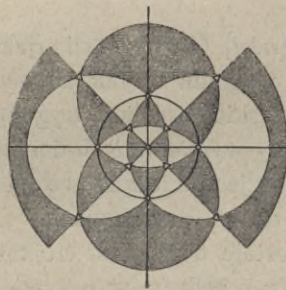
§ 271. Własności ogólne kryształów rodzaju dwunastościanów podwójnych. Przypadek, jedyny w typie $\sigma[4'2'3]$, hemisymetrii niezupełnej ma dwie płaszczyzny obrotu, tworzące kąt 60° , i przeciwległą temu kątowi płaszczyznę pierwszego przekształcenia symetrycznego, prostopadłą do jednej płaszczyzny obrotu, a więc do drugiej nachyloną pod kątem 45° . Przez powtórzenie się kalejdoskopowe takiego trójkąta sferycznego płaszczyzn zwierciadlanych powstają trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia $3P$, trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego $3L_2$ jako wynik trzech prostopadłych do siebie płaszczyzn odbicia i cztery osi przystawiania trzykrotnego $4L_3$, powstałe od przecięcia się trzech płaszczyzn obrotu, tworzących kąt nieparzysty. Z tego powstaje wreszcie środek równości odwróconej, jako wynik przecięcia się trzech płaszczyzn zwierciadlanych jednego charakteru, wzajemnie do siebie prostopadłych.

Na czworościan jednostkowy wybieramy trzy osi przystawiania dwukrotnego i ścianę jednostkową, t. j. płaszczyznę prostopadłą do osi przystawiania trzykrotnego.

Załóżmy biegun pierwiastkowy (hkl) ($h > k > l$), t. j. umieśmy go tak jak zwykle w oktancie prostym, w trójkącie lewym dolnym, czyli w $+x_1p_1d_0$ rys. 538. Oś przystawiania trzykrotnego powtórzy go w tym oktancie w trójkątach



Rys. 583.

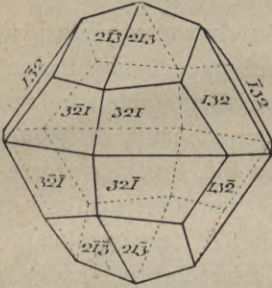


Rys. 584.

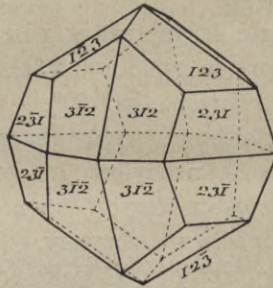
lewych. Płaszczyzny odbicia powtórzą te trzy bieguny oktantu prostego w trójkątach prawych w oktantach odwróconych, a w trójkątach lewych w oktantach prostych. A więc otrzymamy podział powierzchni kuli taki, jak wskazuje rys. 584, t. j. podział na trójkąty dodatnie i ujemne. Dlatego to zaproponowaliśmy na str. 317 podział łuków dx na dodatnie i ujemne oraz nazwę dodatnich i ujemnych dla trójkątów przyległych do łuków dx , aby odróżnić i nazwać dwa

*) δώδεκς = dwukrotnie, δώδεκα = dwanaście.

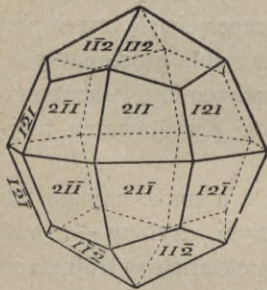
możliwe w tym rodzaju powtórzenia jednej ściany o trzech nierównych liczbach wyznaczających $h \neq k \neq l$, gdyż powtórzenia te nie są ani proste i odwrotne, ani prawe i lewe; leżą one bowiem we wszystkich oktantach naprzemiennie,



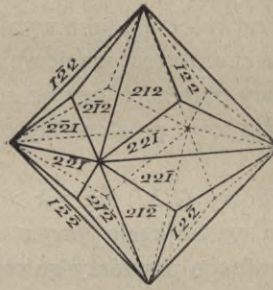
Rys. 585.



Rys. 586.



Rys. 587.



Rys. 588.

gdy w oktantach prostych zajmują trójkąty prawe to w odwróconych lewe i odwrotnie.

Ściany odpowiadające biegunom $\{hkl\}$ w tym rodzaju tworzą dwunastościany podwójne, czyli djakisododekaedry dodatne $\{hkl\}$ i odjemne $\{h\bar{l}k\}$. Rys. 585, 586.

Przesuwajmy biegun dodatniego lub odjemnego dwunastościanu podwójnego do płaszczyzny obrotu ($2'$) t. j. do łuku px . Gdy padnie on na tę płaszczyznę otrzymamy dwudziestoczworoscian deltoidowy $\{hll\}$ ($h > l$) rys. 587.

Przesunawszy biegun do płaszczyzny ($4'$) t. j. na łuk dp , otrzymamy ośmiościan

potrójny $\{hhl\}$ ($h > l$) czyli trjakisoktaedr, zwany też ośmiościanem piramidowym, bo wygląda on tak, jak ośmiościan umiarowy, na którego ścianach umieszczono płaskie piramidy trygonalne. Rys. 588.

Ściany wymienionych dotychczas dwudziestoczworoscianów, $\{hkl\}$, $\{hll\}$ i $\{hhl\}$, są jednokierunkowe $24\Pi_1$, jako nieprostokątne ani do płaszczyzn odbicia ani do osi przystawiania.

Pozostaje trzeci bok trójkąta $\sigma[423]$ (3), czyli miejsce biegunów $\{h0l\}$, t. j. łuk dx , będący w przypadku $s(4'2'3)$ płaszczyzną odbicia. Założenie biegunu ($h0l$) ($h > l$), t. j. leżącego na łuku $+x_1d_1$, daje dwunastościan pentagonalny odjemny. Możliwy jest tego samego znaku dwunastościan pentagonalny dodatni $\{l0h\}$.

Ściany dwunastościanów pentagonalnych, jako prostokątne do płaszczyzn odbicia, są jednokierunkowe $12\Pi_{1 \times 2}$ w kierunku prostokątnym do krawędzi osiowych.

Umieszczenie biegunu pierwiastkowego na przecięciu się płaszczyzny odbicia z płaszczyzną obrotu, t. j. na wierzchołku d rys. 538, daje dwunastościan rombowy $\{110\}$ o ścianach jednokierunkowych $12\Pi_{1 \times 2}$ w kierunku dłuższej przekątnej jego ścian.

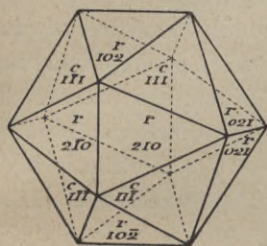
Założenie bieguna na osiach X , t. j. na $3L_2$, czyli na przecięciu $3P$, daje sześciian $\{100\}$, którego ściany są tu dwudzielnieczwórkierunkowe $6\Pi_{2 \times 2}$ zgodnie z jego krawędziami.

Nakoniec gdy założymy ścianę jednostkową (111) , t. j. gdy umieścimy biegun na osi przystawania trzykrotnego, to powtórzy się on we wszystkich oktantach, co daje ośmiościan $\{111\}$, którego ściany, jako prostopadłe do osi przystawania trzykrotnego, są w tym rodzaju trójkierunkowe $8\Pi_3$.

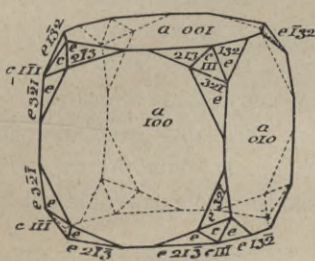
| s(4'2'3). Rodzaj dwunastościanów podwójnych. $3P, 3L_2, 4L_3, C$. | | |
|--|-----------------|-----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Ilość ścian i ich charakter |
| Dwunastościany podwójne dodatne | $\{hkl\}$ | $24\Pi_1$ |
| „ „ odjemne | $\{h\bar{l}k\}$ | $24\Pi_1$ |
| Dwudziestoczworosciany deltoidowe | $\{hll\}$ | $24\Pi_1$ |
| Ośmiościany potrójne | $\{hhl\}$ | $24\Pi_1$ |
| Dwunastościany pentagonalne dodatne | $\{10h\}$ | $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| „ „ odjemne | $\{h0\bar{l}\}$ | $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| Dwunastościan rombowy | $\{110\}$ | $12\Pi_{1 \times 2}$ |
| Ośmiościan | $\{111\}$ | $8\Pi_3$ |
| Sześciian | $\{100\}$ | $6\Pi_{2 \times 2}$ |

§ 272. Dwusiareczek żelazawy. Mineral piryt: FeS_2 .

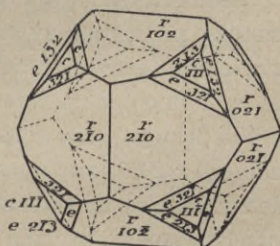
$a\{100\}$ $r\{210\}$ $u\{201\}$ $c\{111\}$ $e\{321\}$ $i\{421\}$ Rys. 589—594.



Rys. 589.



Rys. 590.

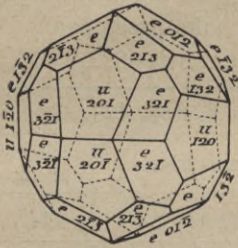


Rys. 591.

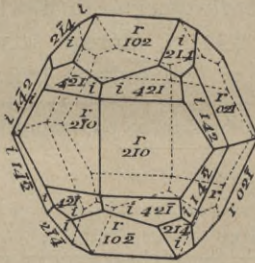
Mosiężnożółte kryształy tego minerału znamy w postaci bardzo wielu połączeń licznych form krystalograficznych.

Najpospolitszą postacią pirytu jest sześciian. Ściany sześcianu pirytowego zazwyczaj pokryte są kreskami lub prążkami równoległymi do jednej płaszczyzny odbicia. Rys. 596 i 597. Kreskowanie to uwydatnia bardzo wyraźnie dwudzielną czwórkierunkowość ścian sześcianu w kryształach pirytu. Na dwu prostopadłych ścianach sześcianu kreski są prostopadłe. Drugą bardzo pospo-

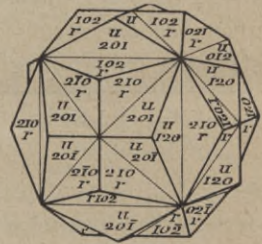
litą postacią pirytu jest dwunastościan pentagonalny $r\{210\}$. Występuje on samoistnie i w połączeniach, przyczem podobnie jak sześcián, zazwyczaj dominuje nad innymi formami, z wyjątkiem pospolitego połączenia z ośmiościanem rys. 589, gdzie obie te formy są w równowadze. Dwunastościan podwójny



Rys. 592.

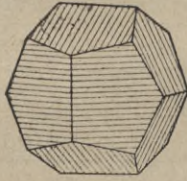
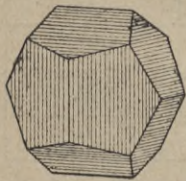


Rys. 593.



Rys. 594.

$e\{321\}$ w połączeniu z sześciánem i z ośmiościanem rys. 590, lub z dwunastościanem pentagonalnym i ośmiościanem rys. 591 nie jest rzadkością. Godna uwagi jest również kombinacja dwunastościanu pentagonalnego $u\{201\}$ z dwunastościanem podwójnym $e\{321\}$ rys. 592 i dwunastościanu pentagonalnego $r\{210\}$ z dwunastościanem podwójnym $i\{421\}$ rys. 593.

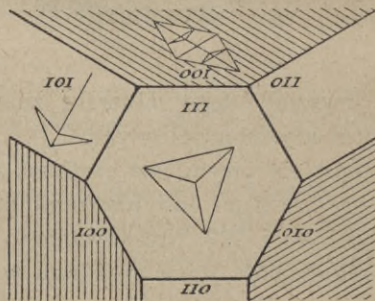


Rys. 595.

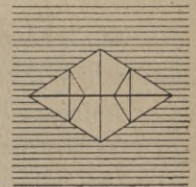
Pospolite są dwojaki, w których osią bliźniącą jest normalna ściany dwunastościanu rombowego. Dwojak taki wyobraża rys. 594. Mamy w nim dwa dwunastościany pentagonalne dodatny i odjemny.

Jedne kryształy pirytu są termoelektrycznie dodatne, drugie odjemne. Dwunastościan pentagonalny kryształów termoelektrycznie dodatnych ma kreskowanie równoległe do krawędzi sześciánu, rys. 595, lewy. Dwunastościan pentagonalny kryształów termoelektrycznie odjemnych ma kreskowanie do tamtego prostopadłe, rys. 595 prawy. Odpowiada ono krawędzi kombinacyjnej dwunastościanu pentagonalnego $r\{210\}$ z dwunastościanem podwójnym $i\{421\}$ rys. 593. Istotnie, formy te stale znajdują się na kryształach termoelektrycznie odjemnych. Przeciwnie, na kryształach termoelektrycznie dodatnych znajdują się ściany dwunastościanu podwójnego $e\{321\}$ rys. 592.

Figury wytrawione powstają od działania wody królewskiej, rys. 596. Rys. 597 osobno przedstawia figurę na ścianie sześciánu nie w perspektywie.



Rys. 596.



Rys. 597.

Łupliwość bardzo niewyraźna zachodzi równolegle do ścian sześciianu $\{100\}$ i ośmiościanu $\{111\}$.

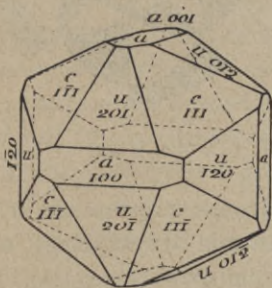
Połysek metaliczny. Nieprzezroczysty.

§ 273. **Siarcezek kobaltowoarsenawy.** Mineral kobaltyn: $CoAsS$.

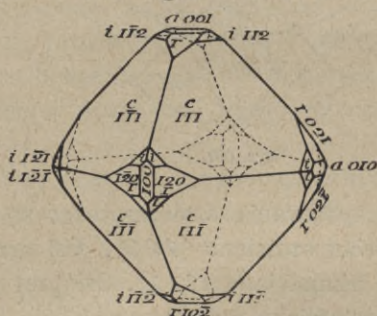


Postaci i własności fizyczne takie same jak pirytu. Obfitość form i połączeń mniejsza. Ściany dwunastościanu pentagonalnego rzadko mają wyraźne kreskowanie, wobec czego odróżnienie kryształów termoelektrycznie dodatnych i ujemnych bez badania termoelektrycznego jest niemożliwe. Rys. 598 przedstawia połączenie dwunastościanu pentagonalnego $u\{201\}$ w równowadze ze ścianami ośmiościanu $c\{111\}$ oraz z podrzędnie rozwiniętymi ścianami sześciianu $a\{100\}$.

Łupliwość prawie zupełna zachodzi równolegle do ścian sześciianu.

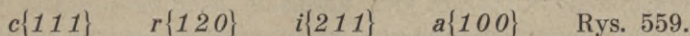


Rys. 598.



Rys. 599.

§ 274. **Jodek cynowy** czyli czterojodek cyny: SnJ_4 .



Z roztworu w dwusiarczku węgla lub w jodku metylenu wydzielają się kryształy optycznie jednolodne, mające postać ośmiościanu $c\{111\}$ z narożami, postępaniami małymi ścianami sześciianu $a\{100\}$, dwunastościanu pentagonalnego $r\{120\}$ oraz dwudziestoczworoscianu deltoidowego $i\{211\}$.

Takie same kryształy otrzymano sublimacją czterojodku cyny.

b) **Kryształy regularne z osiami przystawania czterokrotnego.**
 $s(4'2'3')$, $s(423)$.

31. **Rodzaj dwudziestoczworoscianów pentagonalnych.** Kryształy pentagonikositetraedryczne*). $s(4'2'3') \equiv 0P, 3L_4, 4L_3, 6L_2, 0C \equiv 24\Pi_{1\{hkl\}\{hko\}}, 12\Pi_{2\{110\}}, 8\Pi_{3\{111\}}, 6\Pi_{4\{100\}}$. Rys. 600, 601.

§ 275. **Własności ogólne rodzaju dwudziestoczworoscianów pentagonalnych.** Trójkąt sferyczny trzech płaszczyzn obrotu, tworzących kąt

*) πεντάγωνος = pięciokątny, είκοσι = dwadzieścia, τετρά = cztery.

45° , 90° i 60° , t. j. $s(4'2'3')$, powtórzywszy się kalejdoskopowo, tworzy tylko osi przystawania, bez płaszczyzn odbicia i bez środka równości odwróconej: trzy osi przystawania czterokrotnego $3L_4$ w wierzchołkach kąta płaszczyzn zwierciadlanych 45° , cztery osi przystawania trzykrotnego $4L_3$ w wierzchołkach kąta 60° i sześć osi przystawania dwukrotnego $6L_2$ w wierzchołkach 90° . Rys. 600.

Na czworościan jednostkowy obieramy trzy osi przystawania czterokrotnego i ścianę jednostkową $\{111\}$, odcinającą od tych trzech osi trzy równe odcinki



Rys. 600.



Rys. 601.

Osi przystawania czterokrotnego są wzajemnie prostopadłe, a więc są to normalne ścian sześcienu $\{100\}$. Osi przystawania trzykrotnego są normalnymi ścian ośmiościanu $\{111\}$. Osi przystawania dwukrotnego są to normalne ścian dwunastościanu rombowego $\{110\}$. Osi przystawania czterokrotnego, jako normalne ścian sześcienu, przecinają wierzchołki naroży umiarowego ośmiościanu i naroża czworościenne umiarowego dwunastościanu rombowego. Osi przystawania trzykrotnego, jako normalne ścian ośmiościanu, przechodzą przez wierzchołki naroży umiarowego sześcienu i naroża trójścienne umiarowego dwunastościanu rombowego. Osi przystawania dwukrotnego, jako normalne ścian dwunastościanu rombowego, leżą na płaszczyznach przekątnych umiarowego sześcienu, t. j. łączą pary równoległych jego krawędzi i tak samo mają się do krawędzi umiarowego ośmiościanu. Rys. 539, 542 i 543.

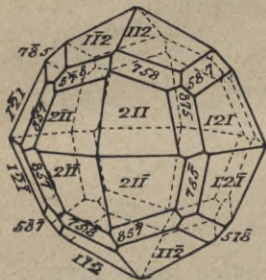
Założywszy biegun dowolny w polu trójkąta $\sigma[423]$ i powtórzywszy go zgodnie z warunkami przypadku symetrycznego $s(4'2'3')$, dzielimy powierzchnię kuli na dwadzieścia cztery i dwadzieścia cztery naprzemianległe trójkąty równoznaczne rys. 601. A zatem, zależnie od tego, czy rozpoczynamy od bieguna leżącego w trójkącie prawym czy lewym, otrzymujemy dwie formy o jednakowych kątach i liczbach wyznaczających h , k , l , enantjomorfijne wobec braku płaszczyzn odbicia. Przeprowadzając płaszczyzny, odpowiadające biegunom omawianym, otrzymujemy dwudziestoczworościan pentagonalny prawy $\{hkl\}$ i lewy $\{hkl\}$, rys. 602 i 603.

Ściana (hko) , t. j. równoległa do jednej krawędzi osiowej, a od dwu pozostałych odcinająca odcinki nierówne, powtórzona symetrycznie daje tetrakisheksaedr, czyli sześcienn poczwórny, albo piramidowy $\{hko\}$.

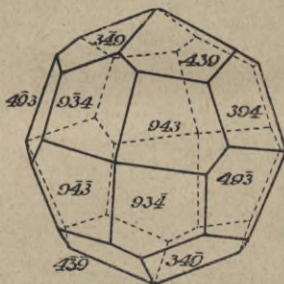
§ 276. Chlorek amonowy czyli salmiak: NH_4Cl .

{211} {875} {943} Rys. 604, 605.

Najpospolitszą formą kryształów tej soli jest dwudziestoczwościan deltoidowy {211}, sam lub w połączeniu z dwudziestoczwościanem pentagonalnym {875} rys. 604. Otrzymano kryształy chlorku amonowego także w postaci dwudziestoczwościanu pentagonalnego {943}, rys. 605.



Rys. 604.



Rys. 605.

Na ścianach {211} kreskowanie równoległe do krawędzi naroża trójściennego dowodzi symetryczności rodzaju $s(4'2'3')$, tak samo jak figury wytrawione na tych ścianach zgodne

są z istnieniem trzech rodzajów wymienionych osi przystawania bez płaszczyzn odbicia.

Łupliwość zachodzi równoległe do ścian sześciangu prawie zupełna.

Spółczynnik załamania światła żółtego 1,6422.

§ 277. Chlorek potasowy. Minerale sylwin: KCl .

Sześciangy tej soli w powietrzu wilgotnym pokrywają się dołkami wytrawionymi rys. 65 str. 57 o podstawie kwadratowej, której krawędzi z krawędzią sześciangu tworzą kąt 15° , a więc są ograniczone ścianami dwudziestoczwościanu pentagonalnego. Gdyby bowiem były one śladami dwudziestoczwościanu deltoidowego, albo sześciangu poczwórnego lub ośmiościanu potrójnego, to krawędzi ich leżałyby na ścianie sześciangu symetrycznie. Figury te dowodzą istnienia osi przystawania czterokrotnego i nieobecności płaszczyzn przystawania.

Łupliwość doskonała zachodzi równoległe do ścian sześciangu.

Spółczynnik załamania światła żółtego 1,4903.

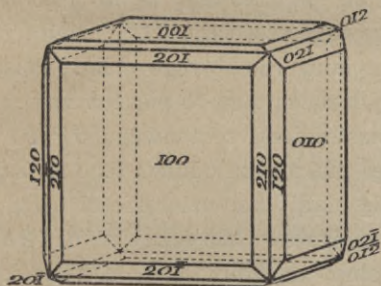
§ 278. Chlorek sodowy. Minerale halit czyli sól kamienna: $NaCl$.

Najpospolitszą formą kryształów soli kamiennej jest sześciang {100}. Na kryształach rodzimych obserwowano niekiedy małe stępienia naroży sześciangu ścianami ośmiościanu, a także połączenia sześciangu z wąskimi ścianami sześciangu poczwórnego {210}, rys. 606. Z roztworów, zawierających dodatek różnych substancji obcych, otrzymano kryształy chlorku sodowego we wszystkich siedmiu formach rodzaju $s(4'2'3')$.

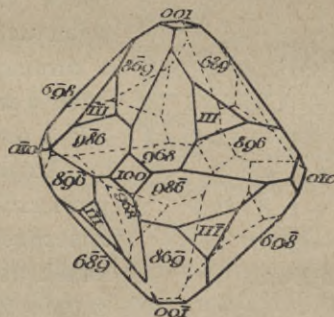
W wilgotnej atmosferze na ścianach sześciangów soli kamiennej powstają kwadratowe wgłębienia, zazwyczaj ograniczone ścianami sześciangu poczwórnego, a więc równoległe do krawędzi sześciangu. Postać i układ tych dołków trawionych sprawiał, że kryształom soli kamiennej przypisywano rodzaj symetryczności $s(423)$, jednak badania doświadczalne okazały, że na ścianach sześciangu

soli kamiennej powstają niesymetrycznie leżące figury wytrawione, mianowicie ograniczone czterema ścianami prawego dwudziestoczworoscianu pentagonalnego. A zatem kryształy te należy uznać za $s(4'2'3')$.

Igła wbijana ostrożnie w ścianę sześciangu soli kamiennej wywołuje spękania przekątne, t. j. równoległe do ścian dwunastościanu rombowego. Przez rozbijanie kryształu, albo przez nacisk na jego ściany tępego ostrza ujawnia się doskonała łupliwość, zachodząca równoległe do ścian sześciangu. Płaszczy-



Rys. 606.



Rys. 607.

znami uskoków krystalicznych soli kamiennej są również płaszczyzny dwunastościanu rombowego, co się uwydatnia przez powolny nacisk na krawędzie sześciangu.

Spółczynnik załamania światła żółtego 1,5442.

§ 279. Tlenek miedziawy. Mineral kupryt: Cu_2O .

{111} {100} {968} Rys. 607.

Panującą formą na kryształach kuprytu jest zazwyczaj ośmiościan lub dwunastościan rombowy. Do form tych dołącza się czasem dwudziestoczworoscian deltoidowy {211}. Jako rzadkość wymieniają kryształ kuprytu rys. 607, będący połączeniem dwudziestoczworoscianu pentagonalnego {968} z ośmiościanem i sześcianiem.

Łupliwość równoległa do ścian ośmiościanu.

Spółczynnik załamania światła 2,705.

32. Rodzaj czterdziestościanów. Kryształy heksakisoktaedryczne*). $s(423) \equiv 3P', 6P'', 3L_4, 4L_3, 6L_2, C \equiv 48\Pi_1\{hkl\}, 24\Pi_{1 \times 2}\{\begin{smallmatrix} hhl \\ hll \end{smallmatrix}\}, 12\Pi_{2 \times 2}\{110\}, 8\Pi_{3 \times 2}\{111\}, 6\Pi_{4 \times 2}\{100\}$. Rys. 608.

§ 280. Własności ogólne kryształów rodzaju czterdziestościanów. Kalejdoskopowe powtórzenie trójkąta płaszczyzn zwierciadlanych pierwszego przekształcenia symetrycznego o kątach $45^\circ, 90^\circ, 60^\circ$, t. j. $s(423)$,

*) ἑξάκισ = sześciokrotnie, ὀκτώ = ośm.

daje przypadek największej symetryczności krystalograficznej: trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia $3P'$, na których leżą po dwie osi przystawania czterokrotnego i po dwie osi przystawania dwukrotnego, oraz sześć płaszczyzn odbicia $6P''$, na których leżą po jednej osi przystawania czterokrotnego, po dwie trzykrotnego i po jednej dwukrotnego. Osi przystawania,



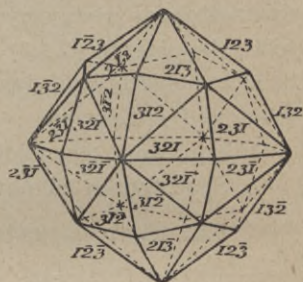
Rys. 608.

powstałe z przecięcia się tych płaszczyzn odbicia, są tego samego rodzaju i tak samo ułożone, jak w rodzaju poprzednim, są to więc normalne ściany umiarowego sześcianu $3L_4$, ośmiościanu $4L_3$ i dwunastościanu rombowego $6L_2$. Płaszczyzny odbicia w tym rodzaju są to płaszczyzny sześcianu $3P'$ i dwunastościanu rombowego $6P''$.

Dziewięć płaszczyzn odbicia tego rodzaju dzieli powierzchnię kuli na czterdzieści ośm równoznacznych trójkątów sferycznych $\sigma[423]$. Kierunek dowolny, założony w polu któregośkolwiek z tych trójkątów, powtarza się symetrycznie we wszystkich pozostałych. Po przeprowadzeniu płaszczyzn, odpowiadających tym powtórzeniom bieguna, otrzymujemy czterdziestoosmiościan $\{hkl\} 48\Pi$, rys. 609.

Czterdziestoosmiościany są to jedyne w rodzaju omawianym formy o ścianach jednokierunkowych, jako takie, których bieguny leżą w polu trójkątów płaszczyzn odbicia, a więc których ściany nie są prostopadłe ani do płaszczyzn odbicia ani do osi przystawania.

Wszystkie pozostałe formy, możliwe w tym rodzaju, a więc dwudziestoczworosciany deltoidowe $\{hll\}$, ośmiościany potrójne $\{hhl\}$, sześciany poczwórne $\{h0l\}$, dwunastościan rombowy $\{110\}$, ośmiościan $\{111\}$ i sześcian $\{100\}$, są takie same z pozoru, jak w rodzaju poprzednim, ale symetryczność ich ścian jest większa. Ściany dwudziestoczworoscianów $\{hll\}$, $\{hhl\}$ i $\{h0l\}$ są jednodzielnie dwukierunkowe $24\Pi_{1 \times 2}$ jako prostopadłe do jednej płaszczyzny odbicia. Ściany dwunastościanu rombowego są dwudzielnie czwórkierunkowe $12\Pi_{2 \times 2}$ jako prostopadłe do dwu płaszczyzn odbicia. Ściany ośmiościanu są trójdzielnie sześciokierunkowe $8\Pi_{3 \times 2}$ jako prostopadłe do trzech płaszczyzn odbicia, a ściany sześcianu są czwórdzielnie osmiokierunkowe $6\Pi_{4 \times 2}$, jako prostopadłe do czterech płaszczyzn odbicia.

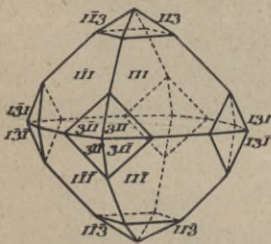


Rys. 609.

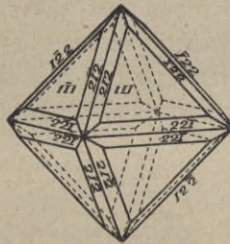
Trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia swym przecięciem się wytwarzają środek równości odwróconej. Kryształy, zatem, rodzaju $s(423)$ są centryczne, t. j. w tych kryształach oba zwroty każdej prostej są jednoznaczne. Kryształy $s(423)$ nie skręcają więc płaszczyzny polaryzacji, ani też nie są ośrodkiem zjawisk piezo- i piroelektrycznych.

| s(423). Rodzaj czterdziestościanów. $3P'$, $6P''$, $3L_4$, $4L_3$, $6L_2$, C. | | |
|--|-------------|----------------------------|
| Nazwa formy | Znaki ścian | Łość ścian i ich charakter |
| Czterdziestościaniany | $\{hkl\}$ | 48 II_1 |
| Ośmiościany potrójne | $\{hhl\}$ | 24 $II_{1 \times 2}$ |
| Dwudziestoczworosciany deltoidowe | $\{hll\}$ | 24 $II_{1 \times 2}$ |
| Sześciany poczwórne | $\{hk0\}$ | 24 $II_{1 \times 2}$ |
| Dwunastościan rombowy | $\{110\}$ | 12 $II_{2 \times 2}$ |
| Ośmiościan | $\{111\}$ | 8 $II_{3 \times 2}$ |
| Sześcian | $\{001\}$ | 6 $II_{4 \times 2}$ |

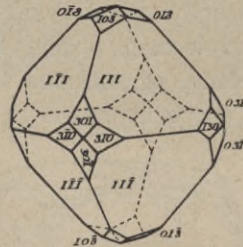
§ 281. Połączenia krystalograficzne form typu $\sigma[423]$. Zanim podamy krótki opis najwybitniejszych przykładów ciał rodzaju symetrycznego s(423), rozpatrzmy kilka najprostszych połączeń trzech rodzajów dwudziestoczworoscianów i czterdziestościanu z sześcianem, ośmiościanem i dwunastościanem rombowym, które spotykamy na różnych ciałach.



Rys. 610.



Rys. 611.



Rys. 612.

Połączenia ośmiościanu:

- z dwudziestoczworoscianem deltoidowym $\{311\}$ rys. 610, spinel,
- z ośmiościanem potrójnym $\{221\}$ rys. 611, fluoryt, galenit,
- z sześcianem poczwórnym $\{310\}$ rys. 612, czasami fluoryt,
- z czterdziestościanem $\{421\}$ rys. 613, niekiedy fluoryt.

Połączenia sześcianu:

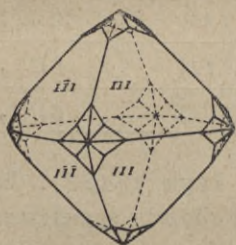
- z dwudziestoczworoscianem deltoidowym $\{211\}$ rys. 614, analcym,
- z ośmiościanem potrójnym $\{221\}$ rys. 615,
- z sześcianem poczwórnym $\{210\}$ rys. 606, miedź wolna, fluoryt.
- z czterdziestościanem $\{421\}$ rys. 616 fluoryt.

Połączenia dwunastościanu rombowego:

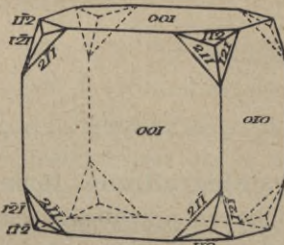
- z dwudziestoczworoscianem deltoidowym $\{311\}$ rys. 617, magnetyt,
- z dwudziestoczworoscianem deltoidowym $\{223\}$ rys. 618,

z ośmiościanem potrójnym $\{221\}$ rys. 619,
z sześcianiem poczwórnym $\{210\}$ rys. 620, miedź rodzima,
z dwudziestoczwościanem deltoidowym $\{211\}$ i z czterdziestościanem $\{321\}$ rys. 621, granaty.

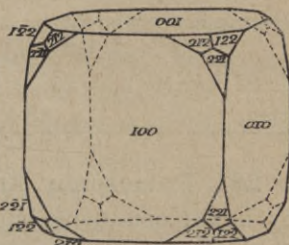
Co się tyczy dwojaków, to nie może być płaszczyzną bliźniącą płaszczyzna odbicia, a więc w rodzaju omawianym nie może być płaszczyzną bliźniącą ani ściana sześcianu, ani dwunastościanu. Zatem z form prostych może być płaszczyzną bliźniącą płaszczyzna jednostkowa (111) , t. j. ściana



Rys. 613.

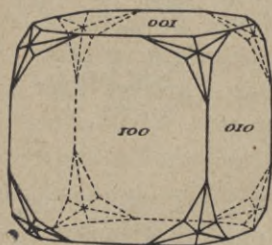


Rys. 614.

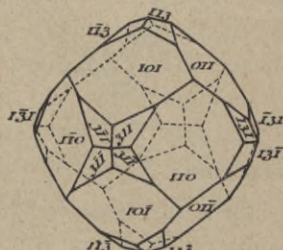


Rys. 615.

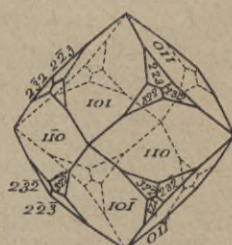
ośmiościanu. Istotnie, najpospolitsze kryształy bliźniące w grupie regularnej są te, w których płaszczyzną bliźniącą jest płaszczyzna ośmiościanu. Rysunki dalej przytoczone podają kryształy bliźniące, symetryczne względem ściany ośmiościanu, ograniczone ścianami postaci jednostkowych, ośmiościanu, i sześcianu, przytem podane są dwa rodzaje kryształów bliźniących. Jeden rodzaj



Rys. 616.



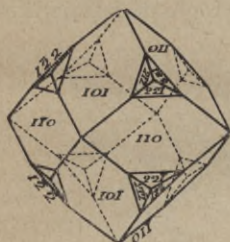
Rys. 617.



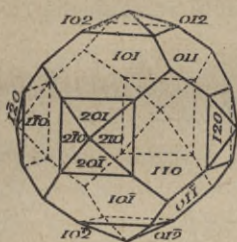
Rys. 618.

jest to jakgdyby sześcian, rys. 622, albo ośmiościan, rys. 624, przecięty płaszczyzną środkową, równoległą do ściany ośmiościanu i jedna połowa tak otrzymanego kryształu obrócona względem drugiej o 60° . Powstaje przez to wielościan o kątach wklęsłych, symetryczny względem płaszczyzny przekroju. Wyobraźmy sobie, że tak zbudowany kryształ rośnie dalej. Wtedy obie części dwojaka mogą podostawać tak, jak wskazano na rys. 623 i 625, gdzie mamy rodzaj drugi, jakgdyby po dwa wielościany proste, poprzerastałe nawzajem symetrycznie względem ściany ośmiościanu. Zarazem normalna płaszczyzny bliźnięcej z osi przystawania trzykrotnego staje się osią przystawania sześciokrotnego i oprócz płaszczyzny

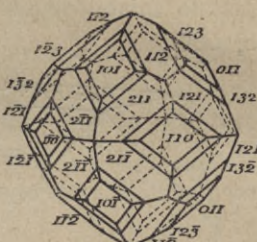
szczyzny bliźnięcej dwojak ma jeszcze trzy płaszczyzny odbicia do płaszczyzny bliźnięcej prostopadłe. Pozorna więc jego symetryczność jest rodzaju dwupiramid dwuheksagonalnych $s(622)$: płaszczyzna bliźnięca jest jego płaszczyzną główną, a trzy do niej prostopadłe płaszczyzny odbicia odpowiadają płaszczyznom odbicia bocznym.



Rys. 619.



Rys. 620.



Rys. 621.

§ 282. Fluorek wapniowy. Mineral fluoryt: CaF_2 .

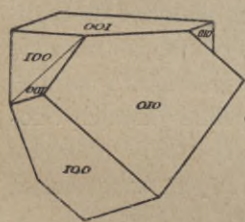
Fluoryt najpospoliej krystalizuje się w sześcianach, ale zdarzają się ośmiościany, same lub w połączeniu z innymi formami rodzaju omawianego. Również sześciany fluorytu miewają krawędzie i naroża modyfikowane różnymi innymi formami o liczbach h, k, l złożonych, jak to już wskazaliśmy poprzednio, gdy była mowa o połączeniach w rodzaju czterdziestościanów.

Pospolite kryształy bliźniące według płaszczyzny (111) , jak na rys. 622 i 623.

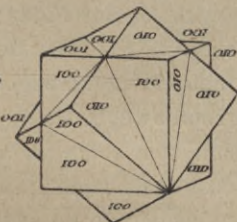
Kwasy wywołują na ścianach sześcianu figury wytrawione, ograniczone ścianami dwudziestoczworoscianu deltoidowego.

Dokładna łupliwość zachodzi równoległe do ścian ośmiościanu.

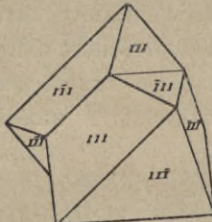
Spółczynnik załamania światła żółtego 1,43385.



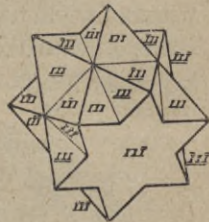
Rys. 622.



Rys. 623.



Rys. 624.



Rys. 625.

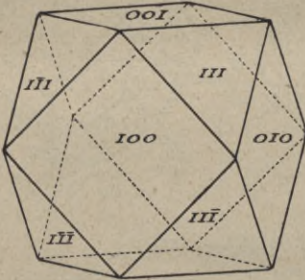
§ 283. Siarczek ołowiawy. Mineral galenit: PbS .

Galenit najpospoliej krystalizuje się w sześcianach lub w połączeniach ośmiościanu i sześcianu w równowadze, rys. 626. Prócz tych znany również na kryształach galenitu formy $\{110\}$, $\{211\}$ i $\{221\}$. Częste dwojaki według $\{111\}$. Na ścianach $\{100\}$ kwasy i zasady wyzerają figury wytrawione takie same jak na fluorycie.

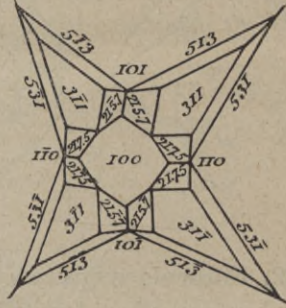
Spółczynnik załamania światła 3,912.

§ 284. **Żelazian żelazawy.** Mineral magnetyt: $FeFe_2O_4$.

Niezbyt pospolitą, ale pouczającą kombinację przedstawia rys. 627. Mamy na niej przeważający dwunastościan rombowy w połączeniu z ośmiościanem, dwudziestoczworoscianem deltoidowym oraz z czterdziestoośmiościanami, $\{531\}$ i $\{21.7.5\}$. W celu uzyskania wyrazistości rys. 627 przedstawia tylko jedno naroże kryształu, mianowicie to, które znajduje się na zwrocie dodatnim krawędzi osiowej OX_1 .



Rys. 626.



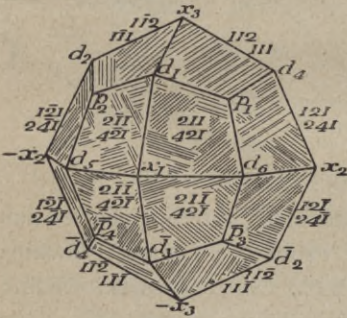
Rys. 627.

§ 285. **Minerały granaty:** $R_3^II R_2^III Si_3 O_{12}$.

Grupa jednopostaciowych glino-chromi- i żelazikrzemianów, w których $R^{II} = Ca, Mg, Fe, Mn$, a $R^{III} = Al, Cr, Fe$, tworzy kryształy wielorakie i ciekawe ze względu na zależność pasową. Panującą formą tych kryształów jest dwunastościan rombowy, na którego krawędziach dość często znajdują się płaszczyzny dwudziestoczworoscianu deltoidowego $\{211\}$ i czterdziestoośmiościanu $\{321\}$ rys. 621.

§ 286. **Pirolilicjan potasowy.** Mineral leucyt*): $K_2 Al_2 Si_4 O_{12}$.

Kryształy leucytu są pospolitą częścią składową zakrzepłych law Wezuwiusza i wielu innych wulkanów młodocianych. Są one ładzaco podobne do regularnego dwudziestoczworoscianu deltoidowego $\{211\}$. Bardzo rzadko zdarzają się kryształy leucytu, mające jeszcze małe stępienia rzekomego sześcienu i dwunastościanu rombowego. Na zupełnie gładkich i doskonale lśniących ścianach kryształów leucytu, pięknie i doskonale wykształconych, widoczne są prążki równoległe do krawędzi $d_1 p_1, d_4 p_1$ i t. p. rys. 628. Prążki te są śladami cieniutkich płytek, równoległych do ścian rzekomego dwunastościanu. Płytki te widoczne są w przekrojach kryształów leucytu w świetle spolaryzowanym. A więc kryształy leucytu są to kryształy bliźniące, wielozrosłe, według płaszczyzn bliźniących, równoległych do ścian dwunastościanu rombowego. W ta-



Rys. 628.

*) λευκός = biały.

kim razie już ze względu na to prawo bliźnięce nie możemy uznawać kryształów leucytu za regularne, bo płaszczyzny $\{110\}$, t. j. dwunastościanu rombowego, w kryształach rodzaju $s(423)$ są płaszczyznami odbicia, a więc nie mogą być płaszczyznami bliźnięciami. Gdyby kryształy leucytu były regularne, to kąt dwuścienny u krawędzi x_3d_1 byłby równy kątowi u krawędzi x_1d_1 i zawierałby $131^\circ 48' 34''$, tymczasem wielkości tych kątów wynoszą: $x_3d_1 = 130^\circ 53'$, $x_1d_1 = 131^\circ 34'$. To skłoniło opinię naukową do uznania kryształów leucytu za tetragonalne, t. j. za kombinację dwupiramidy tetragonalnej pierwszej $\{111\}$ o stosunku odcinków jednostkowych $a : c = 1 : 0,5264$ i dwupiramidy dwutetragonalnej $\{421\}$. Na rys. 628 podane są znaki ścian w obu interpretacjach: regularnej $\{211\}$ i tetragonalnej $\{110\}$, $\{421\}$. Gdyby jednak leucyt był istotnie tetragonalny, to miałby płaszczyzny bliźnięce równoległe tylko do ścian (101) , (011) , $(\bar{1}01)$ i $(0\bar{1}1)$ w interpretacji regularnej, czyli do ścian tetragonalnej dwupiramidy drugiej $\{201\}$, a nie do ścian tetragonalnego słupa pierwszego $\{110\}$, t. j. do ścian (110) i $(1\bar{1}0)$ w interpretacji regularnej, bo ściany $\{110\}$ są zgodne z płaszczyznami odbicia w kryształach rodzaju dwupiramid dwutetragonalnych. Powtóre, gdyby leucyt był tetragonalny, to byłby optycznie jednoosiowy. Tymczasem jego płaszczyzny bliźnięce są równoległe do wszystkich ścian dwunastościanu rombowego w interpretacji regularnej, t. j. do ścian piramidy drugiej i do ścian słupa pierwszego w interpretacji tetragonalnej, a badany w świetle spolaryzowanym okazuje, że jest splotem płytek optycznie dwuosiowych. Płytki te są bardzo cienkie. Ilość ich dochodzi do 800 w jednym milimetrze. Istotnie, dokładniejsze pomiary stwierdziły, że kąty d_1x_3 i d_4x_3 też nie są równe. Jedne z nich mają $130^\circ 43'$, a drugie $132^\circ 33'$. Poczęto więc interpretować kryształy leucytu jako rombowe, t. j. jako połączenie trzech dwupiramid rombowych, $\{111\}$, $\{421\}$ i $\{241\}$ o stosunku odcinków jednostkowych $a : b : c = 0,9649 : 1 : 0,4936$.

Taki, jak go opisaliśmy wyżej, leucyt jest w temperaturze zwykłej. Zawilą budowę z blaszek dwójtomnych dwuosiowych, kreskowanie na ścianach, wymienione wyżej nierówności kątów z pozoru równych, leucyt zachowuje do temperatury $+560^\circ C$. Powyżej tej temperatury wszystko to znika. Mianowicie w temperaturach wyższych od $+560^\circ C$ kryształy leucytu są to optycznie izotropowe, regularne dwudziestoczwościany deltoidowe $\{211\}$.

Na zasadzie opisanych własności leucytu niektórzy badacze przypisują jego substancji dwupostaciowość. Są jednak autorowie, którzy zwracają uwagę na chwiejność kątów dwuściennych w kryształach leucytu, oraz na tę okoliczność, że bardzo drobne kryształy tego minerału, obficie występujące w wielu skałach wulkanicznych, nawet w temperaturach najniższych są optycznie izotropowe. Przechylają się więc oni na stronę tego przekonania, że leucyt nie jest dwupostaciowy. Według ich zdania ciało to, powstałe w temperaturze znacznie wyższej od $+560^\circ C$, kurcząc się w temperaturze niskiej doznaje odkształceń tak wielkich, że objawiają się one aż tak znacznymi zmianami własności. Gdy ogrzewamy kryształy leucytu do $+560^\circ C$, powracają one do stanu nienapiętego i stają się optycznie izotropowe.

| § 287. Kryształy regularne. $a:a:a$; | | | | | | | | | |
|---|--|-----------------------|---|-----|--|----------|--------|-----------------------|--|
| $3L_n$ | 4^pL_3
$4L_3$
C | Przypadek symetryczny | Płaszczyzny odbicia równoległe do ścian | | Osi przystawiania prostopadłe do ścian | | | Środek równości odwr. | Nazwa rodzaju kryystalograficznego |
| | | | 100 | 110 | 100 | 111 | 110 | | |
| Z trzema osiami przystawiania dwukrotnego $3L_2$ | Z polarnymi osiami przystawiania trzykrotn. bez śr. równ. odwr. $4^pL_3, 0C$ | $s(3'2'3')$ | 0P | 0P | $3L_2$ | 4^pL_3 | 0L | 0C | Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych |
| | | $s(323)$ | 0P | 6P | $3L_2$ | 4^pL_3 | 0L | 0C | Rodzaj czworościanów poszóstnych |
| | Z obustron. $4L_3$ i ze śr. r. odwr. C | $s(4'2'3)$ | 3P | 0P | $3L_2$ | $4L_3$ | 0L | C | Rodzaj dwunastościanów podwójnych |
| Z trzema osiami przystawiania czterokrotnego $3L_4$ | Bez środka równ. odwr. | $s(4'2'3')$ | 0P | 0P | $3L_4$ | $4L_3$ | $6L_2$ | 0C | Rodzaj dwudziestoczworoscianów pentagonalnych |
| | Ze środkiem równ. odwr. | $s(423)$ | 3P | 6P | $3L_4$ | $4L_3$ | $6L_2$ | C | Rodzaj czterdziestoosmiościanów |

§ 288. Oznaczanie form trygonalnych analogicznie oznaczeniu form regularnych. W kryształach regularnych na krawędzi osiowe obrałiśmy krawędzi sześcianu. Obiór ten sprawia, że ścianami jednostkowymi stają się ściany czworościanu albo ośmiościanu. Ten sam sposób obioru czworościanu jednostkowego niektórzy krytalografowie stosują do kryształów trygonalnych. Mianowicie na krawędzi osiowe obierają oni krawędzi wierzchołkowe piramidy trygonalnej albo romboedru. Wtedy ścianą jednostkową staje się ściana podstawowa. Jako prostopadła do osi głównej, od trzech krawędzi wymienionych, które są jednakowo orientowane względem osi głównej, odcina ona trzy odcinki równe. A więc ściany:

$(10\bar{1}1)$, $(\bar{1}101)$, $(0\bar{1}11)$ i (0001) przybierają znaki:

(100) , (010) , (001) i (111) , jak to wskazuje rys. 629.

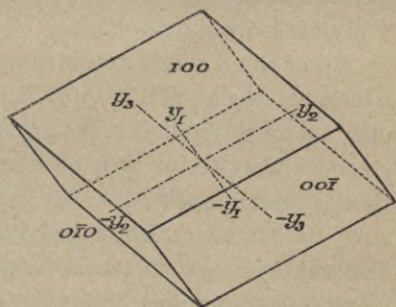
Kształt tak obranego czworościanu jednostkowego określa kąt krawędzi osiowych, charakterystyczny w kryształach każdej substancji.

$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Przegląd i porównanie form.

| hkl | hhl | hll | $h0l$ | 110 | 111 | 100 |
|---|---|---|---|--|-------------------------------------|---------------------------------|
| Dwunastościany tetraedrycznie pentagonalne
$12\Pi_1$ | Dwunastościany deltoidowe
$12\Pi_1$ | Czworościany potrójne
$12\Pi_1$ | Dwunastościany pentagonalne
$12\Pi_1$ | Dwunastościany rombowy
$12\Pi_1$ | Czworościany
$4\Pi_3$ | Sześciąt
$6\Pi_2$ |
| Czworościany poszostne
$24\Pi_1$ | Dwunastościany deltoidowe
$12\Pi_{1 \times 2}$ | Czworościany potrójne
$12\Pi_{1 \times 2}$ | Sześciąt poczwórne
$24\Pi_1$ | Dwunastościany rombowy
$12\Pi_{1 \times 2}$ | Czworościany
$4\Pi_{3 \times 2}$ | Sześciąt
$6\Pi_{2 \times 2}$ |
| Dwunastościany podwójne
$24\Pi_1$ | Ośmiościany potrójne
$24\Pi_1$ | Dwudziestoczworosciany deltoidowe
$24\Pi_1$ | Dwunastościany pentagonalne
$12\Pi_{1 \times 2}$ | Dwunastościany rombowy
$12\Pi_{1 \times 2}$ | Ośmiościan
$8\Pi_3$ | Sześciąt
$6\Pi_{2 \times 2}$ |
| Dwudziestoczworosciany pentagonalne
$24\Pi_1$ | Ośmiościany potrójne
$24\Pi_1$ | Dwudziestoczworosciany deltoidowe
$24\Pi_1$ | Sześciąt poczwórne
$24\Pi_1$ | Dwunastościany rombowy
$12\Pi_2$ | Ośmiościan
$8\Pi_3$ | Sześciąt
$6\Pi_4$ |
| Czterdziestoościany
$48\Pi_1$ | Ośmiościany potrójne
$24\Pi_{1 \times 2}$ | Dwudziestoczworosciany deltoidowe
$24\Pi_{1 \times 2}$ | Sześciąt poczwórne
$24\Pi_{1 \times 2}$ | Dwunastościany rombowy
$12\Pi_{2 \times 2}$ | Ośmiościan
$8\Pi_{3 \times 2}$ | Sześciąt
$6\Pi_{4 \times 2}$ |

Każda ściana ($ih\bar{k}l$) przybiera symbol ($\chi z \lambda$) gdzie $\chi = i - k + l$, $z = h - i + l$, $\lambda = k - h + l$; czyli $3i = \chi - z$, $3h = z - \lambda$, $-3k = \lambda - \chi$, $3l = \chi + z + \lambda$.

Znaki ścian ($\chi z \lambda$) wygodniejsze w obliczeniach od znaków ($ih\bar{k}l$), są jednak mniej obrazowe. A ponieważ w sposobie tym krawędziami osiowymi są krawędzi, nie będące osiami przystawiania, więc w jednych przypadkach znaki wypadają równe względem ścian symetrycznie nierównych, a w innych znów ściany fizycznie i symetrycznie równe otrzymują znaki złożone z liczb różnych, na przykład: ściana podstawowa górna (0001) w sposobie omawianym ma znak (111), a ściana ($20\bar{2}1$) ma znak ($1\bar{1}\bar{1}$), a więc dwie ściany nie równe mają znak złożony z liczb jednako-

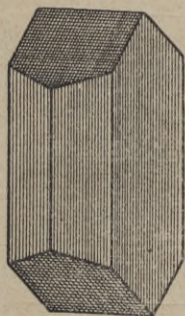


Rys. 629.

wych; odwrotnie ściana $(21\bar{3}1)$ ma znak $(20\bar{1})$, a ścianę $(21\bar{3}\bar{1})$ wyraża znak $(4\bar{2}\bar{5})$, dwie zatem ściany równe mają znaki zupełnie odmienne.

§ 289. Kryształy polisyntetyczne i mimetyczne. W opisie rodzajów symetrycznych i ich przykładów podawaliśmy przeważnie przypadki wielościanów wypukłych, czyli t. zw. osobników pojedynczych; w mniejszej mierze uwzględnialiśmy wielościany wklęsłe, czyli dwojaki albo kryształy bliźnięce. W opisie ich używaliśmy czasami wyrażania się o nich, jako o zrosniętych wielościanach wypukłych, czyli osobników pojedynczych. Jest to tylko sposób tłumaczenia wielościanów wklęsłych. W rzeczy samej niema tu wcale jakiegokolwiek zrastania się wielościanów gotowych. Każdy kryształ bliźnięcy od razu powstaje jako dwojak.

W opisie każdego kryształu bliźnięcego widzieliśmy, że albo ma on więcej płaszczyzn odbicia, albo też jego osi przystawania są rzędu wyższego, niż w elementarnym wielościanie wypukłym. Z tego więc względu mówimy, że bliźnięcość zwiększa symetryczność kryształu.



Rys. 630.

Bliźnięcość, jak wiemy, zachodzi nie tylko dwukrotna, ale i wielokrotna, przyczem w kryształach różnych ciał wielokrotność jej tak jest wielka, że są one jak gdyby subtelną tkaniną nieraz bardzo zawilę, lecz zawsze symetrycznej budowy, tkaniną, złożoną z bardzo cieniutkich listewek lub płytek. Symetryczność fizyczna każdej takiej listewki bywa nieraz bardzo mała, np. trójskośna, a całokształt budowy ma pokrój wysoce symetryczny, bo nieraz aż regularny. Te listewki w niektórych przypadkach są tak cienkie, że dopiero zastosowanie bardzo czułych metod optycznych wy-

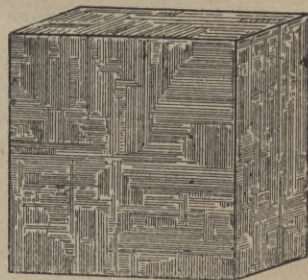
krywa je i ujawnia właściwą ich symetryczność.

Na str. 179 w § 137 podaliśmy opis kryształów minerału mikroklinu. Jak wiemy wielościany jego, z pozoru jednoskośne, w istocie są splotem dwu grup listewek trójskośnych: jedna grupa listewek pomiędzy sobą równoległych przeplata drugą na krzyż prostopadle. Rys. 630.

Rys. 631 przedstawia sześcian minerału perowskitu (tytaniumu wapnia $CaTiO_3$). Ściany jego pokrywa delikatna brózdkowatość, która jest wynikiem i ujawnieniem jego budowy wielokrotnie bliźnięcej z płytek jednoskośnych.

Podobnie wielokrotnie bliźnięce są kryształy minerału boracytu $Mg_7Cl_2B_{16}O_{30}$ rys. 632. Są one z pozoru regularne, z kształtu zaliczyliśmy je do rodzaju $s(323)$, w istocie są one splotem listewek jednoskośnych.

Bardzo pouczającym przykładem w tym względzie są kryształy minerału leucytu $K_2Al_2Si_4O_{12}$ które opisaliśmy w § 286.



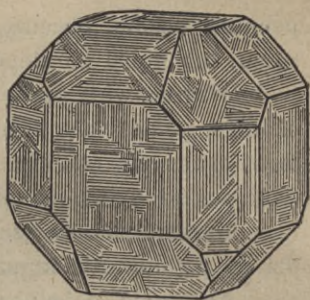
Rys. 631.

Nie będzie od rzeczy, gdy rozpatrzmy budowę kryształów minerału filipsytu. Jest to jeden z glinokrzemianów składu $(Ca, K_2) Al_2 Si_5 O_{14} \cdot 5H_2O$. Cieniutkie jego listewki jednoskośne tworzą zespoły z pozoru rombowe rys. 633. Rys. 634 przedstawia drugi, tetragonalny stopień kształtu tych kryształów, gdzie dwa wielościany rys. 633 są na krzyż przerosłe.

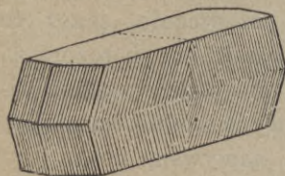
Wreszcie trzy wielościany rys. 634 dają zespół o symetryczności pozornej $s(423)$ rys. 635. Na niektórych kryształach filipsytu kąty wklęsłe są zupełnie zarosłe (rys. 636) tak, że powstaje całkowite podobieństwo do dwunastościanu rombowego. Naśladowczość form wyższej symetryczności jest bardzo rozpowszechniona w świecie ciał krystalicznych. Np. kryształy amfibolów jednoskośnych są z pozoru podobne do kryształów rodzaju $s(6'2'2)$, jednoskośny kryolit, który uchodzi tylko zdaniem pewnych

badaczy za jednoskośny, a właściwie ma być według nich trójskośny, ma pokrój rombów, siarczan magnezu jest z pozoru tetragonalny, aczkolwiek w istocie jest rombówy i t. p., tak iż rzeczy

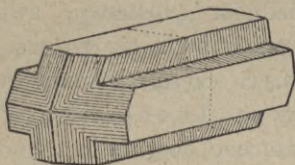
można, że gdy stopień symetryczności fizycznej jest indywidualną własnością każdej substancji skryształizowanej w pewnych granicach temperatury i ciśnienia, to ciału stałemu wogóle właściwa jest dążność do osiągnięcia najwyższej symetryczności kształtu.



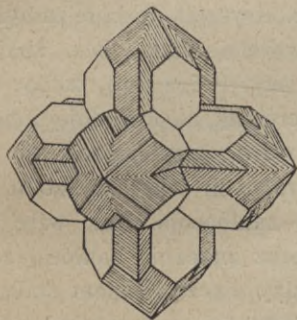
Rys. 632.



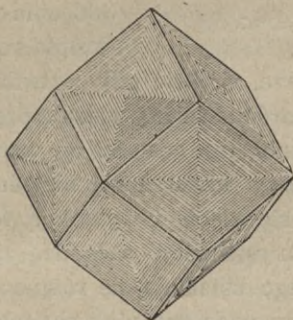
Rys. 633.



Rys. 634.



Rys. 635.



Rys. 636.

§ 290. Kryształy pojkilityczne. Wykład cały oparliśmy na jednorodności krystalicznej i w całej książce niniejszej opisywaliśmy kryształy jako ciała zupełnie jednorodne. Jednak zarówno w powłoce ziemskiej znajdujemy, jak w pracowniach i fabrykach otrzymujemy kryształy pojkilityczne, t. j. prze-

pełnione ciałami obcymi, jak np. słynne kryształy kaleytu z okolic Fontainebleau, lub gipsu ze stepów Astrachańskich, pełne ziarn piasku.

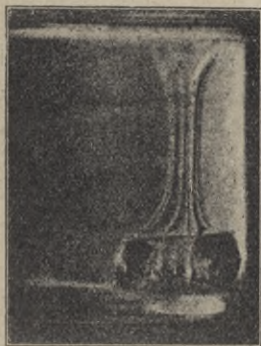
Widząc więc oprócz kryształów nieskazitelnych kryształy mętne, niedoskonałe, pełne ciał obcych, moglibyśmy pomyśleć, że jednorodność ciała stałego jest raczej rzadkim wyjątkiem, niż główną i istotną własnością kryształu. Taki pogląd byłby jednak błędny.

Nasamprzód związek pasów, a także symetryczność, nieodzownie przywodzi do pojmowania kryształu, jako ciała jednorodnego.

Następnie, o jednorodności kryształu przekonywa nas łupliwość, figury wytrawione i wogóle wszystkie własności kryształu, fizyczne i chemiczne.

Nakoniec, do tegoż wyniku prowadzą nas wszystkie obserwacje i doświadczenia, dokonywane nad powstawaniem kryształów.

Kryształ powstaje w roztworze przesyconym, t. j. w roztworze, zawierającym część substancji w stanie równowagi niestajej. Warstwa roztworu, która styka się z kryształem rosnącym, oddaje powierzchni kryształu wydzielający się nadmiar substancji, swe przesylenie, przez to warstwa ta staje się lżejsza, wznosi się i rozprasza



Rys. 637.

w górnych częściach roztworu. Powstaje wyraźnie widoczny prąd koncentracyjny (rys. 637). Na miejsce uchodzącego do góry roztworu napływają nowe jego części, mniej odsyczone, które znów ten sam los spotyka. Tak więc wzrost kryształu pociąga za sobą nieustanne krążenie roztworu. Gdy roztwór jest przesycony dużo, ruch w nim bywa znaczny, prądy silne, wzrost kryształu odbywa się pospiesznie, powstają w roztworze zakłócenia, które pociągają za sobą zakłócenia w kryształach. Kryształ, rosnąc, zamyka w sobie krople roztworu i wszelkie ciała obce, znajdujące się

w roztworze, w razie gdy roztwór jest nieczysty. Prócz tego, wobec anizotropii kryształu, różne ściany resną z prędkością nierówną, co powoduje niejednostajne zmniejszanie się gęstości w warstwie roztworu, przylegającej do kryształu. Prądy cieczy wnoszą się niejednostajnie z różnych ścian kryształu, u krawędzi jego się kłębią i wywołują w kryształach zakłócenia. Tak więc w samym procesie krystalizacji zachodzą zjawiska nieraz znacznie zakłócające przebieg stopniowego ustalania się równowagi pomiędzy cieczą i ciałem stałym. Zawsze jednak gdy widzimy niedoskonałości kryształu, to wraz z nimi widzimy nie tylko ich przyczyny, ale i to, że przyczyny te leżą poza kryształem, a nie w nim samym. I w miarę tego, jak powiększamy masę roztworu, jak zmniejszamy przesylenie, jak chronimy roztwór coraz stananniej od niepomyślnych, nagłych i znacznych zmian temperatury, otrzymujemy kryształy coraz doskonalsze. A gdy w doświadczeniach odpowiednich osiągamy zupełne wyzwolenie kryształu z pod wpływu czynników niepomyślnych, otrzymujemy go w stanie jednorodności niezakłóconej.

B. Krótki zarys wiadomości najważniejszych z krystalografii chemicznej.

§ 291. **Symetria chemiczna i krystalograficzna.** Z chemii organicznej wiadomo, że z tych samych atomów, połączonych z sobą w tych samych ilościach, powstają substancje różne, t. j. mające odmienne własności chemiczne, gdy te same atomy łączą się w ugrupowania różnego rodzaju, czyli gdy przybierają inne względem siebie położenie. Takie ciała, zwane izomerycznymi, zawsze krystalizują się odmiennie, t. j. tworzą różne wielościany o różnej symetryczności i odmiennych własnościach fizycznych. Ale zarazem substancja ta sama, zależnie od ciśnienia, temperatury i stężenia, krystalizuje się nieraz, jak wiemy, rozmaicie, co nazywamy polimorfizmem*) czyli wielopostaciowością. Nakoniec znamy liczne substancje odmienne od siebie, ale pod tymi czy innymi względami okazujące niektóre pomiędzy sobą podobieństwa krystalograficzne, co nazywamy izomorfizmem**) czyli równopostaciowością albo jednopostaciowością.

Co do związku pomiędzy budową cząsteczki chemicznej a symetrycznością kryształów jej substancji, to najprostsza i najdokładniej stwierdzona jest tu reguła krystalizacji ciał stereoizomerycznych. Mianowicie, gdy cząsteczka chemiczna jest tak zbudowana, że nie przystaje ona do swego odzwierciedlenia, t. j. gdy tworzy ona dwa enantjomorfijne stereoizomery, skręcające płaszczyznę polaryzacji w stanie gazu i w stanie cieczy, to substancja taka krystalizuje się w dwu rodzajach kryształów również enantjomorfijnych. Ale należy na tem miejscu zaznaczyć, że enantjomorfizm kryształu zależy nietylko od enantjomorfizmu cząsteczki w stanie gazu czy cieczy, ale jeszcze od enantjomorfijnego układu atomów w samym kryształcie. A więc substancje o cząsteczce chemicznie niesymetrycznej tworzą kryształy enantjomorfijne, ale kryształy enantjomorfijne powstają również z substancji, których cząsteczki w stanie gazu czy cieczy są symetryczne.

Kryształy enantjomorfijne stereoizomeronów dowodzą, że mała symetryczność cząsteczki chemicznej powoduje również mały stopień symetryczności kryształu. Zarazem liczne są przykłady związku dużego stopnia symetryczności kryształu z prostotą cząsteczki jego substancji. Szczególnie widzieć się to daje w tem, że wielka ilość pierwiastków chemicznych tworzy kryształy regularne (miedź, srebro, złoto, glin, tytan, german, cyrkon, ołów, tor, wanad, wolfram, mangan, żelazo, nikiel, palad, osm, iryd, platyna, ind, kobalt, ruten, rod, węgiel jako djament, krzem), trygonalne (węgiel jako grafit, arsen, antymon, bismut, telur, osm iryd) i heksagonalne (beryl, magnez, cynk, kadm). Bardzo tylko mała liczba pierwiastków chemicznych krystalizuje

*) *πολύς* = mnogi, liczny; *ἡ μορφή* = postać.

**) *ἴσος* = równy.

się inaczej, np. cyna tetragonalna i rombowa, siarka rombowa i jednoskośna, chlor, brom i jod jednoskośne.

To samo widzimy w bardzo wielkiej liczbie najprostszych połączeń chemicznych. Mianowicie, regularnie krystalizują się liczne arsenki, tlenki metalów, długi szereg siarczków i haloidków, oraz liczne pochodne najprostsze metanu, a także czwórmetylometan i sześciohydrobenzol. Trygonalne i heksagonalne kryształy również obficie widzimy pośród najprostszych połączeń chemicznych, jak np. węglík krzemu, arsenek niklu, tlenek berylu, woda, tlenek cynku, szereg izomorfijnych tlenków glinu, żelaza i chromu trójwartościowego, szereg haloidków wielowartościowych, trójmetylen i wiele innych.

Z pośród cząsteczek rozmaitych połączeń chemicznych najwyższy stopień symetryczności przypisujemy cząsteczkom tych pochodnych metanu CH_4 , w których wszystkie atomy wodorowe zamienione są na cztery atomy innego pierwiastka lub na cztery jednakowe grupy atomów innych. Uważamy bowiem atom węgla za czterowartościowy i sądzimy, że cztery jego jednostki powinowactwa leżą naokoło jego atomu tak jak osi przystawiania trzykrotnego w czworoscianie regularnym. A zatem przypisujemy jednakową symetryczność cząsteczkom metanu i jego czterozastąpionym pochodnym. Istotnie, w tych połączeniach chemicznych mamy zupełną zgodność pomiędzy symetrycznością cząsteczki chemicznej i ich kryształów. Mianowicie kryształami regularnymi są nie tylko kryształy samego metanu, ale również jego pochodnych, takich jak CCl_4 , CBr_4 , CJ_4 , $C(NO_2)_4$, $C(CH_3)_4$. Tę samą zależność pomiędzy rodzajem symetryczności cząsteczki chemicznej i kryształu widzimy również w tych pochodnych metanu, w których trzy atomy wodorowe wymienione są na jednakowe grupy atomów lub na trzy atomy jednego pierwiastka. Mianowicie trygonalnie lub heksagonalnie krystalizują się połączenia: $CHCl_3$, $CHBr_3$, CHJ_3 , $CH_3(CH_3)$, $CH(CH_3)_3$, $C(OH).(CH_3)_3$. A znów poczwórność połączenia w związku z tetragonalnością kryształów mamy w połączeniach: $C(O.C_2H_5)_4$, i $C(CH_2.OH)_4$ (pentaerytryt).

Te jednak proste zależności dają się widzieć w połączeniach niezbyt skomplikowanych. W miarę jak związki chemiczne stają się coraz więcej złożone, zależność ta zaciera się coraz bardziej, ale w wielu jeszcze połączeniach trzech pierwiastków, w których mamy trzy jednakowe atomy lub trzy jednakowe grupy atomów, albo gdy ilość ich jest wielokrotnością trzech, przeważają kryształy regularne, heksagonalne i trygonalne.

O związku symetryczności cząsteczki chemicznej z symetrycznością kryształu możemy sądzić jeszcze z tego faktu, że tysiące bardzo zawiłych organicznych połączeń chemicznych przeważnie krystalizują się trójskośnie, jednoskośnie i rombowa. Zawilę cząsteczce organicznej niewątpliwie przypisać należy małą symetryczność i właśnie w tej okoliczności, że kryształom tych połączeń przeważnie właściwe są rodzaje symetryczności trójskośne, jednoskośne i rombowa, należy widzieć niezbadane jeszcze i niewyjaśnione zależności.

§ 292. Morfotropja i izomorfizm. Związki analogiczne pierwiastków pokrewnych mają kryształy analogiczne, t. j. wprowadzenie do cząsteczki chemicznej na miejsce atomu jednego pierwiastka atomu pierwiastka innego, lub ich grupy, niejako odkształca kryształ jednostajnie, czyli odbija się na jego budowie ilościowo tylko a nie jakościowo.

Takie odkształcenie nazwano morfotropją*) i starano się poznać ją bliżej na wielu szeregach, szczególnie na szeregach połączeń organicznych, jako tych, których budowę cząsteczek znamy dokładnie. Przytem połączenia organiczne są jeszcze w tym względzie przydatniejsze do badania morfotropji od połączeń nieorganicznych, że tworzą bardzo wiele urozmaiconych pochodnych.

Istotnie w wielu szeregach homologicznych związków organicznych widzimy wyraźną stopniową zmianę kształtu kryształów, np.:

| | | |
|--------------------------|-----------------------------------|-----------------|
| <i>m</i> -dwunitrobenzol | $a : b : c = 0,9435 : 1 : 0,5434$ | 90° |
| 2,4-dwunitrotoluol | $a : b : c = 0,8592 : 1 : 0,5407$ | $94^{\circ}48'$ |
| 2,6-dwunitrotoluol | $a : b : c = 0,5714 : 1 : 0,5407$ | 90° |
| 3,5-dwunitrotoluol | $a : b : c = 0,4690 : 1 : 0,5276$ | $90^{\circ}9'$ |

W wielu szeregach połączeń organicznych o wielkich cząsteczkach stwierdzono, że chlor wywiera w nich ten sam wpływ morfotropowy, co grupa metylowa, mianowicie ich pochodne chlorowcowe mają kształty analogiczne z pochodnymi metylowemi.

Dziedzina zjawisk omawianych w rozdziale niniejszym nie jest jeszcze opracowana tak, abyśmy mogli wypowiadać w niej jakieś reguły ogólne. To jest sprawa przyszłości, kiedy budowę wielu tysięcy kryształów zbadamy promieniami-*X* tak, jak dotychczas zbadaliśmy kształty czworościanów jednostkowych. Tymczasem o budowie kryształów, t. j. o rozkładzie w nich atomów, sądzimy tylko z kształtu czworościanu jednostkowego, z gęstości i z ciężaru cząsteczkowego składającej je substancji. Z tych danych, drogą rachunku dość zawilego, obliczamy wymiary równoległościanu elementarnego sieci przestrzennej. Dzieje się tak dotychczas, bo zastosowanie promieni-*X* do oznaczania budowy kryształów jest niedawne, a więc bardzo jeszcze niewiele kryształów zbadano tym sposobem. Dopiero gdy sieci przestrzenne wielu tysięcy kryształów będziemy znali tak samo dokładnie jak znamy ich czworościany jednostkowe, wtedy dopiero przyjdzie czas na rozwiązanie poruszonego tu zadania bez założeń hypotetycznych.

Tymczasem podamy tu jeszcze kilka przykładów z pomiędzy połączeń nieorganicznych, wskazujących jak stopniowo i jednostajnie zmienia się kształt równoległościanu elementarnego sieci przestrzennej wprowadzaniem do cząsteczki połączenia chemicznego atomu pierwiastków pokrewnych o wzrastającym ciężarze atomowym.

*) ἡ μορφή = postać, ὁ τροπός = zwrot, obrót.

Siarczany potasowców: potasu, rubidu i cezu krystalizują się w rodzaju $s(222)$. Tworzą one kryształy bardzo do siebie podobne. Oznaczmy literą V objętość molekularną, t. j. iloraz z ciężaru cząsteczkowego M i gęstości d ; $V = \frac{M}{d}$; χ , ψ , ω niech oznaczają długości krawędzi równoległościanu elementarnego, δ niech oznacza różnice.

| | V | δ | χ | δ | ψ | δ | ω | δ |
|------------|-------|----------|--------|----------|--------|----------|----------|----------|
| K_2SO_4 | 65,33 | | 3,068 | | 5,358 | | 3,974 | |
| | | 8,44 | | 0,116 | | 0,206 | | 0,190 |
| Rb_2SO_4 | 73,77 | | 3,184 | | 5,564 | | 4,164 | |
| | | 11,40 | | 0,145 | | 0,264 | | 0,225 |
| Cs_2SO_4 | 85,17 | | 3,329 | | 5,828 | | 4,389 | |

Ciężary atomowe potasowców wymienionych są następujące: $K = 39,10$, $Rb = 85,45$, $Cs = 132,81$. Sole podaliśmy w kolei ciężarów atomowych tych pierwiastków. Widzimy, że mniejszej lub większej różnicy V odpowiada taka sama różnica w długości odpowiedniej krawędzi równoległościanu elementarnego.

To samo stwierdzimy w szeregu siarczany, chromianu i selenianu potasu: $S = 32,07$, $Cr = 52,0$, $Se = 79,2$.

| | V | δ | χ | δ | ψ | δ | ω | δ |
|------------|-------|----------|--------|----------|--------|----------|----------|----------|
| K_2SO_4 | 65,33 | | 3,068 | | 5,358 | | 3,974 | |
| | | 5,06 | | 0,083 | | 0,175 | | 0,064 |
| K_2CrO_4 | 70,39 | | 3,151 | | 5,533 | | 4,038 | |
| | | 1,32 | | 0,030 | | 0,017 | | 0,005 |
| K_2SeO_4 | 71,71 | | 3,181 | | 5,550 | | 4,043 | |

Tam zaś, gdzie różnice V są prawie równe, zachodzą również jednakowe różnice w χ , ψ , ω , np. w szeregu rombów węglanów dwuwartościowych: $Ca = 40,07$, $Sr = 87,63$, $Ba = 137,37$.

| | V | δ | χ | δ | ψ | δ | ω | δ |
|----------|-------|----------|--------|----------|--------|----------|----------|----------|
| $CaCO_3$ | 34,01 | | 2,64 | | 4,23 | | 3,05 | |
| | | 5,86 | | 0,09 | | 0,26 | | 0,20 |
| $SrCO_3$ | 39,87 | | 2,73 | | 4,49 | | 3,25 | |
| | | 5,95 | | 0,11 | | 0,21 | | 0,19 |
| $BaCO_3$ | 45,82 | | 2,84 | | 4,70 | | 3,44 | |

To samo widzimy w szeregu wolframianów wapnia, strontu i baru.

| | V | δ | χ | δ | ψ | δ | ω | δ |
|----------|-------|----------|--------|----------|--------|----------|----------|----------|
| $CaWO_4$ | 47,53 | | 3,146 | | 3,146 | | 4,803 | |
| | | 6,74 | | 0,120 | | 0,120 | | 0,286 |
| $SrWO_4$ | 54,27 | | 3,266 | | 3,266 | | 5,089 | |
| | | 6,42 | | 0,091 | | 0,091 | | 0,207 |
| $BaWO_4$ | 60,69 | | 3,357 | | 3,357 | | 5,386 | |

Cztery przytoczone szeregi są to zarazem przykłady ciał t. zw. izomorfijnych, t. j. mających własności geometryczne i fizyczne podobne. Pierwotnie gdy nie opierano się jeszcze na pomiarach dokładnych, sądzono, że ciała takie krystalizują się zupełnie jednakowo, t. j., że ich wielościany krystaliczne są równe, stąd nazwa ciał izomorfijnych, *ἴσος* równy i *ἦ μορφή* forma, czyli równopostaciowych. Pomiarów dokładnych stwierdziły jednak, że wielościany tych ciał, z pozoru jednakowe, różnią się mniej lub więcej.

W książce niniejszej w opisie ciał krystalicznych przytoczono bardzo wiele ciał izomorfijnych i ich szeregów. Z przykładów tych wiadomo doskonale, jak różne są rodzaje izomorfizmu. Jedne szeregi, takie jak np. sześciowodne podwójne siarczany jednoskośne, są przykładem izomorfizmu jaknajdoskonalszego, gdzie ciała mają skład zupełnie analogiczny, czworościany jednostkowe różniące się bardzo mało i rodzaj symetryczności ten sam. Inne, jak np. skalenie, są już mniej izomorfijne; izomorfizm piroksenów i amfibolów jest jeszcze mniejszy od izomorfizmu skaleni i t. d. A zarazem wiemy, że są ciała izomorfijne jaknajdoskonalej pomimo składu chemicznego zupełnie odmiennego. Znakomitym przykładem takiego wyłącznie fizycznego izomorfizmu jest minerał kalcyt $CaCO_3$ i saletra sodowa $NaNO_3$. Kryształy obu tych ciał mają symetryczność rodzaju skalenoedrow dwutrygonalnych $s(6'2'2)$, doskonałą łupliwość, kształt romboedru łupliwego różniący się tylko o $1^\circ 18'$, a nawet równie wyjątkowo wielką dwójłomność. Izomorfizm ich jest tak daleko posunięty, że na odłupku kalcytowym, leżącym w roztworze przesyconym saletrą sodową, wydziela się ona tak, jak na kryształach własnym.

Izomorfizm azocjanów jednowartościowych z węglanami dwuwartościowymi jest tak doskonały, że azocjan potasu KNO_3 jest izomorfijny z rombowym węglanem wapnia, aragonitem $CaCO_3$.

Tak daleko posunięty izomorfizm substancji zupełnie różnych, węglanu dwuwartościowego i azocjanu jednowartościowego, niezrozumiały z punktu widzenia reakcji chemicznych, jest zupełnie usprawiedliwiony w oświetleniu społecznych poglądów na budowę kryształów. Kryształ jest siecią przestrzenną atomów a nie cząsteczek. W każdej z omawianych przed chwilą substancji na trzy

atomy tlenu przypada jeden atom metaloidu (C lub N) i jeden atom metalu (Ca lub Na) więc atomy te tworzą jednakowe sieci przestrzenne.

Należy zaznaczyć jeszcze tę cechę ciał izomorfijnych, że wzajemnie wywołują one krystalizację. Krystalizacja jak wiadomo zachodzi w stopie przeschłodzonym lub w roztworze przesyconym. Takie ciecze nieraz trwają przez czas dość długi w stanie równowagi chwiejnej, nie wydzielając kryształów, lub wydzielając je bardzo powoli. Wytrącić je z równowagi chwiejnej możemy wrzuceniem do nich drobnutkiemu choćby okruchu ich własnego kryształu albo kryształu izomorfijnego. Gdy więc w stopie stygnącym, albo w parującym lub stygnącym roztworze jakiejś substancji umieścimy kryształ ciała izomorfijnego, to osiada na nim wydzielająca się substancja jak na kryształach własnym. Tak więc np. ciemnofiołkowy kryształ ałunu chromowoamonowego $NH_4Cr(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$ w roztworze ałunu glinowopotasowego $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$ obrasta bezbarwną przezroczystą powłoką tego połączenia.

§ 293. Kryształy mieszane. Ciała stałe, tak samo jak ciecze i gazy, mieszają się i tworzą mieszaniny jednorodne czyli roztwory. Podobnie jak ciecze, jedne ciała stałe rozpuszczają się w sobie nawzajem we wszystkich stosunkach, np. jak woda i alkohol etylowy, a inne tylko w stosunkach ograniczonych, jak np. woda i eter dwuetylowy, który zmieszany z wodą w ilości przypadkowej i dokładnie z nią skłócony rozdziela się po uspokojeniu się cieczy na dwie warstwy, na roztwór wodny nasycony eterem i na roztwór eterowy nasycony wodą.

Gdy dwie niemieszające się w stanie stałym substancje znajdują się w roztworze, to istnieje stosunek określony, w którym największa ilość jednej i drugiej substancji jest w równowadze w roztworze nasyconym.

Stosunek ten odpowiada tak zwanemu stosunkowi eutektycznemu dwu rozpuszczających się nawzajem cieczy lub stopu dwu niemieszających się ciał w stanie stałym. Np. roztwór wodny chlorku sodowego i chlorku potasowego, w innym stosunku niż eutektyczny, gdy traci rozpuszczalnik (wodę) przez parowanie jej, nasamprzód wydziela czyste kryształy tej soli, która jest w nadmiarze ponad stosunek eutektyczny, a dopiero gdy przez wykryształizowanie się tego nadmiaru zawartość obu soli w roztworze dojdzie do tego stosunku, zacznie wydzielać się mieszanina kryształów chlorku potasowego i chlorku sodowego, dopóki wszystka woda nie wyparuje. Innymi słowy, gdy dowolną ilość tych dwu soli rozpuścimy w wodzie, a potem zaczniemy wodę odparowywać, to w najogólniejszym przypadku nasamprzód otrzymamy kryształy jednego z tych chlorków, a potem mieszaninę kryształów ich obu w pewnym stałym stosunku, ale mieszaninę mechaniczną, taką, że bez zbytecznego zachodu rozdzielić możemy kryształy jednego chlorku od drugiego.

Zupełnie inaczej zachowują się ciała, które mieszają się z sobą w stanie stałym.

Gdy np. zamiast chlorku potasu i sodu weźmiemy chlorek potasu i bromek potasu, to przez odparowanie wody z takiego roztworu otrzymamy kry-

ształy jednorodne i wszystkie jednakowe, które w każdych warunkach zawierają obie sole w roztworze się znajdujące, przyczem kryształy te zawierają chlorku i bromku potasowego różny stosunek, zależny od tego stosunku, w jakim zawierał je roztwór. Obserwacje mikroskopowe stwierdzają, że kryształy te są jednorodne, a pomiary promieniami-X przekonują, że nie są one ani kolejnym powtarzaniem się warstw chlorku i bromku potasowego, ani zespoleniem się dwu sieci przestrzennej obu tych haloidków, lecz są one jedną siecią atomów, w której jednostajnie niektóre atomy chloru zastąpione są przez atomy bromu. Taki kryształ nazywamy mieszaniną izomorfijną albo kryształem mieszanym, i uważamy go za stały roztwór jednej substancji w drugiej.

Oddawna wiadomo, że kryształy mieszane powstają najłatwiej i najdoskonalej w roztworach zawierających substancje, których kryształy wykazują izomorfizm najdoskonalszy, albo odwrotnie, te kryształy nazywamy izomorfijne najdoskonalej, które we wszystkich stosunkach tworzą jednorodne kryształy mieszane. Ale podobnie jak ciecze mają się do siebie rozmaicie pod względem wzajemnego rozpuszczania się w sobie, tak samo ciała stałe pod względem rozpuszczania się w sobie nawzajem, czyli pod względem zdolności tworzenia kryształów mieszanych, są bardzo rozmaite. Mianowicie licznymi doświadczeniami i obserwacjami stwierdzono, że znamy przynajmniej sześć rodzajów stosunku wzajemnego ciał w kryształach mieszanych.

1. Substancje, które zarówno pod względem ich składu chemicznego są zupełnie analogiczne, jak pod względem swych kryształów zasługują na nazwę zupełnie izomorfijnych, zarazem mieszające się we wszystkich stosunkach w każdym stosunku. Przykład takiego szeregu ciał to aluny. Jest to szereg siarczanów $RM(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$, gdzie $R = K, Rb, Cs, Tl, NH_4$ i różne grupy będące amonem, którego atomy wodorowe są zastąpione przez różne rodniki organiczne, a $M = Al, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ga, Co, Rh, In, Ir$, trójwartościowe, a także odpowiednie seleniany.

2. Drugi rodzaj szeregów izomorfijnych stanowią ciała o zupełnej analogji postaci krystalicznej, tworzące kryształy mieszane w każdym stosunku, czyli, jak się czasami mówi, dające szereg mieszanin ciągły, ale mające ogniwa niejednakowe chemiczne, np. skalenie, które są kryształami mieszanymi albitu $Na_2Al_2Si_6O_{16}$ i anortytu $CaAl_2Si_2O_8$.

3. Chemiczne i krystalograficzne podobieństwo zupełne, ale mała zdolność mieszania się, t. j. dawanie tylko początku i końca szeregu kryształów mieszanych, charakteryzuje trzeci rodzaj ciał, takich jak np. węglan magnezu $MgCO_3$ i węglan żelazawy $FeCO_3$, albo siarczan potasu K_2SO_4 i siarczan rubidu Rb_2SO_4 , które rozpuszczone w jakimkolwiek stosunku tworzą kryształy siarczanu potasu zawierające małą ilość siarczanu rubidowego i kryształy siarczanu rubidu z małą zawartością siarczanu potasowego. Mówimy o nich, że dają one tylko początek i koniec szeregu.

4. Znamy następnie ciała, których kryształy mają zupełnie różne rodzaje symetryczności i odmienny kształt czworoscianu jednostkowego, ale substancje ich są chemicznie zupełnie analogiczne i tworzą szereg ciągły kryształów mieszanych, np. siedmiowodny siarczan niklawy rodzaju dwusfenoidów rombowych $s(2'2'2')$ $NiSO_4 \cdot 7H_2O$ i siedmiowodny siarczan żelazawy rodzaju słupów jednoskośnych $s(22'2')$ $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ z roztworu wspólnego wydzielają kryształy rombowe do zawartości 21% siarczanu żelazawego a jednoskośne z większą ilością soli żelazawej.

5. Dalej mamy ciała chemicznie analogiczne, których wielościany są pokrewne kształtem, kątami, kierunkami łupliwości, ale nie mieszają się z sobą, np. chlorek potasu KCl i chlorek sodu $NaCl$.

6. Nakoniec należy wymienić substancje które wcale nie są izomorfijne, a jednak tworzą kryształy mieszane, jak np. chlorek amonu i chlorek żelazowy. Sole te znane są z tego, że tworzą kryształy mieszane jednorodne.

Pojęcie izomorfizmu, jako oparte na podobieństwach lub różnicach, nie dających się ująć liczbowo, nie jest ściśle. Gdy układamy w szeregi izomorfijne jakieś połączenia chemiczne, nawet analogicznego składu chemicznego i mające t. zw. podobne postaci krystalograficzne, to dochodzimy do przekonania, że podobieństwo ich postaci łatwo możemy uznawać w sąsiednich ogniwach szeregu, ale gdy zwrócimy uwagę na ogniwa krańcowe, to więcej uderzy nas różnica postaci niż jej podobieństwo. Jednak pojęcie izomorfizmu, szczególnie w mineralogii, okazało się bardzo pożyteczne i do czasów ostatnich klasyfikacja minerałów opiera się na szeregach izomorfijnych oraz na pojęciu kryształów mieszanych. Tylko bowiem w ten sposób zawile połączenia mineralne dają się sprowadzić do połączeń prostszych, zmieszanych z sobą w kryształach mieszanych jako roztwory stałe.

Bardzo liczne i urozmaicone spostrzeżenia, szczególnie obserwacje mineralogów opisowych, stwierdzają, że pomiędzy ciałami krystalicznymi, nawet niemieszającymi się w stanie stałym i nie mającymi składu analogicznego, zachodzą stosunki regularne. Mianowicie gdy krystalizują się one ze wspólnego ośrodka, to kryształy ich zespala się wzajemnie w sposób regularny. Np. gdy w nasycony a zwolna parujący roztwór jodku potasowego włożymy świeżo odlupaną blaszkę moskowitu, to wydzielające się z tego roztworu kryształki jodku potasowego osiadają na moskowicie rzędami równoległymi do kierunków krawędzi jego kryształów. Pomiedzy minerałami bardzo często spotykamy takie pary pozrastanych regularnie minerałów składu odmiennego. Np. kryształki rutylu bardzo często siedzą na kryształach hematytu tak, że krawędzi słupów rutylu są równoległe do bocznych osi przystawiania kryształów hematytu. Przykładów takich mineralodzy opisowi przytaczają bardzo wiele. Obserwacjami temi stwierdzono, że pomimo bardzo różnorodnej treści chemicznej tych ciał zawsze dwa ciała, których kryształy się zrastają, mają w swym składzie chemicznym albo wspólny atom, albo wspólną grupę atomów. Nawet więc po-

między substancjami zupełnie odmiennymi pod względem chemicznym i niemieszającymi się z sobą spólność grupy atomów a nawet jednego atomu sprawia, że kryształy ich, wydzielając się ze spólnego ośrodka, układają się równolegle spólnymi elementami geometrycznymi. I w tem więc widzimy wyraźną acz niezrozumiałą jeszcze zależność zjawisk krystalograficznych od składu chemicznego substancji.

§ 294. Własności fizyczne kryształów mieszanych. Według jednych badaczy kryształy mieszane są roztworami stałymi, według innych są to jednorodne mieszaniny mechaniczne. W każdym razie tworzą one szeregi ciągłe, a ich własności fizyczne też w sposób ciągły zmieniają się z ich składem chemicznym. A więc gęstość ich jest proporcjonalna do ich składu, t. j. do ilości jednego i drugiego związku chemicznego w nich zawartego. Liczne pomiary gęstości kryształów mieszanych z dużym przybliżeniem to potwierdzają, t. j. dowodzą, że objętość kryształu mieszanego jest równa wypadkowej objętości stanowiących go połączeń chemicznych w ich kryształach samoistnych. Jednak pomiary ściślejsze, dokonane w latach ostatnich, przysporzyły nieco przykładów, w których stwierdzono niewielkie rozszerzenia się lub kurczenia w kryształach mieszanych, t. j. niewielką czasami różnicę pomiędzy objętością kryształu mieszanego i sumą objętości jego komponentów.

Co do innych własności fizycznych kryształów mieszanych, to szczególnie starannym badaniom poddano ich własności optyczne. Stwierdzono naogół w bardzo wielu przypadkach również ich ciągłość i addytywność. Jeżeli więc np. jeden z komponentów kryształu mieszanego jest barwny a drugi bezbarwny, to natężenie barwy kryształu mieszanego jest proporcjonalne do zawartości komponentu barwnego.

Szczególne starannie mierzono współczynniki załamania światła kryształów mieszanych i stwierdzono ogólnie, że są one proporcjonalne do objętości substancji składających kryształ mieszany.

Orientacja elipsoidy optycznej również zmienia się w kryształach mieszanym proporcjonalnie do jego składu chemicznego, jak to widzimy na najlepiej w tym względzie zbadanym przykładzie, mianowicie na skaleniach.

W kryształach mieszanych, które skręcają płaszczyznę polaryzacji, również otrzymano skręcenie średnie ze skręcenia każdego ciała z osobna, proporcjonalne do składu kryształu mieszanego.

Badania dokonane w czasach ostatnich wskazują, że rozpuszczalność kryształu mieszanego jest też średnia z rozpuszczalności każdej jego części z osobna.

Jednak należy zaznaczyć, że wiadomości podane o własnościach fizycznych kryształów mieszanych są właściwie dopiero pierwszym przybliżeniem i nie opierają się na jakimś ogólnym poglądzie teoretycznofizycznym, przeprowadzonym rachunkowo w szczegółach. Teoria tej sprawy jest rzeczą przyszłości i przypuszczalnie rozwinie się na tle opracowania dynamiki sieci

przestrzennych oraz na podstawie dokładniejszego zbadania kryształów promieniami- X .

§ 295. Polimorfizm. Obserwacja i doświadczenie dowodnie wskazuje, że rodzaj symetryczności, właściwej kryształom każdej substancji w jej stanie stałym, zależy nie tylko od rodzaju składających ją atomów, ale od temperatury, ciśnienia, stężenia, a w niektórych przypadkach nawet od rozpuszczalnika, w którym odbywa się krystalizacja. Zależnie więc od tych czynników jedna substancja krystalizuje się w wielu rodzajach symetryczności. Tę własność nazywamy polimorfizmem, albo wielopostaciowością. Ciała, krystalizujące się rozmaicie, nazywamy ciałami polimorfijnymi, a różne stany substancji tej samej, różniące się rodzajem symetryczności, albo kształtem czworoscianu jednostkowego, nazywamy jej polimorfonami, albo jej różnymi stanami symetrycznymi.

W opisie rodzajów krystalograficznych i ich przykładów przytoczyliśmy niemało polimorfonów różnych substancyj, z których najcelniejsze: węgiel wapnia, bezwodnik krzemowy, siarka, bezwodnik margarytowy, dwutlenek tytanu. Tu przytoczymy jeszcze jedno ciało z punktu widzenia fizykochemicznego bardzo interesujące i zbadane nader starannie, krystalograficznie mniej ważne, mianowicie azocjan amonowy $(NH_4)NO_3$.

Azocjan amonowy znany w pięciu polimorfonach.

1. W temperaturach niższych od $-17^{\circ}C$ tetragonalny.
2. Pomiędzy $-17^{\circ}C$ a $+33^{\circ}C$ z roztworów wodnych $(NH_4)NO_3$ wydziela się w kryształach rombów nie izomorfijnych z kryształami KNO_3 .
3. W temperaturach od $+33^{\circ}C$ do $+83^{\circ}C$ $(NH_4)NO_3$ tworzy kryształy rombowe izomorfijne z kryształami KNO_3 .
4. Od $+83^{\circ}C$ do $+125^{\circ}C$ są trwałe optycznie jednoosiowe, trygonalne, kryształy azocjanu amonowego.
5. Od $+125^{\circ}C$ do temperatury topnienia, t. j. do $+168^{\circ}C$, kryształy $(NH_4)NO_3$ są regularne, optycznie izotropowe.

Pomiędzy stanami polimorfijnymi a stanami skupienia jest pewna analogja, mianowicie przejście jednego polimorfonu w drugi zawsze odbywa się z wydzieleniem lub pochłonięciem stałej ilości ciepła.

Istnienie polimorfonów nietrwałych niektórych substancyj ujawnia się nie wprost bezpośrednio, ale w kryształach mieszanych. Np. siedmiowodny siarczan magnezu $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ krystalizuje się w rodzaju dwusfenoidów rombów $s(2'2'2')$, a siedmiowodny siarczan żelazawy $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ w rodzaju słupów jednoskośnych $s(2'2'2)$. Z roztworów wodnych zawierających obie te sole wydzielają się kryształy mieszane jednoskośne zawierające do 54% siarczanu magnezu; dalej w szeregu kryształów mieszanych siarczanu magnezowego i żelazawego jest przerwa, a od zawartości 81% do 100% soli magnezowej kryształy mieszane siarczanu magnezowego i żelazawego są rombowe. Jest to dowód, że obie te sole są dwupostaciowe, ale jednoskośne kryształy siedmiowodnego siarczanu magnezu i rombowe kryształy siedmiowodnego siar-

czanu żelazawego są trwałe tylko w kryształach mieszanych, w stanie zaś wolnym ich nie znamy.

§ 296. Stosunek kryształu do roztworu. Doświadczenia są dowodem, że różny pokrój kryształów jednej substancji jest wynikiem w mierze najogólniejszej warunków krystalizacji. Mineralodzy opisowi zebrali bardzo wiele wiadomości o tem, jak urozmaicone są pokroje wielu minerałów, jednak z tych spostrzeżeń możemy tylko wnioskować, że warunki te, przeważnie nam nieznane, są bardzo wielorakie i rozmaite. Spostrzeżenia te wskazują, że kryształy bardzo wielu minerałów są wielorakimi kombinacjami wielu form prostych, że na różnych kryształach jednego minerału znajdujemy setki nieraz form prostych, że ten sam minerał w jednym występowaniu jest wielościanem, ograniczonym bardzo niewielką liczbą ścian, a w innym kryształy jego są kombinacją bardzo wielu form krystalograficznych, że jednym minerałom właściwe są kryształy bardzo urozmaicone, a inne są zawsze wielościanami bynajmniej nie skomplikowanymi.

Gdy obserwujemy kryształy rosnące w doświadczeniach pracownianych, to widzimy, że podczas procesu krystalizacji jedne ściany zarastają, na ich miejscu zjawiają się krawędzi lub naroża, a znów inne się pojawiają zamiast krawędzi lub naroży i gdy wreszcie zapanuje równowaga pomiędzy fazą stałą a ciekłą, t. j. pomiędzy kryształami a roztworem, wszystkie kryształy jednej substancji bynajmniej nie są jednakowe nie tylko w doświadczeniach robionych w różnych warunkach, ale nawet w jednym doświadczeniu.

Wiemy, że dzieje się to z powodu różnej prędkości przyrostu kryształu w różnych kierunkach, ale wiemy również, że względna prędkość przyrostu różnych ścian kryształu nie jest stała, aczkolwiek usiłowano dowieść teoretycznie i doświadczalnie, że względna prędkość przyrostu ścian kryształu jest odwrotnie proporcjonalna do ich gęstości retykularnej, t. j., że im ściana ma na sobie mniej węzłów sieci przestrzennej, czyli im rzadziej leżą na niej atomy, tem prędzej kryształ rośnie w kierunku do niej prostopadłym. Jednak doświadczenia i pomiary stwierdzają, że zjawisko wzrostu odbywa się według jakiegoś prawa daleko złożonego. Gdyby bowiem tak było, t. j. gdyby prędkość względna przyrostu kryształu w różnych kierunkach zależała tylko od gęstości węzłów sieci przestrzennej na ścianach jego, to na jednej ścianie byłaby ona równa w różnych roztworach i rozpuszczalnikach, tymczasem zależy ona również i od roztworu. Oddawna np. wiadomo, że kryształy chlorku sodowego z roztworu, zawierającego tylko wodę i ten chlorek, wydzielają się w postaci sześciątów, a gdy roztwór ten zawiera oprócz tego mocznik, sól ta krystalizuje się też w postaci ośmiościanów. Na kryształach zapanowującej tej formy, której ściany rosną z prędkością najmniejszą, na tych bowiem kierunkach, w których jest ona większa, pojawiają się krawędzi i naroża, a nie ściany. A zatem w roztworze czystym chlorku sodowego najmniejsza prędkość przyrostu zachodzi w kierunkach prostopadłych do ścian sześciąt, a w roztworach, zawie-

rających znaczniejsze ilości mocznika, w kierunkach prostopadłych do ścian ośmiościanu. Krystalizację chlorku sodowego opracowano bardzo dokładnie i stwierdzono, że krystalizując tę sól z roztworów nasyconych rozmaitemi solami różnych pierwiastków możemy otrzymać ją we wszystkich postaciach rodzaju czterdziesto-ośmiościanów. To samo stwierdzono na wielu innych substancjach. Np. kryształy ałunu potasowoglinowego ze swego czystego roztworu wodnego, dużo przesyconego, krystalizują się w postaci ośmiościanów; gdy dobierzemy odpowiednie niewielkie przesyconie, a weźmiemy dużą masę roztworu, otrzymujemy ałun w postaci połączenia ośmiościanu, sześcienu i dwunastościanu rombowego, przyczem ściany wszystkich trzech form mają pola dość duże, t. j. nie tworzą wąskich stępień krawędzi i naroży ośmiościanu, ale są z nim, jak się to mówi potocznie, w równowadze. Gdy zaś krystalizujemy ałun z dość stężonego roztworu chlorowodoru przesyconego ałunem glinowo-potasowym, to otrzymujemy tę sól w kryształach, będących połączeniem ścian sześcienu, ośmiościanu i dwunastościanu pentagonalnego. Skład chemiczny roztworu i natura rozpuszczalnika do tego stopnia wywiera wpływ na kryształ żeń się wydzielający, że nie tylko zmienia ona prędkości przyrostu w różnych kierunkach, ale nawet wywołuje wydzielanie się innych polimorfonów, jak tego mamy dowody na polimorfonach siarki i na wielu innych substancjach.

To samo rzecz możemy o rozpuszczaniu się kryształu, bo aczkolwiek badania fizykochemiczne tego procesu naogół pozwalają uważać zjawisko rozpuszczania i przyrostu za odwracalne, jednak zjawisko figur wytrawionych stwierdza, że wielościany przyrostu i rozpuszczania nie są identyczne. Co zaś do względnej prędkości rozpuszczania się kryształu w różnych kierunkach i w różnych rozpuszczalnikach, to mamy tu bardzo mało faktów poznanych doświadczalnie i pomiarowo. Jednak i w tej sprawie nieliczne ale przekonywające są dowody, że wielościan rozpuszczania się kryształu też jest różny w cieczach różnych. Np. figury wytrawione wodą na ścianach ośmiościanu ałunu glinowopotasowego są ograniczone trzema ścianami ośmiościanu potrójnego, a wytrawione roztworem chlorowodoru mają po sześć ścian czterdziesto-ośmiościanu. Pomiar prędkości roztwarzania się fluorytu i rodzimego siarczku cynku, minerału sfalerytu, w roztworach kwasów i zasad stwierdza, że w tych kierunkach, w których roztwory kwasów roztwarzają kryształ najprędzej, roztwory zasad działają z prędkością najmniejszą i odwrotnie; stąd wysnuto nawet wniosek, że w kryształach tych ściany dwunastościanu rombowego są pokryte gęściej atomami metalu, a ściany sześcienu atomami metaloidu, ściany bowiem dwunastościanu rombowego opierały się najskuteczniej działaniu zasad, a ściany sześcienu działaniu roztworów kwaśnych.

W sprawie wzrostu i rozpuszczania się kryształu, jak w każdej sprawie nie ujętej teoretycznie, t. j. nie mającej hipotezy oświetlającej rzecz ogólnie, bardzo trudno wybrać z obfitego materiału zebranych spostrzeżeń fakty i wiadomości godne szczególniejszej uwagi.

§ 297. Wielkość kryształów. Z mineralogji opisowej wiadomo, że kryształy jednego minerału bywają wielkości bardzo różnej. Np. kwarc bywa w kryształkach tak drobnych, że widzimy je dopiero wtedy, gdy używamy obiektywów mikroskopowych o najmniejszej odległości ogniskowej, a zarazem na Madagaskarze bynajmniej nie są rzadkością metrowej długości kryształy tego minerału. Tak samo kryształki i ziarnka kalcytu w wapieniach są ledwo widzialne przez najlepsze i najbardziej powiększające mikroskopy, a w muzeum monachijskiem leży półmetrowy kryształ kalcytu. Apatyt w skałach wybuchowych jest rozpowszechniony jako igielki i słupki zaledwie dostrzegalne w największem powiększeniu; muzeum w Chicago ma kryształ apatyty trzy metry długi i na pół metra gruby. Rutyl zwykle znany w krótkich krępych kryształkach, a bezbarwny i przezroczysty kryształ kwarcu muzeum w Zurychu zawiera w sobie wrostki kryształów rutyli cienkich jak włos, a długich na 27 centymetrów. U nas nad Nidą spotykamy trzymetrowe kryształy gipsu. W Stanach Zjednoczonych Ameryki północnej w obwodzie Jefferson znaleziono sześcian fluorytu, którego krawędzi mają 30 centymetrów długości. Kryształy spodumenu ($Li_2Al_2Si_4O_{12}$) w stanie Massachusetts i Connecticut dochodzą do dwunastu metrów długości i do metrowej szerokości. W Finlandji założono kamieniołom w jednym tylko osobniku krystalicznym skalenia. Ale tylko bardzo nieliczne minerały znamy w postaci tak wielkich kryształów. Powszechnie wymiary ich rzadko przekraczają decymetr, a wiele jest takich, że kryształ ich przekraczający centymetr już do rzadkości się zalicza.

Ze spostrzeżeń nad krystalizacją substancyj sztucznych wiadomo powszechnie, że im substancja jest mniej rozpuszczalna, lub im w wyższej temperaturze się topi, tem trudniejsze jest otrzymanie jej kryształów w większych rozmiarach. Ale nawet gdy porównujemy substancje mniej więcej jednakowo rozpuszczalne, to widzimy, że jedne bez zbytnich zachodów i starań otrzymujemy w postaci dużych kryształów, a inne wydzielają się w postaci kryształów niewielkich. To samo się ma z doskonałością kryształów. Zarówno w fabryce jak w pracowni jedne substancje mamy często w postaci nieskazitelnych, przezroczystych kryształów, o ścianach gładkich i lśniących, a z innymi musimy przeprowadzać długie empiryczne próby i badania, zanim nauczymy się otrzymywać je w jakim takim stanie znośnej doskonałości, zazwyczaj zaś mamy je w postaci kryształów niedoskonałych, mętnych, przepełnionych inkluzjami roztworu. To samo mamy w świecie minerałów: jedne z nich pospolicie widzimy w postaci pięknych kryształów, a inne w tym stanie są mniejszą lub większą rzadkością.

Rozwiązanie tych wszystkich zagadnień, wyłaniających się na tle zależności pomiędzy składem chemicznym substancji, z której kryształ się składa, a jego budową oraz własnościami geometrycznymi, fizycznymi i chemicznymi, jest sprawą przyszłości. Połączenie najściślejsze badań geometrycznych, fizycznych i chemicznych, postawienie ich wszystkich trzech w odniesieniu do kryształu na jednakowo wysokim poziomie dokładności i precyzji, oto wdzięczne zadanie

dla krystalografów przyszłości, których szczęśliwym udziałem będzie spólnymi siłami zbudowanie gmachu teorii stanu stałego, teorii takiej, która stanęłaby godnie obok teorii ciekłego i gazowego stanu skupienia.

ZAKOŃCZENIE.

§ 298. Przebieg rozwoju krystalografii. Początki geometrii, astronomii, fizyki kryją się we mgle czasu najdawniejszego. Krystalografia należy do nauk młodocianych, od owego czasu dawnego bardzo odległych. W tak zwanych „lapidariach“, t. j. w opisach kamieni, które krążyły u narodów starożytności klasycznej, zdarzają się opisy kryształów ale w tych wzmiankach oderwanych niema wcale myśli naukowej, ani przyrodniczej, ani geometrycznej. W owych opisach ciał mineralnych wielościennosc kryształów przedstawiano jako zjawisko przypadkowe i czasami tylko łączono ją z dowolnie przypisywanymi minerałom siłami mistycznymi.

Dopiero w dziełach przyrodników arabskich stulecia trzynastego i cztertnastego znajdujemy istotne podwaliny i zaczątki przyrodniczego poglądu na kryształy. W wielu miejscach swych dzieł pisarze ci podkreślali fakt, że różne substancje krystalizują się różnie i że każdej substancji jest właściwy wielościenny charakterystyczny. Jest to niejasne i ogólnikowe sformułowanie prawa kątów stałych. W każdym razie w tej dobie poczynało ustalać się przekonanie, że postać kryształów jest wyrazem jakichś nieznanych lecz ważnych i istotnych praw i właściwości materji. Były to jednak wzmianki ulotne, uboczne myśli, oderwane zdania, a nie badania systematyczne i usiłowanie ujęcia ogólnego. Jednakże już w roku 1540 w swem dziele „Della pirotechnia libri X“ Vannunci Biringoccio zupełnie wyraźnie i niedwuznacznie stwierdził stałość kątów pomiędzy ścianami kryształów pirytu.

Za początek naukowego zajęcia się stanem krystalicznym możemy uważać rok 1611. Mianowicie w roku tym J. Kepler wydał rozprawkę p. t. „De nive sexangula“. W tym „drobiazgu“ naukowym, jak go sam nazywa, Kepler zupełnie jasno i ściśle sformułował prawo kątów stałych w kryształach lodu, oraz podał w formie pierwiastkowej i ogólnej zasady teorii o budowie siatkowej ciała stałego. Na tle swego ogólnego przekonania, że w świecie panuje harmonja, wyrażająca się zależnościami liczbowymi i geometrycznymi, Kepler dowodził, że kryształy lodu podlegają prawom geometrii, a więc że nie są one dziełem i sprawą przypadku. Na tem polega znaczenie historyczne rozprawki Keplera o śniegu.

Roku 1630 W. Davison, lekarz szkocki, pierwszy profesor chemji w Paryżu, wydał dzieło p. t. „Philosophie pyrotechnique“. W dziele tem stwierdził on zależność formy kryształu od jego składu chemicznego, t. j. ustalił fakt, że jednej substancji właściwy jest jeden rodzaj wielościennów krystalicz-

nych, podał prawo kątów stałych, oraz dał zaczątek nauki o formach prostych i kombinacjach. P. Gassendi w tej samej dobie, niezależnie od Keplera i Davissona, doszedł do poznania i stwierdzenia prawa kątów stałych, z którego wysnuł wniosek, że kryształ jest wyrazem formy atomów tej substancji, z której się składa; oprócz tego stwierdził on równoległy przyrost kryształu i wytłumaczył go założeniem, że atomy przylączają się szeregami prostoliniowymi.

M. Stensen, duńczyk, zwany z łacińska Stenonem, wydał we Florencji roku 1669 dzieło p. t. „De solido intra solidum naturaliter contento dissertationis prodromus“, w którym jasno i przekonywająco dowiódł, że prawa geometrii stosują się do kryształów całkowicie, jeżeli bierzemy pod rozwagę tylko wzajemne nachylenie ścian, a nie zważamy na kształt i rodzaj wieloboków, jakimi są ściany każdego kryształu osobnego. Przytoczył on wyczerpujące dowody prawa kątów stałych na kryształach kwarcu i hematytu. Niezależnie od Stensena, a z nim prawie jednocześnie, bo w roku 1671, E. Bartolin stwierdził prawo kątów stałych na kryształach kalcytu, A. van Leuwenhoek na kryształach gipsu, a D. Guglielmini i R. Boyle dowiedli ostatecznie, że prawo kątów stałych jest prawem ogólnem i że podlegają mu nie tylko kryształy minerałów ale kryształy wszelkich substancyj, wydzielających się ze stopów i roztworów.

Roku 1691 Chr. Huyghens pierwszy dał ścisły wyraz jednorodności ciała krystalicznego, podniósł zależność zjawisk fizycznych w kryształach od kierunku i podobnie jak Kepler, tłumaczył własności kryształów założeniem, że składają się one z cząsteczek regularnie ułożonych, mianowicie narysował schemat budowy kalcytu z regularnie ułożonych elipsoid obrotu według romboedru. Jednocześnie z nim R. Hooke wygłosił hipotezę, że wszystkie formy kryształów możemy utworzyć z kul regularnie ułożonych.

Jak widzimy, wszyscy wymienieni matematycy i fizycy stworzyli zupełnie racjonalne podstawy krystalografii. Niestety jednak w wieku ósmnastym pod wpływem zgubnej doktryny o trzech „królestwach“ przyrody, doktryny, która wtłoczyła ciała nieorganiczne i niezorganizowane w jeden schemat postępowania opisowego, zastosowany do badania istot żyjących, badanie minerałów i kryształów wyszło ze świadomości naukowej matematyków i fizyków, a dostało się w krąg „historji naturalnej“, t. j. w martwy obręb bezideowego opisu i klasyfikacji formalnej i przypadkowej. Pojęcie łączności fizyki kryształów z ich geometrią, tak jasno i dosadnie uwydatnione w rozprawach Bartolina i Huyghensa, zupełnie się wtedy zatraciło. Prace wielkich badaczy i odkrywców stulecia siedmnastego pozostały w zupełnem zapomnieniu. Formę kryształu opisywano zupełnie empirycznie, bez pomiaru, bez najmniejszej idei geometrycznej. Z tej właśnie doby pochodzi przytoczone we wstępie do książki niniejszej dziełko Capellera. Zakończeniem najsmutniejszego okresu tej jałowej doby są dzieła Romé de l'Isle'a. Zebrał on wszystkie cudze i swoje wysiłki

klasyfikacyjne, oraz dokładne opisy, ale nie podał ani jednego uogólnienia, ani jednej idei geometrycznej i tylko gdziegdzie zaznaczał jakby przeblysk niejasnego poczucia jakichś niedostępnych mu i niezrozumiałych prawidłowości geometrycznych. Dopiero w drugim wydaniu pierwotnego swego „Essai“ o innym tytule „Cristallographie“, ale opatrzonym uwagą „seconde édition“, w którym podał opis prawie 400 form i kombinacyj, oparł on swe opisy na pomiarach kątów i modelach, które mu wykonywał i robił Carangeot obmyślonym przez się a zrobionym przez Vinçard'a **gonjometrem przykładanym**. Rome de l'Isle w swem wydaniu drugim na nowo odkrył prawo kątów stałych, gdyż nie wiedział o pracach Keplera, Davisona, Gassendiego, Stenona, Bartolina, Huyghensa. Usiłował on w kryształach każdej substancji ustalić „typ zasadniczy“, t. j. wykryć kombinację form najprostszych, a wszystkim kryształom substancji spólnych i jednakowo zorientować wszystkie kryształy jednej substancji. Zarazem podał on zaczątek idei o formie prostej i kombinacji, oraz przebliski idei układów krystalograficznych, t. j. kształtów czworoscianu jednostkowego, jak to nazywamy w książce niniejszej. W dziele Rome de l'Isle'a znajdujemy również zaczątki nauki o symetryczności.

W tym czasie szwed Th. Bergmann dość niejasno rozwinął teorię o budowie z równoległościanów wielu kryształów, a szczególnie kryształów kalcytu. W roku 1784, w rok po drugim wydaniu dzieła Romé de l'Isle'a, na podstawie zebranego przezeń materiału naukowego i na tle teorii Bergmanna, R. J. Haüy wydał „Essai d'une théorie sur la structure de cristaux“. W rozprawie tej spopularyzował on i uzyskał powszechne przyjęcie teorii Bergmanna, rozwinąwszy ją i formułując jasno, przekonywająco i zrozumiale, oraz wywodząc z niej szeregi form krystalicznych. Jednak siły i wiadomości geometryczne Haüy'ego były za małe do należytego rozwiązania zagadnienia, t. j. do stworzenia wyczerpującej teorii siatkowej ciała stałego. Ponadto Haüy sformułował **prawo odcinków wymiernych**, stwierdził symetryczne powtarzanie się na kryształach jego elementów równych, ideę o symetryczności zastosował do zjawisk fizycznych i kładł nacisk na związek pomiędzy formą kryształu a jego własnościami fizycznymi. Wobec zapomnienia, jakiemu uległy prace uczonych wieku siedemnastego, Haüy'ego powszechnie uznano za twórcę krystalografii, a właściwie należy uważać go za jej odnowiciela.

R. J. Haüy, ożywiony myślą poznania formy atomów przez poznanie formy kryształu, wysuwał na pierwszy plan badanie własności fizycznych kryształów i ich budowy. Romé de l'Isle kładł główny nacisk na badanie formy. Po zgonie tych dwu uczonych francuskich badanie kryształów w ich ojczyźnie zanikło na czas niejaki, a zaciekawienie badaniami kryształów przeszło do Niemiec, gdzie jednak zapanował formalny kierunek de l'Isle'a w osobie F. J. Bernhardiego i utalentowanego ucznia jego Chr. S. Weiss'a, najslawniejszego w owe czasy krystalografa. Chr. S. Weiss nadał prawu od-

cińków wymiernych znaczenie ogólne oceniwszy należyście jego znaczenie, utworzył pojęcie hemiedrii t. j. wyprowadzanie wielościanów mniejszej symetryczności przepuszczaniem ścian wielościanów symetryczności większej, czem znacznie wzbogacił ówczesne niezasobne wiadomości o rodzajach symetrycznych, czerpane wyłącznie z obserwacji, wprowadził do krystalografii osi współrzędnych do oznaczania ścian kryształów i nadał im symbole w postaci wyrazów $a:b:c$ ścianom jednostkowym i $ma:nb:pc$ ścianom (hkl) , odkrył prawo pasów, które później niezadługo F. E. Neumann w słynnej rozprawie „De lege zonarum“ związał z prawem odcinków wymiernych, założył podwaliny pod naukę o dwojakach na podstawie niejasnych pojęć o symetryczności, zwracając pierwszy uwagę na to, że bliźnięcość powiększa symetryczność wielościanu krystalicznego.

Od Chr. S. Weissa pochodzą dwa kierunki dalszego rozwoju krystalografii geometrycznej: stosowanie do geometrii kryształów geometrii analitycznej i projekcyjnej (F. E. Neumann w Królewcu i W. H. Miller w Cambridge) oraz staranne opracowanie metod rachunku i szczegółowe obliczenia wszelkich elementów każdego wielościanu (W. Fr. Naumann i uczniowie jego A. T. Kupffer i M. Kokscharow). W. H. Miller opracował znakowanie ścian (hkl) dziś powszechne i wyłączone, aczkolwiek długo używane tylko przez krystalografów anglosaskich, oraz projekcję stereograficzną w zastosowaniu do krystalografii, a jego rodacy właściwie nadali krystalografii, jako przedmiotowi wykładu i systemu, tę postać jaką ma ona obecnie.

W dobie ostatniej znacznie posunął naprzód krystalografię geometryczną Th. Liebisch, po nim S. L. Penfield, H. Hilton, E. Fiodorow i G. Wulff, do wielkiej doskonałości doprowadzając rachunek krystalograficzny, analityczny, trygonometryczny i graficzny, a tymczasową koroną krystalografii geometrycznej jest dzieło profesorów Uniwersytetu Jagiellońskiego: Stefana Kreutza, krystalografa i Stanisława Zaremby, matematyka p. t. „Sur les fondements de la cristallographie géométrique“ złożone Akademii Umiejętności w roku 1917, a wydane w roku 1919 w Krakowie. W dziele tem autorowie jego poddali jak najściślejszej rewizji wszystkie założenia krystalografii, z całą precyzją matematyki społecznej skontrolowali podstawowe hipotezy, wysnuli z nich wszystkie wnioski, usunęli z geometrii kryształów wszelki element empiryczny i uczynili z niej wytworną harmonijną całość dedukcyjną, wyprowadziwszy ją z osobna z pasów, z odcinków wymiernych, z wymiernych stosunków anharmonicznych i z sieci przestrzennej.

Rozwój krystalografii formalnej, który przysporzył nauce niezmiernie wielką ilość doskonale sprawdzonych i zupełnie ścisłych faktów, byłby niemożliwy bez odpowiednich narzędzi mierniczych, a z tych najważniejszy jest gonjometr.

Jak wiemy, twórcą gonjometru przykładanego był Carangeot, uczeń, współpracownik i przyjaciel Romé de l'Isle'a, a wykonawcą tego przyrządu

mechanik Vinçard. Było to roku 1780. Około roku 1809 W. H. Wollaston, E. L. Malus i D. Brewster niezależnie od siebie stworzyli gonjometr z odbiciem promieni światła, ale posługiwali się w tym pomiarze okiem nieuzbrojonym i obrazem jakiegoś przedmiotu oddalonego. Roku 1820 E. Mitscherlich opatrzył gonjometr kolimatorem i lunetą, w roku 1839 J. Babinet zamienił w nim koło pionowe na poziome. W siódmym dziesięcioleciu wieku dziewiętnastego żyjący do dziś P. Groth, wraz z mechanikiem berlińskim R. Fuessem, ostatecznie udoskonalili gonjometr jednokołowy, a M. Websky opracował wyczerpującą teorię tego przyrządu. P. Groth zarazem jest autorem pierwszego dokładnego, ogólnego, a popularnego podręcznika krystalografii ujętej jako całość, t. j. z podaniem geometrii, fizyki i chemii kryształu jako części jednej nauki, oraz ze szczególnem uwzględnieniem i wysunięciem na pierwszy plan fizyki kryształu. Nakoniec około roku 1890 jednocześnie i niezależnie E. Fiodorow, S. Czapski i V. Goldschmidt opracowali gonjometr teodolitowy, a G. Wulff podał najprostsze sposoby pomiaru teodolitowego i rachunku wyników jego, a także pierwszą próbę racjonalnego oznaczenia stopnia ścisłości prawa odcinków wymiernych.

Co do rozwoju nauki o symetryczności krystalograficznej to odkrył prawo symetryczności Haüy i ogłosił je w rozprawie „Sur une loi de cristallisation appelée loi de symétrie“ roku 1815, ale systematycznie, metodą matematyczną, opracował i wykrył 32 rodzaje symetryczności krystalograficznej w roku 1831 J. Fr. Chr. Hessel. Rozprawę jego, p. t. „Krystallometrie oder Krystallonomie und Krystallographie“ ogłoszoną w encyklopedji fizycznej Gehlera, przeoczono. W dwadzieścia lat później A. Bravais rozwiązał to samo zadanie, ale otrzymał tylko 23 rodzaje i również temu samemu uległ losowi. Po raz wtóry wyprowadził 32 rodzaje A. Gadolin w roku 1871 i znowu utonął w zapomnieniu. Po raz trzeci zrobił to w roku 1879 L. Sohncke i gdy już nauka o symetryczności spopularyzowała się, gdy różnemi drogami do 32 rodzajów doszedł E. Fiodorow, P. Curie, B. Minnigerode A. Schönflies i inni, przypomniano sobie rozprawy poprzedników, wydobyto je z zapomnienia i w przekładzie niemieckim P. Grotha ogłosił je W. Ostwald w swej bibliotece klasyków nauk ścisłych. Najprostszy i najpopularniejszy wyraz nadał tej nauce G. Wulff, którego sposób wyprowadzenia rodzajów symetryczności podaliśmy w części pierwszej książki niniejszej.

Nakoniec historia trzeciego działu geometrii kryształów, mianowicie teorii sieci przestrzennych, jest następująca.

Jak zaznaczono wyżej, zaczątki jej mamy w rozprawach Keplera, Guglielminiego, Hooke'a, Huyghensa, Bergmanna, Haüyego. Niemały poczet autorów zabierał o niej głos, ale dopiero w roku 1835 rozprawą p. t. „Die Lehre von der Cohäsion“ M. L. Frankenheim rzecz posunął o tyle, że odrzucił wielościenne cząsteczki pierwotne poprzedników, zamienił je na ich środki ciężkości t. j. węzły sieci, wyprowadził siedm ro-

dzajów sieci przestrzennych, a zakładając węzeł w środku każdego równoległoscianu elementarnego oraz na środkach jego ścian, doszedł do piętnastu sieci. W roku 1848 A. Bravais dokładnie i ściśle uzasadnił 14 rodzajów sieci przestrzennych, t. j. sprostował omyłkę Frankenheima. W roku 1879 L. Sohncke zastosował do sieci Frankenheima i Bravais'a przesunięcie równoległe, obrót prosty i obrót spiralny i tem doszedł do 65-ciu rodzajów sieci; w roku 1891 E. Fiodorow i niezależnie odeń A. Schönflies do operacji Sohnckego dołączyli odzwierciedlenie i otrzymali 230 możliwych w ciele jednorodnem sieci przestrzennych. Wielu uczonych po nich udoskonalało tę naukę i upraszczało. W roku 1911 i 1912 L. Bieberbach podał matematyczną sieci analizę i uzasadnienie ogólne, w roku 1915 S. Kreutz ogłosił elementarny, a zastosowany do szczegółów krystalograficznych, opis sieci przestrzennych, w roku 1919 P. Niggli podał próbę wykładu krystalografii opisowej opartej wyłącznie na sieciach przestrzennych we wszystkich szczegółach, a w roku 1923 A. Schönflies ogłosił swą teorię w formie podręcznika.

Jednocześnie, acz niezależnie, rozwijała się krystalografia fizyczna, a raczej fizyka kryształów w środowiskach matematyków i fizyków i zwolna tylko przenikała do zajmujących się krystalografią opisową i formalną zawodowych krystalografów, którymi do ostatnich czasów byli i są przeważnie mineralodzy lub przynajmniej profesorowie mineralogii.

W r. 1669 E. Bartolin odkrył załamanie podwójne światła w kryształach kalcytu. Tę datę możemy uznać za początek fizyki kryształów.

W roku 1690 Chr. Huyghens ogłosił pierwsze spostrzeżenia o polaryzacji światła, a także prawa, według których zachodzą zjawiska podwójnego załamywania się światła w kalcycie. On również odkrył w kryształach kalcytu różną twardość na różnych ścianach i w różnych kierunkach na jednej ścianie. W kilka lat po tem różni badacze ogłosili wiadomości o przypadkowych i oderwanych spostrzeżeniach nad zjawiskami piroelektrycznymi w kryształach turmalinu, przywiezionych z Ceylonu. Były to jednak tylko oderwane fakty, nieujęte w badania systematyczne i nie, wynikające z jakiegoś programu naukowego. Zaczęło się to dopiero od [Hauÿego, który wyraźnie zakreślił program badań krystalograficznych, jako połączenie badań geometrii i fizyki kryształu w całość systematyczną. Jednocześnie przyszedł wtedy czas na doniosłe badania optyczne W. H. Wollastona, J. B. BioŃa, F. Arago, A. J. Fresnela, D. Brewstera i innych.

W roku 1817 D. Brewster i J.¹ Fr. Daniell odkryli¹ figury wytrawione, ale zapomniano o tem odkryciu, gdyż nie zrozumiano jego ważności. Dopiero w siódmym dziesięcioleciu wieku dziewiętnastego H. Baumhauer badaniami swemi spopularyzował je i nadał im znaczenie ogólne.

Roku 1824 E. Mitscherlich² odkrył niejednakowe rozszerzanie się cieplne kryształów w różnych kierunkach.

W tym czasie rozpoczął się ruch teoretyczny, prowadzący do przewidywań, które nieraz dopiero znacznie później potwierdzono spostrzeżeniami.

Więc około roku 1820 C. L. M. R. Navier, S. D. Poisson, A. L. Cauchy podali zaczątki teorii sprężystości kryształów, które jakościowo Savart potwierdził doświadczalnie w roku 1829, a pomiarami ilościowymi w czterdzieści lat później niedawno zgasył W. Voigt.

W roku 1826 S. D. Poisson podał teorię influencji magnetycznej, której badanie doświadczalne rozpoczął Plücker w roku 1847.

W roku 1832 Duhamel rozwinął teorię przewodzenia ciepła w kryształach, a w roku 1847 H. Senarmont ogłosił spostrzeżenia, potwierdzające tę teorię.

W połowie stulecia dziewiętnastego genialny fizyk angielski W. Thomson, znany pod późniejszem nazwiskiem lorda Kelvina, długim szeregiem rozpraw ustalił związek zjawisk sprężystości kryształu, oraz zjawisk elektrycznych i magnetycznych z ciepłnami.

W roku 1880 bracia Curie opracowali związek sprężystości kryształu i zjawisk elektrycznych z jego deformacją w polu elektrycznem.

Rok 1883 przyniósł prace A. Kundta i W. C. Roentgena o wpływie pola elektrycznego na zjawiska optyczne w kryształach.

Nakoniec od roku 1912 zaczynają się niezmiernie ważne prace nad zachowaniem się kryształu względem promieni-X, prace M. v. Lauego, W. H. i W. L. Braggów, P. Debyeego i wielu innych.

Ze względu na szczególnie opracowanie i znaczenie optyki kryształów nie będzie od rzeczy podanie dokładniejszej osobno jej chronologii.

A więc, jak wiadomo, rok 1669 przyniósł odkrycie podwójnego załamania światła w kalcycie, dokonane przez E. Bartolina.

W roku 1691 Huyghens ogłosił falową teorię światła, podał konstrukcję fali załamanej i odbitej, oznaczył powierzchnię fali świetlnej w kalcycie, poznał odrębność optyczną dwu promieni wychodzących z kalcytu i stwierdził dwójłomność kwarcu. Wielka powaga Newtona sprawiła, że teoria falowa Huyghensa nie znalazła uznania powszechnego, gdyż Newton był autorem teorii emisyjnej, jednak, acz niewielu, było nieco wyznawców teorii Huyghensa. Między innymi Haüy wskazywał na trudności tłumaczenia zjawisk optycznych w kryształach teorią emisyjną i skłaniał się do teorii falowej. Tu wypada zanotować, iż Haüy stwierdził, że wszystkie kryształy regularne, jak je dziś nazywamy, załamują światło pojedynczo.

W roku 1801 Young odkrył interferencję światła i wprowadził teorię falową jako jedynie tłumaczącą to zjawisko.

W tym mniej więcej czasie Berhardi odkrył ciała optycznie jednoosiowe, a E. L. Malus polaryzację przez odbicie, i był na drodze do odkrycia kryształów optycznie dwuosiowych, a w każdym razie wskazał na ciała dwójłomne niejednoosiowe. W roku 1808 P. L. A. Cordier odkrył pleochroizm.

Rok 1811 dał Malusowi i Biot'owi polaryzację przez załamanie. W tym samym roku Arago odkrył barwy interferencyjne i polaryzację kołową w kwarcu.

W roku 1815 Brewster ogłosił swe badania o kącie polaryzacji, a w roku 1818 ściśle i dokładne odróżnienie kryształów optycznie jednoosiowych i dwuosiowych, oraz rombowych, jednoskośnych i trójskośnych. W tym samym czasie jednocześnie z Biot'em otrzymali oni jednoosiowy obraz interferencyjny.

Rok 1818 był rokiem przełomowym w optyce wogóle, a więc w szczególności i w optyce kryształów. A. J. Fresnel rozpoczął wtedy prace nad teorią falową. Wszystkie odkrycia przed tem były empiryczne i nieujęte w całość teoretyczną. A więc ogłosił on uwagi o interferencji światła spolaryzowanego, utwierdził poprzeczność drgań świetlnych, wyłumaczył polaryzację eliptyczną i kołową, podał teorię załamania podwójnego i nakoniec w roku 1821 opracował powierzchnię fali kryształów optycznie dwuosiowych. Pod wpływem i na tle teorii Fresnela po roku 1819 fizycy, przeważnie angielscy i francuscy, rozwijali i opracowywali optykę kryształów.

W roku 1821 J. F. W. Herschel odkrył zależność pomiędzy formą prawych i lewych kryształów kwarcu, a kierunkiem skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Zależność tę zbadał bliżej i rozszerzył L. Pasteur i Chr. A. H. Marchal, jednak sprawa ta czas długi nie wchodziła w zakres nauki o budowie kryształu.

W roku 1828 W. Nicol stworzył swój kalcytowy pryzmat polaryzacyjny.

W roku 1830 Cauchy ogłosił teorię mechaniczną dyspersji, a Airy i Neumann podali dowód ścisły na to, że krzywe interferencyjne są to lemniskaty, za które je w roku 1820 uznał już Herschel, ale nie przeprowadził dowodu wyczerpującego. W roku 1832 F. Neumann ujął optykę kryształów w całokształt i w system.

W roku 1845 M. Faraday odkrył skręcenie płaszczyzny polaryzacji w polu elektromagnetycznym i nakoniec w roku 1865 Cl. Maxwell stworzył teorię elektromagnetyczną światła.

Oto najważniejsze etapy optyki kryształów. Po tem idzie długi szereg badań szczegółowych, oznaczeń, pomiarów, badań ciał poszczególnych, przeważnie pomocnych w poznawaniu minerałów. Trudno wymieniać uczonych z tej doby, jest ich bowiem ilość wielka, a badania ich mniej więcej są wagi równej, chyba należy podkreślić E. Mallard'a, jako autora wielu badań nad anomaljami optycznymi i nad własnościami optycznymi kryształów polisyntetycznych.

W tym czasie wydoskonalono przyrządy optyczne. W roku 1878, opierając się na idei W. H. Wollastona, F. Kohlrausch zbudował totalrefraktometr, przyrząd do pomiaru współczynnika światła odbiciem zupełnym, dający możliwość pomiaru współczynnika załamania światła na płaszczyźnie wzdłuż każdego azymutu, t. j. wzdłuż każdej prostej na niej leżącej. Przyrząd ten w fa-

bryce C. Zeissa do znakomitej doskonałości doprowadził C. Pulfrich i E. Abbe.

Dość niedołeżne przyrządy polaryzacyjne E. Malusa, D. Brewstera, F. Arago, J. G. Chr. Nörrenberga już prawie spólczesni mineralodzy, a szczególnie petrografowie, dostosowali do mikroskopu, któremu ostateczną formę nadał H. Rosenbusch, P. Groth i mechanik R. Fuess. Tem narzędziem dali oni możność zupełnie wyczerpujących badań optycznych każdego ciała w bardzo małych płytkach, a więc nawet niedostępnych oku nieuzbrojonemu.

Historji chemji kryształów etapy są następujące. Cała plejada uczonych wieku ósmnastego, z Romé de l'Islem, Haüyem i Boylem na czele, twierdziła zgodnie, że postać kryształu jest stałą własnością substancji, a więc, że dwa kryształy jednakowe mają skład chemiczny jednakowy, a dwa kryształy różne mają skład chemiczny różny. Taki pogład godził się z prawem J. Daltona i zawierał ideę, że kształt kryształu substancji jest tak samo stały, jak jej wzór chemiczny. Jednakże C. L. Berthollet, właściwy twórca tego odłamu chemji, który dziś nazywa się chemją fizyczną, podkreślał istnienie mieszanin jednorodnych o składzie chemicznym nie wyrażającym się liczbami wymiernymi. W polemice z Haüyem roku 1803 zaznaczył on istnienie polimorfonów, znanych od roku 1788, t. j. od czasu gdy M. H. Klaproth ustalił jednakowy skład kalcytu i aragonitu. C. L. Berthollet podnosił również istnienie ciał izomorfijnych w kryształach mieszanych, choć ich tak nie nazywał. Spór o to trwał do roku 1820, t. j. do czasu, w którym E. Mitscherlich stworzył pojęcie izomorfizmu, oraz stwierdził, że istnienie polimorfonów zależy od temperatury, aczkolwiek znaczenia temperatury nie ocenił on należycie i uważał polimorfizm za coś wyjątkowego. I dopiero w roku 1830 M. L. Frankenheim ustalił zupełnie dokładnie pojęcie i znaczenie temperatur zwrotnych, oraz zaznaczył ich analogję do temperatur wrzenia i topnienia; oprócz tego dowiódł on, że polimorfizm nie jest czemś wyjątkowym, ale że jest to zjawisko pospolite i powszechne, a zarazem uzupełnił twierdzenie Haüyego tak, że stało się ono prawdziwe i zgodne z rzeczywistością, mianowicie: każdej substancji właściwy jest tylko jeden stały kształt kryształów charakterystyczny dla niej w pewnych granicach temperatury i ciśnienia. Doświadczenia dalsze pouczają, że należy dodać jeszcze ograniczenie: w pewnych granicach stężenia i w jednym rozpuszczalniku.

E. Mitscherlich z naciskiem nastawał na pojęcie izomorfizmu, jako na pojęcie wyłącznie chemiczne, t. j. izomorfizm był dlań tylko objawem chemicznej analogji i pokrewieństwa połączeń chemicznych. Stopniowo doświadczenie i obserwacja przysparzała i przysparza coraz więcej materiału, stwierdzającego, że izomorfizm, jak wszelkie pojęcie nieujęte ilościowo, nie jest pomysłem szczęśliwym, gdyż może tu być mowa i o izomorfijnym zastępowaniu się pierwiastków chemicznych i o izomorfizmie postaci krytalograficznej i o izomorfizmie całkowitego lub niecałkowitego mieszania się substancyj. Spory o to, co

nazywać należy ciałami izomorfijnemi, okazały się jałowe i dziś jesteśmy świadkami rozpadania się i obumierania tego pojęcia, które jednak okazało się bardzo pożyteczne, jako hipoteza pomocnicza do badania związku pomiędzy składem chemicznym, a własnościami fizycznymi substancji krystalicznych. W rezultacie ostatecznym zwyciężył pogląd C. L. Bertholleta, który kojarzył kryształy mieszane z roztworami. Dziś widzimy, że tak, jak różne ciecze różnie mieszają się z sobą, mieszać się mogą również ciała stałe i że zdolność lub niezdolność dawania mieszaniny jednorodnej nie zawsze jest wyrazem tego, co dotychczas nawykliśmy nazywać pokrewieństwem chemicznym. Widzimy, że własność ta może być wyrazem sił międzyatomowych, których jeszcze nie znamy. W każdym razie idea kryształu mieszanego, którą podnosił jeszcze Berthollet, którą J. Hessel stosował do minerałów grupy skaleni i którą ostatecznie w roku 1864 G. Tschermak spopularyzował, okazała się szczególnie pożyteczna względem zawitych połączeń ciał mineralnych w sprowadzaniu ich do prostych połączeń chemicznych. A gdy w roku 1881 M. Schuster stwierdził, że, podobnie jak gęstość skaleni, również i ich orientacja optyczna zmienia się w sposób ciągły z ich składem, stało się to podniecią do bardzo wielu badań doświadczalnych, które aczkolwiek jeszcze nie doprowadziły do uogólnień teoretycznych, jednak znakomicie przysłużyły się do wykrycia wielu interesujących zależności. W sprawie kryształów mieszanych szczególnie zasłużonym badaczem jest J. W. Retgers w ostatniej ćwierci wieku dziewiętnastego.

Zarówno z treści książki niniejszej jak z tego jej zakończenia jasno wynika, iż obecnie uwaga krystalografów spółczesnych zwraca się przedewszystkiem na promienie-X. W nich mamy środek do odczytania budowy każdego kryształu. Obecnie więc przyszedł czas na takie zbadanie sieci przestrzennej ciał krystalicznych, jakie w ciągu wieku dziewiętnastego stało się udziałem czwo-rościanów jednostkowych i liczb wyznaczających ściany wielu tysięcy substancji. Dokładne odczytanie tych sieci wraz z teoretycznym opracowaniem ich dynamiki, należy przypuszczać, rozjaśni wiele z tego, co jeszcze jest ciemne w krystalografii, jak dwojaki, uskoki, figury wytrawione, związek składu chemicznego z fizycznymi własnościami kryształu i t. d., oraz związek wszystkich własności fizycznych kryształu pomiędzy sobą.

Z drobiazgu naukowo-literackiego Keplera o gwiazdkach śniegowych i z morfologicznych opisów Romé de l'Isle'a wyrosła gałąź wiedzy, o której F. Rinne w roku 1921 napisał między innymi: „badania nie tylko mineralogów ale szczególnie fizyków, a także chemików, ześrodkowały się z osobiwą siłą na utworach krystalicznych“, a jeszcze przed odkryciem Lauego, t. j. przed dyfrakcją w kryształach promieni-X, sędziwy W. Voigt ze szlachetnym entuzjazmem pisał: „niema takiego odłamu zjawisk, w którym muzyka prawdziwości fizycznych rozbrzmiewałaby pełniejszymi i bogatszymi akordami, jak fizyka kryształów“. Geometria kryształu już doszła, a fizyka kryształu do-

chodzi do stanu, będącego ideałem każdej nauki, t. j. do stanu nauki wyłącznie dedukcyjnej, w którym z jednego założenia możemy wysnuwać jej całość zgodny z rzeczywistością i przewidywać zjawiska w całym ich przebiegu ilościowym, w którym stajemy się badaczami praw przyrodzonych, a nie poszukiwaczami na ślepo.

W tej pięknej i szlachetnej pracy, w tem pracowitem dążeniu do ideału, widzimy wysiłki wielu narodów i sławne imiona ich synów. My zaś prócz jednego jedynego Stefana Kreutza, krystalografa na miarę wszechświatową i z wszechświatowem imieniem, niestety nie mamy w tem udziału. Oby książka niniejsza stała się zachętą do badań krystalograficznych! Oby i nas w przyszłości nie brakło w spólnem dziele budowania nauki o stanie stałym, o tym najpiękniejszym i najbardziej harmonijnym stanie materji!



SKOROWIDZ.

- Acentryczne kryształy 65.
Airy'ego figury 107.
Airy'ego spiralne 107.
Akmit 180.
Alkohol etylowy 360.
Albit 56, 137, 361.
Ałun amilowoaminowy 107.
Ałun chromowoamonowy 360.
Ałun glinowopotasowy 360.
Ałuny 361.
Amfibol 113.
Amfibole 183, 214, 359.
Amfibole jednoskośne 353.
Amfibole rombowe 214.
Amfibole trójskośne 144.
Amonowocerawy siarczan 168.
Amonowocynkowy selenian 169.
Amonowomagnezowy ortofosforzan 196.
Amonowosodowy gronian 188.
Amonowy azocian 364.
Amonowy chlorek 342.
Amplituda osi przystawiania 46.
Analcym 345.
Analizator 97.
Analogiczny biegun 109.
Analogja form trygonalnych i regularnych 350.
Anataz 249.
Andaluzyt 136, 215.
Andezyn 141.
Anglesyt 209.
Anilina 187.
Anizotropowe ciała 4.
Anizotropowe optycznie ciała 89.
Anortyt 139, 361.
Antylogiczny biegun 109.
Antymon 355.
Antymonian sulfonowy sodu 328.
Antymonilowobarowy winian 234.
Antymonilowołowiały winian z azocianem potasu 303.
Antymonilowostrontowy winian 300.
Antymonowy tetraedryt 331.
Apatyt 13, 57, 308, 367.
Aragonit 197.
Arfwedsonit 183.
Arsen 355.
Arsenek niklu 356.
Arsenki 356.
Asymetryczna dyspersja 105.
Augity 181.
Azocian amonowy 364.
Azocian baru 328.
Azocian potasu 359.
Azocian sodu 288.
Babingtonity 144.
Barkewikit 183.
Barowa saletra 328.
Barowoantymonilowy winian 234.
Barowy azocian 328.
Barowy krzemotytanian 295.
Barowy mrówczan 203.
Barowy siarczan 208.
Barowy tytanokrzemian 295.
Baryt 208.
Bezpostaciowe ciała 2.
Bezwodnik fluoromargarytowy 209.
Bezwodnik krzemowy 267.
Bezwodnik margarytowy 135, 215.
Benitoit 295.
Beryl 311, 315.
Berylowy glinian 211.
Berylowy ortokrzemian 282.
Bipiramidalnie dyheksagonalne kryształy 310.
Bipiramidalnie dytetragonalne kryształy 246.

- Bipiramidalnie dytrygonalne kryształy 293.
 Bipiramidalnie heksagonalne kryształy 303.
 Bipiramidalnie rombowe kryształy 206.
 Bipiramidalnie tetragonalne kryształy 235.
 Bisfenoidalnie rombowe kryształy 199.
 Bisfenoidalnie tetragonalne kryształy 222.
 Bismut 355.
 Biegun analogiczny 109.
 Biegun antylogiczny 109.
 Blenda cynkowa 332.
 Bliźnięce kryształy 85.
 Boracyt 333.
 Boraks 175.
 Brazylijskie prawo 269.
 Brom 356.
 Bromek potasu 360.
 Bromian sodowy 56, 107, 327.
 Bromowinian luteotrójetylenodwuaminu ko-
 baltawego 128.
 Brukit 210.
 Budowa kryształów 115.
 Bursztynowy jodoimid 245.
 Bytownit 141.

 Całych liczb prawo 23.
 Celestyn 209.
 Centryczne kryształy 65.
 Cerawoamonowy siarczan 168.
 Cerusyt 198.
 Cezowy rtęciójodek 150.
 Chalkopiryt 230.
 Chalkantyt 133.
 Charakter ścian 54.
 Chejralne formy 63.
 Chlor 356.
 Chlorek amonu 342, 362.
 Chlorek potasu 57, 342, 360.
 Chlorek sodu 342, 360.
 Chlorek żelazowy 362.
 Chlorometaborzan magnezu 333.
 Chlorowinian luteotrójetylenodwuaminu ko-
 baltawego 128.
 Chlorzan sodowy 56, 107, 326.
 Chroian potasu 358.
 Chromowy tlenek 289.
 Chrystobalit 271.
 Chryzoberyl 211.
 Ciała anizotropowe 4.
 Ciała bezpostaciowe 2.
 Ciała izotropowe 3.

 Ciała jednorodne 4.
 Ciała krystaliczne 2.
 Ciała równokierunkowe 3.
 Ciała różnokierunkowe 4.
 Ciepła rozszerzalność 111.
 Ciepłe przewodnictwo 110.
 Ciepłe zjawiska 110.
 Cjanek rtęciowy 230.
 Cjanit 135.
 Cukier mleczny jednowodny 164.
 Cukier trzcinowy 107, 161.
 Cymolician wapniowy 153.
 Cyna 356.
 Cynk 355.
 Cynkowa blenda 332.
 Cynkwoamonowy selenian 169.
 Cynkowowapniowy metakrzemian 152.
 Cynkowy metakrzemian 194.
 Cynkowy siarczek 332.
 Cynkowy tlenek 306.
 Cynober 271.
 Cynowy jodek 339.
 Cyny cztero-jodek 339.
 Cyny dwutlenek 248.
 Cyrkon 248, 355.
 Cytrynowy kwas 207.
 Czterdziestoosmiościanów rodzaj 343.
 Czterdziestoosmiościany 344.
 Czteroborzan sodowy 175.
 Cztero-jodek cyny 339.
 Czwórmetylometan 356.
 Czterowodny dwutjonian ołowiu 273.
 Czterowodny dwuwinian strontu 17.
 Czterowodny kwaśny prawy winian strontu
 126.
 Czterowodny siarczan amonowocerawy 168.
 Czwościan jednostkowy 17, 82.
 Czwościan piramidowy 323.
 Czwościan poszóstny 329.
 Czwościan potrójny 323, 330.
 Czwościan umiarowy 319.
 Czwościanów poszóstnych rodzaj 329.
 Czwościany jednostkowe 82.
 Czwórdzielnieośmiokierunkowe ściany 58.
 Czwóretyloamonowy jodek 231.
 Czwórkierunkowe ściany 58.
 Czwórtjonian potasowy 151.

 Daszek 149.
 Daszki rombowe 193.

- Daszków jednoskośnych rodzaj 148.
- dd'-bromowinian luteotrójetylenodwuaminy kobaltawego 128.
- dd'-chlorowinian luteotrójetylenodwuaminy kobaltawego 128.
- Dedukcja pasów 24.
- Definicja kryształu 3, 28.
- Delfinackie prawo 269.
- Deltoidowy dwunastościan 324, 330.
- Djakisdodekaedr 336.
- Djakisdodekaedryczne kryształy 335.
- Djalogit 288.
- Djament 355.
- Djopsyd 182.
- Djoptaz 282.
- Dodatne dwuosiove kryształy 90.
- Dodatne jednoosiove kryształy 101.
- Dodekanty 256.
- Dolomit 56, 281.
- Doma 145.
- Domatycznie monokliniczne kryształy 148.
- Druga dwusieczna 90.
- Drugie formy 219.
- Dwojaki 85.
- Dwójaminowy siarczan toluilenu 188.
- Dwubenzoilodwuoksystylben 160.
- Dwuchromian potasu 128.
- Dwudzielniczwórkierunkowe ściany 59.
- Dwudziestoczworosciany deltoidowe 336.
- Dwudziestoczworosciany pentagonalne 340.
- Dwudziestoczworoscianów pentagonalnych rodzaj 339.
- Dwufenol-*m* 196.
- Dwuheksagonalnych dwupiramid rodzaj 310.
- Dwuheksagonalnych piramid rodzaj 304.
- Dwukierunkowe ściany 58.
- Dwukołowy gonjometr 8.
- Dwunastościany deltoidowe 324, 330.
- Dwunastościany pentagonalne 325, 336.
- Dwunastościany podwójne 336.
- Dwunastościanów podwójnych rodzaj 335.
- Dwunastościan rombowy 319.
- Dwunastościany tetraedrycznie pentagonalne 323.
- Dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych rodzaj 322.
- Dwunastowodny żelazocjanek wapniowy 134.
- Dwunitrotoluole 357.
- Dwupiramid dwuheksagonalnych rodzaj 310.
- Dwupiramid dwutetragonalnych rodzaj 246.
- Dwupiramid dwutrygonalnych rodzaj 293.
- Dwupiramid heksagonalnych rodzaj 306.
- Dwupiramid rombowych rodzaj 206.
- Dwupiramid trygonalnych rodzaj 290.
- Dwupiramid tetragonalnych rodzaj 235.
- Dwusfenoidów tetragonalnych rodzaj 222.
- Dwusfenoidów rombowych rodzaj 199.
- Dwusiareczek żelazawy 337.
- Dwusieczna pierwsza i druga 90.
- Dwusrebrowy ortofosforzan 292.
- Dwuścianów trójskośnych rodzaj 130.
- Dwuścienne kąty 5.
- Dwutjonian ołowiu 273.
- Dwutetragonalnych dwupiramid rodzaj 246.
- Dwutetragonalnych piramid rodzaj 243.
- Dwutlenek cyny 248.
- Dwutlenek tytanu 210, 249.
- Dwutrygonalnych dwupiramid rodzaj 293.
- Dwutrygonalnych piramid rodzaj 273.
- Dwutrygonalnych skalenoedrów rodzaj 283.
- Dwuwinian strontu czterowodny 17, 125.
- Dwuwodny siarczan 2,4-toluilenowodwój-aminowy 188.
- Dwuwodny żelazocjanek rubidu 127.
- Dwuwodny siarczan wapnia 173.
- Dyfrakcja promieni-X 117.
- Dyheksagonalnie bipiramidalne kryształy 310.
- Dyheksagonalnie piramidalne kryształy 304.
- Dypiramidalnie trygonalne kryształy 290.
- Dydispersja asymetryczna 105.
- Dydispersja kryształów jednoskośnych 105.
- Dydispersja kryształów trójskośnych 105.
- Dydispersja pochylona 105, 148.
- Dydispersja pozioma 105, 148.
- Dydispersja skrzyżowana 105, 148.
- Dydispersja symetryczna 106.
- Dysten 135.
- Dytetragonalnie bipiramidalne kryształy 246.
- Dytetragonalnie piramidalne kryształy 243.
- Dytrygonalnie bipiramidalne kryształy 293.
- Dytrygonalnie piramidalne kryształy 273.
- Dytrygonalnie skalenoedryczne kryształy 283.
- Dziesięć charakterów ścian 55.
- Dziesięciowodny czteroborzan sodowy 175.
- Dziewięciowodny ortosulfoantymonian sodowy 328.
- Dziewięciowodny siarczan torowy 167.

- Elementów symetrycznych oznaczanie 66.
 Elementy symetryczności 66.
 Elipsoida optyczna 87.
 Enantjomorfijne formy 63, 124.
 Enantjomorfijne kryształy 124, 355.
 Enigmatyt 144.
 Epidot 186.
 Epsomit 202.
 Erytroglucyn 238.
 Eter dwuetylowy 360.
 Etyloamonowy jodek 231.
 Etylodesmotroposantoninowy kwas 129.
 Eutektyczny stosunek 360.

 Fajalit 208.
 Fala świetlna 93.
 Fauleryty 144.
 Fenakit 282.
 Figury wytrawione 55, 373.
 Filipсыt 353.
 Fluorek wapniowy 347.
 Fluoryt 113, 345, 347, 367.
 Fluoroglinian sodowy 171.
 Fluoromargarytowy bezwodnik 209.
 Fluoroortofosforzan wapnia 308.
 Formy chejralne 63.
 Formy enantjomorfijne 63.
 Formy korelacyjne 63.
 Formy ogólne 59, 61.
 Formy osobliwe 62.
 Formy pierwsze, drugie i trzecie 219.
 Formy piramidowe 219.
 Formy pojedyncze 60.
 Formy proste 60.
 Formy słupowe 219.
 Formy szczegółowe 62.
 Forsteryt 208, 212.
 Fosforzan potasowy 230.
 Fosforzan srebra 292.

 Galenit 113, 118, 345, 347.
 Geikielit 290.
 German 355.
 Gips 173, 354, 367.
 Glaukochroit 208.
 Glaukofanowy szereg 184.
 Gliceryna 204.
 Glin 355.
 Glinian berylu 211.
 Glinowy tlenek 288.

 Główna oś 217.
 Główna płaszczyzna 217.
 Gonjometr 7, 371.
 Gorzka sól 202.
 Grafit 118.
 Granaty 346, 348.
 Graniczny kąt 91.
 Grenokit 306.
 Gronian sodowoamonowy 188.
 Guanit 196.

 Halit 342.
 Haloidki 356.
 Heksagonalne kryształy 296.
 Heksagonalnie bipiramidalne kryształy 303.
 Heksagonalnie piramidalne kryształy 296.
 Heksagonalnie skalenoedryczne kryształy 283.
 Heksagonalnie trapezoedryczne kryształy 301.
 Heksagonalnych dwupiramid rodzaj 306.
 Heksagonalnych piramid rodzaj 296.
 Heksagonalnych skalenoedrów rodzaj 283.
 Heksagonalnych trapezoedrów rodzaj 301.
 Heksakistetraedr 329.
 Heksakistetraedryczne kryształy 329.
 Heksakisoktaedryczne kryształy 343.
 Hematyt 290, 362.
 Hemiedrja 371.
 Hemimorfijne kryształy 313.
 Hemimorfit 194.
 Hemimorfizm 313.
 Hemisymetria niezupelna 44.
 Hemisymetria zupelna 43.
 Holosymetria 41.
 Homologiczne punkty 35.
 Hornblendy 183.
 Hortonolit 208.
 Hyalosyderyt 208.
 Hypersten 213.

 Ikositetraedr 336.
 Ilmenit 290.
 Ind 355.
 Interferencyjne obrazy 102.
 Inwersja 31.
 Iryd 355.
 Istotny kąt osi optycznych 105.
 Izobenzyl 160.
 Izodymorfizm amfibolów i piroksenów 214.

- Izomeryczne ciała 355.
 Izomorfizm 355, 357, 376.
 Izomorfizm siarczanów i selenianów 169.
 Izomorfizm skaleni 179.
 Izotropowe ciała 3.
 Izotropowe optycznie ciała 88.
 Izotropowe optycznie kryształy 106.
- Jednodzielniedwukierunkowe ściany 58.
 Jednokierunkowe ściany 58.
 Jednokołowy gonjometr 8.
 Jednometylowy winian 205.
 Jednomiedziowy ortokrzemian 282.
 Jednoosiowe kryształy 100.
 Jednopościowości 355.
 Jednopotasowy ortofosforzan 230.
 Jednopotasowy trójchloroocian 242.
 Jednorodne ciała 4.
 Jednorodność 3.
 Jednorodności prawo 3.
 Jednoskośne kryształy 146.
 Jednoskośny słup 165.
 Jednoskośnych daszków rodzaj 148.
 Jednoskośnych kryształów dyspersja 105.
 Jednoskośnych sfenoidów rodzaj 155.
 Jednoskośnych słupów rodzaj 164.
 Jednostkowa płaszczyzna 17.
 Jednostkowa ściana 18.
 Jednostkowy czworościan 17.
 Jednostkowe czworościany 82.
 Jednościan 124.
 Jednościanów trójskośnych rodzaj 123.
 Jednowodny cukier mleczny 164.
 Jednowodny d- π -sulfonokamfer 204.
 Jednowodny gronian sodowoamonowy 188.
 Jednowodny kwas cytrynowy 207.
 Jednowodny prawy winian antymonilowo-
 barowy 234.
 Jednowodny prawy winian jednometylowy
 205.
 Jednowodny siarczan litowy 158.
 Jod 356.
 Jodek cynkowy 339.
 Jodek czwórmetyloamonowy 231.
 Jodek potasowy 362.
 Jodek rtęciowocezewy 150.
 Jodoimid bursztynowy 245.
- Kalamín 57, 194.
 Kalcyt 113, 285, 354, 359, 367.
 Kalejdoskopowe powtórzenie 33.
 Kamferoksymu sulfonokamfer 204.
 Kamienna sól 342.
 Kaolinian kwaśny potasu 184.
 Kaolinian wapniowy 139.
 Karwonu pięciobromek 159.
 Karwonu trójbromek 205.
 Kasyteryt 248.
 Kąt graniczny 91.
 Kąt obrotu 34.
 Kąt osi optycznych 104.
 Kąt płaszczyzn obrotu 44.
 Kąt płaszczyzn zwierciadlanych 37.
 Kątów stałych prawo 4, 368.
 Kąty dwuścienne 5.
 Kierunek osi pasa 19.
 Kierunki równe 27.
 Kierunków równych prawo 27.
 Klasyfikacja przypadków symetrycznych 50.
 Klasyfikacja rodzajów krystalograficznych
 80.
 Klinoedryt 152.
 Kobalt 355.
 Kobaltowoarsenawy siarczek 339.
 Kobaltyn 339.
 Koło projekcji 10.
 Koncentracyjny prąd 354.
 Korelacyjne formy 63.
 Korund 288.
 Kryolit 171, 353.
 Krystaliczne ciała 2.
 Krystalograficzne osi 26.
 Krystalografia 1.
 Kryształ 1.
 Kryształu definicja 3, 28.
 Krzem 355.
 Krzemian berylu 282.
 Krzemian miedzi 282.
 Krzemotylian baru 295.
 Krzemowy bezwodnik 267.
 Kupryt 343.
 Kware 54, 107, 367.
 Kware- α 267, 270.
 Kware- β 271.
 Kwareyn 271.
 Kwas cytrynowy 207.
 Kwas 1-etylodesmotroposantoninowy 129.
 Kwas nitrowosalicylowy 155.

- Kwas norpinowy 154.
 Kwas pikrynowy 197.
 Kwas winny 107, 162.
 Kwaśny kaolinian potasu 184.
- Labrador 141.
 Laktoza 164.
 Lapidaria 368.
 l-etylodesmotroposantoninowy kwas 129.
 Leucyt 348.
 Lewy kwas winny 162.
 Lewy pięciobromek karwonu 159.
 Lewy sobrerol 159.
 Liczba ścian formy ogólnej 61.
 Liczb całych prawo 23.
 Liczby wyznaczające 15.
 Litowopotasowy siarczan 298.
 Litowosodowy siarczan 278.
 Litowy siarczan 158.
 Lód 1, 3, 278.
 Luteotrójetylenodwuaminu kobaltowego dd'-
 bromowinian 128.
 Luteotrójetylenodwuaminu kobaltowego dd'-
 chlorowinian 128.
- Łupliwość 3, 113.
 Łyszczyk 113, 185.
- Magnetyt 345, 348.
 Magnez 355.
 Magnezowoamonowy ortofosforzan 196.
 Magnezowowapniowy węglan 281.
 Magnezowy chlorometaborzan 333.
 Magnezowy ortokrzemian 207.
 Magnezowy siarczan 202.
 Magnezyt 288.
 Mangan 355.
 Manganawy siarczan 133.
 Manganawy metakrzemian 143.
 Margarycian wapniowy 55, 225.
 Margarytowy bezwodnik 135, 215.
 m-dwufenol 196.
 Metakrzemian cynku 194.
 Metakrzemian magnezowożelazawy 213.
 Metakrzemian manganawy 143.
 Metakrzemian wapniowomagnezowy 182.
 Metakrzemian cynkowowapniowy 152.
 Metakrzemian żelazawy 144.
 Metanadjodzian sodowy 261.
 Metylowy winian 205.
 Mejonit 238.
- Miedź 345, 355.
 Miedziowy tlenek 343.
 Miedziowy ortokrzemian 282.
 Miedziowy siarczan 133.
 Mieszane kryształy 360.
 Miki 185.
 Mikroklin 179, 352.
 Mimetyczne kryształy 333, 352.
 Mimetyt 309.
 Mleczny cukier 164.
 Mocznik 231.
 Molibdenian ołowiawy 234.
 Monokliniczne kryształy 146
 Monoklinicznie domatyczne kryształy 148.
 Monoklinicznie pryzmatyczne kryształy 164.
 Monoklinicznie sfenoidalne kryształy 155.
 Montyczelit 208.
 Morfotropja 357.
 Moskowitz 184, 362.
 Mrówczan barowy 203.
 Muskowitz 184, 362.
- Nadjodzian sodowy 261.
 Nasycony roztwór 3.
 Naśladowcze kryształy 352.
 Nazwy rodzajów krystalograficznych 83.
 Nefeliny 299.
 Nicola pryzmat 95.
 Nikiel 355.
 Niklawy siarczan 242.
 Nitrochlorobromoanilina 187.
 Nitrowosalicylowy kwas 155.
 Norpinowy kwas 154.
- Obrazy interferencyjne 102.
 Obrót 31, 34.
 Occian uranilowosodowy 107.
 Odbicie 30.
 Odcinków wymiernych prawo 370.
 Odjemne dwuosiowe kryształy 90.
 Odjemne jednoosiowe kryształy 101.
 Odwróconej równości środek 64, 131.
 Odwrócony oktant 221.
 Ogólne formy 59, 61.
 Oktant prosty 221.
 Oktanty 191.
 Oligoklaz 141.
 Oliwiny 207.
 Ołowiawoantymonilowy winian z azocianem
 potasu 303.
 Ołowiawy dwutjonian 273.

- Ołowiany molibdenian 234.
 Ołowiany siarczan 209.
 Ołowiany siarczek 209, 347.
 Olów 355.
 Optyczna oś 89.
 Optycznie izotropowe kryształy 106.
 Optyczne grupy kryształów 108.
 Orjentowanie kryształu 26.
 Ortoklaz 176.
 Ortokrzemian berylu 282.
 Ortokrzemian jednomiedziowy 282.
 Ortokrzemian magnezu 207.
 Ortokrzemian żelazawy 207.
 Ortofosforzan amonowomagnezowy 196.
 Ortofosforzan dwusrebrowy 292.
 Ortofosforzan jednopotasowy 230.
 Ortofosforzan magnezowoamonowy 196.
 Ortofosforzan wapnia 308.
 Ortoantymonian sodu 328.
 Osi krystalograficzne 26.
 Osi optycznych kąt 104.
 Osiowe ściany 18.
 Osi pasa kierunku 19.
 Osm 355.
 Osobliwe formy 62.
 Osmiościan 319.
 Osmiościany potrójne 336.
 Oś główna 217.
 Oś optyczna 89.
 Oś pasa 13.
 Oś projekcji 11.
 Oś przystawiania 46, 54.
 Oś przystawiania jako krawędź 51.
 Oznaczanie elementów symetryczności 66.
 Palad 355.
 Pasa oś 13.
 Pasa znak 22.
 Pasów dedukcja 24.
 Pasów prawo 13, 371.
 Pasów równanie 22.
 Pasów związek 23.
 Pasy ścian 12.
 Pedjon 124.
 Pedjonalnie trykliczne kryształy 123.
 Pentaerytryt 356.
 Pentagonalne dwudziestoczworosciany 340.
 Pentagonalne dwunastościany 325, 336.
 Pentagonalne tetraedrycznie dwunastościana 323.
 Pentagonalnych dwudziestoczworoscianów rodzaj 339.
 Pentagonalnych tetraedrycznie dwunastościanów rodzaj 322.
 Pentagondodekaedrycznie tetraedryczne kryształy 322.
 Pentagonikositetraedryczne kryształy 339.
 Perowskit 352.
 Pierwsza dwusieczna 90.
 Pierwsze formy 219.
 Pierwsze prawo 5.
 Pierwsze przekształcenie 30.
 Piezoelektryczność 109.
 Pięciobromek karwonu 159.
 Pięciowodny siarczan manganawy 133.
 Pięciowodny siarczan miedziowy 133.
 Pikromeryt 169.
 Pikrynowy kwas 197.
 Pinakoid 131.
 Pinakoidalnie trykliczne kryształy 130.
 Piramidalnie dyheksagonalne kryształy 304.
 Piramidalnie dytetragonalne kryształy 243.
 Piramidalnie dytrygonalne kryształy 273.
 Piramidalnie heksagonalne kryształy 296.
 Piramidalnie tetragonalne kryształy 232.
 Piramidalnie trygonalne kryształy 259.
 Piramidalnie rombowe kryształy 192.
 Piramid dwuheksagonalnych rodzaj 304.
 Piramid dwutetragonalnych rodzaj 243.
 Piramid dwutrygonalnych rodzaj 273.
 Piramid heksagonalnych rodzaj 296.
 Piramid tetragonalnych rodzaj 232.
 Piramid trygonalnych rodzaj 259.
 Piramid rombowych rodzaj 192.
 Piramidowe czworosciany 323.
 Piramidowe formy 219.
 Piramidowe osmiościany 336.
 Piramidowe sześciany 330.
 Pirochromian potasu 113, 128.
 Piroelektryczność 109.
 Pirofanit 290.
 Pirofilician potasowy 348.
 Pirofilician sodowy 145.
 Pirokseny 214, 359.
 Pirokseny jednoskośne 181.
 Pirokseny rombowe 213.
 Pirokseny trójskośne 143.
 Piromorfit 309.
 Piryt 337.
 Plagjoklazów przekrój rombowy 138, 140.

- Plagjoklasy 141.
 Platyna 355.
 Platynocjanek magnezu 54.
 Płaska sieć 35.
 Płaszczyzna główna 217.
 Płaszczyzna jednostkowa 17.
 Płaszczyzna odbicia 30, 54.
 Płaszczyzna odbicia jako ściana 50.
 Płaszczyzna projekcji 10.
 Płaszczyzna retykularna 35.
 Płaszczyzna siatkowa 35.
 Płaszczyzna zwierciadlana 28.
 Płaszczyzny inwersji 31.
 Płaszczyzny obrotu 31, 34.
 Płaszczyzny polaryzacji skręcenie 107.
 Pochylona dyspersja 105, 148.
 Początek 18, 26.
 Poczwórne sześciiany 330, 340.
 Podwójne dwunastościany 336.
 Podwójne załamanie 94.
 Podwójnych dwunastościanów rodzaj 335.
 Podwójnych siarczanów i selenianów izomorfizm 169.
 Pojedyncze formy 60.
 Pojkilityczne kryształy 353.
 Polaryzacja 94.
 Polaryzacji płaszczyzny skręcenie 107.
 Polaryzator 97.
 Polimorfizm 355, 364.
 Polisyntetyczne kryształy 85, 352.
 Połączenie winianu ołowiawoantymonilowego z azocianem potasowym 303.
 Połączenie tiosiarczanu amonowego z bromkiem amonu i miedzi 230.
 Pomiar kątów 7.
 Poszóstne czworościany 329.
 Poszóstnych czworościanów rodzaj 329.
 Potasowolitowy siarczan 298.
 Potasowomagnezowy siarczan 169.
 Potasowy chlorek 342.
 Potasowy czwórtjonian 151.
 Potasowy ortofosforzan 230.
 Potasowy pirofilicjan 348.
 Potrójne ośmiościany 336.
 Potrójne czworościany 323.
 Powtórzenie kalejdoskopowe 33.
 Powtórzenie symetryczne 29.
 Prawo drugie 23.
 Pozioma dyspersja 105, 148.
 Pozorny kąt osi optycznych 105.
 Prawo jednorodności 3.
 Prawo kątów stałych 4, 368.
 Prawo kierunków równych 27.
 Prawo liczb całych 23.
 Prawo odcinków wymiernych 370.
 Prawo pasów 13, 371.
 Prawo pierwsze 5.
 Prawo symetryczności 27.
 Prawo trzecie 27.
 Prawy dwuwiniian strontu 126.
 Prawy kwas winny 162.
 Prawy pięciobromek karwonu 159.
 Prawy sobrerol 159.
 Prawy trójbromek karwonu 205.
 Prawy winian antymonilowobarowy 234.
 Prawy winian jednometylowy 205.
 Prawy winian antymonilowooolowiawy z azocianem potasu 303.
 Prawy winian strontowoantymonilowy 300.
 Prąd koncentracyjny 354.
 Promieni-X dyfrakcja 117.
 Proste dodekanty 256.
 Proste formy 60.
 Proste oktanty 221.
 Proste znikanie światła 98.
 Projekcja stereograficzna 9.
 Pryzmat Nicola 95.
 Pryzmatycznie monokliniczne kryształy 164.
 Przekrój rombowy plagjoklazów 138, 140.
 Przekształcenie symetryczne 29.
 Przestrzenna sieć 34, 36.
 Przesycony roztwór 3, 354.
 Przewodnictwo ciepłe 110.
 Przykładany gonjometr 7.
 Przyypadki symetryczne 49.
 Przyrost kryształów 4.
 Punkt widzenia 10.
 Punkty homologiczne 35.
 Refleksyjne gonjometry 8.
 Regularne kryształy 316.
 Rezorcyyna 196.
 Rod 355.
 Rodonit 143.
 Rodzaj czterdziestoośmiościanów 343.
 Rodzaj czworościanów poszóstnych 329.
 Rodzaj daszków jednoskośnych 148.
 Rodzaj dwudziestoczworościanów pentagonalnych 339.

- Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych 322.
 Rodzaj dwunastościanów podwójnych 335.
 Rodzaj dwupiramid dwuheksagonalnych 310.
 Rodzaj dwupiramid dwutetragonalnych 246.
 Rodzaj dwupiramid dwutrygonalnych 293.
 Rodzaj dwupiramid heksagonalnych 306.
 Rodzaj dwupiramid rombowych 206.
 Rodzaj dwupiramid tetragonalnych 235.
 Rodzaj dwupiramid trygonalnych 290.
 Rodzaj dwusfenoidów rombowych 199.
 Rodzaj dwusfenoidów tetragonalnych 222.
 Rodzaj dwuścianów trójskośnych 130.
 Rodzaj jednościanów trójskośnych 123.
 Rodzaj piramid dwuheksagonalnych 304.
 Rodzaj piramid dwutetragonalnych 243.
 Rodzaj piramid dwutrygonalnych 273.
 Rodzaj piramid heksagonalnych 296.
 Rodzaj piramid rombowych 192.
 Rodzaj piramid tetragonalnych 232.
 Rodzaj piramid trygonalnych 259.
 Rodzaj romboedrów 279.
 Rodzaj sfenoidów jednoskośnych 155.
 Rodzaj skalenoedrów dwutrygonalnych 283.
 Rodzaj skalenoedrów heksagonalnych 283.
 Rodzaj skalenoedrów tetragonalnych 226.
 Rodzaj słupów jednoskośnych 164.
 Rodzaj trapezoedrów heksagonalnych 301.
 Rodzaj trapezoedrów tetragonalnych 239.
 Rodzaj trapezoedrów trygonalnych 263.
 Romboedr 113, 265.
 Romboedrów rodzaj 279.
 Romboedryczne kryształy 279.
 Rombowe kryształy 190.
 Rombowo bipiramidalne kryształy 206.
 Rombowo bisfenoidalne kryształy 199.
 Rombowo piramidalne kryształy 192.
 Rombowy dwunastościan 319.
 Rombowy przekrój plagiokladów 138, 140.
 Rombowych dwupiramid rodzaj 206.
 Rombowych dwusfenoidów rodzaj 199.
 Rombowych piramid rodzaj 192.
 Roztwór nasycony 3.
 Roztwór przesycony 3, 354.
 Roztwór stały 361.
 Rozszerzalność cieplna 111.
 Równanie pasów 22.
 Równanie płaszczyzny 21.
 Równanie symetryczności 37.
 Równe kierunki 27.
 Równokierunkowe ciała 3.
 Równokierunkowe optycznie ciała 88.
 Równoległoscian elementarny 116.
 Równoległoscian tworzący 116.
 Równoległosciany 67.
 Równoległosciany prostokątne 69.
 Równopostaciowość 355.
 Równości odwróconej środek 64, 131.
 Równych kierunków prawo 27.
 Różnokierunkowe ciała 4.
 Różnokierunkowe optycznie ciała 89.
 Rzęciojodek cezowy 150.
 Rzęciowy cjanek 230.
 Rzęciowy siarczek 271.
 Rubidowy winian 272.
 Ruten 355.
 Rutyl 249, 362, 267.
 Rząd osi przystawiania 46.
 Rząd sieci 35.
 Rzut stereograficzny 9.
 Sacharoza 161.
 Saletra barowa 328.
 Saletra potasowa 359.
 Saletra sodowa 288, 359.
 Salmiak 342.
 Schlippego sól 328.
 Selenian amonowocynkowy 169.
 Selenian potasu 358.
 Selenianów i siarczanów izomorfizm 169.
 Selenit 173.
 Staleryt 54, 58, 332.
 Sfenoid 155.
 Sfenoidalnie monokliniczne kryształy 155.
 Sfenoidów jednoskośnych rodzaj 155.
 Siarczan amonowocerawy 168.
 Siarczan baru 208.
 Siarczan cezu 358.
 Siarczan 2,4-toluienowodwuaminowy 188.
 Siarczan litowopotasowy 296.
 Siarczan litowosodowy 278.
 Siarczan litu 158.
 Siarczan magnezu 202, 353, 364.
 Siarczan manganawy 133.
 Siarczan miedziowy 133.
 Siarczan niklawy 242, 362.
 Siarczan ołowiawy 209.
 Siarczan potasu 358, 361.
 Siarczan potasowomagnezowy 169.
 Siarczan rubidu 358, 361.

- Siarczan strontu 209.
 Siarczan strychniny 243.
 Siarczan toru 167.
 Siarczan wapnia 173.
 Siarczan żelazawy 362, 364.
 Siarczanów i selenianów izomorfizm 169.
 Siarczek cynku 332.
 Siarczek kadmu 306.
 Siarczek kobaltowoarsenawy 339.
 Siarczek ołowiu 347.
 Siarczek rtęciowy 271.
 Siarczki 356.
 Siarka 356.
 Siarka- α 185, 201.
 Siarka- β 185.
 Siarka- γ 186.
 Siarka- δ 186.
 Siarka- ϵ 186, 295.
 Siedmiowodny siarczan magnezu 202.
 Sieć płaska 35.
 Sieć przestrzenna 34, 36.
 Sieci przestrzenne 115.
 Skaleni izomorfizm 179.
 Skalenie 55, 359, 363, 367.
 Skalenoedrów dwutrygonalnych rodzaj 283.
 Skalenoedrów heksagonalnych rodzaj 283.
 Skalenoedrów tetragonalnych rodzaj 226.
 Skalenoedrycznie dytrygonalne kryształy 283.
 Skalenoedrycznie heksagonalne kryształy 283.
 Skalenoedrycznie tetragonalne kryształy 226.
 Skolezyt 153.
 Skośne znikanie światła 98.
 Skręcenie płaszczyzny polaryzacji 107, 355.
 Skrzyżowana dyspersja 105, 148.
 Słupowe formy 219.
 Słupów jednoskośnych rodzaj 164.
 Słupy jednoskośne 165.
 Słupy sześcioboczne 75.
 Słupy tetragonalne 225.
 Smitsonit 288.
 Sobrerol 159.
 Sodowa saletra 288.
 Sodowoamonowy gronian 188.
 Sodowolitowy siarczan 278.
 Sodowy azocian 288.
 Sodowy bromian 327.
 Sodowy chlorek 342.
 Sodowy chlorzan 326.
 Sodowy czteroborzan 175.
 Sodowy fluoroglinian 171.
 Sodowy metanadjozian 261.
 Sól Schlippego 328.
 Sól gorzka 202.
 Sól kamienna 58, 113, 118, 342.
 Spinel 345.
 Spiralne Airy'ego 107.
 Spodumen 367.
 Spółczynnik załamania światła 90.
 Sprężystość 111.
 Srebro 355.
 Srebrowy fosforzan 292.
 Srebrowy ortofosforzan 292.
 Stały roztwór 361.
 Stałych kątów prawo 4, 368.
 Staurolit 5, 212.
 Stereograficzna projekcja 9.
 Stereograficzny rzut 9.
 Stereoizomeryczne ciała 355.
 Stereoizomerony 355.
 Stroncjanit 198.
 Strontowoantymonilowy winian 300.
 Strontowy dwuwinian 17.
 Strontowy siarczan 209.
 Strontowy węgiel 198.
 Struwit 196.
 Strychniny siarczan 243.
 Sulfoantymonian sodu 328.
 Sulfonokamfer- d - π kamferoksymu- d 204.
 Sulfoortoantymonian sodu 107.
 Swabit 309.
 Syderyt 56, 288.
 Sylimanit 136, 215.
 Sylwin 342.
 Symetria chemiczna 355.
 Symetrii środek 131.
 Symetryczna dyspersja 106.
 Symetryczne powtórzenie 29.
 Symetryczne przekształcenie 29.
 Symetryczność 28.
 Symetryczność fizyczna 86.
 Symetryczności prawo 27.
 Systematyka rodzajów krytalograficznych 80.
 Szczegółowe formy 62.
 Szelit 237.
 Szenit 169.
 Sześcian 319.
 Sześciany piramidowe 330, 340.

- Sześciiany poczwórne 330, 340.
 Sześciodzielniedwunastokierunkowe ściany 59.
 Sześciohydrobenzol 356.
 Sześciokierunkowe ściany 58.
 Sześciowodny metanadłodzian sodowy 261.
 Sześciowodny ortofosforzan magnezowoamoniowy 196.
 Sześciowodny selenian amoniowocynkowy 169.
 Sześciowodny siarczan niklawy 242.
 Sześciowodny siarczan potasowomagnezowy 169.
 Sześciowodny siarczan strychniny 243.
 Sześciowodny tiosiarczan wapniowy 126.

 Ściana jednostkowa 18.
 Ściany osiowe 18.
 Środek równości odwróconej 64, 131.
 Środek symetrii 131.
 Świetlna fala 90.

 Tefroit 208.
 Telur 355.
 Teodolitowy gonjometr 9.
 Tetartosymetria 46.
 Tetartosymetryczne przypadki 48.
 Tetraedrycznie pentagonalne dwunastościany 323.
 Tetraedrycznie pentagonalnych dwunastościanów rodzaj 322.
 Tetraedrycznie pentagondodekaedryczne kryształy 322.
 Tetraedryt antymonowy 331.
 Trygonalne kryształy 220.
 Trygonalnie bisfenoidalne kryształy 222.
 Trygonalnie bipyramidalne kryształy 235.
 Trygonalnie piramidalne kryształy 232.
 Trygonalnie skalenoedryczne kryształy 226.
 Trygonalnie trapezoedryczne kryształy 239.
 Trygonalnych dwusfenoidów rodzaj 222.
 Trygonalnych dwupiramid rodzaj 235.
 Trygonalnych piramid rodzaj 232.
 Trygonalnych skalenoedrów rodzaj 226.
 Trygonalnych trapezoedrów rodzaj 239.
 Tetrakisheksaedry 330, 340.
 Tjonian poczwórny potasu 151.
 Tiosiarczan amonowy z bromkiem miedzi i amonu 230.
 Tiosiarczan wapnia 126.

 Tlenek berylu 356.
 Tlenek chromowy 289.
 Tlenek cynku 306, 356.
 Tlenek glinu 288.
 Tlenek miedziawy 343.
 Tlenek tytanowy 289.
 Tlenek żelazowy 290.
 Tlenki 356.
 Toluilenowodwuaminowy siarczan 188.
 Topaz 58, 209.
 Tor 355.
 Torowy siarczan 167.
 Trapezoedrów heksagonalnych rodzaj 301.
 Trapezoedrów tetragonalnych rodzaj 239.
 Trapezoedrów trygonalnych rodzaj 263.
 Trapezoedrycznie heksagonalne kryształy 301.
 Trapezoedrycznie tetragonalne kryształy 239.
 Trapezoedrycznie trygonalne kryształy 263.
 Trjakisoktaedry 336.
 Trjakistetradry 323.
 Trójbromek karwonu 205.
 Trójchloroocian jednopotasowy 242.
 Trójkierunkowe ściany 58.
 Trójmetylen 356.
 Trójnitrofenol 197.
 Trójskośne amfibole 144.
 Trójskośne kryształy 122.
 Trójskośne pirokseny 143.
 Trójskośnych dwuścianów rodzaj 130.
 Trójskośnych jednościanów rodzaj 123.
 Trójskośnych kryształów dyspersja 105.
 Trójwodny cymolician wapnia 153.
 Trykliniczne kryształy 123.
 Tryklinicznie pedjonalne kryształy 123.
 Tryklinicznie pinakoidalne kryształy 130.
 Trydymit 271.
 Trygonalne i heksagonalne kryształy 252.
 Trygonalnie dwupiramidalne kryształy 290.
 Trygonalnie piramidalne kryształy 259.
 Trygonalnie trapezoedryczne kryształy 263.
 Trygonalnych dwupiramid rodzaj 290.
 Trygonalnych i regularnych kryształów analogia 350.
 Trygonalnych piramid rodzaj 259.
 Trygonalnych trapezoedrów rodzaj 263.
 Trzcinowy cukier 161.
 Trzecie formy 219.
 Trzecie prawo 27.
 Turmaliny 276.

- Typy symetryczności 38.
 Tytan 355.
 Tytanian wapnia 352.
 Tytanokrzemian barowy 295.
 Tytanowy tlenek 289.
 Tytanu dwutlenek 210.

 Uranilowosodowy occian 107.

 Wanad 355.
 Wanadynit 309.
 Wapniowomagnezowy metakrzemian 182.
 Wapniowomagnezowy węglan 281.
 Wapniowy fluorek 347.
 Wapniowy kaolinian 139.
 Wapniowy siarczan 173.
 Wapniowy tytanian 352.
 Wapniowy węglan- α 285.
 Wapniowy węglan- β 197.
 Wapniowy wolframian 237.
 Wapniowy żelazocjanek dwunastowodny 134.
 Wezuwjan 247.
 Węglan baru 358.
 Węglan magnezowowapniowy 281.
 Węglan magnezu 361.
 Węglan strontu 198, 358.
 Węglan wapnia 358.
 Węglan wapniowy- α 285.
 Węglan wapniowy- β 197.
 Węglan żelazawy 361.
 Węgiel 355.
 Węglik krzemu 356.
 Wielopostaciowość 355, 364.
 Winian antymonilowobarowy 234.
 Winian jednometylowy 205.
 Winian ołowiwoantymonilowy z azocianem potasu 303.
 Winian rubidu 272.
 Winian strontowoantymonilowy 300.
 Winian strontu 126.
 Winny kwas 107, 162.
 Wityryt 198.

 Witrjol manganu 133.
 Witrjol miedzi 133.
 Wkłęste kryształy 85.
 Woda 2, 278, 356, 360.
 Wolfram 355.
 Wolframian baru 359.
 Wolframian strontu 359.
 Wolframian wapnia 237, 359.
 Wulfenit 234.
 Wymiernych odcinków prawo 370.
 Wypukłe kryształy 85.
 Wytrawione figury 373.
 Wyznaczające liczby 15.

 X-promieni dyfrakcja 117.

 Załamanie podwójne 94.
 Zasadowy margarycian wapnia 225.
 Zasadowy metakrzemian cynkowowapniowy 152.
 Zasadowy metakrzemian cynku 194.
 Złoto 355.
 Znak pasa 22.
 Znak ściany 16.
 Znikanie światła proste 98.
 Znikanie światła skośne 98.
 Związek pasów 23.
 Związek pasów i ścian 13.
 Zwierciadlana płaszczyzna 28.

 Żelazawy dwusiarczek 337.
 Żelazawy metakrzemian 144.
 Żelazawy ortokrzemian 207.
 Żelazawy żelazian 348.
 Żelazipirofilicjan sodu 180.
 Żelazo 355.
 Żelazocjanek rubidu 127.
 Żelazocjanek wapnia 134.
 Żelazowy tlenek 290.
 Żelazian żelazawy 348.
 Żelaziczworokrzemian sodu 180.



Biblioteka Politechniki Krakowskiej



III-16595

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



10000297901