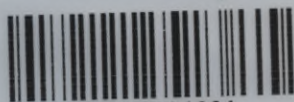


Biblioteka Politechniki Krakowskiej



10000301661

ENCYKLOPÄDIE
DER
MATHEMATISCHEN
WISSENSCHAFTEN
MIT EINSCHLUSS IHRER ANWENDUNGEN.

HERAUSGEGEBEN

IM AUFTRAGE DER AKADEMIEN DER WISSENSCHAFTEN ZU
BERLIN, GÖTTINGEN, HEIDELBERG, LEIPZIG, MÜNCHEN UND WIEN
SOWIE UNTER MITWIRKUNG ZAHLREICHER FACHGENOSSEN.

IN SECHS BÄNDEN.

- | | | |
|---|---|---|
| BAND I: ARITHMETIK UND ALGEBRA, IN
2 TEILEN | } | RED. VON W. FR. MEYER IN KÖNIGSBERG. |
| — II: ANALYSIS, IN 3 TEILEN | | H. BURKHARDT † (1896–1914), W. WIRTINGER
(1905–1912) IN WIEN, R. FRICKE † (1914–1930)
UND E. HILB † (1919–1929) |
| — III: GEOMETRIE, IN 3 TEILEN | } | W. FR. MEYER IN KÖNIGSBERG UND
H. MOHRMANN IN GIESSEN. |
| — IV: MECHANIK, IN 4 TEILBÄNDEN. | | F. KLEIN † (1896–1925) UND C. H. MÜLLER
IN HANNOVER. |
| — V: PHYSIK, IN 3 TEILEN | } | A. SOMMERFELD IN MÜNCHEN. |
| — VI, 1: GEODÄSIE UND GEOPHYSIK,
IN 2 TEILBÄNDEN | | PH. FURTWÄNGLER IN WIEN UND
E. WIECHERT † (1899–1905) |
| — VI, 2: ASTRONOMIE, IN 2 TEILBÄNDEN | } | K. SCHWARZSCHILD † (1904–1916) UND
S. OPPENHEIM † (1919–1928).
W. v. DYCK IN MÜNCHEN, I. V. |

BAND VI₂B. HEFT 6.

H. KILNLE IN GÖTTINGEN, VI₂B, 28: KOSMOLOGIE S. 987
REGISTER ZU BAND VI₂B S. 1089
INLIEGEND: TITEL UND INHALTSVERZEICHNIS S. I–XVII

AUSGEGEBEN AM 17. AUGUST 1934.



135390

VERLAG UND DRUCK VON B. G. TEUBNER IN LEIPZIG 1934

Sämtliche Bände sind demnächst vollständig.

Jeder Band sowie die einzelnen Hefte sind gesondert käuflich.

Aufgabe der Encyclopädie ist es, in knapper, zu rascher Orientierung geeigneter Form, aber mit möglicher Vollständigkeit eine Gesamtdarstellung der mathematischen Wissenschaften nach ihrem gegenwärtigen Inhalt an gesicherten Resultaten zu geben und zugleich durch sorgfältige Literaturangaben die geschichtliche Entwicklung der mathematischen Methoden seit dem Beginn des 19. Jahrhunderts nachzuweisen. Sie beschränkt sich dabei nicht auf die sogenannte reine Mathematik, sondern berücksichtigt auch ausgiebig die Anwendungen auf Mechanik und Physik, Astronomie und Geodäsie, die verschiedenen Zweige der Technik und andere Gebiete, und zwar in dem Sinne, daß sie einerseits den Mathematiker orientiert, welche Fragen die Anwendungen an ihn stellen, andererseits den Astronomen, Physiker, Techniker darüber orientiert, welche Antwort die Mathematik auf diese Fragen gibt. In 6 Bänden werden die einzelnen Gebiete in einer Reihe sachlich angeordneter Artikel behandelt; jeder Band soll ein ausführliches alphabetisches Register enthalten. Auf die Ausführung von Beweisen der mitgeteilten Sätze muß natürlich verzichtet werden. — Die Ansprüche an die Vorkenntnisse der Leser sollen so gehalten werden, daß das Werk auch demjenigen nützlich sein kann, der nur über ein bestimmtes Gebiet Orientierung sucht. — Eine von den beteiligten gelehrten Gesellschaften niedergesetzte Kommission, z. Z. bestehend aus den Herren

W. v. Dyck-München (Vorsitzender), O. Hölder-Leipzig, H. Liebmann-Heidelberg, M. Planck-Berlin, H. Weyl-Göttingen, W. Wirtinger-Wien,

steht der Redaktion, die aus den Herren

Ph. Furtwängler-Wien, H. Mohrman-Gießen, C. H. Müller-Hannover, A. Sommerfeld-München

besteht, zur Seite. — Als Mitarbeiter an der Encyclopädie haben sich ferner beteiligt die Herren:

I. Band:	C. Runge (†)	L. Föppl-München	M. Schröter (†)
W. Ahrens (†)	A. Sommerfeld-München	Ph. Forchhammer-Wien	R. Seelig-Greifswald
P. Bachmann (†)	O. Szász-Frankfurt a. M.	Ph. Furtwängler-Wien	A. Smekal-Halle
J. Bauschinger (†)	O. Toeplitz-Bonn	M. Grübler-Dresden	A. Sommerfeld-München
G. Bohlmann (†)	E. Vessiot-Paris	M. Grüning-Hannover	E. Study (†)
L. v. Bortkewitsch-Berlin	A. Voss (†)	E. Hellinger-Frankfurt a. M.	A. Wangerin-Halle
H. Burkhardt (†)	A. Wangerin (†)	L. Henneberg (†)	W. Wien (†)
E. Czuber (†)	E. v. Weber-Würzburg	K. Heun (†)	J. Zenneck-München
W. v. Dyck-München	Fr. A. Willers-Freiburg	G. Jung-Mailand	
D. Hilbert-Göttingen	W. Wirtinger-Wien	Th. v. Kármán-Aachen	
O. Hölder-Leipzig	E. Zermelo-Freiburg	F. Klein (†)	VI. 1. Band:
G. Landsberg (†)	L. Zoratti-Caen	A. Kriloff-Petersburg	R. Bourgeois-Paris
R. Lehmkö-Stuttgart		H. Lamb-Manchester	V. Conrad-Wien
W. Mehmke-Stuttgart	III. Band:	A. E. H. Love-Oxford	G. H. Darwin (†)
F. Meyer (†)	G. Berkhan (†)	R. v. Mises-Istanbul	F. Exner-Wien
E. Netto (†)	L. Berwald-Prag	C. H. Müller-Hannover	S. Finsterwalder-München
V. Pareto-Lausanne	L. Berzolari-Pavia	L. Prandtl-Göttingen	Ph. Furtwängler-Wien
A. Pringsheim-München	Chr. Betsch-Stuttgart	G. Prange-Hannover	F. R. Helmert (†)
C. Runge (†)	G. Castelnuovo-Rom	H. Reifner-Charlottenburg	S. Hough-Kapstadt
A. Schoenflies (†)	M. Dehn-Frankfurt a. M.	A. Schoenflies (†)	H. Meldau-Bremen
H. Schubert (†)	F. Dingeldey-Darmstadt	P. Stäckel (†)	W. Moebius-Leipzig
D. Sellwanoff-Prag	F. Engel-S. Rom	O. Tedone-Genua	P. Pizzetti-Pisa
E. Study (†)	G. Fano-Turin	H. E. Timerding-Braunschwg.	A. Schmidt-Potsdam
K. Th. Vahlen-Berlin	P. Heegaard-Oslo	A. Timpe-Berlin	E. v. Schwelder-Innsbruck
H. Weber (†)	G. Kohn (†)	A. Voss (†)	W. Trabert (†)
A. Wilman-Upsala	H. Liebmann-Heidelberg	G. T. Walker-Simla (Indien)	
	R. v. Lillenthal-Münster i. W.	K. Wieghardt (†)	VI. 2. Band:
	G. Loria-Genua	G. Zemplén (†)	
II. Band:	A. Lotze-Stuttgart		
L. Bieberbach-Berlin	H. v. Mangoldt (†)	V. Band:	E. Anding-Gotha
M. Böcher (†)	W. Fr. Meyer (†)	M. Abraham (†)	J. Bauschinger (†)
H. A. Bohr-Kopenhagen	E. Müller (†)	L. Boltzmann (†)	A. Bemporad-Catania
E. Borel-Paris	E. Papperitz-Freiburg i. S.	M. Born-Cambridge (Engl.)	E. W. Brown-New-Haven
G. Brunel (†)	K. Rohn (†)	G. H. Bryan-Bangor (Wales)	C. Ed. Caspari-Paris
H. Burkhardt (†)	H. Rothe (†)	F. Debye-Leipzig	F. Cohn-Berlin
H. Cramér-Stockholm	E. Salkowski-Neubabelsberg	H. Diehlhorst-Braunschwg.	R. Emden-München
G. Faber-München	G. Scheffers-Charlottenburg	P. S. Epstein-Pasadena	F. K. Ginzler-Berlin
M. Fréchet-Poitiers	A. Schoenflies (†)	R. Gans-Königsberg	P. Guthnik-Neubabelsberg
R. Fricke (†)	C. Segre (†)	K. F. Herzfeld-München	F. Hays-Leipzig
H. Hahn-Wien	J. Sommer-Danzig	F. W. Hinrichsen (†)	J. v. Hepperger (†)
J. Harkness-Montreal	P. Stäckel (†)	E. W. Hobson-Cambridge	G. Herglotz-Göttingen
E. Hellinger-Frankfurt a. M.	O. Staude (†)	H. Kamerlingh-Onnes-Leiden	A. Hnatek-Wien
K. Hensel-Marburg	E. Steinitz (†)	W. H. Keesom-Leiden	J. Hopmann-Leipzig
E. Hilb (†)	H. Tietze-München	Kratzer-Münster i. W.	K. Hoffmeister-Sonneberg
H. W. E. Jung-Halle	L. Victoris-Wien	M. v. Laue-Berlin	H. Kienlo-Göttingen
A. Kneser (†)	A. Voss (†)	Th. Liebisch (†)	H. Kobold-Kiel
A. Krazer (†)	R. Weitzenböck-Amsterdam	H. A. Lorentz (†)	F. Kottler-Wien
L. Lichtenstein (†)	M. Zacharias-Berlin	L. Mamlouk-Berlin	K. Laves-Chicago
L. Maurer (†)	H. G. Zeuthen (†)	H. Minkowski (†)	G. v. Nessel-Wien
W. Fr. Meyer (†)	K. Zindler (†)	O. Mügge-Göttingen	S. Oppenheim (†)
P. Montel-Paris	IV. Band:	J. Nabl-Wien	H. Samter-Berlin
N. E. Nörlund-Kopenhagen	M. Abraham (†)	W. Paull-Hamburg	E. Schönberg-Breslau
W. F. Osgood-Berkeley (Calif.)	P. Cranz-Berlin	F. Pookels (†)	K. Schwarzshild (†)
P. Painlevé-Paris [Fornia]	C. u. T. Ehrenfest-Leiden	L. Prandtl-Göttingen	K. Sundman-Heisingfors
S. Pincherle-Bologna	S. Finsterwalder-München	R. Reiff (†)	E. T. Whittaker-Edinburg
A. Pringsheim-München	O. Fischer (†)	C. Runge (†)	A. Wilkens-München
M. Riesz-Lund		A. Schoenflies (†)	C. W. Wirtz-Kiel
A. Rosenthal-Heidelberg			H. v. Zeipel-Upsala

Sprechsaal für die Encyclopädie der Mathematischen Wissenschaften.

Unter der Abteilung Sprechsaal für die Encyclopädie der Mathematischen Wissenschaften nimmt die Redaktion des Jahresberichts der Deutschen Mathematiker-Vereinigung ihr aus dem Leserkreise zugehende Verbesserungsvorschläge und Ergänzungen (auch in literarischer Hinsicht) zu den erschienenen Hefen der Encyclopädie auf. Diesbezügliche Einsendungen sind an den Herausgeber des Jahresberichts Herrn Prof. Dr. L. Bieberbach, Berlin-Dahlem, Gelfertstraße 16, zu richten, der sich mit den betr. Bandredakteuren wegen der Veröffentlichung der Notizen in Verbindung setzen wird.

Die akademische Kommission zur Herausgabe der Encyclopädie der Mathematischen Wissenschaften.

ENCYKLOPÄDIE
DER
MATHEMATISCHEN
WISSENSCHAFTEN
MIT EINSCHLUSS IHRER ANWENDUNGEN

SECHSTER BAND:
GEODÄSIE, GEOPHYSIK
UND ASTRONOMIE

ENCYKLOPÄDIE
DER
MATHEMATISCHEN
WISSENSCHAFTEN
MIT EINSCHLUSS IHRER ANWENDUNGEN

DES SECHSTEN BANDES ZWEITER TEIL

ASTRONOMIE

REDIGIERT VON

K. SCHWARZSCHILD † (1904—1916)

S. OPPENHEIM † (1919—1928)

UND

W. v. Dyck (ab 1929 i. V.) IN MÜNCHEN

ZWEITE HÄLFTE



Z.-No. 35390

LEIPZIG
VERLAG UND DRUCK VON B. G. TEUBNER
1922—1934

ENZYKLOPÄDIE
DES
MATHEMATISCHEN
WISSENSCHAFTEN
MIT EINBANDS IHRER ANWENDUNGEN

DES ZWÖLFTEN BANDES ZWEITE TEIL

TRONOMIE



(1911-1912) ASTRONOMIE + (1913-1914)
B. OPTIK + (1915-1916)
11-348772



~~III 16697~~

LEIXIG
VERLAG UND DRUCK VON B. G. TEUBNER
1928-1931

Akc. Nr. ~~3933~~ 50

DPV-P 102/2013

Inhaltsverzeichnis zu Band VI, 2. Teil, 2. Hälfte.

B. Mechanik des Himmels.

(Fortsetzung.)

21. Die Theorie der Gleichgewichtsfiguren der Himmelskörper. Von S. OPPENHEIM† (in Wien).

I. Ältere Literatur.

1. Einleitung	5
2. Newton und Huygens	7
3. Das Maclaurinsche Rotationsellipsoid	11
4. Diskussion der Gleichgewichtsbedingung für das Rotationsellipsoid	13
5. Diskussion des Rotationsmomentes	14
6. Heterogene Flüssigkeiten. Clairauts Theorie	15
7. D'Alembert und die Theorie der Präzession	18
7a. Laplace und die Theorie der Mondbewegung	19

II. Einführung des Potentialbegriffes.

8. Einführung des Potentialbegriffes	20
9. Theorie der geschichteten Sphäroide nach Legendre und Laplace	21
10. Diskussion der Clairautschen Differentialgleichung	23
11. Integration der Clairautschen Differentialgleichung	26
12. Numerische Daten	27
13. Diskontinuierliche Dichteverteilung	29
14. Berücksichtigung der höheren Potenzen der Abplattung	30
15. Das dreiaxige Ellipsoid als Gleichgewichtsfigur	32
16. Das heterogene dreiaxige Ellipsoid	36

III. Stabilitätsuntersuchungen.

17. Grenzen der Rotationsgeschwindigkeit	37
18. Stabilität der Gleichgewichtsfiguren. Ältere Literatur	39
19. Dynamische Stabilität	40
20. Statische Stabilität. Das Energiekriterium	41
21. Verzweigungs- und Grenzfiguren	43
22. Die Stabilität der Kugel als Gleichgewichtsfigur	45
23. Die Stabilitätskoeffizienten des dreiaxigen Ellipsoides	46
24. Die birnenförmigen und andere Gleichgewichtsfiguren bedingter Stabilität	48
25. Numerische Daten	50

IV. Die Gleichgewichtsfigur der Monde.

26. Figur des Mondes	51
27. Stabilität der Gleichgewichtsfigur eines Mondes	54

V. Ringförmige Gleichgewichtsfiguren.

28. Zylindrische Gleichgewichtsfiguren	57
29. Theorie des Saturnringes nach Laplace	58
30. Allgemeine Untersuchungen über ringförmige Gleichgewichtsfiguren	60
31. Statische Stabilität der Ringe	64
32. Dynamische Stabilität der Ringe	66

VI. Die Atmosphäre der Himmelskörper.

33. Gleichgewichtsfigur der Atmosphäre eines Himmelskörpers	69
---	----

VII. Die Gestalt der Kometen.

34. Gleichgewichtsfigur der Kometen	71
35. Dynamische Theorie der Kometenschweife nach Bessel	72
36. Die Bredichinsche Typenteilung der Kometenschweife	75
37. Die Kometentheorie von Schiaparelli	77

(Abgeschlossen Juli 1919.)

22. Kritik des Newtonschen Gravitationsgesetzes. Von S. OPPENHEIM† (in Wien). Mit einem Beitrag: Gravitation und Relativitätstheorie. Von F. KOTTLER in Wien.

I. Das Newtonsche Gesetz.

1. Das Newtonsche Gesetz	83
2. Das Newtonsche Gesetz und der Raum	84
3. Bestimmung der Gravitationskonstanten k in astronomischen Einheiten	87
4. Die Konstante k in absoluten Maßeinheiten (C.-G.-S.-System)	88

II. Genauigkeitsgrad des Newtonschen Gesetzes aus der Bestimmung der Massenfaktoren.

5. Masse der Planeten aus Mondelongationen	91
6. Masse der Planeten aus Störungen von Planeten	93
7. Masse der Planeten aus Kometenstörungen	95
8. Masse des Erdmondes	98
a) aus den Ebbe- und Fluterscheinungen	98
b) aus der Präzession und Nutation	101
c) aus Ungleichheiten der Sonnenbewegung	101
d) aus der paralaktischen Ungleichheit der Mondbewegung	103
9. Masse der Monde der anderen Planeten	103
10. Prüfung der Ergebnisse	105
11. Masse von Doppelsternen	106

III. Berechnung des Genauigkeitsgrades für die Gültigkeit des Newtonschen Gesetzes auf Grund der Abhängigkeit von der Entfernung.

12. Berechnung der Fallbeschleunigung auf der Erde aus der Mondbewegung	108
13. Theorie der Erdgestalt	109
14. Die Schwere auf der Erde. Das Clairautsche Theorem	112
15. Lotabweichungen und Schwereanomalien (Theorie des Geoids)	114
16. Die Schwerkraft im Erdinnern. Die Clairautsche Differentialgleichung	115
17. Die Abplattung der Erde aus der Präzession und Mondbewegung	118
18. Theorie der Ebbe und Flut	119
19. Theorie der Lot- und Schwerestörungen durch die Anziehung von Sonne und Mond	120
20. Zusammenfassung der Ergebnisse	122

	Seite
21. Theorie der Planeten	123
22. Theorie der Kometen	127
23. Theorie des Erdmondes	128
24. Theorie der Satelliten der Planeten und der Doppelsterne	131

IV. Versuche zur Erklärung der Bewegungsanomalien auf Grund des Newtonschen Gesetzes.

25. Hypothetische Massenannahmen	132
a) Einwirkung eines unbekanntem Planeten oder eines Planetenschwarmes	132
b) Elliptizität der Sonne und die Sonnenkorona	134
c) Ein Merkurmond	136
d) Das Zodiakallicht und die Seeligersche Theorie	136
26. Die Hypothese des widerstehenden Mediums	139
a) Enckes Hypothese	139
b) Seeligers Theorie	141
c) Der Lichtdruck	142
27. Veränderungen in der Rotationsdauer der Erde	142
a) Theorie	142
b) Flutreibung	143
c) Massenvergrößerung der Erde	145

V. Mögliche Korrekturen des Newtonschen Gesetzes.

28. Änderung des Exponenten	147
29. Absorption der Gravitation	148
30. Abhängigkeit von der Krümmung des Raumes	150
31. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation	152
a) Ältere Theorie	152
b) Die älteren elektrodynamischen Gesetze	154

(Abgeschlossen Februar 1920.)

22a. Gravitation und Relativitätstheorie. Von FR. KOTTLER in Wien.

I. Spezielle Relativitätstheorie.

A. Mechanik.

1. Mechanik des Massenpunktes in der speziellen Relativitätstheorie	160
2. Das Newtonsche Gesetz in der speziellen Relativitätstheorie	164
3. Astronomische Anwendungen der relativistischen Form des Newtonschen Gesetzes	170

B. Optik.

4. Optik in bewegten Körpern nach der speziellen Relativitätstheorie	173
5. Beziehungen der Optik in bewegten Körpern zur Astronomie	178

II. Allgemeine Relativitätstheorie.

A. Mechanik.

6. Das Prinzip der allgemeinen Relativität	188
7. Mechanik des Massenpunktes in der allgemeinen Relativitätstheorie	191
8. Das Verhältnis der Mechanik des Massenpunktes zur Mechanik der Kontinua	194
9. Theorie des Schwerfeldes	196
10. Näherungsweise Integration der Feldgleichungen	200
11. Das Feld diskreter Massenpunkte	202
12. Die Newtonsche Gravitationstheorie	204

	Seite
13. Die Perihelbewegung des Merkur	205
14. Strenge Lösungen der Feldgleichungen für das radialsymmetrische statische Schwerefeld	207
15. Die Perihelbewegung des Merkur (Fortsetzung)	210
16. Zahlenwerte	212
17. Die Bewegung des Mondes	214
18. Der Einfluß der Rotation der Sonne	218

B. Optik.

19. Die Rotverschiebung der Spektrallinien der Sonne	220
20. Die Rotverschiebung bei den Fixsternen	226
21. Die Ablenkung der Lichtstrahlen im Schwerefeld der Sonne	229
22. Die Beobachtungen bei der Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919	231
23. Mögliche andere Ursachen für die Lichtablenkung	234

(Abgeschlossen am 23. März 1922.)

C. Stellarastronomie.

23. Stellarastronomie. Von H. KOBOLD in Kiel.

I. Die charakteristischen Eigenschaften der Sterne.

1. Die unmittelbaren Beobachtungsergebnisse	241
2. Die mittelbaren Beobachtungsergebnisse	246

II. Das Beobachtungsmaterial.

3. Ältere Sternkataloge	248
4. Fundamentalkataloge	249
5. Kataloge der einzelnen Sternwarten	252
6. Photographische Sternkataloge	253
7. Sammelkataloge	254
8. Durchmusterungskataloge	255
9. Kataloge von Sternhaufen und Nebeln	256
10. Sternkarten	257
11. Eigenbewegungsverzeichnisse	259
12. Radialbewegungen	265
13. Parallaxen. Trigonometrische Methoden	268
14. Parallaxen. Spektroskopische Methoden	272
15. Photometrische Kataloge	276
16. Kataloge der Spektraltypen und der Farben der Sterne	278

III. Ergebnisse der Bearbeitung des Beobachtungsmaterials.

A. Scheinbare Verteilung der Sterne. Die Milchstraße.

17. Allgemeine Verhältnisse. Der Gouldsche Gürtel	279
18. Die galaktische Kondensation	281
19. Die äußere Erscheinung der Milchstraße	287
20. Der Spektralcharakter der Milchstraßensterne	291
21. Ebenen der scheinbaren Sternverteilung	293

B. Die räumliche Verteilung der Sterne, Extinktion.

22. Ältere Theorien	294
23. Seeligers Untersuchungen	298
24. Folgerungen aus der Seeligerschen Theorie	305
25. Beziehung zwischen Eigenbewegung, Parallaxe und Leuchtkraft	308
26. Schwarzschilds Entwicklungen	312

	Seite
27. Charliers Behandlung der Aufgabe	315
28. Neuere empirische und theoretische Forschungen	316
29. Extinktion des Lichtes im Weltraum	321

C. Eigenbewegung der Sterne und der Sonne.

30. Erste Versuche	326
31. Neuere Methoden	328
32. Berücksichtigung der Massen der Sterne	333
33. Kobolds Kritik der Hypothese der Regellosigkeit der Eigenbewegungen	335
34. Kapteyns Zweischwarm-Hypothese	338
35. Schwarzschilds Ellipsoidhypothese	340
36. Charliers Behandlung des Problems nach den Methoden der Kollektiv- maßelehre	343
37. Die Exzentrizitätshypothese Oppenheims	346
38. Allgemeine kritische Untersuchungen	347
39. Systematische Bewegungen	348

D. Besonderheiten des Bewegungszustandes.

40. Allgemeine Beziehungen	351
41. Abhängigkeit der Eigenbewegungen	352
42. Abhängigkeit der Radialbewegungen	353
43. Abhängigkeit der Bewegung von der absoluten Helligkeit	355
44. Die Bewegungen in Beziehung zum Bau des Sternsystems	357
45. Erklärung der Bewegungen	358

E. Bewegte Sterngruppen.

46. Einzelne Sterngruppen	360
47. Partialsysteme	362

F. Bau des Sternsystems.

48. Erste Versuche	364
49. Neuere Theorien	365
50. Kinematik des Sternsystems	368

(Abgeschlossen im Juli 1924.)

D. Astrophysik.

24. Thermodynamik der Himmelskörper. Von R. EMDEN in München.

Einleitung	377
----------------------	-----

I. Einfache Umsätze thermischer und mechanischer Energie.

1. Mechanische Energiequellen der Sternstrahlung	379
2. Sternschnuppen	381
3. Eindringen eines Weltkörpers in eine kosmische Staubmasse	382
4. Die Abkühlung der Erde	384

II. Aufbau der Himmelskörper unter Berücksichtigung von thermischer Energie und Gravitationsenergie.

A. Allgemeinste Sätze über Gas- und Staubmassen.

5. Der Virialsatz	385
6. Anwendung des Virialsatzes	386

B. Die polytropen Kurven.

7. Definition der polytropen Zustandsänderung	388
8. Kosmogenetische Zustandsänderung. Kosmogenide	391
9. Energieumsatz bei gleichförmiger Kontraktion	393
10. Homogene Kontraktion und Strahlung	394

C. Polytrope Atmosphären.

11. Begriff der polytropen Atmosphäre	395
12. Stabilität polytroper Atmosphären	395
13. Die fundamentalen Gleichungen polytroper Atmosphären	397
14. Periodisch wiederkehrende Irrtümer	399
15. Dispersionstemperatur	402
16. Einfluß der Kondensierbarkeit der Gase	403

D. Gaskugeln.

17. Aufstellung der Differentialgleichung	404
18. Lösungen der Differentialgleichung, die sich in geschlossener Form angeben lassen	406
19. Über die Differentialgleichung der polytropen Gaskugel	408
20. Numerische Auswertung der Differentialgleichung	412

a) Gaskugeln von endlichem Radius.

21. Thermische Energie und Eigenpotential einer polytropen Gaskugel	412
22. Kosmogenetische Flächen	413

b) Gaskugeln von unendlichem Radius.

23. Die isotherme Gaskugel	414
24. Energetik der isothermen Kugel	416
25. Polytrope Kugeln $n > 5$	417

c) Gemischte Systeme.

26. Gaskugeln in starrer Hülle	417
27. Gaskugeln mit starrem Kern	420
28. Zusammengesetzte Gaskugeln	422

E. Abweichung von den Gasgesetzen.

29. Einführung der Zustandsgleichung von van der Waals	423
30. Über die Bedeutung der Ergebnisse der Nr. 5—29	424
31. Eine Gaskugel anderer Bauart	425

F. Eingreifen der kinetischen Gastheorie und statistischen Mechanik.

32. Massenverlust einer Gaskugel	426
33. Behandlungsweise von Milne	428

a) Kosmische Staubmassen.

34. Über die Notwendigkeit von Geschwindigkeiten im interstellaren Raum	430
35. Über die zulässige Steingröße	432
36. Bau kosmischer Staubmassen	433
37. Grenzverhältnisse und Massenverlust kosmischer Staubmassen	437
38. Zähigkeit kosmischer Staubmassen	438
39. Kugelförmige Sternhaufen	440
40. Das Fixsternsystem als kosmische Staubmasse	442

G. Über säkulare Stabilität der Gaskugeln.

41. Problemstellung	444
42. Ein Grenzfall	445
43. Anwendung auf gasförmige Gebilde	446

H. Freie Schwingungen einer Gaskugel.

44. Schwingungen bei konstantem Volumen	448
45. Schwingungen bei konstanter Form (Pulsationen)	451

III. Aufbau der Himmelskörper unter Berücksichtigung von thermischer Energie, Gravitationsenergie und Strahlungsenergie.

A. Exkurs über Strahlung.

46. Wärmetransport und Wärmequellen	458
47a. Größenordnung des Lichtdruckes an der Sonnenoberfläche.	461
47. Exkurs über Strahlung und Strahlungsgleichgewicht	462
48. Berücksichtigung des Strahlungsdruckes nach T. Bialobjewski	468

B. Atmosphären im Strahlungsgleichgewicht.

49. Temperaturverteilung bei Strahlungsgleichgewicht	470
50. Aufbau der Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht ohne Berücksichtigung des Strahlungsdruckes	471
51. Aufbau der Atmosphäre mit Berücksichtigung des Strahlungsdruckes	473

C. Die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe.

52. Über die bolometrische Helligkeitsverteilung der Sonnenscheibe.	474
53. Die Helligkeitsverteilung in den einzelnen Wellenlängen	476
54. Einfluß der Streuung des Lichtes auf die Helligkeitsverteilung	478
55. Die Näherung von A. Schuster.	481
56. Streuung und Absorption	482

D. Über das Strahlungsgleichgewicht der Erdatmosphäre.

57. Das Strahlungsgleichgewicht der Erdatmosphäre	486
---	-----

E. Gaskugeln im Strahlungsgleichgewicht.

58. Weggleichung bei Strahlungsgleichgewicht	487
59. Ersatz der Weggleichung bei Strahlungsgleichgewicht durch eine Polytrope	489
60. Der Faktor $1 - \beta$ und seine Berechnung	490
61. Energetik bei Strahlungsgleichgewicht	491
62. Typischer Riesenstern.	492
63. Behandlung der äußeren Schichten.	493
64. Einführung der van der Waalschen Zustandsgleichung	495
65. Das Molekulargewicht der Sternmaterie	496
66. Der Absorptionskoeffizient k	498
67. Beziehungen zwischen Leuchtkraft und Masse.	505
68. Verhalten hoch ionisierter Gase	507
69. Veränderlichkeit der Sternmasse	509
70. Zusätze zur Eddingtonschen Theorie	510
71. Rotierende Massen im Strahlungsgleichgewicht	514

IV. Eingreifen von Atomphysik und Quantentheorie.

A. Ionisation und Strahlung.

72. Ionisationsgleichgewicht	516
73. Die Untersuchungen Megh Nad Saha's	519
74. Verfeinerung der Methode durch R. H. Fowler und E. A. Milne	521

B. Ionisation und Lichtdruck.

75. Aufbau der äußersten Schichten einer Sternatmosphäre	524
76. Anwendung auf planetarische Nebel	529
77. Fühlbare Lücken der Erkenntnis.	529

(Abgeschlossen Ende 1925.)

25. Die Spektralanalyse der Gestirne. Von ADOLF HNATEK in Wien.**I. Einleitung.**

1. Geschichtlicher Überblick	535
2. Die Aufnahme zur Vermessung geeigneter Spektren	536
3. Die Ausmessung der Sternspektren und die Ermittlung der Wellenlängen	539

II. Die theoretischen Grundlagen.

4. Die Strahlungsgesetze.	543
a) Der Kirchhoffsche Satz	543
b) Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz	543
c) Die spektral zerlegte Strahlung	545
d) Die numerischen Werte der Konstanten der Strahlungsformeln	551
5. Das Dopplersche Prinzip	552
6. Der Atombau und die Gesetzmäßigkeiten in den Spektren	557
a) Allgemeines	557
b) Die Linienserien von H und He ⁺	561
c) Die Linienserien der anderen Elemente	572
d) Das kontinuierliche Spektrum an der Seriegrenze	576
e) Die Bandenspektren	577
7. Die Ionisation	583
a) Die elektrische Erregung. Erregungspotential und Ionisationspotential	583
b) Die thermische Ionisation.	585
c) Die Messung der Linienintensitäten	591
8. Der Einfluß von Druck und Dichte	594
9. Zeemaneffekt, Starkeffekt	596

III. Die Sonne.

10. Das mittlere Sonnenspektrum	601
11. Das Spektrum der Sonnenflecken.	617
12. Flash- und Chromosphärenspektrum	626
13. Monochromatische Aufnahmen der Sonne. Spektroheliograph	634
14. Das Spektrum der Protuberanzen	640
15. Das Spektrum der Sonnenkorona.	646
16. Die Temperatur der Sonnenoberfläche	652
17. Die spektroskopische Bestimmung der Rotationselemente der Sonne.	666

IV. Die Körper des Sonnensystems.

18. Der Mond	671
19. Die Planeten	672
20. Die Versuche zur spektroskopischen Ermittlung der Rotationszeiten der Planeten	678
21. Die Spektren der Kometen	679
22. Die Spektren der Sternschnuppen und ihrer Schweife	687
23. Das Zodiakallicht.	691

V. Das Fixsternsystem.

24. Die Klassifikation der Fixsternspektren	692
25. Besonderheiten in den Spektren der Fixsterne.	708
26. Die effektiven Temperaturen der Fixsterne	714

	Seite
27. Die Trennung in Riesen- und Zwergsterne	721
28. Die Ermittlung der absoluten Größe der Fixsterne auf spektroskopischem Wege. Spektroskopische Parallaxen	725
29. Die relative Häufigkeit der Elemente in den Atmosphären der Fixsterne	729
30. Die neuen Sterne	730
31. Die veränderlichen Sterne	743
32. Die Spektren der Nebelflecken	757
33. Das mittlere Spektrum der Sternhaufen	764
34. Das mittlere Spektrum der Milchstraße	765
35. Kalzium- und Natriumwolken im interstellaren Raum	766

(Abgeschlossen Ende 1928.)

26. Astronomische Kolorimetrie. Von JOSEF HOPMANN in Leipzig. Mit Beiträgen von BERNHARD STICKER in Bonn.

I. Theoretisches und Geschichtliches.

1. Definition und Aufgabenkreis der Kolorimetrie	770
2. Geschichtliche Bemerkungen	773

II. Die kolorimetrischen Beobachtungsmethoden.

A. Visuelle Beobachtungsverfahren.

3. Psycho-physiologisches	774
4. Farbenschätzungen	775
5. Wilsings Rotkeil, Fessenkoffs Blaukeil	778
6. Visuelle effektive Wellenlängen	782
7. Visuelle Farbenindizes	782

B. Photographische Beobachtungsverfahren.

8. Photographische Farbenindizes	785
9. Methode Seares	789
10. Methode Tikhoff	790
11. Methode Rosenberg	792
12. Photographische effektive Wellenlängen	792

C. Elektrische Beobachtungsverfahren.

13. Lichtelektrische Farbenindizes	794
14. Die thermoelektrische Methode	795
15. Zusammenfassende Übersicht	796

III. Ergebnisse bei normalen Sternen.

16. Allgemeines	798
17. Farbe und absolute Helligkeit	800
18. Farbe und Sternort (interstellare Absorption)	805
19. Die Verteilungsfunktion der Farben	806
20. Bolometrische und instrumentelle Größenklassen	808
21. Farbe und Sterndurchmesser	809

IV. Ergebnisse bei veränderlichen Sternen.

22. Bedeckungsveränderliche	810
23. Die δ -Cephei-Sterne	812
24. Die Mira-Sterne	815
25. Sonstige Veränderliche	818

V. Ergebnisse bei Sternhaufen und Nebelflecken.

26. Kugelförmige Sternhaufen	819
27. Offene Sternhaufen und Milchstraßenwolken	820
28. Die Nebelflecken	822

VI. Ergebnisse im Sonnensystem.

29. Die Sonne	824
30. Der Mond	824
31. Die großen Planeten	826
32. Die Kleinkörper des Sonnensystems	828

(Abgeschlossen Dezember 1930.)

27. Photometrie der Gestirne. Von ERICH SCHOENBERG in Breslau.**Einleitung.**

1. Die Entwicklung der photometrischen Theorien	833
2. Die Entwicklung der Beobachtungsmethoden	837

I. Die Methoden der Astrophotometrie und ihre Grenzen.

3. Allgemeine Definitionen	844
4. Die Definitionen der visuellen Photometrie	846
5. Das Prinzip des astronomischen Photometers	850
6. Die Grenzen der Sichtbarkeit	851
7. Das Fechner-Webersche psychophysische Gesetz und die Größenklassen der Gestirne	852
8. Die Methoden der photographischen Photometrie und die photographische Helligkeitsskala	854
9. Die Eigenschaften der photographischen Platten. Die Schwärzungskurve	858
10. Farbenindizes	862
11. Die lichtelektrische Methode der Photometrie	864
12. Der Einfluß der Extinktion auf photometrische Messungen	866
13. Die radiometrischen Messungen der bolometrischen Größenklassen und Temperaturen der Gestirne	869

II. Theorien und Ergebnisse.**A. Die Strahlung der Selbstleuchter, der Sonne und der Fixsterne.**

14. Das Lambertsche Emanationsgesetz	871
15. Die Helligkeitsverteilung auf der Sonne	874
16. Die Gesamtstrahlung der Sonne und der Fixsterne	877
17. Interpolationsformeln für die Randverdunkelung bei Bedeckungsveränderlichen und bei der Sonne	877
18. Strenge Berechnung der Helligkeitsverteilung aus Finsternisbeobachtungen nach Heckmann und Siedentopf	881

B. Die Resonanzstrahlung der Nebel und Kometen.

19. Untersuchungen über die galaktischen Nebel von Hubble	884
20. Die Theorie der Nebelstrahlung von H. Zanstra	887
21. Die Helligkeitsverteilung auf elliptischen Nebeln	888
22. Die Resonanzstrahlung der Kometen	893

C. Die reflektierte Strahlung der Planeten und Meteore.

23. Die Lambertsche Formel für diffuse Reflexion	898
24. Die Formeln von Seeliger, Lommel, Fessenkow und Schoenberg	898
25. Die Helligkeit von eben begrenzten, diffus reflektierenden Flächen und von Kugeln. Experimentelle Prüfung der Reflexionsgesetze	902

	Seite
26. Die Reflexion an farbigen Substanzen und die Polarisation des reflektierten Lichtes	902
27. Über den Begriff der Albedo	903
28. Der Reflexionskoeffizient und die sphärische Albedo nach Bond	905
29. Die Phasenkurven	909
30. Die beobachteten Phasenkurven und Phasenkoeffizienten	910
31. Die Reflexionskoeffizienten von irdischen Substanzen und Mondgebilden	912
32. Die Bestimmung der Albedo und der Durchmesser der Planeten	913
33. Der Einfluß der Unebenheiten der Oberfläche auf die Lichtverteilung auf derselben und auf die Phasenkurve der Planeten	914
34. Die Flächenphotometrie der großen Planeten	916
35. Die Beleuchtung der Planetentrabanten. Das aschfarbene Mondlicht	917
36. Die Verfinsterung der Jupitertrabanten	918
37. Über die Vergrößerung des Erdschattens bei Mondfinsternissen	923
38. Über die Beleuchtung der Planetenatmosphären	926
39. Die Theorie der Diffusion und Absorption des Lichtes in Gasen von L.V. King	927
40. Die Anwendung der Theorie auf die Erdatmosphäre	933
41. Über die Beleuchtung eines von einer Atmosphäre umgebenen Planeten	935
42. Die Theorie der Verfärbung bei Diffusion in Anwendung auf astronomische Probleme	939
43. Seeligers Theorie der Beleuchtung staubförmiger Massen	941
44. Die allgemeine Gleichung der Helligkeit einer beleuchteten Staubmasse	942
45. Die Beleuchtung des Saturnringes	944
46. Die Beleuchtung des Zodiakallichtes	950
47. Über die Beleuchtung kosmischer Staubmassen durch Sterne	953

III. Die veränderlichen Sterne.

48. Das Bedeckungsproblem	956
49. Die Lösung des Problems für den Fall einer totalen Bedeckung nach H. N. Russell	959
50. Partielle Bedeckungen	961
51. Der Einfluß der Randverdunkelung	962
52. Bestimmung der Abplattung	963
53. Der Einfluß der gegenseitigen Beleuchtung der Komponenten	967
54. Der Periastron-Effekt	968
55. Die Dichte der Komponenten	968
56. Statistische Ergebnisse	969
57. Andere Methoden und ungelöste Probleme	975
58. Die anderen Klassen der veränderlichen Sterne	976
59. Die δ -Cephei-Sterne	978
60. Die Perioden-Leuchtkraftkurve (PLk)	979
61. Die Perioden-Spektrenkurve (PSk)	981
62. Das Leuchtkraft-Spektraltypendiagramm	982
63. Die langperiodischen Veränderlichen	984
64. Die halbregelmäßigen periodischen Veränderlichen	984
65. Die seltenen Typen veränderlicher Sterne: R-Coronae, U-Geminorum und Novae	985

(Abgeschlossen im August 1932.)

28. Kosmogonie. Von H. KIENLE in Göttingen.

I. Einleitung.

1. Kosmogonie	988
2. Entwicklung der Theorien	990
3. Methoden der Kosmogonie	992

II. Innerer Aufbau und normale Sternentwicklung.

4. Zustandsgrößen	993
5. Zustandsgleichungen der normalen Sterne	998

	Seite
6. Zustandsverteilungen	1003
7. Alter und Energieerzeugung	1011
8. Die Weggleichung der normalen Sternentwicklung	1016

III. Dynamik der Entwicklungsvorgänge.

9. Rotationsdeformationen	1024
10. Gezeitendeformationen	1029
11. Schwingungen und Pulsationen	1035
12. Gezeitenreibung	1036
13. Widerstehendes Mittel und Einfang von Massen	1039
14. Massenänderungen und Energieaustausch	1045

IV. Die Entstehung des Planetensystems.

15. Gesetzmäßigkeiten des Zustandes	1052
16. Rotationshypothesen	1055
17. Katastrophenhypothesen	1059
18. Monde und Kleinkörper	1065

V. Einzelprobleme.

19. Doppelsterne	1071
20. Veränderliche Sterne	1075
21. Novae, Planetarische Nebel und weiße Zwerge	1077
22. Nebel und Sternsysteme	1079

(Abgeschlossen im Oktober 1933.)

Sachregister zu Band VI, 2. Teil, 2. Hälfte	1089
Namensverzeichnis zu Band VI, 2. Teil, A und B	1107

Übersicht

über die im vorliegenden Bande VI, 2. Teil, 2. Hälfte
zusammengefaßten Hefte und ihre Ausgabedaten.

B. Mechanik des Himmels.

(Fortsetzung)

- | | | |
|-------------------------|---|--|
| Heft 1.
18. IX. 1922 | { | 21. OPPENHEIM: Die Theorie der Gleichgewichtsfiguren der Himmelskörper.
22. OPPENHEIM: Kritik des Newtonschen Gravitationsgesetzes.
22a. KOTTLER: Gravitation und Relativitätstheorie. |
|-------------------------|---|--|

C. Stellarastronomie.

- | | | |
|-------------------------|---|--|
| Heft 2.
30. XI. 1926 | { | 23. KOBOLD: Stellarastronomie.
<div style="text-align: center; padding: 5px 0;">D. Astrophysik.</div> 24. EMDEN: Thermodynamik der Himmelskörper. |
|-------------------------|---|--|

- | | | |
|---------------------------|---|---|
| Heft 3.
18. VII. 1930. | { | 25. HNATEK: Spektralanalyse der Gestirne. |
|---------------------------|---|---|

- | | | |
|---------------------------|---|---|
| Heft 4.
20. III. 1931. | { | 26. HOPMANN: Astronomische Kolorimetrie |
|---------------------------|---|---|

- | | | |
|---------------------------|---|---|
| Heft 5.
25. VII. 1933. | { | 27. SCHOENBERG: Photometrie der Gestirne. |
|---------------------------|---|---|

- | | | |
|---------------------------|---|--|
| Heft 6.
30. VII. 1934. | { | 28. KIENLE: Kosmogonie.
Titel und Inhaltsverzeichnis zu Band VI, 2. Teil, 2. Hälfte.
Sachregister zu Band VI, 2. Teil, 2. Hälfte.
Namensverzeichnis zu Band VI, 2. Teil, A und B. |
|---------------------------|---|--|

VI 2, 28. KOSMOGONIE.

VON

H. KIENLE

IN GÖTTINGEN.

(Mit 3 Figuren.)

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.

1. Kosmogonie.
2. Entwicklung der Theorien.
3. Methoden der Kosmogonie.

II. Innerer Aufbau und normale Sternentwicklung.

4. Zustandsgrößen.
5. Zustandsgleichungen.
6. Zustandsverteilungen.
7. Alter und Energieerzeugung.
8. Die Weggleichung der normalen Sternentwicklung.

III. Dynamik der Entwicklungsvorgänge.

9. Rotationsdeformationen.
10. Gezeitendeformationen.
11. Schwingungen und Pulsationen.
12. Gezeitenreibung.
13. Widerstehendes Mittel und Einfang von Massen.
14. Massenänderungen und Energieaustausch.

IV. Die Entstehung des Planetensystems.

15. Gesetzmäßigkeiten des Zustandes.
16. Rotationshypothesen.
17. Katastrophenhypothesen.
18. Monde und Kleinkörper.

V. Einzelprobleme.

19. Doppelsterne.
20. Veränderliche Sterne.
21. Novae, Planetarische Nebel und weiße Zwerge.
22. Nebel und Sternsysteme.

Literatur.

Zusammenfassende Darstellungen und Berichte, unter Ausschluß der im Rahmen populärer Bücher und Sammelwerke erschienenen:

C. Wolf, Les hypothèses cosmogoniques, Paris 1885.

A. M. Clerke, Modern Cosmogonies, London u. New York 1906.

T. J. J. See, Researches on the evolution of the stellar systems. Vol. I (1896), vol. II (1910).

H. Poincaré, Leçons sur les hypothèses cosmogoniques, Paris 1911.

A. Véronnet, Les hypothèses cosmogoniques modernes, Paris 1914.

J. H. Jeans, Problems of cosmogony and stellar dynamics, Cambridge 1919. (Abkürzend zitiert als „Problems“.)

J. Bosler, L'évolution des étoiles, Paris 1923.

F. Nölke, Entwicklung im Weltall. Probleme der kosmischen Physik VIII, Hamburg 1926.

A. Véronnet, Constitution et évolution de l'univers, Paris 1926.

A. Véronnet, Figures d'équilibre et Cosmogonie, Paris 1926.

J. H. Jeans, Astronomy and Cosmogony, Cambridge 1928. (Abkürzend zitiert als „A.C.“)

Die verschiedenen Theorien der Entstehung des Planetensystems sind kritisch behandelt in:

F. Nölke, Der Entwicklungsgang unseres Planetensystems. Berlin-Bonn 1930.

(Erstmalig erschienen unter dem Titel: „Das Problem der Entwicklung unseres Planetensystems, Berlin 1908.)

Über die „Welteislehre“, die von der folgenden Darstellung grundsätzlich ausgeschlossen wurde, orientieren zahlreiche Schriften aus dem Verlag Voigtländer, Leipzig.

I. Einleitung.

1. Kosmogonie. Die Kosmogonie gehört zu den Gebieten der exakten Naturwissenschaften, auf denen die Arbeiten der Außenseiter und Phantasten die der eigentlichen Fachleute an Zahl und Umfang weit übertreffen. Wie das perpetuum mobile die Erfinder nimmer ruhen läßt und für das Rätsel der Schwerkraft alljährlich neue Lösungen gegeben werden, so findet die Frage nach dem Werden und Vergehen der Welt immer wieder neue Beantwortungen. Und wenn auch fast alle der einmal aufgestellten Theorien durch andere widerlegt und abgelöst worden sind, so behaupten sie sich doch heute noch nahezu unverändert nebeneinander oder tauchen in leicht abgewandelter Form immer wieder auf. Dies ist nicht anders zu erwarten, wenn gesichertes Wissen sich auf ein Minimum reduziert und Hypothesen die fast ausschließliche Grundlage bilden.

Wenn trotzdem im Rahmen einer Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften der Versuch gemacht werden soll, dem mensch-

lichen Verlangen nach einer Abrundung des astronomischen Weltbildes so weit Rechnung zu tragen, als es mit den Aufgaben einer exakten Naturforschung verträglich erscheint, so möge die Begründung mit den Worten *H. Poincarés*¹⁾ gegeben werden:

«Il est impossible de contempler le spectacle de l'univers étoilé sans se demander comment il s'est formé; nous devrions peut-être attendre pour chercher une solution que nous ayons patiemment rassemblé les éléments, et que nous ayons acquis par là quelque espoir sérieux de la trouver; mais si nous étions si raisonnables, si nous étions curieux sans impatience, il est probable que nous n'aurions jamais créé la Science et que nous nous serions toujours contentés de vivre notre petite vie. Notre esprit a donc réclamé impérieusement cette solution, bien avant qu'elle fût mûre, et alors qu'il ne possédait que de vagues lueurs, lui permettant de la deviner plutôt que de l'attendre.»

Es kann allerdings nicht unsere Aufgabe sein, Vollständigkeit in der Aufführung der Theorien noch auch in der Angabe der umfangreichen Literatur anzustreben. Wir müssen uns vorbehalten, Theorien, die vom allgemein astronomischen Standpunkt aus als abwegig erscheinen, von der Darstellung auszuschließen. Die Grenzen sind schwer zu ziehen; denn die Beiträge der Fachwissenschaftler zu den Problemen der Kosmogonie sind keineswegs über die Kritik erhaben. Man begegnet vielmehr häufig einer gewissen Überspannung der Prinzipien, in der Kritik alter Hypothesen sowohl wie bei der Aufstellung neuer. Es wird leicht übersehen, daß wir einer viel zu großen Mannigfaltigkeit der Erscheinungen und Kräfte gegenüberstehen, als daß ein und dasselbe Prinzip — es sei denn eines der ganz allgemeinen und daher in Beziehung auf den praktischen Einzelfall „farblosen“ — zur Erklärung alles Geschehens ausreichte. Und man vergißt gern, daß die aus einem zum Zweck der mathematischen Behandlung idealisierten Problem gezogenen Schlußfolgerungen unter Umständen nur Scheinargumente sind, wenn in dem natürlichen Problem wesentliche Teile in ihrer Bedeutung unterschätzt werden.

Wenn die *Laplaceschen* Vorstellungen über die Entstehung des Planetensystems sich als unhaltbar erwiesen haben, so darf man deshalb den Grundgedanken eines durch Rotation instabil werdenden Gasballs nicht überhaupt verwerfen wollen. Wenn gewisse Gruppen von Doppelsternen sich nicht mit einer Theorie der Teilung rotierender Massen in Einklang bringen lassen, so darf man diesen Prozeß

1) *H. Poincaré*, *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques*, 2. édition. Paris 1913. Préface p. XLIX.

nicht kurzerhand ganz ausschließen. Und wenn sich umgekehrt etwa gewisse Eigentümlichkeiten im Planetensystem auf die „Einfangung“ kleinerer Massen durch größere zurückführen lassen, so darf man nicht, in Überspannung des Prinzips, alle Arten kosmischer Systeme sich durch „Einfangung“ zusammenfinden lassen.

2. Entwicklung der Theorien. Als Ausgangspunkte für eine wissenschaftliche Behandlung kosmogonischer Fragen können die Versuche von *Kant* und *Laplace* betrachtet werden. Durch sie sind die beiden Grundtypen von Hypothesen in die Literatur eingeführt worden, die in der Folgezeit das Feld, zum Teil gemeinsam, zum Teil abwechselnd, beherrschten: Die Meteoritenhypothese (*Kant*) und die Nebularhypothese (*Laplace*). *Kant*²⁾, der selbst als Quelle *Th. Wright*³⁾ anführt, scheint einen — ihm unbekannt gebliebenen — Vorgänger in *P. Estève*⁴⁾ gehabt zu haben. Ohne Kenntnis des Werkes *Kants* bewegt sich *Lambert*⁵⁾ einige Jahre später in ganz ähnlichen Spekulationen über den Bau des Weltalls. *Laplace*⁶⁾ hat seine Theorie in knappen allgemeinen Zügen erstmalig der zweiten Auflage seiner „Exposition du système du monde“ angefügt. Er erwähnt, 40 Jahre nach *Kant*, an Vorgängern nur *Buffon*⁷⁾, in dessen Versuch, die Entstehung der Planeten auf den Zusammenstoß eines Kometen mit der Sonne zurückzuführen, man den ersten Ansatz zu der heute im Vordergrund der Diskussion stehenden Gezeitenhypothese erblicken kann.⁸⁾

Kants Theorie scheint erst um die Mitte des 19. Jahrhunderts zur allgemeinen Kenntnis weiterer Kreise gelangt zu sein.⁹⁾ Diese

2) *I. Kant*, Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels, oder Versuch von der Verfassung und dem mechanischen Ursprunge des ganzen Weltgebäudes nach Newtonischen Grundsätzen abgehandelt. Ohne Angabe des Verfassers. Königsberg und Leipzig 1755.

3) *Th. Wright*, An original theory and new hypothesis of the universe, London 1750.

4) Vgl. *Kant-Studien* 28 (1923), p. 193.

5) *J. H. Lambert*, Kosmologische Briefe über die Einrichtung des Weltbaues, Augsburg 1761.

6) *Laplace*, Exposition du système du monde. Seconde édition, Note VII, Paris 1796. Troisième édition, livre cinquième. Chap. VI. Paris 1808.

7) *Buffon*, Histoire naturelle, Paris 1745.

8) Über andere mehr oder weniger phantastische ältere Theorien vgl. *J. J. v. Littrow*, Die Wunder des Himmels, Stuttgart 1843.

9) In der ersten Auflage des unter Anm. 8 genannten Werkes ist nur *Laplace* genannt. In der zweiten schreibt *Littrow* im Anschluß an die ausführliche Darstellung der *Laplaceschen* Kosmogonie: „Endlich wollen wir erwähnen, daß dieselbe Hypothese mit allen ihren Hauptmomenten schon früher von einem Manne aufgestellt worden ist, . . . *Kant* hat . . . aus denselben drei allgemeinen Erscheinungen unseres Planetensystems dieselben Folgerungen abgeleitet.“

Kenntnis war allerdings nicht sehr tief, denn die Theorie wurde, in Verkennung ihres Grundgedankens, mit der des *Laplace* zusammengeworfen, so daß in die Literatur der Folgezeit eine „*Kant-Laplace*-sche Kosmogonie“ überging, die je nach dem Geschmack des Darstellers mehr von der einen oder von der anderen der beiden Theorien übernahm.

Wesentliche Fortschritte über die im Grunde noch fast ausschließlich spekulative Beschreibung hinaus wurden erst erzielt, als *Roche*^{10,11)} der Entwicklung der *Laplaceschen* Nebelsonne eine mathematische Grundlage zu geben vermochte, *Maxwell*¹²⁾ seine Untersuchungen über die Stabilität des Saturnringes bekanntmachte, die Untersuchungen über Gleichgewichtsfiguren¹³⁾ rotierender Massen bis zu den birnenförmigen Figuren vorstießen, und die Entdeckungen auf dem Gebiete des restringierten Dreikörperproblems¹⁴⁾ der „Einfangtheorie“ Nahrung gaben. Um die Jahrhundertwende trat die *Laplace*-sche Theorie in ihrer Urgestalt stark in den Hintergrund; die „Meteoritenhypothese“ *Lockyers*¹⁵⁾ und die „Planetesimalhypothese“¹⁶⁾ von *Chamberlin* und *Moulton* lösten sie ab.

Gleichzeitig aber bereitete sich eine Verschiebung des Schwerpunktes der kosmogonischen Untersuchungen vor. Galt bis dahin unser Planetensystem als Normalfall kosmischer Entwicklung, nach dessen Muster man Systeme beliebig hoher Ordnung entstehen lassen konnte, so zielt die Entwicklung der letzten Jahrzehnte unzweideutig dahin, die Fülle der unserem System eigentümlichen Gesetzmäßigkeiten als das Ergebnis eines seltenen Ausnahmefalles kosmischen Geschehens zu betrachten, und einen deutlichen Unterschied zu machen zwischen der Entwicklung von Weltsystemen und von einzelnen Sternen. Die Wurzeln dieser Umwertung sind zu suchen in den vorgenannten Arbeiten über die Dynamik der Entwicklungsvorgänge, die eine quantitative Prüfung der einzelnen kosmogonischen Hypothesen ermöglichten; in den Fortschritten der empirischen Astronomie und

10) *Roche*, Mémoire sur la figure des atmosphères des corps célestes, Mém. de l'Acad. de Montpellier. Vol. 2 (1854), p. 399.

11) *Roche*, Essai sur la constitution et l'origine du système solaire, l. c. Vol. 8 (1873), p. 235.

12) *J. C. Maxwell*, Essay on the stability of the motion of Saturn's rings, Cambridge 1859.

13) Vgl. Encykl. VI 2, 21 (*S. Oppenheim*).

14) Vgl. Encykl. VI 2, 19 (*H. Samter*).

15) *J. N. Lockyer*, The Meteoric Hypothesis, London 1890.

16) Vgl. *T. C. Chamberlin*, The two Solar Families, Chicago 1928, wo sich alle einschlägigen Literaturangaben finden.

Astrophysik, die eine Fülle neuer und verschiedenartiger kosmischer Objekte der Beobachtung und der Theorie zugänglich machten; vor allem aber in der durch *J. R. Mayer*, *H. von Helmholtz*, *H. Lane*, *A. Ritter*, *W. Thompson*, *A. Schuster* und *R. Emden*¹⁷⁾ eingeleiteten Entwicklung der Thermodynamik der Himmelskörper, die zu einer mathematisch-physikalisch begründeten Theorie des Sternaufbaus führte und die entscheidende Bedeutung der Strahlungsprobleme in den Vordergrund rückte. Die Namen *K. Schwarzschild*, *A. S. Eddington*, *J. H. Jeans*, *E. A. Milne*, *H. N. Russell* und *H. Vogt* bezeichnen die letzten Etappen auf diesem Wege, auf dem wir die Hoffnung geschöpft haben, wenigstens Teile einer wissenschaftlich begründeten Kosmogonie zu besitzen, wenn es sich auch vielfach mehr um Einschränkungen der Möglichkeiten handelt als um positive und eindeutige Aussagen über das „Wie?“.

3. Methoden der Kosmogonie. Entsprechend ihrem stark spekulativen Charakter geht die Kosmogonie auf zwei verschiedenen Wegen vor, die man etwa so kennzeichnen kann¹⁸⁾:

- a) Man gibt einen — irgendwie idealisierten — Anfangszustand und bestimmte wirkende Kräfte vor und verfolgt die Entwicklung mit den zu Gebote stehenden mathematischen Hilfsmitteln. Der Vergleich der theoretisch erlangten Entwicklungsstufen mit den am Himmel beobachtbaren Objekten liefert Kriterien für die Brauchbarkeit der Theorie.
- b) Man versucht unter Voraussetzung einer im einzelnen näher zu definierenden Stationarität aus der beobachtbaren Verteilungsfunktion der Zustände verschiedener Objekte die zeitliche Aueinanderfolge der Zustände des Einzelobjektes abzuleiten.

Im allgemeinen überschneiden sich beide Wege vielfach; die praktischen Methoden sind fast durchweg „gemischt“ und ergänzen sich gegenseitig. Daß man besonders auf dem zweiten Weg, auf dem unter anderem die Riesen-Zwerg-Theorie der Sternentwicklung gefunden wurde^{19–28)}, Gefahren ausgesetzt ist, leuchtet ein. Man wird

17) Vgl. Encykl. VI 2, 24 (*R. Emden*).

18) *H. Kienle*, Vjschr. der Astr. Ges. 59 (1924), p. 158.

19) *J. N. Lockyer*, The Chemistry of the Sun, London 1887.

20) „ The Meteoric Hypothesis, London 1890.

21) „ The Sun's Place in Nature, London 1897.

22) „ Inorganic Evolution, London 1902.

23) „ Proc. Roy. Astr. Soc. London 67 (1901), nr. 40.

24) *A. Schuster*, The evolution of solar stars, Ap. Journ. 17 (1903), p. 165.

25) *J. N. Lockyer*, Proc. Roy. Astr. Soc. London 73 (1904), nr. 492.

26) „ Proc. Roy. Astr. Soc. London 76 (1905), nr. 508.

stets anstreben müssen, die Wahrscheinlichkeit des gezeichneten Entwicklungsweges durch eine quantitative Theorie der Entwicklungskräfte zu erhärten. Aber auch die auf dem ersten Wege gefundenen Resultate bleiben vielfach unbefriedigend, wenn es nicht gelingt, die Mannigfaltigkeit der von der Theorie vorausgesagten möglichen Zustände so weit einzuschränken, daß sie identisch wird mit der Mannigfaltigkeit der tatsächlich in der Natur verwirklichten Zustände.

II. Innerer Aufbau und normale Sternentwicklung.

4. Zustandsgrößen. Anzahl und Art der voneinander unabhängigen Parameter anzugeben, die den physikalischen Zustand und die Entwicklung kosmischer Materie eindeutig festlegen, ist zur Zeit noch kaum möglich. Die Hauptschwierigkeit scheint darin zu liegen, daß der Beobachtung nur gewisse Integralwerte zugänglich sind, und auch diese nur in sehr beschränktem Umfang: die Gesamtmasse — nur bei Gliedern eines Doppelsternsystems hypothesenfrei zu berechnen —, die totale Leuchtkraft — visuell, photographisch oder bolometrisch —, die spektrale Verteilung der ausgestrahlten Energie und die mit deren Hilfe abgeleiteten effektiven Temperaturen, Durchmesser und mittleren Dichten. In die letztgenannten Größen, ebenso wie in die bolometrischen Leuchtkräfte gehen bereits wesentliche Voraussetzungen über die Natur der Sternstrahlung ein, vorab die Gültigkeit des *Planck*-schen Gesetzes.

Fassen wir den Begriff der Zustandsgröße in dem weitesten kosmogonischen Sinn, so haben wir noch hinzuzufügen: die Geschwindigkeit des Schwerpunktes relativ zu einem vorgegebenen Koordinatensystem und die Rotation um bestimmte Achsen (Drehimpuls). Denn die Verteilung der kinetischen Energie auf die einzelnen Mitglieder eines Sternsystems ist von grundlegender Bedeutung für die Beurteilung des Entwicklungszustandes des Systems; während die Umlaufs- und Rotationsmomente eine entscheidende Rolle spielen bei der Kritik der Hypothesen über die Entstehung des Planetensystems und die Entwicklung von Doppelsternsystemen.]

Die Zustandsgrößen im üblichen physikalischen Sinn, also Druck, Temperatur, Dichte der Materie, können nur auf theoretischem Wege abgeleitet werden, unter Übertragung der uns auf der Erde bekannten

27) *H. N. Russell*, „Giant“ and „Dwarf“ Stars, *The Observatory* 36 (1913), p. 324.

28) *H. N. Russell*, On the Probable Order of Stellar Evolution, *The Observatory* 37 (1914), p. 165.

physikalischen und chemischen Gesetzmäßigkeiten, was im allgemeinen auf eine weitgehende Extrapolation hinausläuft. Da für eine Prüfung der Theorie nur die obengenannten Integralwerte zur Verfügung stehen und, wie die Diskussionen der letzten Jahre ergeben haben, sehr allgemeine und unter Umständen recht verschiedene Voraussetzungen eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung erzielen lassen, darf man von Anfang an keine eindeutige Entscheidung erwarten. In der Tat stehen sich gerade im Augenblick recht verschiedene Auffassungen über die Natur des Sterninnern gegenüber, die noch nicht zu einer endgültigen Klärung geführt haben.²⁹⁾

Zur Charakterisierung der Gesamterscheinung eines Sternes bieten sich, weil der Beobachtung im weitesten Umfange zugänglich, Leuchtkraft und effektive Temperatur als natürliche Parameter dar. Im Gegensatz zur Stellarastronomie, welche fast ausschließlich mit der Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte³⁰⁾ rechnete, spielte für die Kosmogonie die Temperatur die entscheidende Rolle: der Vorgang der Abkühlung einer hochtemperierten Gasmasse erscheint als der natürlichste kosmogonische Prozeß. Die Erkenntnis, daß die Korrelation zwischen absoluter Leuchtkraft und effektiver Temperatur nicht eindeutig ist, daß vielmehr die großen Verschiedenheiten der Leuchtkräfte außer durch die Unterschiede der spezifischen Strahlungsintensitäten (Spektraltypen) vor allem durch die verschiedene Größe der strahlenden Oberflächen (Riesen und Zwerge) bedingt sind, war entscheidend für Stellarastronomie wie Kosmogonie. Beide müssen, wenn sie nicht Gefahr laufen wollen, Fehlschlüsse zu machen, mit zweiparametrischen Zustandsverteilungen rechnen. Nach dem Vorgange von *Hertzsprung* und *Russell*, mit deren Namen diese Art von Zustandsdiagrammen verknüpft wird (*Hertzsprung-Russell-Diagramm*), hat man sich daran gewöhnt, als den einen Parameter den Spektraltypus bzw. den Farbenindex zu wählen, als anderen die visuelle oder photographische Größe.

Der Spektraltypus wird im wesentlichen durch die Vorgänge in den äußeren Atmosphärenschichten der Sterne bestimmt und ist selbst wieder eine Funktion der effektiven Temperatur und der Dichte. Da man überdies bei schwächeren Sternen, deren Spektraltypen nicht zu bestimmen sind, Farbenindizes als Äquivalente einführen muß, die ihrer Herleitung entsprechend linear von den reziproken Temperaturen

29) Vgl. die Diskussionen zwischen *Eddington*, *J Jeans*, *Milne*, *Russell* und *Vogt* in *Monthly Notices*, *Observatory*, *Nature*, *Astr. Nachr.* und *Ztschr. f. Astroph.* seit 1929.

30) *Encykl.* VI 2, 23 (*Kobold*).

abhängen, ist allgemein $\frac{c^2}{T}$ als Zustandsparameter vorzuziehen³¹⁾; um so mehr, als auch die Reduktion auf bolometrische Größen³²⁾ eindeutig ist als Funktion der effektiven Temperatur, nicht aber als Funktion des Spektraltypus.

Die absolute bolometrische Leuchtkraft ist offenbar ein Maß für die im Innern eines Sternes erzeugte Energie und den mittleren Absorptionskoeffizienten der Sternmaterie; denn sie stellt den Nettostrom dar, der nach allen Emissions- und Absorptionsvorgängen im Innern und in der Atmosphäre die Oberfläche verläßt. Sie hängt daher eng mit dem zeitlichen Ablauf der Sternentwicklung zusammen und liefert das wichtigste Kriterium für die kosmogonische Zeitskala.

Die Tatsache, daß die dritte Zustandsgröße, die Masse, hypothesenfrei nur bei Doppelsternen bestimmt werden kann, läßt gerade bei kosmogonischen Betrachtungen einem grundsätzlichen Bedenken Raum: Man wird der Gesamtmasse, die bei der Bildung eines Doppelsternsystems in Wirksamkeit tritt, eine entscheidende Rolle zubilligen müssen. Die durch Beobachtungen von z. T. recht bescheidener Genauigkeit belegten Werte der Massen einzelner Sterne beziehen sich auf die Mitglieder von im ganzen 15 Doppelsternsystemen und einen einzigen isolierten Stern, die Sonne.³³⁾ Die Überzeugung, daß kein grundsätzlicher Unterschied besteht zwischen isolierten Sternen und den Mitgliedern von Systemen, schöpfen wir im Grunde nur daraus, daß die Sonne sich dem aus den Doppelsternmassen abgeleiteten Masse-Leuchtkraft-Gesetz (s. Nr. 5) gut einordnet.

Wegen der Beschränktheit unserer Kenntnisse individueller Massen hat man versucht, auf statistischem Wege Anhaltspunkte über die durchschnittliche Größe der Sternmassen zu gewinnen. *v. Zeipels*³⁴⁾ Abschätzung der Massen in Sternhaufen setzt eine Theorie des Aufbaus der Sternhaufen voraus und liefert nur die Verhältnisse der Massen einzelner Spektralgruppen. Die von *Seares*³⁵⁾ für die Sterne des Milchstraßensystems abgeleiteten mittleren Massen beruhen auf der Voraussetzung der Gleichverteilung der Energie, unter Verwendung der aus Radialgeschwindigkeiten, Eigenbewegungen und spektroskopischen Parallaxen berechneten Raumgeschwindigkeiten. Die Er-

31) Encykl. VI 2, 26 (*Hopmann*), Nr. 1.

32) Ebd. Nr. 20.

33) *Eddington*, Der innere Aufbau der Sterne, p. 18 (im Folgenden abkürzend zitiert als I.A.S.), Tabelle 17.

34) *H. v. Zeipel* und *J. Lindgren*, Photometrische Untersuchung der Sterngruppe Messier 37, K. Sv. Vet. Akad. Handl. 61 (1921), Nr. 15.

35) *F. H. Seares*, The masses and densities of the stars, Ap. J. 55 (1922), p. 165.

gebnisse dieser beiden Untersuchungen sind kosmogonisch nicht verwendbar, da sie die Fragestellung gerade umkehren und das zur Voraussetzung machen, was wir auf Grund der Beobachtungen ableiten wollen.³⁶⁾

Die Durchmesser der Sterne sind im allgemeinen nicht als unabhängige Parameter zu betrachten, da sie gewöhnlich aus der effektiven Temperatur und der Gesamtstrahlung berechnet werden.³⁷⁾ Die wenigen Fälle, in denen es möglich war, Winkeldurchmesser interferometrisch³⁸⁾ unmittelbar zu messen, sind insofern von Bedeutung, als sie in vollkommener Übereinstimmung stehen mit den aus der Strahlung abgeleiteten Werten und damit die Existenz riesig ausgedehnter Gasbälle (bis zum 500-fachen Sonnendurchmesser) niedriger effektiver Temperatur (zwischen 1800° und 3000° abs.) sicherstellten. Solche Gasbälle hat ja *Lockyer*³⁹⁾ an den Anfang der Sternentwicklung gestellt.

Zu den interferometrisch bestimmten Durchmessern gesellen sich noch die aus den Lichtkurven abgeleiteten Durchmesser von Bedeckungsveränderlichen⁴⁰⁾, die ihrem Sinne nach auch geometrische Durchmesser sind und bei Kenntnis der spektroskopischen Bahn in linearem Maß angegeben werden können.

Im übrigen sind die Durchmesser nicht Selbstzweck, sondern dienen vor allem zur Ableitung der mittleren Dichte, wenn die Massen bekannt sind oder man plausible Annahmen über sie machen kann. Bei den roten Riesen ergeben sich so Dichten von 10^{-4} bis 10^{-7} , wenn man normale Massen voraussetzt; bei den „weißen“ Zwergen kann man Dichten von 10^4 bis 10^5 nicht entgehen, wenn man die Berechnung der Durchmesser aus den effektiven Temperaturen für diese Sterne grundsätzlich anerkennt. Da bisher keiner dieser besonderen Sterne spektralphotometrisch untersucht worden ist, sind Zweifel vielleicht weniger scharf zurückzuweisen, als dies gemeinhin geschieht. Ebenso wie man, wenn man sich nur auf die Beobachtungen stützen will, die Möglichkeit nicht ausschließen kann, daß die roten Riesen abnorm große Massen besitzen, die sich nicht dem allgemeinen Masse-Leuchtkraft-Gesetz einordnen.

36) *H. Siedentopf*, Grundlagen der Kosmogonie, Veröffentl. Göttingen, Heft 3 (1928), p. 26.

37) Encykl. VI 2, 26, Nr. 21.

38) Vgl. den Bericht mit Literaturangaben von *F. G. Pease*, Interferometer Methods in Astronomy, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 10 (1931), p. 84.

39) Anm. 22.

40) Encykl. VI 2, 27, Nr. 47—54.

Weitgehend frei von unsicheren Hypothesen ist die Bestimmung der Dichte bei Bedeckungsveränderlichen.⁴⁰⁾ Hier geht in die Berechnung nur eine Annahme über das Massenverhältnis ein, wenn nicht auch dieses durch Hinzunahme spektroskopischer Daten abgeleitet und die Dichtebestimmung damit absolut gemacht werden kann. Bei Berücksichtigung der Leuchtkraft und der geometrischen Dimensionen des Systems sind die zulässigen Grenzen für das unbekannte Massenverhältnis stets so eng, daß auf keinen Fall Fehler in der Größenordnung der Dichte entstehen können. Alle bekannt gewordenen Werte fügen sich denn auch vollkommen dem aus den Strahlungseigenschaften der normalen Sterne gewonnenen Bilde ein.

Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der Zustandsparameter für eine Auswahl von Sternen, die als repräsentativ angesehen werden

Tabelle 1.
Zustandsgrößen ausgewählter Sterne.

Stern	Sp.	M_b	$\frac{c_2}{T_e}$	T_e	\mathfrak{M}	R	ρ	ε
H. D. 1337 A	O 8	— 8,8	0,51	28000	36,3	23,8	0,004	15000
V Puppis A	B 1	— 5,3	0,51	28000	19,2	7,6	0,06	1100
β Aurigae A	A 0	+ 0,2	1,28	11200	2,4	2,8	0,13	57
α Can. maj. A	A 0	+ 0,9	1,28	11200	2,4	1,6	0,93	29
α Can. min. A	d F 5	+ 3,0	2,04	7000	1,1	1,8	0,28	10
Sonne	d G 0	+ 4,8	2,38	6000	1,0	1,0	1,42	1,9
α Centauri A	d G 0	+ 4,7	2,38	6000	1,1	1,1	1,34	1,9
α_2 Eridani A	d G 5	+ 5,9	2,60	5600	0,9	0,7	3,7	0,8
α Centauri	d K 5	+ 5,7	3,24	4400	1,0	1,2	0,76	0,9
Krueger 60 A	d M 3	+ 10,0	4,46	3200	0,26	0,33	9,6	0,07
α Aurigae B	g F 0	+ 0,1	1,94	7400	3,3	5,5	$3 \cdot 10^{-2}$	46
α Aurigae A	g G 0	— 0,2	2,53	5650	4,2	11	$4 \cdot 10^{-3}$	48
α Bootis	g K 0	— 0,8	3,40	4200	(8)	30	$(3 \cdot 10^{-4})$	(44)
α Tauri	g K 5	— 1,4	4,33	3300	(4)	60	$(2 \cdot 10^{-5})$	(150)
β Pegasi	g M 5	— 3,3	4,83	2900	(9)	170	$(2 \cdot 10^{-6})$	(400)
α Orionis	c M 0	— 4,6	4,61	3100	(15)	290	$(6 \cdot 10^{-7})$	(750)
α Scorpii	c M 0	— 5,6	4,61	3100	(30)	480	$(3 \cdot 10^{-7})$	(800)
α_2 Eridani B	A 0	+ 10,8	1,28	11200	0,44	0,019	$1 \cdot 10^5$	0,018
α Can. maj. B	A 7	+ 11,2	1,79	8000	0,85	0,030	$4 \cdot 10^4$	0,007
van Maanen	F	+ 14,3	2,04	7000	(0,14)	0,017	$(4 \cdot 10^5)$	(0,001)

Sp. Spektraltypus.

M_b absolute bolometrische Größe. Leuchtkraft $L = 2,512^{(4,85 - M_b)}$.

T_e effektive Temperatur (absolut).

\mathfrak{M} Masse in Einheiten der Sonnenmasse ($1,985 \cdot 10^{33}$ g).

R Radius in Einheiten des Sonnenradius ($0,695 \cdot 10^{11}$ cm).

ρ Dichte in g cm^{-3} .

ε Energieerzeugung pro g Masse in erg sec^{-1} .

Hypothetische Massen und die daraus abgeleiteten Größen sind eingeklammert.

kann. Sie umfaßt die nach all unseren bisherigen Erfahrungen „normalen“ Zustände, in denen kosmische Materie als eigenstrahlender Stern in Erscheinung tritt. Ausgeschlossen sind zunächst alle Arten von Nebeln und Nebelsternen (Spektralklassen P und Q) und die Sterne mit physikalischem Lichtwechsel. Diese kosmogonisch besonders bedeutsamen Objekte erfordern eine gesonderte Behandlung.

Auch auf alle Feinheiten der Unterteilung, wie z. B. die Zweiteilung der A -Sterne und anderes, und die seltenen Typen der Klassen R , S und N ist nicht weiter Rücksicht genommen.

Aus kosmogonischen Gründen sind neuerdings auch andere als die unmittelbar beobachtbaren Zustandsgrößen für die Zeichnung von Zustandsdiagrammen vorgeschlagen worden. *Atkinson*⁴¹⁾ wählt Masse und mittlere Dichte, *Milne*⁴²⁾ Leuchtkraft und Radius. Da dadurch nur eine eindeutige Transformation des üblichen (L, T) -Diagramms vorgenommen wird, kann diese andere Wahl der Zustandsgrößen natürlich keine neuen Erkenntnisse bringen. Im folgenden soll daher die alte Darstellung beibehalten werden.

5. Zustandsgleichungen. Tabelle 1 zeigt deutlich die drei Gruppen, in die sich die Gesamtheit der uns bekannten Sterne — zunächst abgesehen von den in der vorigen Nummer genannten Ausnahmen — einordnen läßt, und die sich klar durch Größe und Zusammenhang der Zustandsparameter unterscheiden. Die Sterne der Tabelle sind in jeder Gruppe für sich nach abnehmenden effektiven Temperaturen angeordnet, entsprechend der historischen Reihenfolge der Spektraltypen von „frühen“ zu „späten“ Typen; die ursprüngliche kosmogonische Bedeutung dieser Bezeichnung liegt auf der Hand.

Bei den Sternen der „Hauptreihe“, deren zweite Hälfte, etwa von F_0 ab, die normalen „Zwerge“ bilden, nehmen Leuchtkraft, Masse, Radius und Energieerzeugung pro Masseneinheit mit der Temperatur ab, die mittlere Dichte nimmt zu; die „Riesen“ zeigen gerade das umgekehrte Verhalten. An der Verzweigungsstelle der beiden Reihen, zwischen A und F , kommt man von beiden Seiten her zu den gleichen mittleren Werten; der Unterschied zwischen „Riesen“ und „Zwergen“ kann nur für die Typen später als F gemacht werden. Neuerdings sind wieder Stimmen laut geworden, welche, geleitet von kosmogonischen Gesichtspunkten, nicht den von der Verzweigungsstelle nach oben zu den B -Sternen führenden Ast, sondern den hier als

41) *R. d'E. Atkinson*, Atomic synthesis and stellar energy, Ap. Journ. 73 (1931), Heft 4 u. 5.

42) *E. A. Milne*, The white dwarf stars, Halley lecture 1932.

„Riesenast“ bezeichneten, als zur Hauptreihe gehörig betrachtet wissen wollen⁴³⁾, während andere Wert auf die Feststellung legen, daß der Riesenast gar nicht in die Hauptreihe mündet, sondern von ihr deutlich durch die Lücke bei den F -Sternen getrennt ist. Von der dritten Gruppe, den „weißen Zwergen“, kennen wir vorerst noch zu wenige Mitglieder, um gesetzmäßige Zusammenhänge aufdecken zu können. Die Gruppe ist als Ganzes gekennzeichnet durch die völlig andere Größenordnung der mittleren Dichten, zu denen keine Brücke von den beiden anderen Gruppen zu führen scheint.

Rein empirisch ist also festzustellen, daß eine enge Korrelation besteht zwischen den a priori als unabhängig zu betrachtenden Parametern Masse, Leuchtkraft und effektive Temperatur; in der Natur sind nur bestimmte Kombinationen verwirklicht. Leider aber ist unser Beobachtungsmaterial noch so geartet, daß wir nicht entscheiden können, ob für die Sterne der Hauptreihe und für die Riesen die gleichen funktionalen Zusammenhänge gelten. Die Massen der typischen Riesen sind, bis auf den einen Fall Capella, unbekannt; die eingeklammerten Werte der Tabelle sind extrapoliert unter der Voraussetzung, daß für die Riesen das gleiche „Masse-Leuchtkraft-Gesetz“ gelte wie für die Hauptreihe.⁴⁴⁾ Innerhalb der Hauptreihe ist die Korrelation zwischen Leuchtkraft und effektiver Temperatur so eng, die Auswahl der Sterne mit einigermaßen sicher bestimmter Masse so gering, daß es unmöglich ist, die Abhängigkeit der Leuchtkraft von der Masse zu bestimmen.

Wir sehen uns daher vorerst außerstande, eine empirische Zustandsgleichung der Form

$$(1) \quad L = f(\mathfrak{M}, T_e)$$

abzuleiten; m. a. W. wir können in dem üblichen (L, T) -Diagramm keine Kurven $\mathfrak{M} = \text{const.}$ zeichnen. *Rabe*⁴⁵⁾ hat zwar einen solchen Versuch gemacht und aus dem vorliegenden Material an mehr oder weniger zuverlässigen Massenbestimmungen von Doppelsternen die Beziehungen abgeleitet

$$(2) \quad \begin{cases} L = C \cdot T^6 \cdot \mathfrak{M}^{\frac{4}{9}} & \text{für die Typen } A0 \text{ bis } F6, \\ L = C' \cdot T^{\frac{16}{3}} \cdot \mathfrak{M}^{\frac{2}{9}} & \text{,, ,, ,, } F8 \text{ ,, } M. \end{cases}$$

43) *B. Strömgren*, Ztschr. f. Astroph. 4 (1932), p. 146/147.

44) Über eine Korrektur bei α Bootis vgl. *Russell*, Astronomy, p. 875.

45) *W. Rabe*, Die absolute Helligkeit der Zwergsterne als Funktion ihrer Temperatur und Masse, A. N. 225 (1925), p. 217.

Da aber die verfügbaren Massen mit ganz wenigen Ausnahmen von Sternen der Hauptreihe stammen, kann man dem Beobachtungsmaterial innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit ebenso genügen durch eine der Beziehungen, die nur je zwei der Zustandsparameter verknüpfen:

$$(3) \quad L = \text{const. } M^3$$

oder

$$(4) \quad L = \text{const. } T^{\frac{17}{3}}$$

Auf (3) hat *Jeans*⁴⁶⁾ hingewiesen; (4) liest man aus der Fig. 1 (p. 1004) ab. *Siedentopf*⁴⁷⁾ hat den Einfluß der Beobachtungsfehler auf die Resultate *Rabes* untersucht und gezeigt, daß die Kurven $M = \text{const.}$, die bei *Rabe* sehr nahe parallel zur Richtung der Hauptreihe im (L, T) -Diagramm verlaufen, sich bei Berücksichtigung der Streuung durch die Beobachtungsfehler praktisch auf Punkte reduzieren, welche den Mittelwerten längs der durch (4) dargestellten Mittellinie der Hauptreihe entsprechen.

Über die Möglichkeiten, mit Hilfe der Theorie des Sternaufbaus zu Aussagen über die Zustandsgleichung zu gelangen, müssen wir heute skeptischer urteilen als zu der Zeit, da *Emden*⁴⁸⁾ über den Stand der Thermodynamik der Himmelskörper berichtete. Auf der einen Seite haben zuerst *Russell*⁴⁹⁾ und *Vogt*⁵⁰⁾ gezeigt, daß man unter sehr viel allgemeineren Voraussetzungen, als dem *Eddington*-schen Modell entsprechen, eine Beziehung zwischen Masse, Leuchtkraft und effektiver Temperatur ableiten kann; auf der anderen Seite bestreitet *Milne*⁵¹⁾ heute, daß man durch Gleichgewichtsbetrachtungen allein überhaupt zu Aussagen von so fundamentaler Art gelangen könne.

Selbst wenn man den letzteren radikalen Standpunkt nicht teilen will und unter Festlegung auf bestimmte Sternmodelle theoretische Zustandsgleichungen der Form (1) ableitet, denen sich alle uns bekannten Sternzustände — mit Ausnahme der weißen Zwerge — einfügen, bleibt vorerst als kosmogonisch bedeutsame Tatsache bestehen, daß die von der Natur offenbar getroffene Auswahl unter den theoretisch möglichen Zuständen nur durch Zusatzhypothesen verständlich

46) A. C., p. 126.

47) Fußnote 36), p. 21—23, Fig. 4.

48) Encykl. VI 2, 24 (1926).

49) Astronomy, Nr. 960 und 965 (1927).

50) *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 6 (1927); A. N. 233 (1928), p. 13; *Veröffentl. Jena* Nr. 3 (1930).

51) M. N. 90 (1929), p. 17; 91 (1930), p. 4.

gemacht werden kann, die sich entweder auf den Mechanismus der Energieerzeugung (*Jeans*⁴⁶, *Atkinson*⁴¹) beziehen oder an dynamische Stabilitätsbetrachtungen anknüpfen.

Für homologe Sterne, in deren äußeren Schichten die Gasgesetze gelten, kann die Zustandsgleichung nach *Vogt*⁵⁰) in der allgemeinen Form geschrieben werden:

$$(5) \quad L = 4 \pi c G \frac{1-\beta}{k} \mathfrak{M} \left[1 + \psi \frac{\beta}{4-3\beta} \right]$$

$$\frac{1-\beta}{\beta^4} = \varphi \mathfrak{M}^2 m^4.$$

Sie geht in die von *Eddington* angegebene Form⁵²) über, wenn man für den Absorptionskoeffizienten k das *Kramerssche* Gesetz einführt und die Parameter ψ und φ für alle Sterne gleich setzt:

$$(6) \quad L = \text{const.} (1-\beta)^{\frac{3}{2}} m^{\frac{4}{5}} \mathfrak{M}^{\frac{7}{5}} T_e^{\frac{4}{5}}$$

$$\frac{1-\beta}{\beta^4} = \text{const.} \mathfrak{M}^2 m^4.$$

Die relativ große Unempfindlichkeit dieser allgemeinen Zustandsgleichung gegenüber Änderungen im Aufbaugesetz der Sterne⁵⁰), in Verbindung mit der Anpassungsfähigkeit der Formel an beobachtete Verhältnisse durch geeignete Wahl der verfügbaren Parameter (φ, ψ, k, m) gibt dem Masse-Leuchtkraft-Gesetz *Eddingtons* mehr den Charakter einer Interpolationsformel als den eines gut begründeten Naturgesetzes. Die Meinung *Eddingtons*, der sich auch *Emden*⁵³) angeschlossen hat, daß die gute Darstellung der Beobachtungen durch die dem speziellen Sternmodell entsprechende Formel ein Beweis sei für die Richtigkeit der gemachten Voraussetzungen (vor allem die Gültigkeit der Gasgesetze auch im Innern der Zwerge), kann nicht mehr aufrechterhalten werden.

Man kann rein qualitativ aus der Gültigkeit eines Masse-Leuchtkraft-Gesetzes wenigstens einen Schluß auf die obere Grenze der Sternmasse ziehen. *Vogt*⁵⁰) hat darauf hingewiesen, daß (5) die zulässigen Anordnungen der Energiequellen mit zunehmender Masse stark einschränkt, da dann $1 - \beta$ gegen 1 geht und daher das Produkt $\frac{k L_r}{\mathfrak{M}_r}$ durch den ganzen Stern konstant gleich $\frac{k L}{\mathfrak{M}}$ sein muß. Da gerade alle neueren Untersuchungen darauf hindeuten, daß die Energiequellen stark gegen den Mittelpunkt der Sterne konzentriert angenommen

52) Encykl. VI 2, 24, Gleichung (149).

53) Encykl. VI 2, 24, p. 506.

werden müssen, wird verständlich, daß große Massen (größer als 10 Sonnenmassen) überhaupt selten sind, und daß man unter diesen Sternen auch einen erheblichen Prozentsatz mehr oder weniger instabiler Zustände (Veränderliche und spektroskopische Doppelsterne) vorfindet.

Die von *Eddington*⁵⁴⁾ für die bei der Bildung eines Sternes notwendige Masse angesetzte untere Grenze von etwa 3,5 Sonnenmassen ist lediglich aus dem Fehlen der *M*-Sterne von mittlerer Leuchtkraft, d. h. einem rein empirischen Befund, abgeleitet; sie hat zur wesentlichen Voraussetzung die Annahme, daß alle Sterne als *M*-Sterne entstehen. Dies aber ist bereits eine kosmogonische Ausdeutung des Beobachteten, für die keine theoretische Begründung gegeben werden kann; die im Gegenteil heute stark in Zweifel gezogen werden muß.

Angesichts der Unbestimmtheit der Zustandsgleichung bereits im rein statischen Problem kann es nicht überraschen, daß man bei den Untersuchungen über den Einfluß einer Rotation kaum über erste Ansätze hinausgekommen ist. Zu den den statischen Aufbau bestimmenden Parametern gesellt sich jetzt noch die Rotationsgeschwindigkeit ω , die einerseits die Gleichgewichtsbedingungen verschärft, andererseits die Mannigfaltigkeit der möglichen Zustände vermehrt. Unter der Voraussetzung gleichförmiger Rotation gilt nach *von Zeipel*⁵⁵⁾ zwischen der mittleren Energieerzeugung ε und der Winkelgeschwindigkeit der Rotation die Beziehung

$$\varepsilon \sim \left(1 - \frac{\omega^2}{2\pi G \rho}\right).$$

*Vogt*⁵⁶⁾ hat dieses Theorem von *v. Zeipel* auf Sterne mit ungleichförmiger Rotation erweitert zu

$$\varepsilon \sim \left[1 - \frac{\omega^2}{2\pi G \rho} \left(1 + \frac{\partial \log \omega}{\partial \log x} + \frac{\partial \log \omega}{\partial \log y}\right)\right].$$

Man wird diese Bedingungen für die Anordnung der Energiequellen wohl so ausdeuten müssen, daß im allgemeinen eine gleichförmige Rotation der Sterne unmöglich ist, daß vielmehr stets Strömungen auftreten, wie sie auch von der Sonne her bekannt sind. *Jeans*⁵⁷⁾ hat aus Betrachtungen über die Strahlungsbremmung ein allgemeines Rotationsgesetz abzuleiten versucht; bei *Rosseland*⁵⁸⁾ findet man Ansätze

54) I. A. S., Nr. 214.

55) Seeliger-Festschrift 1924, p. 144; M. N. 24 (1924), p. 665.

56) Veröffentlicht. Jena Nr. 2 (1930).

57) A. C., Chapt. X.

58) *S. Rosseland*, Astrophysik auf atomtheoretischer Grundlage, 1931. Neuere Ausführungen in Publ. Univ. Obs. Oslo No. 1—3 (1931/32). Vgl. auch *L. Biermann*, Ztschr. f. Astroph. 5 (1932), p. 117.

zu einer Behandlung der Strömungsvorgänge. Die Theorie steckt noch in ihren ersten Anfängen.

6. Zustandsverteilungen. Art und Umfang unserer empirischen und theoretischen Kenntnisse bedingen, daß die Untersuchungen über die Verteilungsfunktion der Sternzustände sich fast ausschließlich auf die beiden Parameter Leuchtkraft und Temperatur beschränken. Unter den oben gemachten Vorbehalten über das Masse-Leuchtkraft-Temperatur-Gesetz können die für die Leuchtkräfte gefundenen Gesetzmäßigkeiten in solche für die Massen umgedeutet werden. Die Temperatur kann oder muß, je nach den Umständen, durch den Spektraltypus oder ein Farbenäquivalent vertreten werden.

Das Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm (*Hertzsprung-Russell-Diagramm*, Farben-Helligkeits-Diagramm) in seiner üblichen einfachen Form verzeichnet die innerhalb einer nach irgendwelchen Gesichtspunkten ausgewählten statistischen Gesamtheit verwirklichten Zustände. Es drückt in erweiterter Form den Tatbestand aus, der in Tabelle 1 bereits in Erscheinung trat: die Beschränkung der in der Natur verwirklichten Zustände auf gewisse Kombinationen von Leuchtkraft und Temperatur, für welche sich die Bezeichnungen eingebürgert haben: Übergiganten (Sterne größter Leuchtkraft, gekennzeichnet durch besonders scharfe Linien im Spektrum, sog. *c*-Sterne), Riesen (neuerdings auch noch „Unterriesen“), Zwerge und weiße Zwerge (Sterne hoher Temperatur und niedriger Leuchtkraft).

Für die Zwecke der Stellarastronomie wie der Kosmogonie bedarf dieses Diagramm noch einer Bearbeitung, die es umwandelt in die wahre Verteilungsfläche $\psi(L, T)$ einer Raumesamtheit, durch Befreiung von dem Einfluß der bei der Zusammentragung des Materials zufällig wirksamen Auswahlprinzipien. Zu der Charakterisierung der Zustände überhaupt muß sich noch eine Angabe gesellen über die relative Häufigkeit, mit der sich diese Zustände innerhalb einer räumlich und zeitlich zusammengehörigen Gruppe von Sternen verteilen. Unter gewissen Stationaritätsbedingungen wird man diese relativen Häufigkeiten dann umdeuten dürfen in relative Verweilzeiten der Sterne in den betreffenden einzelnen Zuständen, im Sinne der zweiten der in Nr. 3 angegebenen kosmogonischen Methoden.

Für unser Sternsystem haben ziemlich gleichzeitig *Heß*⁵⁹⁾, *Malmquist*⁶⁰⁾ und *van Rhijn*⁶¹⁾ einen solchen Versuch unternommen. Fig. 1

59) *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 3 (1924) und *Seeliger-Festschrift* 1924.

60) *Lund Meddel.* 2 Nr. 32 (1924) = *K. Sv. Vet. Handl.* 3. Ser., Bd. 1, Nr. 2.

61) *Seeliger-Festschrift* 1924 und *Publ. Groningen* 38 (1925)

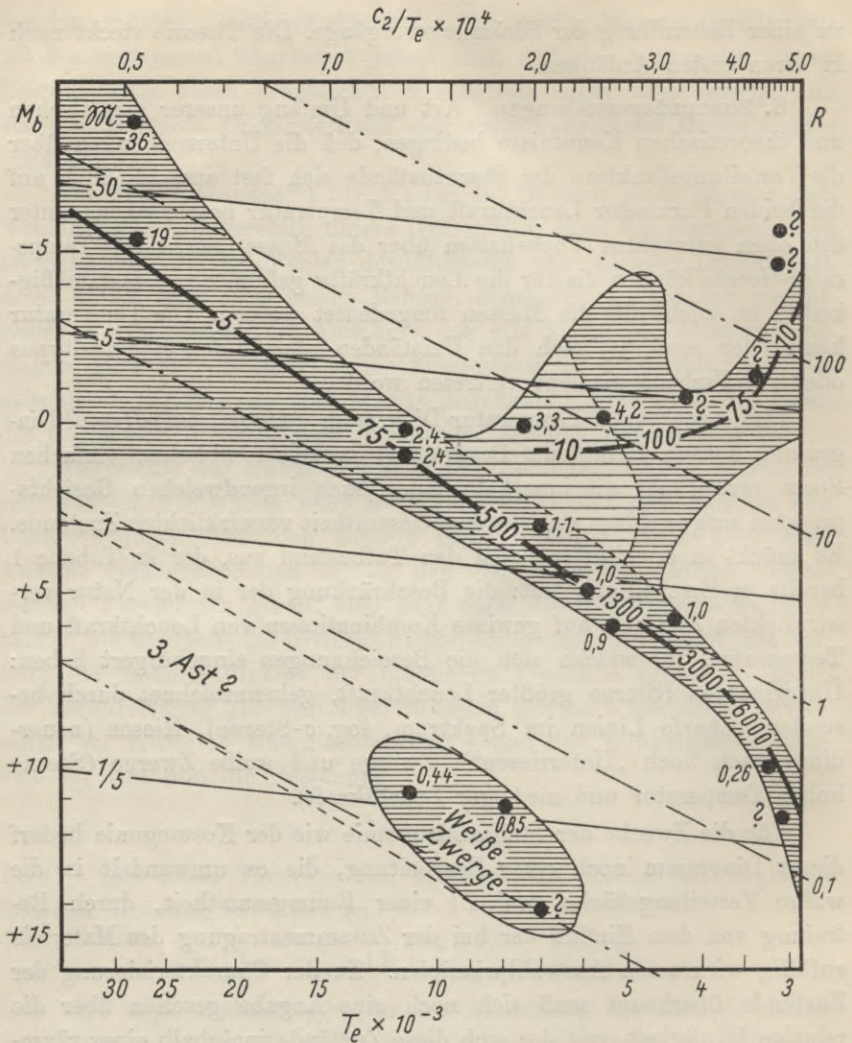


Fig. 1.

Schematisches Diagramm der Zustände und Zustandsverteilung im engeren Sternsystem. Die schraffierte Fläche umfaßt die überhaupt verwirklichten Zustände. Die Linie maximaler Häufigkeit verwirklichter Zustände (Kammlinie) ist dick eingezeichnet, unterbrochen durch Zahlen, die die ungefähren Häufigkeiten in willkürlicher Einheit angeben (K -Riesen = 100 gesetzt). Die einzelnen mit Zahlen bzw. ? bezeichneten Punkte bedeuten Sterne bekannter absoluter Leuchtkraft; die Zahlen geben die Masse an, soweit sie bekannt ist. — Abszisse: $\log \frac{c_2}{T_e}$; Ordinate: Bolometrische Leuchtkraft M_b ; — = Kurven konstanter Masse M für das Eddingtonsche Modell; ····· = Kurven konstanten Radius R .

gibt⁶²⁾ in stark schematisierter Form die Verteilungsfläche der Leuchtkräfte und Temperaturen wieder, wie sie sich nach diesen Untersuchungen

62) H. Kienle, Zur Statistik der Sterntemperaturen, Ztschr. f. Astroph. 3 (1931), p. 1.

darstellt. Eingezeichnet ist lediglich der ungefähre Umriß der Basis der Verteilungsfläche (Häufigkeit 0) und die Verbindungslinie der Maxima der Häufigkeiten für die einzelnen Spektraltypen (Kammlinie). Die relativen Höhen der Maxima sind in willkürlichen Einheiten angegeben.

Sieht man zunächst von den weißen Zwergen ab, so gehören ungefähr 99% aller Sterne der Hauptreihe an. Die relativen Häufigkeiten wachsen stark an mit abnehmender Leuchtkraft. Isoliert davon liegt ein verhältnismäßig breites Gebiet mit sehr geringer Häufigkeit: die Riesen, von der Hauptreihe getrennt durch ein dünn besetztes Gebiet, das fast ausschließlich Veränderliche und spektroskopische Doppelsterne enthält.⁶³⁾

Die großen Unterschiede in der relativen Häufigkeit der Riesen und der dem unteren Teil der Hauptreihe angehörigen Zwerge sind ein wesentliches Kennzeichen der Verteilungsfunktion zunächst des „engeren“ Sternsystems. Wie sich die bekannten anderen Typen von Sternen einordnen, und ob dieser Verteilungsfunktion universelle Geltung zugesprochen werden kann, sind Fragen von erheblicher kosmogonischer Bedeutung.

O-Sterne, Planetarische Nebel und Novae (Spektraltypen *P*, *Q*) sind unzweifelhaft „seltene“ Objekte, die im Diagramm der Zustandsverteilung in das Gebiet hoher Temperaturen und Leuchtkräfte fallen. Alle Arten von Veränderlichen finden wir vor allem unter den Riesen und Übergiganten, von denen überhaupt nur wenige einfache Sterne mit konstanter Helligkeit sind. Über die Stellung der weißen Zwerge lassen sich nur gewisse Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen anstellen. Wir kennen bisher zwar erst 4 oder 5 dieser Sterne, die wegen ihrer geringen Leuchtkraft reine Zufallsentdeckungen sind. Berücksichtigt man, daß diese Sterne sich innerhalb einer Kugel von 3 parsec Radius befinden, die insgesamt kaum mehr als 50 Sterne überhaupt enthält, so kommt man zu dem Schluß, daß die weißen Zwerge vielleicht in der gleichen Häufigkeit vorhanden sind wie die normalen Zwerge, daß also der durch sie verwirklichte Zustand als „normal“ im kosmogonischen Sinn zu betrachten ist.

Die Schwierigkeiten, die sich der Bestimmung der vollständigen Verteilungsfunktion $\psi(L, T)$ entgegenstellen, haben vielfach dazu geführt, daß die Untersuchungen an die nur einparametrischen Verteilungsfunktionen der Leuchtkräfte bzw. Temperaturen anknüpften. Aus der

63) Über Verfeinerungen aus neuerer Zeit vgl. vor allem *Strömberg*, Ap. Journ. 75 (1932), p. 115 (Mt. Wilson Contr. 442).

komplexen Gestalt der allgemeinen Verteilungsfläche $\psi(L, T)$ folgt, daß man für die Verteilungsfunktionen $\varphi_1(L)$ bzw. $\varphi_2(T)$ im allgemeinen keine einfachen *Gaußschen* Verteilungen wird erwarten dürfen. Der über alle Spektraltypen integrierten „Leuchtkraftkurve“ kann man insofern kosmogonische Bedeutung beimessen, als sie bei Gültigkeit des Masse-Leuchtkraft-Gesetzes äquivalent der Verteilungsfunktion der Massen ist; die Masse aber ist jedenfalls ein die Sternentwicklung wesentlich bestimmender Parameter.

Durch Kombination der Daten von *van Rhijn*⁶¹⁾ für die Leuchtkraftfunktion und von *Eddington*⁶⁴⁾ für das Masse-Leuchtkraft-Gesetz erhält man die Tabelle 2.

Tabelle 2.

M	$\log \Phi(M)$	$\log \mathfrak{N}$	M	$\log \Phi(M)$	$\log \mathfrak{N}$
- 4	3,52	+ 1,34	+ 5	7,42	- 0,03
3	4,11	1,10	6	7,52	0,13
2	4,70	0,92	7	7,58	0,23
1	5,30	0,73	8	7,60	0,33
0	5,90	0,57	9	7,60	0,42
+ 1	6,43	0,43	10	7,63	0,51
2	6,78	0,30	11	7,79	0,61
3	7,04	0,18	12	7,98	0,70
4	7,25	0,07			

Ob die Häufigkeit für Massen kleiner als $\frac{1}{5}$ Sonnenmassen ($M=12$) noch weiter zunimmt oder ob die tabulierten Werte die eine Hälfte einer normalen *Gauß*-Verteilung darstellen, deren andere Hälfte uns wegen der Lichtschwäche der Objekte nicht zugänglich ist, mit einem Maximum in der Gegend von $\frac{1}{5}$ oder $\frac{1}{10}$ Sonnenmassen, kann nicht entschieden werden. So lange wir noch keine Vorstellung davon haben, welche Prozesse bei der „Bildung“ eines Sternes sich abspielen, können wir auch theoretisch nichts darüber aussagen, ob und wie die Wahrscheinlichkeit der Zusammenballung der Materie zu isolierten „Sternen“ von der Größe der Massen abhängt.

Da die effektive Temperatur eine für die Beschreibung zwar sehr geeignete, sicher aber keine unabhängige Zustandsgröße ist, sind Untersuchungen über die Verteilungsfunktion der Temperaturen (bzw. Farben) ohne Rücksicht auf die absoluten Leuchtkräfte, kaum von Bedeutung. Welche Temperatur ein Stern annimmt, hängt wesentlich mit von seiner Masse ab, wie das allgemeine (L, T) -Diagramm zeigt. Wie weit die gelegentlich behaupteten „diskreten Temperaturwerte“,

64) I. A. S., Tabelle 14.

deren die Sterne nur fähig sein sollen^{65) 66) 67)}, reell sind, muß dahingestellt bleiben.

Kosmogonische Schlußfolgerungen von großer Tragweite sind an gewisse Feststellungen bei Doppelsternsystemen geknüpft worden, die sich auf die relative Lage der Komponenten im (L, T) -Diagramm und auf die Massenverhältnisse beziehen. *Leonard*⁶⁸⁾, *Lundmark* und *Luyten*⁶⁹⁾ sind gleichzeitig zu dem Ergebnis gelangt, daß die schwächere Komponente der helleren stets „im Sinne der *Lockyer-Russellschen* Entwicklungstheorie vorausgeht“. Im Mittel kann man das Beobachtungsmaterial etwa durch folgende typische Systeme charakterisieren⁷⁰⁾:

Gruppe	Spektraltypen	Anzahl	Sp. (A)	$M(A)$	Sp. B	$M(B)$
Riesen	M bis F	17	$G 7$	$-0,2$	$A 5$	$+1,8$
Riesen/Zwerge	B bis A	12	$A 3$	$+0,4$	$A 9$	$+2,9$
Zwerge	F bis M	41	$G 2$	$+4,8$	$G 7$	$+6,0$

Sp. (A) und Sp. (B) sind die mittleren Spektren der Komponenten A und B, $M(A)$ und $M(B)$ die entsprechenden mittleren Leuchtkräfte.

Durch Übergang von den Leuchtkräften zu den Massen mit Hilfe des Masse-Leuchtkraft-Gesetzes wurden diese Feststellungen von *Vogt*⁷¹⁾ noch ergänzt durch die weitere, daß die Massenverhältnisse sich mit abnehmender Leuchtkraft (Masse) der helleren Komponente, d. h. mit dem Fortschreiten längs der Hauptreihe, dem Wert 1 nähern.

Tabelle 3.

Spektrum	Anzahl	\mathfrak{M}_h	$\frac{\mathfrak{M}_h}{\mathfrak{M}_s}$
A	9	2,5	1,6
F	23	1,5	1,3
G	18	1,0	1,25
K	11	0,7	1,23
M	2	0,4	1,19

\mathfrak{M}_h = Masse der helleren Komponente.

\mathfrak{M}_s = „ „ „ schwächeren „

65) *J. Halm*, Magnitudes of stars contained in the Cape Zone Catalogue of 20 843 stars. Zone -40° to -52° . London 1927.

66) *B. Sticker*, Veröffentl. Bonn 1930, Nr. 23; *Ztschr. f. Astroph.* 1 (1930), p. 174 und 4 (1932), p. 53; *Encykl.* VI 2, 26, Nr. 19, 26, 27.

67) Fußnote 62.

68) *Lick Obs. Bull.* 1922, p. 343.

69) *Astr. Journ.* 35 (1922), p. 93 (Nr. 828).

70) Vgl. das Referat *Kienle*, *Naturw.* 11 (1923), p. 324. Die Figur von *Leonard* ist auch wiedergegeben in *Müller-Pouillet*, *Physik V* 2 (1928), p. 500.

71) *Ztschr. f. Phys.* 26 (1924), p. 139 und *Astr. Nachr.* 225 (1925), p. 315.

Genauere Untersuchungen über die vollständige Häufigkeitsfläche der Doppelsterne liegen mangels ausreichender Kenntnis von Parallaxen nicht vor.⁷²⁾ Eine rohe Vorstellung von den Verhältnissen vermitteln die folgenden Angaben über die relative Häufigkeit, gruppiert nach Spektraltypen und scheinbaren Helligkeiten (*H. N. Russell*⁷³⁾).

a) Sterne heller als $6^m,5$:

Spektralklasse	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>K</i>	<i>M</i>
% Doppelsterne	42	17	17	25	10	8

b) Sterne aller Spektralklassen:

Scheinbare Größe	6	7	8	9
% Doppelsterne	11	7,5	6	4.

*Shajn*⁷⁴⁾ und *O. Struve*⁷⁵⁾ haben bereits frühzeitig darauf hingewiesen, daß man all diese Ergebnisse nur sehr mit Vorbehalt kosmogonisch ausdeuten dürfe, da sie durch Auswahleffekte der Beobachtungen beeinflußt sind. *Sidentopf*⁷⁶⁾ hat dann zeigen können, daß man die beobachtete Häufigkeit der Doppelsterne zwangsläufig erhält aus der Häufigkeitskurve der einfachen Sterne, wenn man die Sterne regellos zu Paaren kombiniert mit dem Zusatz, daß die Entdeckungswahrscheinlichkeit abnimmt mit zunehmendem Unterschied der Helligkeit der beiden Komponenten. Bei der Gruppierung nach Spektraltypen würde die Berücksichtigung der Auswahleffekte die Zahlen noch weiter in dem Sinn verschieben, daß die relative Häufigkeit der Doppelsterne unter den frühen Typen größer ist als unter den späten, und daß von den *B*-Sternen mindestens die Hälfte Doppelsterne sind.

Die universelle Gültigkeit der für die Umgebung der Sonne abgeleiteten Verteilungsfunktion, insbesondere der „Leuchtkraftkurve“, ist als Arbeitshypothese oft postuliert worden. Bei der Nachprüfung auf ihre Richtigkeit ist man aber auf erhebliche Schwierigkeiten gestoßen, da im allgemeinen nur der Teil der Zustandsdiagramme der Beobachtung zugänglich ist, in dem sich die großen absoluten Leuchtkräfte befinden. Die Untersuchungen an Sternhaufen und Milchstraßenwolken haben ergeben, daß, wenn man auf die relativen Häufigkeiten

72) Vgl. die Versuche von *A. Wallenquist* und *E. A. Kreiken*, *Annalen der Bosscha-Sternwarte Lembang*, Vol. IV (1930), sowie *E. A. Kreiken*, M. N. 89 (1929), p. 589; 90 (1930), p. 212, 306, 760; *W. J. Luyten*, *Harvard Bulletin* 870 (1929); M. N. 91 (1931), p. 938.

73) *Astronomy* II (1927), p. 721.

74) *Astr. Nachr.* 226 (1925), p. 49 und M. N. 85 (1925), p. 245.

75) *Astr. Nachr.* 227 (1926), p. 113.

76) Fußnote 36, § 11.

zunächst keine Rücksicht nimmt, die Zustandsdiagramme nicht wesentlich von dem des Sternsystems abweichen: die verwirklichten Zustände sind überall die gleichen. Abweichungen, die man gelegentlich festgestellt zu haben glaubte, daß z. B. die Sterne in offenen Haufen weißer seien als die Sterne entsprechender Leuchtkraft im normalen *Russell*-Diagramm („steilerer Zwergast“), dürften teils auf Beobachtungsfehler, teils auf Wirkungen der interstellaren Absorption zurückzuführen sein, nicht dagegen auf Verschiedenheiten der Zustandsgleichung.⁷⁷⁾ Die Zustandsdiagramme der Sternhaufen und Milchstraßenwolken bedecken, soweit sie bekannt sind, stets Gebiete, die sich innerhalb der durch das Zustandsdiagramm des engeren Sternsystems festgelegten Gebiete befinden.⁷⁸⁾

Anders liegen die Verhältnisse, wenn auch die relativen Häufigkeiten berücksichtigt werden. Zwar findet man, bei gebührender Rücksichtnahme darauf, daß die beobachteten Zustandsdiagramme nach der Seite der schwachen Leuchtkräfte und der großen Farbenindizes in verschiedenem Grade durch Unvollständigkeit des Beobachtungsmaterials verfälscht sind, im allgemeinen überall die Zwerge in der überwiegenden Häufigkeit gegenüber den Riesen; darf also annehmen, daß auch dieser wesentliche Zug des Zustandsdiagramms in allen Teilsystemen des größeren galaktischen Systems vorhanden ist. Daneben sind aber doch auch eindeutige Verschiedenheiten festzustellen, die Unterlagen für kosmogonische Deutungen liefern können.

*Trümpfers*⁷⁹⁾ Typen der offenen Haufen lassen sich kaum aus ein und demselben Zustandsdiagramm rein statistisch ableiten als Funktion der Gesamtanzahl der Sterne, ohne Hinzunahme eines kosmogonischen Prinzips (Wirkung der Gesamtmasse, des „Alters“). Selbst wenn man bei den Plejaden etwa alles, was an Sternen scheinbar in dem Feld vorhanden ist, zur Gruppe rechnet, entspräche die Häufigkeit der *G*-Zwerge noch bei weitem nicht der der *B*-Sterne, verglichen mit dem normalen (*L, T*)-Diagramm. Ebenso auffallend ist das Vorhandensein von *G*- und *K*-Riesen in den Haufen vom Typus der Hyaden im Hinblick auf die geringe Gesamtzahl von Sternen, die diese Haufen überhaupt enthalten. Es scheint auch so zu sein, daß, wenn überhaupt in galaktischen Haufen neben Sternen der Hauptreihe noch Riesen vorkommen (*Trümpfers* Typus 2), diese dem Gebiet maxi-

77) *P. ten Bruggencate*, Bull. Astr. Inst. Nethl. 128 (1927); *Schwaßmann*, Mitt. Hamburg-Bergedorf Nr. 31 (1930).

78) Vgl. z. B. *ten Bruggencate*, Sternhaufen, Kap. IV, Berlin 1927.

79) Publ. Astr. Soc. Pac. 37 (1927), p. 307, und Lick Obs. Bull. 420 (1930). Vgl. auch die Darstellung in ⁷⁸⁾ oder *Müller-Pouillet*, Physik V 2 (1928), p. 501.

maler Häufigkeit im Sternsystem angehören (*G*- und *K*-Riesen, vgl. Fig. 1); und daß dann die Hauptreihe frühestens bei den *A*-Sternen beginnt.⁸⁰⁾ Es scheint neben den Haupttypen 1b (Plejaden) und 2a (Hyaden) zwar die Übergangstypen 1a und 2f zu geben, nicht aber den Typus 2b.

Bei den Kugelhaufen kann die Auffassung, daß der eigentliche Zwergast fehle⁷⁸⁾, nicht gehalten werden⁸¹⁾; denn nach den Untersuchungen über die Leuchtkraftfunktion, die wesentlich schwächere Sterne noch erfassen als die Untersuchungen über die Farbenindizes, sind die Sterne der Hauptreihe mindestens bis zur absoluten Größe 5 noch in steigender Häufigkeit vorhanden. Bestehen bleibt dagegen die deutliche Verschiedenheit in der Lage der Linie maximaler Häufigkeit auf dem Riesenast, die verschieden starke Besetzung der dem Gebiet minimaler Häufigkeit im Sternsystem entsprechenden Gebiete mit δ Cephei-Sternen und Übergiganten (z. B. Messier 3 und ω Centauri verglichen mit Messier 13), die eng zusammenhängt mit dem ausgeprägten „sekundären Maximum“ der Leuchtkraftfunktion.

Zur Frage der Häufigkeit der weißen Zwerge hat das Studium der Sternhaufen bisher keinen Beitrag liefern können; dazu ist das Beobachtungsmaterial an schwachen Sternen in den Haufen zu spärlich und unsicher. Ein zur Präsepe gehöriger Stern der Größe + 5, der als *A*-Stern klassifiziert wurde⁸²⁾, hat nach Göttinger Messungen den normalen Farbenindex der *G*-Zwerge. Wie viele der *Shapleys* Plejadensterne wirklich zur Gruppe gehören und daher teilweise als weiße Zwerge angesprochen werden dürfen, muß dahingestellt bleiben, da die *EB* nicht die genügende Sicherheit haben.

Über die Zustandsverteilung in außergalaktischen Systemen ist aus begrifflichen Gründen nur sehr wenig bekannt. Die bisherigen Feststellungen beschränken sich darauf, daß die typischen Spiralnebel ein integriertes Spektrum vom mittleren Typus *G* zeigen, etwa entsprechend dem integrierten Spektrum der Milchstraße, woraus man zuerst Schlüsse auf ihre Natur als Sternsysteme hat ziehen können; und daß in den der Einzeluntersuchung zugänglichen wenigen Systemen (Andromedanebel, Messier 33, NGC 6822) anscheinend keine von den uns sonst bekannten Typen von Sternen abweichenden Typen vorkommen. Kosmogonisch bedeutsam ist das relativ häufige Vorkommen von Novae, das zu einer Abschätzung der Häufigkeit dieser Sterne

80) H. N. Russell, *Astronomy* II (1927), p. 794.

81) Eddington, I. A. S., Nr. 217; Lönnquist, *Meddel. Upsala* Nr. 25, 87/88; *Siedentopf*, a. a. O. § 6.

82) Vgl. P. ten Bruggencate, *Bull. Astr. Inst. Nethl.* 128 (1927), Fig. 3.

überhaupt⁸³⁾ und damit zu gewissen Schlußfolgerungen über die Stellung des „Novazustandes“ innerhalb des zeitlichen Entwicklungsganges der Sterne geführt hat.

7. Alter und Energieerzeugung. Der Begriff des Alters setzt einen Anfangszustand und eine Richtung der Entwicklung voraus; die Angabe des Alters eines Sternes hat einen Sinn nur in Verbindung mit einer Angabe (oder stillschweigenden Voraussetzung) über die Art der „Geburt“ des Sternes; auch dann, wenn der Ausdruck nur im Sinne des relativen Alters verschiedener Sterne gebraucht werden soll. Die noch heute geläufige Unterscheidung von „frühen“ und „späten“ Spektraltypen stammt aus einer Zeit, die die Spektralreihe als einfache Entwicklungsreihe im Sinne fortschreitender Abkühlung auffaßte. *Lockyers* Konzeption einer aufsteigenden und absteigenden Reihe verschob die Begriffe „jung“ und „alt“. Die Riesen-Zwerg-Theorie der Sternentwicklung, die sich aus *Lockyers* Auffassung entwickelt hat, beruht auf der Voraussetzung, daß alle Sterne als rote Riesen geboren werden und daß sie jedenfalls den ersten Teil ihrer Entwicklung im Sinne eines Fortschreitens vom Spektraltypus *M* über *K*, *G*, *F* durchlaufen.

Daß die Sterne, wenn sie sich irgendwie aus nebliger Urmaterie durch Kondensation bilden, als Gaskugeln niedriger Temperatur erstmalig in Erscheinung treten, ist plausibel; aber vom Standpunkt des vorsichtigen Kritikers eine unbewiesene Annahme. Die folgerichtige Durchführung der Auffassung, daß Sterne nur so entstehen, führt jedenfalls auf erhebliche Schwierigkeiten bei der Ausdeutung der beobachteten Zustandsverteilung in den Sternhaufen.

Man hat versucht, auf dem Wege einer „vergleichenden Morphologie“ von Sternsystemen die Ansichten über die Entwicklung der Einzelsterne zu stützen. Dies führt auf die Notwendigkeit, Kriterien für das „Alter“ von Sternsystemen anzugeben, die natürlich genau wie beim Einzelstern Annahmen über die Art der Entstehung und Entwicklung der Systeme nach sich ziehen. Im Anschluß an Gedanken von *Shapley* über die Auflösung von Sternhaufen beim Eindringen in die Milchstraßenebene hat *ten Bruggencate*⁸⁴⁾ aus den Zustandsdiagrammen der Sternhaufen eine Entwicklungsreihe zu konstruieren versucht, die von den dichtesten Kugelhaufen über intermediäre Typen wie Messier 11 zu den offenen Haufen führt. Altersparameter wäre hier die Gesamtzahl der Sterne in dem Haufen bzw. der Grad der Auf-

83) Vgl. Nr. 22.

84) Über die Bedeutung der Farben-Helligkeits-Diagramme von Sternhaufen für eine empirische Kosmogonie, Seeliger-Festschrift 1924.

lockerung; unter der Voraussetzung, daß die Streuung der Zustände bei der Geburt eines Haufens klein ist gegenüber den durch die Entwicklung auftretenden Veränderungen. Berücksichtigt man die Unvollständigkeit des Beobachtungsmaterials, dann ergibt sich die Unmöglichkeit, einen Zusammenhang zwischen diesem Altersparameter und der Zustandsverteilung herzustellen.⁸⁵⁾ Es muß heute sogar als überaus zweifelhaft bezeichnet werden, ob man Kugelhaufen und offene Haufen im Sinne einer Entwicklungsreihe überhaupt verknüpfen darf.

Auch die Heranziehung der Doppelsterne zur Begriffsbestimmung des Alters hat versagt. Man hat zwar bei Berücksichtigung aller Kräfte, die eine Veränderung der Bahndimension eines Doppelsterns bewirken, zu der wenigstens statistisch gültigen Feststellung⁸⁶⁾ gelangen können, daß im allgemeinen ein „alter“ Doppelstern mit größerer Wahrscheinlichkeit eine weite Bahn mit großer Exzentrizität beschreibt als ein „junger“ Doppelstern. Die Prüfung des Beobachtungsmaterials zeigt aber auch hier, wenn auf die Verfälschung der Statistik durch Auswahl gebührend Rücksicht genommen wird, keinen Zusammenhang⁸⁷⁾ zwischen dem Altersparameter (große Achse und Exzentrizität) und den Zustandsgrößen (Masse und Leuchtkraft).

Wenn eine genaue Begriffsbestimmung des Alters nicht möglich ist ohne weitgehende Festlegung auf kosmogonische Theorien, so kann man noch die Frage stellen, ob wenigstens der Sinn der Entwicklung, das „Früher“ oder „Später“ angegeben werden kann. Die Beantwortung dieser Frage hängt eng zusammen mit der Frage nach den Energiequellen der Sterne.

Man kann mit einiger Wahrscheinlichkeit annehmen, daß die normale Weggleichung eines Sternes durch eine Kurve dargestellt wird, längs der die Masse im allgemeinen abnimmt; obwohl man auch die Annahme, daß die Sterne Masse aufsammeln, nicht von der Hand weisen kann⁸⁸⁾ und sich selbst eine völlige Umkehrung des nach der allgemeinen Meinung wahrscheinlichsten Entwicklungsganges von großen zu kleinen Massen in eine solche von kleinen zu großen Massen durchaus vertreten läßt.⁸⁹⁾ Bei Annahme einseitig gerichteter Entwicklung (Abnahme der Masse) kann man auf ein Maximalalter der einzelnen Sterne schließen, kann aber nichts aussagen über das relative

85) *Siedentopf*, a. a. O. § 10; *Shapley*, Harvard Bulletin 876 (1930).

86) *Siedentopf*, a. a. O. p. 51.

87) Vgl. Fußnoten 74—76.

88) *Shapley*, Harvard Bull. 876, p. 15, Nr. 4.

89) *Mac Millan*, Ap. Journ. 48 (1918), p. 35; *Wiechert*, Vjschr. der Astr. Ges. 56 (1921), p. 171; § 7.

Alter von Sternen verschiedener Masse, wenn man nicht eine weitere Annahme hinzufügt über die Mindestmasse, die notwendig ist für die Entstehung eines Sternes. *Eddington*⁹⁰⁾ hat diese Annahme abgeleitet aus dem Fehlen der M -Sterne mit Leuchtkräften kleiner als $+2,5$ (Masse $< 3,5$); zu Unrecht, da die bei der Geburt vorhandene Masse sowohl Leuchtkraft wie Temperatur bestimmt und aus der Zustandsverteilung ebenso auf die Verweilzeit wie auf die Wahrscheinlichkeit des Zustandes geschlossen werden kann.

Jeans kommt (vgl. Nr. 22) zu einer allerdings sehr unsicheren Abschätzung der mittleren Masse der Kondensationen, die sich aus einem Nebel vorgegebener Dichte bilden werden; über die Streuung um diesen Mittelwert läßt sich theoretisch nichts aussagen. *Lönquist*⁹¹⁾ rechnet mit einer normalen Verteilung der \mathfrak{M} gemäß

$$(1) \quad y_{t=0} = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}.$$

y = Anzahl der Sterne mit $\log \mathfrak{M} = x$; $x_0 = -0,5$ ($\mathfrak{M} = 0,3$); $\sigma = \frac{1}{2}\sqrt{2} = 0,7$; $\mathfrak{M}_{x_0+\sigma} = 1,6$; $\mathfrak{M}_{x_0-\sigma} = 0,06$.

Eine Abschätzung des Maximalalters bei einseitig gerichteter Entwicklung, d. h. unter der Annahme, daß der Stern seinen Energievorrat während der Entwicklung nicht durch Zufuhr von außen merklich vermehren kann, ist nur möglich bei Voraussetzung einer bestimmten Weggleichung. Dies wird merkwürdigerweise oft übersehen; gewöhnlich wird einfach die Rechnung *Eddingtons*⁹²⁾ übernommen, die sich ausdrücklich auf den Fall bezieht, wo die Entwicklung längs einer Kurve $T_c = \text{const.}$ erfolgt. Das Masse-Leuchtkraft-Temperatur-Gesetz reduziert sich dann auf eine einfache Masse-Leuchtkraft-Beziehung:

$$(2) \quad L \sim \frac{\mathfrak{M}(1-\beta^2)}{\beta}.$$

In Verbindung mit der bei Umsetzung von Masse in Strahlung gültigen Beziehung

$$(3) \quad \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = -\frac{1}{c^2} L$$

erhält man

$$(4) \quad dt = -C \frac{\beta}{1-\beta^2} \frac{d\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}} \text{ Jahre.}$$

Die Konstante C bestimmt sich aus den Daten für die Sonne:

$$(5) \quad \mathfrak{M} / \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ Jahre, } 1 - \beta = 0,05$$

90) I. A. S., Nr. 214.

91) *C. Lönquist*, On the evolution of the stars with mass reduction, *Medd. Upsala Nr. 25 = Ark. f. Mat., Astr. och Fys. 20A (1927), Nr. 21.*

92) I. A. S., Nr. 216.

zu $C = 4,0 \cdot 10^{10}$ Jahre.

Integration liefert die Verweilzeit Δt in den einzelnen Stadien:

$$(6) \quad \Delta t = \frac{C}{4} \Delta \left[\frac{1}{(1-\beta)^2} + \frac{6}{1-\beta} \right].$$

Eddington gibt folgende Zahlen für sein Modell:

Tabelle 4.
Verweilzeiten bei Massenabnahme.

M	\mathfrak{M}	Δt (10^{12} Jahre)	$\Delta t'$
$-\infty$ bis $-5,0$	∞ bis 35	0,04	—
$-5,0$ " $-2,5$	35 " 10	0,06	18,8
$-2,5$ " $0,0$	10 " 3,7	0,21	14,9
$0,0$ " $+2,5$	3,7 " 1,73	0,93	11,4
$+2,5$ " $+5,0$	1,73 " 0,92	5,2	9,4
$+5,0$ " $+7,5$	0,92 " 0,53	36,3	8,3
$+7,5$ " $+10,0$	0,53 " 0,31	281	8,1
$+10,0$ " $+12,5$	0,31 " 0,18	2190	8,1

Einfacher noch erhält man den zeitlichen Ablauf, wenn man, den Beobachtungen entsprechend, für die Hauptreihe ansetzt⁹³⁾

$$(7) \quad L \sim \mathfrak{M}^3, \quad \text{d. h.} \quad \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \alpha \mathfrak{M}^3,$$

und integriert mit Bestimmung der Konstanten durch die Sonne:

$$(8) \quad t - t_0 = 7,6 \cdot 10^{12} \left(\frac{1}{\mathfrak{M}^2} - \frac{1}{\mathfrak{M}_0^2} \right) \text{ Jahre.}$$

Für die Größenordnung der Zeitskala ist offenbar die Anfangsmasse \mathfrak{M}_0 belanglos, wenn der Massenverlust überhaupt eine Rolle spielt.

Wählt man im Anschluß an Jeans⁹⁴⁾ die etwa bei spontanem Zerfall nach der Art der radioaktiven Prozesse (mit dem Unterschied, daß die abgespaltenen Massen sich in Strahlung umsetzen sollen) gültige Weggleichung

$$(9) \quad L = -c^2 \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \alpha' \mathfrak{M},$$

so erhält man einen vollkommen anderen zeitlichen Ablauf des Geschehens, entsprechend der exponentiellen Massenabnahme

$$(10) \quad \Delta t' = C' \log \left(\frac{\mathfrak{M}_0}{\mathfrak{M}} \right).$$

Die Konstante C' hat, wie die ungefähr mit \mathfrak{M}^2 abnehmenden Werte für die Energieerzeugung pro Masseneinheit (ε in Tab. 1) zeigen, für

93) Vgl. Nr. 5, Gleichung (3), p. 1000.

94) A. C., Chapt. IV.

die einzelnen Sterne verschiedene Werte. Es ist z. B.

$$C'_{\text{Sonne}} = 34,5 \cdot 10^{12} \text{ Jahre}, \quad C'_{\text{Capella}} = 1,28 \cdot 10^{12} \text{ Jahre}.$$

Die Zahlen $\Delta t'$ in der Tabelle 4 beziehen sich auf die Sonne; sie verkleinern sich für Capella auf $\frac{1}{25}$.

Ist ein Teil \mathfrak{M}_1 der Masse unzerstörbar, so daß nur der Teil $\mathfrak{M}_0 - \mathfrak{M}_1$ für die Umsetzung in Strahlung zur Verfügung steht, so ist

$$(11) \quad L = \alpha' (\mathfrak{M} - \mathfrak{M}_1),$$

und die Tabellenwerte $\Delta t'$ verkleinern sich im Verhältnis $\frac{(\mathfrak{M} - \mathfrak{M}_1)}{\mathfrak{M}}$.

Wird die Energie durch Aufbau der Elemente unter Ausnutzung allein des Packungseffektes gedeckt, dann reduziert sich die Zeitskala ganz erheblich, da im Maximum knapp 1% der Masse in Strahlung umgesetzt werden kann. Das Maximalalter eines Sternes mit der mittleren Energieerzeugung ϵ_* ist dann

$$(12) \quad t - t_0 = 0,76 \left(\frac{\epsilon_{\odot}}{\epsilon_*} \right) \cdot 10^9 \text{ Jahre}.$$

Radioaktiver Zerfall von Elementen kann nur dann eine Zeitskala von gleicher Größenordnung liefern, wenn man mit *Jeans*⁹⁴⁾ zu hypothetischen Elementen höherer Ordnungszahl als Uran seine Zuflucht nimmt. Auf diesem Weg ist bisher kaum jemand gefolgt.

Die der Sonne im heutigen Zustande zur Verfügung stehenden Energiequellen ergeben (größenordnungsmäßig) etwa folgende Beiträge (nach *Eddington*⁹⁵⁾) für die Energie und die entsprechende Zeitdauer bei unveränderter Ausstrahlung von $1,2 \cdot 10^{41}$ erg/Jahr:

	Energie	Zeitdauer
Strahlung	$0,3 \cdot 10^{48}$ erg	$2,4 \cdot 10^6$ Jahre
Kinetische Energie	$2,7 \cdot 10^{48}$ „	$23 \cdot 10^6$ „
Anregungsenergie (weniger als)	$2,7 \cdot 10^{48}$ „	$23 \cdot 10^6$ „
Gesamtmasse ($\mathfrak{M} c^2$)	$1,8 \cdot 10^{54}$ „	$15 \cdot 10^{12}$ „

Der in Form von Strahlung, kinetischer Energie der Atome und Elektronen aufgespeicherte Teil entspricht mehr als der Hälfte der Energie, die die Sonne bei Kontraktion von unendlichem Radius auf die heutige Größe (beim *Eddingtons*chen Modell) aus den Gravitationskräften hat gewinnen können:

$$\text{Gravitationsenergie: } 5,7 \cdot 10^{48} \text{ erg}.$$

Unter Abzug der aufgespeicherten Energie von mindestens $3 \cdot 10^{48}$ erg (über den in der elektrischen Anregung steckenden Bruchteil des Restes lassen sich kaum Angaben machen) errechnet sich also eine

95) I. A. S., Nr. 201.

maximale „Vergangenheit“ der Sonne von $23 \cdot 10^6$ Jahren, wenn ihr keine anderen Energiequellen zur Verfügung gestanden haben als die Kontraktion. Geologische und biologische Daten fordern für das Alter der Erde und der Sonne eine Größenordnung von 10^9 Jahren.⁹⁶⁾

8. Die Weggleichung der normalen Sternentwicklung. Die Umdeutung des zunächst nur als Zustandsdiagramm gebildeten Leuchtkraft-Temperatur-Diagramms in ein Entwicklungsdiagramm bedarf der Kenntnis der Weggleichung, die die Entwicklung der Sterne bestimmt. Die Theorie des Sternaufbaus liefert nur die bei vorgegebenen Zustandsgrößen möglichen Gleichgewichtszustände; die Weggleichung gibt an, in welcher Weise der einzelne Stern solche Zustände relativen Gleichgewichtes in zeitlicher Aufeinanderfolge durchläuft. Das einzige, was wir an zeitlichem Ablauf am einzelnen Stern beobachten können, ist eine kontinuierliche Ausstrahlung von Energie, gemessen durch die Leuchtkraft. Die Frage nach der Weggleichung ist daher auf das engste verknüpft mit der Frage nach den Energiequellen, aus denen der Stern schöpft, um die Ausstrahlung zu decken; denn Gleichgewicht erfordert, daß die ausgestrahlte Energie gleich der im Innern des Sternes erzeugten ist.

Aus den Betrachtungen über die Ergiebigkeit der verschiedenen Energiequellen folgt unmittelbar die allgemeine Feststellung: Wenn dem Energievorrat U , der dem Stern außer den subatomaren Energiequellen (Aufbau, Abbau, Vernichtung von Materie) zur Verfügung steht, auch nur ein kleiner Bruchteil zur Deckung der Ausstrahlung entnommen wird, erfolgt die Entwicklung im (L, T) -Diagramm längs einer Kurve konstanter Masse in Richtung wachsender Temperaturen (wachsender Dichte, abnehmender Radien), da die Entwicklungsgeschwindigkeit im (L, T) -Diagramm in horizontaler Richtung die in vertikaler um Größenordnungen übertrifft (*Lönnquist*⁹⁷⁾).

Die Theorie des inneren Aufbaus der Sterne scheint vorerst keine ausreichende Handhabe für die Ableitung einer Weggleichung zu bieten, da sie noch nicht einmal die Zustandsgleichung überzeugend liefert.⁹⁸⁾ Die kosmogonischen Überlegungen bewegen sich daher noch ganz in

96) O. Hahn, Was lehrt uns die Radioaktivität über das Alter der Erde? Berlin 1927. H. Jeffreys, The Earth, Chapt. V.

97) Fußnote 91, Chapt. VIII.

98) Die Schlußfolgerungen, die *Milne* aus den von ihm bisher gerechneten „Zweiphasenmodellen“ gezogen hat [vgl. Ztschr. f. Astroph. 4 (1932), p. 75; Bakerian Lecture, Cambridge Press 1932], müssen notwendigerweise hypothetisch bleiben, solange die Theorie noch so in ihren Anfängen steckt und größten Bedenken ausgesetzt ist.

der Richtung einer empirischen Umdeutung des Zustandsdiagramms in ein Entwicklungsdiagramm. Dabei sind verschiedene Weggleichungen in Betracht gezogen worden (vgl. Fig. 2):

a) $\mathfrak{M} = \text{const.}$, d. h. der mit der Ausstrahlung verbundene Massenverlust ist klein gegen die Gesamtmasse; der Stern deckt seine Strahlung aus dem Energievorrat U (im wesentlichen also aus der Kon-

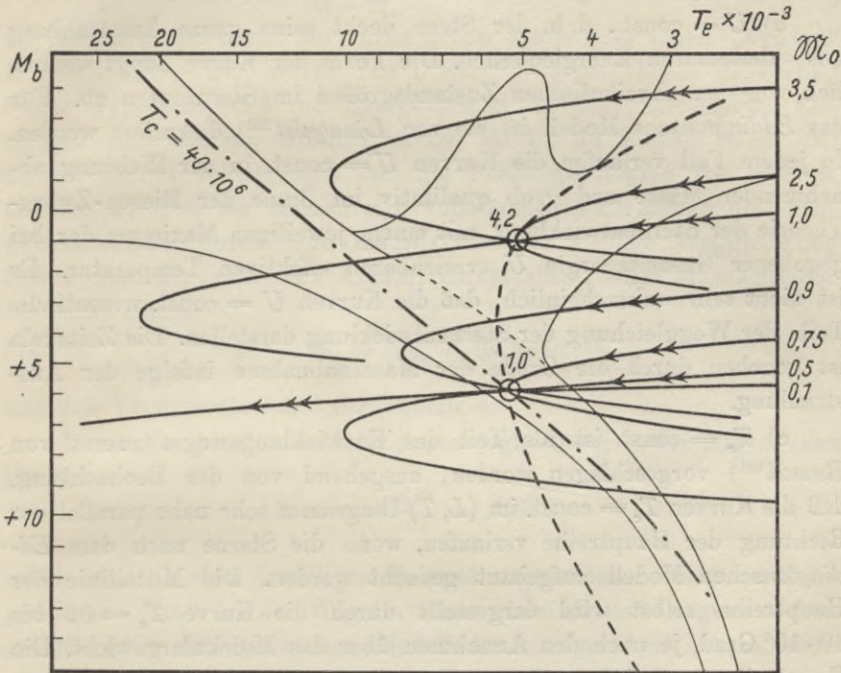


Fig. 2.

Weggleichungen im Zustandsdiagramm.

Die dick ausgezogenen und mit Richtungspfeilen versehenen Kurven sind die Wege $\frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \mathfrak{M} - \mathfrak{M}_0$ für zwei verschiedene Durchgangsmassen (Capella $\mathfrak{M} = 4,2$ und Sonne $\mathfrak{M} = 1,0$) sowie verschiedene Werte für den unzerstörbaren Teil \mathfrak{M}_0 (Bezeichnung rechts, jeweils am Anfang der Kurven). Die gestrichelte Kurve ist $U = \text{const.}$ für die Sonne nach Lönnquist. Die strichpunktierte Kurve ist $T_c = 40 \cdot 10^6$ nach Eddington. Die Grenzen der Gebiete aus Fig. 1 sind dünn eingezeichnet.

traktion) oder aus dem mit nur unwesentlichem Massenverlust verbundenen Auf- und Abbau der Elemente.⁹⁹⁾ Die Verteilungsfunktion der Massen und Leuchtkräfte ist dann durch die Vorgänge bei der Bildung des ganzen Sternsystems bestimmt. Die Hauptreihe erscheint als das Gebiet größter Stabilität, und die Häufigkeit der Besetzung muß aus der Theorie des inneren Aufbaus durch besondere Zusatzannahmen abgeleitet werden. Die Zeitskala, d. h. die Größenordnung

99) R. d' E. Atkinson, Atomic synthesis and stellar energy, Ap. Journ. 1931, p. 73.

der Zeiten, während deren sich ein Stern längs einer Kurve konstanter Masse bewegen kann, ist von der Größenordnung $\left(\frac{\epsilon_{\odot}}{\epsilon_{*}}\right) \cdot 10^7$ Jahre, wenn nur Kontraktionsenergie zur Verfügung steht, und von der Ordnung $\left(\frac{\epsilon_{\odot}}{\epsilon_{*}}\right) \cdot 10^9$ Jahre, wenn radioaktive Prozesse oder Packungseffekte des Atomaufbaus ausgenützt werden.

b) $U = \text{const.}$, d. h. der Stern deckt seine ganze Ausstrahlung aus subatomaren Energiequellen. Die Form der Kurve hängt wesentlich von den physikalischen Zustandsgrößen im Sterninnern ab. Für das *Eddingtonsche* Modell ist sie von *Lönquist*¹⁰⁰⁾ diskutiert worden. In jedem Fall verlaufen die Kurven $U = \text{const.}$ in der Richtung abnehmender Masse und grob qualitativ im Sinne der Riesen-Zwerg-Theorie der Sternentwicklung, mit einem jeweiligen Maximum der bei gegebener Gesamtenergie U erreichbaren effektiven Temperatur. Es ist nicht sehr wahrscheinlich, daß die Kurven $U = \text{const.}$ wesentliche Teile der Weggleichung der Sternentwicklung darstellen. Die Zeitskala ist gegeben durch die Größe der Massenabnahme infolge der Ausstrahlung.

c) $T_c = \text{const.}$ ist als Teil des Entwicklungsweges zuerst von *Russell*¹⁰¹⁾ vorgeschlagen worden, ausgehend von der Beobachtung, daß die Kurven $T_c = \text{const.}$ im (L, T) -Diagramm sehr nahe parallel der Richtung der Hauptreihe verlaufen, wenn die Sterne nach dem *Eddingtonschen* Modell aufgebaut gedacht werden. Die Mittellinie der Hauptreihe selbst wird dargestellt durch die Kurve $T_c = 32$ bis $40 \cdot 10^6$ Grad, je nach den Annahmen über das Molekulargewicht. Die Hauptreihe erscheint in diesem Fall also zugleich als wirkliche Entwicklungsreihe, die in der Richtung $B \rightarrow M$ durchlaufen wird. Die Länge des Wegstückes $T_c = \text{const.}$ und die Zeit, die der Stern braucht, um es zu durchlaufen, hängen von dem Bruchteil der Masse ab, der in Strahlung umgesetzt werden kann. Der Anfang des Wegstückes entspricht dem Zustand, in dem die subatomaren Energiequellen „angezapft“ werden; am Ende steht ein Stern mit einer gewissermaßen „inerten“ Restmasse, die nicht mehr für die Ausstrahlung nutzbar gemacht werden kann. Rein physikalisch bereitet diese Auffassung die Schwierigkeit, daß nicht recht eingesehen werden kann, wie der Vorgang der „Zerstrahlung“ der Materie bereits bei den niedrigen Temperaturen, wie sie im Mittelpunkt des *Eddingtonschen* Modells herrschen, vor sich gehen soll; die kinetische Energie der Temperatur-

100) a. a. O. Chapt. VI.

101) Nature 116 (1925), p. 209; Astronomy, Chapt. XXVI.

bewegung wird erst in der Gegend von 10^{12} Grad von der Größenordnung der Masse ($\frac{3}{2}kT \simeq \mathfrak{M}c^2$).

Die Zeitskala bestimmt sich beim *Eddington*schen Modell aus der (L, \mathfrak{M}) -Beziehung auf die oben angegebene Weise und ist durch die Verweilzeiten Δt der Tabelle 4 gekennzeichnet.

d) $\frac{L}{\mathfrak{M}} = \text{const.}$ bzw. $\frac{L}{(\mathfrak{M} - \mathfrak{M}_1)} = \text{const.}$, d. h. die Energieerzeugung ist jeweils proportional der vorhandenen Masse oder einem „aktiven“ Bruchteil $\mathfrak{M} - \mathfrak{M}_1$, wurde von *Jeans*¹⁰²⁾ vorgeschlagen in Verfolg seiner Hypothese, daß die Energiequellen in dem Zerfall von Elementen mit höheren Ordnungszahlen als 92 zu suchen seien. Bei diesem Zerfall sollen nicht nur die Packungsenergien frei werden, sondern ein Teil der Massen sich vollständig in Strahlung umsetzen, gekennzeichnet durch eine Zerfallskonstante κ . Die Weggleichung liefert dann den zeitlichen Ablauf, entsprechend einer exponentiellen Massenabnahme:

$$(1) \quad \mathfrak{M} - \mathfrak{M}_1 = (\mathfrak{M}_0 - \mathfrak{M}_1)e^{-\kappa(t-t_0)}$$

mit den Verweilzeiten $\Delta t'$ der Tabelle 4.

Durch Kombination mit der Zustandsgleichung in der allgemeinen Form

$$(2) \quad L = -c^2 \frac{d\mathfrak{M}}{dt} = A\mathfrak{M}^r T_e^s$$

erhält man die dem jeweiligen Zustand zugeordneten effektiven Temperaturen; damit ist der Weg im allgemeinen *Russell*-Diagramm festgelegt. Beim *Eddington*schen Modell kann angenähert, übereinstimmend mit der Beobachtung, gesetzt werden $r = 3$, $s = \frac{4}{5}$.

$\frac{L}{\mathfrak{M}} = \text{const.}$ führt zwangsläufig mit $\mathfrak{M} \rightarrow 0$ auf $T_e \rightarrow \infty$, scheidet also praktisch aus; man ist bei dieser Art Weggleichung zu der Annahme einer unzerstörbaren Restmasse \mathfrak{M}_1 gezwungen. Da $\frac{L}{\mathfrak{M}}$, die mittlere Energieerzeugung pro Masseneinheit, längs der Hauptreihe erfahrungsgemäß ungefähr wie \mathfrak{M}^2 abnimmt, erkennt man weiter, daß die durch eine Weggleichung mit konstanter Zerfallskonstante definierten Wege nur auf ganz kurze Strecken innerhalb des Gebietes der Hauptreihe verlaufen können.

Um Wege zu erhalten, die innerhalb eines Bereiches der effektiven Temperaturen von etwa $1500 < T_e < 20000$ unter merklicher Massenabnahme verlaufen, muß man schon, wie das auch *Jeans* tut,

102) Vgl. die Darstellung in A. C., Chapt. VII.

die Sterne sich aus Teilmassen verschiedener Ergiebigkeit zusammengesetzt denken, die dann der Reihe nach erschöpft werden:

$$(3) \quad \mathfrak{M} = \mathfrak{M}_1 e^{-\kappa_1 t} + \mathfrak{M}_2 e^{-\kappa_2 t} + \dots$$

Da über die Größe der Zerfallskonstanten der hypothetischen Elemente und über die Zusammensetzung der Sterne aus diesen Elementen a priori gar keine Aussagen gemacht werden können, ist es nicht möglich, über den Lauf der Entwicklung irgend etwas auszusagen, was man nicht als Hypothese von vornherein hineingesteckt hat.

e) Eine Abwandlung der Hypothese von *Jeans* stellt die „Wasserstoffhypothese“ *Lönnquists*¹⁰³⁾ dar. An die Stelle des radioaktiven Zerfalls von Elementen hoher Ordnungszahlen setzt *Lönnquist* unmittelbare Vernichtung von Materie durch den Zusammenstoß Proton—Elektron. Maßgebend für die Größe der Energieerzeugung ist in diesem Fall der Wasserstoffgehalt; von dem überhaupt für die Umsetzung in Strahlung zur Verfügung stehenden Teil $\alpha \mathfrak{M}$ der Masse ist jeweils nur der Bruchteil ι wirksam; die pro Zeiteinheit erzeugte Energie ist proportional $\kappa \iota \alpha \mathfrak{M}$, und die Leuchtkraft

$$(4) \quad L = (1 + f) \kappa \iota \alpha \mathfrak{M},$$

wenn mit f der von der Kontraktionsenergie gedeckte Teil der Strahlung bezeichnet wird. Die aus den Stößen Proton—Elektron resultierende spezifische Energieerzeugung kann gesetzt werden:

$$(5) \quad \varepsilon \sim \frac{\alpha \varrho}{\sqrt{T}}.$$

Wird noch das Masse-Leuchtkraft-Gesetz in der einfachen, temperaturunabhängigen Form von *Eddington* angenommen:

$$(6) \quad L \sim \frac{\mathfrak{M}(1 - \beta)^2}{\beta},$$

so erscheint die Weggleichung schließlich für das *Eddingtonsche* Modell mit konstantem Molekulargewicht bei *Lönnquist* in der Gestalt

$$(7) \quad 1 + f = q \frac{(1 - \beta)^3}{\beta^2} \cdot \frac{\mathfrak{M}^{\frac{7}{2}}}{U^{\frac{5}{2}}(\mathfrak{M} - \mathfrak{M}_0)},$$

wo noch $\alpha \mathfrak{M} = \mathfrak{M} - \mathfrak{M}_0$, also \mathfrak{M}_0 der unzerstörbare Teil der Masse, und U die gesamte nicht subatomare Energie ist; q eine zeitabhängige Konstante. Durch die Zahl der verfügbaren Größen ist die Theorie auf der einen Seite sehr dehnbar, durch die Beschränkung auf das spezielle *Eddingtonsche* Modell andererseits sehr eng. Man kann aus

103) Fußnote 91, Chapt. VIII—XI.

ihr eine Entwicklung im Sinne *Russells* ableiten (Riese—Hauptreihe—weißer Zwerg), ohne zu zwingenden Schlußfolgerungen über die Notwendigkeit einer solchen Entwicklung zu gelangen.

Man hat versucht, wenigstens die grundsätzliche Frage zu klären, ob die Sternentwicklung unter wesentlicher Abnahme der Masse erfolgt oder nicht. Die Entscheidung dieser Frage entscheidet zugleich über die Frage der kosmogonischen Zeitskala. In der Hauptsache sind drei Argumente zugunsten der mit einer Entwicklung unter Massenabnahme verknüpften äußersten Zeitskala angeführt worden:

a) Für die Zeitdauer der geologischen und biologischen Entwicklung auf der Erde wird eine Spanne von der Größenordnung 10^9 Jahre gefordert¹⁰⁴⁾; das Alter der Sonne muß also mindestens von dieser Größe sein.

b) Die Bildpunkte der Doppelsternkomponenten rücken beim Fortschreiten längs der Hauptreihe immer näher zusammen; das Massenverhältnis nähert sich dem Wert 1.¹⁰⁵⁾

c) Die Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte im Sternsystem läßt sich auffassen als Funktion der Verweilzeiten.¹⁰⁶⁾

Leider ist die Beweiskraft dieser Argumente nicht sehr groß. Das geologische Alter der Erde ist noch durchaus verträglich mit einer Zeitskala, die man erhält, wenn nur die Energien zur Verfügung stehen, die beim Aufbau und Abbau der Elemente frei werden; ohne daß man vollständige „Zerstrahlung“ wesentlicher Bruchteile der Masse zu Hilfe nehmen müßte. Zudem darf nicht vergessen werden, daß die exakte Schlußfolgerung aus den geologischen Befunden nur lauten kann: die Sonne hat 10^9 Jahre lang mit konstanter Intensität gestrahlt; dazu sind Energiequellen nötig, die einem Gesamtverlust an Masse von nur 0,01% entsprechen. Die Weggleichung der Sonne kann also sehr wohl eine solche nahezu konstanter Masse sein.

Daß die Gesetzmäßigkeiten bei Doppelsternsystemen eine zwangsläufige Folge allein schon des Zustandsdiagramms sind, wurde von *Siedentopf*¹⁰⁷⁾ klar ausgesprochen und durch entsprechende Rechnungen belegt.

Die Deutung der Häufigkeiten der absoluten Leuchtkräfte im Sternsystem durch die Verweilzeiten hat zwei wesentliche Voraussetzungen, die nicht über den Charakter unbewiesener Hypothesen hinausgehoben werden können: daß die Sterne mit einer gewissen

104) Fußnote 96.

105) *Vogt*, Fußnote 71. Tabelle 3, p. 1007.

106) *Eddington*, I.A.S., Nr. 216.

107) Fußnote 36, § 11.

Minimalmasse geboren werden und daß das Sternsystem zum mindesten in einem quasistationären Zustand sich befinde, in dem immer noch Sterne in dem gleichen Maße neu entstehen oder doch bis vor kosmogonisch „kurzer“ Zeit entstanden sind. Ist $A(M)$ die Anzahl der Sterne, die mit einer absoluten Leuchtkraft M pro Zeiteinheit entstehen, und M_0 die der Minimalmasse bei der Geburt entsprechende absolute Leuchtkraft, $\tau(M)$ die Verweilzeit in dem Zustand M bis $M + dM$, so ist die Leuchtkraftfunktion $\Phi(M)$ in einem bestimmten Augenblick gegeben durch

$$(8) \quad \begin{cases} \Phi(M) = \tau(M) \int_0^M A(M) dM & \text{für } M \leq M_0 \\ \Phi(M) = \tau(M) \int_0^{M_0} A(M) dM & \text{für } M \geq M_0. \end{cases}$$

Der Quotient $\frac{\Phi}{\tau}$ sollte also monoton anwachsen bis zu einem Wert $M = M_0$ und von da wieder abnehmen. Aus den Werten von *van Rhijn*¹⁰⁸⁾ für $\Phi(M)$ und von *Eddington*¹⁰⁹⁾ für die Verweilzeiten erhält man für das Sternsystem die nebenstehende Gegenüberstellung.¹¹⁰⁾

Tabelle 5.

M	$\frac{\Phi}{\tau}$
- 4	0,19
3	0,29
2	0,60
1	1,07
0	1,57
+ 1	1,70
2	1,57
3	1,50
4	1,43
5	1,21
6	0,72
7	0,33
8	0,14
9	0,07

Aus dem Verlauf von $\frac{\Phi}{\tau}$ schließt man auf M_0 ungefähr + 1, entsprechend $\mathfrak{M}_0 = 2,5$, in naher Übereinstimmung mit dem von *Eddington* angenommenen Wert $\mathfrak{M}_0 = 3,5$. Bei der Annahme dieser Deutung folgt aus der Existenz von Sternen der Masse 0,1 ein Mindestalter des Systems von 10^{15} Jahren, das schwer verträglich ist mit den Abschätzungen über die Relaxationszeit, die in der Gegend von 10^{13} Jahren liegen.¹¹¹⁾

Die Schwierigkeiten, auf die man bei den Sternhaufen stößt, wenn man die gleiche Deutung übertragen will, hat schon *Eddington*¹¹²⁾ zugegeben; man muß bei den Kugelhaufen mit der Existenz mindestens von Zwergen mit Sonnenmasse rechnen, während bei den galaktischen Haufen die Ko-

108) Publ. Groningen 38, 1925.

109) I. A. S., Tabelle 41, Nr. 216.

110) Nach *Siedentopfs* Tabelle 9, durch Dreiermittel geglättet.111) *J Jeans*, A. C., Chapt. XII. Vgl. Nr. 14 und Nr. 22.

112) I. A. S., Nr. 217.

existenz von Riesen und Zwergen des *G*- und *K*-Typus gesichert erscheint, allerdings mit anderem Häufigkeitsverhältnis als im Sternsystem (vgl. Nr. 6). *Siedentopf*¹¹³⁾ sah den Ausweg nur in der Forderung einer weitgehenden Stationarität — die Relaxationszeiten berechnen sich bei den Kugelhauften zu etwa 10^{10} bis 10^{11} Jahren¹¹⁴⁾ — während *Lönnquist*¹¹⁵⁾ für die Verteilung der Massen bei der Entstehung des Haufens eine Häufigkeit ansetzte, die praktisch identisch ist mit der heute beobachteten. In jedem Fall werden die aus den Sternhaufen gezogenen Argumente in dem Sinn geschwächt, daß die Beobachtungen einer Entwicklung unter Massenabnahme zwar nicht mehr widersprechen, daß sie aber nicht, wie vor allem *ten Bruggencate*¹¹⁶⁾ wollte, zu Gunsten einer solchen Entwicklung sprechen.

Die ganze Frage spitzt sich heute dahin zu, aus rein physikalischen Überlegungen über die Erzeugung der Energie im Sterninnern zu einer Entscheidung über die Weggleichung zu gelangen. Der empirisch-kosmogonische Weg der Umdeutung der Zustandsdiagramme hat zu keiner eindeutigen Lösung geführt.

Ein erster Versuch, die aus dem Auf- und Abbau der Atomkerne verfügbaren Energien für die Sternentwicklung zu nutzen und die Vorgänge möglichst ohne astronomische Hilfsannahmen rein auf Grund einer Quantentheorie der Kernprozesse zu berechnen, ist von *Atkinson*¹¹⁷⁾ unternommen worden. Der Grundgedanke der Theorie ist der schrittweise Aufbau höherer Kerne durch Einfangen von Protonen und Elektronen. Wenn in einem zunächst ganz aus Wasserstoff bestehenden Stern erst einmal der erste Heliumkern durch einen Sechserstoß entstanden ist, bietet der Aufbau weiterer Kerne durch einfache Zusammenstöße keine Schwierigkeiten mehr; die Wahrscheinlichkeiten der Prozesse lassen sich nach einer im Anschluß an *Gamov* von *Atkinson* und *Houtermans*¹¹⁸⁾ entwickelten Theorie berechnen, ebenso die Temperaturen. Die bei dem stufenweisen Aufbau entstehenden instabilen Elemente liefern durch Zerfall wieder Heliumkerne, die als Bausteine für weiteren Aufbau dienen können, ohne daß die sehr unwahrscheinlichen Sechserstöße unmittelbar Heliumkerne aus Wasserstoff aufbauen müßten. Die Theorie erklärt sehr gut die relativen

113) A. a. O. §§ 7, 8.

114) *O. Heckmann* und *H. Siedentopf*, Zur Dynamik kugelförmiger Sternhaufen, Ztschr. f. Astroph. 1 (1930), p. 77. Vgl. auch Nr. 14.

115) Fußnote 91, Chapt. XIV.

116) Vgl. das 4. Kapitel in dem Buch „Sternhaufen“.

117) Fußnote 99.

118) Ztschr. f. Phys. 54 (1929), p. 656.

Häufigkeiten der leichteren Elemente; dagegen muß sie für die schwereren Elemente eine ad hoc-Hypothese hinzunehmen, die eine sehr starke Abhängigkeit des Bildungsprozesses von der Temperatur fordert. Die Wegkurven sind in diesem Fall praktisch solche konstanter Masse; die Entwicklung der Sterne erfolgt unter anfänglicher Kontraktion, nach Einsetzen des Aufbauprozesses unter langsamer Expansion. Temperaturen von der Größenordnung 10^7 Grad im Innern erscheinen ausreichend, um die Energieerzeugung dauernd sicherzustellen.

Ziemlich ungeklärt erscheint zur Zeit noch die Stellung der weißen Zwerge innerhalb der Entwicklungsreihe. In den Theorien von *Russell* und *Jeans* schließen sie sich, irgendwie als Endprodukte, an das untere Ende der Hauptreihe an; wobei die Koexistenz von normalen Sternen und weißen Zwergen in Doppelsternsystemen wie *Sirius* und *Procyon* schwer zu erklären ist. Bei *Atkinson* wird der Zustand des weißen Zwerges erreicht, wenn der für den Elementaufbau notwendige Wasserstoffvorrat aufgebraucht ist. Da dies bei Entwicklung längs Kurven konstanter Masse für Sterne jeder Leuchtkraft einmal eintreten wird, hat man hier eine ganze Reihe „toter Sterne“ zu erwarten, und findet damit den aus anderen Gründen naheliegenden Zusammenhang mit den Zentralsternen der planetarischen Nebel.

III. Dynamik der Entwicklungsvorgänge.

9. Rotationsdeformationen. Die Theorie der Gleichgewichtsfiguren rotierender Massen ist für zwei Idealfälle der Dichteverteilung streng behandelt worden: Die homogene Flüssigkeit ($\rho = \text{const.}$) und das sogenannte *Rochesche* Modell, bestehend aus einem ausdehnungslosen Kern endlicher Masse und einer ausgedehnten Atmosphäre verschwindender Masse (mittlere Dichte $\bar{\rho} = \text{Masse des Kernes} : \text{Volumen der Figur}$). Kosmogonisch ergeben sich daraus die folgenden Fragestellungen:

- a) Welches sind die Gleichgewichtsfiguren der wirklichen kosmischen Massen (Sterne, Nebel), deren innere Dichteverteilung irgendwie zwischen den beiden Idealfällen liegt ($\rho = f(r, \varphi, \vartheta)$)?
- b) Lassen sich die bekannten Reihen von Gleichgewichtsfiguren auffassen als zeitliche Aufeinanderfolge relativer Gleichgewichtszustände (d. h. als säkular stabile Entwicklungsstufen) einzelner Massen?

Die Weggleichung eines isolierten mechanischen Systems enthält notwendigerweise die Forderung, daß der gesamte Drehimpuls (in Anlehnung an die englische Bezeichnung „moment of momentum“ auch „Gesamtmoment“, gemeint jedenfalls immer $\int \omega r^2 dM$) konstant sei.

Die Entwicklungsreihen einer rotierenden Masse sind daher Folgen von Gleichgewichtsfiguren mit gleichem Rotationsmoment. Für die Stabilität ist wesentlich der Wert von $\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \varrho}$. Die Reihen von Gleichgewichtsfiguren konstanter Dichte bei zunehmendem Rotationsmoment sind identisch mit denjenigen zunehmender Dichte (Kontraktion, wachsende Winkelgeschwindigkeit) bei konstantem Rotationsmoment.

Ordnet man die bekannten Gleichgewichtsfiguren homogener Flüssigkeiten entsprechend¹¹⁹⁾, so findet man, ausgehend von der Kugel ($\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \varrho} = 0$) für eine Masse \mathfrak{M} mit dem Rotationsmoment M abgeplattete Rotationsellipsoide, so lange

$$0 \leq \frac{\omega^2}{2\pi k^2 \varrho} \leq 0,187; \quad 0 \leq \varrho \leq 2,03 \cdot 10^{-8} \mathfrak{M}^{10} M^{-6}.$$

Sie verlieren ihre Stabilität beim Verzweigungspunkt mit den dreiaxigen *Jacobischen* Ellipsoiden, die eine stabile Fortsetzung der Reihe liefern, so lange

$$0,187 \geq \frac{\omega^2}{2\pi k^2 \varrho} \geq 0,142; \quad 2,03 \cdot 10^{-8} \mathfrak{M}^{10} M^{-6} \leq \varrho \leq 9,03 \cdot 10^{-8} \mathfrak{M}^{10} M^{-6}.$$

Von der Verzweigungsstelle mit den birnenförmigen Figuren aus scheint es keine stabile Fortsetzung mehr zu geben¹²⁰⁾; es setzt offenbar ein Teilungsprozeß ein, sobald ϱ den Maximalwert $9 \cdot 10^{-8} \mathfrak{M}^{10} M^{-6}$ übersteigt. Anders ausgedrückt: eine homogene Flüssigkeit mit einem Rotationsmoment

$$M > 0,0670 \cdot \mathfrak{M}^5 \varrho^{-\frac{1}{6}} \quad \text{oder} \quad M > 0,774 \cdot \mathfrak{M}^5 \omega^{\frac{1}{3}}$$

kann nicht als säkular stabile Gleichgewichtsfigur rotieren. Für die Sonne ($\mathfrak{M} = 2 \cdot 10^{33} \text{ g}$, $\varrho = 1,34 \text{ g cm}^{-3}$) als homogene Kugel wäre der kritische Wert $M = 2 \cdot 10^{54} \text{ g cm}^2 \text{ sec}^{-1}$, während das tatsächliche Rotationsmoment 0,5 bis $1 \cdot 10^{49}$ ist, je nach der Annahme über die innere Dichteverteilung; also weit unterhalb dem zur Instabilität führenden Wert.

Eine mathematische Behandlung des Zerfalls der birnenförmigen Figur hat *J Jeans*¹²¹⁾ versucht für das vereinfachte zweidimensionale Problem des unendlich langen rotierenden Zylinders. Man kann daraus mit einiger Wahrscheinlichkeit schließen, daß bei dem Zerfall zwei

119) Encykl. VI 2, 21, p. 50/51.

120) *J Jeans*, Problems, p. 87 gibt die endgültige Darstellung unter Verbesserung von Fehlern der früheren Rechnungen und Nachweis der Arbeiten von *Darwin*, *Liapounoff*, *J Jeans*. Ein Einwand von *Baker*, Proc. Cambridge Phil. Soc. 20 (1920), wurde später vom Verfasser selbst zurückgezogen, ib. 23 (1925).

121) Problems, p. 102.

Massen von nicht sehr verschiedener Größenordnung entstehen: Enge spektroskopische Doppelsternsysteme mit stark deformierten Komponenten.

Das *Rochesche* Modell, bei dem das Gravitationspotential nur durch die punktförmige Masse im Mittelpunkt bestimmt wird, das daher einfacher Behandlung zugänglich ist, führt auf nur eine einzige Reihe von Gleichgewichtsfiguren. Die Niveauflächen sind Pseudosphäroide, bestimmt durch die Gleichung¹²²⁾

$$\frac{k^2 \mathfrak{M}}{r} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2) = \text{const.}$$

Die freie Oberfläche hat linsenförmige Gestalt (Abplattung $\frac{1}{3}$) und ist definiert durch

$$\frac{k^2 \mathfrak{M}}{r} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2) = \frac{3}{2} (k^2 \mathfrak{M} \omega)^{\frac{2}{3}}.$$

Ist $\bar{\rho} = \frac{\mathfrak{M}}{V}$, wo V das jeweilige Volumen der Atmosphäre ist, so wird die Reihe der Gleichgewichtsfiguren eines sich kontrahierenden Sternes formal beschrieben durch wachsende Werte von $\frac{\omega^2}{2 \pi k^2 \bar{\rho}}$, beginnend mit dem Wert 0 für die Kugel und stabile Formen umfassend bis zu dem Maximalwert

$$\frac{\omega^2}{2 \pi k^2 \bar{\rho}} = 0,36,$$

dem Wert für die kritische Niveaufläche, längs deren Äquator Anziehungskraft und Zentrifugalkraft sich das Gleichgewicht halten. Bei weiterer Kontraktion und damit verbundener Zunahme der Winkelgeschwindigkeit bleiben in der Äquatorebene frei umlaufende Teile der Atmosphäre zurück. Nur die innerhalb der Linse mit dem Äquatorradius

$$R = \frac{1}{\omega} (k^2 \mathfrak{M})^{\frac{1}{3}}$$

gelegenen Teile rotieren wie ein starrer Körper mit der Winkelgeschwindigkeit ω ; die äußeren laufen langsamer um, entsprechend dem 3. *Keplerschen* Gesetz.

Es ist zu beachten, daß bei dem Modell von *Roche* die Größe des Rotationsmomentes kein Kriterium für die Instabilität ist. Das ideale Modell hat stets das Rotationsmoment 0; im praktischen Fall ist die Größe des Rotationsmomentes bedingt durch die Stärke der zentralen Verdichtung. Aus dem kritischen Wert $\frac{\omega^2}{2 \pi k^2 \bar{\rho}} = 0,36$ läßt sich für jedes beliebige kleine Rotationsmoment ein Verhältnis von

122) Encykl. VI 2, 21, p. 70/71.

Kernmasse zu Gesamtmasse ableiten, für welches die Grenze der äquatorialen Stabilität überschritten wird.

Die beiden idealisierten Modelle der klassischen Theorie führen auf zwei grundsätzlich verschiedene Arten von Rotationsinstabilität:

- a) Teilung in Massen von gleicher Größenordnung bei der homogenen Flüssigkeit.
- b) Äquatoriales Ausströmen atmosphärischer Massen bei dem Modell von *Roche*.

Für die Entscheidung wie wirkliche kosmische Massen sich verhalten, ist die Untersuchung intermediärer Typen nötig und die Auffindung von Kriterien, wann der eine oder andere Fall von Instabilität eintritt bzw. überwiegt. Untersuchungen dieser Art liegen bisher nur von *Jeans*¹²⁰⁾ vor, der die Zwischentypen in zweierlei Weise durch Parameter zu charakterisieren suchte, die einen kontinuierlichen Übergang ermöglichen:

- a) Die rotierende Masse besteht aus einem Kern inkompressibler Flüssigkeit und einer masselosen Atmosphäre, so daß der Kern die ungestörten Gleichgewichtsfiguren durchläuft und durch seine Form allein die Gestalt und Größe der atmosphärischen Hülle bestimmt. Parameter ist $s = \frac{v_A}{v_N}$, wo v_N das Volumen des Kerns, v_A das der Atmosphäre ist; $s = 0$ für das inkompressible Modell, $s = \infty$ für das Modell von *Roche*.
- b) Die rotierende Masse ist ein Gasball im adiabatischen (besser „polytropen“) Gleichgewicht. Parameter ist der Exponent $\kappa = \frac{n+1}{n}$ in der adiabatischen Beziehung

$$p = \text{const} \cdot \rho^\kappa$$

$\kappa = \infty$ ($n = 0$) für das inkompressible Modell, $\kappa = \frac{6}{5}$ ($n = 5$) für das Modell von *Roche*, $\kappa = \frac{4}{3}$ ($n = 3$) für den *Eddington*-schen Stern.

Die Behandlung des ersten Falles ist leicht. Hat der Kern die Gestalt des kritischen *Maclaurin*-Ellipsoids, so bestimmt die kritische Niveaufläche der Atmosphäre das mögliche Volumverhältnis zu $s = \frac{1}{3}$. Hat die ursprüngliche Atmosphäre größere Ausdehnung, so wird bereits für Werte $\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \bar{\rho}} < 0,187$ äquatoriales Ausströmen der Materie erfolgen; dies so lange, bis der Kern die Reihe der Rotationsellipsoide bis zur Verzweigung mit den *Jacobischen* dreiachsigen Ellipsoiden durchlaufen hat.

Für die Grenzfigur der *Jacobischen* Ellipsoide findet man $s = \frac{1}{8}$; d. h. an der Verzweigung mit den Birnenformen — entstehender Doppelstern — kann das Volumen der Atmosphäre nur noch $\frac{1}{8}$ des Kernes betragen. Der ursprüngliche Überschuß (zwischen $\frac{1}{3} > s > \frac{1}{8}$) wird, während der Kern die Reihe der *Jacobischen* Ellipsoide durchläuft, an den in Richtung der großen Achse des Ellipsoids gelegenen diametralen Punkten der Atmosphäre abgestoßen.

Definiert man wieder formal die mittlere Dichte $\bar{\rho} = \frac{\mathfrak{M}}{(v_N + v_A)}$, so berechnet sich der zu dem kritischen Wert $s = \frac{1}{3}$ gehörige Wert der Winkelgeschwindigkeit zu

$$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \bar{\rho}} = 0,25.$$

Für das adiabatische Modell hat *Jacobs* durch Reihenentwicklungen der Dichte und des Potentials der Pseudosphäroide bzw. -ellipsoide Einblick in die Verhältnisse zu gewinnen versucht; Entwicklungsparameter ist $\frac{(\rho_0 - \sigma)}{\rho_0}$, wo ρ_0 die Zentraldichte, σ die Oberflächendichte bedeutet. Die Bedingung, daß die Verzweigungsstelle der Pseudosphäroide mit den Pseudoellipsoiden zusammenfalle mit dem Auftreten der Unstetigkeit am Äquator der freien Oberfläche, führt auf die Bedingung¹²³⁾

$$1 + \frac{\rho_0 - \sigma}{\rho_0} [0,9990(x - 2) - 1,0500] + \left(\frac{\rho_0 - \sigma}{\rho_0}\right)^2 [0,4997(x - 2)^2 - 0,07140(x - 2) - 0,07998] + \dots = 0.$$

Für $\frac{(\rho_0 - \sigma)}{\rho_0} \rightarrow 1$ konvergieren die Werte von x gegen 2,2 ($n = \frac{5}{6}$) und für die kritische Rotationsgeschwindigkeit erhält man

$$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \bar{\rho}} = 0,18712 + 0,06827 \frac{\rho_0 - \sigma}{\rho_0} + 0,03022 \left(\frac{\rho_0 - \sigma}{\rho_0}\right)^2 + \dots,$$

konvergierend für $\frac{(\rho_0 - \sigma)}{\rho_0} \rightarrow 1$ gegen etwa 0,31. Gaskugeln mit $\frac{6}{5} < x < \frac{11}{5}$ ($5 > n > \frac{5}{6}$) werden äquatoreal instabil; solche mit $\frac{11}{5} < x < \infty$ ($\frac{5}{6} > n > 0$) teilen sich nach dem Vorbild der Birnenformen homogener Flüssigkeiten. Der *Eddingtonsche* Stern würde formal mit $n = 3$ in die erste Reihe gehören. Da auch alle neueren Untersuchungen über den Aufbau der Sterne im allgemeinen formale Polytropenindizes über 1 ergeben, könnte man versucht sein, zu schließen, daß bei den in der Natur vorkommenden Sternen der Teilungsprozeß überhaupt nicht eintreten kann.

123) Zitiert nach A.C., abweichend von den früheren Werten.

Das wäre indessen ein bedenklicher Fehlschluß¹²⁴⁾, da alle Untersuchungen über den Polytropenindex Sterne ohne Rotation betreffen und die Untersuchungen über Gleichgewichtsfiguren Rotation wie ein starrer Körper voraussetzen. Das Theorem von *v. Zeipel* zeigt, daß wirkliche Sterne nicht wie starre Körper rotieren können. *Jeans* hat durch seine Theorie der Strahlungsbremmung zu zeigen versucht, daß das Rotationsgesetz von der Form $\omega \sim \frac{1}{r^2}$ sei. In diesem Fall würden wir gerade zu dem umgekehrten Schluß kommen wie oben: da die Zentrifugalkraft wegen der mit $\frac{1}{r^2}$ abnehmenden Winkelgeschwindigkeit nie den Wert der Schwerkraft erreichen kann, ist ein äquatoriales Instabilwerden ausgeschlossen. Die Sterne verhielten sich vielmehr dem Einfluß der Rotation gegenüber stets wie homogene Flüssigkeiten.

So lange wir keine Theorie des Aufbaus rotierender Gaskugeln besitzen — die Ergebnisse von *Jeans* sind sehr anfechtbar — kann aus der formalen Behandlung des adiabatischen Modells nichts über das wirkliche Verhalten kosmischer Massen geschlossen werden. Die Kosmogonie kann sich daher vorläufig nur auf den empirischen Standpunkt stellen:

- a) Die Formen außergalaktischer Nebel weisen unzweifelhaft auf das Vorkommen äquatorrealer Instabilitäten hin, nach dem Vorbild des Modells von *Roche*.
- b) Die Existenz enger spektroskopischer Doppelsterne (Typus β Lyrae), bei denen Umlaufszeit und Rotation der Komponenten übereinstimmen und die Oberflächen in der Verbindungslinie der großen Achsen nahezu in Kontakt sind, macht das Vorkommen von Teilungsprozessen nach dem Vorbild der homogenen Flüssigkeiten fast zur Gewißheit.

10. Gezeitendeformationen. Unter dem Einfluß der Anziehung einer äußeren Masse treten Deformationen auf, die auch auf gewisse Reihen von Gleichgewichtsfiguren führen, wenn man die die Deformation bestimmenden Parameter kontinuierlich variiert. Das allgemeine Problem kann zunächst dahin vereinfacht werden, daß man beide Körper als in Ruhe befindlich betrachtet relativ zu einem Koordinatensystem, das mit der Umlaufgeschwindigkeit der beiden Massen um den gemeinsamen Schwerpunkt rotiert.

Als Erde-Mond-Problem, wo die Distanz des „Mondes“ groß ist gegen seine Dimensionen, wird die Aufgabe schon von der klassischen Himmelsmechanik behandelt.¹²⁵⁾ Das allgemeinere Problem der Ge-

124) Auch von *Emden* gezogen: Encykl. VI 2, 24, p. 448.

125) Encykl. VI 2, 21, Nr. 26.

stalt, vor allem aber der Stabilität eines Satelliten¹²⁶⁾ wurde von *Roche* gelöst und führte zu der kosmogonisch bedeutsamen Feststellung, daß es, bei gegebenen Massen bzw. mittleren Dichten, eine Minimaldistanz gibt, innerhalb deren kein Satellit als zusammenhängender Körper umlaufen kann (*Rochesche Grenze*).

*G. H. Darwin*¹²⁷⁾ hat sich dann von der Einschränkung befreit, daß nur die eine Masse (der „Mond“) deformierbar sei. Durch umfangreiche Reihenentwicklungen und Rechnungen hat er die Gleichgewichtsfiguren von Doppelsternsystemen verschiedenen Massenverhältnisses und verschiedener Distanz der Komponenten berechnet, ausgehend von ellipsoidischen Deformationen.

In all diesen Arbeiten wurde nur der Idealfall der homogenen Flüssigkeit behandelt. *Jeans*¹²⁸⁾ hat die entsprechenden Fälle für das Modell von *Roche* betrachtet, die nichts prinzipiell Neues ergeben hinsichtlich des Wertes der kritischen Distanz. Nur treten beim Instabilwerden wieder die analogen Unterschiede gegenüber der Flüssigkeit auf wie beim Rotationsproblem (vgl. unten). Ein erster Ansatz zu wirklich strenger Behandlung der Frage ist von *Lichtenstein*¹²⁹⁾ gemacht worden, zunächst allerdings nur wieder für den zweidimensionalen Fall.

Die Gleichgewichtsfiguren lassen sich mit sehr großer Annäherung durch Ellipsoide darstellen, die in der Richtung der Verbindungslinie beider Massen verlängert sind. Die Abweichungen vom Ellipsoid erreichen selbst bei *Darwins* Figuren „größter Annäherung“ nur wenige Prozent; sie liegen in dem Sinn, daß die einander gegenüberliegenden Enden der Körper etwas verlängert, die abgewandten verkürzt sind (vgl. Tabelle 6).

Das allgemeine Problem ist gekennzeichnet durch das Massenverhältnis $\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}}$, wo \mathfrak{M} jeweils den Stern bedeutet, dessen Figur unter dem Einfluß von \mathfrak{M}' betrachtet werden soll, und das Moment

$$M = \left(\mathfrak{M} l^2 + \mathfrak{M}' l'^2 + \frac{\mathfrak{M} \mathfrak{M}'}{\mathfrak{M} + \mathfrak{M}'} \Delta^2 \right) \omega,$$

wo l und l' die Trägheitsradien der beiden Körper bedeuten, Δ die Distanz ihrer Mittelpunkte. Das spezielle Mondproblem von *Roche* entspricht der Annahme \mathfrak{M} (d. i. der „Mond“) unendlich klein, \mathfrak{M}' undeformierbar, d. h. $l' = \text{const.}$, so daß das Potential sich nach Potenzen

126) Ebenda Nr. 27.

127) Collected Works III. Vgl. auch *Jeans*, Problems und A.C.

128) Problems, Chapt. VII.

129) Kosmogonische Untersuchungen I. Ber. Leipzig 1928, p. 80.

von $\frac{\mathfrak{M}'}{\Delta}$ entwickeln läßt. Das Moment schreibt sich für undeformierbares \mathfrak{M}' einfach so:

$$M = (\mathfrak{M}l^2 + \mathfrak{M}'l'^2)\omega + k^2\mathfrak{M}\mathfrak{M}'(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')^{-\frac{1}{3}}\omega^{-\frac{1}{3}}.$$

Für $\mathfrak{M} \rightarrow 0$ geht auch $M \rightarrow 0$, aber $\frac{M}{\mathfrak{M}}$ bleibt endlich:

$$\frac{M}{\mathfrak{M}} = (k^2\mathfrak{M}')^{\frac{2}{3}}\omega^{-\frac{1}{3}} + \text{const.}$$

Das allgemeine „Doppelsternproblem“ von *Darwin* entspricht endlichen Werten von $\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}'}$ und Deformierbarkeit auch von \mathfrak{M}' , so daß das Potential sich nur durch schrittweise Näherung berechnen läßt. In den Ausdruck für die Distanz Δ tritt der die Deformation charakterisierende Parameter ξ ein und das Moment wird allgemein

$$M = (\mathfrak{M}l^2 + \mathfrak{M}'l'^2)\omega + k^2\mathfrak{M}\mathfrak{M}'(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')^{-\frac{1}{3}}\omega^{-\frac{1}{3}}(1 + \xi)^{\frac{2}{3}}$$

oder auch

$$M = \left(\mathfrak{M}l^2 + \mathfrak{M}'l'^2 + \frac{\mathfrak{M}\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M} + \mathfrak{M}'}\Delta^2\right)(1 + \xi)^{\frac{1}{2}}(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')^{\frac{1}{2}}\Delta^{-\frac{3}{2}}$$

Für jeden Wert von $\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}'}$ lassen sich lineare Reihen von Gleichgewichtsfiguren angeben, die wieder so anzuordnen sind, daß sie den Reihen entsprechen, die bei konstantem Gesamtmoment durchlaufen werden. Allerdings liegen die Verhältnisse hier verwickelter als beim einfachen Rotationsproblem, da im praktischen Doppelsternproblem ein Austausch zwischen dem Umlaufmoment und den Momenten der relativen Rotation der Körper durch Gezeitenreibung stattfindet (vgl. Nr. 12). Aber man kann — z. B. bei der Annahme gleichförmiger Kontraktion beider Komponenten — die wirklichen Reihen in Parallele setzen mit solchen veränderlichen Momentes. Die für die Stabilität maßgebende Größe $\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \varrho}$ ersetzt man zweckmäßigerweise durch eine dem Problem angepaßte kritische Distanz, indem man einführt

$$\mathfrak{M}' = \frac{4\pi}{3} a'b'c'\varrho' = \frac{4\pi}{3} R_0'^3 \varrho'.$$

Die Grenze der Stabilität entspricht dem Minimum des Momentes und ist gegeben durch

$$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \varrho} = \frac{1}{2\pi \varrho} \frac{\mathfrak{M}'}{\Delta^3} = \frac{2}{3} \left(\frac{\varrho'}{\varrho}\right) \left(\frac{R_0'}{A}\right)^3 = \frac{2}{3} \frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}} \left(\frac{R_0}{\Delta}\right)^3$$

oder

$$\Delta = \left(\frac{3\omega^2}{4\pi k^2 \varrho}\right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\varrho'}{\varrho}\right)^{\frac{1}{3}} R_0' = \alpha \left(\frac{\varrho'}{\varrho}\right)^{\frac{1}{3}} R_0' = \alpha \left(\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot R_0.$$

Diese in Einheiten des Radius der störenden oder der gestörten Masse ausgedrückte kritische Distanz, innerhalb deren Instabilität auftritt, ist die „Rochesche Grenze“. Im speziellen Mondproblem von *Roche* ist diese Grenze einfach gegeben durch

$$\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}} = 0; \quad \frac{\omega^2}{2\pi k^2 \rho} = 0,045; \quad \Delta = 2,455 \left(\frac{\rho'}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} R_0'.$$

Der von *Roche*¹³⁰⁾ für $\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}} = 1$ unter Voraussetzung der Nichtdeformierbarkeit der Masse \mathfrak{M}' abgeleitete Wert ($\alpha = 2,64$) ist praktisch uninteressant. Wenn die Massen vergleichbar werden, muß die allgemeinere Behandlung von *Darwin* einsetzen. In *Darwins* Rechnungen ist $\rho = \rho'$ und als Einheit der Entfernung wird benutzt:

$$R_0 = \left(\frac{\mathfrak{M} + \mathfrak{M}'}{\rho} \cdot \frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Die wesentlichen Ergebnisse¹³¹⁾ sind für die Grenzfiguren¹³²⁾ („figures of limiting stability“):

Tabelle 6.

$\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}}$	$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \rho}$	α	D	a	b	c	a'	b'	c'	$\frac{\delta c}{c}$	
0	0,0449	2,457	1,030	(0,482)	(0,511)	(1,000)	(0,942)	(1,030)	(1,030)		
0,4	0,0435	2,485	0,583	0,562	0,603	0,843	0,815	0,886	0,988	$+\frac{1}{17}$	$-\frac{1}{25}$
0,7	0,0428	2,497	0,559	0,652	0,701	0,901	0,753	0,815	0,958	$+\frac{1}{20}$	$-\frac{1}{33}$
1,0	0,0420	2,514	0,576	0,708	0,762	0,927	0,708	0,762	0,927	$+\frac{1}{23}$	$-\frac{1}{39}$

a, b, c bzw. a', b', c' sind die Achsen der Körper, a und a' parallel der Rotationsachse, c und c' in Richtung der Verbindungslinie. Unter $\frac{\delta c}{c}$ stehen die prozentualen Abweichungen der großen Achse vom Ellipsoid; Verlängerungen (positive Reihe) auf der zugewandten Seite, Verkürzungen (negative Reihe) auf der abgewandten. Die Deformationen sind dem Massenverhältnis umgekehrt proportional:

$$\frac{\delta c'}{c'} = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}'} \cdot \frac{\delta c}{c}.$$

D ist die kürzeste Distanz der Oberflächen.

130) Encykl. VI 2, 21, p. 55.

131) Coll. Works III, p. 507—511.

132) Auf den Unterschied zwischen „partieller Stabilität“ und „säkularer Stabilität“ braucht hier nicht näher eingegangen zu werden. Bei dem ganzen Näherungscharakter der Rechnungen und den mehr qualitativen Bedürfnissen der Kosmogonie spielt es keine Rolle, ob α um einige Prozent größer oder kleiner ausfällt. Die Zahlen *Darwins* beziehen sich auf den Fall der partiellen Stabilität.

Die über die „limiting stability“ hinaus noch formal nach der gleichen Methode von *Darwin* gerechneten Kontaktfiguren („figures of closest approach“) sind notwendig instabil. *Darwin* hoffte damals, von hier aus den Anschluß an die von ihm als stabil betrachteten birnenförmigen Figuren finden zu können. Dieser Anschluß ist nicht geglückt. Es klafft eine Lücke, in der dynamische Vorgänge sich abspielen; der Übergang vom rotierenden dreiachsigen Ellipsoid zum Doppelstern erfolgt durch eine Katastrophe („Cataclysmic motion“).

Das Gezeitenproblem kann noch in einer anderen sehr wichtigen Form spezialisiert werden. Im Fall der Annäherung zweier Himmelskörper aus großer Entfernung ist $\omega = 0$, so daß die Rotationsglieder in den die Deformation bestimmenden Ausdrücken verschwinden. Maßgebend für die Vorgänge ist aber nicht allein die jeweilige Distanz der beiden Massen, sondern auch die Geschwindigkeit, mit der die Annäherung bzw. der Vorübergang erfolgt, verglichen mit der Periode der freien Schwingungen der Masse. Bei „adiabatischer“ Annäherung („slow encounter“ in *Jeans'* Terminologie) kann das Problem als statisches Gleichgewichtsproblem behandelt werden; im anderen Extremfall („transitory encounter“) hat man es mit einem Stoßvorgang zu tun.

Die kritische *Rochesche* Grenze ergibt sich in den beiden Extremfällen nur wenig verschieden und ist — da der Einfluß der Rotationsglieder wegfällt — kleiner als im Doppelsternproblem. *Jeffreys*¹³³⁾ findet z. B. die entsprechenden Zahlenfaktoren $2^{\frac{1}{3}}$ bzw. $\left(\frac{\pi}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{3}}$, d. h. bei einem „Stoß“ einen um etwa 4% größeren Wert als bei einer adiabatischen Annäherung; das aber liegt innerhalb der sonstigen Vernachlässigungen der Theorie. Nach *Jeans*¹³⁴⁾ gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned} \Delta &= 2,198 \cdot \left(\frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{M}}\right)^{\frac{1}{3}} R_0 \text{ für homogene Flüssigkeiten} \\ \Delta &= 1,75 \cdot \left(\frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{M}}\right)^{\frac{1}{3}} R_0 \text{ für das Modell von Roche} \\ \Delta &= 2,28 \cdot \left(\frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{M}}\right)^{\frac{1}{3}} R_0 \text{ für das Modell von Roche} \end{aligned} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{M}} \rightarrow \infty \\ \frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{M}} = 2. \end{array} \right.$$

Begegnungen sind für einen Stern um so gefährlicher (Δ wird um so größer), je größer die Masse \mathcal{M}' ist, der er begegnet. Begegnet z. B. eine nach dem Modell von *Roche* aufgebaute Sonne einem Stern von der Masse $4 \odot$ bei einer Relativgeschwindigkeit von 40 km/sec, so würde Annäherung auf die Distanz 4 (entsprechend dem mittleren

133) The Earth, p. 24.

134) Problems, p. 46 bzw. 156.

Abstand der Asteroiden) schon die Ablösung des von dem fremden Stern erzeugten Flutberges hervorrufen.

Wie beim Rotationsproblem, so hängt auch beim Gezeiten- und Doppelsternproblem die Art der auftretenden Instabilitäten von der Konstitution der Massen ab. *Jeans*¹³⁵⁾ hat plausibel machen können, daß die homogene Flüssigkeit beim Instabilwerden der verlängerten Pseudoellipsoide mehrere Einschnürungen bildet und entsprechend in mehrere Teilmassen von vergleichbarer Größe zerfällt, während das Modell von *Roche* in der Verbindungslinie beider Körper nur Bruchteile der atmosphärischen Massen ausströmen läßt (Ablösen eines Flutberges), zunächst auf der dem störenden Stern zugewandten Seite, im allgemeinen aber auch auf der Gegenseite.

Das allgemeine Modell des Übergangstypus hat *Jeans*¹³⁶⁾ nur für den Fall eines inkompressiblen Kernes mit Atmosphäre kurz diskutiert. Er findet für das kritische Verhältnis $\frac{v_A}{v_A + v_N}$ den Wert $\frac{1}{10}$; d. h. wenn die ursprüngliche Atmosphäre mehr als $\frac{1}{10}$ des Gesamtvolumens ausmacht, werden atmosphärische Teile abgestoßen, bevor der Kern instabil wird.

Im allgemeinen wird bei Begegnungen nur die kleinere der beiden Massen zerbrechen.¹³⁷⁾ Bei einem Vorübergang, d. h. einem nicht zentralen Stoß, wird außerdem auf den gestörten Körper, besonders auf den etwa abgelösten Flutberg, Impuls in der Bewegungsrichtung des störenden Körpers übertragen, außer bei dem in der Wirklichkeit nicht streng möglichen adiabatischen Fall. Diese beiden Bemerkungen sind wichtig für die Beurteilung der Theorien, die die Entstehung des Planetensystems auf eine Begegnung der Sonne mit einem Stern großer Masse zurückführen.

Für die Anwendung der Theorie ist bedeutungsvoll die Feststellung, daß im Planetensystem sicher alle Teile des Saturnrings innerhalb der kritischen Distanz liegen, die die Existenz eines Mondes verbietet (äußerer Radius des Ringes = $2,30 \cdot R_{\text{J}}$). Bedenklich nahe der Grenze laufen die innersten Monde von Jupiter (2,54), Mars (2,79) und auch noch Saturn (3,11), während alle anderen Monde, vor allem auch der Erdmond (60,3), weit außerhalb der Gefahrzone liegen, soweit man sie hier angeben kann mit Rücksicht auf den Faktor $\left(\frac{\rho'}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}$, der die Grenze hinausrückt, wenn die Dichte des Mondes kleiner ist als die des Planeten.

135) Problems, p. 118—131.

136) Ebenda p. 160—164.

137) *Jeffreys*, The Earth, p. 24.

11. Schwingungen und Pulsationen.¹³⁸⁾ Für die Periode P einer freien Schwingung (Volumen konstant, Form periodisch veränderlich) oder Pulsation (Form konstant, Radius periodisch veränderlich) einer Gaskugel der mittleren Dichte ρ gilt stets eine Beziehung der Form

$$(1) \quad P^2 \cdot \rho = \text{const.}$$

Der Wert der Konstanten hängt vom Aufbaugesetz (Verhältnis der Mittelpunktswerte zu den Mittelwerten) und der Zustandsgleichung der Materie (Verhältnis der spezifischen Wärme $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$) ab und kann für wirkliche Sterne nur unsicher angegeben werden. *Eddingtons* Modell für normale Riesen ($n = 3$) liefert

$$(2) \quad P^2 \rho = \frac{0,00052}{\gamma - \frac{4}{3}},$$

wo γ das „effektive“ Verhältnis der spezifischen Wärmen ist (Materie + Strahlung), das zwischen $\frac{c_p}{c_v}$ und $\frac{4}{3}$ liegt. Kommt γ dem Wert $\frac{4}{3}$ sehr nahe (Überwiegen der Strahlung), so wird P stark anwachsen. *Eddington*¹³⁹⁾ setzt als wahrscheinlichsten Wert an, allerdings unter Rücksichtnahme auf die bei den δ Cephei-Sternen beobachteten Verhältnisse, also nicht aus rein theoretischen Überlegungen,

$$\gamma - \frac{4}{3} = 0,030,$$

womit man erhält

$$(3) \quad P^2 \rho = 0,017,$$

während *Jeans*¹⁴⁰⁾ mit einem viel kleineren Wert rechnet:

$$(4) \quad P^2 \rho = 0,0020.$$

Die folgende Tabelle gibt einen Vergleich der „beobachteten“ Werte der mittleren Dichten nach *Seares*¹⁴¹⁾ und der nach den beiden Formeln berechneten.

Tabelle 7.

Sterne	Sp.	P	Mittlere Dichte		
			<i>Seares</i>	<i>Eddington</i>	<i>Jeans</i>
Langperiodische . . .	M	300 ^d	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Cepheiden	K	18	$1 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$
„	G	4	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
„	F	0,9	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Haufenveränderliche .	A	0,3	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$

138) Vgl. *Emden*, Encykl. VI 2, 24, Kap. H.

139) I. A. S., p. 235.

140) A. C., p. 377.

141) Fußnote 35.

Führt man das Masse-Leuchtkraft-Gesetz ein, so erhält man mit großer Annäherung (bis auf den Einfluß der innerhalb der Reihe der Riesen nicht großen Variation des Molekulargewichtes und der Größe $1-\beta$) ein Perioden-Leuchtkraft-Gesetz in der Form

$$(5) \quad \log P + 0,25 \cdot M + 3 \log T_e = \text{const.}$$

Dieses Gesetz wird durch die Cepheiden sehr gut erfüllt.¹⁴²⁾ Die Konstante ergibt sich empirisch zu $11,35 \pm 0,01$.

Wesentlich für den Vergleich mit der Beobachtung sind gewisse Phasenbeziehungen, die bei radialen Pulsationen erfüllt sein sollten:

- a) Die Temperatur muß in Phase sein mit dem Radius¹⁴³⁾, dessen Änderungen aus der beobachteten Radialgeschwindigkeitskurve abgeleitet werden können.
- b) Da die Leuchtkraft durch Radius und Temperatur bestimmt ist, müssen Radius und Temperatur beide in Phase sein mit der Leuchtkraft.¹⁴⁴⁾

Hier liegt eine der großen Schwierigkeiten für die Deutung der Cepheiden nach der Pulsationstheorie vor (vgl. Nr. 20).

Die kosmogonisch bedeutsamen Fragen: Ursachen und Aufrechterhalten der Pulsationen, Auftreten bzw. Fehlen von Oberschwingungen sind noch wenig geklärt; man verfügt kaum über mehr als ad hoc konstruierte Hypothesen.¹⁴⁵⁾

12. Gezeitenreibung. Durch innere Reibung tritt eine Verzögerung der Gezeiten auf, wenn Umlaufzeit und Rotationszeiten nicht gleich sind. Die großen Achsen der durch Gezeitenwirkung deformierten Figuren weisen nicht in die Verbindungslinie der Mittelpunkte. Dadurch entstehen Kräfte, die einen Austausch von Umlauf- und Rotationsmomenten bewirken und die Herstellung eines Zustandes erstreben, in dem beide Körper keine relative Rotation mehr besitzen. Eine gründliche Diskussion der mit der Gezeitenreibung zusammenhängenden Fragen verdankt man *G. H. Darwin*¹⁴⁶⁾, der zwar nicht als erster

142) *J Jeans*, A. C., p. 378, Table XXXII.

143) *J Jeans*, M. N. 84 (1926), p. 86 u. 574. *Reesinck*, Dissertation Amsterdam 1926; M. N. 84 (1927), p. 414.

144) *W. Baade*, A. N. 5468 (1926) = Mitt. Hamburg-Bergedorf, Bd. 6, Nr. 26.

145) Vgl. *H. Siedentopf*, A. N. 244 (1931), p. 17 und 245 (1931), p. 85.

146) *Coll. Works* Vol. II. Tidal friction and Cosmogony. Encykl. VI 1, B, 6 E.: Flutreibung und spekulative Astronomie. Vgl. auch die allgemeine Darstellung in „Ebbe und Flut“, Sammlung Wissenschaft und Hypothese Bd. V (1911), Kap. XVI—XXI. Mathematische Analyse der wesentlichen Punkte bei *Poincaré*, *Leçons*, Chap. VII und bei *Jeffreys*, *The Earth*, Chapt. XIV.

auf ihre kosmogonische Bedeutung hingewiesen¹⁴⁷⁾, die Folgerungen aber im weitesten Umfange gezogen hat.

Die bei der Gezeitenreibung auftretende Kraft G ist bis auf unwesentliche Faktoren (Zahlenkoeffizienten, Viskositätskonstante), die als Proportionalitätsfaktor α eingeführt werden mögen:

$$(1) \quad G = \alpha \left(\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}} \right)^2 \frac{R^9}{\Delta^6} = \alpha_1 \cdot \mathfrak{M}'^2 \cdot \mathfrak{M} \cdot \rho^{-3} \Delta^{-6}.$$

Die durch Gezeitenreibung vernichtete Energie ist

$$(2) \quad - \frac{dE}{dt} = G(\omega - n),$$

wenn ω die Winkelgeschwindigkeit der Rotation, n die des Umlaufs ist. G hat das gleiche Vorzeichen wie $\omega - n$. Die Hauptwirkungen auf die Bahnelemente sind¹⁴⁸⁾, wenn man zur Abkürzung die kanonische Variable $\xi = \sqrt{a}$ einführt und $K = \alpha_2 \cdot \frac{G}{\mathfrak{M} R^2}$ setzt:

a) Änderung der großen Achse a bzw. der mittleren Bewegung n :

$$(3) \quad \frac{dn}{dt} = - \frac{d\xi}{dt} = - K(\omega - n),$$

b) Änderung der Exzentrizität:

$$(4) \quad \frac{de}{dt} = + \frac{Ke}{2\xi} (11\omega - 18n),$$

c) Änderung der Neigung i des Äquators und j der Bahnebene gegen die unveränderliche Ebene:

$$(5) \quad \begin{cases} \frac{di}{dt} = - \frac{K\omega}{2\xi} (i + j) \\ \frac{dj}{dt} = + \frac{K}{2\omega} (i + j)(\omega - 2n). \end{cases}$$

Aus (1) ersieht man, daß das Massenverhältnis $\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}}$ eine entscheidende Rolle spielt; die besondere Stellung des Erde-Mond-Systems mit seinem großen Wert von $\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}} = \frac{1}{82}$, gerade bezüglich der Wirkung der Gezeitenreibung, wird daraus verständlich. Die Wirkung nimmt außerdem mit einer sehr hohen Potenz des Abstandes ab; daher ist die durch die Sonnegezeiten auf die Planeten ausgeübte Wirkung bedeutungslos, außer etwa bei Merkur und Venus.¹⁴⁹⁾

Da K eine positive Konstante ist, folgt aus (3), daß die Bahndimensionen sich verkleinern (vergrößern), wenn die Rotationsgeschwindigkeit

147) Vgl. die historische Darstellung von *G. H. Darwin* selbst in Encykl. VI 1, B, 6 E., Nr. 41.

148) *Poincaré*, Leçons, Nr. 118.

149) Vgl. die Tabelle bei *Darwin*, Coll. Works II, 8.

ω kleiner (größer) ist als die Umlaufgeschwindigkeit n . Der innerste Marsmond ($n \sim 3\omega$) muß sich dem Planeten nähern, während der Erdmond ($n < \omega$) sich entfernt. Ist $n > \omega$, dann gibt es keine säkular stabile Lösung; der Mond muß notwendigerweise auf den Planeten fallen. Ist dagegen $n < \omega$, dann erweitert sich die Bahn unter gleichzeitiger Verlangsamung der Rotation, bis $n = \omega$ wird. Der Erdmond hat unter dem Einfluß der von der Erde ausgeübten Gezeitenwirkung schon in der Vergangenheit den Zustand erreicht, daß sein „Tag“ gleich dem Monat ist. Das ganze System Erde—Mond wird diesen Zustand erreichen, wenn Erdtag und Monat gleich etwa 55 unserer heutigen Tage geworden sind.¹⁵⁰⁾

Die Diskussion der Gleichungen (4) und (5) ist komplizierter. Als wesentliches Ergebnis der Untersuchungen *Darwins* ist zu verzeichnen, daß durch Gezeitenreibung aus kleinen zufälligen Störungen exzentrische und geneigte Bahnen entstehen können, selbst wenn zu irgendeinem Zeitpunkt $e = 0$ und $i + j = 0$ waren.

Darwin hat auch noch die gleichzeitige Variation von R durch Abkühlung berücksichtigt und *Poincaré* hat zu zeigen versucht, daß das Zusammenwirken der Verzögerung durch Gezeitenreibung und der Beschleunigung durch Kontraktion unter Umständen (d. h. bestimmten Annahmen über das Kontraktionsgesetz) eine ursprünglich rückläufige Rotation in eine rechtläufige verwandeln könne.

Darwins Untersuchungen beziehen sich fast ausschließlich auf die Verhältnisse im Planetensystem und hier speziell wieder auf das System Erde—Mond. Die Folgerungen aus der Theorie der Gezeitenreibung für die Entwicklung von Doppelsternsystemen aus sich teilenden und kontrahierenden Massen hat in größerer Allgemeinheit *H. N. Russell*¹⁵¹⁾ gezogen. Es gibt eine obere Grenze für die Distanz, bis auf die sich beide Komponenten voneinander entfernen können; sie ist dadurch gegeben, daß der gesamte Drehimpuls des Systems nur noch als Umlaufmoment vorhanden ist, nachdem die Rotationsmomente durch Gezeitenreibung aufgezehrt worden sind.

Wird der Einfluß der Deformation durch die Gezeiten auf das Potential wieder durch den Faktor $1 + \xi$ berücksichtigt (*Darwin*), so ist

$$(6) \quad n^2 \cdot a^3 = k^2(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')(1 + \xi)$$

und das Gesamtmoment setzt sich aus drei Teilen zusammen:

$$(7) \quad \mathfrak{M} = \mathfrak{M}l^2\omega \cos i + \mathfrak{M}'l'^2\omega' \cos i' + \frac{\mathfrak{M}\mathfrak{M}'}{\sqrt{\mathfrak{M} + \mathfrak{M}'}} k\sqrt{a(1 - e^2)(1 + \xi)}.$$

150) *Darwin*, Coll. Works II, 8, § 8β; *Poincaré*, Leçons, Nr. 128—131.

151) *H. N. Russell*, On the origin of Binary Systems, Ap. Journ. 31 (1910), p. 185—207.

Für $\omega = \omega' = n$ und $i = i' = 0$ und mit der Abkürzung $a \cdot (1 - e^2) = p$ wird

$$(8) \quad M = \left[\mathfrak{M}l^2 + \mathfrak{M}'l'^2 + \frac{\mathfrak{M}\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M} + \mathfrak{M}'} p^2 \right] k \sqrt{\frac{(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')(1 + \xi)p}{R^3}}.$$

Für *Darwins* Figuren der größten Annäherung hat *Jeans*¹⁵²⁾ folgende Anteile der Momente ausgerechnet:

Tabelle 8.

$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}'}$	0	0,4	0,5	1,0
Rotationsmoment von \mathfrak{M}	0	0,039	0,046	0,077
„ „ \mathfrak{M}'	1	0,160	0,135	0,077
Umlaufmoment	0	0,801	0,819	0,846

Da das Umlaufmoment sich höchstens um die totalen Rotationsmomente vermehren und ξ höchstens von dem Wert 0,22 für die am stärksten deformierten Kontaktfiguren auf 0 abnehmen kann, folgt, daß der Parameter p der Bahn sich, solange $\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}'} > 0,4$ ist, maximal auf den $\left(\frac{1}{0,8}\right)^2 \cdot 1,22 = 1,90$ fachen Wert vergrößern kann. Bei Kompressibilität ist der ursprüngliche Anteil der Rotationsmomente noch kleiner; entsprechend die mögliche Vergrößerung der Bahndimensionen. Daraus ergibt sich eine wesentliche Grenze für die Anwendbarkeit der Theorie der Gezeitenreibung auf die Entstehung und Entwicklung von Doppelsternsystemen: Es erscheint ausgeschlossen, daß die visuellen Doppelsternsysteme sich allein unter dem Einfluß der Gezeitenreibung aus spektroskopischen Doppelsternsystemen entwickelt haben.

13. Widerstehendes Mittel und Einfang von Massen. Bewegt sich ein Körper in einem Medium irgendwelcher Art (kosmische Staubwolke oder ausgedehnte Gasmassen), so wird seine Bewegung in verschiedener Hinsicht beeinflußt. Das Mittel setzt durch den Zusammenstoß seiner Teilchen mit dem bewegten Körper der Bewegung einen Widerstand entgegen, dessen Größe von der Dichte des Mediums, dem Wirkungsquerschnitt des Körpers und der Geschwindigkeit der aufstürzenden Teilchen relativ zu dem Körper abhängt. Das Mittel übt außerdem durch seine Masse Gravitationswirkungen aus, wirkt also als störende Masse. Schließlich wird durch die Vereinigung von Teilchen des Mittels mit dem bewegten Körper dessen Masse vergrößert. Alle diese Arten von Einwirkungen bedingen bei umlaufenden Körpern wie den Planeten, Monden und Kometen Veränderungen der Bahnelemente säkularer oder periodischer Natur.

Neben diesen Störungen der Bewegungen sind aber auch noch zu berücksichtigen die thermodynamischen Wirkungen, die mit den Zusammenstößen verknüpft sind, bei denen kinetische Energie in Wärme umgesetzt wird. Bei den großen Geschwindigkeiten, mit denen wir es bei kosmischen Vorgängen gewöhnlich zu tun haben, sind diese thermischen Wirkungen oft ganz erheblich und können, wie etwa das Beispiel der Meteore zeigt, zu teilweiser oder vollständiger Zerstörung führen.

Die Theorie des „widerstehenden Mittels“ ist vor allem herangezogen worden zur Erklärung der bei periodischen Kometen beobachteten Störungen.¹⁵³⁾ In dem einfachen Fall, wo ein Körper (Planet, Komet) in einem relativ zum Zentralkörper „ruhenden“ Medium umläuft¹⁵⁴⁾, das der Bewegung in der Richtung der jeweiligen Bahntangente einen Widerstand der Größe

$$R \sim v^p \cdot r^{-q}$$

entgegengesetzt (v = Geschwindigkeit, r^{-2} = Dichte des Mediums im Abstand r vom Zentralkörper), findet man durch Integration der Störungsgleichungen¹⁵⁵⁾, daß Knoten und Neigung nicht verändert werden, daß dagegen die große Achse der Bahn stets abnimmt (Säkulareschleunigung der mittleren Bewegung). Die Exzentrizität nimmt ab, wenn gleichzeitig $p \geq 1$ und $q \geq 2$ ist, d. h. wenn der Widerstand mindestens mit der ersten Potenz der Geschwindigkeit geht und zugleich die Dichte des Mittels mindestens mit der zweiten Potenz des Radius nach außen abnimmt.

Nölke¹⁵⁶⁾ hat die Störungsgleichungen unter Mitberücksichtigung der Massenvergrößerung des bewegten Körpers durch Aufsammeln von Teilen des Mediums integriert und für die Fälle $p = 2$, $q = 0, 1, 2$ zahlenmäßige Abschätzungen versucht. Dabei zeigt sich, daß auch für $q < 2$ eine Abnahme der Exzentrizität auftritt, daß aber eine merkliche „Abrundung“ der Bahn stets mit einer sehr erheblichen Ver-

153) Encykl. VI 2, 22, Nr. 26.

154) Eine ausführliche Darstellung der verschiedenen Originalarbeiten findet man bei See, *Researches on the Evolution of Stellar Systems*, Vol. II, Chapt. VII, mit einer Reihe historischer Bemerkungen. Ganz neuerdings sind diese Fragen von russischen Autoren aufgegriffen worden: vgl. N. Moisseiev, Über einige Grundfragen der Theorie des Ursprungs der Kometen, Meteore und des kosmischen Staubes, Publ. de l'Inst. Astroph. Moscou, Vol. V 1, 1930, und Russian Astr. Journ. Vol. IX, No. 1—2; G. Doubochine, Sur le mouvement dans un milieu résistant, Russian Astr. Journ. Vol. IX, No. 1—2, 1932.

155) Tisserand, *Traité de méc. cel.* IV, Chap. XIII.

156) Entwicklungsgang . . . Nr. 30—36, 48. Vgl. auch die Untersuchungen von Mac Millan, *Amer. Math. Monthly* 26 (1919), p. 326.

kleinerung der Bahndimensionen verbunden ist. Für $q = 0, 1, 2$ findet Nölke z. B. eine Abnahme der Exzentrizität auf $\frac{1}{10}$ ihres ursprünglichen Wertes verknüpft mit entsprechenden Verkleinerungen des Bahnparameters auf $\frac{1}{100}, \frac{1}{10}, \frac{1}{5}$ des ursprünglichen Wertes. Je stärker die Konzentration des Mittels nach der Mitte zu ist, desto wirksamer ist es hinsichtlich der Verkleinerung der Bahnexzentrizitäten.

Erfolgt die Bewegung eines Körpers in einem Medium, das selbst umläuft, sei es in gleichförmiger Rotation (etwa als ausgedehnte Atmosphäre eines Zentralkörpers) oder in freien Keplerbahnen seiner Einzelteilchen (nach Art des Saturnringes), dann wird auch die Bahnneigung beeinflusst in dem Sinn, daß eine etwa vorhandene Neigung der Bahnebene gegen die Symmetrieebene des Mittels sich zu verringern sucht. Die Integration der Störungsgleichungen ist nur durch verwickelte Reihenentwicklungen und unter speziellen Annahmen möglich. Man findet auch hier¹⁵⁷⁾, wie im Fall des ruhenden Mittels, ganz allgemein eine Abnahme der Exzentrizität und der Bahndimensionen.

Der Fall des rotierenden Mittels ist vor allem wichtig bei der Bewegung der Trabanten; er ist gewöhnlich bei der Behandlung des Einfangs kleiner Massen durch die Planeten zugrunde gelegt worden.¹⁵⁸⁾ Die auf das rotierende Koordinatensystem bezogenen Bewegungsgleichungen des eingeschränkten Dreikörperproblems sind dann zu ergänzen durch ein Widerstandsglied, das von der Geschwindigkeit V des bewegten Körpers relativ zu dem rotierenden Koordinatensystem und von der Dichte ρ des Mittels abhängt:

$$(1) \quad \begin{cases} \ddot{x} - 2n\dot{y} = \frac{\partial \Omega}{\partial x} - f(\rho, V) \frac{\dot{x}}{V}, \\ \ddot{y} + 2n\dot{x} = \frac{\partial \Omega}{\partial y} - f(\rho, V) \frac{\dot{y}}{V}, \\ \ddot{z} = \frac{\partial \Omega}{\partial z} - f(\rho, V) \frac{\dot{z}}{V}. \end{cases}$$

An die Stelle des Jacobischen Integrals tritt ein Ausdruck von der allgemeineren Form

$$(2) \quad V^2 = 2\Omega - C - 2 \int_0^t f(\rho, V) V dt = 2\Omega - (C + I).$$

Der Integrand ist stets positiv, d. h. die Größe I wächst kontinuierlich mit der Zeit. Man kann die Bewegung des dritten Körpers daher in erster Näherung so beschreiben, als ob sie in jedem Zeitpunkt

157) Nölke, a. a. O. Nr. 37—43; Jeffreys, The Earth, Chapt. IV.

158) Vgl. See, a. a. O. Chapt. VIII und X.

entsprechend einer „effektiven“ *Jacobischen* Konstante $C' = C + I$ erfolgte. Die durch die Gleichung

$$(3) \quad 2\Omega - C' = 0$$

definierten Nullgeschwindigkeitsflächen bestehen für große Werte von C' aus drei getrennten Teilen. Von diesen grenzen zwei um jede der beiden endlichen Massen geschlossene Bereiche ab, innerhalb deren reelle Bewegungen möglich sind, während der dritte Teil einen beide Massen umschließenden Bereich abgrenzt, außerhalb dessen wieder reelle Bewegungen möglich sind. Für kleinere Werte von C' nähern sich die Begrenzungen der Bereiche einander und fließen schließlich zusammen, so daß von einem gewissen Wert von C' ab ein einfach zusammenhängender, bis ins Unendliche sich erstreckender Bereich reeller Bewegungen entsteht. Für einen unteren Grenzwert von C' reduzieren sich die verbotenen Gebiete auf die beiden *Lagrangeschen* Dreieckspunkte.

Beginnt die Bewegung im Zeitpunkt $t = 0$ mit einer *Jacobischen* Konstanten C , welche einem einfach zusammenhängenden Realitätsbereich entspricht (C klein), so geht die Wirkung eines vorhandenen widerstehenden Mittels ganz allgemein dahin, daß es diesen Bereich dauernd verkleinert. Wenn dann bei einem gewissen Wert von $C' = C + I$ das Zusammenfließen im Librationspunkt L_2 erfolgt, zerfällt der Realitätsbereich in einen inneren Bereich um die beiden Massen und einen äußeren; bei noch größerem Wert von C' teilt sich auch noch der innere Bereich in getrennte Bereiche um jede der beiden Massen. Der in dem rotierenden Mittel sich bewegende Körper wird also im Laufe der Zeit in einen dieser drei Bereiche eingeschlossen, dem er von da ab nicht mehr entweichen kann: er bewegt sich weiterhin entweder als Trabant um eine der beiden Massen (als Planetoid um die Sonne oder als Mond um den Jupiter in dem Spezialfall, wo Sonne und Jupiter die beiden endlichen Massen des eingeschränkten Dreikörperproblems sind) oder in großer Entfernung um den gemeinsamen Schwerpunkt beider. Welche dieser Möglichkeiten verwirklicht wird, kann nur durch vollständige Integration der Bewegungsgleichungen unter den Bedingungen des Einzelfalls entschieden werden; das *Jacobische* Integral allein gestattet keine weitergehenden Aussagen.

Rotiert das Mittel nicht mit der Winkelgeschwindigkeit des Umlaufs der beiden Massen, besitzen seine Teilchen also auch noch Bewegungskomponenten relativ zu dem rotierenden Koordinatensystem, dann überlagert sich die Einwirkung des Mittels auf die relative Bahn

der beiden Massen und es können verhältnismäßig komplizierte säkulare Störungen auftreten.

Schließlich ist noch der Fall zu betrachten, daß etwa das Planetensystem als Ganzes sich durch ein interstellares Medium bewegt¹⁵⁹⁾ („durchschrittenes Mittel“). Die Störungen hängen dann im allgemeinen noch von der Lage der Bahn relativ zu der Fortschreitungsrichtung im Medium ab. Unabhängig von dem speziellen Widerstandsgesetz und von der Bahnlage erfolgt in jedem Fall eine Verkleinerung der großen Achsen, und zwar rascher als in einem Mittel, das relativ zum Zentralkörper ruht. Die Exzentrizitäten können je nach der Bahnlage zu- oder abnehmen; auch das Vorzeichen der Neigungsänderungen und der Drehung der Knotenlinien hängt von den besonderen Verhältnissen ab. Man wird im allgemeinen erwarten dürfen, daß ein durchschrittenes Mittel weniger ausgleichend auf etwa vorhandene Verschiedenheiten der Bahnelemente wirkt als vielmehr sie vergrößernd.

Die Modifikationen, die durch die Rückwirkung des bewegten Körpers selbst auf das Mittel hervorgebracht werden, sind in der Literatur kaum behandelt worden. *Jeffreys*¹⁶⁰⁾ hat gezeigt, daß ein stationärer Zustand des Mittels unter dem Einfluß des Potentials der Sonne und eines Planeten nur möglich ist, wenn das Medium keine Bewegung relativ zu dem mit der mittleren Bewegung des Planeten rotierenden Koordinatensystems hat. Für den Einfluß eines widerstehenden Mittels im Planetensystem käme daher nur der oben behandelte Fall des „rotierenden“ Mittels in Frage, wenn man nicht den anderen Schluß ziehen will, daß im konkreten Fall ein stationärer Zustand des Mittels nicht möglich ist, weil wir es z. B. im Planetensystem nicht mit der Wirkung eines einzigen Planeten zu tun haben, sondern mit mehreren, die sich zudem keineswegs in Kreisbahnen bewegen, wie im problème restreint vorausgesetzt. In der Umgebung jedes Planeten wird sich also nur eine Art quasi-stationären Zustandes ausbilden können in dem Sinn, daß das Medium sich der Umlaufbewegung des Planeten anzupassen strebt.

Der Einfluß der reinen Gravitationswirkung des Mittels auf die Bewegungen der in ihm umlaufenden Körper ist kosmogonisch bedeutungslos. Er spielt nur eine Rolle bei der Berechnung säkularer Störungen¹⁶¹⁾ und ist in jedem Falle klein, verglichen mit den Wir-

159) *Tisserand*, a. a. O. Chap. XIII, p. 97—100; *Nölke*, a. a. O. Nr. 44—46.

160) *The Earth*, Chapt. IV, 3.

161) Vgl. hierzu etwa die Untersuchungen *Seeligers* über das Zodiakallicht [*Encykl. VI* 2, 22 (*Oppenheim*), Nr. 25]; auch *Silbernagel*, Bewegung eines Punktes innerhalb einer nicht homogenen Staubmasse, Diss. München 1905.

kungen, die bei kosmogonischen Problemen dem widerstehenden Mittel zugeschrieben werden.

Beim Einfang kleiner Massen müssen zwei Fälle unterschieden werden:

- a) Angliederung interstellarer Massen an das Planetensystem;
- b) Einfang interplanetarer Massen durch Planeten.

Interstellare Massen können ohne die Einwirkung eines widerstehenden Mittels dem Planetensystem angegliedert werden durch Umwandlung ursprünglich hyperbolischer oder parabolischer Bahnen in elliptische beim Durchgang durch die Wirkungssphäre¹⁶²⁾ eines Planeten, rein unter dem Einfluß der Gravitationsstörungen. Auf solche Weise können z. B. dem Planetensystem Kometen angegliedert werden, vor allem durch die großen Planeten Jupiter und Saturn, die sehr ausgedehnte Wirkungssphären haben (Kometenfamilie des Jupiter).

Die Möglichkeit des Einfangs interplanetarer (oder auch interstellarer) Massen durch Planeten und deren Umwandlung in Trabanten dieser Planeten („eingefangene“ Monde) wird im allgemeinen als an die Existenz eines widerstehenden Mittels gebunden erachtet. Unterlagen für diese Schlußweise liefert das *Jacobische Integral* und die daraus abgeleitete Existenz der *Hillschen Grenzkurven*. Aus den heutigen Werten der *Jacobischen Konstanten* für die einzelnen Monde folgt, daß sie alle, bis auf die beiden äußersten Monde des Jupiter, geschlossene Grenzflächen um ihren Planeten besitzen. Keiner dieser Monde kann sich also über die durch die geschlossene Grenzfläche gegebene Maximalentfernung hinaus von seinem Planeten entfernen.

Umgekehrt wird aber auch für die Vergangenheit geschlossen, daß diese Monde nicht aus größeren Entfernungen, als der heutigen Ausdehnung der Grenzflächen entspricht, von dem Planeten eingefangen worden sein können, es sei denn, daß ein widerstehendes Mittel wirksam war. Streng genommen gilt diese Schlußweise nur für den idealisierten Fall des eingeschränkten Dreikörperproblems. Versuche, die *Hillschen Grenzflächen* in dem allgemeinen Fall elliptischer Bewegung der beiden endlichen Massen durch eine einhüllende Fläche zu ersetzen¹⁶³⁾, haben schon für kleine Exzentrizitäten auf sehr undurchsichtige zeitliche Abhängigkeiten geführt. Was bei großen Exzentrizitäten, wie sie etwa im Planetensystem anfangs geherrscht haben mögen, und unter dem Einfluß gegenseitiger Störungen in kosmogonischen Zeiträumen sich ereignet, darüber lassen sich nur Vermutungen aufstellen.

162) Vgl. Encykl. VI 2, 18, p. 904.

163) *Wilkins*, Seeliger-Festschrift.

Ob ein widerstehendes Mittel nötig ist, um einen kleinen Planeten in einen Mond des Jupiter oder Mars zu verwandeln, muß dahingestellt bleiben. Daß aber bei Vorhandensein eines solchen Mittels Wirkungen in diesem Sinne ausgeübt werden, so wie es die Einfangtheorien annehmen, ist nicht zu bezweifeln.¹⁶⁴⁾ Schwierig, wenn nicht überhaupt unmöglich ist es, bei der Mannigfaltigkeit der Bahnformen schon im idealisierten eingeschränkten Dreikörperproblem über diese allgemeinen Aussagen hinaus den Einzelvorgang des Einfangs zu beschreiben oder zu entscheiden, ob ein heutiger Trabant in früherer Zeit wirklich eingefangen worden ist.

14. Massenänderungen und Energieaustausch. Änderungen der Masse bedingen Änderungen des Bewegungszustandes; und ebenso wirkt sich der Energieaustausch bei Begegnungen von Sternen aus. Diese Vorgänge haben daher besondere Bedeutung für die Entwicklung von Doppelsternsystemen, wo man sie für gewisse Gesetzmäßigkeiten in den Bahnelementen verantwortlich zu machen versucht hat. Sie können auch eine Rolle spielen oder gespielt haben in der Geschichte des Planetensystems und sind sicherlich von Einfluß auf die Entwicklung der großen Sternsysteme. Neben den eigentlichen Massenänderungen, die durch Abstoßen von materiellen Teilchen (etwa bei den Ausbrüchen einer Nova) oder durch Aufsammeln von Materie aus dem interstellaren Raum (Wachsen von Himmelskörpern aus kleinen Kondensationen) hervorgerufen werden, können in kosmogonischen Zeiträumen auch die Massenverluste eine Rolle spielen, die mit der Abgabe von Strahlungsenergie verbunden sind.

Im Anschluß an einen Versuch *Oppolzers*¹⁶⁵⁾, Massenänderungen der Erde und des Mondes durch aufstürzende Meteore zur Erklärung der Säkularstörungen des Mondes heranzuziehen, ist das Zweikörperproblem mit veränderlicher Zentralmasse oder Gesamtmasse mehrfach behandelt worden, zuletzt in einer Reihe von Abhandlungen von *Doubochine*.¹⁶⁶⁾ Offenbar ohne Kenntnis der älteren Arbeiten, in denen

164) Die gegenteilige Argumentation von *S. Brodetsky*, A. N. 184 (1910), p. 257, ist unrichtig. Man kann höchstens Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen darüber anstellen, ob die dritte Masse sich zu dem Zeitpunkt, in dem die Grenzflächen sich schließen, sich gerade in dem äußeren oder inneren Teil aufhält. Da der äußere Bereich wesentlich größer ist als der innere, kann man vielleicht annehmen, daß die Wahrscheinlichkeit für ein wirkliches Einfangen nicht sehr groß ist.

165) Vgl. die Literaturnachweise bei *Oppenheim*, Encykl. VI 2, 26, Fußnote 73) und bei *Doubochine*, Sur la forme des trajectoires dans le problème de deux corps de masses variables, Russ. Astron. Journ. VII (1930), Heft 3/4.

166) Unter dem Titel: Mouvement d'un point matériel sous l'action d'une force qui dépend du temps, Russ. Astron. Journ. II (1925), p. 5; IV (1927), p. 123; V (1928), p. 138 (russisch mit franz. Résumé); VI (1929), p. 162.

ganz allgemein die Lösungen des Systems von Differentialgleichungen

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\vartheta}{dt} \right)^2 + \varphi(r, t) = 0$$

$$r^2 \frac{d\vartheta}{dt} = \text{const.}$$

diskutiert¹⁶⁷⁾ sind, hat *Jeans*¹⁶⁸⁾ noch einmal den Einfluß einer säkularen Massenabnahme unter spezieller Anwendung auf Doppelsternsysteme untersucht. Im Anschluß an diese Arbeit von *Jeans*, welche zu der Feststellung kam, daß die Exzentrizität konstant bleibe¹⁶⁹⁾, während die große Achse der Bahn umgekehrt proportional der Masse, die Periode umgekehrt proportional dem Quadrat der Masse sich ändere, ist es zu Meinungsverschiedenheiten gekommen über die Form, in der die Bewegungsgleichungen anzusetzen seien. Während *Jeans*, wie alle früheren Autoren, von der Grundgleichung des einzelnen Massenpunktes der Masse \mathfrak{M} unter dem Einfluß einer Kraft mit den Komponenten X, Y, Z in der Form

$$(1) \quad \mathfrak{M} \cdot \ddot{x} = X$$

ausgeht, diskutiert *Brown*¹⁷⁰⁾ noch die beiden weiteren Ansätze

$$(2) \quad \frac{d}{dt}(\mathfrak{M} \dot{x}) = X$$

und

$$(3) \quad \frac{d^2}{dt^2}(\lambda x) = \lambda X,$$

wo λ als Funktion der zeitlich variablen Masse \mathfrak{M} gedacht ist.

Brown sagt über diese drei verschiedenen Ansätze: „These reduce to the same equation if the masses are constant, but there appears to be no information as to which should be chosen if mass is lost in any other way than that given by the classical laws of dynamics.“ *Mac Millan*¹⁷¹⁾ schließt sich *Jeans* an, während *Levi-Civita*¹⁷²⁾ den

167) Vgl. u. a. die Darstellung von *Poincaré* im Anschluß an die Kosmogonie von *Faye* in *Leçons Cosm.* Nr. 64—66.

168) *Jeans*, *Cosmogonic Problems associated with a Secular Decrease of Mass*, *M. N.* 85 (1924), p. 2.

169) In dieser Formulierung, $ma = \text{const.}$, $e = \text{const.}$ z. B. bei *Poincaré*, *loc. cit.* p. 80.

170) *E. W. Brown*, *The Effect of varying Mass on a Binary System*, *Proc. Nat. Ac. Sci.* 11 (1925), p. 274. Erwiderung von *Jeans* unter dem gleichen Titel in *M. N.* 85 (1925), p. 912.

171) *W. D. Mac Millan*, *The Problem of Two Bodies with Diminishing Mass*, *M. N.* 85 (1925), p. 904.

172) *Rendiconti dei Lincei* 1928, p. 329.

Ansatz (2) für den richtigen hält. *H. Mineur*¹⁷³⁾ hat in mehreren Noten den Einfluß des Massenverlustes durch Strahlung vom relativistischen Standpunkt aus betrachtet. Indem er zunächst das Linienelement im Gravitationsfeld einer zeitlich variablen Masse ableitet und dann die Bewegung einer zweiten Masse in diesem Feld untersucht, findet er, daß diese Bewegung für eine veränderliche Masse die gleiche sei wie für eine variable.

Selbst in den Schlußfolgerungen aus denselben Bewegungsgleichungen stimmen die verschiedenen Autoren nicht überein. Die wesentlichen Schritte bei *Poincaré* und *Jeans*¹⁷⁴⁾ sind durch folgende Gleichungen gekennzeichnet:

$$(4) \quad \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} (\dot{j}^2 + r^2 \dot{\vartheta}^2) - \frac{\mathfrak{M}}{r} \right] = - \frac{1}{r} \frac{d\mathfrak{M}}{dt}$$

beschreibt die Bewegung einer konstanten Masse um eine zeitlich veränderliche Zentralmasse \mathfrak{M} ; die Klammer auf der linken Seite stellt die Gesamtenergie dar, die bei einer elliptischen Bahn mit der Halbachse a ersetzt werden kann durch $-\frac{\mathfrak{M}}{2a}$. Also kommt

$$(5) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathfrak{M}}{2a} \right) = \frac{1}{r} \frac{d\mathfrak{M}}{dt}$$

Unter Voraussetzung nur säkularer Massenänderungen wird der Mittelwert von $\frac{1}{r}$ ersetzt durch $\frac{1}{a}$; also

$$(6) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathfrak{M}}{2a} \right) = \frac{1}{a} \frac{d\mathfrak{M}}{dt}$$

Daraus folgt

$$(7) \quad \mathfrak{M} \cdot a = \text{const.}$$

$$(8) \quad 1 - e^2 = \frac{p}{a} = \frac{h^2}{\mathfrak{M}a} = \text{const.}$$

$$(9) \quad \mathfrak{M}^2 P = \mathfrak{M}^2 \frac{2\pi}{n} = 2\pi (\mathfrak{M}a)^{\frac{3}{2}} = \text{const.}$$

Für ein Doppelsternsystem gelten die gleichen Beziehungen, wenn \mathfrak{M} die Summe der variablen Massen bedeutet und a , e , P sich auf die relative Bahn beziehen.

Brown hebt im Gegensatz dazu hervor, daß der Übergang von (4) nach (5) bei veränderlichen Massen nicht der üblichen Definition von

173) *H. Mineur*, Le champs de gravitation d'une masse variable, Paris C. R. 190 (1930), p. 625; La dynamique des masses variables d'après les lois de Newton et d'Einstein, Paris C. R. 192 (1931), p. 663; Remarques à propos de la mécanique des masses variables, Paris C. R. 192 (1931), p. 1082.

174) Vgl. die Darstellung bei *Jeans*, A. C., Nr. 268.

a entspreche und daß außerdem bei einer gestörten Bahn auch nicht der Mittelwert des gestörten Radius durch $\frac{1}{a}$ ersetzt werden dürfe, da periodische Störungen in r säkulare Störungen in a hervorrufen. Er erhält bei seiner Rechnung an Stelle von (7) die Beziehung¹⁷⁵⁾

$$(10) \quad \mathfrak{M} \cdot a \cdot (1 - e^2) = \text{const.}$$

und schließt, daß sowohl bei dem Ansatz (1) wie auch bei (2) Halbachse und Exzentrizität beide mit abnehmender Masse zunehmen. Dabei gilt zwischen a und e noch die Beziehung

$$(11) \quad \frac{a}{e} - ae = \text{const.}$$

Die relative Bahn zweier sich begegnenden Sterne ist eine Hyperbel. Sind die Geschwindigkeiten $u_1, v_1, w_1; u_2, v_2, w_2$ vor der Begegnung und die relative Geschwindigkeit nach der Begegnung bekannt, dann lassen sich die Geschwindigkeiten beider Sterne nach der Begegnung berechnen.¹⁷⁶⁾ Bezeichnet ϑ den halben Winkel der Asymptoten der relativen Bahn, so ist die Änderung der kinetischen Energie der Masse \mathfrak{M}_2 durch Begegnung mit einer Masse \mathfrak{M}_1 :

$$(12) \quad E_2' - E_2 = \frac{1}{2} \mathfrak{M}_2 (V_2'^2 - V_2^2) = \frac{4 \mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^2} \cos^2 \vartheta \left[\frac{1}{2} \mathfrak{M}_1 V_1^2 - \frac{1}{2} \mathfrak{M}_2 V_2^2 - \frac{1}{2} (\mathfrak{M}_1 - \mathfrak{M}_2) (u_1 u_2 + v_1 v_2 + w_1 w_2) \right].$$

Bei Gleichheit der Massen $\mathfrak{M}_1 = \mathfrak{M}_2 = \mathfrak{M}$ geht dieser Ausdruck in die einfache Form über

$$E_2' - E_2 = \frac{1}{2} \mathfrak{M} \cos^2 \vartheta (V_1^2 - V_2^2) = \cos^2 \vartheta (E_1 - E_2),$$

die unter Einführung der Relativgeschwindigkeit V und der Beziehungen für die Bewegung in einer Hyperbel

$$\text{tg } \vartheta = \frac{b}{a}, \quad V^2 = k^2 \frac{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2}{a} = \frac{2k^2 \mathfrak{M}}{a}$$

geschrieben werden kann:

$$(13) \quad \Delta E = E' - E = \frac{E_1 - E_2}{1 + \frac{4k^4 \mathfrak{M}^2}{b^2 V^4}}.$$

Der Energieaustausch ist um so kleiner, je größer der Abstand der Massen (b ist das Lot vom Brennpunkt der Hyperbel auf die Asym-

175) Dieses Resultat findet sich auch schon in den älteren Arbeiten, z. B. bei *Lehmann-Filhés*, A. N. 145 (1898), p. 353 oder *Strömgren*, A. N. 163 (1903), p. 129.

176) *C. V. L. Charlier*, Notes on statistical mechanics, Ark. f. Mat. Astr. och Fys. 10 (1915), Nr. 29 = Meddel. Lund I, 69/70; Statistical mechanics based on the law of Newton, Kungl. Fys. Sällsk. Handl. 28 (1917), Nr. 5 = Meddel. Lund II, 16.

ptote) und je größer die Relativgeschwindigkeit ist. Die Masse mit der kleineren Energie gewinnt, die mit der größeren verliert kinetische Energie; die Begegnungen wirken in der Richtung einer „Gleichverteilung“ der Energie auf die verschiedenen Massen des Systems.

Aus der Formel (13) ergibt sich die natürlichste Definition der „Relaxationszeit“ nach *Rosseland*¹⁷⁷⁾ als der Zeit, die ein Stern im Mittel braucht, um durch wiederholte Begegnungen insgesamt so viel Energie umzusetzen, als der mittleren kinetischen Energie eines Sternes im System entspricht.

Zur Ableitung der Formel geht man am besten von der Vorstellung aus, wie sie etwa der Theorie der Sternhaufen von *Heckmann* und *Siedentopf*¹⁷⁸⁾ zugrunde gelegt ist: in eine Sterngruppe mit der Geschwindigkeitsverteilung

$$f(u, v, w) = \frac{\rho}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \alpha^3} e^{-\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2\alpha^2}}$$

werden Sterne hineingeschossen, deren Geschwindigkeiten einer Verteilungsfunktion

$$F(U, V, W) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} A^3} e^{-\frac{U^2 + V^2 + W^2}{2A^2}}$$

genügen. Der quadratische Mittelwert der dabei umgesetzten Energie ist, unter Benutzung von (13)

$$\bar{L}^2 = t \cdot 4 \sqrt{\frac{\pi}{2}} k^4 \mathfrak{M}^4 \rho \frac{\alpha^4 + A^4}{(\alpha^2 + A^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Rosselands Definition der Relaxationszeit lautet dann:

$$\bar{L}^2 = \left(\frac{1}{2} \mathfrak{M} A^2\right)^2$$

und führt auf die Formel:

$$(14) \quad \tau = \frac{\left(\frac{1}{2} \mathfrak{M} A^2\right)^2}{4 \sqrt{\frac{\pi}{2}} k^4 \mathfrak{M}^2 \rho \frac{\alpha^4 + A^4}{(\alpha^2 + A^2)^{\frac{3}{2}}}}.$$

Für $\alpha = A$, d. h. gleiche Geschwindigkeitsverteilung für Gruppensterne und Feldsterne, erhält man einfach:

$$(15) \quad \tau_R = \frac{1}{8 \sqrt{\pi} k^4} \cdot \frac{\alpha^5}{\mathfrak{M}^2 \rho}.$$

177) *S. Rosseland*, On the time of relaxation in closed stellar systems, *M. N.* 88 (1928), p. 208. Auch „Astrophysik“ (1931), Nr. 29.

178) *O. Heckmann* und *H. Siedentopf*, Zur Dynamik kugelförmiger Sternhaufen, *Ztschr. f. Astroph.* 1 (1930), 67 = Veröffentl. Göttingen 13.

Rosseland selbst kommt auf etwas anderem Weg zu der Beziehung¹⁷⁹⁾

$$(16) \quad \tau = \frac{(\frac{1}{2} \mathfrak{M} V^2)^2}{\pi k^4 \mathfrak{M}^4 \bar{V} \varrho},$$

die mit $V = A = \alpha$ und $\bar{V} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha$ identisch mit (15) wird.

Charlier¹⁸⁰⁾ geht aus von der Festsetzung, daß ein „Vorübergang“ dann stattfindet, wenn sich zwei Sterne auf weniger als den halben mittleren Abstand D nähern; genauer, wenn die oben eingeführte Größe $b < \frac{1}{2} D$ wird. Daraus ergibt sich unmittelbar die Zeit zwischen zwei Vorübergängen nach der einfachen gaskinetischen Formel

$$(17) \quad \Delta t = \frac{1}{\pi \bar{V} \varrho \sigma^2},$$

wenn man für den „Wirkungsquerschnitt“ $\pi \sigma^2$ eines Sternes den Wert $\frac{1}{4} D^2$ einsetzt. Für die Relaxationszeit folgt aus Charliers Theorie ein Ausdruck, den man unter Gleichsetzung der Massen schreiben kann:

$$(18) \quad \left\{ \begin{array}{l} \tau_{Ch} = c_1 \cdot \frac{1}{8\sqrt{\pi} k^4} \frac{\alpha^3}{\mathfrak{M}^2 \varrho}, \\ c_1 = \frac{5\pi}{\ln \frac{2D\alpha^2}{k^2 \mathfrak{M}}} \end{array} \right.$$

Führt man die von Charlier angenommenen Zahlenwerte (in „planetarischen Einheiten“) ein¹⁸¹⁾:

$$k = 2\pi; \quad D = 1,611 \cdot 10^6 \cdot x; \quad \alpha = 3,527 \cdot y; \quad \mathfrak{M} = 1 \cdot z;$$

$$\varrho = 0,239 \cdot 10^{-18},$$

unter Hinzufügung der Umrechnungsfaktoren x, y, z zum Übergang auf etwaige andere Zahlenwerte, so findet man:

$$(19) \quad c_1 = \frac{1,14}{1 + 0,17 \log \frac{xy^2}{z}},$$

d. h. Charliers Definition ist praktisch völlig identisch mit der Rosselands.¹⁸²⁾

179) Formel (223) in „Astrophysik“, spezialisiert auf gleiche Massen $m = M_i = \mathfrak{M}$, womit $\sum_i (1 + m/M_i)^{-2} = \frac{1}{4} \varrho$ wird.

180) Meddel. Lund II, 16, Chapt. II.

181) Charlier setzt loc. cit. p. 83 $\alpha = \sigma = 5,624$, was nach Meddel. I, 70 aber der Wert für $\Omega = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma$ ist.

182) Für die von Jeans (A. C., Nr. 286) benutzten Daten ($\varrho = 4 \cdot 10^{-27}$, $V_0 = 10$ km/sec, d. h. $x = 0,26$, $y = 0,60$) wird $c_1 = 1,4$; für die von Heckmann

*Jeans*¹⁸³⁾ betrachtet die Ablenkung $\psi = 180 - 2\vartheta$, welche ein Stern bei einer Begegnung erfährt. Sie ist gegeben durch

$$(20) \quad \operatorname{tg} \frac{1}{2} \psi_2 = \frac{k^2 \mathfrak{M}_2^3}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^2 V_2^2 b}$$

oder, wieder für durchschnittlich gleich große Massen der mittleren Geschwindigkeit V_0 :

$$(21) \quad \operatorname{tg} \frac{1}{2} \psi = \frac{k^2 \mathfrak{M}}{4 b V_0^2}.$$

Daraus läßt sich einmal der Wert ableiten für die Zeit zwischen zwei Begegnungen, deren jede eine Ablenkung größer als ψ_0 bewirkt. Sie ist:

$$(22) \quad \Delta t_{\psi_0} = \frac{128}{\sqrt{\pi}} \cotg^2 \frac{\psi_0}{2} \cdot \frac{1}{8 \sqrt{\pi} k^4} \cdot \frac{V_0^3}{\mathfrak{M}^2 \varrho}.$$

Dem von *Jeans* für das Sternsystem angesetzten Zahlenwert für die mittlere Geschwindigkeit V_0 entspricht es, sein V_0 mit α zu identifizieren. Ablenkungen um volle 90° ereignen sich also in durchschnittlichen Zeitabständen von

$$(23) \quad \Delta t_{\frac{\pi}{2}} = 72 \cdot \frac{1}{8 \sqrt{\pi} k^4} \cdot \frac{\alpha^3}{\mathfrak{M}^2 \varrho},$$

die groß sind, verglichen mit den oben abgeleiteten Relaxationszeiten. Viel wirkungsvoller als die seltenen großen Ablenkungen sind in ihrer Gesamtheit die kleinen, aber um so häufigeren Ablenkungen. Durch sie wird eine „vollständige“ Änderung der Bahn, definiert durch

$$\int \psi^2 d\psi = \frac{\pi^2}{4},$$

bewirkt in der Relaxationszeit (das ist *Jeans'* Definition)

$$(24) \quad \begin{cases} \tau_J = c_2 \cdot \frac{1}{8 \sqrt{\pi} k^4} \cdot \frac{\alpha^3}{\mathfrak{M}^2 \varrho} \\ c_2 = \frac{4 \pi^{\frac{3}{2}}}{\ln \frac{\psi_2}{\psi_1}} \end{cases}$$

Da die großen Ablenkungen an und für sich selten sind, bereitet die Festsetzung der oberen Grenze ψ_2 der noch mitzunehmenden Ablenkungen keine Schwierigkeiten. *Jeans* setzt $\psi_2 = \frac{\pi}{2}$. Schwieriger ist es, anzugeben, was nach unten hin noch als „Begegnung“ gerechnet werden soll. *Jeans* wählt dafür Annäherung auf die mittlere Distanz,

und *Siedentopf* für die Sternhaufen angesetzten Werte ($\varrho = 600$ Sterne im Kubikparsec, $\bar{c} = \alpha \sqrt{\frac{3}{2}} = 14$ km/sec, d. h. $x = 0,015$, $y = 0,68$) wird $c_1 = 1,8$.

183) Problems, Nr. 222—228; A. C., Nr. 285—287.

d. h. $b < D$, im Gegensatz zu *Charlier*, der $b < \frac{D}{2}$ setzt. Nach (21) wird

$$\psi_1 = \frac{1}{2} \frac{k^2 M D}{\alpha^2}$$

und damit

$$(25) \quad c_2 = \frac{4\pi^{\frac{3}{2}}}{\ln \frac{\pi \alpha^2 D}{k^2 M}}$$

Der numerische Vergleich mit (15) und (18) ergibt sich wieder durch Einführung der Zahlenwerte; es wird

$$(26) \quad c_2 = \frac{1,56}{1 + 0,16 \log \frac{x y^2}{z}}$$

Jeans' Definition der Relaxationszeit liefert also nur unwesentlich größere Werte als die beiden anderen Festsetzungen

Die Größenordnung der Relaxationszeit selbst ergibt sich für das Sternsystem mit *Charliers* Daten zu:

$$\tau_R = 8,3 \cdot 10^{16} \text{ Jahre.}$$

Sie reduziert sich mit den von *Jeans* angenommenen Zahlen auf

$$\tau_R = 3,2 \cdot 10^{13} \text{ Jahre.}$$

Für die Sternhaufen erhält man mit den Zahlenwerten von *Heckmann* und *Sidentopf*¹⁸⁴⁾

$$\tau_R = 0,9 \cdot 10^{10} \text{ Jahre.}$$

Diese Zahlen sind bei den Betrachtungen über den dynamischen Zustand und die Entwicklung von Sternsystemen zu vergleichen mit den Angaben über die Entwicklungszeiten des einzelnen Sterns.

IV. Die Entstehung des Planetensystems.

15. Gesetzmäßigkeiten des Zustandes. Alle Theorien über die Entstehung des Planetensystems gehen aus von den Zügen größter Regelmäßigkeit und Gesetzmäßigkeit, die das System in seinem ganzen Aufbau aufweist und die eine Entstehung aus einheitlicher Ursache nahelegen. Betrachtungen über die verschwindend kleine Wahrscheinlichkeit, daß die Glieder des Planetensystems „zufällig“ zu solcher Einheitlichkeit zusammengetragen worden seien, hat schon *Laplace*¹⁸⁵⁾

184) Die Verfasser setzen $\bar{c} = \alpha$ und erhalten dementsprechend $\tau = 1,6 \cdot 10^{10}$ Jahre.

185) *Laplace*, Exposition du système du monde.

angestellt. Die Tatsachen, auf deren Erklärung Wert gelegt werden muß, sind¹⁸⁶⁾:

- a) Alle Planeten bewegen sich rechtläufig um die Sonne in Ebenen, die nur wenig gegeneinander geneigt sind, und in Bahnen kleiner Exzentrizität. Ausnahmen finden sich nur unter den kleinen Planeten. Der Sonnenäquator ist gegen die unveränderliche Ebene des Systems um 6° geneigt.
- b) Alle Planeten außer Uranus und Neptun weisen rechtläufige Achsendrehungen auf. Die Neigungen zwischen Äquator- und Bahnebene sind zum Teil erheblich. Bei den äußeren Planeten scheint ein systematischer Gang angedeutet:

Jupiter	3°
Saturn	27°
Uranus	98°
Neptun	151°

- c) Die Mehrzahl der Monde bewegt sich in der Äquatorebene des dazugehörigen Planeten und gleichsinnig mit dessen Rotation. Ausnahmen sind die äußeren Monde des Jupiter und Saturn, die zum Teil rückläufig sind.
- d) Die Masse aller Planeten und Monde zusammengenommen ist nur ein kleiner Bruchteil (rund $\frac{1}{700}$) der Gesamtmasse des Systems. Hingegen ist das Rotationsmoment der Sonne nur ein kleiner Bruchteil des gesamten Drehmomentes des Systems; je nach den Annahmen über die innere Konstitution der Sonne $\frac{1}{30}$ bis $\frac{1}{60}$.
- e) Die Massen der Monde sind nur kleine Bruchteile der Massen ihrer Planeten (Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-8}). Die Umlaufmomente der Monde sind nur Bruchteile der Rotationsmomente der Planeten. Der Erdmond mit $\frac{1}{82}$ Erdmasse und einem Umlaufmoment gleich dem 4fachen Rotationsmoment der Erde stellt eine Ausnahme dar.

Gelegentlich spielt auch die merkwürdige Gesetzmäßigkeit, die in der sogenannten *Titius-Bodeschen* Reihe zum Ausdruck kommt, eine Rolle bei kosmogonischen Spekulationen, vor allem der älteren Zeit.¹⁸⁷⁾ Nicht unwesentlich erscheint die Verteilung der Massen und Dichten. Der Ring der kleinen Planeten trennt deutlich die nach Masse und Dichte verschiedenen Gruppen der inneren und äußeren Planeten.

186) Vgl. die Tabellen der Elemente der Planeten, die sich in den meisten astronomischen Lehrbüchern befinden; sehr ausführlich z. B. bei *Russell, Dugan, Stewart*, *Astronomy*, Vol. I, Table IV, V.

187) Zuletzt wieder bei *Berlage*, Erg.-Hefte zu Gerlands Beiträgen zur Geophysik, Bd. 17 (1927).

Tabelle 9.

Planet	Masse	Dichte	Monde	Masse	Dichte
Merkur	0,04	3,8	Erdmond . .	0,012	3,3
Venus	0,81	4,9	Jupiter I. .	013	2,9
Erde	1,00	5,5	„ II. .	008	2,9
Mars	0,11	4,0	„ III. .	026	2,2
Kleine Planeten	< 0,001	~ 3,3	„ IV. .	007	0,6
			Saturn I. . .	023	3,5
Jupiter	317	1,3			
Saturn	95	0,7			
Uranus	15	1,3			
Neptun	17	1,6			
Pluto	~ 0,1	?			

Die größten Monde schließen sich in der Größenordnung an Merkur an, während die Summe aller kleinen Planeten noch nicht $\frac{1}{1000}$ Erdmasse erreicht. Die auf die planetarischen Körper verteilte Masse von rund $\frac{1}{700}$ Sonnenmassen zeigt eine starke Konzentration in der Gegend des Jupiter und Saturn, die zusammen 92% der Masse in sich vereinigen. Innerhalb der Jupiterbahn liegen knapp 0,5%, außerhalb der Saturnbahn 7,5% der Gesamtmasse.

Die kosmogonischen Theorien des Planetensystems lassen sich in drei Hauptgruppen unterteilen. Die eine Gruppe leitet die Entstehung der Planeten in irgendeiner Form von den Gleichgewichtsfiguren rotierender Massen ab (Rotationshypothesen) und kommt auf diese Weise zu einer ausgezeichneten Symmetrieebene und einem ausgezeichneten Drehsinn; als typischer Vertreter kann die Theorie von *Laplace* gelten. Eine andere Gruppe, als deren ältester Vertreter *Kant* angesehen werden kann, betrachtet die Vorgänge in mehr oder weniger differenzierten kosmischen Staubwolken (Meteoritenhypothesen) und versucht die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten des heutigen Zustandes aus dem gesetzmäßigen Wirken bestimmter Kräfte (widerstehendes Mittel, Zusammenstöße) herzuleiten. Die letzte Gruppe, die ihren ersten Vorläufer bereits in *Buffon* hat, läßt die Planeten durch Einwirken eines fremden Körpers (naher Vorübergang oder Zusammenstoß) entstehen (Kollisionshypothesen) und versucht dadurch die Besonderheiten in der Massenverteilung und den Unterschied zwischen Sonnenäquator und unveränderlicher Ebene zu erklären. Im einzelnen gibt es Übergänge und Abwandlungen mannigfacher Art; in manchen Theorien finden sich Elemente aller drei Gruppen.

Im folgenden soll keine Analyse der einzelnen Theorien und ihrer verschiedenen Abwandlungen gegeben werden. Diese findet man bei

Poincaré und *Nölke*. Es soll lediglich versucht werden, einige Grundgedanken herauszuschälen. Alle Theorien über die Entstehung des Planetensystems sind mehr oder weniger „Erzählungen“. Die wesentlichen Schwierigkeiten beruhen darin, daß wir es auf der einen Seite offenbar mit einem Ineinandergreifen der verschiedenartigsten Prozesse zu tun haben, die sich jeder für sich nur in ganz idealisierten Fällen mathematisch behandeln lassen; während auf der anderen Seite jede Möglichkeit einer „vergleichenden Morphologie“ fehlt, seit wir in den Spiralnebeln Systeme ganz anderer Größenordnung erkennen mußten und zweifeln, ob sich unter den uns bekannten anderen kosmischen Gebilden solche befinden, die wir als frühere Entwicklungsstufen eines Planetensystems ansprechen dürfen.

16. Rotationshypothesen. Ausgangspunkt für die Kritik der Rotationshypothesen sind Betrachtungen über den Drehimpuls (Gesamtimpulsmoment des Systems), die zuerst von *Babinet*¹⁸⁸⁾ angestellt und später von anderen aufgegriffen und verbessert wurden.¹⁸⁹⁾ Wenn das System sich unbeeinflußt von äußeren Kräften entwickelt hat, dann kann das Gesamtmoment sich nicht verändert haben. In seinem heutigen Zustand hat das Planetensystem einen gesamten Drehimpuls von

$$M = \sum \mathfrak{M} r^2 \omega = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ (astr. Einh.) bzw. } 3,3 \cdot 10^{50} \text{ (c. g. s.).}$$

Davon entfallen rund 97% auf die Umlaufmomente der äußeren Planeten und höchstens 2% auf das Rotationsmoment der Sonne. Die Rotationsmomente der Planeten sind verschwindend. Der Trägheitsradius einer mit der Umlaufgeschwindigkeit des Neptun rotierenden Ursonne folgt daraus zu

$$l = \sqrt{\frac{1}{M\omega}} = \frac{1}{15,5} \cdot r_{\psi}, \text{ d. h. } 2 \text{ astr. Einh.}$$

Man schließt daraus, daß die Masse der Ursonne sehr stark gegen die Mitte zu konzentriert gewesen sein muß.¹⁹⁰⁾ In der Tat ist das auch

188) Paris C. R. 52 (1861), p. 481—484.

189) Vgl. die Darstellungen bei *Jeans*, *Jeffreys*, *Nölke*, *See*; am ausführlichsten vielleicht bei *Moulton*, Ap. Journ. 11 (1900), p. 103—130.

190) Gewöhnlich wird bei der Kritik der *Laplace*schen Theorie im Anschluß an *Babinet* so argumentiert, als ob die Größe des Momentes allein schon die Unmöglichkeit der Rotationsinstabilität beweise. Dabei wird — offen oder stillschweigend — vorausgesetzt, daß die Ursonne den Raum bis zur Neptunsbahn mit homogener Dichte erfüllt habe bzw. daß das Dichtegesetz bei der Kontraktion stets das gleiche geblieben sei. So vor allem *Moulton*, a. a. O.; *See*, *Researches on the Evolution of Stellar Systems*, Chapt. XV; *Jeans*, *Problems*, Nr. 14, im Gegensatz zu Nr. 287; *Nölke* (a. a. O. p. 155) setzt die Ursonne als Gaskugel im Strahlungsgleichgewicht voraus

die Annahme, die *Laplace* seiner Kosmogonie zugrunde gelegt hat, und ohne die jede Art von Rotationshypothesen sich von vornherein verbietet. Wenn überhaupt, dann kann das Planetensystem nur aus der Reihe von Rotationsfiguren abgeleitet werden, die an das Modell von *Roche* anknüpfen.

Man weiß, daß bei dem Modell von *Roche* äquatorale Instabilität auftritt, wenn

$$(1) \quad \frac{\omega^2}{2\pi k^2 \bar{\rho}} = 0,36 \quad (\bar{\rho} = \text{mittlere Dichte}).$$

Ist R_0 der Äquatorradius der kritischen linsenförmigen Grenzfigur des *Rocheschen* Modells, l der Trägheitsradius, und hat der Kern die Masse xM , so ist die Gesamtmasse

$$(2) \quad M = \frac{4}{3} \pi \bar{\rho} (0,81 R_0)^3 = 2 \cdot 10^{33} \text{ g},$$

das Gesamtmoment

$$(3) \quad M = M l^2 \omega = 3,3 \cdot 10^{50} \text{ g cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

und der die Konzentration der Masse charakterisierende Wert

$$(4) \quad \frac{l^2}{R_0^2} = 0,523(1 - x).$$

Unter Einführung der bei der Entwicklung unveränderlichen Größen M und M wird

$$(5) \quad \frac{l^2}{R_0^2} = 1,41 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{1}{R_0}},$$

aus (4) und (5) leitet man ab

$$1 - x = 2,7 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{1}{R_0}}.$$

Zur Zeit der Abtrennung des Neptun ($R_0 = r_{\text{N}} = 30$) mußten also 99,87% ($1 - x = 0,0013$) der Gesamtmasse im Kern vereinigt sein; die Sonne war in ihrer heutigen Form bereits „fertig“. Die mittlere Dichte der „Atmosphäre“, aus der sich die Planeten durch Abtrennung von Ringen bzw. innere Kondensation — die verschiedenen Rotations-theorien unterscheiden sich nur durch die Art der Bildung der Planeten aus der Atmosphäre — muß demnach von der Größenordnung $10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ gewesen sein.

Es ist zu bemerken, daß aus diesen Folgerungen nicht unmittelbar Argumente gegen die Rotationshypothese gezogen werden können. Bei den außergalaktischen Nebeln schließen wir mit ziemlicher Sicherheit auf Dichten von der Größenordnung $< 10^{-21}$ und beobachten vielfach Formen, die dem kritischen Modell von *Roche* entsprechen. Allerdings gibt es gewisse Anzeichen dafür, daß die Nebel mit nach außen abnehmender Winkelgeschwindigkeit rotieren; womit eigentlich

die Möglichkeit der Anwendung der klassischen Theorie der Gleichgewichtsfiguren entfällt.

Jeans und *Jeffreys* haben aus dem Theorem von *Poincaré*, daß bei stabiler, gleichförmiger Rotation $\omega^2 = 2\pi k^3 \bar{\rho}$ sein müsse, abgeleitet, daß die Dichte $\bar{\rho}_R$ des Ringes bei der Bildung die Ungleichung erfüllen müsse

$$\bar{\rho}_R > 0,36 \bar{\rho}_S$$

($\bar{\rho}_S$ = mittlere Dichte der Ursonne).

Poincaré selbst hat, unter Berücksichtigung einer möglichen Ungleichförmigkeit der Rotation, die Abschätzung gegeben

$$(6) \quad 3\omega^2 + 2\omega\omega'R < 4\pi\rho < \frac{\omega^2}{14},$$

wo ω' die Ableitung von ω nach dem Radius, R den Radius des Ringes bedeutet. Im Fall der freien Keplerbahnen der einzelnen Teilchen ist

$$3\omega^2 + 2\omega\omega'R = 0,$$

die Bedingung also sicher erfüllt. Ist dagegen $\omega' = 0$, so ist der Ring instabil.

Es ist keine Frage, daß die Ablösung von diskreten Ringen nicht ohne mehr oder weniger gekünstelte Zusatzhypthesen auch nur plausibel gemacht werden kann¹⁹¹); daß man vielmehr bei Rotationsinstabilität einer dem *Laplaceschen* Gasball ähnlichen Masse mit mehr oder weniger kontinuierlicher Massenabschleuderung rechnen muß. Die Meinungen darüber, ob und wie sich aus den abgeschleuderten Massen Planeten bilden können, sind geteilt und schwer auf eine mathematisch-physikalische Basis zu bringen. *Jeans* hat in seinen Untersuchungen über Gravitationsinstabilitäten eine Näherungsformel abgeleitet, welche die Zustandsgrößen des Gases mit den mittleren Abständen λ_0 der Kondensationen (d. i. Wellenlängen der zum Zerfall führenden Schwingungen) verbindet:

$$(7) \quad \lambda_0^2 = \frac{\pi}{k^2 \rho} \frac{dp}{d\rho} = \frac{\pi}{3k^2} \frac{\kappa \cdot c^2}{\rho}$$

($\kappa = \frac{c_p}{c_v}$, c = mittlere Molekulargeschwindigkeit).

Die Massen der sich bildenden Kondensationen ergeben sich daraus zu

$$(8) \quad \mathfrak{M} = \lambda_0^3 \rho = \left(\frac{\pi}{3} \frac{\kappa}{k^2}\right)^{\frac{3}{2}} c^3 \rho^{-\frac{1}{2}} = 1,3 \cdot 10^{11} c^3 \rho^{-\frac{1}{2}}$$

191) *Poincaré*, *Leçons*, Nr. 22; *Jeans*, *Phil. Trans.* 199 A; A. C., p. 313—319.

($\kappa = \frac{5}{3}$ gesetzt) oder, mit der oben abgeleiteten Dichte von 10^{-14} , zu
 (9) $\mathfrak{M} = 1,3 \cdot 10^{18} \cdot c^3.$

Eine andere Abschätzung für \mathfrak{M} kann man einfach aus der Forderung erhalten, daß die Molekulargeschwindigkeit an der Oberfläche der Planeten kleiner sein müsse als die parabolische Entweichungsgeschwindigkeit, also

$$(10) \quad \begin{cases} c^2 < \frac{2k^2 \mathfrak{M}}{R} \\ \mathfrak{M} > 1 \cdot 10^{10} c^3 \rho^{-\frac{1}{2}} = 1 \cdot 10^{17} \cdot c^3. \end{cases}$$

Für die Molekulargeschwindigkeit c bzw. die „Temperatur“ T der Materie mit dem Molekulargewicht μ ergibt sich¹⁹²⁾, wenn man für \mathfrak{M} die Masse etwa des Neptun ansetzt (10^{29}):

$$c = 0,4 \cdot 10^4 \text{ cm sec}^{-1} \text{ nach (9) bzw. } c < 10^4 \text{ cm sec}^{-1} \text{ nach (10)}$$

$$T = 0,12 \mu^0 \text{ abs.} \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad T < 0,8 \mu^0 \text{ abs.} \quad \text{,,} \quad \text{,,}$$

Da das Molekulargewicht μ sicher sehr klein angenommen werden muß, liegt T also nahe dem absoluten Nullpunkt. Ob man daraus ein Argument gegen die Möglichkeit von Kondensationen ableiten kann, muß dahingestellt bleiben; hier versagen thermodynamische Betrachtungen.

Will man statt durch unmittelbare Kondensationsprozesse die Planeten sich langsam durch Aufsammeln der mehr oder weniger gleichmäßig über die planetaren Räume verteilten Massen, infolge gegenseitiger Zusammenstöße, sich bilden lassen, so steht man vor einem hoffnungslos komplizierten Problem. *Poincaré*¹⁹³⁾ hat diesen Prozeß als selbstverständlich unterstellt, bleibt jedoch den Beweis schuldig; ganz abgesehen davon, daß er, um die *Laplacesche* Theorie zu retten, neue Annahmen hinzufügen muß zur Erklärung der beobachteten rechtläufigen Rotation der Planeten. Bei dem Prozeß des Aufsammelns entstehen nach *Poincaré* eigentlich rückläufige Rotationen (*Kant* und *Darwin* behaupten das Gegenteil!), die erst nachträglich (etwa durch Gezeitenreibung) in rechtläufige verwandelt werden müssen. *Poincaré* sieht in den rückläufigen Rotationen der äußersten Planeten eine gewisse Stütze für seine Theorie, da die Gezeiten-

192) Die Molekulargeschwindigkeit geht mit der 3. Potenz ein, so daß die Formel sehr empfindlich gegenüber Änderungen von c ist. So hat denn auch *Jeans* 1919 mit einem „reasonable value“ von $1,6 \cdot 10^5$ die *van Maanenschen* Daten für die Spiralnebel dargestellt, während er im Jahre 1928 der durch *Hubbles* Entdeckungen veränderten Sachlage sich anpaßte mit $c = 10^4$.

193) *Leçons*, Nr. 41/42, 54.

wirkung der Sonne (vgl. Nr. 12) bei diesen Planeten infolge der großen Entfernung nicht ausgereicht habe, um die Umkehrung des Rotationsinnes zu erzwingen.

17. Katastrophenhypothesen. Die große innere Unwahrscheinlichkeit einer spontanen Entwicklung des Planetensystems durch Zerfall einer rotierenden Masse, in Verbindung mit der Beobachtungstatsache, daß die unveränderliche Ebene des Planetensystems deutlich abweicht von der Äquatorebene der Sonne, hat zur Aufstellung der Theorien geführt, welche die Entstehung des Systems auf die Begegnung zweier Himmelskörper zurückführen. Dabei tauchen alle Spielarten auf, von mehr oder weniger nahem Vorübergang bis zu unmittelbarem Zusammenstoß. In jedem Fall kommt man um die eine Schlußfolgerung nicht herum, die von den Kritikern der Katastrophentheorien gewöhnlich ins Feld geführt wird: da Zusammenstöße oder auch nur nahe Begegnungen im Sternsystem wegen der großen freien Weglängen der einzelnen Sterne außerordentlich selten sind, muß das Planetensystem als ein seltener Ausnahmefall kosmischen Geschehens betrachtet werden.

Man erhält aus der gaskinetischen Formel für die mittlere Zeit zwischen zwei Zusammenstößen (vgl. Nr. 14 (17))

$$(1) \quad \Delta t = \frac{1}{\pi \sigma^2 \rho \bar{V}}$$

mit den für die Umgebung der Sonne gültigen ungefähren Werten der Dichte: $\rho = 1$ Stern auf 10 Kubikparsec ($= 1,1 \cdot 10^{-16}$, wenn die astr. Einheit als Längeneinheit gewählt wird), der mittl. Geschwindigkeit: $\bar{V} = 20$ km/sec ($= 4$ astr. Einh./Jahr) bei verschiedenen Werten des Wirkungsquerschnittes $\pi \sigma^2$ die folgenden Zeiten:

$\sigma =$ Sonnenradius	$\Delta t = 3,0 \cdot 10^{20}$ Jahre,
Erdbahnradius	$0,7 \cdot 10^{16}$ „
Neptunbahnradius	$0,8 \cdot 10^{13}$ „

Die Wahrscheinlichkeit für einen unmittelbaren Zusammenstoß eines bestimmten Sternes mit einem anderen ist daher klein gegen die mittlere Lebensdauer des Sternes, die wir wohl kaum höher als von der Größenordnung 10^{13} Jahre ansetzen dürfen. Daher hat *Jeans* bei der Aufstellung seiner Gezeitentheorie¹⁹⁴⁾ geglaubt, eine Ausdehnung der Sonne zur Zeit der Begegnung mit dem fremden Stern bis zur Neptunbahn annehmen zu müssen. *Jeffreys*¹⁹⁵⁾ hat demgegenüber betont, daß es nur

194) Vgl. die Darstellung in „Problems“, p. 292—295 oder in der Seeliger-Festschrift.

195) The Earth, Appendix B und M. N. 92 (1932), p. 888.

darauf ankomme, die Wahrscheinlichkeit dafür zu bestimmen, daß überhaupt innerhalb der normalen Lebensdauer eines Sternes ein Zusammenstoß zwischen zwei Sternen des Systems erfolge. Bei einer Gesamtzahl der Sterne des Systems von 10^9 , die eher zu niedrig als zu hoch gegriffen ist, und einer mittleren Ausdehnung des einzelnen Sternes von der Größe des heutigen Sonnenradius erhält man für die Zeit, innerhalb deren mindestens einmal zwei Sterne sich so nahe gekommen sind, daß der eine von ihnen durch die Gezeitenwirkung des anderen teilweise zerbrochen ist, die Größenordnung 10^{11} Jahre. Größere Gesamtzahl der Sterne des Systems oder größere Dichte in früheren Zeiten (Expansion des ganzen Systems?) und damit verbunden zugleich größere mittlere Geschwindigkeiten wirken alle in dem Sinn einer Vergrößerung der Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes.

Da wir kein anderes Planetensystem außer dem unsrigen kennen und auch keine Möglichkeit sehen, die Existenz eines solchen Systems festzustellen, braucht die relative Seltenheit naher Vorübergänge nicht als zwingendes Argument gegen die Entstehung des Planetensystems auf solchem Wege betrachtet zu werden. Wenn hinreichend wahrscheinlich gemacht werden könnte, daß Planetensysteme von der Eigenart des unsrigen auf keine andere Weise entstehen können als eben durch die Wirkung eines nahen Vorübergangs oder sogar eines direkten Zusammenstoßes, dann wäre die relative Seltenheit einfach als notwendige Folgerung hinzunehmen.

Die Einwände, die gegen die *Laplacesche* Theorie und die ihr verwandten Theorien unter Berufung auf die Verteilung des Gesamtmomentes auf Umlauf- und Rotationsmomente erhoben wurden, werden bei den Katastrophentheorien gegenstandslos. Die Sonne braucht bei der Entstehung der Planeten keine von ihrer heutigen abweichende Ausdehnung gehabt zu haben; die Umlaufmomente der Planeten entstammen nicht dem ursprünglichen Rotationsmoment der Sonne, sondern sind ihnen übermittelt worden durch den Energieaustausch bei der Begegnung mit dem fremden Stern; schließlich ist auch die Symmetrieebene des Systems nicht gebunden an die Äquatorebene der Sonne, sondern gegeben durch die Ebene der relativen hyperbolischen Bahn der beiden sich begegnenden Sonnen.

Bei der Aufstellung der verschiedenen Formen von Katastrophentheorien hat der Gedanke einer Analogie zu den Spiralnebeln stets eine große Rolle gespielt. *Chamberlin* und *Moulton*¹⁹⁶⁾ lassen ausdrücklich als Folge der Gezeitenwirkung bei der Begegnung zunächst

196) Vgl. die letzte Darstellung der Theorie durch *Chamberlin*, *The Two Solar Families*. Chapt. XIV: *The Spiralisation of the Solar Projectiles*.

eine zweiarmige Spirale entstehen. Wie sie führt auch *Jeans*¹⁹⁷⁾ Bilder von typischen Spiralnebeln als Zeugen für die Existenz von Gezeitwirkungen an. Diese formale Analogie ist indessen als Stütze für eine Gezeitentheorie des Planetensystems nur gering zu bewerten. *Chamberlin* hebt selbst hervor, daß die von ihm zum Vergleich herangezogenen Spiralnebel viel größere Massen, vor allem aber eine vollkommen andere innere Massenverteilung hätten, als einem werdenden Planetensystem entspricht. Die Massen der Arme sind vergleichbar mit der Masse des Kerns, während die Gesamtmasse der Planeten nur ein verschwindender Bruchteil der Sonnenmasse ist. Bei den kosmogonischen Spekulationen von *Jeans* spielt gerade dieser Unterschied in den Größenordnungen eine ganz wesentliche Rolle. Er bedingt nicht nur die Art des Instabilwerdens, sondern vor allem auch die Möglichkeit der Bildung von Kondensationen (vgl. die oben angeführte Abschätzung über die Mindestmasse der Kondensationen).

Eine quantitative Behandlung der Vorgänge bei einem Zusammenstoß oder nahen Vorübergang ist unmöglich, eine qualitative Beschreibung schwer und kaum eindeutig zu geben. *Jeffreys*¹⁹⁸⁾ kommt zu dem Ergebnis, daß ein typischer „slow encounter“, den man rechnerisch als statisches Problem behandeln kann, in der Natur nicht verwirklicht wird. Ein Losreißen von Teilen der Flutberge kann nur dann stattfinden, wenn sie die *Rochesche* Grenzfigur überschreiten, deren Äquatorradius für großes \mathfrak{M}' genähert gegeben ist durch

$$(2) \quad a = \left(\frac{\mathfrak{M}}{2\mathfrak{M}'} \right)^{\frac{1}{3}} \Delta.$$

Die Periode der freien Gezeitenschwingung ist von der Größenordnung

$$(3) \quad \tau_1 = 2\pi \left(\frac{a^3}{k^2 \mathfrak{M}} \right)^{\frac{1}{2}},$$

die Zeit des Vorüberganges von der Größenordnung

$$(4) \quad \tau_2 = \pi \left(\frac{\Delta^3}{k^2 (\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Ihr Verhältnis wird also, mit Rücksicht auf den Wert von a ,

$$(5) \quad \frac{\tau_1}{\tau_2} = \left(\frac{2(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')}{\mathfrak{M}'} \right)^{\frac{1}{2}},$$

d. h. sicher größer als 1, während die Bedingung eines „slow encounter“ verlangt, daß $\tau_1 \ll \tau_2$ ist.

197) Z. B. in A. C., plate XVI.

198) The Earth, Chapt. II.

Umgekehrt kann der typische „transitory encounter“ zwar verwirklicht werden, aber die in diesem Fall losgerissenen beiden Protuberanzen werden wieder auf die Sonne zurückfallen, ohne Anlaß zur Bildung von selbständigen Planeten zu geben. Der wahre Vorgang wird also von intermediärem Typus sein müssen. Das Argument *Nölkes*¹⁹⁹⁾, daß bei einem nahen Vorübergang keine selbständig die Sonne umlaufenden Massen zurückbleiben können, trifft diesen intermediären Typus nicht.

Die von *Chamberlin*²⁰⁰⁾ und *Moulton*²⁰¹⁾ vorgeschlagene Theorie, die als „Planetesimalhypothese“ um die Jahrhundertwende die alte *Laplacesche* Theorie mit Erfolg zu verdrängen begann, hat, offenbar unter dem Einfluß der Schwierigkeiten, die bei genauer Durchrechnung der zunächst so einleuchtenden Vorgänge auftauchen, mancherlei Wandlungen im einzelnen durchgemacht. In der letzten Form, die *Chamberlin* selbst ihr gegeben hat, soll die Protuberanzentätigkeit der Sonne sich mit der Wirkung der Begegnung mit einer kleineren Masse in einer gegen den Äquator geneigten Bahn so kombinieren, daß je ein Paar Ausbrüche auf der dem begegnenden Stern zu- bzw. abgewandten Seite erfolgen, aus denen sich die äußeren bzw. inneren Planeten bilden. Die Eruptivität der Sonne im Gegensatz zu der Nichteruptivität des begegnenden Sternes ist hier der ausschlaggebende Faktor, die Gezeiten wirken nur verstärkend; so soll verständlich gemacht werden, daß die größere Masse aufbricht und nicht die kleinere.

Im Gegensatz dazu betrachtet *Jeans*²⁰²⁾ und ihm folgend *Jeffreys*²⁰³⁾ die Begegnung der Sonne mit einer merklich größeren Masse, die nur

199) Z. B. Handb. d. Geophysik 1, p. 29.

200) *T. C. Chamberlin*: a) A Group of Hypotheses bearing on Climate Changes, Journ. of Geology 5 (1897), p. 653. b) On a Possible Function of Disruptive Approach in the Formation of Meteorites, Comets and Nebulae, Ap. Journ. 14 (1901), p. 17; Journ. of Geology 9 (1901), p. 369—393. c) Contributions to Cosmogony and the Fundamental Problems of Geology, Publ. Carnegie Inst. Washington 106 (1908). d) The Origin of the Earth, 1916. e) Synopsis of Planetary Evolution, Carnegie Inst. Washington. Year Book Nr. 26. f) The Two Solar Families, 1928. *T. C. Chamberlin* et al.: Contributions to Cosmogony and the Fundamental Problems of Geology. The Tidal and Other Problems. Publ. Carnegie Inst. Washington 107 (1909).

201) *F. R. Moulton*, On the Evolution of the Solar System, Ap. Journ. 22 (1905), p. 165; An Introduction to Astronomy, 1916.

202) Vgl. die Fig. 14 in der populären Darstellung von *Jeans*, The Universe around us. Deutsche Übersetzung: Sterne, Welten und Atome.

203) *H. Jeffreys*, Collision and the Origin of Rotation in the Solar System, M. N. 89 (1929), p. 636; The Early History of the Solar System on the Collision Theory, M. N. 89 (1929), p. 731.

von dem ihr zugewandten Flutberg Massen losreißt, während der abgewandte sich als große Protuberanz aufwölbt und wieder von der Sonne aufgesogen wird. Die heutige Anordnung der Massen wird auf die Verteilung in dem losgerissenen und schließlich zerbrechenden „Filament“ zurückgeführt. Doch auch diese Theorie hat sich manche Umwandlungen gefallen lassen müssen, unter denen sie zur Zeit zu einer Kollisionstheorie im engeren Sinne geworden ist. *Jeffreys*²⁰⁴) glaubt heute nur noch durch einen wirklichen seitlichen Stoß die Vorbedingungen für eine Entstehung des Planetensystems schaffen zu können. *Nölke*²⁰⁵) geht noch einen Schritt weiter und setzt an den Anfang der Entwicklung einen Nebelarm, in dessen Massenverteilung die Sonne und die künftigen Planeten gewissermaßen embryonal bereits vorgebildet sind; unter Verzicht auf die Beantwortung der berechtigten Frage, wie denn ein solcher ganz besonders gearteter Nebelarm entstanden sei.

Die von der Sonne losgerissenen und den planetarischen Raum zunächst mehr oder weniger gleichförmig erfüllenden Massen haben eine doppelte Aufgabe zu erfüllen: sie liefern das Material, aus dem sich die Planeten und ihre Monde aufbauen, und stellen zugleich ein widerstehendes Mittel dar, das die Bahnen und Rotationen beeinflusst. *Chamberlin* und *Moulton* sind der Meinung, daß die ursprünglich gasförmigen Massen durch die mit der Expansion verbundene Abkühlung unter Durchschreiten des flüssigen Zustandes zu festen, meteoritenartigen „Planetesimalen“ werden, die durch vielfache Zusammenstöße zwar teilweise wieder verdampfen, aber im allgemeinen unter der Einwirkung der Gravitation sich zu größeren Massen ansammeln, wobei die von Anfang an vorhandenen Verdichtungen („bolts“) als Kondensationskerne dienen.

Jeffreys schreibt dem interplanetaren Medium gasförmigen Charakter zu und kommt zu dem Schluß, daß die sich aus diesem Medium bildenden Planeten infolge adiabatischer Expansion nach ganz kurzer Zeit (Jupiter nach einer Woche, Erde schon nach einem Tag) einen kritischen Radius erreichen, numerisch nahe mit der heutigen Ausdehnung der Mondsysteme übereinstimmend, bei dem Kondensation einsetzt. Die Planeten entstehen also praktisch in flüssiger Form durch Zusammenfließen der Kondensationstropfen.

Die Verminderung der ursprünglich großen Exzentrizitäten auf ihre heutigen kleinen Werte auf den Einfluß eines widerstehenden

204) Vgl. die zweite der unter Fußn. 203) genannten Arbeiten und die Erwiderung auf *Nölkes* Kritik in M. N. 92 (1932), p. 887.

205) Fußnote 199.

Mittels zurückzuführen, dürfte ernstlichen prinzipiellen Bedenken nicht begegnen. Es bleiben zwar noch gewisse Unstimmigkeiten, auf die vor allem *Nölke*²⁰⁵⁾ hingewiesen hat, und die auch *Jeffreys*²⁰⁴⁾ nur teilweise beseitigen konnte durch besondere Annahmen über das Verhalten des gasförmigen widerstehenden Mittels. Aber man muß bedenken, daß es bei der rechnerischen Behandlung des Einflusses des widerstehenden Mittels nicht nur auf das Widerstandsgesetz ankommt, sondern auch auf die Gravitationswechselwirkung zwischen dem Mittel und dem sich bewegenden Körper.

Die von den Planeten und ihren Monden nicht aufgesammelten Teile des interplanetaren Mediums werden sich zum Teil wieder mit der Sonne vereinigt, zum Teil in den interstellaren Raum verflüchtigt haben. Reste finden wir heute noch in den Massen des Zodiakallichtes und den Meteoriten und Sternschnuppen. Wenn *Jeffreys*²⁰⁶⁾ in Verfolgung seiner Theorie von der gasförmigen Natur des interplanetaren Mediums auch die Zodiakallichtmaterie als Gas anspricht, so befindet er sich damit im Gegensatz zu fast allen Astronomen, die in Analogie zum Saturnring, dessen Natur ganz eindeutig geklärt ist, das Zodiakallicht als Wolke „kosmischen Staubes“ ansprechen.²⁰⁷⁾

Die gleichsinnig mit dem Umlauf um die Sonne erfolgende Rotation der Planeten wird von den Katastrophentheorien im allgemeinen darauf zurückgeführt, daß beim Aufsammeln der interplanetarischen Kleinmassen deren Umlaufmomente in Rotationsmomente umgewandelt werden, wobei ein Überschuß in dem einen Sinn entsteht. Schon im vorigen Abschnitt wurde darauf hingewiesen, daß die Schlußfolgerungen über den Sinn der resultierenden Rotation verschieden ausfallen. *Chamberlin* und *Moulton* erhalten den richtigen Sinn dadurch, daß sie die Planeten in nahe kreisförmigen Bahnen, die Meteoritenteilchen des Mediums dagegen in stark elliptischen Bahnen sich bewegen lassen.²⁰⁸⁾ Daß bei den äußeren Planeten Abweichungen auftreten, ist verständlich, weil hier der Einfluß des Mediums im allgemeinen nur noch gering sein kann. Die Unmöglichkeit, die Rotation der Planeten quantitativ durch Aufsturz satellitischer Massen zu erklären (bei Jupiter müßten z. B. Massen von der Größenordnung des Sechshundertfachen der heutigen Jupitermonde aufgestürzt sein), ist der wesentliche Grund, der *Jeffreys* von der reinen Gezeitentheorie zu einer wirklichen Kollisionstheorie geführt hat. Er verlegt die Ent-

206) *The Earth*, p. 59.

207) *Encykl.* VI 2, 27, Nr. 46.

208) *The Two Solar Families*, Fig. 7.

stehung der Rotation²⁰⁹⁾ in den Augenblick der Geburt des Systems selbst und macht die Scherungskräfte in dem zwischen den beiden Sonnen auseinandergezerrten „Flüssigkeitsband“ dafür verantwortlich.

18. Monde und Kleinkörper. Die meisten, vor allem die älteren Kosmogonien übertragen das Schema der Entwicklung der Planeten auch auf die Entwicklung der Monde, so wie sie nach oben eine formale Analogie zwischen Planetensystem und Spiralnebeln konstruieren. Es bestehen aber wesentliche Unterschiede, sowohl zwischen den Eigentümlichkeiten des Planetensystems und denen der Mondsysteme, als auch der Mondsysteme untereinander; die gleichen Argumente haben daher nicht immer die gleiche Überzeugungskraft. So versagt vor allem das gegen die Rotationshypothese angeführte „Kriterium von *Babinet*“ bei den Mondsystemen, da die Umlaufmomente der Monde (den Erdmond ausgenommen) nur Bruchteile der Rotationsmomente der Planeten darstellen. *Nölke* kommt daher bei den „regulären“ Monden wieder auf eine gewisse Form von Rotationsinstabilitäten zurück, die er für die Entstehung der Planeten mit Rücksicht auf das *Babinetsche* Kriterium ablehnen mußte.

Chamberlin und *Moulton* unterscheiden drei Gruppen von Monden²¹⁰⁾:

- a) Die beiden Marsmonde, die sieben inneren Monde des Jupiter und die acht inneren des Saturn laufen alle im gleichen Sinn um wie die rechtsläufig rotierenden Planeten;
- b) die beiden äußeren Monde des Jupiter und der äußerste des Saturn laufen im entgegengesetzten Sinne um wie die anderen Monde;
- c) die vier Monde des Uranus und der Mond des Neptun laufen im gleichen Sinn um wie ihre Planeten rotieren, aber Umlauf und Rotation sind rückläufig.

Die Sonderstellung des Erdmondes wird von fast allen Kosmogonien anerkannt. Daß der eine der beiden Marsmonde rascher umläuft als der Mars rotiert, hebt auch diesen Satelliten in einem gewissen Sinn aus der Reihe der übrigen heraus und stellt eine Beziehung zum Saturnring her, dessen innere Teile auch rascher umlaufen als der Saturn rotiert. Es erscheint daher nicht nur nicht angebracht, die Entstehung der Monde in das gleiche Schema zu pressen wie die der Planeten, sondern man kann angesichts der großen Verschiedenheiten der Mondsysteme auch damit rechnen, daß zu ihrer Erklärung verschiedene Entstehungsursachen herangezogen werden müssen.

209) Fußnote 203.

210) Fußnote 200 f.

Aus der Tatsache, daß die fünf inneren Monde des Jupiter genau in der Äquatorebene des Planeten umlaufen, kann man allein noch nicht viel schließen, da diese Ebene selbst sehr nahe mit der Bahnebene zusammenfällt ($i = 3^{\circ}$). Daß aber die sieben inneren Monde des Saturn in der um 27° gegen die Bahnebene geneigten Äquatorebene umlaufen, die vier Monde des Uranus in der um 98° geneigten, spricht unbedingt zugunsten solcher Hypothesen, die die Entstehung der Hauptmondsysteme in irgendeiner Form in Zusammenhang mit der Rotation der Planeten bringen. Die von *Jeans* vertretene und von *Jeffreys* zunächst übernommene Theorie²¹¹⁾, daß die Monde durch Gezeitenwirkung der Sonne bei dem ersten Periheldurchgang der in stark elliptischen Bahnen sich bewegenden jungen Planeten losgerissen worden seien, ist inzwischen von *Jeffreys*²¹²⁾ selbst als unhaltbar erklärt worden. Er kommt damit insofern wieder in Übereinstimmung mit der alten Planetesimalhypothese (die *Jeans* hatte verbessern wollen), als er den Monden von Anfang an selbständige Existenz neben den Planeten zuerkennt und beide Arten von Himmelskörpern in wesentlich dem gleichen Akt als Kondensationen verschiedener Größe entstehen läßt.

Das Hauptargument, das *Jeffreys* zu dieser veränderten Auffassung gebracht hat, daß die als Flüssigkeitskugeln entstehenden Planeten durch Gezeiteninstabilitäten nur in Massen von vergleichbarer Größenordnung zerfallen könnten, trifft auch die Rotationshypothesen. *Nölke* läßt daher, ähnlich wie früher *Faye*²¹³⁾ in Abwandlung der *Laplace*-schen Hypothese die Planeten aus inneren Ringen des rotierenden Gasballs sich bilden ließ, die Monde als innere Kondensationen in den ausgedehnten ungleichförmig rotierenden atmosphärischen Hüllen der Planeten entstehen. *Chamberlin* und *Moulton* denken im Gegensatz dazu an Teilverdichtungen (sub knots), welche die Haupteruptionen begleiten und sich parallel mit der Umwandlung der „planetary bolts“ in „planetesimals“ zu einer Art „satellitesimals“ entwickeln, wobei sie stets innerhalb der Wirkungssphäre der Planeten bleiben. Das Wachsen der Monde soll unter dem Einfluß der Gravitationskräfte der Planeten erfolgen; die Umläufe haben die gleiche, aus diesem Wachstum resultierende dynamische Ursache wie die Rotationen und erfolgen daher im allgemeinen auch im gleichen Sinne wie die Rotation.

211) Vgl. die Darstellungen von *Jeans*, The Origin of the Solar System, Supplement to Nature 2835 (1924) und Seeliger-Festschrift. Oder *Jeffreys*, The Origin of the Solar System, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. 7 (1928).

212) Fußnote 204.

213) Vgl. die ausführliche Darstellung der Theorie bei *Poincare*.

Jeffreys' letzte, nur ganz qualitative Formulierung ist diese: "The matter swept off the sun would form a ribbon-like mass, which would be unstable in a complicated way, and would probably break up longitudinally into nuclei after a few hours. Transverse rupture might also occur, and offers a hint concerning the origin of the satellites of Uranus and Neptune. It seems probable from other considerations that the satellites were formed at nearly the same time as the planets and not at a later date."²¹⁴) "But the last word has not been said about direct condensation. It could proceed if the density reaches its saturation density at the actual temperature."²¹⁵)

Die irregulären Monde des Jupiter und Saturn sind ohne Zweifel aus dem interplanetaren Medium bzw. dem Schwarm der kleinen Planeten eingefangen worden und stellen den Übergang dar zu der Kometenfamilie des Jupiter und den kleinen Planeten. Ob man auch die beiden Marsmonde als solche irreguläre Monde ansehen darf (wofür die Wahrscheinlichkeit erheblich gestiegen ist, seit sich die Entdeckungen von kleinen Planeten mit großer Exzentrizität häufen) oder ob die Gezeitenreibung für die besonderen Verhältnisse beim Mars verantwortlich gemacht werden kann, muß dahingestellt bleiben. Jedenfalls aber wird man die Auffassung von *See*²¹⁶) ablehnen dürfen, der alle Monde generell als „eingefangen“ betrachtet wissen will. Die Hypothese wird nur in sehr gekünstelter Weise dem offenkundigen Unterschied zwischen regulären und irregulären Monden und den Besonderheiten gerade der regulären Monde gerecht.

Die Ausnahmestellung des Erdmondes erhellt daraus, daß seine Masse $\frac{1}{82}$ der Erdmasse beträgt, während das nächstgrößte Massenverhältnis im Planetensystem (Titan zu Saturn) erst $\frac{1}{4150}$ ist. Entsprechend ist sein Umlaufmoment gleich dem vierfachen Rotationsmoment der Erde. Er kann sich also keinesfalls von einer rotierenden Erde abgelöst haben in einer Entfernung, die seiner heutigen vergleichbar ist. Hinsichtlich der absoluten Größe seiner Masse steht der Erdmond in einer Reihe mit den kleinsten Hauptplaneten (Merkur und Mars) und den größten Monden von Jupiter und Saturn (vgl. Tabelle 9).

*G. H. Darwin*²¹⁷) hat die Vermutung ausgesprochen, daß die Entstehungsgeschichte des Erde-Mond-Systems möglicherweise ein Fall

214) M. N. 89 (1929), p. 738.

215) M. N. 92 (1932), p. 891.

216) *Researches on the Evolution of Stellar Systems* (1910), sowie eine Reihe von Aufsätzen in den *A. N.* 180—182.

217) Vgl. *Collected Works* II, Nr. 3, sowie die populäre Darstellung in „*Ebbe und Flut*“. Auch bei *Jeffreys*, *The Earth*, Chapt. III.

von Resonanz sei in dem Sinne, daß die halbtägige Periode der von der Sonne auf der Erde erzeugten Gezeitenschwingungen in einer früheren Zeit nahe gleich der Periode der freien Schwingung der flüssigen Erde gewesen ist. Die kürzeste freie Schwingung konstanten Volumens beträgt bei einer mittleren Dichte 1 rund $2\frac{1}{3}$ Stunden. Die halbe Rotationsdauer einer homogenen Erde gleicher Dichte, der das gesamte Moment des heutigen Erde-Mond-Systems erteilt wird, beträgt 2,1 Stunden, wenn man sie als kugelförmig betrachtet, 2,4 Stunden, wenn man ihr die Grenzform des Rotationsellipsoides gibt. Die Möglichkeit einer Resonanz ist also in der Tat gegeben. Der Einwand *Moultons*²¹⁸), daß die Rotationsdauer nicht hinreiche, die Erde so stark zu deformieren, daß die Resonanz wirksam werden könnte, ist von *Jeffreys*²¹⁹) entkräftet worden durch den Hinweis, daß jede Dichtekonzentration zur Mitte hin den notwendigen kritischen Wert der Rotationsgeschwindigkeit vermindert, so daß durch relativ unbedeutende Änderungen in den Annahmen über die ursprüngliche Dichteverteilung innerhalb der Erde die Bedingungen für die Loslösung eines Mondes durch Resonanz in einem früheren Stadium der Erdentwicklung verwirklicht werden können (vgl. die analoge Argumentation bei der *Laplaceschen* Theorie).

Ob der unmittelbare Entstehungsprozeß des Mondes wirklich diesem Bilde entspricht oder ob Mond und Erde als Geschwister gleichzeitig entstanden sind mit den übrigen Planeten, ist schwer zu entscheiden. Eine Folgerung wird man aber nicht von der Hand weisen können: daß die ursprüngliche Entfernung Erde—Mond nur ein Bruchteil der heutigen gewesen ist und daß Gezeitenreibung die Rotation des Mondes abgebremst, seine Entfernung von der Erde vergrößert hat. Denn diese Folgerung ergibt sich unmittelbar durch Rückwärtsrechnung aus den gegenwärtigen Verhältnissen des Systems.

Die Probleme des Saturnringes, der kleinen Planeten und des Zodiakallichtes sind in mancher Hinsicht verwandt. Schon die Hauptfrage, ob es sich um Reste der Urmaterie handelt, aus der Planeten und Monde geformt wurden, oder aber um die Produkte von Katastrophen, die im Laufe der Entwicklung des Planetensystems eingetreten sind, wird von den einzelnen Kosmogonien verschieden beantwortet. Die meteoritische Natur des Saturnringes ist einwandfrei festgestellt, die des Zodiakallichtes im allgemeinen (über die abweichende Auffassung von *Jeffreys* wurde oben berichtet) anerkannt. Auf Zusammenhänge zwischen den Massen des Zodiakallichtes und dem Schwarm

218) Fußnote 201.

219) Fußnote 203.

der kleinen Planeten hat in der letzten Zeit vor allem *Hoffmeister*²²⁰⁾ mit Nachdruck hingewiesen.

Daß der Saturnring sich ganz innerhalb der *Rocheschen* Grenze befindet, kann als Bestätigung der Folgerungen angesehen werden, die aus der Theorie der Gleichgewichtsfiguren gezogen worden sind; innerhalb der kritischen Zone können keine größeren zusammenhängenden Weltkörper existieren. Die meisten Kosmogonien haben in dem Saturnring eine Stütze der Vorstellung gesehen, daß ringscheibenförmige Anordnungen eine Vorstufe der Planeten- und Mondbildung seien; so vor allem schon *Kant* und *Laplace*, aber auch *Chamberlin* und *Moulton*. Andere, die das Hauptgewicht auf den Einfluß des widerstehenden Mittels bei der Entwicklung des Planetensystems legen, sehen in dem Saturnring die Folgen des Eindringens eines früheren Mondes in die kritische *Rochesche* Sphäre auf einer im widerstehenden Mittel sich verengernden Bahn²²¹⁾; Vorbild des künftigen Schicksals auch der anderen Monde. Eine klare Entscheidung zwischen beiden Möglichkeiten kann nicht getroffen werden.

Die kleinen Planeten²²²⁾ nehmen räumlich eine ausgezeichnete Stellung ein, für die man aber, im Gegensatz zum Saturnring, vorerst keinerlei dynamische Erklärung hat. Sie markieren die deutliche Zweiteilung des Planetensystems in die Zone der vier inneren Planeten, mit großen mittleren Dichten und kleinen Massen, und die Zone der vier äußeren, mit kleinen Dichten und großen Massen. Man wird daher das Problem der kleinen Planeten nicht betrachten dürfen, ohne gerade auf diese Zweiteilung Rücksicht zu nehmen.

Eine Möglichkeit ist, daß die kleinen Planeten Bruchstücke eines zerstörten Planeten sind, der zwischen Mars und Jupiter umlief, mit einer Masse von der ungefähren Größe eines der Jupitermonde. Wie die Zerstörung erfolgt sei, durch innere Explosion oder durch Einwirkungen des Jupiter (Gezeiten?), bleibt eine offene Frage. Im letzteren Fall müßte der Planet dem Jupiter schon sehr nahe gekommen sein, was allerdings bei den vermutlich großen Exzentrizitäten der ursprünglichen Planetenbahnen nicht ganz von der Hand zu weisen

220) Untersuchungen über das Zodiakallicht, Veröffentl. Berlin-Babelsberg X, 1 (1932).

221) Dies ist z. B. einer der Hauptpunkte in der *Hörbigerschen* Glazialkosmogonie, derzufolge im Laufe der Erdentwicklung schon mehrere früher vorhanden gewesene Monde, beim Durchschreiten der *Rocheschen* Grenze sich auflösend, auf die Erde gestürzt sein sollen.

222) Vgl. *Stracke*, Die kleinen Planeten, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 4 (1925); *Klose*, Die Struktur des Planetoidensystems, *Mitteil. Riga* Nr. 2 (1928).

ist. Die große Verschiedenheit der heutigen Einzelbahnen, die gelegentlich dagegen angeführt wird, daß all diese Körper einmal von einem einzigen Punkt explosionsartig ausgegangen seien, kann als ernstliches Argument nicht gewertet werden, da die Störungen durch die benachbarten Planeten groß genug sind, um in so langen Zeiträumen gründliche Umwandlungen der Bahnen hervorzubringen, ganz abgesehen davon, daß bei einer heftigen Explosion recht verschiedene Bahnen der Bruchstücke zustande kommen können.

Die andere Annahme, daß es in der mittleren Entfernung der Planetoiden nie einen wirklichen Planeten gegeben habe, liegt vor allem im Rahmen der verschiedenen Meteoritenhypothesen. Verhältnismäßig zwanglos ergibt sich die mit Kleinkörpern angefüllte Zone bei der Planetesimalhypothese als Übergangsgebiet zwischen den von den beiden Protuberanzenpaaren belieferten Zonen. In dem kürzlich aufgefundenen Pluto könnte man eine Bestätigung der Voraussage dieser Theorie erblicken, daß an die großen Planeten sich nach außen hin eine ähnliche Zone von kleinen Planeten anschließe.

*Jeffreys*²²³⁾ sah früher eine Schwierigkeit darin, daß das widerstehende Mittel die Bahnen dieser Kleinkörper ebenso hätte abrunden müssen wie die der vier inneren Planeten, und schließt daraus, daß die Planetoiden sich erst hätten bilden können, nachdem das interplanetare (gasförmige) Mittel verschwunden war. Da neuere Überlegungen von *Brown*²²⁴⁾ über den Gültigkeitsbereich der Störungstheorie der Planeten erhebliche Änderungen der Exzentrizitäten auch ohne Zuhilfenahme eines widerstehenden Mittels innerhalb von Zeiträumen von 10^8 Jahren wahrscheinlich machen, verliert dieses Argument seine Bedeutung, da sowohl die ursprünglich großen Exzentrizitäten der Planeten sich vermindert als auch ursprünglich kleine der Planetoiden sich auf ihre heutigen Werte vergrößert haben können, rein durch die gegenseitigen Störungen.²²⁵⁾

Die von *Hoffmeister*²²⁰⁾ aufgedeckten Zusammenhänge zwischen Zodiakallicht und kleinen Planeten und die zunehmende Zahl von Neuentdeckungen kleiner Planeten, die die Marsbahn, z. T. sogar die Erd- und Venusbahn kreuzen, legen die Vermutung nahe, daß es überhaupt keine untere Grenze für die Massen der dem Planetoidenring zuzuordnenden Körper gibt. Die fein verteilte Zodiakallichtmaterie ist wahrscheinlich das letzte Auflösungsprodukt meteoritenartiger interplanetarer Massen; nicht nur der Kometen, wie *Fessen-*

223) The Earth, Chapt. IV, p. 7.

224) U. S. Nat. Res. Council Bull. 80, Part V (1931).

225) *Jeffreys*, M. N. 92 (1932), p. 890.

*koff*²²⁶⁾ will, sondern vor allem der dem Planetoidenring angehörigen Körper.

Bezüglich aller bisher behandelten Körper besteht ziemlich Einstimmigkeit der Meinungen, daß sie dem Planetensystem seit seinem Bestehen angehören. Bei den Kometen und Meteoriten gibt es eine Reihe von Argumenten, die auf eine Herkunft aus außerplanetaren Räumen hinweisen.²²⁷⁾ Da wir heute wissen, daß der interstellare Raum von unregelmäßigen Wolken kosmischen Staubes durchsetzt ist, bereitet es keine Schwierigkeiten, anzunehmen, daß bei dem Durchschreiten einer solchen Wolke in früherer Zeit die Massen eingefangen wurden, die wir heute als periodische Kometen und Meteorschwärme die Sonne umlaufen und sich allmählich auflösen sehen. Es gibt allerdings auch Stimmen, welche einer solaren Herkunft der kometarischen Massen das Wort reden; vorab *Chamberlin* und *Moulton*, die spätere spontane Eruptionen der Sonne dafür verantwortlich machen im Gegensatz zu den von dem begegnenden Stern erzwungenen, die zur Entstehung der Planeten führten.²²⁸⁾

V. Einzelprobleme.

19. Doppelsterne. Die theoretischen Untersuchungen über Gleichgewichtsfiguren lassen eine Erklärung der Entstehung von Doppelsternen durch Teilung rotierender Massen zu. Dabei müßten zunächst Systeme entstehen, deren stark elliptisch deformierte Komponenten noch nahe in Kontakt miteinander stehen und bei denen Achsendrehung und Bahnlauf die gleiche Periode haben. Solche Systeme sind in der Tat bekannt in den β Lyrae- und *W Ursae Majoris*-Sternen²²⁹⁾, bei denen die Auswertung photometrischer und spektrographischer Daten zu einer genauen Kenntnis der physikalischen Verhältnisse führt.²³⁰⁾ Man kann kaum eine ungezwungenere Erklärung für die Entstehung eines engen Doppelsternsystems finden. Die Hypothese, daß es sich hier nicht um neu gebildete Systeme handle, sondern um solche, die — etwa unter dem Einfluß eines widerstehenden Mittels — mit abnehmenden Bahndimensionen ihrer künftigen Vereinigung in

226) A. N. 198 (1914), p. 465.

227) Vgl. Encykl. VI 2, 18 a.

228) Daher der Titel der letzten Veröffentlichung: *The Two Solar Families*.

229) *E. Schönberg*, Encykl. VI 2, 27, Kap. III, vor allem Nr. 56 mit Tab. 17 und *A. Hnatek*, Encykl. VI 2, 25, Nr. 31.

230) Ausführliche Tabellen bei *H. Shapley*, Contr. Princeton Univ. Obs. Nr. 3 (1915) und *S. Gaposchkin*, Veröffentl. Berlin-Babelsberg IX, 5 (1932). Auswahl auch bei *J. H. Jeans*, A. C., table XIX.

einer Katastrophe entgegengehen, läßt sich nur unter sehr gezwungenen Annahmen durchführen und dürfte heute kaum mehr ernstlich verteidigt werden.

Die Frage aber, ob alle Doppelsternsysteme, auch die weiten visuellen Paare, einmal auf solche Weise entstanden sind, ist weniger leicht zu beantworten. Es läßt sich zwar eine Reihe von Prozessen angeben — vgl. die Ausführungen des vorigen Kapitels — die eine Vergrößerung der Bahndimensionen bewirken; aber die quantitative Durchrechnung der verschiedenen Möglichkeiten hat mit ziemlicher Sicherheit zu dem Schluß geführt, daß im allgemeinen aus einem engen spektroskopischen Doppelstern kein System vom Typus der bekannten weiten visuellen Systeme entstehen kann. *H. N. Russell*²³¹⁾ hat auf den Umstand hingewiesen, daß, solange nur innere Kräfte des Systems selbst in Frage kommen — vor allem die Gezeitenreibung —, der Vergrößerung der Bahndimensionen sehr enge Grenzen gesetzt sind durch die Bedingung, daß das Gesamtmoment des Systems erhalten bleibt. Die Gaskugel, aus der sich ein visuelles System der heute bekannten Art durch Teilung gebildet hätte, müßte einen Durchmesser gehabt haben von der Größenordnung des jetzigen Bahndurchmessers. Sterne solcher Art kennen wir aber nicht.

Der Einfluß säkularer Massenabnahme vermag die Bahndimensionen nur um kleine Bruchteile zu vergrößern. Wesentliche Veränderungen können dagegen hervorgebracht werden durch äußere Kräfte, wie sie bei Begegnungen mit anderen Sternen ausgeübt werden. Dahingehende Untersuchungen verdankt man vor allem *Janss*²³²⁾ Er hat für ein System von Sternen im statistisch stationären Zustand, in dem also durch den Energieaustausch bei Begegnungen über lange Zeiten hin Gleichverteilung der Energie hergestellt ist, die Verteilungsfunktion der Perioden P und Exzentrizitäten ϵ der in dem System vorhandenen Doppelsternsysteme abgeleitet, ausgehend von den in Nr. 14 dargelegten Formeln für den Energieaustausch. Die Funktion hat, wenn man mit A und H Konstante bezeichnet, die Gestalt:

$$(1) \quad f(P, \epsilon) dP d\epsilon = \frac{2}{3} \pi^2 A e^{\frac{2M}{M+M'}} \cdot H \cdot \left(\frac{2\pi k^2}{P}\right)^{\frac{2}{3}} dP \cdot 2\epsilon d\epsilon,$$

aus der hervorgeht, daß Perioden und Exzentrizitäten im stationären Endzustand sich unabhängig voneinander verteilen. In Wirklichkeit aber beobachtet man bei den Doppelsternen mit bekannten Bahnelementen eine ganz ausgesprochene Korrelation zwischen Perioden

231) *H. N. Russell*, On the Origin of Binary Stars, Ap. Journ. 31 (1910), p. 185.

232) A. C., Nr. 271—273.

und Exzentrizitäten, indem zu größeren Perioden auch größere Exzentrizitäten gehören. *Aitken*²³³⁾ gibt folgende Tabelle:

Tabelle 10.
Perioden und Exzentrizitäten von Doppelsternsystemen.

Anzahl	Mittlere Periode	Mittlere Exzentrizität	
Spektrosk. Doppelsterne	46	2,75 Tage	0,047
	19	7,80 "	0,147
	25	23,00 "	0,324
	29	1,5 Jahre	0,350
Visuelle Doppelsterne	30	31,3 "	0,423
	20	74,4 "	0,514
	18	170,0 "	0,539

Das Milchstraßensystem befindet sich demnach, wie wir auch aus anderen Überlegungen wissen, keineswegs in einem statistisch stationären Zustand. Man kann daher versuchen, aus der jetzigen Verteilung der Bahnelemente, in der die ursprüngliche Verteilung noch nicht ganz verwischt ist, Schlüsse auf die Art der Entstehung der Systeme zu ziehen.

Untersucht man die Häufigkeiten der Exzentrizitäten für sich, so findet man einen ausgeprägten Unterschied zwischen spektroskopischen und visuellen Doppelsternen: die spektroskopischen bevorzugen gegenüber der stationären Verteilung $2\epsilon d\epsilon$ in hervorstechendem Maße die ganz kleinen Exzentrizitäten, während bei den visuellen Doppelsternen theoretische und beobachtete Verteilung bis zu Exzentrizitäten von etwa 0,6 sehr nahe parallel laufen; vgl. die folgende Tabelle:

Tabelle 11.
Verteilung der Exzentrizitäten der Doppelsterne.

Exzentrizität	Spektr.	Vis.	Theor.
0,0 bis 0,2	66 %	10 %	4 %
0,2 " 0,4	15	27	12
0,4 " 0,6	13	41	20
0,6 " 0,8	5	16	28
0,8 " 1,0	1	6	36

(Anzahl der spektr. Doppelsterne 119, der visuellen 68.)

Die Verteilung der Perioden im stationären Endzustand wird wesentlich bestimmt durch die mittlere kinetische Energie der Sterne

233) *R. G. Aitken*, *The Binary Stars* (1918), p. 196. Ausführlichere Tabellen, die aber den gleichen Befund ergeben, bei *R. E. Wilson*, *The Period-Eccentricity Relation in Binary Systems*, *Astron. Journ.* 33 (1921), p. 147.

des Systems; denn die Konstante H in der Verteilungsfunktion (1) ist gegeben durch

$$(2) \quad \frac{1}{H} = \frac{2}{3} (\mathfrak{M} + \mathfrak{M}') V^2.$$

Mit dem von *F. H. Seares*²³⁴⁾ unter Voraussetzung der Gleichverteilung der Energie im Milchstraßensystem abgeleiteten Wert für die Energiekonstante

$$\mathfrak{M} V^2 = 7,50 \cdot 10^{46} \text{ erg}$$

wird

$$H = 2 \cdot 10^{-47}$$

und die Verteilungsfunktion der Perioden nimmt die Gestalt an:

$$(3) \quad f(P) dP = D \cdot e^{0,79 \left(\frac{P}{P_0}\right)^{-\frac{2}{3}}} dP$$

mit

$$P_0 = 0,21 \frac{(\mathfrak{M} \mathfrak{M}')^{\frac{3}{2}}}{(\mathfrak{M} + \mathfrak{M}')^{\frac{1}{2}}} \text{ Jahre.}$$

Für $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}' = 1$ wird $P_0 = 55$ Tage. Die Mehrzahl der Doppelsterne hat aber erheblich größere Perioden. Die Begegnungen im Sternsystem werden also vor allem im Sinne einer Verkleinerung der großen Perioden wirken müssen, um eine Annäherung an den stationären Endzustand herbeizuführen. Man wird im ganzen nicht um die von *Jeans* gezogene Schlußfolgerung herumkommen, daß wir mit zwei grundsätzlich verschiedenen Arten der Entstehung von Doppelsternsystemen wirklich rechnen müssen²³⁵⁾:

1. Teilung rotierender Massen liefert die kurzperiodischen (spektroskopischen) Doppelsterne, deren Bahndimensionen sich unter dem Einfluß der Gezeitenreibung und der Begegnungen mit anderen Sternen im allgemeinen vergrößern.
2. Benachbarte Kondensationen in dem Nebel, aus dem das Milchstraßensystem entstanden ist, bilden langperiodische (visuelle) Doppelsterne, die durch Energieaustausch bei Begegnungen entweder zerstört werden (Übergang in hyperbolische Bahnen) oder aber ihre Dimensionen vorzugsweise verkleinern (Übergang in elliptische Bahnen größerer Energie).

Die drei- und mehrfachen Sternsysteme sind durchwegs von dem Typus, wie man ihn theoretisch zu erwarten hat, wenn die Kompo-

234) *F. H. Seares*, The Masses and Densities of the Stars, Ap. Journ. 55 (1922), 165 = Mt. Wilson Contr. 226.

235) Zu teilweise abweichenden Feststellungen kommt neuerdings *W. Markowitz*, The evolution of Binary Stars, Ap. Journ. 75 (1932), p. 69 und The problem of two bodies with variable mass, Ap. Journ. 77 (1933), p. 337.

nenen eines Doppelsternes durch Teilung selbst wieder Paare bilden: Die Dimensionen der sekundären Systeme sind kleine Bruchteile der Dimensionen des primären Systems. Als eines der eindrucksvollsten Beispiele führt *Jeans* den Stern 1502 in *Jonckheeres* Katalog an, dessen fünf Komponenten die folgenden mittleren Abstände haben:

$$Cc = 3'',1, \quad CD = 22'',7, \quad AB = 24'',2, \quad AC = 235'',7.$$

*H. N. Russell*²³¹⁾ hat ganz allgemein die Bedingungen untersucht, denen ein durch fortgesetzte Teilung entstandenes mehrfaches Sternsystem genügen muß hinsichtlich der Verhältnisse der Massen, Dichten und Abstände der Komponenten. *Jeans*²³⁶⁾ hat ähnliche Betrachtungen angestellt, die ihn im Zusammenhang mit dem oben über die Entstehung weiter Doppelsterne Gesagten zu dem Schluß führten, daß die so bestechende Theorie der fortgesetzten Teilung nicht haltbar ist. Bei der Bildung von mehrfachen Sternsystemen haben offenbar beide Arten mitgewirkt: Die Hauptssysteme sind sicher nicht durch Teilung entstanden; wohl aber können die Komponenten sich mit zunehmender Kontraktion aufgespalten haben.

Aus der Statistik der absoluten Leuchtkräfte und der Massen lassen sich kaum Schlüsse ziehen auf die Art der Entstehung der Doppelsterne. Die Tatsache, daß wir unter den frühen Spektraltypen einen überwiegenden Prozentsatz von spektroskopischen Doppelsternen vorfinden, kann so gedeutet werden, daß Doppelsternbildung durch Teilung bevorzugt bei Sternen großer Masse stattfindet. Da wir aber noch keine sicheren Kenntnisse über die reellen Verschiedenheiten in der Verteilungsfunktion der Doppelsterne und der einfachen Sterne haben (vgl. p. 1008), müssen wir uns mit diesen allgemeinen Aussagen begnügen.

20. Veränderliche Sterne. Die kosmogonische Einordnung der veränderlichen Sterne wird wesentlich bestimmt durch die Anschauungen über die physikalischen Ursachen des Lichtwechsels. Im Rahmen der alten „Flecken“theorien, die die Veränderlichkeit auf oberflächliche Schlackenbildung bei fortschreitender Abkühlung zurückführen, erscheinen die Veränderlichen am Ende der Entwicklungsreihe der normalen Sterne. Die neueren Theorien, die die Ursachen des Lichtwechsels mehr in das Sterninnere verlegen (Pulsationen, Doppelsternbildung, Schwankungen der Energieerzeugung im Innern), führen zu der Auffassung der typischen Veränderlichen als Jugendstadien der Sternentwicklung. Diese Auffassung erfährt eine starke Stütze von der Seite der empirischen Kosmogonie durch Einordnung der Ver-

236) A. C., Nr. 280—283.

änderlichen in das (L, T) -Diagramm und durch das Studium der verwandtschaftlichen Beziehungen zwischen den einzelnen Klassen der Veränderlichen.²³⁷⁾

Auf Grund der Beobachtungstatsachen kann man die folgenden für die Einordnung der Veränderlichen wesentlichen Feststellungen machen:

1. Die typischen Veränderlichen — d. h. abgesehen von Sternen wie etwa unsere Sonne, die streng genommen ja auch keine konstante Helligkeit hat — machen nur einen ganz kleinen Bruchteil der Sterne überhaupt aus. *Shapley*²³⁸⁾ gibt die Zahl aller Veränderlichen heller als 6. Größe zu 3% an. Die Zahl der δ Cephei-Sterne wird von *Jeans*²³⁹⁾ auf vielleicht $1:10^6$, die der langperiodischen Veränderlichen noch kleiner, vielleicht $1:10^7$ geschätzt. Die statistisch einwandfreie Diskussion der seit Jahren in Gang befindlichen „Überwachungsaufnahmen“ dürfte nach den bis jetzt gemachten Erfahrungen bezüglich der relativen Häufigkeiten der verschiedenen Typen das heutige Bild zwar merklich verschieben²⁴⁰⁾; dagegen scheint sich an der relativ geringen Häufigkeit der Veränderlichen überhaupt kaum etwas zu ändern.
2. Alle typischen Veränderlichen sind Sterne hoher Leuchtkraft, zum Teil Übergiganten. Wahrscheinlich ist ein sehr großer Prozentsatz der Riesen der späteren Spektralklassen (K, M, N, R, S) überhaupt veränderlich.
3. Die periodischen Veränderlichen erfüllen ein eng begrenztes Gebiet des (L, T) -Diagramms²⁴¹⁾ und zeigen deutliche Korrelationen zwischen Leuchtkraft, Spektraltypus und Periode.

Stellt man sich auf den Boden der Riesen-Zwerg-Theorie der normalen Sternentwicklung, so ordnen sich nach diesen Gesetzmäßigkeiten die Veränderlichen als frühe Jugend- bzw. Durchgangsstadien ein. Ein durchaus „normaler“ Weg führt möglicherweise von den langperiodischen roten Veränderlichen (Mira-Sterne) über RV Tauri-Sterne, δ Cephei-Sterne (lang- und kurzperiodische) und β Cephei-Sterne zu den normalen Sternen der Hauptreihe. Ob dabei mit zu-

237) Die ausführlichste Darstellung des ganzen Fragenkomplexes findet man bei *H. Ludendorff*, Handb. d. Astrophys. 6 (1928). Einen zusammenfassenden Bericht gibt *P. ten Bruggencate* in *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 10 (1931). Vgl. auch *E. Schönberg*, *Encykl.* VI 2, 27, Kap. III und *A. Hnatek*, *Encykl.* VI 2, 25.

238) *Ap. Journ.* 41 (1915), 305 = *Mt. Wilson Contr.* 99.

239) *A. C.*, Nr. 354.

240) *C. Hoffmeister*, *Zur Statistik der veränderlichen Sterne*, *Himmelswelt* 40 (1930), p. 37.

241) Vgl. die von *ten Bruggencate* übernommene Fig. 20 bei *Schönberg*.

nehmender Kontraktion nur ein Abklingen der den Lichtwechsel in erster Linie bestimmenden Schwingungen erfolgt, gemäß dem Gesetz $P^2 \rho = \text{const.}$, oder ob, namentlich im Gebiet der eigentlichen δ Cephei-Sterne, auch Rotationsinstabilitäten eine Rolle spielen, die über Pseudoellipsoide zu Doppelsternen führen, darüber sind die Ansichten noch sehr verschieden. Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen bei den verschiedenen Typen von veränderlichen Sternen ist im einzelnen so groß, daß man gar nicht erwarten darf, mit einer einfachen Theorie alles zu erfassen. Wahrscheinlich wird von all den verschiedenen Ansätzen und Erklärungsversuchen etwas in die endgültige Theorie übergehen, die der Vielfältigkeit der Erscheinungen durch eine entsprechende Vielfältigkeit der zusammenwirkenden Ursachen gerecht wird.

21. Novae, Planetarische Nebel und weiße Zwerge. Die Rolle, welche die Neuen Sterne innerhalb der kosmogonischen Spekulationen spielen, hat sich wesentlich gewandelt unter dem Einfluß der sich mehrenden Erkenntnisse über die Natur des einmaligen Aufleuchtens. Die relativ große Anzahl der bekannten Erscheinungen, verglichen mit der geringen Wahrscheinlichkeit naher Begegnungen von Sternen im Milchstraßensystem, macht es heute unmöglich, das Novaphänomen als das Ergebnis des zufälligen Zusammenstoßes zweier Sterne zu betrachten. Die genaue Verfolgung der Einzelvorgänge auf spektrographischem Wege²⁴²⁾ — vor allem bei der besonders günstigen Erscheinung der Nova Pictoris — hat allgemein der Ansicht zum Durchbruch verholfen, daß auch die Ursachen für den Ausbruch einer Nova im Sterninnern zu suchen sind. Es kann sich hier nicht um eine dem Aufleuchten einer Sternschnuppe in der Erdatmosphäre vergleichbare Episode handeln, wie *Seeligers* Theorie wollte.

Die Existenz Novaähnlicher Veränderlicher²⁴³⁾, die über die *U Geminorum*-Sterne eine Verbindung zu den langperiodischen Veränderlichen herstellen, spricht für eine Einordnung der Novae in das Gebiet der aus inneren Gründen instabilen Sternzustände. Die Erkenntnis schließlich, daß die absolute Maximalhelligkeit, zu der die Neuen Sterne aufflammen, stets die gleiche ist²⁴⁴⁾, mit einer Streuung von

242) Einzelheiten bei *F. J. M. Stratton*, Handb. d. Astrophys. 6, Chapt. 3.

243) Vgl. das Verwandtschaftsdiagramm bei *Ludendorff*, l. c. p. 248.

244) Von *K. Lundmark* zuerst als Hypothese gewagt in: The relations of the globular clusters and spiral nebulae to the stellar system, Kungl. Svensk. Vet. Handl. 60 (1920), Nr. 8. In einer Reihe weiterer Arbeiten gestützt und bestätigt: Publ. Astr. Soc. Pac. 35 (1923), p. 95; Pop. Astr. Tidskr. 4 (1923), p. 112; Uppsala Medd. Nr. 30 (1927); Pop. Astr. Tidskr. 9 (1929), p. 19 und 11 (1930), p. 85; Lund Medd. I Nr. 125 (1930).

kaum mehr als $\pm 0,5^m$, läßt keinen Zweifel mehr darüber zu, daß das Novaphänomen an wohl definierte Zustände im Sterninnern gebunden ist.

Als durch Ausdehnung der Untersuchungen auch auf schwächere Sterne durchschnittlich pro Jahr mindestens eine Nova gefunden wurde²⁴⁵) und als *E. B. Hubble* seine zahlreichen Entdeckungen von Neuen Sternen im Andromedanebel machte, konnte ernstlich der Gedanke erwogen werden, ob nicht das Novastadium überhaupt von jedem Stern während seiner Entwicklung einmal durchlaufen wird.²⁴⁶) *Lönnquist*²⁴⁷) hat neuerdings die allerdings für statistische Zwecke recht spärlichen Unterlagen im Hinblick auf diese Fragestellung diskutiert und für die „Nova-Periode“, d. i. die Zeit, innerhalb deren jeder Stern des Milchstraßensystems einmal als Nova aufleuchtet, die Größenordnung $5 \cdot 10^8$ Jahre gefunden. Diese Zahl ist klein, verglichen mit der Lebensdauer des einzelnen Sternes nach der „großen“ kosmogonischen Zeitskala; ließe also im Sinne der Theorie von *v. Zeipel* das Aufflammen als Nova sogar als ein periodisches Durchgangsstadium aller Sterne zu. Sie ist gerade vergleichbar mit den Werten, die aus der Theorie des „expanding universe“ (vgl. Nr. 22) für das Alter (bzw. die Periode) des Milchstraßensystems abgeleitet worden sind.

Der Zustand, dem die Novae nach dem mit dem Abstoßen von Nebelhüllen verbundenen Ausbruch zustreben, weist unzweifelhaft verwandte Züge mit den Wolf-Rayet-Sternen und den Planetarischen Nebeln auf, so daß es nahe liegt, diese Gebilde als späte Stufen früherer Novae anzusprechen. Leider besitzen wir so gut wie gar keine Kenntnisse über den physikalischen Zustand der Neuen Sterne während der Ruhezeit vor dem Ausbruch. Damit fehlt der eigentliche Schlüssel zur Lösung des Novaproblems. Aus einigen spärlichen Beobachtungen²⁴⁸) kann man auf ein *A*-Spektrum schließen, das während des Anstiegs zum Maximum der Lichtentfaltung *c*-Charakter annimmt. Aus der Helligkeit im Maximum und der durchwegs sehr großen Amplitude folgt die Zwernatur im Normalzustand. Damit ergäbe sich eine mögliche Beziehung zu den weißen Zwergen, die ihrerseits wieder mit den Zentralsternen der Planetarischen Nebel in Verbindung

245) *S. Bailey*, Pop. Astr. 29 (1921), p. 554.

246) *H. Shapley*, Nature 1922, p. 580; *K. Lundmark*, Publ. Astr. Soc. Pac. 34 (1922), p. 207 und Pop. Astr. Tidskr. 4 (1923), p. 112; *H. v. Zeipel*, Pop. Astr. Tidskr. 10 (1929), p. 127.

247) Lund Circular Nr. 7 (1932).

248) *F. J. M. Stratton*, l. c. Nr. 19.

gebracht worden sind.²⁴⁹⁾ So könnte sich möglicherweise der Kreis schließen, zu dem dann vielleicht der von *K. F. Bottlinger*²⁵⁰⁾ vermutete „3. Ast der Sternentwicklung“ als wesentliches Stück gehörte. So lange wir aber noch keine besseren empirischen Daten zur Verfügung haben und noch so gut wie gar keine befriedigende physikalische Theorie des Zustandes der weißen Zwerge, fehlt diesen nur auf mehr oder weniger deutliche phänomenologische Verwandtschaften gegründeten Spekulationen das tragende Gerüst.

22. Nebel und Sternsysteme. Die phänomenologische Einteilung der heute allgemein als außergalaktisch anerkannten Objekte legt einen Zusammenhang mit den theoretisch gefundenen Gleichgewichtsfiguren rotierender Gasmassen nahe. *Jeans* hat im Sinne der vergleichend-morphologischen Methode der Kosmogonie aus den *Hubbleschen* Nebelklassen Entwicklungsreihen abgeleitet, die von großen kugelförmigen Nebelmassen zu Sternsystemen von der Art unseres Milchstraßensystems führen. Die Hauptklassen *Hubbles*²⁵¹⁾ sind:

1. *Elliptische Nebel*, *E0* bis *E7*, geordnet nach der Größe der scheinbaren Elliptizität, d. h. der Größe $\frac{10(a-b)}{a}$.
2. *Normale Spiralen*, *Sa*, *Sb*, *Sc*, mit rundem bzw. ellipsoidischem Kern; Klasse *Sa* von der Kante gesehen, Klasse *Sc* ganz in der Aufsicht auf die Spirale.
3. „*Barred Spirals*“, früher vielfach als Spiralen vom Φ -Typus bezeichnet, *SBa*, *SBb* und *SBc*; bei denen der sehr unbestimmte eigentliche Kern von einem länglichen „Balken“ durchkreuzt wird, an dessen Enden die Spiralarms ansetzen. Die Unterklassen haben die gleiche Bedeutung wie unter 2.
4. *Unregelmäßige Nebel* vom Typus der Magellan-Wolken.

Die Klassen *S* und *SB* schließen rein phänomenologisch an die späteren *E*-Klassen als getrennte Parallelreihen an, so daß man kosmogonisch an einen Verzweigungspunkt denken kann, von dem aus die durch Rotation bei einem bestimmten Wert der Abplattung instabil werdenden ellipsoidischen Gleichgewichtsfiguren sich fortsetzen in zwei Reihen verschiedenartiger Spiralen.

Die Möglichkeit einer solchen kosmogonischen Deutung ist gegeben durch *Jeans'* Untersuchungen über die Gleichgewichtsfiguren der intermediären Modelle zwischen dem *Rocheschen* Modell und der

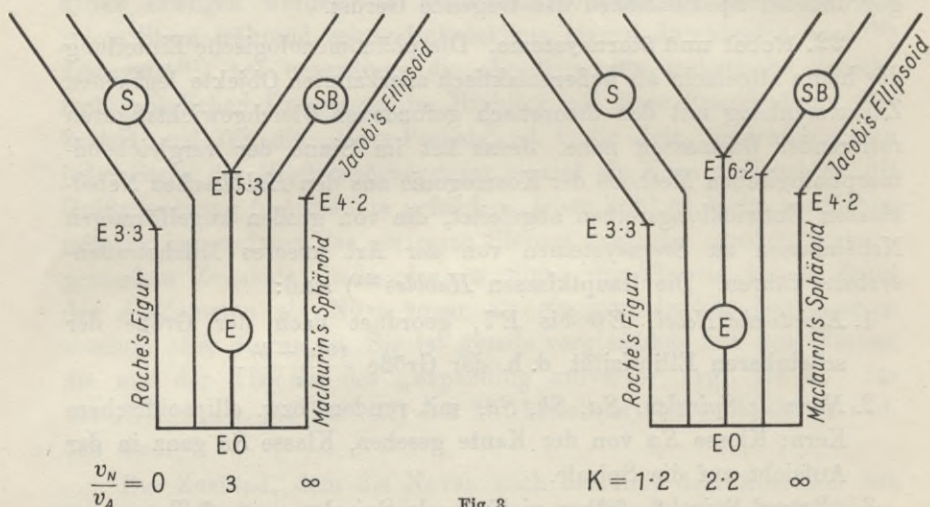
249) Vgl. den Bericht von *F. Becker* und *W. Grotrian*, Über die galaktischen Nebel und den Ursprung der Nebellinien, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 7 (1928).

250) Veröffentl. Berlin-Babelsberg III, Heft 4 (1923).

251) *E. B. Hubble*, The extragalactic nebulae, *Ap. Journ.* 64 (1926), p. 321.

homogenen Flüssigkeit (vgl. Nr. 9). *Jeans*²⁵²⁾ selbst hat das Schema der Entwicklungsreihen im Anschluß an *Hubbles* Klasseneinteilung durch die hier wiedergegebene Fig. 3 gekennzeichnet.

Danach erscheinen die normalen Spiralen als Fortsetzung der Pseudo-Sphäroide, die „barred spirals“ als Fortsetzung der Pseudo-Ellipsoide. *Jeans* weist allerdings ausdrücklich auf die Schwierigkeit hin, daß die Pseudo-Ellipsoide nach seiner früher entwickelten Theorie



Schema der Entwicklung vom Kugelnebel zum Spiralnebel nach *Jeans* (A. C., Fig. 56/57).

der Gaskugeln nur als Gleichgewichtsfiguren rotierender Massen mit geringer zentraler Verdichtung auftreten können, während die Theorie für den Aufbau von Gasmassen durchweg auf große Dichtegradienten führt ($\frac{v_N}{v_A} < 3$ bzw. $\kappa < 2,2$).

Aus den spektroskopisch beobachteten Rotationsgeschwindigkeiten einiger Nebel²⁵³⁾, die einen linearen Gang mit dem Radius, d. h. gleichförmige Winkelgeschwindigkeiten ergeben haben, kann man zu einer Abschätzung der mittleren Dichte gelangen, wenn man für die kritische Größe $\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \bar{\rho}}$ einen plausiblen Wert einführt. *Jeans*²⁵⁴⁾ setzt

$$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \bar{\rho}} = \frac{4}{3} \frac{a-b}{a} = \frac{2}{3}$$

252) A. C., Chapt. XIII.

253) *Slipher*, Lowell Bull. 2 (1914), p. 65; Pop. Astr. 23 (1915), p. 21; 25 (1917), p. 36; 29 (1921), p. 272; *F. G. Pease*, Wash. Proc. Nat. Ac. 2 (1916), p. 517; Publ. A. S. P. 23 (1916), p. 191; Wash. Proc. Nat. Ac. 4 (1918), p. 21.

254) A. C., Nr. 303, 304.

und findet dann mit den Daten von *Pease* für Messier 31 und NGC 4594 die Werte:

$$\text{Messier 31: } \omega = 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ sec}^{-1}, \quad \bar{\rho} = 5 \cdot 10^{-22} \text{ g cm}^{-3},$$

$$\text{NGC 4594: } \omega = 0,4 \cdot 10^{-14} \text{ ,, ,, } \bar{\rho} = 2 \cdot 10^{-21} \text{ ,, .}$$

Die linearen Dimensionen der Spiralnebel²⁵⁵⁾, aus den scheinbaren Durchmessern und den bekannten Entfernungen abgeleitet, liegen zwischen 150 und 10 000 parsec; die Gesamtmassen werden zwischen 10^8 und 10^{10} Sonnenmassen geschätzt. Aus dem Vergleich der linearen Dimensionen mit den mittleren freien Weglängen, die für einfache Moleküle bei den angegebenen Dichten von der Größenordnung 10^{-4} parsec sind, ergibt sich die Möglichkeit, die elliptischen Nebel und die Kerne der Spiralnebel wirklich nach den für rotierende Gaskugeln entwickelten Methoden zu behandeln.

Dagegen treten ernstliche Schwierigkeiten auf, wenn man die außergalaktischen Objekte, wofür mancherlei Gründe angeführt werden können, als Sternsysteme auffassen will. Schon bei einer Größe der „Teilchen“ von der Ordnung 1 mm (entspr. 10^7 Molekülen) wird die freie Weglänge von der Ordnung des Durchmessers der Systeme selbst; und wenn man gar zu Sternen übergeht, dann führen die in Nr. 14 gemachten Angaben über die Wirkung von Begegnungen auf formale freie Weglängen von der Größenordnung 10^6 bis 10^8 Nebeldurchmesser. Unter solchen Verhältnissen verliert der Begriff des „Gasdruckes“ seinen Sinn und entfällt die Möglichkeit der unmittelbaren Übertragung der für Gaskugeln abgeleiteten Resultate. Man muß dann die allgemeinen statistischen Betrachtungen über stationäre bzw. nichtstationäre Sternsysteme heranziehen.

Die Frage, ob die elliptischen Nebel auf Grund empirischer Befunde als rotierende Gasmassen oder als Sternsysteme anzusehen sind, ist noch keineswegs geklärt.²⁵⁶⁾ Soweit überhaupt Spektralaufnahmen vorliegen, entsprechen die Spektren fast aller außergalaktischen Nebel dem mittleren Spektrum der Milchstraße, d. h. einem mittleren Spektrum vom Typus *G*. Emissionslinien, insbesondere die Nebellinien, sind nur in ganz wenigen Ausnahmefällen beobachtet. Zwischen elliptischen Nebeln und Spiralnebeln scheint hinsichtlich der spektralen Eigentümlichkeiten kein wesentlicher Unterschied zu bestehen; nach Ausweis der Farbenindizes bzw. effektiven Wellenlängen gehören die elliptischen Nebel vielleicht einem etwas späteren Typus an als

255) Vgl. *H. D. Curtis*, Handb. d. Astrophys. V/2 (1933), table 16.

256) Ebenda Nr. 47—49.

die Spiralen. *Shapley*²⁵⁷⁾ gibt folgende Mittelwerte für die Farbenindizes an:

$$\begin{aligned} 12 \text{ elliptische Nebel C. I.} &= + 0,33^m \\ 18 \text{ Spiralnebel C. I.} &= + 0,22^m. \end{aligned}$$

*Lundmark*²⁵⁸⁾ neigt daher dazu, die elliptischen Nebel als echte, nur wegen der großen Entfernung unaufgelöste außergalaktische Sternsysteme anzusehen, verwandt mit den kugelförmigen Sternhaufen im größeren galaktischen System; während *Jeans* an der Auffassung festhält, daß es sich um reine Gasmassen handle, die erst beim Übergang zur Linsenform durch Bildung von Kondensationen in den äußeren Teilen sich in Sternsysteme umformen.

Diese Bildung eines Sternsystems aus einem Nebel versuchte *Jeans*²⁵⁹⁾ theoretisch zu fassen durch Betrachtungen über „Gravitationsinstabilitäten“, die zu den p. 1057 bereits angeführten Formeln für die gegenseitigen Abstände λ_0 und Massen $\mathfrak{M} = \lambda_0^3 \rho$ der Kondensationen führten. Mit $\kappa = \frac{5}{3}$ erhält man folgende Übersicht der Werte für λ_0 und \mathfrak{M} in Abhängigkeit von ρ und c .

Tabelle 12.

Mittlere Abstände und Massen der Kondensationen in einem Nebel.

ρ g cm ⁻³	$c = 10^4$ cm sec ⁻¹		$c = 10^5$ cm sec ⁻¹	
	λ_0 cm	\mathfrak{M} g	λ_0 cm	\mathfrak{M} g
10^{-32}	$5 \cdot 10^{23}$	$1,3 \cdot 10^{39}$	$5 \cdot 10^{24}$	$1,3 \cdot 10^{42}$
10^{-30}	$5 \cdot 10^{22}$	$1,3 \cdot 10^{38}$	$5 \cdot 10^{23}$	$1,3 \cdot 10^{41}$
10^{-22}	$5 \cdot 10^{18}$	$1,3 \cdot 10^{34}$	$5 \cdot 10^{19}$	$1,3 \cdot 10^{37}$
10^{-20}	$5 \cdot 10^{17}$	$1,3 \cdot 10^{33}$	$5 \cdot 10^{18}$	$1,3 \cdot 10^{36}$
10^{-6}	$5 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{26}$	$5 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{29}$
10^{-4}	$5 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{25}$	$5 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{28}$

Danach könnten Kondensationen von der Größenordnung der Sterne (10^{33} — 10^{34} g) gerade bei den von *Jeans* errechneten mittleren Dichten der Nebel entstehen, wenn man die mittlere Molekulargeschwindigkeit zu $c = 10^4$ cm sec⁻¹ ansetzt. Da man aber für diesen Wert so recht keinen Anhaltspunkt hat, während er die zahlenmäßigen Ergebnisse der Rechnung wesentlich bestimmt, darf man nicht zu großes Gewicht auf die numerischen Übereinstimmungen legen. *Jeans* selbst hat

257) Wash. Nat. Ac. Proc. 15 (1925). p. 565.

258) Publ. A. S. P. 42 (1930), p. 23; Pop. Astr. Tidskr. 11 (1930), p. 85.

259) Phil. Trans. 199 A (1902), p. 49; letzte Darstellung in A. C., Nr. 313—320.

z. B. früher²⁶⁰⁾ $c = 1,6 \cdot 10^5$ vorgezogen, um in Übereinstimmung mit den aus *van Maanens* Beobachtungen abgeleiteten wesentlich größeren mittleren Dichten zu kommen.

Natur und Entwicklung der Spiralarme sind noch weitgehend in Dunkel gehüllt.²⁶¹⁾ Aus den Beobachtungen lassen sich als allgemeine Gesetzmäßigkeiten ableiten:

1. In der Regel setzen zwei Arme an gegenüberliegenden Punkten des Kernes an. Die Arme können bei keinem Nebel weiter verfolgt werden als bis über zwei volle Windungen.
2. In der Mehrzahl der untersuchten Fälle nähert sich die Form der Arme weitgehend der logarithmischen Spirale.²⁶²⁾ Die Archimedische Spirale ist zur Darstellung der Beobachtungen ungeeignet. Doch gibt es auch Typen, die überhaupt keine einfache Darstellung erlauben, und Übergänge auf der einen Seite zu Typen mit stark verästelten Armen, auf der anderen bis zu solchen Typen, bei denen die beiden Arme zu einem fast völlig kreisförmigen Ring verschmelzen (NGC 7217).
3. Die spektrographischen Beobachtungen²⁶³⁾ deuten darauf hin, daß die Rotation in dem Sinn erfolgt, in dem die Arme sich aufwickeln. Die Beobachtungen *van Maanens*²⁶⁴⁾, denen zufolge die Materie längs der Spiralarme nach außen strömen sollte, haben einer strengen Kritik nicht standhalten können. Sie stehen in offenem Widerspruch mit den heutigen Kenntnissen über die Entfernungen.

Es ist stets möglich, spiralförmige Bahnen für die vom Kern ausgeschleuderten materiellen Teilchen zu erhalten, wenn man irgendwelche Zusatzkräfte zu der einfachen *Newtonschen* Zentralkraft annimmt. Darauf läuft denn auch ein Teil der bisherigen Versuche zu einer dynamischen Deutung der Spiralarme hinaus. All diese Theorien geraten aber in Widerspruch mit der Beobachtungstatsache 3. Als typisches Beispiel kann der Versuch von *Jeanes*²⁶⁵⁾ zur Darstellung der Beobachtungen *van Maanens* gelten.

*H. Vogt*²⁶⁶⁾ hat den Versuch gemacht, die zur Erklärung der

260) Problems Nr. 215.

261) Ausführliche Literaturnachweise bei *H. D. Curtis*, l. c. p. 878/879.

262) *E. von der Pahlen*, A. N. 188 (1911), p. 249; *J. H. Reynolds*, M. N. 85 (1924/25), p. 142 u. 1014.

263) Fußnote 253.

264) Literatur bei *H. D. Curtis*, l. c. p. 847 u. 850.

265) M. N. 84 (1923), p. 60.

266) A. N. 242 (1931), p. 181; 243 (1931), p. 405; 245 (1932), p. 281; 246 (1932), p. 343; 247 (1932), p. 169.

Spiralbahnen erforderliche Zusatzkraft als „kosmische Repulsivkraft“ in inneren Zusammenhang zu bringen mit der „Expansion der Welt“. *B. Lindblad*²⁶⁷⁾ erhält Spiralbahnen um ein stark abgeplattetes Rotationsellipsoid, die asymptotisch zu Kreisbahnen sind und in ihrem Hauptteil gut den Vergleich mit den Beobachtungen aushalten. Bei *E. W. Brown*²⁶⁸⁾ dagegen erscheinen die Spiralarms nur als Einhüllende der unter Annahme einer rein harmonischen Zentralkraft elliptischen Bahnkurven der Einzelteilchen.

Die Auszeichnung zweier diametraler Punkte als Ansatzstellen der Spiralarms (Ausströmungsstellen der Materie) könnte auf eine an jedem Ort vorhandene resultierende Gezeitenwirkung der übrigen Massen im Weltenraum zurückgeführt werden; eine Erklärung, die vor allem *J. Jeans* befürwortet hat. Daß kein Spiralnebel mehr als zwei vollständige Windungen der Arme aufweist, wird von *H. Vogt* als Ausdruck des geringen Alters all dieser Systeme betrachtet.

Die meisten Autoren sind sich letzten Endes der Unzulänglichkeit aller bisherigen Versuche in qualitativer wie quantitativer Richtung bewußt, so daß *H. D. Curtis*²⁶⁹⁾ zu dem abschließenden Urteil kommt: „Nothing is as yet definitely known as to the laws which govern the characteristic structure of the spirals, nor as to the direction of the evolutionary process exhibited in them as a class. We do not know certainly whether the process as observed now is one of formation, permanency, or disintegration.“

Eines dürfte feststehen: Die Spiralstruktur ist eine so ausgeprägte Erscheinung unter den Objekten, die die Gesamtheit des von uns erfaßten Kosmos ausmachen, daß sie nicht als das Spiel eines seltenen „Zufalls“ betrachtet werden kann. Sie ist etwas Typisches, dessen Gesetzmäßigkeiten von allgemeinsten Art sein müssen; welcher Art, das ist allerdings vorläufig noch eines der größten kosmogonischen Rätsel.

Einiges neue Licht haben die Untersuchungen der letzten Zeit über die „Expansion der Welt“ auf die Frage geworfen.²⁷⁰⁾ Es scheint mit ziemlicher Klarheit daraus immer wieder hervorzugehen, daß die „Welt“ sich augenblicklich in einem ausgesprochen nichtstationären Durchgangsstadium befindet (im Sinne einer räumlichen Expansion)

267) K. Sv. Vet. Handl. Ser. III, Bd. 4, Nr. 7 = Medd. Upsala Nr. 31 (1927).

268) Obs. 51 (1928), p. 277.

269) l. c. p. 887, Nr. 66.

270) Die Hauptarbeiten sind bei *H. D. Curtis*, l. c. p. 891/892 zitiert. Eine Diskussion der Lösungstypen findet man bei *O. Heckmann*, Gött. Nachr. 1931, p. 126 und 1932, p. 97. Ausführungen über die Zeitskala bei *de Sitter*, M. N. 93 (1933), p. 628.

und daß Zeiten von der Größenordnung 10^9 bis 10^{10} Jahre eine ausgezeichnete Rolle in dem Weltgeschehen spielen; sei es als Periode bei den Lösungen, die auf eine pulsierende Welt führen, sei es als Zeitraum, innerhalb dessen sich der Radius der Welt von einem kleinsten Wert auf den heutigen vergrößert hat. Im Rahmen solcher Überlegungen ließen sich erheblich größere Gezeitenwirkungen in einer gar nicht so fernen Vergangenheit als Ursachen für das diametrale Ansetzen der Spiralarme wahrscheinlich machen; ebenso die relative „Jugend“ der Spiralnebel. Da wir aber zur Zeit noch keine hinreichenden Gründe haben, uns für einen bestimmten Lösungstypus zu entscheiden, müssen auch die an spezielle nichtstatische Lösungen des kosmologischen Problems geknüpften Schlußfolgerungen noch mit Vorbehalt aufgenommen werden; sie sind kaum mehr als persönliche Meinungen.

Die Ansichten über die kosmogonische Stellung unseres Milchstraßensystems sind wesentlich bedingt durch unsere Kenntnisse von seinem Aufbau und seinem Bewegungszustand.²⁷¹⁾ Die Parallele zu den Spiralnebeln ist schon sehr früh gezogen worden. Ihre Zulässigkeit wurde vorübergehend in den letzten Jahren in Frage gestellt, weil die für das größere galaktische System gefundenen Dimensionen ganz erheblich größer waren als die der größten Spiralnebel. *Shapley*²⁷²⁾ befürwortet daher eine Parallele mit gewissen Nebelhaufen. Indessen scheint die Schwierigkeit sich bis zu einem gewissen Grade dadurch zu beheben, daß sich auf der einen Seite die Dimensionen des Milchstraßensystems durch Berücksichtigung der interstellaren Absorption merklich verkleinern, während auf der anderen Seite die genauere Untersuchung der größten außergalaktischen Systeme, vorweg des Andromedanebels, zur Entdeckung von Kugelhaufen innerhalb dieser Systeme geführt hat, die bis in sehr viel größere Entfernungen von dem Kern des Nebels verfolgt werden können als die als solche erkennbaren „Arme“. Die Analogie zwischen Milchstraße und Andromedanebel oder Messier 33 gewinnt dadurch wieder an Wahrscheinlichkeit.

Während *F. H. Seares*²⁷³⁾ aus den beobachteten Geschwindigkeiten der Sterne und ihren durchschnittlichen Massen den Schluß auf eine weitgehende Gleichverteilung der Energie ziehen zu können glaubt, sprechen eine Reihe von Argumenten dagegen, daß sich das Milch-

271) *B. Lindblad*, Die Milchstraße, Handb. d. Astrophys. V/2, Kap. 7.

272) Harvard Circular 350 (1930).

273) Fußnote 234. Vgl. die merklich anderen Zahlen bei *H. Siedentopf*, Veröffentl. Göttingen, Heft 3, Tabelle 7.

straßensystem in einem statistisch stationären Zustand befindet: die offenkundigen Unregelmäßigkeiten in der räumlichen Verteilung (Milchstraßenwolken, Sternhaufen) und die Existenz von Gruppen, die durch Besonderheiten des physikalischen Zustandes ihrer Mitglieder (Spektraltypen, spezielle Veränderliche) und ihre gemeinsamen Bewegungen ausgezeichnet sind; die Größe der Relaxationszeit (von der Ordnung 10^{13} Jahre bei plausiblen Annahmen über die gegenwärtigen Verhältnisse, vgl. Nr. 14) verglichen mit dem maximalen Alter der Sterne. Ob sich die Theorie eines dynamisch stationären Zustandes²⁷⁴⁾ — im Sinne einer verallgemeinerten „Rotationstheorie“ — befriedigend wird durchführen lassen, ist noch eine offene Frage. Eine Theorie nicht stationärer Zustände erscheint aussichtslos angesichts des noch völlig unzureichenden Beobachtungsmaterials.

Die Einordnung der Untersysteme des größeren galaktischen Systems, der Milchstraßenwolken, Sternhaufen, hellen und dunklen Nebel, in den Ablauf eines zeitlichen Geschehens wird noch für eine geraume Weile spekulativ bleiben müssen. Wir besitzen eine befriedigende Theorie der Kugelhaufen noch ebensowenig wie eine solche der Spiralnebel; nur mehr oder weniger viel versprechende Ansätze.²⁷⁵⁾ Die langsame Auflösung der Haufen ist ein möglicher und wahrscheinlicher Vorgang. Ob aber die heutigen galaktischen Haufen Auflösungsprodukte früherer Kugelhaufen sind und aus dem räumlich Gegebenen auf dem Weg einer zeitlichen Umdeutung eine Entwicklungsreihe von Kugelhaufen über mehr oder weniger offene Haufen zu den kleinsten Bewegungsgruppen abgeleitet werden darf, erscheint mehr als fraglich. Dagegen sprechen die charakteristischen Unterschiede in den (L, T) -Diagrammen (vgl. p. 1009) und die Erkenntnis, daß die Absolutwerte der Dichten in Kugelhaufen, galaktischen Haufen und den dichtesten Milchstraßenwolken durchaus von der gleichen Größenordnung sind²⁷⁶⁾, bis zum Mehrtausendfachen der Dichte der näheren Sonnenumgebung. Auch hier gilt entsprechend das bei den Veränderlichen Gesagte: Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen läßt sich nicht auf eine einzige Entwicklungsreihe zurückführen; wir haben es mit Parallelreihen zu tun, deren Anfangszustand an die besonderen

274) Übersicht und Literatur darüber bei *Lindblad*, l. c. Kap. g. Vgl. auch *O. Heckmann*, Vjschr. der Astr. Ges. 68 (1933), p. 322.

275) *A. Martens*, A research on the spherical dynamical equilibrium distribution of stars of unequal mass. Göteborg 1928. *O. Heckmann* und *H. Siedentopf*, Zur Dynamik kugelförmiger Sternhaufen, Ztschr. f. Astrophys. 1 (1930), p. 67 = Veröffentl. Göttingen, Heft 13.

276) *R. J. Trümpler*, Lick Obs. Bull. Nr. 420, p. 169.

Verhältnisse bei der Entstehung des großen Milchstraßensystems geknüpft ist und deren Gang durch die räumliche Lage innerhalb des Systems entscheidend beeinflußt wird.

Eine Kosmogonie, die den Rahmen der „Wissenschaft“ nicht überschreiten will, muß notwendigerweise unbefriedigend ausklingen, wenn von ihr die Antwort verlangt wird auf die Frage, wie denn das Weltganze entstanden sei. Jede Zusammenfügung der von ihr aufgezeigten Möglichkeiten und Stücke von Entwicklungsreihen zu einem „befriedigenden“ Ganzen bleibt mehr oder weniger spekulativ und wird die Kritik herausfordern. Diese Kritik muß unerbitlich sein gegenüber Gedankengängen, die um der fanatischen Verfechtung einer einmal gefaßten Idee willen Tatsachen und wohlbegründete Gesetze vergewaltigen. Sie wird aber nachsichtig und wohlwollend stets auch dessen eingedenk sein müssen, daß für allen Fortschritt unserer Erkenntnis gilt, was *Kant* in der Vorrede zu seiner „Allgemeinen Naturgeschichte und Theorie des Himmels“ gesagt hat:

„Ich habe auf eine geringe Vermutung eine gefährliche Reise gewagt und erblicke schon die Vorgebirge neuer Länder. Diejenigen, welche die Herzhaftigkeit haben die Untersuchung fortzusetzen, werden sie betreten und das Vergnügen haben, selbige mit ihrem Namen zu bezeichnen.“

(Abgeschlossen im Oktober 1933.)



Sachregister zu Band VI, 2. Teil, 2. Hälfte.

Von B. Thüring in Breslau.

Die Stichworte des Registers sind durch gesperrten Druck hervorgehoben. Die Wiederholung des Stichwortes ist durch einen Bindestrich angedeutet. Die Zahlen beziehen sich auf die Seiten des Bandes.

A

- Abelsche Integralgleichung 883.
Aberration 178, in der klass. u. relativ. Strahlenoptik 174, in der relativ. Wellenoptik 176.
Abplattung, Definition 8; — der Erde 90, 109, 113, 118; — der Planeten 10; Beziehung der — zur Exzentrizität 11; — der Erde u. Präzessionskonstante 18, 118; — der Erde u. Mondtheorie 19, 118, 131; Gesetz der — 24; Berücksichtigung höherer Potenzen der — 30; — des Mondes 53; — einer Atmosphäre 71, 446; —, Beziehung zum Verhältnis zw. Fliehkraft u. Schwere 8, 9, 110, 111; — u. Erdpotential 118; — bei Bedeckungsveränderlichen 963 ff.
Abschattung der Gravitation 148.
Absorption (s. auch Extinktion) 498 ff.; — der Gravitation 148; Ursachen für — des Lichtes im Weltraum 323; —skoeffizienten im Sterninnern 458, 462, 471; —skoeff. der Nettostrahlung 464, 475, für schwarze Strahlung 464; — u. Strahlungsgleichgewicht 476, 487, 498; prinzipieller Unterschied zw. — u. Streuung 479, 482 ff.; — u. Leuchtkrafteffekt der Fixsterne 804; interstellare selektive — 805; — photogr. Platten 859 f.; — des Lichtes in Gasen 927 ff.; —sbanden u. Extinktion der Erdatmosphäre 935; —sbanden bei langperiodischen Veränderlichen 984.
Absorptionskoeffizient 498 ff., in der Reflexionsformel von Seeliger u. Lommel 899 ff.; Verhältnis von — u. Diffusionskoeff. 901.
Absorptionslinien 525 ff.
Additionsgesetz der Geschwindigkeiten in der spez. Relativitätstheorie 174; — u. Aberration 174, 176.
Adiabatisches Sternmodell (s. Polytrope).
Aktinometrie, Göttinger — 787, 842, 857; Yerkes — 787, 842, 857.
Albedo, Definition 903 f.; — u. Gesetz v. Lambert 898, 903; — nach Seeliger 904; sphärische — nach Bond 905 ff.; — der Planeten u. Trabanten 909; — der Planeten u. ihr Durchmesser 913 f.; — der Erde u. aschfarbenes Mondlicht 918; — u. Beleuchtung von Planetenatmosphären 936.
Algolsterne (s. Bedeckungsveränderliche).
Alter der Sterne u. Energieerzeugung 1011 ff.
Ammoniakbande im Sonnenspektrum 604, 608.
Andromedanebel, Spektrum 763.
Antiapex der Sonnenbewegung 327 (s. auch Apex).
Anzahl der Sterne der Größe m 282, 284, 287, 318, 320; — u. Dunkelnebel 326.
Anziehungsgesetz von Newton 83; — im sphärisch-elliptischen Raum 84; — im Raum von n Dimensionen 84; Modifikationen des —es bei unendlicher Masse im unendlichen Raum 86.
Apex der Sonnenbewegung 327; — u. Rotation der Milchstraße 331, 767; — u. Radialbewegung der Sterne 332; — u. die Massen der Sterne 333; — u. systematische Bewegungen von Stern-

- gruppen 348 f.; — u. Spektralcharakter der benutzten Sterne 335, 350; — u. Sternauswahl 351.
- Äquivalent-Ladung, elektrochemische 569.
- A-Ring des Saturn 949.
- A-Sterne, System der — 316, 363, 364.
- α -Teilchen 558.
- Äther u. absolute Erdbewegung 184.
- Atmosphäre der Himmelskörper 69, 469; Potential auf inneren Punkt 70; Abplattung 71; Gleichgewichtsbedingungen 70; freie Oberfläche einer — 70; — der Sonne 70; das Virial der — 388; polytrope — 395; Stabilität polytroper — 395; fundamentale Gleichungen polytroper — 397; thermische Energie einer — 399; potentielle Energie einer — 399; Temperaturgradient einer — 399; isotherme — 401; Massenverlust der — der Erde 428; — im Strahlungsgleichgewicht 469 ff., ihre Stabilität 472; Aufbau der äußersten Schichten einer — 524; relative Häufigkeit der Elemente in den —n der Fixsterne 729 f.; Beleuchtung der Planeten — 926 f., 930, 935 ff.; reduzierte — 930; — im Farbfilter 937.
- Atombau 557 ff.; Frequenzbedingung v. Bohr 557; Atomnummer 559; die Linienserien von H u. He⁺ 561; die anderer Elemente 572; das kontinuierliche Spektrum an der Seriengrenze 576.
- Aufspaltung, Prestonsche Regel beim Zeemaneffekt 598; normale oder Lorentzsche — 598, Rungesche Regel 599; — bei Starkeffekt 600, 601; — der Linie im Sonnenfleckspektrum 624.
- Auge, menschliches 846, 848 ff.; Empfindlichkeitsgrenzen, physiol. Koeff. 846; Empfindlichkeitsschwelle, Unterscheidungsschwelle 848; Purkinje- u. Gallisot-Phänomen 849, 850; Gesetz von Fechner-Weber 852 ff.; Eigenlicht des —s 853.
- Auswahlfelder von Kapteyn u. Sternverteilung in Abhängigkeit von gal. Breite 284.
- Avogadrosche Zahl 587.
- B**
- Babinet, Kriterium von — (Kosmogonie) 1065.
- Balmer-Serie des H 570; — ähnliche Linien des He⁺ 571; Erregungspotential der — 584; — u. Starkeffekt 600; — im Flash-Spektrum 627.
- Bandenspektren 577; Bandenkopf, -kante, Teilbande, Bandensystem, -gruppe 577; Gesetze von Deslandres 577, 580.
- Bedeckungsveränderliche, mittlere Dichte 107; Spektralanalyse 743; Kolorimetrie 810 f.; Nordmann-Tikhoff'sches Phänomen 811; Randverdunkelung 877 ff., 957, 962 ff., 966, 970, 976; das Bedeckungsproblem 956 ff.; der Fall totaler Bedeckung 959 f.; partielle Bedeckung 961 ff.; Abplattung 963 ff., 971 ff.; ellipsoidische Figur der Komponenten 963 ff., 971 f., der Einfluß der gegenseitigen Beleuchtung der Komp. 967 f., der Periastron-Effekt 968; Dichte der Komp. 968 f., 973 f.; Statistische Ergebnisse 969 ff.; relative Dimensionen der Komp. 970; relative Flächenhelligkeiten der Komp. 970 f., hypothetische Parallaxen u. räumliche Verteilung 972 ff.; Dichten der Komp., nach Spektraltypen geordnet 973 f.; Kosmogonische Brauchbarkeit der Dichten der —n 997.
- Bergmann-Serie von H u. He⁺ 568, 570.
- Bertrand, Problem von — 131.
- Bestrahlung, Definition 844.
- Beugungserscheinungen im Fernrohr 835.
- Birnenförmige Gleichgewichtsfiguren 48, 51, 57; kosmogonische Betrachtungen 1025.
- Blaukeil Fessenkoffs zur Kalorimetrie 781.
- Blendeffekt 707.
- Bogenspektrum 519.
- Boltzmannsche Konstante 517.
- Brechungsexponent u. Emissionsvermögen (Kirchhoff-Clausius) 874; — u. Gesetz von Rayleigh 927.
- B-Ring des Saturn 946.
- B-Sterne, System der — 316, 363.
- C**
- Cäsium u. lichtelektr. Photometrie 866.
- Calcium, Ionisation von — u. der Druck in der umkehrenden Schicht der Sonne 615; —hydrid im Sonnenfleck 618; die H- und K-Linien des — 636;

- flocken; Flocculi 637; „dunkle Flocken“ 638; —wolken im interstellaren Raum 766.
- Capella, Aufbau der — 500.
- Cepheiden 978 (s. auch δ Cephei-Sterne), Klassifikation 978.
- Ceres, Albedo 909; Phasenkoeff. 911. Chemische Konstante 517.
- Chromosphäre, Bildungsweise 528; Lage in der Sonnenatmosphäre 613; Ein- und Ausströmungsgeschwindigkeit über Sonnenflecken als Funktion der Höhe in der — 623; Spektrum der — 626 ff.; Höhe verschiedener Elemente in der — 632; Höhenmessung in der — 632 f.; Intensitäten der Linien als Funktion der Höhe 631.
- Clairautsche Differentialgleichung 17, 115; Diskussion 23, 115; Integration 36, 116; Anwendung auf die Erde 27, 116; Theorie der — u. Präzessionskonstante 25; —sches Theorem 18, 112.
- Clausiusches Gesetz 157.
- Collustrivity 479, 480, 483.
- Coronium 649.
- Cornusche Dispersionsformel 539, 601.
- Covolumen 495, 507.
- C-Ring des Saturn 946.
- Cyan, die Kanten der Bandengruppen des — 581; — im Sonnenspektrum 607.
- D**
- Daltonsches Gesetz 402.
- δ Cephei-Sterne, Spektralanalyse 752; Beziehung zw. Spektraltyp u. Periode 754, 981 f.; Theorien 755; Kalorimetrie 812 ff.; — u. Pulsationstheorie 814 f.; Photometrie der — 978 ff., Asymmetrie der Lichtkurve 978; räumliche Verteilung 979; Raumgeschwindigkeit 979; die Perioden-Leuchtkraftkurve 979 ff.; 1036, Zusammenhang zw. Leuchtkraft u. Spektraltypus 982 ff.; mittl. Dichte der — 983, Zusammenhang Dichte—Periode 983 f., 1035.
- Dichte, — der Planeten 10, 1054; diskontinuierliche —verteilung 29; mittl. — von Bedeckungsveränderlichen 107; — der Sternverteilung 303 ff., 313, 314, 318; — der Verteilung der Spektraltypen 316; scheinbare — 317; Stern—, berechnet nach Gastheorie 369; — im Sterninnern, s. Gaskugeln; hohe Mittelpunkts—n in der Theorie der Gaskugeln und ihre Deutung 424, 506; — und Lichtwechsel pulsierender Sterne 542, 455, 1035; — in den äußeren Sternschichten 494; Einfluß von — u. Druck auf die Linienstruktur 594; — u. Breite der Fraunhoferschen Linien infolge Starkeffekt 614; die — der Bedeckungsveränderlichen 968 f., 973, 997, nach Spektraltypen geordnet 973 f.; — der δ Cephei-Sterne 983, 1035; — der Riesen u. weißen Zwerge 996.
- Diffusion des Lichtes 2. Ordnung 900; —sdiagramm 901, 927; —skoeffizient 899; Verhältnis von —s- u. Absorptionskoeff. 901 f.; — des Lichtes in Gasen 927 ff.; —stheorie u. Planetenatmosphären 935 ff.; —skonstante und Intensitätsverteilung im Spektrum 940.
- Dispersionstemperatur 402.
- Dispersion, anomale — auf der Sonne 612, 624, 633, 640; —sformel v. Hartmann 539.
- Dissoziationsspannung einer Molekel 585.
- Doppelsterne, Masse 106; hypothetische Parallaxen 107; mittl. Dichte von Bedeckungsveränderlichen 107; Theorie der — 131; — u. Emissionstheorie des Lichtes v. Ritz 187; Bestimmung von Masse u. Dichte 247; relat. Lage der Komp. im Russelldiagramm u. Massenverhältnisse 1007; Häufigkeiten von —n 1008; — u. Kosmogonie 1012; Gezeitenreibung 1031; Stabilität 1031; Rochesche Grenze 1030, 1032 ff.; Massenabnahme von —n 1046 ff., 1072; Kosmogonie der — 1071 ff.; Exzentrizitäten der — 1073; drei- u. mehrfache Systeme 1075.
- Dopplereffekt 242, 265, 522 ff.; transversaler — 176; longitudinaler — 177; geschichtliche Bemerkungen 183, 242 (Fußn. 3); — u. tellurische Spektrallinien 602; — u. Linienverbreiterung 606, 614; — im Sonnenfleckspektrum 619; — u. Rotationszeit der Planeten 678 f.; — u. Rotationszeit der Sonne 666 ff.
- Druck, elektrischer — im Sterninnern 508; Einfluß von — u. Dichte auf die Linienstruktur 594; — in der umkeh-

- renden Schicht der Sonne 613—617; —verschiebung der Linien 613; —verschiebung u. Intensität 631.
- Dunkelnebel u. Sternanzahlen 326; Hagensche — 823.
- Durchmesser, Bestimmung der — von Sternen 506, 809, 810; — u. Farbe 809; — der Planeten u. Albedo 913f.; — als kosmogonische Zustandsgröße 996.
- E**
- Ebbe u. Flut, Theorie der — 119; Potential der fluterzeugenden Kraft 121; Einfluß der — auf die Rotationsdauer der Erde 144.
- Eigenbewegungen 326 ff.; Kataloge 259; Parallaxe u. Leuchtkraft 308; Häufigkeitsfunktion der Sterne für die auf einen bestimmten Betrag der — reduzierten Helligkeiten 319; Häufigkeitsfunktion der absoluten Bewegungen u. Sternverteilung im Raume 319; erste Versuche zur Bestimmung der — 326 ff.; neue Methoden zur Bestimmung der — 328 ff.; parallaktische — 328; Querbewegung 328; Kobolds Kritik der Hypothese der Regellosigkeit der — 335; Zweischwarmhypothese Kapteyns 336, 338 ff.; Dreischwarmhypothese 340; Schwarzschilds Ellipsoidhypothese 340 ff., Anwendung derselben 342, Erweiterung auf ein dreiachsiges Ellipsoid 343; Charliers Behandlung der Aufgabe 343; Exzentrizitätshypothese Oppenheims 346 ff.; systematische Bewegungen von Sterngruppen 348; — der schwachen Sterne 350; Kleibersche Beziehungen zw. den absoluten Werten der verschiedenen Bewegungsarten 351; die Beziehung $m \cdot \mu = \text{const.}$ 352; — u. Spektralcharakter 352, 359, 801; — u. Lage zur Milchstraße 353; — u. Radialbewegungen 355, 359; — der Sterne eines Sternstromes 360.
- Eigenzeit eines Massenpunktes 162; Eigensystem 162.
- Eisendampf im Kometenspektrum 893.
- Eisensterne 711f.
- Elektrische Kräfte im Sterninnern 508.
- Elektronendruck in Sternatmosphären 523.
- Elektronenterm in der Theorie der Bandenspektren 581.
- Ellipsoid (s. auch Rotationsellipsoid), homogenes dreiachsiges — als Gleichgewichtsfigur 32; heterogenes 36; Exzentrizität 11; numerische Daten 50; Riemannsches — 41, 51; Jacobisches — 33, 46 ff.; Figur von β Lyrae 744; dreiachsiges u. das Bedeckungsproblem 957, 963 ff.
- Ellipsoidhypothese Schwarzschilds zur Verteilung der Eigenbewegungen 340 ff., 358; Anwendungen 342; Erweiterung auf ein dreiachsiges Ell. 343; Charliers Behandlung der Aufgabe 343.
- Elliptizität, „mechanische“ — der Erde 101; — der Sonne u. die Sonnenkorona 134.
- Emission u. Strahlungsgleichgewicht 477; über das Zustandekommen von Emissionslinien 532; —svermögen des schwarzen Körpers 543, 544; Satz von Kirchhoff-Clausius über das —svermögen 874; —sspektren in Nebeln 885 ff.
- Emissivity (s. Ergiebigkeit).
- Energie 377; —kriterium für die Stabilität 41; Trägheit der — 164, 188, 195; —prinzip 377; innere — 377; thermische — 377, 387; Gravitations— 377, 385, 387; mechanische —quellen der Sternstrahlung 379; thermische — einer Atmosphäre 399; potentielle u. Gesamt— einer Atmosphäre 399; thermische — einer polytropen Gaskugel 412; —umsatz bei Kontraktion einer Gaskugel 393; 417; —quellen im Sterninnern 458, 459, 462, 492, 496, 503; —quellen u. Strahlungsgleichgewicht 462 ff., 470, 487, 498, 514; —erzeugung, kosmogonische Bedeutung 1001; —erzeugung rotierender Sterne 1002; —erzeugung u. Alter der Sterne 1011; —austausch bei Sternbegegnungen 1045 ff.
- Enhanced lines 558, im Chromosphärenspektrum 631.
- Entropie 378f.; 3. Hauptsatz der Thermodynamik 378; — u. polytrope Temperatur 390.
- Entwicklungsgang eines Sternes 722 (s. auch Kosmogonie).
- Erdbeben, Geschwindigkeit der transversalen —welle 122.
- Erde, Gleichgewichtsfigur 6; untere

- Grenze für die Dichte im Erdmittelpunkt 25; Dichtegesetze im Erdinnern 26; Theorie von Clairaut 27; diskontinuierliche Dichteverteilung 29; Erdschwere u. Pendel 9, 112; Massenverhältnis zur Sonne 89; mittl. Entfernung von der Sonne 89; Abplattung 90, 109, 113, 118; Masse der — 92, 93; Masse der — u. Sonnenparallaxe 92; Trägheitsmomente 101; Schwerebeschleunigung, berechnet aus der Mondbewegung 108; Theorie der Erdgestalt 109; Schwere auf der — 112; Potential auf einen äußeren Punkt 118; Veränderungen in der Rotationsdauer der — 142; Massenvergrößerung der — und Mondbewegung 145; Abkühlung der — 384; Laplacesche Hypothese über den Aufbau des Erdinnern 406, 420; polytrope Gaskugel u. die Theorie des Erdinnern 420; Massenverlust der Erdatmosphäre 428; über das Strahlungsgleichgewicht der Erdatmosphäre 486; Albedo 909; Albedo der — u. aschfarbenes Mondlicht 918; Absorption u. Diffusion in der Erdatmosphäre 933 ff.
- Erdschatten, Vergrößerung des —s bei Mondfinsternissen 923 ff.
- Ergiebigkeit einer Atmosphäre 479, 480, 483.
- Erregungspotential 584.
- Evershed-Effekt in Sonnenflecken 623.
- Exzentrizität des Ellipsoids 11; — u. Abplattung 11.
- Exzentrizitätshypothesen Oppenheims zur Darstellung der Eigenbewegungen 346 ff.
- Extinktion des Lichtes im Weltraum 321 ff.; — in der Sonnenatmosphäre 663; Geschichtliches 833; — u. Photometrie 866 ff.; — u. Erdschatten bei Mondfinsternissen 924; — u. Streuung des Lichtes in der Erdatmosphäre 935.
- F**
- Fallbeschleunigung (s. Schwerebeschleunigung).
- Farbäquivalente 772; — u. Temperatur 1003.
- Farbenexzeß 799.
- Farbenindex, Definition 245, 717, 782, 843, 862 ff.; — u. Spektraltypus 245, 799, 864; — u. selektive Lichtabsorption im Weltraum 324 ff.; — u. effektive Temperatur 717, 864; visuelle —bestimmung 783; fotogr. —bestimmung 785, Methode Seares 789, Methode Tikhoff 790, Methode Rosenberg 792; lichtelektrischer — 794, 866; — u. Helligkeit 800; — u. absolute Helligkeit 800; — u. galaktische Breite 805; Verteilungsfunktion der Farben 806; bevorzugte Farben 807; Farbe und Sterndurchmesser 809; — als kosmogonischer Parameter 994.
- Farbfilter zur Untersuchung der Planetenatmosphären 937; — zur Untersuchung des Saturnringes 949.
- Fechner-Webersches psychophysisches Gesetz 852 ff.
- Feldgleichungen der allgem. Relativitätstheorie 197; näherungsweise Integration 200; das Feld diskreter Massenpunkte 202; strenge Lösung für das radialsymmetrische, statische Schwerfeld 207.
- Feldstärke 85.
- Fessenkoff, Reflexionsgesetz von — 900 f.
- Filaments auf der Sonne 638, 640.
- Flocken, Flocculi (s. Sonne).
- Finsternisse, Literatur über — 128 (Fußn. 144).
- Flashspektrum 613, 626 ff.
- Fliehkraft, Verhältnis zur Schwerkraft 7; Tafel für die Planeten 10.
- Florring des Saturn 946.
- Fluoreszenzstrahlung (s. Resonanzstrahlung), — u. Resonanz 897.
- Flut (s. Ebbe u. Flut), —reibung 143; — u. Rotationsdauer der Erde 143.
- Fraunhofersche Linien im Sonnenspektrum; Geschichtliches 535, 601; Rotverschiebung auf der Sonne 610, 611; — u. Flashspektrum 613, 626 ff.; Breite der — 614; — im Spektrum der Sonnenkorona 646 ff.; — im Spektrum der Kometen 687.
- Fredholmsche Integralgleichung 932.
- Frequenzbedingung von Bohr 557.
- Fresnelsche Formel 873.
- Fundamentalproblem 6, 110; Gleichgewichtsbedingung des —s 7, 9.
- Fundamentaltensor der Relativitätstheorie 191.
- Funkenspektrum 519.

G

- Galileitransformation 174.
 Gallisotsches Phänomen 850.
 Gas — Gasgesetze, vollkommenes Gas u. Virialsatz 387; Einfluß der Kondensierbarkeit der Gase auf den Aufbau von Sternatmosphären 403; Abweichung von den Gasgesetzen 423 ff.; die Zustandsgleichung von van der Waals u. der Bau der Sonne 423; Unterschied zw. Gas- u. Staubmassen 433; Gasdruck u. Strahlungsdruck 489, 490; Sternaufbau u. Gleichung van der Waals 495; Verhalten hochionisierter Gase 507; Theorie der Diffusion u. Absorption des Lichtes in Gasen 927 ff.
 Gaskugeln 404 ff.; polytrope u. adiabatische 388; Stabilität von — 387, 444 ff. 492; Differentialgleichung der polytr. — 404 ff., 408, Lösungen derselben 406, 412; Kontraktion einer — 409; Schwerebeschleunigung auf der Oberfläche von — 411; die Masse von — 405; — von endlichem Radius 411, 440; thermische Energie einer polytr. — 412; Eigenpotential 412; — von unendlichem Radius 414; die isotherme Gaskugel 414 f., 416, 418; polytr. — $n > 5$ 417, 419; — mit starrer Hülle 417, mit starrem Kern 420; zusammengesetzte — 422; eine Gaskugel besonderer Bauart: $\frac{T}{T_0} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^v$ 425; Massenverlust einer — 426 ff.; — $n = 5$ u. Sternhaufen 440; freie Schwingungen einer — 448 ff.; — im Strahlungsgleichgewicht 487 ff.; Mittelpunktliche einer — 489, 506; Mittelpunktstemperatur 489; Behandlung der äußeren Schichten 493, 524.
 Gastheorie, kinetische u. Sternaufbau 426 ff.; freie Weglänge u. Wegzeit 433; die Voraussetzungen der kinetischen — 434.
 Gauß, Einheit der Feldintensität 597.
 Gegensein des Zodiakallichtes 952 f.
 Geodätische Linien 192.
 Geoid, Theorie des — 114.
 Geschwindigkeit der Sterne u. ihre Masse 333 ff., 359; Häufigkeitsfunktion der — 313, 314; — der Sterne u. Leuchtkraft 356; stellare — u. Gesetz von Maxwell 356, 432; — u. Gaußsche Fehlerkurve 356; — u. Spektraltypus 356, 359; Notwendigkeit von — im interstellaren Raum 430; Differentialgl. des Ausgleiches der — bei lamellarer Bewegung einer reibenden Flüssigkeit 438.
 Geschwindigkeitsellipsoid s. Ellipsoidhypothese.
 Gezeitendeformationen von Sternen 1029 ff.; Gezeitenreibung bei Doppelsternen 1031, 1036 ff.; Rochesche Grenze 1030—1034; freie Gezeitenschwingung 1061; Gezeitenreibung u. Erdmond 1068.
 Gezeitenhypothesen der Kosmogonie 990, 1059 ff.
 Gips, Reflexion an — 902.
 Gleichgewichtsbedingungen in der Theorie der Figuren der Himmelskörper 7, 9, 20; — für die Figur eines Mondes 52; — ringförmiger Figuren 57; — einer Atmosphäre 70, 396; indifferentes, konvexives — einer Atmosphäre 396; hydrostatisches Gleichgewicht 445; — einer Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht 472, 473; thermodynamisches — 549.
 Gleichgewichtsfigur der Himmelskörper 444 f.; ihre kosmogonische Bedeutung 1024 ff.
 Gouldscher Gürtel 279.
 Gradation der photographischen Platte 859.
 Gravitationsgesetz (s. auch Anziehungsgesetz), die —konstante 87 f., in absoluten Einheiten 88; Genauigkeit 91; Absorption der Gr. 148; Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gr. 152, 170, 202; —theorie von Jaumann 157; Einsteinsche —konstante 200, 205; —theorie von Newton u. Einsteinsche Theorie 204, 211.
 Gravitationsgleichgewicht der oberen Sonnenschichten u. der Druck der umkehrenden Schicht 615.
 Grenzfiguren 43.
 Grenzflächen einer Atmosphäre 70.
 Grenzkurven, Hillsche (Jacobisches Integral) — im widerstehenden Mittel 1042, 1044.
 Größenklasse, Definition 243, 854; — u. Belichtungszeit 796; bolometrische u. instrumentelle — 808, 869; radiometrische — 869.

H

Hagensche Dunkelwolken 823; Überlegenheit der visuellen Beobachtung derselben vor der photographischen 852.

Halmeffekt der Spektrallinien 222.

Helium, Bildung von — aus Wasserstoff 460; Linienserien 561; der Zeeman-Effekt des — 599; — im Sonnenfleck 617; — im Flashspektrum 629; Geschichte der Entdeckung des — auf der Sonne (D_3) 641; —sterne 699f.

Helligkeit, absolute — (s. Leuchtkraft); — u. Farbenindex 800; visuelle —, Geschichtliches 837ff.; Methoden der —messung 837ff.; Methoden der photogr. Photometrie, die photogr. Skala 854; visuelle u. photogr. — als kosmogonischer Parameter 994, bolometrische Reduktion als Funktion der Temperatur 995.

Hertzsprung-Russell-Diagramm (s. Russell-Diagramm).

Heterogene Flüssigkeiten, Theorie von Clairaut 15; Anziehung auf äußeren Punkt 19; dreiaxige Ellipsoide 36.

Höhenformel, polytrope u. isotherme — 398.

Höhenstrahlung, durchdringende — u. Mirasterne 750.

Horizontalrefraktion (s. Refraktion).

I

Invariantentheorie 189.

Ionenladung, spezifische — 569.

Ionisation 558f., 583ff.; — der Sternmaterie 497; — u. Strahlung 515ff.; — u. Lichtdruck 524ff.; thermische — 585ff.; Gleichung von Meg Nad Saha 588, 590; — u. Spektraltypen 695.

Ionisationsgleichgewicht 516; die Untersuchungen Sahas 519ff., 529.

Ionisationspotential 584; — verschiedener Elemente 587.

Iris, Phasenkoeffizient 911.

Isentrope 389, 442.

Isochronen, Kurven der — 72.

Isostatische Lagerung 112.

Isotherme 389; — Atmosphäre 401; Differentialgl. der —n Gaskugel 405, 415, 416.

J

Jacobisches Ellipsoid 33, 46ff.; numerische Daten 51; Potential 33; kosmogonische Betrachtungen 1025, 1028.

Jacobisches Integral 1042f.

Juno, Albedo 909.

Jupiter, Gleichgewichtsfigur 6; Masse 92, 94, 96, 105; Massen der vier hellen Monde 104; Theorie der —bahn 125; Mondverfinsterungen u. Rotationsdauer der Erde 145; Mondverfinsterungen u. das Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit 184, 186; Spektrum des —s 676; Kolorimetrie der Monde 828; Albedo 909, 917; Lichtverteilung auf der Oberfläche 916f., Reflexionskoeff. 917; Verfinsterungen der Monde 918ff.; Atmosphäre u. Durchmesser des — 922; Diffusionskonstante der —atmosphäre 940; —monde u. Rochesche Grenze 1034; die Hillschen Grenzkurven der —monde 1044; Umlauf der —monde 1065; die irregulären Monde 1067.

K

Kalium u. lichtelektrische Photometrie 865.

Kant-Laplacesche Kosmogonie 991.

Kataloge (s. Sternkataloge).

K-Effekt u. Rotverschiebung 226ff.; — der B-Sterne 354; — der verschiedenen Spektraltypen 355.

Kirchhoffsches Strahlungsgesetz 543.

Kohlenmonoxyd u. Swanspektrum 582, 893.

Kohlenwasserstoff u. Swanspektrum 581, 582; — im Sonnenspektrum 608.

Koinzidenzmethode zur Ausmessung von Sternspektren 539.

Kolorimetrie, Definition 770.

Koma eines Kometen 893f.

Kombinationsprinzip von Ritz 575.

Kometen 71ff.; Gleichgewichtsfigur 71; dynamische Theorie der —schweife 72; Schweiftypen von Bredichin 75ff.; —theorie von Schiaparelli 77; freie Oberfläche der — 71; Entdeckung der Materieausströmung 72 (auch Fußn. 149); Komet 1892 I und 1903 IV, Bewegung der Schweifmaterie 75 (Fußn. 153); Molekulargewicht der Schweifmaterie 76; Potential der gegensei-

- tigen Störung der Kernmaterie 73, 78; Schweife u. Strahlungsdruck 77; Komet Faye, Winnecke, Pons, Encke 96 (Fußn. 41, 42, 43, 44, 45, 46), ferner 97, 98, 127, 139, 140, 146 (Fußn. 185); Theorie der — 127; Komet 1886 I 127 (Fußn. 140); Spektrum der — 679 ff.; Kolorimetrie der — 828; Resonanzstrahlung der — 893 ff.; Helligkeit als Funktion des Abstandes von Sonne u. Erde 894; Komet Halley 894; Komet Morehouse 941; Kosmogonisches über — 1071.
- Kondensation, galaktische — 281; — der Spektraltypen 287.
- Kontinua, Mechanik der — in der allgemeinen Relativitätstheorie 194.
- Kontraktionstheorie von Helmholtz 380; gleichförmige (homogene) Kontraktion 391, 409; Energieumsatz bei — 393, 417; homogene — u. Strahlung 394.
- Kontravariante Vektoren u. Tensoren 190.
- Konvektionsströme als Wärmetransport im Sterninnern 459.
- Koordinaten, generalisierte 189.
- Korona der Sonne, Spektrum 646 ff.; Rotation 671.
- Kosmogenide 391, 490; kosmogonische Flächen 413, 490.
- Kosmogonie 988 ff.; Methoden der — 992 f.
- Kovariante Vektoren u. Tensoren 190.
- Kreisprozeß 377.
- Kugel, Stabilität der — als Gleichgewichtsfigur 45; Verhältnis der Anziehung eines Rotationsellipsoids zu derjenigen einer — 8.
- L**
- Lambertsches Emanationsgesetz u. Grundgesetz 845, 871 ff., 898; — u. Mondoberfläche 916; Beleuchtung der Planetentrabanten 918; — u. Verfinsterungen der Jupitermonde 920 f.
- Laplace-Poissonsche Gleichung 85.
- Latenzzeit 168.
- Lauterterm einer Serie von Spektrallinien 568.
- Leuchtkraft, absolute — 247, 721; —funktion 299 ff., 303, 311, 312, 314, 317; —, Eigenbewegung u. Parallaxe 308; Verteilung der — als Gaußsche Fehlerkurve 319; — u. Sonnenapexbestimmung 335; — u. Radialbewegung 355; — u. Raumgeschwindigkeit 356; — der Sterne eines Sternstromes 360; Spektraltypen *A* u. *B* 362; Beziehungen zw. — u. Masse 505, 995, 999, 1001; — u. Farbe 800 ff.; (Leuchtkrafteffekt) — von Bedeckungsveränderlichen 973; abs. bolometrische — als kosmogonischer Parameter 995; Leuchtkraftkurven 1008; Perioden-Leuchtkraftgesetz 1036.
- Licht (s. auch Extinktion), — ablenkung im Schwerfeld der Sonne 229, 233, 235; —wechsel der pulsierenden Sterne u. ihre Dichte 452, 455; lichtelektrische Beobachtungsverfahren 794.
- Lichtdruck (s. Strahlungsdruck).
- Lichtelektrische Photometrie 864 ff.
- Lichtgeschwindigkeit, Prinzip der Konstanz der — 173, 186; — u. Strahlung 462; Bestimmung der — aus Jupitermondverfinsterungen 918.
- Liouvillesche Relationen 47.
- Lithium im Sonnenfleck 617.
- Lommelsches Reflexionsgesetz 900 f.
- Lorentztransformation 162, 173; — u. Michelsonversuch 185.
- Loschmidtsche Zahl der Venusatmosphäre 939.
- Luft, Transmissionskoeffizient der — 868.
- Lyman-Serie des H 569; Erregungspotential 584.
- M**
- Maclaurinsches Ellipsoid 11 (s. auch Rotationsellipsoid), kosmogonische Betrachtungen 1027.
- Magnesiumhydrid im Sonnenfleck 618.
- Magnesiumoxyd, Reflexion von — 902 f.
- Mars, Masse 105; Spektrum 674; Albedo 909, 917; Phasenkoeffizient 911; Lichtverteilung auf der Oberfläche 916 f.; Reflexionskoeffizient 917; Monde u. Rochesche Grenze 1034, innerster Mond u. Gezeitenreibung 1038; die Marsmonde 1065.
- Masse der Sonne 89; — der Erde 92 f.; Erdmasse u. Sonnenparallaxe 92; Massenverhältnis Erde: Sonne 89; — des Mondes 98 ff.; — der Planeten

- 91 ff., 1054; — in der spez. Relativitätstheorie 163; Veränderlichkeit der — mit der Geschwindigkeit 163, 171; Identität von träger und schwerer — 192; — der Sterne u. Bestimmung des Sonnenapex 333, 335; — u. Geschwindigkeit der Sterne 333 ff., 359; das Gesetz $mv^2 = \text{const.}$ 359, 333; Massenverlust einer Gaskugel 426 ff.; Massenverlust kosmischer Staubmassen 437; Beziehungen zw. Leuchtkraft u. — 505, 995, 999, 1001; Veränderlichkeit der Sternmasse 509; — als kosmogonische Zustandsgröße 995; obere Grenze der Sternmasse 1001 f., untere Grenze derselben 1002; Massenabnahme bei Sternentwicklung 1013, 1016 ff.; Einfang von Massen 1039 ff.; Massenverluste durch Strahlung 1045 ff.
- Massenwirkungsgesetz 516.
- Mechanik, statistische u. Sternaufbau 426 ff.
- Merkur, Masse 95, 96, 97; Perihelstörung 125, 132; Perihelstörung u. der Exponent des Newtonschen Gesetzes 147; ein Mond des — 136; Perihel u. Zodiakallichttheorie von Seeliger 136 ff., 139; Vorübergänge von der Sonne u. Rotationsdauer der Erde 145; Perihelstörung u. Absorption der Gravitation 149; Perihelstörung u. Raumkrümmung bzw. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation 150, 152 ff.; Spektrum des — 673; Perihelbewegung u. Massenveränderlichkeit 171; Perihelbewegung u. Gravitationstheorie von Einstein 205 ff., 211; Großmanns Kritik am Newcombschen Zahlenwert 213; Albedo 909; Phasenkoeff. 911; Gezeitenreibung 1037.
- Metastabilität 576.
- Meteore, Farben der — 829; reflektierte Strahlung der — 897 ff.
- Meteoritentheorie von Mayer 379.
- Meteoritenhypothesen der Kosmogonie 990 f.
- Michelsonscher Versuch 173, 175, 185.
- Mie, Diffusionstheorie von — 901, 927.
- Mikrophotometer 843.
- Milchstraße 279; galaktische Kondensation 281; äußere Erscheinung der — 287; Isophoten der — 288; Spektralcharakter der —sterne 291; die Lage der Ebene der — 292 f.; Dichteabnahme der — 320; Rotation der — u. Apex der Sonnenbewegung 331, 767; Lage zur Ebene der — u. Eigenbewegung 353; das mittl. Spektrum der — 765 f.; mittl. Sternmasse im —system 995.
- Minkowskische Welt 160; Orthogonalitätsrelation 164; Viererkraft 163.
- Mirasterne, Spektralanalyse der — 745; der Begleiter von *o* Ceti 748; Beziehung zw. Spektraltypus u. Periodenlänge 750; — u. durchdringende Höhenstrahlung 750; Kolorimetrie der — 815 ff.; Theorien 750 f.
- Mitführungskoeff. von Fresnel 175; partielle Mitführung des Lichtes im strömenden Wasser 176; Mitführungshypothese von Fresnel 180.
- Molekulargewicht der Sternmaterie 496 ff.
- Mond, Figur 51; Trägheitsmomente 53; Stabilität 54; —theorie u. Abplattung 19; —abplattung 53; Gleichgewichtsbedingungen für die Figur eines —es 52; Massenberechnung 94, 98 ff., 105; Massenberechnung aus Ebbe- u. Fluterscheinungen 98, aus Präzessions- u. Nutationstheorie 101, aus Ungleichheiten der Sonnenbewegung 101; Parallaxe des —es 103; Massenberechnung aus der parallaktischen Ungleichheit der —bewegung 103; Masse der —e der anderen Planeten 103; Theorie des Erd—es 128; Säkularakzeleration 141 (Fußn. 173); —theorie u. Rotationsdauer der Erde 143; —bewegung u. Relativitätstheorie 214; Perigäumeffekt der —bewegung 216; Planetensatelliten u. allgemeine Relativitätstheorie 220; Spektrum des —es 671 f.; Farbenindex u. scheinbare Helligkeit 824; Kolorimetrie des — 824 ff.; Oberflächenbeschaffenheit 825; Geschichtliches zur —photometrie 835 f.; Albedo der —e 909; Phasenkoeff. 911; Reflexionskoeff. von —gebilden 913; Phasenkurve des —es 915 f.; das aschfarbene —licht 917 f.; die Beleuchtung der Planetentrabanten 917 f.; Erd— u. Rochesche Grenze 1034; Gezeitenreibung 1037 f.; die Hillschen Grenzkurven der —e 1044; Kosmogonie der —e 1065 ff.; die Ausnahmestellung des Erd—es 1067.

Mondfinsternis, Vergrößerung des Erdschattens bei — 923 ff.
 Mourehouse, Komet, Anwendung der Verfärbungstheorie auf den Kopf des — 941.

N

Nachbareffekt photographischer Platten 861.

Natriumwolken im interstellaren Raum 766; — u. lichtelektrische Photometrie 865; — im Kometenspektrum 893.

Nebelflecken, Spektralanalyse 757 ff.; planetarische Nebel 760, 886; Orionnebel 761; Hölleennebel 762; Spiralnebel 763; der Leuchtvorgang 762; Kolorimetrie der — 822 ff.; Resonanzstrahlung der — 884 ff.; Durchmesser der — u. Helligkeit der eingebetteten Sterne 886; Theorie der Nebelstrahlung 887 ff.; elliptische Nebel, Helligkeitsverteilung 888 ff.; Beleuchtung der Nebel 941, 949; — und Russell-Diagramm 1010; Novae in — 1010; — u. Modell von Roche 1056; Kosmogonisches 1077 ff.; Einteilung der Nebel 1079; die Nebel als rotierende Gasmassen 1080 ff.

Nebularhypothese der Kosmogonie 990.

Nebulium im Nebelspektrum 758.

Neptun, Theorie des — 126; Spektrum 677; Rotationszeit 679; Albedo 909; die Monde des — 1065.

Neue Sterne (s. Novae).

Newtonsches Gesetz 83; Genauigkeit 105, 122; mögliche Korrekturen 147 ff.; — in der spez. Relativitätstheorie 164; — u. Michelson-Versuch 186; N. Gravitationstheorie in ihrer Beziehung zur Einsteinschen 204, 211; 3. Keplersches Gesetz u. Theorie von Einstein 212.

Newtonsche Mechanik, ihr Unterschied gegen die Mechanik der spez. Relativitätstheorie 160 ff.

Nicol-Prisma 835.

Novae, Theorie von Seeliger, Eindringen eines Körpers in eine kosmische Staubwolke 382; Spektralanalyse der — 730 ff. (Behandlung einzelner Fälle); allgemeines Verhalten der — 739; Erklärungshypothesen 741 f.; Kolorimetrie 818; Photometrie der nova-

ähnlichen Veränd. 986; — in Nebelflecken 1010; Kosmogonisches 1077 f.
 Nutation, theoretischer Wert für die —skonstante 101.

O

Oberfläche, freie — einer Atmosphäre 70; — der Kometen 71; — einer rotierenden Gasmasse 445.

Objektivgitter zur Herstellung von Schwärzungsskalen 857 f.

Objektivprisma, Verwendung zu statistischen Zwecken 267, zur Bestimmung der abs. Helligkeit 273, zur Aufnahme von Sternspektren 541; — u. Spektralklassifikation 706.

Opazität der photographischen Platte, ihre Beziehung zur Schwärzung 860.

Orionnebel, Spektrum 761.

Orthohelium, Parhelium 576.

Oszillation von Molekeln u. die Theorie der Bandenspektren 580.

Ostoffsche Farbenskala 776.

Ozonbanden im Sonnenspektrum 604.

P

Pallas, Albedo 909; Phasencoeff. 911.

Parallaxe der Fixsterne, Definition 241; Säkular— 241; spektroskopische — 241; Einheiten der —, Sirkometer, Siriusweite, Sternweite, Parsec 242; trigonometrische Methoden der —bestimmung 268; relative — 270 f.; Grenze der trigonometrischen — 271; spektroskopische — 272, 725 ff.; mittl. — der Sterne der scheinbaren Größe m 301 ff., 313, 315; mittl. — u. Abhängigkeit von galaktischer Breite 306, 316; normale — der Sterne der scheinbaren Größe m 302 ff.; —, Eigenbewegung u. Leuchtkraft 308, 310, 317; Verteilung der individuellen — um die mittlere 310; wahrscheinlichste — 310, 317; — der Sterne eines Sternstromes 360, 362; mittl. — der Spektraltypen A, B 362; physikalische Ursachen der Möglichkeit spektroskopischer — n 529 ff.; hypothetische — n von Bedeckungsveränderlichen 973.

Parhelium, Orthohelium 576.

Parsec 242.

Partition-Funktion 521.

Paschen-Back-Effekt 599.

- Paschen-Serie von H und He^+ 568, 570.
- Pendel, Beziehung zur Erdschwere 9.
- Periastron-Effekt bei Bedeckungsveränderlichen 968.
- Perihelstörung (s. auch Merkur), — eines Planeten 133; — eines Planetenringes 133; — u. der Exponent des Newtonschen Gesetzes 147; — in der spez. u. allgemeinen Relativitätstheorie 212; — infolge Rotation der Sonne 219.
- Perioden-Leuchtkraft-Gesetz veränderlicher Sterne 1036.
- Periodisches System der Elemente 559, 560.
- Phasenwinkel 907; Phasenkurve 907, 909f.; — von Venus 911; Phasenkoeff. verschiedener Gestirne 910f.; Einfluß von Unebenheiten der Oberfläche auf die Ph.kurve (Mond) 914f.; Ph.kurve u. Saturnring-Beleuchtung 945 ff.; Ph.kurve u. Zodiaklicht 952f.; Ph.kurve u. Beleuchtung von Staubmassen durch Sterne 954 ff.
- Photometer 839 ff., 850 ff., 865.
- Photosphäre 613; Undurchsichtigkeit der — 614; Temperatur der — 659.
- Photostrom 865.
- Photovisuelle Helligkeit 787, 864.
- Physiologischer Koeff. 846 f.
- Piper-Regel über den Schwellenwert des Auges 851.
- Plancksches Strahlungsgesetz 551, 589, 717, 771, 778, 993; — u. Energieverteilung der Fixsterne 772.
- Planeten, Masse der — aus Mondelongationen 91 f.; numerische Werte der Massen 93 f., 105, 1054; Massenbestimmung aus Störungen der — 93; Masse der kleinen — 95; Massenbest. aus Kometenstörungen 95; Theorie der — 123; Theorie der kleinen — 126; Spektralanalyse der — 672 ff.; spektroskopische Bestimmung der Rotationszeiten 678; Kolorimetrie der — 826 ff.; reflektierte Strahlung der — 897 ff.; Albedo 909; Phasenkoeff. 911; Flächenphotometrie der großen — 916 f.; Beleuchtung der — atmosphären 926 f., 930, 935 ff.; — atmosphären im Farbfilter 937, Entstehung des — systems 1052 ff.; Zahlenwerte der Massen u. Dichten der — 1054; kleine — u. die irregulären Monde des Jupiter u. Saturn 1067; Kosmogonisches über die kleinen Planeten 1059 f.
- Planetensystem, Entstehung 1052 ff.; Rotationshypothese 1054 ff.; Meteoritenhyp. 1054; Kollisionshyp. 1054, 1059 ff.
- Planetesimalhypothese der Kosmogonie 991, 1062, 1070.
- Platten, fotogr., Eigenschaften 858 ff.; Schleier 861; Schwärzungskurven 859; Nachbareffekt 861; Gesichtsfeldkorrektur 862.
- Polarisation des Lichtes, Geschichtliches 834 f.; — des reflektierten Lichtes 902 f.
- Polschwankungen, Eulersche Periode 144; Chandlersche Periode 144; Zusammenhang mit Rotationsdauer der Erde u. Mondtheorie 144.
- Polssequenz, internationale — 842, 856.
- Polytrope 388; — Zustandsänderungen 385, 388; — Kurven 388 ff.; Gleichung der — 389, 390; „Klasse“ der — 390; — Temperatur 390; — Temperatur u. Entropie 390; — Atmosphären 395; Differentialgleichung der — n Gaskugel 404 ff., 408; thermische Energie u. Eigenpotential einer — n Gaskugel 412; — Gaskugeln $n > 5$ 417; — u. Stabilität 447; Polytrope $n = 3$ u. Strahlungsgleichgewicht 448, 467, 472, 474, 476, 489; der Helligkeitsabfall am Sonnenrande u. polytroper Aufbau 875; polytrope rotierende Gasbälle 1027.
- Potential, Begriff 20; — eines Sphäroids 22; — eines dreiachsigen Ellipsoids 33; — einer zylindrischen Gleichgewichtsfigur 57; — des Saturnringes 61; — aller auf das Teilchen einer Atmosphäre wirkenden Kräfte 70; — der gegenseitigen Störung der Kometenkernmaterie 73, 78; Newtonsches — im Raum von n Dimensionen 85; —gleichung von Laplace-Poisson 85; Modifikationen des — bei unendlicher Masse des unendlichen Raumes 86; — der Erde auf einen äußeren Punkt 118; — der fluterzeugenden Kraft 121; effektives — von Riemann 169 (Fußn. 3); — der Viererkräfte 169; — des relativistischen Schwerfeldes 193; — u. Virial 386; Eigenpotential einer polytropen Gaskugel 412; — einer defor-

- mierten Kugel 449; — des elektrischen Druckes im Sterninnern 508; — der Coulombschen Anziehung 563; Erregungspotential u. Ionisationspotential 583.
- Präzessionskonstante u. Erdabplattung 18, 118; — u. Clairautsche Theorie 25; theoretische Werte der — 101; Präzessionsbewegung der Elektronen im magnetischen Kraftfeld 597.
- Prestonsche Regel der Zeemanaufspaltung 598.
- Projektionsmethode zur Ausmessung von Sternspektralen 540.
- Protuberanzen, visuelle Beobachtung 635, 641, 642; — u. dunkle H_{α} -Flocken 639; das Spektrum der — 640 ff.; „ruhende“ — 643; eruptive — 644; Erklärung der enormen Höhen u. Geschwindigkeiten 645; — u. Kosmogonie des Planetensystems 1062 f.
- Pseudosphäroide bzw. -ellipsoide 1028.
- Pulsationen von Gaskugeln 451 ff., 1035 ff.; Beziehung zw. Lichtwechsel u. Dichte pulsierender Sterne 452, 455; — der Mirasterne 751; — der δ Cepheidesterne 756, 814 f.; — u. Lichtwechsel der Sterne 977.
- Purkinje-Phänomen 849.
- ### Q
- Quantenzahl 559; Nebenquantenzahl 559; azimuthale — 559, 565; — u. die Radien der Elektronenbahnen 562, 566; radiale — 565; totale — 566; äquatoriale u. Breiten — 572.
- Querbewegung der Sterne u. Spektraltypus 357 f.
- ### R
- Radialbewegung 265; — u. Sonnenapex 332; — u. Spektraltypus 353, 355; — u. Eigenbewegung 355, 359; — u. Leuchtkraft 355; — im Sternstrom 360; — der A-Sterne in Abhängigkeit von der galaktischen Breite 362.
- Radiometrie 844; radiometrische Messungen der bolometrischen Größenklassen 869.
- Radium, Zerfallsenergie 460.
- Randverdunkelung der Sonne (s. Sonne), — der Bedeckungsveränderlichen, s. dort.
- Raffety-Bänder im Kometenspektrum 685.
- Rayleighsches Gesetz u. Lichtabsorption im Weltraum 323; — u. Verfarbung 885; — u. Lichtzerstreuung 900 f., 927 ff.
- R Coronae-Sterne, Kolorimetrie 818; Photometrie 985.
- Reaktionsgleichgewicht 585.
- Reaktionsisochore 516.
- Reaktionswärme verschiedener Elemente 587; — bei Dissoziation des TiO_2 616.
- Reflexion, diffuse 897 ff.; Lambertsche Formel 898; Formel von Seeliger 899, von Lommel 900, von Fessenkoff 900, von Schoenberg 901; — an einem Wolkenmeer 901; experimentelle Prüfung der Gesetze 902; — an Gips u. Magnesiumoxyd 802; — an farbigen Substanzen 902 f.; —skoeff. u. Albedo 905; —skoeff. von irdischen Substanzen 912, von Mondgebilden 913; — u. Beleuchtung der Planetenatmosphären 936.
- Refraktion, die jährliche — (Courvoisier) und Einsteineffekt 236; — des Photosphärenlichts in der Sonnenatmosphäre 633; — u. Erdschatten bei Mondfinsternissen 924; Horizontal — der Venus, Verlängerung der Hornspitzen 939.
- Relativitätsprinzip von Newton u. das — der spez. Relativitätstheorie 161; — von Einstein 186; allgemeines — 189.
- Relaxationszeit eines Sterns in einem System 1049 ff.
- Repulsivkraft 70, der Sonne 73, 75 ff.
- Resonanzlinie eines Atoms 558.
- Resonanzpotential 521, 584.
- Resonanzstrahlung der Nebel u. Kometen 884 ff.
- Ricco-Regel über den Schwellenwert des Auges 851.
- Riemannsches Ellipsoid 41, 51; —scher Skalar 198.
- Riesenstern, typischer — 492; Trennung der Sterne in Riesen- u. Zwergsterne 721 ff.; Temperaturunterschied zwischen Riesen- u. Zwergsternen des

- gleichen Typus 724, 870; Dichte der —e 996.
- Ringförmige Gleichgewichtsfiguren 57; allgemeine Untersuchungen über — 60; — ohne Zentralkörper 62; statische Stabilität der Ringe 64; dynamische Stabilität der Ringe 66; Gleichgewichtsbedingungen 57; Theorie des Saturnrings 58, 68.
- Rochesches Modell 69, 445 f., 1024, 1026, 1030; —sches Modell u. Laplacesche Kosmogonie 1056; —sche Grenze für Satelliten u. Doppelsterne 1030, 1032 ff., 1061.
- Rotation, Dauer der — der Planeten 10; —smoment 14; veränderliche —sgeschwindigkeit im Inneren eines Körpers 37, 1002; Grenzen der —geschwindigkeit 37, 55; Veränderungen in der —sdauer der Erde 142; Einfluß der — in der allgemeinen Relativitätstheorie 218; — von Gasmassen 444, 445 f., 1002; rotierende Massen im Strahlungsgleichgewicht 514, 1002; — von Molekeln u. Bandenspektren 578; spektroskopische Bestimmung der —selemente der Sonne 666 ff.; dasselbe für die Planeten 678; —seffekt im Spektrum der Bedeckungsveränderlichen 743; Energieerzeugung rotierender Sterne 1002.
- Rotationsellipsoid (s. auch Ellipsoid), Anziehung des —s, Lösung von Newton 8; Verhältnis der Anziehung des —s zu derjenigen einer Kugel 8; das Maclaurinsche — 11, Exzentrizität 57 ff.; numerische Daten 50; kosmogonische Betrachtungen 1025.
- Rotationsglied in dem Deslandreschen Gesetz über Bandenspektren 578.
- Rotkeil Wilsings zur Kolorimetrie 778.
- Rubidium im Sonnenfleck 617; — u. lichtelektrische Photometrie 865.
- Rungesche Regel im Zeemaneffekt 599.
- Russellsches Diagramm 509, 994, 1003 ff.; — u. Cepheiden 982 f.
- RV Tauri-Sterne, Kolorimetrie 818.
- Rydberg-Konstante 564.
- S**
- Sackur-Tetrodesche Gleichung 586.
- Saigey, Theorem von — 117.
- Satelliten (s. Mond), Theorie der — 131.
- Saturn, Theorie des —ringes 58, 68; Stabilität der —ringe 64; Potential des —ringes 61; Masse des —s 92, 94, 105; Masse des Mondes Titan 105; Masse des —ringes 105; Theorie der —bahn 125; Spektrum des —s 677; Rotationszeit des —ringes 679; Albedo 909, 917; Lichtverteilung auf der Oberfläche des —s 916 f.; Reflexionskoeff. 917; Beleuchtungstheorie des Ringes 941 f., 944 ff.; Floring, B-Ring, C-Ring 946; Schleier 949; A-Ring 949; Farbfilter zur Untersuchung des —ringes 949; —monde u. Rochesche Grenze 1034; Umlauf der —monde 1065; die irregulären Monde 1067; Kosmogonisches zum —ring 1068 f.
- Sauerstoff u. die Linien des Nebulium 759.
- Schoenberg, Reflexionsformel (Wolkenmeer) von — 901.
- Schraffierkassette 841, 857.
- Schwärzungskurve, fotogr. Platten 858 ff.; Schwärzungsgesetz von Schwarzschild 860, von Bunsen-Roscoe 861.
- Schwereanomalien u. Lotabweichungen 114; Theorie der — durch die Anziehung von Sonne u. Mond 120.
- Schwerebeschleunigung auf der Erde, berechnet aus der Mondbewegung 108.
- Schwerkraft, Verhältnis zur Fliehkraft 7; Änderung der — auf der Erdoberfläche 9, 10, 18, 31, 83; Tafel für die Planeten 10; — auf der Oberfläche eines heterogenen Ellipsoids 17; Schwere auf der Erde 112; — im Erdinnern 115.
- Schwingungen von Gaskugeln 1035 ff.; freie — einer Gaskugel 448 ff.; — bei konstantem Volumen 448; — bei konstanter Form (Pulsationen) 451.
- Seeligersches Gesetz der Reflexion 899; — u. Verfinsterungen der Jupitermonde 920 f.
- Selen u. lichtelektrische Photometrie 864.
- Seltene Erden, Linien im Sonnenspektrum 607, in Fixsternspektren 714.
- Seriengrenze 563; das kontinuierliche Spektrum an der — 576; — u. Ionisationspotential 584; — u. mittl.

- Atomabstand (Druck in der umkehrenden Schicht) 616.
- Silicium, Sterne mit ebenen kräftigen Linien 713.
- Siriometer 242.
- Sirius *B* 507.
- Siriusweite 242.
- Solarkonstante 652 ff.; numerische Werte 655; — u. Sonnenfleckhäufigkeit 656.
- Sonne, Repulsivkraft der — 73, 75, 76 ff.; Atmosphäre 70; Parallaxe 89; Parallaxe u. Erdmasse 92; Parallaxe u. Mondmasse 102 ff.; Elliptizität der — u. Sonnenkorona 134; Abplattung 134; Rotation der — u. allgemeine Relativitätstheorie 218; Rotverschiebung der Spektrallinien 220, 610, 611; Geschwindigkeit im Raume (s. Apex), Bau der — u. van der Waalsche Zustandsgleichung 423; die Helligkeitsverteilung der — nscheibe 474 ff., 874 ff.; Helligkeitsverteilung in den einzelnen Wellenlängen 476, 876; Einfluß der Streuung hierauf 478; Massenverlust der — durch Ausstrahlung 510; absolute Helligkeit 510; über die Entstehung des kontinuierlichen — nspektrums 531; Geschichtliches hierzu 535; Spektralanalyse der — 601 ff.; vorhandene und nicht vorhandene Linien u. Elemente im — nspektrum 605 ff.; umkehrende Schicht 612; Photosphäre, Chromosphäre 613; Flachspektrum 613; allgemeines magnetisches Feld der — 625; elektrische Feldstärke der — natmosphäre 626; monochromatische Aufnahmen der — 634 ff.; Extinktion in der — natmosphäre 663; Spektrum der Korona 646 ff.; Temperatur der — noberfläche 652 ff.; spektroskopische Bestimmung der Rotationselemente der — 666 ff.; Rotationsgeschwindigkeit der verschiedenen — nschichten 667; — ntypus unter den Fixsternen 702 f.; Kolorimetrie der — 824; scheinbare Helligkeit u. Farbenindex der — 824; Geschichtliches zur Randverdunkelung 833; Temperatur der — 877; Randverdunkelung 877 ff.; Helligkeitsverteilung der — noberfläche aus Finsternisbeobachtungen 881 ff.; Parallaxe der — u. Jupitermondverfinsterungen 918; Energiequellen der — 1015.
- Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919 u. Lichtablenkung 231; Helligkeitsverteilung auf der Sonnenoberfläche aus Finsternisbeobachtungen 881 ff.
- Sonnenflecken, Spektrum der — 617 ff.; Veränderungen im Aussehen der Linien gegenüber der Photosphäre 618; Häufigkeit der verschiedenen Elemente 621; Wirbelstruktur 622, 624; Evershed-Effekt, Ein- u. Ausströmen 623; Magnetfeld in — 624 ff.; verschiedene Polaritäten auf den beiden Hemisphären 625; Stark-Effekt in — 625; Ca-Flocken in der Nähe von — 637; — u. grüne Coronalinie 648; — häufigkeit, Schwankungen der Solarkonstante 656.
- Sonnengeschwindigkeit (s. Apex).
- Spektrallinien, Rotverschiebung auf der Sonne 220, 610 f.; Störungen derselben durch Druck, Dopplereffekt, Überlagerung, anomale Dispersion 222 ff.; Rotverschiebung der — der Fixsterne 226, 507, 723; Spektraltypen der Sterne 244; Rotverschiebung bei Sirius *B* 507; Gesetzmäßigkeiten in Spektren 557 ff.; Serien, Seriegrenze 565, 567; Hauptserie, Nebenserie 567; Struktur u. Breite der — 591; die Messung der Intensitäten der — 591 ff.; Einfluß von Druck u. Dichte auf die Struktur der — 594; tellurische Linien 602; Druckverschiebung der — der umkehrenden Schicht 613; — im Sonnenfleckspektrum 617 ff.; — krümmung beim Spektroheliographen 635; Selbstumkehr u. doppelte Selbstumkehr 636 f.; Auftreten heller Linien bei roten Sternen 711; Sterne mit hellen Eisenlinien 711; Rotverschiebung bei weißen Zwergen 723; stationäre u. verlagerte — 766 f.
- Spektraltypus der Fixsterne 244, 692 ff., 773; — u. Farbenindex 245, 799, 864; — u. Sternverteilung 286, 305, 316; — u. galaktische Kondensation 287; — u. Sonnenapex 335, 350; — u. Eigenbewegung 352, 359, 801; — u. Radialbewegung 353, 355; — u. Sternengeschwindigkeit 356, 357, 359; — u. Querbewegung 357; — der Sterne eines Sternstromes 361; mittl. Parallaxe der Typen *A* u. *B* 362; Besonderheiten in den Spektren der Fix-

- sterne 708 ff.; — u. Temperatur 720, 864; Beziehung zwischen — u. Periode bei den Mirasternen 750, bei den δ Cephei-Sternen 754; Dichte von Bedeckungsveränderlichen nach Spektraltypen geordnet 973 f.; — als kosmologischer Parameter 994.
- Spektroheliograph 634 ff.; — u. Wirbelnatur der Sonnenflecken 624, 639.
- Spektrokomparator 539.
- Spektroskop, Spektrograph 536.
- Sphäroid, Begriff 21, Potential 22.
- Spiralnebel (s. auch Nebelflecken), Spektralanalyse 763; Entfernungsbestimmung mit Hilfe der PLK der Cepheiden 980; die Arme der — 1083 ff.
- Stabgitter vor Objektiv zur Photometrie 842, 858.
- Stabilität der Gleichgewichtsfiguren 37; ältere Literatur 39; dynamische — 40; säkulare, statische, bedingte — 40, 41, 42; statische — ringförmiger Figuren 64; dynamische — ringförmiger Figuren 66; — der Kugel als Gleichgewichtsfigur 45; — skoeffizienten 43, 45, 46, 58, 66; — eines Mondes 54; Energiekriterium 41; — polytroper Atmosphären 395, 472; — von Gaskugeln 387, 444 ff., 492; — u. Polytrope 447; — von Atmosphären im Strahlungsgleichgewicht 472; Rotationsinstabilität, 2 Arten 1027; — von Doppelsternen 1031; Gravitationsinstabilität 1082.
- Starkeffekt 600 f.; — u. Breite der Fraunhoferschen Linien 614; — in Sonnenflecken 625.
- Starrheitskoeffizient der Erde 122.
- Staubwolken, Staubmassen 430; Eindringen eines Körpers in eine kosmische — 382; kosmische — u. Virialsatz 386; Zusammensturzzeit einer kugelförmigen — 431; Unterschied zwischen Gas u. — 433; die zulässige Steingröße 432; Bau kosmischer — 433; Energetik einer — 436; Massenverlust kosmischer — 437; Grenzverhältnisse (Maxwellsches Verteilungsgesetz) 437; Zähigkeit kosmischer Staubmassen 438; das Fixsternsystem als kosmische — 369, 370, 442; Beleuchtung kosmischer — 941 ff. (See-
liger); Beleuchtung kugelförmig begrenzter — 944; Beleuchtung kosmischer — durch Sterne 953 ff.; widerstehendes Mittel 1039 ff.
- Stefansches Strahlungsgesetz 543.
- Stereokomparator 263.
- Sternhaufen, kugelförmige — u. die polytrope Gaskugel $n = 5$ 440; das mittl. Spektrum der — 764; Kolorimetrie der — 819 ff.; Entfernungsbestimmung mit Hilfe der PLK der Cepheiden 980; mittl. Sternmasse in — 995; Farbe der Sterne in — 1009; offene Sternhaufen u. das Alter der Sterne 1009 f.; Sternhaufen u. Russell-diagramm 1009 f.; — u. weiße Zwerge 1010; — u. Kosmogonie 1011, 1022; Kosmogonisches 1086.
- Sternkataloge, ältere — 248; Fundamental- — 249; — einzelner Sternwarten 252; photographische — 253; Sammel- — 254; Durchmusterungs- — 255; — von Sternhaufen u. Nebeln 256; Eigenbewegungsverzeichnisse 259; Photometrische — 276; — für Spektraltypen u. Farben 278.
- Sternschnuppen, Thermodynamik der — 381; die Spektren der — 687 ff.
- Sternströme (s. Strombewegungen).
- Sternsystem, schematisches, typisches — 299, 365; Bau des — 364 ff.; Kapteyns Theorie über den Bau des — 366; Oppenheims Theorie 346 ff.; 367; Kinematik des — 368; Sterndichte, Zusammenstöße, mittl. freie Weglänge, mittl. Wegzeit im — 369, 370; Eddingtons Theorie 371; das — als kosmische Staubmasse 369, 370, 442.
- Sternverteilung 307; scheinbare — 279 ff.; Ebenen 292; räumliche — 294 ff.; — u. Spektraltypus 286, 305; W. Herschels Theorie 295; Seeligers Untersuchungen 298; Folgerungen aus der Seeligerschen Theorie 305 ff.; Diskontinuität der — 307 f.; — u. Häufigkeitsfunktion der absoluten Bewegung 319; unregelmäßige — (Pannekoek) 320.
- Sternweite 242.
- Stickstoff, negative Bandengruppe des — 583; — u. die Linien des „Nebulium“ 759.
- Stokesscher Satz über das Theorem von Clairaut 112.

- Störung, gegenseitige — der Kometen-
kerntheilchen 73, 78; — im widerstehenden Mittel 1040.
- Strahlung 458 ff., 462 ff.; Ursprung der Stern- und Sonnen— 379 ff.; — u. homogene Kontraktion 394; — u. ihr Einfluß auf den Aufbau der Sterne 456 ff.; austretende — bei paralleler Schichtung 467; Ionisation u. — 515 ff.; —sgesetze 543 ff., 652 ff.; numerische Werte ihrer Konstanten 551; Abweichung der Sonnen— von der schwarzen — 661; Stern— u. schwarze — 717; —svermögen, Definition 845; Resonanz— 884 ff.; Theorie der Nebel— 887 ff.; reflektierte — der Planeten u. Meteore 897 ff.
- Strahlungsdruck u. Kometenschweife 77; — u. Newtonsches Gesetz 142; — u. Sternaufbau 457, 468, 493; — u. Strahlung 461; Lichtdruck an der Sonnenoberfläche 461; — u. Gasdruck 488, 489, 490; — u. Ionisation 524 ff.; — u. planetarische Nebel 529.
- Strahlungsgleichgewicht 462 ff.; Definition u. Bedeutung für den Sternaufbau 457; Differentialgleichung des —s 466, 487; Grenzbedingungen 467; Atmosphäre im — 469 ff.; Temperaturverteilung bei — 470; Weggleichung bei — 473; — in den einzelnen Wellenlängen 476; die Näherung von Schuster 481; ein Maß für die Abweichung vom — 485; über das — der Erdatmosphäre 486; Gaskugeln im — 487 ff.; die Weggleichung bei — 488; Weggleichung u. Polytrope 489; Energetik bei — 491; rotierende Massen im — 514; — u. Randverdunkelung der Sonne 875, 878, 962.
- Stratosphäre, Temperaturberechnung 486.
- Streuung des Lichtes, Einfluß der — auf die Helligkeitsverteilung der Sonnenscheibe 478; Unterschied zwischen — u. Absorption 479, 482 ff.; — u. Leuchtkrafteffekt bei Fixsternen 804; — in der Erdatmosphäre 933 ff.; s. auch Rayleighsches Gesetz u. Diffusion.
- Strombewegungen der Sterne 360 ff.; s. auch Z weischwarmhypothese 338 ff.; Einfluß der — auf die Ermittlung der Spezialbewegungen der Sterne 357; Parallaxen der Sterne eines Sternstromes 360; — u. Spektraltyp 361; Einfluß des Sichdurchdringens von Sternströmen auf diese 361.
- Strontium, Sterne mit abnorm kräftigen Linien 713.
- Swanspektrum 581; Spektrum der Kometen 680, 893.
- Syndynamen, Kurve der — 72.

T

- Teilung von Himmelskörpern 446, 1025, 1027; — von Gaskugeln 447 f., 1027 ff.
- Temperatur, effektive 248, 467, 471, 771; Nullpunkt der absoluten — u. Entropie, 3. Hauptsatz der Thermodynamik 379; adiabatische, polytrope, kosmogonische — 389; potentielle — 390; polytrope — u. Entropie 390; Dispersions— 402; Oberflächen— u. Anziehungskraft eines Himmelskörpers 402; —leitung 438; die dem Strahlungsgleichgewicht entsprechende — 464, 470 ff.; Mittelpunkts— u. potentielle — einer Gaskugel 487, 489; — der Gestirne u. Ionisation 589, 590, 718 f.; — u. Breite der Fraunhoferschen Linien 614; — der Sonnenflecken 621 f.; — der Sonnenoberfläche 652 ff., 877; Farb—, Definition 662, 717, 771; effektive — der Fixsterne 714 ff.; effektive — u. Farbenindex 717, 864; —unterschied zwischen Riesen u. Zwergen des gleichen Typus 724, 870; Strahlungs— 771; — u. Farbäquivalente 772; —skalen von Brill u. Wilsing 773; — u. Leuchtkrafteffekt 804; bevorzugte — 807; — u. Spektraltypus 864; — u. Randverdunkelung 877; — u. Gesamtstrahlung 877; diskrete —werte der Sterne 1006.
- Tensor 190.
- Thermoelektrische Beobachtungsverfahren 795, 869.
- Titan, Albedo— 909.
- Titanoxyd, Dissoziation des —s u. der Druck in der umkehrenden Schicht der Sonne 616; — im Sonnenfleck 617.
- Trabanten (s. Mond).
- Trägheitsmomente des Mondes 53; — der Erde (s. Präzessionskonstante).

Transmissionskoeffizient des Weltraumes 321 ff.; — der Luft 868; — der Erdatmosphäre u. ihre Lichtverteilung 933 ff.
Troposphäre 486.

U

Überfunkenlinien 558.
U Geminorum-Sterne, Kolorimetrie der — 818; Photometrie der — 986.
Ultimate Lines 557.
Umkehrende Schicht 612 ff.; — in der Sonnenatmosphäre 612; Höhe der — 613, 626; Druck in der — 613—617; Reflexionsfähigkeit 614.
U m o w, Betrachtungen von — über Reflexion 903.
Uran, Zerfallsenergie 460.
Uranus, Theorie des — 126; Spektrum 677; Rotationszeit 679; Albedo 909; die Monde des — 1065.

V

Valenzelektronen 559.
van der Waalsche Zustandsgleichung u. Sternaufbau 423, 495.
Vektor 190.
Venus, Spektrum 673; Rotationszeit 678; Albedo 909, 917, 939; Phasenkurve 911; Phasenkoeff. 911; Lichtverteilung auf der Oberfläche 916 ff.; Reflexionskoeff. 917; Beleuchtung einer Atmosphäre 938; Horizontalrefraktion; Verlängerung der Hörnerspitzen 939; Loschmidtsche Zahl 939; Gezeitenreibung 1037.
Veränderliche Sterne, Spektralanalyse 743 ff.; Photometrie 956 ff.; Anzahl 977; Ursachen des Lichtwechsels 977; — mit langer Periode 984; halbregelmäßige — 984 f.; zyklische — 985; seltene Typen: R Coronae, U Geminorum u. Novae 985 f.; Kosmogonie der — 1075 ff.; Dichten 1035, s. auch Bedeckungsveränderliche.
Verfärbung u. Gesetz von Rayleigh 885, 939 ff.
Verschiebungsgesetz von Wien 547; — von Kossel u. Sommerfeld 561.
Verweilzeit in den einzelnen Stadien der Sternentwicklung 1014.
Verzweigungsfiguren 43.

Vesta, Albedo 909; Phasenkoeff. 911.
Vierervektor 166; Viererkraft von Minkowski 163.
Virial 386; —satz 385 ff.
Volterrassche Integralgleichung 890.
Vulkan, der Planet — 132 (Fußn. 160)

W

Wärmeindex 718, 796, 870.
Wärmekapazität 388; „bleibender Wärmegehalt“ 390; — u. Entropie bei gleichförmiger Kontraktion 392; — in der Definition der Polytropen 388.
Wärmeleitung, Differentialgleichung der — 438; Unmöglichkeit der — als Wärmetransport im Sterninnern 458.
Wärmetod des Universums 378.
Wasserdampflinien im Sonnenspektrum 603, 608; — im Sonnenfleck 618, 639.
Wasserstoff, Linienserie 561; Ionisationspotential, Erregungspotential 584; — u. Starkeffekt 600; abnormes Verhalten der —linien 615; —wirbel im Sonnenfleck 624; — u. Spektroheliograph 639; „dunkle Flecken“ 639; —sterne 700 ff.; helle —linien bei B-Sternen 709.
Wasserzellenabsorption 796, 870.
Weggleichung der Sternentwicklung 1013, 1016 ff.
Weglänge, mittl. freie — im Sternsystem 369; — in der kinetischen Gastheorie 433.
Wegzeit, mittl. — im Sternsystem 369; — in der kinetischen Gastheorie 433.
Wellenlänge, effektive — 246; visuelle effektive — 782; photographische effektive — 792; Schaffung eines festen Systems von —n der Spektrallinien 541, 601 f.; —unterschiede zwischen Sonnenmitte u. -rand 611; isophote — 717.
Welt, Minkowskische — 160; —punkte, —linie 161.
Widerstehendes Mittel im Raume 1039 ff., 1063 f.
Wiensches Verschiebungsgesetz 547, 659.
Wirkungsquantum 517, 557.
Wirkungsquerschnitt 1050.
Wirkungssphäre in der kinetischen

- Gastheorie 432 ff.; — im Planetensystem 1044.
- Wolf-Rayet-Sterne 693, 696 ff.
- Wolken, Reflexion an einem — meer 901, 913.
- Z**
- Zeemaneffekt 596 ff.; Prestonsche Regel 598; Rungesche Regel 599; — in Sonnenflecken 624.
- Zentralwert der Sterngrößen 282.
- Zodiakallicht u. Theorie von Seeliger 136, 213; — u. Perihelbewegung des Merkur 172, 213; Spektrum des —s 691 ff.; Beleuchtung des —s 949, 950 ff.; Kosmogonisches zum — 1068 ff.
- Zusammenstoß, Zahl der Zusammenstöße von Sternen 369 ff.
- Zustandsgleichung normaler Sterne 998 ff.
- Zustandssumme 589.
- Zweig, positiver, negativer, Null— in der Theorie der Bandenspektren 579.
- Zweischwarmhypothese Kapteyns 338 ff.
- Zwergsterne, Trennung der Sterne in Riesen- u. — 721 ff.; weiße — 723, 999; Dichte derselben 996; Temperaturunterschied zwischen Riesen- u. —n des gleichen Typus 724, 870; weiße — u. Sternhaufen 1010; weiße — u. Sternentwicklung 1024; Kosmogonisches 1077 f.
- Zyan in Kometenspektren 893.
- Zylindrische Gleichgewichtsfigur 57; Potential einer — 57.

Namensverzeichnis zu Band VI 2, A und B.

Von B. Thüring in Breslau.

A

- Abbot, C. G. **A:** 334. **B:** 478, 483, 650, 655 ff., 570, 718, 771, 868, 876 f., 934 ff.
 Abel **B:** 882
 Abelmann **A:** 949
 Abetti, G. **B:** 270, 633, 668, 670, 726, 728
 Abney **B:** 653, 934
 Adams, J. C. **A:** 389, 533, 555, 669, 671, 677 ff., 690, 692 ff., 718 ff., 817, 819, 833, 872, 942, 1018. **B:** 258 f., 267, 272, 283, 348, 619 ff.
 —, W. S. **B:** 353 ff., 507, 529, 592, 596, 611, 617, 629, 635, 667 ff., 701, 704 ff., 711, 723 ff., 732 ff., 741, 746, 752 ff.
 Airy, G. B. **A:** 27 ff., 98, 128 f., 186, 237, 239, 247, 401, 669, 671, 692, 695, 697, 719, 925, 879 f. **B:** 2, 40, 100, 115, 117, 182, 330, 349, 835
 Aitken, R. G. **A:** 468, 483. **B:** 737, 748, 1073
 Albatagnius **B:** 129
 Albrecht, M. F. **A:** 83
 —, S. **B:** 675, 682 f., 707, 754
 —, Th. **A:** 36, 45, 106, 108, 160, 203, 213 f., 321, 243, 278 f., 290.
 —, W. S. **B:** 556
 Aldrich, L. B. **B:** 478, 483, 655, 661, 913
 d'Alembert **A:** 168, 563 f., 668, 670, 678, 693, 995 f. **B:** 7, 12, 14, 18, 22, 30, 39, 52, 69
 Alessio, A. **A:** 122
 Allégret **A:** 521
 Allen, L. B. **B:** 736, 748
 Al Sufi **B:** 277
 Ambarzumian, V. **B:** 664
 Ambrohn, L. **A:** 164, 190, 195, 201, 209, 264, 276. **B:** 255
 Amerigo, Vespucci **A:** 125
 Amerio **A. B:** 660 f., 664
 Anderson, W. **B:** 645 f., 651, 657, 662, 732
 Anding, E. **A:** 116, 169, 889. **B:** 137 f., 213, 296, 323, 347 f., 351, 887, 915, 919
 Andoyer, H. **A:** 289, 513, 532, 555, 680, 694 f., 701, 710, 721 f., 783, 1014. **B:** 129
 Andrade, J. **A:** 174, 186, 521
 André, Ch. **A:** 251. **B:** 240
 Angelitti, F. **A:** 107
 Anger, C. F. **A:** 257
 Angström, A. J. **B:** 594, 601, 603, 656
 —, K. **A:** 291, 333. **B:** 541, 602
 Apian, P. **A:** 899
 Appell, P. **A:** 582 ff., 733. **B:** 21, 141
 Arago, F. **A:** 117, 295, 297. **B:** 179 ff., 834 f., 848, 874
 Arctowski, H. **B:** 656
 Argelander, F. **A:** 29, 251, 257, 295, 322. **B:** 253 ff., 277, 296, 328, 348, 365, 838 f.
 Aristarch **A:** 73
 Aristoteles **A:** 899
 Armellini, G., **A:** 923, 929. **B:** 141
 Arncke **B:** 289
 Arndt, L. **A:** 635
 d'Arrest, H. **A:** 932 f., 942. **B:** 757
 Arrhenius, Sv. **B:** 77
 Arzachel **A:** 84
 Arzichowsky, W. **B:** 678
 Aschkinaß, E. **B:** 602
 ABmann, R. **A:** 299
 Asten, V. **A:** 909 ff. **B:** 96 f., 127, 139, 249
 Astrand, J. J. **A:** 99, 128, 384
 Atkinson, R. **B:** 615 f., 998, 1017, 1023 f.
 Aufseß, Frh. v. u. z. **B:** 911
 Auwers **A:** 27, 29, 30, 61, 68 f., 74, 78, 91, 123, 136, 160, 258, 267 ff., 485, 852, 864. **B:** 102, 135 f., 248 ff., 260, 269, 352 f.
 Avogadro **B:** 587
 Ayyar, A., **B:** 610
 Azdarate, Th. de **B:** 648
 d'Azumbuja, L. **B:** 599

B

- Baade, W. **B:** 744, 757, 789 f., 797, 1036
 Babcock, H. D. **B:** 222, 596, 600, 603, 610, 623, 626, 632
 Babinet, **B:** 1055, 1065
 Bach **A:** 337
 Bache, A. D. **A:** 119
 Bachem, A. **B:** 223 ff.
 Backhouse, J. W. **A:** 919. **B:** 255, 731
 Backlund, O. **A:** 582, 679, 710, 730, 803, 897, 909, 910 ff., 918, 1018. **B:** 82, 96 f., 127, 140, 142
 Baeyer, J. **B:** 114
 Baffin, W. **A:** 122
 Bailey **B:** 288, 1078
 Baillaud, A. **A:** 907
 —, J. **B:** 716
 Bails **A:** 337
 Bailly, J. **A:** 810, 815
 Baily, F. **A:** 122. **B:** 254
 Baker, R. H. **A:** 493 ff. **B:** 766, 1025
 Bakhuyzen, H. G. van de Sande **A:** 255 ff., 289, 348
 Balanowsky, I. **B:** 335, 803, 805
 Baldet, F. **B:** 582, 681 ff.
 Ball, L. de **A:** 208, 289 f., 325, 404 f., 521, 861, 895, 995, 1004
 Balmer, J. J. **B:** 569 ff.
 Bamberg **A:** 111
 Barabascheff, N. **B:** 672, 676, 825, 912
 Barker, Th. **A:** 385

- Barnard, E. E. **B:** 288, 326, 734, 737, 822
 —, E. J. A. **A:** 499f., 818.
B: 276
 Barnes, J. **B:** 618
 Basset **B:** 41, 48
 Battermann, H. **A:** 32, 52ff., 64, 71f., 76, 134f. 253, 270, 272, 363, 874, 876 ff.
B: 252
 Bauernfeind, C. M. **A:** 140, 288, 310, 323
 Baume-Pluvinel, A. de la **B:** 646, 648, 681f., 686
 Bauschinger, **A:** 204 ff., 238f., 246, 272, 289, 295, 315, 380, 385f., 404ff., 414ff., 423, 425, 465, 508, 731f., 857, 865, 903, 936, 963, 995, 1015. **B:** 82, 93 ff., 101, 132, 213
 Baxandall, F. E. **B:** 607 ff., 618, 631, 698ff., 711 ff., 736, 741, 747
 Bayer, J. J. **A:** 108, 313.
B: 257
 Beck, A. **A:** 112
 Becker **B:** 256
 —, E. **A:** 36, 214, 243, 262, 270, 272
 — F., **B:** 823, 1079
 —, L. **B:** 676
 Beeck-Calkoen, J. F. van **A:** 139
 Beer **A:** 294f., 326. **B:** 871
 Behrmann, C. **A:** 162. **B:** 255, 257
 Bélanger **B:** 669
 Beljawsky, S. **B:** 342, 815
 Bell **B:** 542
 Bellamy **B:** 263, 282
 Belopolsky, A. **B:** 183, 243, 266, 324, 556, 619, 667, 669, 678 f., 714, 743, 752
 Bemporad, A. **A:** 289, 291f., 317, 321, 328 ff. **B:** 867
 Bender **B:** 849
 Benesch **B:** 49
 Bennet **A:** 521
 Benzenberg, J. F. **A:** 116, 427
 Bequerel, E. **B:** 601
 Berberich, A. **A:** 411, 918
 Bergmann **B:** 570
 Bergstrand, O. **A:** 248, 833, 895. **B:** 93, 666, 792 ff.
 Bernard, A. **B:** 681 ff.
 Bernheimer, W. E. **B:** 865, 877
 Bernoulli, D. **A:** 924
 Berry, C. **A:** 135, 337
 Berron, A. **A:** 154, 299
 Berthoud, F. **A:** 173
 Bertrand, J. B. **A:** 483, 515 f. **B:** 131, 143
 Bessel, F. W. **A:** 21, 26 ff., 36 ff., 45, 55 ff., 65 ff., 78, 82, 85, 91, 97, 106 ff., 127 ff., 163 ff., 177 ff., 201 ff., 218 f., 230 ff., 269, 290, 295, 299, 304 ff., 315 ff., 336 ff., 349 ff., 364, 385, 387, 413, 428, 465, 485, 508 f., 619 ff., 811 ff., 826 ff., 845 f., 850, 863, 865, 894 ff., 903, 921, 1008. **B:** 3, 27, 72 ff., 89 ff., 105 ff., 114, 139, 240, 248 ff., 258 ff., 268, 280, 292, 295, 329, 360, 838
 Betti, E. **A:** 521. **B:** 412
 Bevau, P. V. **B:** 640
 Beyrink **B:** 678
 Bezold, W. v. **B:** 390, 400
 Bialobjewski, T. **B:** 457, 468
 Biela W. **A:** 900
 Biermann, L. **B:** 1002
 Bigoureaux, G. **A:** 134, 150. **B:** 275
 Bilt, J. van der **B:** 850
 Binet, J. **A:** 565, 588
 Biot, J. B. **A:** 295, 303, 899. **B:** 179
 Birge, R. T. **B:** 608, 665
 Birk **B:** 824
 Birkenmeyer, L. **A:** 471
 Birt W. **B:** 622
 Biscoe, H. **B:** 658, 663 f.
 Bisconcini **A:** 553
 Biske, F. **B:** 659, 664
 Bjerrum, N. **B:** 578
 Blackburne, H. S. **A:** 162
 Blajko, S. **B:** 689
 Blancat, D. St. **A:** 725
 Blaserna, P. **B:** 647
 Blazko **B:** 975
 Blish, J. B. **A:** 143
 Block, E. **A:** 138
 — H. G. **A:** 389, 553, 596
 Blum, G. **B:** 643
 Blumenthal, O. **A:** 644
 Bobrovnikoff, N. T. **B:** 681, 684, 686, 828
 Boccardi, G. **A:** 424
 Bock, B. J. **B:** 767
 Bode, J. A. **B:** 257
 Boeddicker, O. **B:** 288
 Boguslawski, G. v. **A:** 940 f. **B:** 77
 Bohl, P. **A:** 752. **B:** 64
 Bohlin, K. **A:** 227, 424, 538, 540, 551, 596, 698, 731, 805 ff., 967 f., 992. **B:** 276
 Bohnenberger, G. C. **A:** 41, 45, 60, 82, 114, 126, 129, 236, 356
 Bohnert, F. **A:** 159
 Bohr, N. **B:** 172, 557, 559, 571, 576, 649
 Bolte, F. **A:** 83
 —, W. **B:** 332
 Boltzmann, L. **B:** 400, 442, 544
 Bond, W. C. **A:** 213, 819 ff., 895, 962. **B:** 836, 840 f., 906 ff.
 Bonnet, O. **A:** 641
 Boquet, F. **A:** 588 f.
 Boraston, J. M. **B:** 285
 Borda, J. C. de **A:** 126, 129
 Borel, E. **A:** 684
 Borraß, E. **A:** 93
 Bos, H. van den **B:** 264
 Boscovich, R. G. **A:** 32. **B:** 39, 182
 Bosler, J. **B:** 376, 681 f., 988
 Boß, B. **B:** 350, 357
 —, L. **A:** 29, 30, 39, 259. **B:** 252, 254, 260 ff., 272, 274, 331, 353, 356 ff.
 Bosscha **A:** 812
 Bossert **B:** 260 f.
 Bottlinger, K. F. **B:** 82, 150, 160, 186, 222, 227, 228, 234 f., 482, 506 f., 592, 718, 751, 775, 795 ff., 818, 843, 866, 1079
 Bougnier, P. **A:** 99, 123, 290, 327 ff. **B:** 833 f., 848, 871
 Bouquet, A. de la Grye **A:** 116
 Bour **A:** 516, 521, 633
 Bourget, H. **A:** 412, 627. **B:** 761 f.
 Bourne, W. **A:** 153
 Boutaric **B:** 868
 Bouvard, A. **A:** 67, 569. **B:** 124
 Bowditch, N. **A:** 82, 128
 Bowen, J. S. **B:** 650, 759
 Bowie, W. **B:** 82, 113
 Böhm, J. G. **A:** 110
 Börger, C. **A:** 151
 Bradley, J. **A:** 26, 32, 34, 58, 61, 68, 78, 153, 268 f., 290, 319, 322, 465, 813 f., 996. **B:** 178, 241, 248 ff., 260, 262, 309

- Brandes, H. W. **A:** 427, 944
 Braskett, F. S. **B:** 602
 Braun, C. **A:** 91, 150, 215.
B: 141, 634
 Braunmühl, A. v. **A:** 103,
 151
 Bravais, A. **B:** 333 ff.
 Bredichin, Th. **A:** 912,
 936 ff., 947 ff., 956. **B:** 3,
 72, 75 f.
 Breen **A:** 870
 Brégnét A 192
 Bremiker, C. **A:** 127
 Brendel, M. **A:** 36, 469,
 669, 671, 684, 687, 701,
 710 ff., 718, 731, 741, 801 f.
 Brester, A. **B:** 646, 751
 Breuding, A. **A:** 82, 162
 Brewster, D. **B:** 601, 603
 —, W. H. **B:** 601
 Brigham, L. A. **B:** 672
 Brill, A. **B:** 513, 661 f.,
 716 ff., 735 f., 770 ff., 788,
 795 ff., 807, 810, 864
 Brillouin, M. **A:** 183
 Brinckmeier, E. **A:** 366
 Brinkley A: 78
 Brodetsky, S. **B:** 1045
 Brodhun **B:** 848
 Brooks, E. E. **B:** 596, 618,
 686 f.
 Brooksbank, J. **B:** 698, 720
 Brorsen, Th. **A:** 921
 Brosinski, A. **B:** 923
 Brousseau **A:** 117
 Brown, E. W. **A:** 513, 556,
 669 ff., 714 ff., 873 ff., 893,
 977. **B:** 20, 28, 119, 128 ff.,
 148, 150, 217, 742, 1046 f.,
 1070, 1084
 Brown, F. G. **B:** 325
 —, Th. H. **B:** 142
 Browning, J. **B:** 687
 Bruggencate, P. ten **B:**
 510, 756, 765, 813 ff., 889 ff.,
 977, 1009 ff., 1023, 1076
 Brugsch, H. **A:** 367, 369,
 370
 Bruhns, C. **A:** 288
 Brunn, A. v. **A:** 721, 723,
 972. **B:** 95
 Bruns, H. **A:** 71, 109, 206,
 288, 294, 313, 402, 428,
 517, 521 ff., 550 f., 634, 680.
B: 81, 114, 751
 Brunswig, H. **A:** 162
 Brunt, D. **B:** 472
 Brühl **A:** 294
 Brünnow, F. **A:** 16, 37, 82,
 196, 289, 336, 386, 704,
 760, 963 f.
 Bryan **B:** 41, 48
 Buchanan, J. Y. **B:** 655
 Buchholz, H. **A:** 365, 400,
 411, 802 f. **B:** 3, 132
 Buchner **A:** 459
 Buffon **B:** 833, 990
 Buisson, H. **B:** 225, 243,
 604, 610 f., 660 f., 761 f.
 Burckhardt, H. **A:** 387,
 559
 —, J. C. **A:** 67, 384 f., 588,
 728, 898, 932 f.
 Burdwood, J. **A:** 152
 Burg, J. T. **A:** 728
 Burnham **A:** 468. **B:** 262,
 264
 Burns, K. **B:** 602, 628, 642,
 761
 Burrau **A:** 530, 967 ff., 983,
 990
 Burson, V. **B:** 599, 703 f.
 Burwell, C. G. **B:** 629, 710,
 727, 737
 Buß, A. A. **B:** 617, 644
 Butenschön, G. **A:** 142,
 154
 Burton, C. V. **B:** 186
 Butler, C. P. **B:** 637, 678,
 699
 Bürg, O. **B:** 678
 —, J. T. **A:** 67
- C**
- Cabot, S. **A:** 153
 Cacciatore **B:** 691
 Caesar, J. **A:** 374
 Callandreaux, O. **A:** 381,
 405 f., 563, 569, 573, 575,
 584, 635, 680, 698, 710,
 716, 758 f., 819, 898, 905,
 933 f. **B:** 22, 24, 31, 66,
 113
 Cagnoli, A. **A:** 103, 133 f.
 Calvisius, S. **A:** 366, 368
 Camerer, J. W. v. **A:** 55,
 102
 Campbell, W. W. **A:** 485 f.,
 493, 496. **B:** 183, 226,
 228, 240, 266, 268, 332,
 353 ff., 362, 556, 647 f., 671,
 674 f., 679, 681 ff., 709, 733,
 745, 748, 754, 758, 760 ff.,
 816
 Camphausen, v. **A:** 102
 Canete, de, del Pinar **A:**
 89, 102, 125
 Cannon, A. J. **B:** 278, 694 f.,
 706, 736, 740 f., 747
 Carasco, P. **B:** 649
 Cardani **A:** 189
 Carl, Ph. **A:** 195, 202, 898
 Carleman, P. **B:** 46
 Carlini **A:** 417. **B:** 115
 Carpenter **B:** 731
 Carrigan, W. T. **B:** 337
 Carrington, R. **A:** 921
 Carroll, J. A. **B:** 712
 Carsten Niebuhr **A:** 105,
 131
 Caspari, E. **A:** 164, 173,
 187
 Cassini, C. F. de Thury **A:**
 117, 1021, 1023, 1042
 —, D. **A:** 78, 115, 138, 290,
 301, 317
 —, J. **A:** 133, 138, 363,
 813 f.
 Catalan, M. A. **B:** 719
 —, E. **A:** 389
 Cauchy, A. **A:** 187, 401,
 552, 563, 565, 573, 594,
 620, 627, 636 ff., 645 ff.,
 678, 750, 960
 Cayley, A. **A:** 134, 337,
 387 ff., 513, 581, 601 f.,
 687 ff., 694 ff., 704, 706, 719,
 721
 Cellérier, G. **A:** 176, 178
 Celoria **B:** 281, 289, 299
 Celsius **B:** 833
 Censorin **A:** 374
 Ceraski **B:** 824, 840
 Cerrulli, V. **A:** 291, 328,
 424
 Chacornac **B:** 258
 Chadwick **B:** 559
 Challis, J. **A:** 237
 Chalonge, D. **B:** 604
 Chamberlin, T. C. **B:** 991,
 1060, 1062, 1064 ff., 1069,
 1071
 Chandler, S. C. **A:** 36, 45,
 57, 88, 104, 500, 854, 860 f.,
 915, 933, 936, 1019. **B:**
 815
 Chang, Y. **B:** 754
 Chant, S. A. **B:** 675
 Chapman **B:** 283, 287, 842
 Charlier, C. V. L. **A:** 389,
 513, 528, 530, 551 ff., 559,
 599, 630, 688, 731 f., 750,
 753 f., 759, 783, 915 f., 936,
 959, 967 ff., 976 f., 1017.
B: 74, 77 f., 86, 132, 146,
 261, 267, 279, 283, 315 f.,
 343 ff., 363 ff., 678, 855,
 1049 ff.
 Chase, F. L. **A:** 248, 275
 Chasles **B:** 33
 Chauvenet, W. **A:** 16, 82,
 129, 196, 289, 336, 362
 Cherubin, R. **B:** 792

- Chessin, A. S. **A**: 592, 594
 Chevalier, S. **B**: 669
 Chevallier, T. **A**: 134, 337
 Ch'ing Sung Yü **B**: 701,
 727 f., 754, 813
 Chladni **A**: 940
 Chmyrow, D. **B**: 903
 Chrétien, H. **B**: 682
 Christie, W. H. M. **A**: 239.
B: 282, 647 f., 855
 Christoffel **B**: 189, 193,
 206
 Chwolson, O. D. **B**: 534,
 575, 597, 652
 Cicolini **A**: 368
 Cigala **A**: 537
 Cittert, P. H. van **B**: 223
 Clairaut, A. C. **A**: 564, 623,
 668, 670, 678, 693, 707,
 727, 814 f., 901, 906, 959.
B: 2, 7, 10, 15 ff., 30, 111 f.,
 118
 Clark, J. S. **B**: 698
 Clarke, A. R. **A**: 134, 485,
 863, 872. **B**: 2, 27, 29,
 110
 —, F. W. **A**: 606, 730
 Claude **A**: 112
 Clausen, Th. **A**: 413, 422,
 932, 935
 Clausius, R. **B**: 154, 157,
 378 f.
 Clayden, A. W. **B**: 674
 Clemens, H. **A**: 69
 Clerke, A. H. **B**: 745
 —, A. M. **B**: 749, 988
 Coblentz, W. W. **B**: 478,
 651, 715 f., 795 ff., 827,
 869
 Coculesco, N. **A**: 660
 Coddington, E. **A**: 411
 Coffin, J. H. C. **A**: 63
 Cohn, B. **A**: 104
 —, F. **A**: 27, 248, 253,
 258, 261 ff., 271, 273, 811,
 818 f., 842, 864
 Columbus, Chr. **A**: 133,
 153
 Columella **A**: 371
 Common, A. A. **A**: 229
 Compton, K. T. **B**: 606
 Comstock, G. C. **A**: 248,
 464. **B**: 262, 302, 306, 322,
 349 ff., 782
 Conrad, W. **B**: 400
 Contarino, F. **A**: 109, 111
 Cook, S. R. **B**: 426
 Cookson, B. **A**: 810, 812,
 817, 895. **B**: 93, 704
 Copeland, R. **B**: 687, 731,
 757
 Corlin, A. **B**: 750
 Cornu, A. **A**: 116, 186, 192,
 818. **B**: 539, 602, 666,
 731, 836, 919
 Cortie, A. L., **B**: 618 f., 629,
 647, 735 f., 746
 Cottingham **B**: 232
 Coubet, P. **A**: 695
 Cournot, A. **A**: 925
 Courvoisier, L. **A**: 111,
 221, 239, 241, 246, 289,
 295, 315. **B**: 236 f., 271
 Cowell, P. H. **A**: 592, 671,
 683, 701, 707, 720, 723 ff.,
 838, 875 ff., 903, 962, 989.
B: 217
 Cramer, H. **B**: 398
 Crew, H. **B**: 666
 Crommelin, A. C. **A**: 819,
 838, 903, 962, 989. **B**: 232,
 235
 Crobley, E. **A**: 468
 Crova **B**: 654
 Crudeli **B**: 38
 Cruls, L. **A**: 135. **B**: 687
 Cuénod, H. **A**: 190
 Curtis, H. D. **A**: 465, 496.
B: 628, 683, 733, 1081,
 1084
 CurtiB, R. H. **B**: 709 f., 738,
 743 f., 752 f.
- D**
- d'Abbadie **A**: 123
 Dale, A. **A**: 294
 Dalton **A**: 308, **B**: 402
 Damoiseau, M. C. T. de **A**:
 338, 668, 670, 694, 728,
 810, 812, 816, 904. **B**:
 104
 Daniel, Z. **B**: 681, 687, 766
 Danjon, A. **B**: 811, 850,
 926
 Darboux, G. **A**: 382, 483,
 573, 580, 616, 640, 646,
 648
 Darwin, G. H. **A**: 530 f.,
 536, 538, 671, 700, 958,
 968 ff. **B**: 3, 26, 31, 35,
 43, 47 ff., 57, 101, 119 f.,
 144, 430, 434 ff., 444, 456,
 964, 971 f., 1025, 1030 ff.,
 1058, 1067
 Daunt, R. A. C. **B**: 617
 Davidovich, P. **B**: 710, 738,
 741
 Davidson, C. R. **B**: 232, 235,
 630, 715 f., 794
 Davis, A. S. **A**: 929
 —, B. **B**: 690
 —, P. L. H. **A**: 149, 152
 Dawes, W. **A**: 467. **B**: 622
 Debye, P. **B**: 508
 Decante, C. **A**: 143, 162
 Dedekind, R. **B**: 3
 Defant, A. **B**: 479, 661
 Defforges, Ch. **A**: 178
 Deichmüller, F. **A**: 917
 Déjardin, G. **B**: 604
 Delafon, R. **A**: 149
 Delambre, J. B. J. **A**: 50,
 57, 58, 128 f., 158, 338,
 368, 810, 812, 816, 837,
 856. **B**: 124, 918
 Delandre **B**: 225
 Delaunay, C. E. **A**: 512,
 541, 598, 602, 669, 671,
 681 ff., 694 ff., 713 ff., 721 ff.,
 760, 832, 838, 872 f., 879 ff.
B: 103, 129 f., 143
 Delavan **B**: 687
 Dembowski, E. **A**: 467
 Demokritos **A**: 373
 Denning, W. F. **A**: 451,
 452, 454, 935, 944 ff. **B**:
 738
 Dent, E. J. **A**: 92
 Deslandres, H. **B**: 577 ff.,
 599, 627 ff., 668, 671, 679,
 681 ff., 703 f.
 Deutschland, G. A.: 932. **B**:
 307
 Dewar, J. **B**: 594, 604
 Dietzius, R. **B**: 476, 605,
 825
 Dik, H. W. J. **B**: 649
 Dines, W. H. **B**: 235
 Diodor **A**: 375
 Dirichlet **B**: 33, 40 f.
 Ditisheim, P. **A**: 119, 180,
 188
 Dobbin, E. E. **A**: 818
 Doberck **A**: 468, 484, 494
 Dobrowski **B**: 848
 Dobson, G. M. B. **B**: 656
 Doodwell **A**: 368
 Doellen, W. **A**: 82, 93, 109,
 128, 149, 161, 270
 Doetsch, G. **B**: 807
 Doig, P. **B**: 765
 Dollond, J. **A**: 232
 Domke, F. **A**: 162
 Donati, G. B. **B**: 680
 Donitch, M. N. **B**: 629
 Donner, A. **A**: 86. **B**: 271
 Doolittle, E. **A**: 993
 Doppler, Ch. **B**: 183, 242,
 552
 Dorgelo **B**: 593
 Doubochine **B**: 1040, 1045
 Douglas, A. N. **B**: 727 f.
 Douwes **A**: 95, 100 f.

- Downing, A. A. : 856. **B:** 145
 Dörffel, G. S. A. : 900
 Draper, H. **B:** 278, 680 f.
 —, J. W. **B:** 601
 Dreyer, J. L. E. A. : 251 ff.
B: 257
 Droste, J. **B:** 206 f., 214
 Drucker, W. A. : 963, 989
 Drude, P. **B:** 82, 152
 Dubjago, D. A. : 481
 Duffield, W. G. **B:** 222
 Dufour, H. A. : 725. **B:** 657
 Dugan **B:** 967, 969
 Duglaux, J. **B:** 604
 Dulong **B:** 652 f.
 Dunèr, N. C. A. : 467, 484.
B: 285, 666, 669, 705
 Duncan, Ch. **B:** 737
 —, J. C. A. : 497. **B:** 691,
 697, 755, 766
 Dunham, Th. jr. **B:** 592
 Dunthorne, R. **B:** 126, 158
 Dyson, F. W. **B:** 60, 232,
 235, 319, 339 f., 350, 627,
 630, 647 f.
 Dziewulski, W. **B:** 334
 Dziobek, O. A. : 513, 529,
 559, 688, 730, 776
- E**
- Eastman, J. R. A. : 239
 Easton, C. **B:** 276, 288 ff.,
 367
 Eberhard, G. **B:** 540, 593,
 630, 703, 715, 735, 746,
 793, 855, 861 f.
 Ebert, H. A. : 154, 519. **B:**
 742
 —, W. A. : 97 f., 396, 400
 Eble, M. A. : 87
 Ebsen, J. A. : 152
 Eder, J. M. **B:** 582, 706,
 860
 Eddington, A. S. A. : 923.
B: 132, 227 f., 232, 235,
 240, 319, 338 f. 347, 357 ff.,
 364, 371, 376, 444, 451 ff.,
 487 ff., 524, 525, 530 f., 548,
 615, 722, 751, 756, 759,
 808, 819, 875, 983, 992,
 1002, 1006, 1010, 1013 ff.,
 1020 ff.
 Edwards, D. L. **B:** 726,
 728
 Eggert, J. **B:** 497, 501, 515
 Eginitis, A. : 554
 Egoroff, N. **B:** 604
 Ehrenfest, P. **B:** 187
 Eichelberger A. : 840, 962,
B: 105
- Einstein, A. A. : 887, 894.
B: 91, 171, 174, 186 ff.,
 214 ff., 226 ff., 229 f., 235 f.,
 507, 548
 Ekholm, N. **B:** 423
 Eld A. : 119
 Elford, J. M. A. : 129
 Elkin, W. L. A. : 78, 248,
 264. **B:** 102
 Ellermann, F. **B:** 624 f.,
 635, 637, 639, 705
 Ellis, W. A. : 186
 Emden, R. **B:** 235, 376,
 384, 389, 397, 399, 408,
 412, 414 f., 427, 435, 438,
 447, 449, 454, 459, 464,
 475, 486, 493, 504, 510,
 875, 992, 1000, 1001
 Encke, J. F. A. : 77, 95, 101 f.,
 108, 129, 134, 136, 219,
 337 f., 380, 384, 397, 399,
 405, 413 ff., 463, 475, 626,
 730 f., 777, 897, 900, 904,
 910 ff., 960 ff., 968. **B:** 94,
 96, 127, 139 ff., 296
 Enebo, S. **B:** 735
 Engelhardt **B:** 262
 Engelmann **B:** 256
 Eötvös, v. **B:** 106
 Epstein, P. S. **B:** 600
 —, Th. A. : 17, 103, 160. **B:**
 289
 Erman, A. A. : 428, 940. **B:**
 330
 Ernst, M. A. : 919
 Ertel A. : 205, 270
 Espin, T. E. **B:** 286, 692,
 706, 749
 Estève, P. **B:** 990
 Eucken, V. **B:** 586
 Euler, L. A. : 34, 55, 71, 88,
 134, 363, 385, 388, 407,
 413, 562 f., 568, 623, 668,
 670 f., 695, 698 f., 703, 709 f.,
 727, 739, 814 f., 959, 971,
 996. **B:** 7, 834
 Evans, E. J. **B:** 570
 Evershed, J. **B:** 222, 224 f.,
 610 ff., 618 f. 623 ff., 635,
 639, 642, 645, 667, 669,
 674, 681 f., 738, 768
 Exner, F. A. : 292. **B:** 540,
 595
 —, K. A. : 292
- F**
- Fabritius, W. A. : 66, 400,
 405 ff.
 Fabry, Ch. **B:** 225, 243,
 542, 604, 610 ff., 659 ff.,
 686, 761 f., 824, 859
 Fabry, L. A. : 898, 922 ff.
 Faddagon, J. M. A. : 170
 Fath, A. **B:** 292, 691, 763,
 765
 Fatio, N. A. : 101
 Faxén, H. **B:** 662
 Faye, H. A. E. A. : 160 f.,
 185. **B:** 641, 1046, 1066
 Fayet, G. A. : 898, 909 f.,
 929, 931, 935
 Fänge, B. **B:** 364
 Fechner, **B:** 848, 853 f.
 Fényi, J. **B:** 644 f.
 Féraud, A. A. : 607, 615, 644,
 661
 Ferguson, T. A. : 143
 Ferkán, L. **B:** 744
 Fermat **B:** 230 f.
 Ferrel, W. A. : 725. **B:** 100
 Féry, C. **B:** 655, 665
 Fessenkoff A. : 929, 934. **B:**
 333, 781 f., 900 f., 905, 1070
 Festings **B:** 653
 Fetlar **B:** 811, 976
 Feuillée A. : 465
 Finlay A. : 275, 812, 817
 Fischer-Petersen, J. A. : 958,
 973, 977 f., 984
 Fisher, W. J. **B:** 926
 Fitz-Gerald, G. F. **B:** 185,
 650
 Fizeau, M. A. : 237, 297. **B:**
 178, 180 ff., 242.
 Flamme, J. B. A. : 642, 647,
 653, 716
 Flamsteed, J. A. : 78, 133,
 268. **B:** 257
 Flaugergues A. : 942
 Fleming, W. P. **B:** 704,
 709 f.
 Fleuriais A. : 123, 142
 Flint **B:** 269 ff.
 Plotow, A. v. **B:** 349
 Fockens, G. R. A. : 160
 Fokker, A. D. **B:** 217
 Folie, F. A. : 34 f.
 Foerster, W. A. : 109 ff.
 Forbes, G. **B:** 333, 743
 —, J. D. A. : 290, 331 ff.
B: 126
 Forel A. : 141
 Forsythe **B:** 780
 Portrait, R. **B:** 578, 583
 Fotheringham, J. K. A. : 720
 Foucault, L. A. : 185 ff.
 Fowle, F. E. **B:** 478, 483,
 655 ff., 935
 Fowler, A. **B:** 570, 572,
 581 f., 605, 608, 618 ff.,
 631, 646, 684, 690, 698,
 700, 719 ff., 736, 747, 759

- Fowler, R. H. **B:** 498, 505, 509, 521 ff., 529, 531, 588 ff., 616, 742
- Fox, Ph. **B:** 633, 638, 644
- Föppl, A. **B:** 86
- Förster, W. **A:** 196, 220, 255
- Frankland, E. **B:** 594, 641
- Franklin **B:** 258 f., 283
- Franks **B:** 279, 776
- Franz, J. **A:** 76, 122, 875 f., 1020. **B:** 53, 276
- Fraunhofer, J. **A:** 224, 231 f. **B:** 244, 535, 601, 692
- Fredholm **B:** 932
- Freeden, W. v. **A:** 161 f.
- Freemann, J. M. **B:** 650
- Fresnel **A:** 32. **B:** 175 ff.
- Freundlich, E. **B:** 187, 222, 226 ff., 232, 234 ff., 657
- Frič, J. J. **A:** 112
- Friesach, K. **A:** 136, 338
- Frischauf, J. **A:** 380
- Froley, J. W. **A:** 150
- Frost, E. B. **B:** 267, 339, 353, 556, 627, 682, 740, 746, 879
- , F. B. **B:** 762
- Fulst, O. **A:** 149, 152
- Furtwängler **A:** 167
- Furuhjelm, R. **B:** 263, 658
- Fuß, V. v. **A:** 149, 310 f.
- Führer, W. **B:** 792, 797
- G**
- Gaillot, M. A. **A:** 745. **B:** 120, 125 f.
- Gale, H. G. **B:** 121, 596, 620
- Galilei, G. **A:** 115, 812 ff. **B:** 104
- Galitzin, B. **B:** 183, 243
- Galle, A. **A:** 732
- , J. C. **A:** 75, 281, 428, 461, 898, 943
- Gallisot, Ch. **B:** 662, 851
- Gamov **B:** 1023
- Gaposchkin, S. **B:** 969 ff., 1071
- Garbich, N. **A:** 134
- Gascheau **A:** 976
- Gasparis, A. de **A:** 396, 965
- Gauß, C. F. **A:** 32, 58, 82, 88, 89, 94, 101 ff., 117, 119, 134, 140, 145, 158, 212, 368, 376, 380, 384 ff., 395 ff., 403 ff., 414 ff., 563, 566, 568, 571 f., 625, 630, 734, 739 f., 748, 756, 759, 849, 927 f., 959 ff. **B:** 33, 87, 88, 114, 189, 264, 296, 329 f., 337
- Gautier, A. **A:** 512, 669
- , P. **A:** 226, 227
- Gay **A:** 297
- Gehlhoff **B:** 784, 852
- Gehrke, E. **B:** 649
- Geiger **B:** 30, 122, 559
- Geißler, S. **A:** 160
- Gelcich, E. **A:** 118, 142, 160, 164
- Gemme-Frisius, R. **A:** 118
- Gerasimovič, B. P. **B:** 710, 712, 714, 724, 729, 761 f., 984 f.
- Gerber, P. **B:** 156
- Gerland, E. **A:** 164
- Gerling, C. L. **A:** 261
- Gheury, M. E. J. **A:** 142
- Gibbs, J. W. **A:** 395, 399, 406, 409
- Giebeler, H. **B:** 735
- , P. **B:** 719
- Gießen **B:** 42, 52
- Gietermaker, C. H. **A:** 101
- Gill, D. **A:** 75, 77 f., 206, 208, 226, 245, 247 f., 257, 260, 264, 275 f., 280, 281 f., 812, 817, 845, 852, 856 f. **B:** 102, 103, 256, 258, 699 f., 741
- Ginzel, F. K. **A:** 337, 358, 360, 367, 386, 425. **B:** 128
- Giulio, C. **B:** 115
- Gladstone **A:** 294
- Glaisher **A:** 311, 313, 721
- Glaser, L. C. **B:** 225
- Glauser, J. **A:** 402, 938
- Gledhill, G. **A:** 468
- Gleißberg, W. **B:** 941
- Globa, B.-Michailevko **B:** 4, 58
- Godfray **A:** 693, 719
- Gogou **A:** 683, 716
- Gold, E. **B:** 486
- Goldammer, D. A. **B:** 403
- Goldhammer, D. A. **B:** 664
- Gonnessiat, F. **A:** 250 f., 255
- Goodwin, H. B. **A:** 151
- , M. A. **A:** 99
- Goos, F. **B:** 288, 610
- Gorcynski, L. **B:** 655
- Gould, B. **A:** 484. **B:** 253, 255, 257, 277, 280, 288, 293, 839
- Gouy, M. **B:** 243
- Göring, H. **A:** 88
- Götz, P. **B:** 824 f.
- Götze, W. C. **A:** 422, 424 f.
- Grabowski, L. **A:** 262
- Graefe **A:** 249
- Graff, K. **B:** 288, 293, 534, 770, 827 f.
- Gramatzki **B:** 782, 784
- Gramont, de **B:** 557, 608
- Grant, R. **A:** 812
- Greaves, W. H. M. **B:** 715 f.
- Grebe, E. W. **A:** 148
- , L. **B:** 223 ff.
- Green, G. **B:** 86, 412, 416
- Greg, R. P. **A:** 940, 943
- Gregor, XIII. **A:** 376
- Gregory, C. C. L. **B:** 608
- Greswell, E. **A:** 367
- Griffin, F. L. **A:** 532, 818
- Groombridge **B:** 262
- Groot, H. v. **B:** 479, 661
- Groß **B:** 874
- Großmann, E. **A:** 204, 205, 207, 216, 239, 251, 279, 289, 315, 469. **B:** 213, 214, 270
- , M. **A:** 164. **B:** 189
- Grotfend, H. **A:** 366, 377
- Grotrian, W. **B:** 650, 1079
- Gruey, L. J. **A:** 134
- , M. **A:** 934
- Grunert, J. A. **A:** 102, 134, 255, 336, 428, 750
- Grübl, H. **B:** 627
- Guckel **B:** 608
- Gudermann **A:** 150 f.
- Guggenheimer, E. A. **B:** 498, 509
- Guillaume, J. B. **A:** 161
- Guillaume, Ch. E. **A:** 170, 172, 176, 180
- Guldberg **B:** 399
- Gullstrand, A. **A:** 249
- Guttnick, P. **B:** 187, 236, 751, 755, 794 f., 818, 828, 843, 865, 976
- Guttenberg **B:** 30, 122
- Guyou, E. **A:** 112 f., 145, 151, 162
- Günther, S. **A:** 82, 160
- Gyßfeldt, P. **A:** 160
- Güssow, M. **B:** 752, 754
- Gylden, H. **A:** 246, 288, 310 ff., 317, 323, 513, 530, 532, 545, 551, 559, 567, 574 ff., 595, 597, 669, 671, 678, 679 f., 685 f., 707, 710 f., 731, 758, 782 ff., 897, 907 ff., 967, 974. **B:** 141, 298, 308, 337, 751
- Gyllenberg, W. **B:** 228, 267, 316, 344 f., 355, 363, 369, 749, 754, 813

H

- Haas, J. **B:** 275
 Hadamard **A:** 538, 644
 Hadley, J. **A:** 142
 Hagen, J. G. **A:** 276. **B:** 42, 326, 755, 776 f.
 Hahn, O. **B:** 1016
 Hain, E. **A:** 148
 Hale, G. E. **B:** 600, 611, 617 ff., 634 ff., 705, 732, 822
 Hall, A. **A:** 468, 724, 811, 820 f., 832 f., 839, 894 f. **B:** 86, 93 f., 104 f., 147, 691
 Hallaschka, C. **A:** 337
 Halley, E. **A:** 74, 116, 384, 720, 900 f. **B:** 130, 259, 268, 398, 684, 687
 Halm, J. **B:** 339 f., 359, 364, 611, 666, 669, 742, 806 ff., 1007
 Halphén, G. H. **A:** 483, 634
 Hamilton, W. A. **A:** 390
 Hammer, E. **A:** 95, 159
 Hamy, M. **A:** 237, 642, 647, 650 ff., 716. **B:** 4, 29, 36, 47, 267, 537, 556, 648
 Hann, J. **A:** 299, 301
 Hansen, P. **A:** 50, 67, 72, 82, 91 f., 108, 134, 136, 200, 203, 206 f., 219, 230, 236, 238, 335 ff., 348, 350 ff., 372, 381, 387, 399, 404 f., 513, 559, 567, 572, 581 f., 600, 619, 621, 623 f., 629 f., 669 ff., 684 f., 689, 703 ff., 715 ff., 738, 760 ff., 805, 845, 862 f., 872, 874, 876, 897, 906, 909, 911, 960, 963 ff., 1026, 1042. **B:** 20, 87, 103, 119, 126, 128 ff., 150
 Hansky **B:** 655
 Happel **A:** 530, 685
 Harding **B:** 258
 Haretu **A:** 554
 Harkanyi, B. **B:** 716
 Harkness, W. **A:** 845, 847, 854, 894. **B:** 29, 82, 94, 100, 105, 115
 Harper, W. E. **B:** 728, 738
 Harrison, J. **A:** 118, 125
 Harshman **A:** 833
 Hartl, H. **A:** 140
 Hartley, W. E. **B:** 358
 Hartmann, J. **A:** 170, 179, 188, 229, 250, 255, 263, 360, 917. **B:** 536 f., 539, 542 f., 555, 576, 601, 634, 683, 701, 732 f., 742, 761, 763, 766, 829, 843, 923
 Hartwig, E. **A:** 501, 843, 1020. **B:** 53, 977
 Harzer, P. **A:** 82, 93, 95, 206, 207, 217, 237 f., 253, 288, 381, 396, 400, 402, 405, 485, 575, 598, 674, 680, 751, 790, 800 f., 906 f., 921, 993. **B:** 82, 94 f., 132, 135 f., 148, 236, 336, 887 ff.
 Haschek, E. **B:** 540, 595
 Hase, J. **B:** 802 f.
 Hasselberg, B. **B:** 583
 Hassenstein **B:** 854
 Hastings **B:** 611
 Hatt, Ph. **A:** 337
 Hauff, J. K. F. **A:** 103
 Hausdorff, F. **A:** 289, 291, 294, 313
 Hayford **B:** 4, 20, 27, 82, 89, 91, 110, 131
 Hayn, F. **A:** 102, 124, 228, 1020 ff., 1033, 1039. **B:** 53, 263
 Haynald **A:** 150, 215
 Haerdtl, E. v. **A:** 717, 894, 910, 967 f. 978. **B:** 96 f., 136
 Heavside, O. **B:** 384
 Hecker, O. **B:** 82, 121, 338
 Heckmann, O. **B:** 880, 881 ff., 1023, 1049 ff., 1086
 Heger, H. **B:** 19
 —, M. L. **B:** 766
 Heiligenstein, A. v. **A:** 160
 Heine **A:** 533
 Heinrich, W. W. **A:** 804, 988
 Heis, E. **A:** 428, 940, 943. **B:** 255, 288, 293, 839
 Hell, M. **A:** 105, 116
 Hellerich, J. **B:** 755
 Hellins, J. **A:** 563
 Helmert **A:** 17, 32 ff., 45, 73, 289, 298, 845 f., 850, 862 f., 870 ff. **B:** 2, 7, 9, 16, 26, 27 f., 31 ff., 82, 89 ff., 108 ff., 131
 Helmholtz, H. **B:** 143, 376, 380, 389, 774, 852, 874, 992
 Henderson **B:** 268
 Henie **B:** 283, 285, 287, 290
 Hennert, J. F. **A:** 101, 103
 Henning **B:** 659, 780
 Henroteau, F. **B:** 539, 555, 669, 700, 710, 753, 767
 Henry, Gebrüder **A:** 229, 232. **B:** 258
 Henry, P. **A:** 292
 Hepperger, J. v. **A:** 289, 424, 465, 502, 910, 916, 936. **B:** 74, 153 f., 635, 684, 924 f., 975
 Hergesell, H. **B:** 486
 Hermann, E. H. **A:** 700
 Hermite, Ch. **A:** 386, 800
 Herodot **A:** 376
 Herr-Tinter **A:** 17, 82
 Herrera, F. de **A:** 123 f.
 Herschel, A. S. **A:** 428, 459, 940, 943 ff. **B:** 688
 —, J. **A:** 463, 467, 478, 480, 692, 920. **B:** 280, 835
 —, W. **A:** 466 ff., 819, 821. **B:** 126, 279, 287, 289 f., 294 ff., 322, 326 ff., 365
 Hertz, H. **B:** 183, 404, 690
 Hertzprung, E. **B:** 273, 275, 287, 294, 310, 318, 715, 718, 721, 724 f., 773, 777 f., 786, 788, 792, 794, 798 ff., 810, 819, 842, 858, 885, 956, 980, 994
 Herz, N. **A:** 109, 221, 250, 384, 398, 425, 513, 559, 731, 899, 940
 Herzfeld, K. **B:** 516
 Heß, C. **A:** 249
 —, R. **B:** 1003
 Heurlinger, T. **B:** 579
 Hevel, J. **A:** 900. **B:** 257
 Hicks **B:** 60
 Hilaire, M. St. **A:** 146, 148, 152
 Hilbert, D. **B:** 199, 462, 466
 Hilfiker, J. **A:** 119
 Hill, G. W. **A:** 67, 397, 412, 513, 530 ff., 538 ff., 545, 555, 595, 600 f., 621, 635, 640, 669, 671, 675 ff., 699 ff., 723, 767 ff., 778, 811, 821, 840, 873, 882, 894 f., 962, 970, 977 f. **B:** 78, 105, 124, 126, 129, 415 f., 420
 Hillebrand, K. **A:** 929
 Hills, E. H. **A:** 113. **B:** 144
 Hind **B:** 258
 Hinks, A. R. **A:** 249, 278, 852, 857. **B:** 102 f.
 Hipparch **A:** 34, 373, 996. **B:** 259
 Hirayama, S. **B:** 658 f.
 Hirn **B:** 67
 Hirsch, A. **A:** 255
 Hnatek, A. **B:** 324, 538, 540, 592, 716
 Hoek, M. **A:** 937. **B:** 181 f.
 Hofbauer, G. **B:** 607

Hoffmeister, C. **B:** 786, 944 f., 951, 1049 f., 1076
 Hofmann, A. W. **A:** 92
 Hogg, F. S. **B:** 593 f., 816 f.
 Holborn **B:** 659
 Holden, E. S. **A:** 895. **B:** 279
 Holetschek, J. **A:** 898, 917 f., 921 f., 938, 949. **B:** 140, 279, 823, 894 f.
 Holmes **A:** 254
 Holtzmark, J. **B:** 576
 Holzmüller, G. **B:** 155
 Homann, H. **B:** 265, 332
 Hooke **A:** 78. **B:** 72
 Hopmann **B:** 288, 751, 780 ff., 797, 809, 813 ff., 823, 852
 Hoppe **A:** 529
 Hornstein, C. **A:** 92, 426
 Houël, G. J. **A:** 626
 Hough, G. W. **A:** 241, 531, 970
 —, S. S. **B:** 339
 Houtermans **B:** 1023
 Houzeau, J. C. **A:** 288, 428 f., 812, 821, 845, 921. **B:** 255, 280, 288, 292 f.
 Howe, M. **B:** 701
 Höffler, J. F. **A:** 52. **B:** 186
 Hörbiger **B:** 1069
 Hubble, E. P. **B:** 737, 757 f., 764, 800, 823, 884 ff., 1011, 1058, 1078 ff.
 Huber, D. **A:** 127
 Hubrecht **B:** 669
 Hues, R. **A:** 101
 Hufnagel, L. **B:** 800
 Huggins, W. **A:** 486. **B:** 183, 265, 620, 641, 650, 673 ff., 693, 699, 701, 731, 757, 762
 Highes, D. E. **A:** 193
 Hulburt, E. O. **B:** 615
 Humason, L. H. **B:** 637
 —, M. L. **B:** 710, 728, 741
 Humboldt, A. v. **A:** 106, 153
 Humphrey, W. J. **B:** 486, 595 f., 613
 Hurwitz, A. **A:** 389
 Huschke, Ph. **A:** 367
 Hussey **A:** 468
 Hutton **B:** 115
 Huygens, Chr. **A:** 167, 171, 189, 814. **B:** 9, 10, 111, 833
 Hückel, E. **B:** 508
 Hügeler, P. **B:** 350, 818

I

Ibn Yunis **A:** 103
 Ideler, J. L. **A:** 153, 366, 368
 Immisch, M. **A:** 163
 Innes, R. T. A. **A:** 567, 572, 592, 601, 635, 717, 818
 Insolera **B:** 58
 Israel-Holtzwardt, K. **A:** 160
 Isenkrabe **B:** 83
 Ives, H. E. **B:** 324
 Ivory, J. **A:** 101, 290, 308, 310, 312, 323. **B:** 13, 33
 Iwanow, A. **A:** 804, 846, 863
 Iwaszkiewicz, K. **B:** 334

J

Jacobi, C. G. J. **A:** 388, 515, 520, 564, 572, 577 f., 598, 610, 619, 622, 676, 679, 688, 698, 750 f., 906, 972, 990, 1017. **B:** 4, 33, 230 f., 444
 Jacobsen, T. S. **B:** 753
 Jacoby, H. **A:** 79, 275, 367
 Jaffé, G. **B:** 462, 466
 Jaffré, P. **A:** 337
 Jahn, G. A. **A:** 159
 Jakowkin, A. **A:** 1021
 James, G. O. **A:** 1015. **B:** 139
 Jamin, J. C. **A:** 297
 Jannsen, J. **B:** 603, 634 f., 641, 674, 676
 Jaumann, G. **B:** 157
 Jägermann, R. **B:** 3, 72, 75
 Jeans, J. H. **B:** 6, 49, 58, 132, 361, 366, 370 f., 376, 385, 394, 427 ff., 444, 475, 511 ff., 529, 751, 755 f., 815, 889, 964, 988, 992, 1000 ff., 1013 ff., 1019 f., 1033 ff., 1046 ff., 1066, 1071, 1075 f., 1079, 1082 ff.
 Jeantet, P. **B:** 604
 Jeffreys, H. **B:** 1016, 1034, 1043, 1057, 1059, 1061 ff.
 Jentzsch, F. **B:** 874
 Jewdokimov **B:** 270
 Jewell, L. E. **B:** 222, 541, 595, 602, 605, 610, 613, 627, 632
 Jacob **A:** 820
 John, C. E. S. **B:** 222 ff., 543, 596, 603 ff., 622 f., 631 f., 648, 668 ff., 752, 939
 Johnson, M. G. **B:** 532, 609
 —, R. G. **B:** 582

Jonckheere, H. **A:** 464. **B:** 1075
 Jones, H. S. **B:** 325, 788
 —, R. L. **A:** 185
 Jordan, F. C. **B:** 735
 —, W. **A:** 82, 92, 131, 160
 Jost **B:** 270
 Joukowski, N. **A:** 388
 Joy, A. H. **B:** 272, 348, 356, 625, 701, 704, 707, 711 f., 725 ff., 737, 741, 745 ff., 752 f., 816 f.
 Jönsson, A. **A:** 1021
 Julius, W. H. **B:** 223 f., 486, 611 f., 622, 624, 633 f., 640, 645, 647, 879 f.
 Jullien **A:** 976
 Jürgensen, U. **A:** 163

K

Kaibura **B:** 35
 Kaiser, F. **A:** 207, 255
 Kalitin, N. N. **B:** 657
 Kallippos **A:** 373
 Kant, J. **A:** 920. **B:** 84, 143, 430 f., 990, 1054, 1058, 1069
 Kapteyn, J. C. **A:** 79, 98, 111, 226, 248, 277 f., 285 f. **B:** 259 ff., 269 ff., 281 ff., 291, 300, 302 ff., 309 ff., 338 ff., 350 ff., 363 ff., 801, 855, 857
 Kayser, E. **A:** 141, 143, 238
 —, H. **A:** 292 f., 296. **B:** 534, 581 f., 742
 Keeler, J. **B:** 265, 677, 679, 761, 822
 Keil, W. **B:** 350
 Kelvin, Lord, siehe Thomson
 Kempf, P. **A:** 291, 296, 333. **B:** 292, 332, 541, 622, 635, 776, 786, 839
 Kent, N. A. **B:** 599
 Kepinski **A:** 988
 Kepler, J. **A:** 72, 133, 396, 813, 882, 900. **B:** 83
 Ketteler, E. **B:** 181 f.
 Kiaer, H. J. **B:** 4
 Kielhorn, F. **A:** 371
 Kienle, H. **B:** 628, 715, 767, 992, 1004, 1007
 Kieß, C. C. **B:** 602, 606, 714
 —, H. H. **B:** 719
 Killing, W. **B:** 82, 84
 Kimball, H. H. **B:** 655
 Kimura, H. **A:** 45, 93, 279
 King, L. V. **B:** 932, 934 f.
 —, A. S. **B:** 595, 600, 604, 607, 614, 617, 621 f., 703,

- 716, 718, 750, 788, 824, 826, 858
 King, W. F. A: 465, 492
 Kirchhoff, G. B: 535, 543, 601, 636
 Kirkwood A: 757, 940
 Kleiber, J. A: 924. B: 351
 Klein, F. A: 32, 106, 995.
 B: 84, 200
 —, H. J. B: 679
 Kleostratos A: 373
 Klinkerfues, W. A: 32, 66, 134, 380, 400, 411, 416, 464f., 477, 480, 509, 943.
 B: 132, 182f., 360
 Kloock, H. A: 62
 Klose B: 1069
 Klug, J. A: 812
 Klumak, R. B: 348
 Klumpke B: 61
 Klußmann B: 30
 Klüber, H. v. B: 594, 792, 794
 Klügel, G. S. A: 99
 Knipping, E. A: 119, 162
 Knobel B: 252
 Knorre, H. A: 104
 —, V. A: 202
 Knox-Shaw A: 917
 Kobb, C. A: 819, 838
 Kobold, H. A: 484. B: 240, 260f., 286, 292f., 334, 336, 347 ff., 443
 Koch, J. A. A: 89
 Kohl B: 227f.
 Kohlschütter, A. B: 242, 272, 495f., 510f., 529f., 725f., 735, 764, 813
 —, E. A: 102, 141, 143, 149
 Kohn B: 608
 Konkoly, N. v. B: 687f.
 Kopernikus A: 882, 996
 Kopfler, A. B: 76, 188, 200, 276
 Koppe, C. A: 113, 160
 Koref, A. A: 977
 Korteweg A: 534, 536, 538
 Kosirev, N. B: 664
 Koß, K. A: 141
 Kossell, W. B: 561, 573
 Kostersitz, K. B: 540
 Kostinsky, S. B: 268, 734, 764
 Kostka B: 35
 Kottler, F. B: 190
 Kowalewski, S. B: 4, 60 ff.
 Kowalski, A. A: 214
 —, M. A: 288, 290, 310f., 406, 423, 481. B: 365
 Kühler, J. G. A: 89
 König B: 774, 848
 Köster, T. A: 162
 Kövesligethy, R. v. A: 945.
 B: 332
 Krafft, W. L. A: 101, 126f.
 Kramer, J. A: 802f.
 Kramers, H. B: 501
 Kramp, C. A: 306f., 310, 322, 328, 337
 Krassnow, A. W. A: 686, 700
 Kratzer, A. B: 577
 Kreiken, E. A. B: 794, 1008
 Kreusler, H. B: 617
 Kreutz, H. A: 279, 937f.
 B: 74
 Krieger, C. J. B: 822
 Kritzingen, H. A: 919
 Kron, E. B: 660f., 861, 894, 933
 Krüger, F. B: 94, 279, 776f.
 —, S. A: 78, 170, 894.
 B: 3, 35, 54
 Krueger B: 255
 Kugler, F. X. A: 369f.
 Kundt B: 612
 Kurlbaum, F. B: 541, 655, 660 ff.
 Kutta B: 412
 Kühnert, F. A: 293, 422
 Küstner, F. A: 22, 35, 64, 106f., 134, 204f., 221, 227, 242, 252, 258ff., 270, 272, 853 ff. B: 253, 255, 258, 271, 735, 824, 838
 L
 Labrosse, F. A: 152
 Lacaille, N. L. de A: 71, 117, 127, 133. B: 257, 262, 327, 833, 838
 Lagrange, J. L. A: 134, 136, 320, 338, 380, 386, 388, 395f., 402, 514f., 521, 529, 554, 563, 569, 678, 688, 736, 739, 741, 747, 750, 752, 754, 810, 812, 815f., 920, 969, 971, 976. B: 2, 30, 33, 155, 189
 Lalande, J. de A: 32, 71, 134, 559. B: 249, 253, 262, 326, 838
 Lamb, H. B: 3, 448, 456
 Lambert, J. H. A: 94, 133f., 150f., 290, 327, 330, 380, 387f., 402, 414, 615, 965, 1018. B: 326, 833f.
 —, P. B: 604, 871, 898, 902ff., 909f., 915, 920, 990
 Lamé A: 679
 Lamont, J. A: 213
 Lamp, J. A: 910
 Lampland, T. O. B: 681, 749, 827
 Lancaster A: 288, 429, 812, 821
 Landé, A. B: 573f.
 Landerer, J. B: 647
 Landolt A: 294
 Lane, H. B: 391, 404, 412, 992
 —, Poor, C. A: 932f.
 Lang A: 294
 Langier, P. A. E. A: 168
 Langley, S. P. A: 291, 332ff.
 B: 602, 650, 655f., 660, 666, 934
 Lans A: 154
 Laplace, P. S. de A: 9, 37, 40, 76, 290, 294, 303 ff., 316, 319, 323, 328 ff., 338, 380, 382, 385 f., 400 f., 415, 512, 554, 559, 561, 564, 569, 609, 624, 645, 668 ff., 683, 685, 692 ff., 699, 701, 715, 719 ff., 730, 735 ff., 741, 748, 750, 754, 757, 779 ff., 803, 810, 812, 816 ff., 827 ff., 833 ff., 842, 862f., 870f., 882 ff., 902, 904f., 915, 920, 924 ff., 932, 959, 995f., 1020f. B: 2, 4, 7, 12 ff., 19 ff., 39, 52, 54, 57 ff., 69, 86, 100, 104f., 111, 116, 119f., 124, 130, 149 ff., 197, 404, 406, 420, 430f., 684, 834, 918, 990f., 1052 ff., 1069
 Lardner, D. A: 921
 Largeteau, C. L. A: 336, 357, 361
 Larmor, J. B: 144, 597, 612
 Lasby, J. B. B: 667
 Lassell A: 819ff.
 Lau, H. E. A: 994. B: 262, 744
 Laue, M. B: 181, 195, 221
 Laurent A: 142
 Lauricella B: 28
 Laussedat, A. A: 337, 428
 Laves, K. A: 77, 465. B: 103, 556
 Leavitt B: 856, 979f.
 Lebedew B: 77, 142, 324
 Lebeuf, A. A: 584
 Legendre, A. M. A: 128, 563 ff., 576. B: 4, 7, 20 f., 27, 29, 111, 116
 Lehmann, E. B: 604
 —, J. B: 753
 —, J. W. A: 904. B: 88
 —, P. A: 336, 357, 361

- Lehmann-Filhés, R. A: 34, 402, 428, 439, 443, 464, 489, 529, 725, 915, 922, 933 f., 940, 954. B: 82, 141, 153 f., 1048
 Lejeune, P. G. B: 3
 Lemann, A. A: 966
 Lemoine A: 148
 Lemon, H. B. B: 582
 Lense, J. B: 86, 132, 151, 219 f., 341, 343, 369
 Leonard B: 1007
 Leonhardi, W. A: 337
 Lepsius, R. A: 367
 Leroy, P. A: 173
 Lescarbault B: 132 f.
 Lespault A: 719
 Lesser, O. A: 760
 Lester, O. C. B: 603
 Leuschner, A. O. A: 417, 426, 465, 510, 771, 932
 Leveau, G. B: 126
 Leverrier, U. J. A: 9 f., 27, 37, 51, 67, 77, 385, 387, 421, 512, 559, 569 ff., 578 f., 588, 597, 601, 624, 626, 717, 730, 734, 738 f., 745, 748, 751, 753 f., 845, 882, 885 f., 890, 932, 942, 946, 1008. B: 87 f., 92, 94 f., 102, 124 ff., 132, 136
 Levi-Civita, T. A: 387, 537, 553, 971. B: 63 f., 189, 218, 230, 1046
 Lévy B: 26, 156
 Lewis, P. B: 687, 690
 Lewisohn, L. M. A: 367
 Lexell, A. J. A: 126 ff., 900, 932
 Liais, F. B: 691
 Liapounoff A: 530, 685. B: 4, 22, 32, 41 ff., 1025
 Lichtenstein, L. A: 1042. B: 4, 38, 43 ff., 444, 1030
 Lie A: 517
 Liebmann, H. B: 84
 Ligowski, J. O. A: 127, 162
 Limann, O. B: 156
 Lindblad, B. B: 272 f., 476, 478 ff., 726 ff., 793, 801, 804 f., 823, 876 f., 1084 ff.
 Linde, J. C. van de B: 290, 293
 Lindemann, A. F. A: 916. B: 231, 235, 684
 Linders, F. J. A: 530, 804, 977
 Lindsay, J. L. A: 281
 Lindstedt A: 546, 548 f., 678 ff., 797, 935
 Lingg, F. A: 141
 Linke, P. B: 657
 Liouville, J. A: 625, 976. B: 34 f., 42
 Lipschitz B: 26, 116, 189
 Listing, J. B. B: 115
 Littlehales, G. W. A: 150
 Littrow, J. J. v. A: 92, 99, 159, 336 f. B: 990
 —, K. v. B: 296 f.
 Liveing, G. D. B: 594, 604
 Lockyer, J. N. B: 183, 430, 537, 558, 594 f., 607, 619 f., 626 f., 631 ff., 641 ff., 656, 680, 698 f., 711, 714, 723 f., 732, 738, 741, 747, 991 f., 996, 1011
 Lodge, O. B: 185
 Loewy, M. A: 75, 97, 122, 232, 237 f., 244, 249, 277, 854
 Lohmann, W. B: 599
 Lohse, O. A: 994. B: 634, 687
 Lommel, E. B: 836 f., 871, 898 ff.
 Longley A: 992
 Loomis, E. A: 120
 Lorentz, H. A. A: 295. B: 160, 165, 170, 172, 179, 181 ff., 237, 615
 Lorentzen, G. A: 206
 Lorenz, L. A: 295
 Lorenzoni, G. A: 396
 Lossier, L. A: 164, 180
 Lous A: 983
 Love, A. E. B: 6, 40
 Lovenörn A: 130
 Lovett, E. O. A: 529. B: 141
 Lowater, F. B: 608, 746
 Lowell, P. A: 843. B: 10, 126, 675, 677, 679
 Loys de Chéseaux, J. P. B: 321
 Löhle B: 851
 Lönnquist, C. B: 1010, 1013, 1016, 1018, 1020, 1023, 1078
 Lubbock, J. W. A: 313, 401, 668, 683, 694, 721
 Lucas, R. B: 659
 Ludendorff, H. A: 227, 248 f., 493, 495, 597, 802. B: 227, 267, 540, 651, 714, 745, 750, 760, 812, 977, 1076
 Ludolph, W. A: 161
 Lukiesh, M. B: 913
 Lummer B: 659, 874
 Lundahl, C. F. A: 861. B: 316, 363
 Lundblad, R. B: 662
 Lundmark, K. B: 228, 727, 731, 764, 823, 1007, 1077 f., 1082
 Lunt, J. B: 699, 714, 736, 738, 741
 Lury, R. E. de B: 623, 668 f., 671
 Lussac A: 297
 Luther, E. B: 249
 —, R. A: 385
 Luyten, W. J. B: 261, 311, 319, 349, 726 f., 1007 f.
 Lyman, Th. B: 569, 720
 Lynn, G. A: 116, 153
 Lyons, J. A: 95, 128
 Lysakowski, K. v. B: 678

M

- Maanen, v. B: 261, 264, 274 ff., 625, 723, 764, 1058, 1083
 Mc Clean B: 286, 699, 707 f.
 Mach, E. B: 91, 194
 Mackay, A. A: 123, 126
 Macklin, H. B: 728
 Mc Laughlin, D. B. B: 743
 Maclaurin A: 959. B: 2, 11, 13, 30, 444
 Mac-Millan A: 680. B: 1012, 1040, 1046
 Magellans, F. de A: 123
 Maggini B: 812
 Magnac, A. de A: 83, 164
 Mahler, E. A: 231, 337
 Mahnkopf, J. A: 910
 Maier A: 707, 727
 Majorana B: 187
 Malmquist, K. G. B: 167, 363, 789 f., 1003
 Maraldi, J. D. A: 813 f.
 Marcuse, A. A: 106, 113, 154, 280. B: 74
 Margetts, G. A: 128, 262
 Marinus A: 84
 Mariotte A: 297
 Marius A: 812
 Markowitz, W. B: 1074
 Marsden B: 559
 Martens, A. B: 1086
 Marth, A. A: 238, 365, 406, 465, 483, 508, 810, 812, 817, 820 f., 833
 Martin, E. B: 716, 794
 Martins A: 270
 Martus, H. C. E. A: 160
 Masal, H. A: 576, 790, 794
 Mascart, E. A: 294, 530 B: 182
 Maslelyne, N. A: 26, 29 f., 121, 122, 128. B: 115, 250 f.
 Mason, C. A: 728

- Masson **B:** 848
 Matern, A. A: 102
 Mathieu **A:** 521, 554
 Matthiessen **B:** 35, 52, 57, 63
 Mattuschka, H. G. v. **A:** 96
 Matzka, W. **A:** 366, 368
 Maunder, E. W. **B:** 627, 674
 Maurer, J. **A:** 291, 294
 Mauritius, R. **A:** 109
 Maury, A. C. **B:** 694, 707 ff., 744, 752, 800
 Maxwell, C. **B:** 4, 66 ff., 183 ff., 370, 400, 457, 852, 991
 Mayer, C. **A:** 465
 —, J. C. **B:** 143, 992
 —, R. **B:** 376, 379
 —, S. **A:** 812
 —, T. **A:** 68, 91, 106, 121, 125, 131, 205, 233, 236, 268, 290, 302, 318 f., 670, 727, 862. **B:** 260, 262, 326 ff.
 Mädler, J. H. **A:** 122. **B:** 260, 328, 352, 360, 365, 640
 Méchain **A:** 933
 Meggers, W. T. **B:** 602, 606
 Meineke **B:** 61 f.
 Meißner, K. W. **B:** 605
 —, O. **A:** 251
 Melde, F. **A:** 160
 Mello e Simas, de **A:** 919
 Melotte **A:** 283, 287, 819. **B:** 842
 Mendeléef, D. **A:** 312
 Mendola, L. **A:** 291, 333
 Mendoza, J. **A:** 127, 161
 Menzel, D. H. **B:** 594, 679, 702 f., 746, 750, 827
 Mercator **A:** 144, 151
 Merfield, C. J. **A:** 636
 Mériaux, M. **A:** 465, 498
 Merrill, P. W. **B:** 617, 694 ff., 701 ff., 740 f., 745 ff., 758
 Merton, G. **B:** 349
 —, T. R. **B:** 582, 592, 698, 715
 Merz **A:** 231
 Meschtschersky, J. **B:** 141
 Messerschmitt, J. B. **A:** 141
 Messier **A:** 932
 Meton **A:** 371, 373
 Meyer, M. W. **A:** 191. **B:** 105
 —, W. **A:** 465, 509, 811, 820
 Meyermann, B. **A:** 503. **B:** 841, 857
 Michele, J. **A:** 466
 Michell **B:** 279
 Michelson **B:** 173, 175, 181, 185 ff., 553
 —, A. A. **A:** 469, 847. **B:** 121
 Mie **B:** 901, 927
 Miethe, A. **B:** 604, 672, 824 f.
 Milaan, v. **B:** 594
 Milankowich, M. **B:** 376, 487, 827
 Miller, D. C. **B:** 186
 —, W. A. **B:** 731
 Millikan **B:** 935
 Millochau, G. **B:** 634, 655, 665, 676
 Milne, E. A. **B:** 425, 427 ff., 459 f., 467, 475 f., 479, 482, 485 f., 502 ff., 514, 521, 523, 525, 527, 528 f., 531, 588, 590 f., 616, 719 ff., 742, 876 f., 970, 992, 998, 1000, 1016
 Mineur, H. **B:** 1048
 Minkowski **B:** 163 ff., 171
 Minnaert, M. **B:** 594, 850, 880
 Mitchell, S. A. **B:** 627, 629 ff., 727
 —, W. M. **B:** 527, 618 f.
 Moebius, A. F. **A:** 137, 692
 Mohler, J. F. **B:** 595 f., 613
 Mohn **B:** 399
 Moisseiev, N. **B:** 1040
 Mollweide, K. B. **A:** 89, 101, 138, 158
 Mommsen, T. **A:** 367, 370
 Monck, G. S. **B:** 726, 801
 —, W. H. S. **B:** 352 f., 743
 Moore, B. E. **B:** 600
 —, C. E. **B:** 607
 —, J. M. **B:** 268, 538, 672
 —, J. H. **B:** 647, 671, 679, 686, 737, 741, 749, 758, 760, 762 f.
 Morley, E. W. **B:** 181, 185 f.
 Morse, S. F. B. **A:** 119
 Morstadt, J. **A:** 900
 Moschick, B. **A:** 428
 Mossotti, O. **A:** 911
 Mouchez **B:** 256
 Moulton, F. R. **A:** 389, 393, 407, 513, 529, 531, 559, 680, 701, 731, 973, 976, 983, 989, 993. **B:** 451, 756, 991, 1055, 1060, 1062
 Moutard, M. **A:** 616
 Möbius, A. F. **A:** 82
 Möller, A. **A:** 894, 910, 993. **B:** 96
 Mönnichmeyer, O. **A:** 227
 Mudd, N. **B:** 49
 Murphy, D. W. **B:** 660
 Müller, E. **A:** 84
 —, F. C. **A:** 87
 —, G. **A:** 202, 291 f., 296, 332 f., 917, 919. **B:** 475, 656, 660 f., 776, 786, 837, 839, 867, 933, 941, 977
 —, O. **A:** 87
 —, P. **B:** 656
 —, R. **B:** 780
 Münch, W. **B:** 716
 Myers, G. W. **A:** 465, 504. **B:** 975
 N
 Nabl, T. **B:** 400, 442
 Naccari, G. **A:** 161
 Nagaraja, G. **B:** 617
 Natanson, S. **A:** 945
 Navrat, V. **B:** 903
 Necker, K. **A:** 428
 Neison-Nevill **A:** 671, 695, 716 f., 726 f. **B:** 129
 Neper **A:** 158
 Nernst, W. **B:** 378, 460, 586
 Neugebauer, P. V. **A:** 424, 965
 Neuhoof, O. **B:** 404
 Neumann, C. **B:** 60, 86, 149, 151, 154, 156
 —, F. E. **B:** 834
 Neumayer, G. **A:** 159
 Nevermann, F. K. **B:** 335
 Newall, H. F. **B:** 235, 608, 619, 629, 647, 704, 735
 Newcomb **A:** 9, 11, 13, 25, 27, 29 f., 39 f., 43, 51, 57, 64, 67, 69, 72, 75 ff., 91, 256, 259, 280, 289, 336, 358, 541, 556, 559, 567, 570 f., 578, 589, 591, 593, 597, 601, 669, 671, 707, 713, 716 ff., 739, 779, 811 f., 821, 833, 838 f., 845, 847, 852, 854, 857 ff., 870, 872 ff., 965, 995, 1008, 1011, 1019.
B: 28, 82, 88, 92, 94 f., 101 ff., 109, 123 ff., 145, 148, 212 f., 217, 251, 260, 278, 292 f., 345, 353
 Newkirk **B:** 275
 Newton, H. A. **A:** 452 f., 934, 940 ff., 951
 —, I. **A:** 72, 290, 294, 303, 668 f., 692, 815, 882, 900, 996. **B:** 2, 5, 6 ff., 15, 83, 91, 93, 98 f., 106, 108, 110 ff., 147, 161 ff., 193 ff., 205, 210 ff., 229 ff., 653
 72*

- Nichols, E. F. **B:** 602
 Nicholls, S. F. **B:** 718
 Nicholson, J. W. **B:** 592, 616, 625, 649, 758
 —, S. B. **B:** 637, 651, 673f., 718, 750, 809ff., 824, 826, 869f., 939, 984
 Nicolai, F. B. G. **A:** 122, 385, 416
 Nießl, G. v. **A:** 428, 453, 456, 460, 929, 940
 Nieuwland, P. **A:** 101
 Nijland, A. A. **A:** 148, 464, 491. **B:** 743
 Nonius, P. **A:** 101
 Nordmann, C. **B:** 324, 659, 665, 715f., 738, 784, 811
 Norén, G. **A:** 599, 753
 Norie, J. W. **A:** 162
 Nort, H. **B:** 278, 283, 285, 287, 290, 293
 Norton, W. A. **B:** 72
 Nölke, F. **B:** 742, 988, 1040f., 1055, 1063ff.
 Nuñez **A:** 101
 Nuntius Sidereus **A:** 812
 Nušl, F. **A:** 112
 Nyrén, M. **A:** 35, 40, 57, 204ff., 246, 263
- O**
- Oberguggenberger, V. **B:** 750, 794
 Obrecht, A. **A:** 116, 818. **B:** 836, 919
 O'Connor, J. L. **B:** 623, 669, 671
 Oddone, E. **A:** 291
 Oertel, K. **A:** 271
 Ogrodnikoff, C. **B:** 333
 Oinopides **A:** 373
 Okunew **B:** 812
 Olbers, W. **A:** 94f., 257, 380, 414f., 418, 898, 921, 960. **B:** 72, 76, 264, 321, 329f., 337
 Olivier **A:** 944f.
 Olmstedt, C. M. **B:** 618
 Olsson, K. G. **A:** 596, 774, 801, 1018
 Oltmanns, J. **A:** 124
 Olufson, C. F. R. **A:** 50, 71, 372
 Oort, J. H. **B:** 349, 767
 Oppenheim, S. **A:** 922, 996. **B:** 75, 110, 144, 152, 156, 346f., 361, 367, 444
 Oppolzer, E. v. **A:** 292, 297, 963
 —, T. **A:** 17, 32, 35, 37, 40ff., 58, 99, 288f., 310, 312, 323, 336f., 357f., 361f., 367, 374, 380, 384, 386, 394ff., 405, 409f., 415, 418, 422ff., 669, 671, 685, 707, 857, 910f., 942f., 995, 1004. **B:** 88, 101, 128ff., 141, 145, 1045
 Oriani **A:** 319
 Orloff, A. **A:** 424. **B:** 76
 Orlov, S. V. **B:** 683, 687
 —, S. **A:** 919
 Orontius Finaeus **A:** 121
 Osthoff **B:** 245, 279, 775ff., 797f.
 Ostwald **B:** 33, 111
 Oudemans, J. A. C. **A:** 79, 133, 170, 179, 812. **B:** 275
 Öpik, E. **B:** 479, 791, 797, 802, 908
- P**
- Pabst, W. T. **A:** 89
 Paddock, G. T. **B:** 736, 760
 Pahlen, E. von der **B:** 346, 1083
 Painlevé **A:** 524, 526, 553
 Palisa, J. **A:** 88, 385. **B:** 258
 Pannekoek, A. **A:** 173, 500. **B:** 273, 276, 288, 320f., 367, 520, 530, 607, 649, 729, 754f.
 Pape, K. F. **A:** 238. **B:** 73
 Paraskevopoulos, J. S. **B:** 333
 Parkhurst, J. A. **B:** 682, 705, 787f., 797, 818, 842, 857
 Parkinson, T. **A:** 128
 Pascal, E. **A:** 151
 Paschen, F. **B:** 570, 572, 605
 Pasquich, J. **A:** 159
 Pasquier, E. **A:** 415
 Paton, R. T. **B:** 699
 Patterson **B:** 225
 Pauli, W. jr. **B:** 505
 Pavanini **A:** 532
 Pavel, F. **A:** 994
 Payn, H. **B:** 684
 Payne, C. H. **B:** 376, 530, 534, 557, 561, 591, 593f., 609, 616, 696f., 700ff., 706, 709, 713, 716ff., 724, 726, 729f., 816ff., 983
 Pease, F. G. **B:** 736, 754, 763, 996, 1080
 —, G. E. **B:** 732f.
 Pedersen, P. **A:** 976, 984
 Peirce, B. **A:** 728. **B:** 72, 541
 Peirce, C. S. **A:** 178, 250, 588
 Peiresc, N. C. F. de **A:** 115
 Penrose, F. C. **A:** 337
 Perchot, J. **A:** 97, 395, 519, 530, 686, 698
 Percy, L. H. **A:** 152
 Perepelkin **B:** 633
 Périgaud **A:** 237
 Perot, A. **B:** 225f., 542, 603, 613, 648, 668
 Perrin, E. **A:** 104, 152
 Perrine, C. D. **A:** 819. **B:** 331, 340, 349, 355, 647, 696, 710, 732, 734, 741, 752, 755, 765
 Perrotin, J. **A:** 739, 847
 Perry, S. J. **B:** 619
 Persico, E. **B:** 756
 Peschel, O. **A:** 84
 Peschüle, J. **A:** 936
 Petavius, D. **A:** 366, 368
 Peter, B. **A:** 78, 160, 208, 245, 248, 264, 276
 Peters, C. A. F. **A:** 35, 40, 45, 78, 88, 156, 207, 239, 485, 860f., 933, 942, 995, 1008. **B:** 120, 240, 258, 297, 298, 365
 —, J. **A:** 135. **B:** 251
 Petersson, H. **B:** 802
 Petit, F. **A:** 428
 — **B:** 652
 Pettit, E. **B:** 646, 656, 674, 718, 750, 795, 809ff., 824, 826, 869, 984
 —, P. **B:** 651
 Petzval **B:** 183
 Phillips, E. **A:** 163, 165, 171ff., 181f.
 Piazzi **A:** 27, 78. **B:** 249, 260, 262
 —-Smith, C. **B:** 691
 Picard, J. **A:** 78, 117, 140, 524, 612, 691
 Picart, L. **A:** 415, 556, 913, 915, 936. **B:** 77f., 139
 Pickering, E. C. **A:** 469, 812, 818f., 832, 923, 934. **B:** 126, 267, 280, 285ff., 292, 297, 305, 322, 541, 571, 591, 603, 683, 689, 693ff., 733, 741, 786, 824, 839, 841f., 854ff.
 —, W. H. **B:** 643, 678
 Pigafetta, A. **A:** 125, 133, 153
 Pigott, E. **A:** 122
 Pihl, O. A. L. **A:** 262
 Pingre, A. G. **A:** 126, 337, 899

- Pio, A. D. A: 123
Pistor A: 270
Pizetti, P. A: 289, 313, 529.
B: 3, 16, 28
Pjewzow, M. A: 89, 102
Plana, G. A. A: 288, 668, 670, 694, 720f., 728. **B: 13, 26, 34, 64, 115**
Planck, M. **B: 188, 195, 237, 378, 480, 589, 877**
Plantamour, E. A: 255
Plaskett, H. H. **B: 571, 592, 609, 662, 669f., 697f., 716f., 729, 741, 759**
—, J. S. A: 497. **B: 266, 537, 556, 668, 669, 735, 738, 740, 746, 747, 767**
Plaßmann **B: 289**
Platen zu Hallermund, v. A: 95
Plauert, H. **B: 144**
Plummer, H. C. A: 248f., 464f., 530, 914, 970, 989, 1007. **B: 141, 285, 348, 362, 756**
—, W. C. **B: 440**
Plutarch A: 375
Pocock, R. J. **B: 320**
Pogo, A. **B: 686**
Pogson, N. R. A: 943. **B: 626, 838f., 854**
Poincaré, H. A: 32, 295, 402, 513, 516, 520, 522, 524, 526ff., 545ff., 559, 565, 589, 598, 604, 606ff., 621f., 631, 657f., 664, 669, 671, 677ff., 698, 702f., 730f., 746f., 759f., 799f., 807, 935, 972f., 996, 1018. **B: 3, 5, 21ff., 28, 36ff., 56, 60, 62, 65, 69, 82, 113ff., 144, 171, 185f., 369, 376, 379, 384f., 410, 443f., 449, 460, 988f., 1038, 1047, 1055, 1058, 1066**
Poinset, L. A: 995
Poisson, S. D. A: 37, 538, 554, 669, 671, 683, 695, 995f., 1002. **B: 22, 31, 197**
Pokrowsky, S. **B: 635, 903**
Pond A: 27, 29, 239, 485
Pontécoulant, P. G. de A: 512, 559, 569, 588, 602, 669, 671, 675, 683, 694f., 715, 720f., 730, 751, 904, 911
Poor, C. L. A: 98
Popoff, M. K. A: 759
Postelmann, A. A: 262
Pothenot A: 110
Pottier, L. A: 810, 816
Pouillet **B: 652, 654**
Poynting, J. H. A: 914.
B: 142, 655
Prager **B: 976f.**
Prandtl, L. **B: 388**
Pratt, J. H. **B: 2**
Prazmowsky, A. **B: 647**
Precht, J. **B: 630**
Preßler, M. R. A: 87
Prestel, M. A. F. A: 150
Preston, T. **B: 598**
Preuß, W. H. A: 151, 270
Prevost, P. **B: 326f.**
Prey, A. A: 485, 995. **B: 285, 293**
Pringsheim, E. **B: 223, 543, 659**
Pritchard, C. **B: 269, 840, 855**
Proctor, R. A. **B: 360**
Przybyllok, E. A: 1009, 1018. **B: 28**
Psilander, A. A. A: 732
Ptolemäus A: 34, 84, 369, 882. **B: 129, 276f.**
Puisseux, P. H. A: 244, 386, 627, 669, 683, 695, 721, 723
Pulfrich, C. A: 144, 280, 296
Purkinje **B: 849**
Pythea, v. Massilia A: 97
- Q**
- Quetelet, A. A: 428
- R**
- Raab, S. A: 753
Rabe, W. **B: 723, 999f.**
Radau, R. A: 35, 124, 288, 290, 297, 301, 309, 313, 317, 322, 325, 386, 395, 415, 422f., 524, 515f., 521, 575f., 582, 584, 669, 671, 678, 697, 707, 709f., 713, 716ff., 727f., 1018. **B: 4, 24, 74, 116, 129, 141**
Raffety, C. W. **B: 685**
Rahts, J. A: 215
Rambal A: 180
Rambaut, A. A. A: 237, 247f., 464, 488. **B: 627, 879**
Ramond A: 308
Ramsay, W. **B: 641**
Rancken, F. **B: 332**
Ranyard, A. C. **B: 652**
Raper, H. A: 82, 108
Rasch, E. **B: 659**
Rasmuson, N. H. **B: 361**
Ravené, G. **B: 95**
Rayet, G. **B: 693, 731**
Rayleigh, Lord A: 333f. **B: 900ff., 927ff.**
Raymond, H. **B: 342ff.**
Rebeur-Paschwitz, E. v. A: 56f., 911. **B: 139**
Reesinck, J. **B: 753f., 813ff., 1036**
Regiomontanus, J. A: 101, 899, 920
Reiche **B: 874**
Reichenbach, v. A: 216f., 238, 940
Reimann, E. A: 428
Renan, H. A: 97
Renz, F. A: 262, 264, 817
Repsold A: 28, 108, 192, 195, 217, 226, 232, 238
—, J. A: 215ff., 238
Résal, H. A: 163, 171f., 177, 183f., 190, 559, 693, 735. **B: 2, 69**
Respighi, M. **B: 181, 691**
Reuß, J. D. A: 813
Reuter, W. A: 149
Reynolds, J. H. **B: 761, 1083**
Rheinauer **B: 871**
Rhijn, v. **B: 262, 264, 284, 287, 290, 300, 307, 316f., 325, 801, 952, 1003, 1006, 1022**
Ribera y Uruburu, L. de A: 161
Ricca **B: 691**
Ricci, G. **B: 189**
Riccó, A. **B: 635, 640, 643f.**
Richardson, L. F. **B: 235**
Richer, J. A: 74, 115. **B: 5**
Riefler, S. A: 169, 179, 185
Riemann, B. A: 616. **B: 5, 40f., 60, 156f., 169, 189, 198, 382**
Rigge, W. A: 135
Rimmer, W. E. **B: 728**
Ristenpart, F. A: 62, 68f., 79. **B: 240, 248, 253, 258, 293, 332**
Ritchey, G. W. **B: 734**
Ritchie, F. J. A: 185
Ritchey, G. W. A: 229
Ritter, A. **B: 376, 382, 388, 392f., 399ff., 412, 416, 418, 421, 451ff., 756, 992**
Ritz, W. **B: 184, 186f., 575**
Rizzo, G. B. **B: 655**
Robbins, F. A: 567, 636
Robert, S. A: 456
Roberts, A. A: 465, 499, 505, 507. **B: 753, 964, 975**

- Roche, E. A: 915. B: 5, 26, 29, 54, 56, 69, 116, 446, 447, 684, 991
- Rogers A: 28
- Rohlf's, G. A: 131
- Roller, M. A: 933
- Romberg A: 258
- Rosenberg, H. A: 428. B: 662, 681 ff., 716 f., 771, 792 ff., 824 f., 843, 865
- Rosenberger, O. A. A: 904
—, F. B: 83, 868
- Rosetti B: 653
- Roß, A. D. B: 630, 827
—, F. E. A: 819, 832. B: 124, 861, 939
- Rosseland, S. B: 503, 508 f., 622, 1002, 1049 f.
- Roth, A. A: 83
- Routh A: 529, 534, 970, 976
- Rowland, H. A. B: 224 f., 541, 602 ff.
—, J. B: 629
- Roy, A. J. B: 252
- Royds, T. B: 224 f., 610 f., 640, 667, 669
- Roze A: 176, 183
- Römer, O. A: 77 f., 90, 107 ff., 117, 212, 219, 813. B: 184, 327, 918
- Rubeus, H. B: 602
- Rudolph, K. B: 342
- Rudzki, P. B: 3, 32, 391
- Rue, Warren de la B: 840
- Rufus, W. C. B: 699, 705, 749, 752
- Rundall, T. A: 122
- Runge, C. A: 113, 292 ff., 624. B: 599, 605, 630
- Runkle, J. D. A: 576
- Russell, H. N. A: 278, 464, 492. B: 269, 504 ff., 513, 518, 523, 557, 574 f., 585 ff., 606 f., 613 ff., 650, 713, 719, 721 ff., 744, 751, 754, 810, 824, 836, 885, 906, 908, 957 ff., 992 ff., 1000, 1008, 1010, 1018, 1021, 1038, 1072
- Rutherford, E. B: 172, 269, 557, 559
- Rühl, F. A: 367
- Rümker, C. A: 82, 110, 128, 131, 134
- Rydberg, J. R. B: 564, 573
- S
- Sabler, G. A: 140
- Sackur, O. B: 586
- Safford, T. H. A: 27, 423
- Saha, M. N. B: 497, 515, 517 ff., 587, 609, 614 ff., 620, 718 f., 768
- Saigey B: 117
- Saint-Blancat B: 147
- Salet, P. A: 464. B: 604, 625, 673
- Samoilova, N. B: 335
- Sampson, R. A. A: 104, 811 f., 818, 837, 842. B: 456, 605, 716, 918, 922
- Samter, H. A: 760, 961, 965 f., 972. B: 105, 126
- Sands, F. A: 459
- Sanford, R. F. B: 741, 749, 758, 763
- San Martino, A. B: 133
- Sanutio, L. A: 153
- Saunders, F. A. B: 557, 574 f., 614, 719
- Sauve, A. B: 635
- Savary, F. A: 463, 471, 474 f.
- Sawitsch, A. A: 16, 82, 336
- Sawyer, R. A. B: 699
- Sämisch, T. A: 249
- Scaliger, J. J. A: 366, 368
- Schaeberle, J. M. A: 293, 485
- Schalén, C. B: 727
- Scharbe, S. B: 976
- Schaub, F. A: 161
- Schäfer, C. B: 927
- Scheibner A: 519 f., 575, 705, 707, 964
- Scheiner, J. A: 226 f., 232, 263, 277, 486. B: 265, 291, 650, 655, 658, 671, 673, 716, 758, 763, 824, 855, 906, 912
- Schellen, H. A: 193
- Schering, E. B: 84, 784, 852
- Schiaparelli, G. V. A: 82, 428, 442, 456, 459, 461, 467, 898, 922 f., 927, 931, 936, 939 ff. B: 2, 77, 279 ff., 288, 322, 382
- Schiller B: 770
- Schilling, C. B: 329
- Schilt, J. B: 744
- Schlesinger, F. A: 278, 465, 493 ff. B: 269, 540 f., 554 f., 668 f., 743, 766
- Schlitt A: 531
- Schlüter, H. A: 78, 122
- Schmidt, A. A: 367. B: 633
—, E. A: 309 ff., 323 ff.
—, J. A: 940. B: 815, 829
—, W. A: 160
- Schnauder, G. B: 270, 275, 779 f., 809
—, M. A: 113
- Schneller, H. B: 976
- Schorr, R. A: 993. B: 260
- Schouten, J. A. B: 217 f., 307, 318, 764
- Schöberle, J. M. B: 665, 687
- Schoenberg, E. B: 784, 826 ff., 840, 868, 879, 885, 901, 906, 915 ff., 927, 935 ff., 947 f.
- Schönfeld, E. A: 423, 425. B: 255, 258, 281, 331 f., 838
- Schrader, E. A: 369
- Schram, R. A: 134, 336, 358, 367, 386, 707. B: 129
- Schreiber, O. A: 206
- Schröter, M. B: 388
- Schtschetkin, N. A: 89
- Schubert, F. T. A: 101
—, J. T. A: 699, 777
- Schulhof, L. A: 425, 898, 910, 934 f. B: 82, 128, 260
- Schultz, H. B: 263, 337
- Schulze, J. K. A: 96
- Schumacher, H. C. A: 118, 127, 130, 160. B: 296
- Schumann, R. A: 109, 178, 279
- Schur, W. A: 221, 262, 264, 276, 894. B: 53
- Schuster, A. B: 235, 407, 478, 481 f., 532, 655, 658 f., 663, 992
- Schürer, E. A: 369
- Schütte, K. B: 828
- Schwarz, A. A: 367
—, H. A. A: 568, 632
—, L. A: 128
- Schwarzschild, K. A: 59, 95, 114, 206, 280, 402, 464, 469, 476, 490, 531 f., 552, 671. B: 5, 21, 41, 43 f., 48, 56, 77, 82, 151 f., 170, 207 ff., 222 ff., 230, 267, 282, 305, 312 ff., 341 ff., 356, 358, 370, 408, 457, 464, 467, 470 ff., 537, 541, 578, 600, 703, 774, 785, 787, 811, 813. B: 841 f., 856 f., 860, 875, 878 f., 894, 992
- Schwaßmann, A. B: 689
- Schwend, K. B: 837, 951
- Schwerd B: 835
- Schweydar, W. A: 996, 1019. B: 82, 121 f.
- Seabrocke, G. M. B: 634
- Seares, F. H. B: 824, 625, 724, 764, 789 ff., 884, 842, 856, 995, 1035, 1074, 1085
- Searle, A. B: 915

- Secchi, P. A: 940, 941. **B:** 183, 244, 265, 286, 613, 652, 654, 673, 677, 680, 688, 692 ff., 707 f.
- See, J. J. A: 993. **B:** 93, 105
—, T. J. A: 464, 484. **B:** 406, 988, 1067
- Seegert, B. **B:** 672, 824 f.
- Seeliger, H. A: 62, 115, 230, 248 f., 263, 267, 291 f., 332, 338, 361, 364, 464, 471, 474 f., 485, 635, 723, 750, 859, 903, 913 f., 918, 928, 934, 993, 1015. **B:** 67, 82, 86, 132, 136 f., 156, 172, 213, 226, 242, 281, 289, 298 ff., 318, 320, 323, 365, 382, 415, 475, 657 ff., 663, 742, 836 f., 898 f., 904 f., 909 f., 915, 920, 923 ff., 941 f., 947 ff., 1043, 1077
- Seeling, H. W. T. A: 134
- Seidel, L. A: 92, 290, 292. **B:** 835
- Séjour, A. P. Dionis du A: 414, 416
- Selga, M. **B:** 763
- Selivanov **B:** 926
- Sellmaier **B:** 612
- Seneca A: 899
- Serret, J. A. A: 37, 387, 995
- Servus, H. **B:** 155
- Sestini **B:** 279, 776 f.
- Seydler A: 521
- Shadwell, C. F. A. A: 337
- Shajin, G. **B:** 510, 686, 728, 802, 1008
- Shane, C. D. **B:** 672, 705, 711, 737, 747, 749
- Shapley, M. **B:** 229, 273, 325, 367, 592, 712 f., 726 f., 753 f., 805, 810, 813, 819, 969, 970 ff., 980 ff., 1011 f., 1071, 1076, 1078, 1082, 1085
- Shaw, H. **B:** 581
- Shdanow A: 710 f., 909
- Shepherd A. A: 128
- Shoock, G. A. **B:** 665
- Siacci A: 556
- Sidgreaves, W. **B:** 732, 744 ff.
- Siedentopf, H. **B:** 880, 881 ff., 996, 1000, 1008, 1010, 1012, 1021, 1023, 1036, 1049, 1051 f., 1085 f.
- Silbernagel, E. **B:** 1043
- Silberschlag **B:** 622
- Silberstein, L. **B:** 183, 185, 234, 237, 720
- Silva, G. A: 610
- Simms, W. H. A: 108, 402
- Simonin, M. A: 532, 759. **B:** 147
- Simonoff, W. J. O. A: 127
- Simpson, A. **B:** 2
—, T. A: 319. **B:** 13
- Sitter, W. de A: 810, 812, 817 f., 837, 842, 965. **B:** 28, 54, 82, 104, 138, 150, 160, 171 f., 187, 200, 202 ff., 226, 229 ff., 262, 271, 1084
- Slatowratzki **B:** 903
- Slipher, V. M. **B:** 268, 556, 673, 675 ff., 746 f., 760 ff., 885, 1080
- Slocum, F. **B:** 639, 643, 645
- Sloudsky A: 529
- Smekal A. **B:** 517
- Smith, C. M. **B:** 617, 691
—, M. F. A: 248
- Smoluchowski de Smolan **B:** 872
- Snyder, M. B. **B:** 649, 697
- Socoloff, A. A: 36, 243, 253, 255
- Solinus A: 375
- Sommerfeld, A. A: 32, 106, 995. **B:** 173, 534, 559, 561, 573
- Souchon, A. A: 67, 69, 816. **B:** 82, 123, 128
- Souillagouet, F. A: 149
- Souillart, C. A: 338, 364, 810, 812, 817, 827 f., 834, 836 f., 842. **B:** 104
- Sourander, J. A: 750
- Spée, E. **B:** 650
- Spijkerboer, J. J. **B:** 479
- Spitaler, H. A: 1019
- Spottiswoode, W. A: 124
- Stanley of Alderley A: 125, 153
- Stannyau **B:** 640
- Stark, J. **B:** 183, 600, 626
- Stäckel A: 526
- Stebbins, J. A: 500. **B:** 745, 811, 828, 843, 864, 967
- Stechert, C. A: 135, 164, 336 ff., 362 f.
- Steckloff **B:** 41
- Stefan, J. **B:** 543
- Stefanik, M. **B:** 603, 634
- Steinhauser, A. A: 159
- Steinheil, C. A. v. A: 92, **B:** 835, 854
- Steng, E. **B:** 657
- Stern, O. **B:** 586
- Sternberk, **B:** 789 ff.
- Sterneck, R. v. A: 97. **B:** 117
- Stetson, H. T. **B:** 651
- Stewart, D. **B:** 556
—, J. A. **B:** 504 f. 523, 528, 613 ff.
—, J. Q. **B:** 729
- Sticker, B. **B:** 803 ff., 819, 821, 1007
- Stieltjes, T. J. A: 386, 580. **B:** 25
- Stintzing, H. **B:** 576
- Stirling, J. **B:** 11
- Stockwell A: 694, 724, 751 f., 827, 992, 1018
- Stokes, G. G. A: 170, 280. **B:** 5, 112, 182 ff., 237
- Stolze, F. A: 113
- Stone, E. J. **B:** 731
—, O. A: 469, 697, 821, 840, 870
- Stoney, G. Johnstone **B:** 426
- Storer, N. W. **B:** 771, 800
- Storey **B:** 669
- Stoyanoff, N. **B:** 145
- Stracke, **B:** 1069
- Stratonoff **B:** 280, 285, 288
- Stratton, F. J. M. A: 1021. **B:** 540, 630, 712, 735 ff., 1077
- Strobel, J. A: 385
- Stroobant **B:** 282, 287
- Strömberg, G. **B:** 274, 309, 334, 348, 356, 364, 727 ff., 763, 765, 767, 979, 1005
- Strömgren, E. A: 531, 898, 906, 909, 920, 929 ff., 958, 967, 969, 971 ff., 978 ff., 984 ff. **B:** 132, 141, 1048
- Strutt, R. J. **B:** 581, 605, 690
—, J. W. A: 333
- Struve, G. A: 740
—, H. A: 215, 229, 244, 264, 273 ff. 465, 468, 811 f., 818 ff., 827 ff., 840 ff., 884 ff., 894, 895. **B:** 93, 105
—, L. A: 71, 1008. **B:** 332
—, O. A: 39, 66, 108, 202, 205, 231, 244, 246, 263, 274 f., 290, 467, 821, 1008. **B:** 262, 697, 767 f. 805, 1008
—, W. A: 29, 57, 78, 108, 118, 140, 160, 196, 218, 220, 231, 244, 257, 263, 270, 274 f., 466 ff., 509, 853. **B:** 240, 262, 280, 295 ff., 321 f.

- Stuchtey, K. **B:** 913
 Stumpe, O. **B:** 332, 371
 Summer, T. H. **A:** 144ff.
 Sundman, K. F. **A:** 553,
 584, 595, 609, 966
 Sur, R. K. **B:** 644
 Surdo, L. **B:** 600
 Svedstrup, A. **A:** 922. **B:**
 127
 Svoboda, H. **A:** 944
 Swan, W. **B:** 581f.
 Swasey, **A:** 231
 Swinden, J. H. v. **A:** 126
 Sylvester, J. J. **A:** 389
- T**
- Tacchini, P. **B:** 643, 691
 Tait, P. G. **A:** 725. **B:** 2,
 29, 41, 144, 406, 425
 Talcott **A:** 25, 90, 105f.,
 220, 278
 Tamm **B:** 790
 Tammelander, A. J. **A:** 89
 Tasmann, A. **A:** 84
 Teege, H. **A:** 149
 Teisserenc, L. de Bort **A:**
 299, 300, 309, 311, 312
 Tempelhof, G. T. v. **A:** 90
 Tennant, J. T. **A:** 108
 Terkán **B:** 784, 811
 Terry y Rivas **A:** 162
 Tetrode, H. **B:** 586
 Thackeray, W. G. **B:** 340,
 350
 Thalén **B:** 541
 Thebutt **B:** 687
 Thibaut, G. **A:** 371
 Thiele, T. N. **A:** 276, 454,
 472, 479, 482f., 530, 685,
 783, 967f.
 Thiesen, M. **B:** 401, 415
 Thirring, H. **B:** 219f.
 Thollon **B:** 243
 Thomas **B:** 815
 Thome **B:** 253, 838
 Thomson, W. **A:** 161f., 531,
 715. **B:** 2, 29, 41, 100,
 144, 376, 381, 384, 396,
 404, 406, 412, 414, 425,
 431, 448, 992
 Thraen, A. **A:** 930
 Thun-Hohenstein, E. v. **A:**
 141
 Thury, R. **A:** 190
 Tiarks, J. L. **A:** 92, 118
 Tiercy, G. **B:** 753, 813
 Tietjen, F. **A:** 384, 394,
 399, 404, 422f., 964f.
 Tigerstedt, R. **B:** 848
 Tikhoff, G. A. **B:** 323f.,
 675, 677, 790f., 797
- Timiriazew **B:** 678
 Tisserand, F. **A:** 17, 32ff.,
 179, 380, 395, 412, 483,
 500, 513, 520, 541, 554f.,
 559, 572, 574f., 579f.,
 600f., 621f., 670, 681, 688,
 692ff., 707, 710f., 716f.,
 721, 726, 730, 754, 758f.,
 810, 811, 818f., 823f.,
 829, 833, 838, 840, 842,
 845, 857, 873, 878, 898,
 903, 911f., 920, 934, 995,
 1000, 1017f. **B:** 3, 5, 10,
 20, 24, 29f., 58, 62, 64,
 69, 81f., 92, 94f., 104f.,
 117, 124, 128, 132, 148,
 152, 155
 Tittel **A:** 368
 Toaldo, J. **A:** 122
 Todd, D. P. **A:** 810, 816.
B: 126
 Todhunter, J. **B:** 3, 5, 6,
 10ff., 83, 115
 Tomaselli, M. **B:** 141
 Trépied, C. **A:** 628
 Triesnecker, F. **A:** 135
 Trowbridge, C. C. **B:** 690
 Trümpler, R. J. **B:** 764f.,
 820f., 827, 1009, 1086
 Tschelysheff **B:** 50
 Tucker, R. H. **A:** 196. **B:**
 292, 297
 Tupmann **A:** 944
 Turner, H. H. **A:** 248, 259.
B: 242, 263, 371, 647,
 728, 855
 Türr, R. **A:** 151
 Tycho de Brahe **A:** 22, 78,
 101, 117, 882, 899, 920
- U**
- Uhler **B:** 225
 Uljanin **B:** 874
 Umow, N. **B:** 903
 Unsöld, A. **B:** 591
 Unthank, H. W. **B:** 320
 Urey, H. C. **B:** 521
 Uthoff **B:** 848
- V**
- Valenta, E. **B:** 706
 Valentiner, W. **A:** 17, 138,
 196
 Vallot, **B:** 654
 Varnum, W. B. **B:** 264
 Vassenius, **B:** 640
 Vaughn **B:** 55
 Verdun de la Crenne **A:**
 126
 Vérité **A:** 186
- Veronnet, A. **B:** 742
 —, P. **B:** 5, 37, 988
 Very, F. W. **B:** 657ff., 675,
 825f., 879
 Vespucci, A. **A:** 133
 Vicaire, E. **A:** 402. **B:** 91,
 653
 Vierow, C. S. **A:** 83
 Villarceau, X. **A:** 51, 54,
 59, 83, 145f., 163f., 175ff.,
 191, 237, 402, 463, 471,
 476, 764
 Villiger, W. **A:** 292, **B:**
 879
 Violle, **B:** 613f.
 Vischer, N. **A:** 84
 Vital, A. **A:** 149
 Viterbi **B:** 63
 Vodusek, M. **A:** 160, 338
 Vogel, H. C. **A:** 232, 486,
 494f. **B:** 183, 265, 286,
 332, 539, 603, 619, 644,
 658, 663, 673ff., 691, 693,
 707f., 716, 731f., 743, 745,
 757, 761, 763
 —, R. **A:** 400, 414
 Vogt, H. **B:** 510, 742, 755f.,
 818f., 992, 1000ff., 1007,
 1021, 1083f.
 Voigt, W. **B:** 185, 412
 Vos, de **B:** 217
 Voûte, J. **B:** 267, 354, 556,
 707
 Völkel, M. **A:** 1021
 Vsechsviatsky, S. **B:** 894
- W**
- Wacker, F. **B:** 171
 Walbeck **A:** 251
 Walker, S. C. **A:** 119, 213,
 569
 Walkey, **B:** 275
 Wallberg, J. A. **A:** 599
 Wallenquist, A. **B:** 819f.
 1008
 Walter, A. **A:** 141
 —, B. **A:** 899
 Walton, M. L. **B:** 754, 982
 Wanach, B. **A:** 109, 170,
 187, 237, 278, 1018f.
 Warburg, E. **B:** 654
 Ware, L. W. **B:** 669f.
 Wargentín, P. W. **A:** 813
 Warner, **A:** 231
 Warnstorff, G. H. L. **A:** 160
 Washington, H. S. **B:** 606
 Watermann, E. P. **B:** 701
 Watson, J. C. **A:** 380, 385,
 405, 410. **B:** 738
 Watt **A:** 188ff.

- Weber, H. B: 382
 —, A: 119
 —, W. B: 152, 154 f. 853
 Weersma, H. A. B: 262, 275, 316, 334
 Wegener, A. B: 690, 829, 913
 Weiler A: 671, 708 f. 723
 Weinek, L. A: 136
 Weiß, E. A: 381, 387, 395, 400, 417f., 424, 428, 452, 459, 898, 939, 942 ff., 955. B: 249
 Weiße, M. B: 249, 295, 322
 Wellmann, V. B: 857, 919
 Wells B: 687
 Wendt, E. A: 88
 Werner, J. A: 121, 125
 Wessel, W. B: 516
 Westphal, W. B: 718
 Weyer, G. D. E. A: 83, 102, 126, 129, 131, 152
 Weyl, H. B: 198, 200, 218, 229
 Whittaker, E. T. A: 513, 517, 519, 527, 541, 688, 718
 Whittemore A: 529
 Wichmann, W. L. G. A: 78, 122, 1020, 1023. B: 53
 Wicksell, S. D. B: 344
 Wiechert B: 5, 30f., 82, 111, 1012
 Wiegand A. B: 604
 Wien, W. B: 547 ff.
 Wilding A: 707
 Wilhelm IV. von Hessen A: 101, 138, 899
 Wilip B: 183, 243
 Wilkens, A. A: 532, 566, 575, 759, 811, 835f., 963, 977, 989. B: 139, 171, 1044
 Wilkes, K. A: 119
 Will, G. W. B: 119
 Willard, H. R. A: 977
 Williams, S. A: 128, 899
 —, Z. A: 153
 Willis A: 183
 Wilsing, J. A: 192, 244, 247, 277, 464, 492. B: 86, 269, 596, 660 f., 670 f., 715 ff., 732 ff., 758, 771, 774, 778 ff., 797, 809 f., 824f., 906, 912, 934
 Wilson, D. T. A: 807
 —, E. B. B: 142
 —, H. B: 348
 —, J. A: 468
 —, R. E. B: 752, 1073
 —, W. E. B: 627, 665, 879
 Winawer, B. B: 600
 Winkelmann, A. A: 292
 Winlock, J. A: 63
 Winnecke, T. A: 74 ff., B: 74
 Winnerl A: 168, 176, 181, 185, 188
 Wirtz, C. W. A: 90, 105, 140, 148, 293. B: 257, 262f., 350, 823
 Wislicenus, W. F. A: 82, 95, 102, 252, 255, 257, 362, 366, 368
 Wißmann, H. A: 124
 Witthell, G. A: 128
 Witt, G. A: 962. B: 94f., 127
 Witting, R. B: 879
 Wittram, T. A: 253, 909, 966
 Woerner, H. B: 911
 Wolf, C. A: 185 ff., 255, 289. B: 693, 731, 988
 —, M. A: 799. B: 258, 263, 288, 294, 326, 686, 696, 734, 758, 761 ff., 793
 —, R. A: 17, 138, 196, 812, 899, 940. B: 124
 Wolfe B: 274
 Wolfers A: 29, 66. B: 250
 Wollaston A: 26, 143
 Woltjer, J. B: 138 f., 768
 —, J. jun. B: 651, 759
 Wolz, M. A: 227
 Wood, R. W. B: 267, 505, 576, 647, 651, 672, 824
 Woods, J. E. B: 712
 —, H. C. B: 728
 Woronkoff B: 903
 Worsell, W. M. B: 741
 Woolhouse, W. S. B. A: 338
 Wren, C. A: 133
 Wright, A. W. B: 691
 —, T. B: 990
 —, W. H. B: 642, 674, 676f., 697, 701, 706, 733, 735, 738, 746, 749, 757, 759f., 825, 827
 Wronski A: 764
 Wundt, W. B: 655, 657 f.
 Wurm, J. F. A: 135
 Willner, A: 294
 Wüstenfeld, F. A: 367
 Wylie B: 813

Y

- Young, C. A. B: 617, 626, 628f., 647f., 666, 680
 —, R. K. B: 728, 766 f.
 —, T. A: 313
 —, W. H. A: 398

Z

- Zucchini, P. B: 642
 Zach, F. X. v. A: 26, 50, 125, 129, 139
 Zanotti-Bianca, O. A: 898, 920, 926
 Zanstra, H. B: 762, 887 f., 895 ff.
 Zapp, A. A: 993
 Zarlatti, F. S. B: 141
 Zarquala A: 84
 Zech A: 704, 964
 Zeemann, P. B: 178, 181, 596, 600, 649
 Zeipel, H. v. A: 528, 546, 574, 592, 596, 606 ff., 760, 807, 935, 966. B: 37, 409, 412, 440 ff., 514, 819, 995, 1002, 1029, 1078
 Zelbr, K. A: 381
 Zeuner, G. B: 288
 Zimmermann, G. B: 926
 —, W. A: 965
 Zinger, N. A: 82, 89, 102
 Zinner, E. A: 1004, 1017 f.
 Zöllner, C. F. B: 3, 76, 121, 641, 750, 824, 835 ff., 871, 898, 915
 —, E. B: 401
 Zurhellen, W. A: 202, 227, 244, 464, 491
 Zwiers, H. J. A: 253, 464, 472, 479, 485, 508

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000301661



II-348772

L. inw.

Astronomie

Unter Mitarbeit hervorragender Fach

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. J. F.

Mit 44 Abb. i. T. u. 8 Taf. (Die Kultur der Gegenwart, Teil III, Abt. III, Bd. 3.) Geh. *R.M.* 25.—, in Halbleinen *R.M.* 28.—, in Halbleder *R.M.* 33.—

Druk. U. J. Zam. 356. 10.000.

„Alles in allem ein Buch, das als eine ideale Zusammenfassung des weiten Gebietes der Astronomie in ihrer geschichtlichen Entwicklung wie nach ihrem heutigen Stand angesehen werden kann.“ (Monatshefte für Mathematik und Physik.)

„Ein wahrhaft großartiges Werk, das durch Zusammenarbeit einer Anzahl Spezialforscher entstanden ist. Es gibt einen Querschnitt durch die Kenntnisse der Gegenwart, so vollständig und zuverlässig, wie nur möglich, so daß jeder, der sich mit den Problemen und Ergebnissen der modernen astronomischen und astrophysikalischen Forschung befaßt, hier alles Material beisammen findet.“

(Prof. Dr. Riem in „Naturwissenschaftliche Wochenschrift“.)

Grundriß der Astrophysik

Von Prof. Dr. K. Graff

Mit 6 Lichtdruck-Tafeln u. 468 Textabbildungen. Geb. *R.M.* 45.—

„...ein vortreffliches Buch, gediegen und reichhaltig in seinem Inhalt, in vorzüglicher Ausstattung, ein stattlicher Band, in dem der Verfasser bestrebt ist, das Gesamtgebiet astrophysikalischer Forschung in leicht verständlicher Weise vorzutragen...“

(Prof. Dr. Emden, München, in „Physikalische Zeitschrift“.)

„In strengem, planmäßigem Aufbau führt K. Graff in die moderne Astrophysik ein... Sehr fein wird die Grenze der Astrophysik innegehalten, ohne daß engherzig einer Definition geopfert würde... In Text und Bild werden die letzten Ergebnisse bis zum Jahre 1928 berücksichtigt... Der neue Graff gehört unter die besten astronomischen Lehrbücher, die wir zur Zeit in deutscher Sprache besitzen.“ (Prof. Dr. Wirtz, Kiel, in „Das deutsche Buch“.)

Einführung in die Himmelsmechanik

Von Prof. F. R. Moulton, Ph. D.

2. Auflage. Autorisierte deutsche Ausgabe von Dr. W. Fender

Mit 62 Figuren. Geb. *R.M.* 20.—

Das durch seine klare und leichtverständliche Darstellung bekannte Werk Moultons bietet eine umfassende Orientierung über das ganze Gebiet der Himmelsmechanik. Der Zweck des Buches machte eine Einführung in das Dreikörperproblem erforderlich. Der Theorie der absoluten Störungen wird ein hervorragender Platz eingeräumt. Ein Kapitel enthält geometrische Betrachtungen über Störungen. Die Grundprinzipien der analytischen Methoden sowie die Methoden von Laplace und Gauß werden mit großer Vollständigkeit erörtert. Die zahlreichen Literaturangaben werden vielen Benutzern willkommen sein.

„Die Vorzüge des Moulton'schen Buches sind bekannt und treten auch in der Übersetzung deutlich hervor: sicherer Takt in der Auswahl des Stoffes, elegante und strenge mathematische Entwicklung, ausgezeichnete, auch pädagogisch wertvolle Winke für die Weiterbildung des Lesers. Die Übersetzung liest sich glatt wie ein Original.“

(Prof. Dr. Bauschinger in „Vierteljahrsschr. der Astronom. Gesellschaft“.)

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Erschienenene Bände bzw. Hefte:

- Band I. Arithmetik und Algebra, in 2 Teilen. Vollständig erschienen.
 - II. Analysis, in 3 Teilen. Teil I in zwei Hälften, Teil II und Teil III in zwei Hälften vollständig erschienen.
 - III. Geometrie, in 3 Teilen. Vollständig erschienen.
 - IV. Mechanik, in 4 Teilbänden und 1 Registerband. Teilband I, III und IV vollständig erschienen, II. Teilband in 4 Heften und Registerband in 1 Heft demnächst vollständig.
 - V. Physik, in 3 Teilen. Vollständig erschienen.
 - VI. 1. Geodäsie und Geophysik, in 1 Teilband. I und II. Hälfte vollständig erschienen.
 - VI. 2. Astronomie, 1. und 2. Hälfte demnächst vollständig.

Band VI, 2: Astronomie. Red. von K. Schwarzschild † (1904–1916), S. Oppenheim † (1919–1928) und W. v. Dyck in München (ab 1929, i. V.).

Vorrede zu Band VI, 2 von S. Oppenheim in Wien.
 Inhaltsverzeichnis von Band VI, 2, 1. Hälfte.

1. Hälfte.

A. Sphärische Astronomie.

I. Theorie der Koordinaten.

1. Über Koordinaten und Zeit: E. Anding in Gotha.
2. Reduktion der astronomischen Beobachtungen (sphärische Astronomie im engeren Sinne): F. Cohn in Berlin.
3. Geographische Ortsbestimmung, nautische Astronomie: C. W. Wirtz in Kiel.

II. Theorie der Instrumente.

4. Theorie der Uhren: C. Ed. Caspari in Paris.
5. Theorie der astronomischen Winkelmeßinstrumente, der Beobachtungsmethoden und ihrer Fehler: F. Cohn in Berlin.

III. Spezielle Ausführungen u. Anwendungen.

6. Besondere Behandlung des Einflusses der Atmosphäre (Refraktion und Extinktion): A. Bemporad in Catania.
7. Theorie der Finsternisse: F. K. Ginzell in Berlin u. A. Wilkens in München.
8. Chronologie: F. K. Ginzell in Berlin.

B. Mechanik des Himmels.

I. Bahnbestimmung.

9. Bahnbestimmung der Planeten und Kometen: G. Herglotz in Leipzig.
10. Die Bestimmung der Meteorbahnen im Sonnensystem: G. v. Niessl in Wien.
11. Doppelsterne und Trabantensysteme. Visuelle und spektrographische Doppelsterne: J. v. Hepperger in Wien.

II. Störungen der Umlaufbewegungen.

III. Analytische Entwicklung d. Störungen.

12. Prinzipien der Störungstheorie und allgemeine Theorie der Bahnkurven in dynamischen Problemen: E. T. Whittaker in Edinburgh.
13. Entwicklung der Störungsfunktion: H. v. Zeipel in Upsala.

14. Erdmond: E. W. Brown in New Haven.
15. Theorie der Planeten: K. Sundman in Helsingfors.
16. Die Satelliten: K. Laves in Chicago.
17. Bestimmung und Zusammenhang astronomischer Konstanten: J. Bauschinger in Leipzig.
18. Kometen: S. Oppenheim in Wien. Mit einem Beitrag über Sternschnuppen: K. Hoffmeister in Sonneberg.

IIb. Numerische Berechnung der Störungen.

19. Spezielle Störungen der Planeten und Kometen. Numerische Behandlung besonderer Fälle des Dreikörperproblems. Mehrfache Fixsternsysteme: H. Samter in Berlin

III. Rotation der Himmelskörper.

20. Rotation der Himmelskörper, Präzession und Nutation der starren Erde. Libration des Mondes: J. Bauschinger und F. Hayn in Leipzig.

Register

2. Hälfte.

Inhaltsverzeichnis von Bd. VI, 2, 2. Hälfte.

IV. Allgemeine Fragen.

21. Die Theorie der Gleichgewichtsfiguren der Himmelskörper: S. Oppenheim in Wien.
22. Kritik des Newtonschen Gravitationsgesetzes: S. Oppenheim in Wien. Mit einem Beitrag 22a: Gravitation und Relativitätstheorie: F. Kottler in Wien.

C. Stellarastronomie.

23. Stellarastronomie: H. Kobold in Kiel.

D. Astrophysik.

24. Thermodynamik der Himmelskörper: B. Emden in München.
 25. Spektralanalyse der Gestirne: A. Hnatek in Wien.
 26. Astronomische Kolorimetrie: J. Hopmann in Leipzig.
 27. Photometrie der Gestirne: E. Schoenberg in Breslau.
 28. Kosmogonie: H. Kienle in Göttingen.
- Register.

Bisher erschienen:

<p>Abt. A: Heft 1 (1–4). [193 S.] 1905. n. <i>NM</i> 7.20. — 2 (5–6). [140 S.] 1908. n. <i>NM</i> 5.—. — 3 (7–10). [128 S.] 1910. n. <i>NM</i> 4.80. — 4 (11–12). [94 S.] 1912. n. <i>NM</i> 3.60.</p> <p>Abt. B: Heft 1 (21–22). [237 S.] 1922. n. <i>NM</i> 9.—. — 2 (23–24). [294 S.] 1926. n. <i>NM</i> 10.80. — 3 (25). [296 S.] 1930. n. <i>NM</i> 8.80.</p>	<p>Heft 5 (13). [109 S.] 1912. n. <i>NM</i> 4.20. — 6 (14–15). [141 S.] 1915. n. <i>NM</i> 5.40. — 7 (16–17). [87 S.] 1920. n. <i>NM</i> 3.20. — 8 (18–20). [188 S.] 1923. n. <i>NM</i> 7.—.</p> <p>Heft 4 (26). [61 S.] 1931. n. <i>NM</i> 2.40. — 5 (27). [156 S.] 1933. n. <i>NM</i> 5.80. — 6 (28). [156 S.] 1933. n. <i>NM</i> 6.40.</p>
---	--

Die in Heft VI 2 B 2 enthaltenen Artikel Kobold und Emden sind auch als Sonderausgaben zum Preise von *NM* 5.80 bzw. *NM* 6.40 erschienen.

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



II-348772

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



10000301661