



POLITECHNIKA KRAKOWSKA
im. T. Kościuszki
Wydział Mechaniczny
Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych



ROZPRAWA DOKTORSKA

**Modelowanie nagrzewania rurociągu łączącego kocioł z
turbina – zagadnienia bezpośrednie i odwrotne.**

mgr inż. Karol Kaczmarek

Promotor:

Dr hab. inż. Piotr Dzierwa, prof. PK

Promotor pomocniczy:

Dr hab. inż. Marcin Trojan

Kraków, 2019





Spis treści

| | |
|---|-----|
| Spis oznaczeń | 5 |
| 1. Wstęp..... | 8 |
| 2. Przegląd literatury | 10 |
| 3. Teza i zakres pracy..... | 13 |
| 4. Wyznaczenie dopuszczalnych szybkości nagrzewania i ochładzania ciśnieniowych elementów kotła..... | 16 |
| 4.1. Obliczenia dopuszczalnych szybkości nagrzewania i ochładzania wybranych elementów kotła..... | 20 |
| 4.2. Wyznaczenie krzywych rozruchowych na podstawie szybkości nagrzewania elementu kryterialnego kotła..... | 28 |
| 5. Charakterystyka rurociągu łączącego kocioł OP-380 z turbiną ciepłowniczą 13UK 125..... | 38 |
| 6. Matematyczne sformułowanie nagrzewania i ochładzania rurociągu | 40 |
| 6.1. Równanie zachowania masy dla pary..... | 40 |
| 6.2. Równanie zachowania pędu dla pary | 41 |
| 6.3. Równania zachowania energii dla ścianki i pary..... | 44 |
| 6.4. Warunki brzegowe i początkowe | 49 |
| 7. Numeryczny model nieustalanej pracy rurociągu- zagadnienia bezpośrednie..... | 50 |
| 7.1. Numeryczny model ścianki | 50 |
| 7.2. Dyskretyzacja równań zachowania masy, pędu i energii | 55 |
| 8. Symulacja numeryczna nieustalanej pracy rurociągu | 57 |
| 8.1. Testy obliczeniowe..... | 59 |
| 8.1.1. Uproszczony model analityczny..... | 59 |
| 8.1.2. Modelowanie CFD zjawisk przepływowo cieplnych w rurociągu parowym..... | 70 |
| 8.1.3. Model numeryczny z rzeczywistą izolacją cieplną | 79 |
| 8.2. Symulacja nagrzewania rurociągu w czasie rozruchu..... | 92 |
| 9. Zagadnienia odwrotne występujące w nagrzewaniu rurociągu łączącego kocioł z turbiną w czasie rozruchu bloku..... | 105 |
| 9.1. Wyznaczanie przebiegu temperatury pary na wlocie do turbiny..... | 105 |
| 9.2. Monitorowanie dopuszczalnych szybkości nagrzewania i naprężeń w ściankach elementów grubościennych..... | 116 |
| 9.2.1. Monitoring prędkości zmian temperatury elementów grubościennych..... | 116 |
| 9.2.2. Monitorowanie naprężeń termicznych | 117 |
| 9.3. Wyznaczenie rozkładu temperatury i naprężeń termicznych w ściance rurociągu z rozwiązania odwrotnego..... | 123 |
| 10. Wnioski i uwagi końcowe | 127 |
| Spis literatury | 129 |

| | |
|--|-----|
| Streszczenie pracy w języku polskim..... | 137 |
| Streszczenie pracy w języku angielskim | 139 |

Spis oznaczeń

Alfabet łaciński

| | |
|---|--|
| a | – współczynnik wyrównania temperatury $a = \lambda_w / (c_{p,w} \rho_w)$, m ² /s |
| A | – pole przekroju poprzecznego, m ² |
| c_p | – ciepło właściwe, J/(kg·K) |
| $C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_\mu$ | – stałe modelu turbulencji k - ε , |
| d_h | – średnica hydrauliczna, m |
| d_{mb} | – średnia średnica króćca, m |
| d_{ms} | – średnia średnica korpusu głównego $d_{ms} = d_w + e_{ms}$, m |
| d_o | – średnica korpusu głównego, m |
| d_{ob} | – średnica króćca, m |
| d_{wew} | – średnica wewnętrzna, m |
| d_{zew} | – średnica zewnętrzna, m |
| E | – moduł Younga, MPa |
| e | – energia właściwa, J/kg |
| e_{mb} | – grubość ścianki króćca, m |
| e_{ms} | – średnia grubość ścianki korpusu głównego, m |
| $f(t)$ | – funkcje określające zmiany w czasie temperatury czynnika na wlocie do rurociągu, °C |
| F | – liczbę przedziałów przyszłościowych, |
| Fo | – liczba Fouriera, |
| $g(t)$ | – funkcje określające zmiany w czasie temperatury czynnika na wylocie z rurociągu, °C |
| g | – przyspieszenie ziemskie, m/s ² |
| h | – entalpia właściwa, J/kg |
| $I_0(x)$ | – zmodyfikowana funkcja Bessela 0-go rzędu, |
| $I_1(x)$ | – zmodyfikowana funkcja Bessela 1-go rzędu, |
| $I_n(x)$ | – zmodyfikowana funkcja Bessela n -tego rzędu, |
| k_2 | – liczba kroków czasowych, |
| k_e | – energię kinetyczną turbulencji, J/kg |
| k_{wew} | – ogólny współczynnik przenikania ciepła, |
| L | – długość rurociągu, m |
| \dot{m} | – strumień masy pary, kg/s |
| M | – liczba objętości kontrolnych w kierunku wzdłużnym, |
| n | – liczba objętości kontrolnych w kierunku promieniowym, |
| NTU | – liczba jednostek wymiany ciepła, |
| Nu | – liczba Nusselt'a, |
| $Nu_{m,q}$ | – liczba Nusselt'a dla przepływu laminarnego, |
| p | – ciśnienie, MPa |
| Pr | – liczba Prandtl'a, |
| r | – promień, m |
| r_s | – lokalizację czujnika temperatury, s |
| r_{wew} | – promień wewnętrzny, m |
| r_{zew} | – promień zewnętrzny, m |
| Ra | – chropowatość bezwzględna, m |
| Re | – granica plastyczności, MPa |

| | |
|--------------|---|
| Re | – liczba Reynoldsa, |
| RMSE | – średnie odchylenie kwadratowe, |
| s | – grubość, m |
| S | – środek ciężkości, |
| s_{iz} | – grubość izolacji cieplnej, m |
| S_E | – jednostkowa moc ciągłego źródła energii, $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^3)$ |
| S_M | – jednostkowa moc źródła pędu, $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}^2)$ |
| t | – czas, s |
| T | – temperatura, $^{\circ}\text{C}$ |
| T_a | – temperatura otoczenia, $^{\circ}\text{C}$ |
| t_{cn} | – czas po którym temperatura pary osiąga wartość nominalną, s |
| T_{cz} | – temperatura czynnika, $^{\circ}\text{C}$ |
| T_{obl} | – temperatura obliczeniowa, $^{\circ}\text{C}$ |
| t_{pr} | – czas przebycia cząstki czynnika od wlotu rurociągu do danej współrzędnej x , s |
| T_w | – temperatura ścianki, $^{\circ}\text{C}$ |
| \bar{T}_w | – średnia temperatura ścianki, $^{\circ}\text{C}$ |
| \dot{q} | – gęstość strumienia ciepła na wewnętrznej powierzchni rurociągu, W/m^2 |
| \dot{q}_v | – moc źródła ciepła na jednostkę objętości, W/m^3 |
| u | – energia wewnętrzna właściwa, J/kg |
| U | – obwód powierzchni, m |
| u_o | – stosunek promienia zewnętrznego do wewnętrznego $u_o = r_{zew}/r_{wew}$ |
| v_T | – szybkość nagrzewania, K/min |
| w | – prędkość przepływu pary, m/s |
| \mathbf{W} | – wektor prędkości czynnika, |
| w_r | – współczynnik regularyzacji, |

Alfabet grecki

| | |
|----------------|---|
| α | – współczynnik wnikania ciepła, $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ |
| α_p | – współczynnik koncentracji naprężeń wywołanych ciśnieniem, |
| α_T | – współczynnik koncentracji naprężeń termicznych, |
| α_{wew} | – współczynnik wnikania ciepła na powierzchni wewnętrznej, $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ |
| β | – objętościowy współczynnik ekspansji, $1/\text{K}$ |
| β_T | – współczynnik rozszerzalności liniowej, $1/\text{K}$ |
| γ | – współczynnik kształtu dla powłoki walcowej, |
| δ | – macierz jednostkowa (Kronecker'a), |
| δ | – odległość umieszczenia termopary od powierzchni wewnętrznej elementu, m |
| ΔF_g | – siły masowe, N |
| ΔF_p | – siły wywierane przez ciśnienie, N |
| ΔF_s | – siła wywierana przez powierzchnie ścianki, N |
| ΔF_t | – siła tarcia, N |
| Δp_t | – spadek ciśnienia w obszarze kontrolnym wywołany tarcieniem, Pa |
| Δr | – krok przestrzenny w metodzie różnic skończonych lub długość objętości kontrolnej w kierunku promieniowym, m |
| Δt | – krok czasowy w zagadnieniu bezpośrednim, s |
| Δt_p | – krok czasowy w zagadnieniu odwrotnym, s |
| Δt_s | – krok czasowy przy pomiarach, s |
| ΔV | – objętość obszaru kontrolnego, m^3 |

| | |
|--|---|
| Δz | – krok przestrzenny w metodzie różnic skończonych lub długość objętości kontrolnej, m |
| ε | – prędkość dyssypacji energii kinetycznej turbulencji, m^2/s^3 |
| ε | – chropowatość względna, |
| ε_T | – błąd względny wyznaczonej temperatury, % |
| $\varepsilon_{\sigma 1}, \varepsilon_{\sigma 2}$ | – błąd względny wyznaczonych naprężeń, % |
| λ | – współczynnik przewodzenia ciepła, $W/(m \cdot K)$ |
| μ | – dynamiczny współczynnik lepkości, Pa·s |
| μ_t | – dynamiczny współczynnik lepkości turbulentnej, Pa·s |
| ν | – współczynnik Poissona, |
| ξ | – współczynnik tarcia, |
| ρ | – gęstość, kg/m^3 |
| σ_{dop} | – naprężenia dopuszczalne w cyklu, MPa |
| σ_r | – naprężenia promieniowe, MPa |
| σ_p | – naprężenia pochodzące od ciśnienia, MPa |
| σ_T | – naprężenia cieplne, MPa |
| σ_z | – naprężenia osiowa, MPa |
| σ_φ | – naprężenia obwodowe, MPa |
| $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ | – stałe modelu turbulencji k - ε , |
| $\boldsymbol{\tau}$ | – tensor naprężeń, |
| τ_{cz} | – stała czasowa czynnika, s |
| τ_w | – stała czasowa ścianki, s |
| τ_w | – naprężenie styczne na wewnętrznej powierzchni rurociągu, Pa |
| φ | – kąt między osią rurociągu i płaszczyzną poziomą, rad |
| ∇ | – operator wektorowy Hamiltona (nabla), |

Indeksy dolne

| | |
|------|---|
| 0 | – wartość początkowa, |
| a | – otoczenie, |
| bezp | – wartość uzyskana z rozwiązania bezpośredniego |
| cyl | – element cylindryczny, |
| cz | – para świeża, |
| i | – numer węzła, |
| iz | – izolacja cieplna, |
| max | – wartość maksymalna, |
| min | – wartość minimalna, |
| obl | – wartość obliczona, |
| odwr | – wartość uzyskana z rozwiązania odwrotnego, |
| sp | – element kulisty, |
| w | – ścianka, |
| wew | – wartość wewnętrzna, |
| zew | – wartość zewnętrzna, |

Indeksy górne

| | |
|------|----------------------------|
| * | – stan quasi-stacjonarny, |
| wlot | – dla przekroju wlotowego, |
| m | – wartość zmierzona, |

1. Wstęp

Podczas rozruchu, odstawiania oraz przy zmianach obciążenia w grubościennych elementach kotłów parowych pracujących w warunkach wysokiego ciśnienia i wysokiej temperatury powstają wysokie naprężenia. Do elementów krytycznych, które ograniczają dopuszczalne zmiany temperatury czynnika roboczego w czasie, należą walczaki, schładzacz, rurociągi parowe, trójniki, separatory oraz zawory. Ponieważ elementy te posiadają duże średnice, ich ścianki są znacznie grubsze w porównaniu z innymi elementami bloku pracującymi przy tym samym ciśnieniu. W ściankach o dużej grubości, w czasie pracy w warunkach nieustalonych występują znaczne różnice temperatury, którym towarzyszy powstawanie wysokich naprężeń termicznych. Największe, co do wartości naprężenia i odkształcenia występują zazwyczaj na brzegach otworów. Prowadzi to do powstawania pęknięć zmęczeniowo-cieplnych, a w konsekwencji do awarii oraz przyspieszonej degradacji bloku [14,23,41,56,69]. Z tego powodu grubościenne elementy kotła ograniczają maksymalne szybkości nagrzewania oraz ochładzania podczas rozruchu lub wyłączenia kotła z ruchu. Dlatego bardzo ważnym zagadnieniem jest określenie dopuszczalnych szybkości zmian temperatury, które zapewnią bezpieczną i długą eksploatację kotła i turbiny [112].

Wartości dopuszczalnych szybkości nagrzewania oraz ochładzania dla elementów grubościennych kotła można wyznaczyć wg przepisów TRD 301 [115] oraz wg normy PN-EN 12952-3 Kotły wodnorurowe i urządzenia pomocnicze. Część 3: Konstrukcja i obliczenia części ciśnieniowych [64]. Określenie elementu kryterialnego, czyli elementu, dla którego dopuszczalna szybkość nagrzewania jest najmniejsza, decyduje o szybkości procesu rozruchu dla całego kotła.

Parlament Europejski oraz Rada Unii Europejskiej wprowadziła w grudniu 2018r. dyrektywę zmieniającą dyrektywę z kwietnia 2009r., w której za cel przyjęła osiągnięcie do roku 2030 co najmniej 32% udział energii odnawialnej w produkcji energii [24]. Wprowadzane przepisy oraz wsparcie rządu, powoduje szybki rozwój farm wiatrowych, farm fotowoltaicznych, i innych rozproszonych źródeł energii. Produkcja energii elektrycznej z OZE, oraz zmiany na rynku energii, powodują występowanie dużych zmian zapotrzebowania na moc i energię elektryczną produkowaną w elektrowniach konwencjonalnych [17,70,75,128]. Zdarzają się sytuacje, kiedy wymagane jest uruchomienie rezerwy zimnej, ciepłej lub gorącej (blok/bloki odstawione do rezerwy). Realizowane jest to, w przypadku konieczności zwiększania mocy wytwórczej systemu energetycznego, poprzez polecenie uruchomienia bloku/ów znajdujących się w rezerwie. Szybkość włączenia takich bloków do pracy w Krajowym Systemie Elektroenergetycznym (KSE) uzależniona jest od parametrów określających minimalny czas rozruchu bloku [34,73]. Starsze bloki węglowe były projektowane do pracy jako bloki podstawowe w systemie elektroenergetycznym, co oznacza, że blok znajduje się w stanie cieplnym ustalonym podczas normalnej eksploatacji. Takie założenia projektowe znacząco utrudniają inny sposób eksploatacji bloku, w szczególności szybkie uruchamianie czy zwiększanie mocy. Nowoczesne jednostki energetyczne, projektuje się tak, aby umożliwić zwiększenie lub obniżenie mocy w zakresie $2 \div 8\%$ zainstalowanej mocy na minutę w pełnym zakresie sterowania, tj. od minimum do maksymalnego obciążenia.

Najważniejszymi parametrami charakteryzującymi elastyczność bloku są:

- czas rozruch ze stanu zimnego,
- czas rozruch ze stanu ciepłego,
- czas rozruch ze stanu gorącego,
- szybkość zmian mocy (dla naboru i dla zjazdu) – maksymalna dopuszczalna, normalna eksploatacyjna,
- czas zrzutu do minimum technicznego,
- czas zrzutu do rezerwy,
- zakładana (projektowa) maksymalna liczba rozruchów bloku w roku,
- średnia liczba rozruchów w roku.

W celu dostosowania istniejących jednostek wytwórczych do postawionych nowych wymagań, między innymi takich jak: skrócenie czasu rozruchu, wzrost mocy czy obniżenie minimum technicznego, powstał projekt „Program Bloki 200+. Innowacyjna technologia zmiany reżimu pracy bloków energetycznych klasy 200 MWe” [65].

Skrócenie czasu rozruchu, czy zwiększenie szybkości zmian mocy należy tak przeprowadzić, aby nie spowodować wzrostu liczby awarii lub przyspieszonej degradacji bloku. Aby nie przekroczyć dopuszczalnych wartości naprężeń podczas procesu rozruchu wymagane jest dokładne monitorowanie cieplnych warunków pracy elementów krytycznych [117]. Osiągnięcie przez kocioł parametrów nominalnych pary niesie za sobą także korzyści ekonomiczne i ekologiczne [4,5].

Istotne znaczenie w rozruchu kotła i turbiny ma nagrzewanie rurociągu pary świeżej, łączącego kocioł z turbiną [5]. Konstrukcja rurociągu, jego średnica wewnętrzna i zewnętrzna, długość oraz materiał z jakiego jest wykonany, dla danego typu kotła parowego są różne i zależą od parametrów jego pracy. Czynnikiem roboczym, jakim jest para świeża podawany na turbinę musi posiadać odpowiednie parametry (temperaturę i ciśnienie). Ze względu na małą gęstość i ciepło właściwe pary przegrzanej, spadek jej temperatury na długości rurociągu jest dość znaczący. Ponadto na obniżenie temperatury czynnika wpływa duża grubość ścianki rurociągu a także jego długość.

W ramach rozprawy doktorskiej opracowany został model numeryczny rurociągu pary świeżej łączący kocioł OP-380 z turbiną. Jest to model o parametrach rozłożonych umożliwiający wyznaczenie rozkładu temperatury w ściance, rozkładu temperatury, ciśnienia i prędkości pary w rurociągu. Wyznaczenie w każdym kroku czasowym rozkładu temperatury w przekroju poprzecznym rurociągu umożliwia obliczenie powstałych naprężeń cieplnych na grubości rurociągu. W dalszej kolejności rozwiązane zostało zagadnienie odwrotne polegające na wyznaczeniu czasowego przebiegu temperatury na wlocie do rurociągu przy zadanym przebiegu temperatury na wlocie do turbiny. Czasowy przebieg temperatury na wlocie do turbiny wynika z warunków bezpiecznego prowadzenia rozruchu turbiny.

Przedstawiona została także metoda monitorowania naprężeń cieplnych występujących w grubościennym elemencie kotła, jakim jest rurociąg parowy. Na podstawie pomiaru temperatury ścianki w odległości kilku milimetrów od jej powierzchni wewnętrznej i znanego warunku brzegowego na zewnętrznej powierzchni elementu określa się nieustalony rozkład temperatury i naprężenia cieplne.

2. Przegląd literatury

Pomimo dużego znaczenia praktycznego, głównie w czasie rozruchu kotła i turbiny, dynamika rurociągów parowych jest stosunkowo rzadko poruszana w literaturze. Modelowanie zjawisk przepływowo-cieplnych w rurociągu parowym łączącego kocioł z turbiną można znaleźć między innymi w pracach [84,85,86,95]. Zagadnienia związane z obliczaniem i projektowaniem wysokociśnieniowych rurociągów energetycznych oraz zagadnienia cieplno-wytrzymałościowe zostały przedstawione w pracy [13]. W podręcznikach [51,54] znaleźć można formuły, równania i modele potrzebne do obliczeń rurociągów transportowych. Rurociąg łączący kocioł z turbiną możemy traktować jako wymiennik rurowy. W pozycjach literaturowych dotyczących wymiany ciepła [11,19,44,61,127] podawane są podstawowe wzory stosowane do obliczeń i głównie skupiają się na transporcie ciepła i masy, przepływie płynów oraz procesach zachodzących w wymiennikach.

W literaturze można znaleźć dużo informacji na temat modelowania nieustalanej pracy i obliczania rur przegrzewaczy pary [20,22,50,52,58,59,89,105,116].

W praktyce stosuje się dwa modele do obliczeń rurowych wymienników ciepła. Pierwszym jest model o parametrach rozłożonych, w którym w celu wyznaczenia parametrów czynnika i ścianki wymaga rozwiązania układu równań różniczkowych cząstkowych [72,95,108,123,132]. Drugi model to model o parametrach skupionych, opisany układem równań różniczkowych zwyczajnych [22,58,68,83,105,131]. Pierwszy model cechuje się dużą dokładnością obliczeń, natomiast jego wadą jest duża złożoność modelu i długi czas obliczeń. Zastosowanie tego modelu umożliwia przeprowadzenie obliczeń tak samo dla stanów ustalonych jak i nieustalonych. Obliczenia poprzez zastosowanie modelu o parametrach skupionych cechują się krótkim czasem, natomiast ze względu na uproszczenia, jakim jest wyznaczenie różnicy temperatur za pomocą średniej arytmetycznej lub logarytmicznej, wyniki obliczeń mogą różnić się od rzeczywistych wartości.

Zaprezentowane w publikacjach [15,25,47,49,53,78,112,120,123,124] modele opisujące procesy przepływowo-cieplne bazują na fundamentalnych równaniach zachowania masy, pędu i energii. W modelach [49,121,123] przyjęto uproszczenie polegające na przyjęciu skupionej pojemności cieplnej ścianki. Nie można więc wyznaczyć rozkładu temperatury wewnątrz ścianki rurociągu. Układ równań cząstkowych, opisujące pole temperatury czynnika, rozwiązano w [121,123] za pomocą jawnej metody Eulera, natomiast w [49] wykorzystano metodę Runge-Kutty IV rzędu [118].

W literaturze zazwyczaj przyjmowane jest założenie idealnej izolacji termicznej na zewnętrznej powierzchni ścianki elementu ciśnieniowego [27, 62, 78, 84, 86, 95, 98, 100, 105, 106, 109, 111]. W pracach [49,121,123] grubość izolacji razem z grubością ścianki elementu jest traktowane, jako ciało o skupionej pojemności cieplnej z pominięciem różnicy temperatury w elementach ścianki i izolacji. Grubość izolacji na rurze transportującej czynnik o wysokiej temperaturze otrzymuje się z rozwiązania analitycznego w celu uzyskania jednolitej temperatury powierzchni, a zewnętrzny konwekcyjny i radiacyjny współczynnik wnikania ciepła nie ma wpływu na grubość izolacji [71]. Wpływ ekonomiczny i środowiskowy na rurociągi ciepłownicze z izolacją, badane pod kątem obciążeń grzewczych, są obecne w pracy

[7]. Przyjęto stałe właściwości termofizyczne materiałów dla średniej wartości temperatury i stałej temperatury otoczenia. Optymalna grubość materiału stosowanego na izolację rurociągów nie tylko obniża straty ciepła, ale również ma zalety ekonomiczne i środowiskowe. W rozdziale 8 niniejszej pracy przedstawiono wyniki uzyskane z obliczeń za pomocą modelu numerycznego rurociągu parowego z rzeczywistą izolacją na powierzchni zewnętrznej. Zaproponowano izolację z wełny skalnej. W obliczeniach przyjęto zależność właściwości termofizycznych materiału zależą od temperatury.

Metoda Różnic Skończonych (MRS), Metoda Elementów Skończonych (MES) czy Metoda Objętości Skończonej (MOS) to metody numeryczne, które są wykorzystywane do rozwiązań zagadnień związanych z przewodzeniem ciepła w przypadku, gdy nie jest możliwe rozwiązanie analityczne. Najpopularniejszą stosowaną metodą obliczeniową jest MOS [6, 18, 48, 82, 119, 122, 129], w której analizowany obszar jest podzielony na objętości kontrolne, dla którego rozwiązuje się układ algebraicznych równań różnicowych. Zaletą metody jest to, że kształt objętości kontrolnej może być dowolny. Metoda ta jest także popularna w programach CFD (Computational Fluid Dynamics) [42]. Metody MES i MOS często wykorzystywane są do rozwiązywania metod odwrotnych, w celu wyznaczenia rozkładu temperatury i naprężeń na grubości ścianki elementu grubościennego.

W celu wyznaczenia rozkładu pola temperatury w ścianie ciśnieniowego elementu grubościennego kotła mogą być zastosowane metody odwrotne [8, 9, 10, 16, 21, 40, 45, 57, 62, 74, 105, 106, 109, 111, 110]. Rozwiązanie zagadnień odwrotnych jest bardzo wrażliwe na przypadkowe błędy pomiarowe [9,8,10,16], dlatego przebieg temperatury zmierzonej przybliża się odpowiednią funkcją lub stosuje się filtry cyfrowe, w celu zmniejszenia występujących błędów [40, 62, 105, 110]. Wyniki rozwiązania zagadnienia odwrotnego, wykorzystujące opracowany model numeryczny rurociągu, zostały przedstawione w rozdziale 9.

W trakcie pracy bloków energetycznych występują nieustalone procesy nagrzewania i ochładzania grubościennych elementów kotła. Znaczne różnice temperatur na grubości ścianki tych elementów występują głównie przy rozruchu, wyłączeniu z ruchu oraz szybkiej zmiany obciążenia kotła. Są one przyczyną powstawania wysokich naprężeń cieplnych [29, 43, 90, 96, 98, 100, 107, 114]. Aby nie przekroczyć wartości dopuszczalnych naprężeń należy wyznaczyć dopuszczalne szybkości nagrzewania i ochładzania. W pracach [27, 28, 30, 63, 91, 94, 104] został wyznaczony optymalny przebieg temperatury czynnika zgodnie z obowiązującą normą PN-EN 12952-3 [64] oraz przepisów TRD-301 [115] przy założeniu quasi-stacjonarnego pola temperatur w ścianie elementu grubościennego [100, 112]. Symulacja szybkiego rozruchu kotła może być przeprowadzona także przy użyciu komercyjnego oprogramowania Aspen Plus Dynamics, Dymola, Apros i Modelica [1, 2, 12, 36, 55]. Monitorowanie obciążeń cieplnych grubościennych ciśnieniowych elementów kotła pozwala skrócić proces rozruchu czy odstawienia kotła z ruchu, dzięki czemu uzyskuje się mniejsze straty rozruchowe bez zmniejszenia trwałości elementów krytycznych. W praktyce przemysłowej naprężenia cieplne są określane poprzez pomiar różnicy temperatur w wybranych punktach ścianki elementu [108] lub temperatury elementu na jego zewnętrznej powierzchni [92, 105]. Jednak w tym ostatnim przypadku nie jest możliwe określenie naprężeń przy bardzo szybkich zmianach temperatury czynnika roboczego. Producenci kotłów zazwyczaj określają naprężenia cieplne na wewnętrznej powierzchni elementu ciśnieniowego na podstawie pomiaru temperatury ścianki

w dwóch punktach znajdujących się w środku ścianki oraz w bliskiej odległości od powierzchni wewnętrznej elementu [98, 99, 100, 125]. W rozdziale 9 przedstawiona została metoda wyznaczania naprężeń, w której do obliczeń wykorzystuje się punkt pomiaru temperatury usytuowany blisko powierzchni wewnętrznej. W zaprezentowanej metodzie, temperatura powierzchni wewnętrznej jest wyznaczana z odwrotnego zagadnienia przewodzenia ciepła.

Ze względu na duże znaczenie praktyczne istnieje wyraźna potrzeba opracowania modeli numerycznych rurociągów parowych, za pomocą, których możliwa byłaby analiza ich pracy w warunkach nieustalonych. Modele takie umożliwią wyznaczenie parametrów czynnika na wlocie do rurociągu łączącego kocioł z turbiną w trakcie rozruchu tak, aby rozruch turbiny odbywał się w sposób optymalny. Dzięki temu można zwiększyć dynamikę kotła oraz turbiny, co umożliwi znaczne zmniejszenie strat rozruchowych, czy szybsze wpięcie kotła do KSE.

3. Teza i zakres pracy

Celem pracy jest opracowanie modelu matematycznego rurociągu parowego łączącego kocioł OP-380 z turbiną 13UK 125-0/2. Opracowany model pozwoli na wyznaczenie nieustalonego rozkładu temperatury w ścianie rurociągu oraz rozkładu temperatury i ciśnienia pary przepływającej przez rurociąg. Dzięki temu możliwe będzie obliczenie naprężeń cieplnych i mechanicznych (wywołanych ciśnieniem) w ścianie rurociągu. Obliczenia przeprowadzone zostaną dla nieustalonej pracy rurociągu. Opracowany model uwzględnił będzie zmienne własności czynnika roboczego i materiału ścianki rurociągu w funkcji temperatury.

Model matematyczny rurociągu o parametrach rozłożonych bazuje na zasadzie zachowania masy, pędu i energii dla jednowymiarowego przepływu czynnika roboczego (pary). Pozwala on na zapisanie układu równań różniczkowych dla ścianki i pary, który po uwzględnieniu warunków początkowych i brzegowych został rozwiązany metodą jawną. W wyniku przeprowadzonych obliczeń uzyskuje się przebiegi czasowe temperatury oraz ciśnienia pary świeżej, w kierunku jej przepływu oraz rozkład temperatury w ścianie rurociągu na całej jego długości. Zaprezentowany model umożliwi symulowanie pracy rurociągu zarówno w stanie ustalonym jak i w stanach nieustalonych (np. rozruch, wyłączenie kotła z ruchu oraz zmiana obciążenia). Na podstawie wyznaczonego rozkładu temperatury wewnątrz ścianki rurociągu możliwe jest wyznaczenie naprężeń cieplnych.

Aby osiągnąć założony cel wykonano następujące zadania:

- 1) Przeprowadzono analizę literatury uwzględniającą tematykę realizowanej pracy. W analizie zwrócono szczególną uwagę na obszar dotyczący:
 - a) zagadnień bezpośrednich i odwrotnych, zjawisk przeplywowo-cieplnych oraz wytrzymałościowych w elementach kotłów energetycznych,
 - b) wyznaczania szybkości nagrzewania grubościennych elementów oraz rozruchów kotłów parowych,
 - c) monitoringu naprężeń i rozkładu temperatury w ścianie elementów grubościennych.
- 2) Zostały wyznaczone dopuszczalne szybkości nagrzewania/ochładzania dla elementów krytyczny w oparciu o normę PN-EN 12952-3 [64] oraz przepisów dla kotłów parowych TRD -301 [115]. Wyznaczone szybkości nagrzewania/ ochładzania pozwoliły określić zmiany temperatury czynnika w czasie (krzywe rozruchowe). Wyznaczone przebiegi zmian temperatury pary w czasie rozruchu pozwoliły na przeprowadzenie symulacji nagrzewania rurociągu oraz pozwoliły na obliczenie pola naprężeń w ścianie rurociągu.
- 3) Opracowano model matematyczny wykorzystujący metodę objętości skończonych. W tym celu dokonano podziału rurociągu oraz obszaru, w którym znajduje się para na objętości kontrolne. Następnie dla każdego węzła leżącego w środku objętości skończonej zostały sformułowane równania bilansu ciepła, z których wyprowadzono równania pozwalające wyznaczyć temperaturę czynnika i ścianki.
- 4) Opracowano program obliczeniowy napisany w języku FORTRAN 77 wykorzystujący równania z pkt.3. W programie uwzględniono zmianę właściwości termofizycznych pary i materiału rurociągu w funkcji temperatury.

- 5) Przeprowadzono analizę wpływu gęstości siatki objętości skończonych na wyniki obliczeń. Określono optymalny podział na objętości pozwalający przeprowadzić obliczenia w krótkim czasie.
- 6) Została przeprowadzona analiza wpływu na wyniki obliczeń różnych korelacji na liczbę Nusselt'a (Gnieliński, Taler).
- 7) Dokonano analizy wpływu na wyniki obliczeń przy przybliżeniu równań różniczkowych zachowania masy i pędu dla pary za pomocą ilorazu różnicowego wprzód, ilorazu różnicowego centralnego, oraz stosując aproksymację pochodnych wzorami o większej dokładności. Celem analizy było uzyskanie dużej dokładności obliczeń bez konieczności wydłużania czasu obliczeń.
- 8) Przeprowadzono weryfikację dokładności obliczeń modelu. Wartości temperatury czynnika oraz ścianki uzyskane za pomocą modelu różnicowego porównano z wynikami uzyskanymi z analitycznego rozwiązania ścisłego.
- 9) Dodatkowo opracowany został model numeryczny za pomocą programu ANSYS, który pozwolił na porównanie opracowanych modeli własnych z rozwiązaniem za pomocą komercyjnego pakietu obliczeniowego.
- 10) Sprawdzono wpływ na wyniki obliczeń wykorzystania różnych korelacji na współczynnik strat tarcia na wewnętrznej powierzchni rury (Haaland, Churchill).
- 11) Dokonano obliczeń sprawdzających przy założeniu, że zewnętrzna powierzchnia rurociągu jest zaizolowana cieplnie. Porównano wyniki dla różnych grubości warstwy izolacyjnej.
- 12) Przeprowadzono symulację nagrzewania rurociągu przy różnych parametrach pary na jego wlocie. W pierwszym przypadku zostały przyjęte zmiany temperatury czynnika ze stałą prędkością oraz przebieg temperatury w czasie opracowany w pkt. 2. Następnie przeprowadzono obliczenia przy wykorzystaniu rzeczywistych danych pomiarowych parametrów pary. Porównano wyniki uzyskane z obliczeń z danymi pomiarowymi.
- 13) Rozwiązano zagadnienie odwrotnego przewodzenia ciepła, z którego wyznaczono przebieg zmiany temperatury czynnika w czasie na wlocie rurociągu przy zadanym znanym przebiegu temperatury w czasie na wylocie z rurociągu. Przebieg zmian temperatury na wylocie z rurociągu otrzymano z rozwiązania bezpośredniego z pkt.10, i traktowano go przy rozwiązywaniu zagadnienia odwrotnego, jako wartość znaną. Porównano wyznaczoną z rozwiązania odwrotnego temperaturę pary na wlocie do rurociągu z temperaturą oczekiwaną, którą jest temperatura pary na wlocie do rurociągu zadaną w rozwiązywaniu zagadnienia bezpośredniego (pkt.10).
- 14) Opracowano i opisano metodę wyznaczania naprężeń termicznych na wewnętrznej powierzchni elementu cylindrycznego przy wykorzystaniu metod odwrotnych. Metodę porównano z obecnie stosowanymi przez producentów kotłów metodami monitorowania naprężeń cieplnych. Przeprowadzono analizę porównawczą dokładności opracowanej metody w stosunku do obecnie stosowanych technik pomiarowych.

Wykonane analizy pozwoliły na zrealizowanie założonego celu pracy.

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń i analiz nagrzewania rurociągu parowego, możliwe jest sformułowanie tezy o następującej treści:

Wyznaczenie maksymalnych gradientów temperatur ścianki rurociągu na podstawie zadanej szybkości zmian temperatury czynnika na wlocie, umożliwi jak najszybszy rozruch kotła, bez obawy przekroczenia naprężeń dopuszczalnych.

4. Wyznaczenie dopuszczalnych szybkości nagrzewania i ochładzania ciśnieniowych elementów kotła

Rozruch kotła ma na celu uzyskanie znamionowych parametrów czynnika roboczego (pary) oraz wymaganego obciążenia. W technice kotłowej wyróżnia się rozruchy dla trzech stanów początkowych [102]:

- Rozruch ze stanu zimnego (w zależności od kotła, typowo po ponad 50 godzinach przerwy),
- Rozruch ze stanu ciepłego (w zależności od kotła, typowo po postoju od 8 do 50 godzin)
- Rozruch ze stanu gorącego (w zależności od kotła, typowo po odstawieniu na 8 godzin).

Dla większości kotłów dopuszczalne prędkości nagrzewania są określone przez producentów i podawane w instrukcjach eksploatacji [37]. Dla wszystkich starszych kotłów (np. OP-210, OP-380 itp.) dopuszczalne szybkości mają małe, stałe, niezależne od charakteru zmian ciśnienia w czasie wartości. Żeby dostosować bloki do obecnych wymagań KSE, należy zwiększyć szybkości dopuszczalnych zmian temperatury i ciśnienia w czasie. Bardzo ważnym przy tym jest to, aby rozruch kotła przebiegał w sposób bezpieczny dla obsługi i urządzeń.

Nagrzewanie lub ochładzanie ciśnieniowych elementów grubościennych kotła przeprowadza się tak, aby obwodowe naprężenia σ_{φ, P_i} na krawędzi otworu (punkt P_1 i P_2 na rys. 4-2) nie przekroczyły naprężeń dopuszczalnych:

$$\sigma_{\varphi, P_i} \leq \sigma_{dop} , \quad i = 1,2 \quad (4-1)$$

Gdzie obwodowe naprężenia σ_{φ, P_i} tworzy suma naprężeń obwodowych pochodzących od ciśnienia σ_p , oraz naprężenia cieplne σ_T (4-2).

$$\sigma_{\varphi, P_i} = \alpha_{p,i} \sigma_p + \alpha_{T,i} \sigma_T , \quad i = 1,2 \quad (4-2)$$

Obwodowe naprężenia na wewnętrznej powierzchni elementu cylindrycznego oraz kulistego wywołane ciśnieniem σ_p oraz obciążeniem termicznym σ_T przedstawiają równania:

- Naprężenia obwodowe wywołane ciśnieniem

$$\sigma_p = \begin{cases} \frac{d_{ms}}{2s} p & \text{dla powłok cylindrycznych} \\ \frac{d_{ms}}{4s} p & \text{dla powłok kulistych} \end{cases} \quad (4-3)$$

- naprężenia termiczne wywołane różnicą temperatur w ścianie

$$\sigma_T = \gamma \frac{v_T \cdot s^2}{a} \cdot \frac{\beta_T \cdot E}{1 - \nu} \quad (4-4)$$

Występujący we wzorze (4-4) współczynnik kształtu γ określają wzory

- dla powłoki cylindrycznej

$$\gamma_{cyl} = \frac{(u_o^2 - 1)(3u_o^2 - 1) - 4u_o^4 \ln u_o}{8(u_o^2 - 1)(u_o - 1)^2} \quad (4-5)$$

- dla powłoki kulistej

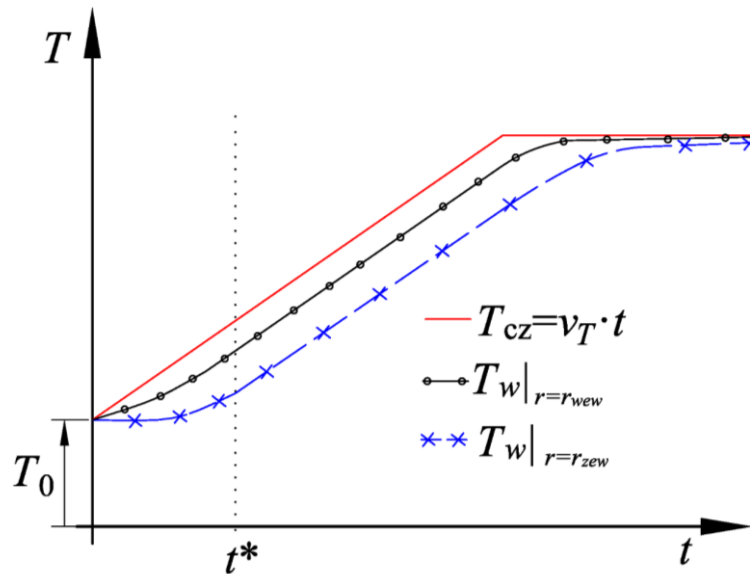
$$\gamma_{sp} = \frac{1}{3} \left[u_o + \frac{(u_o - 1)^3}{5(u_o^3 - 1)} \right] = \frac{-5u_o^6 + 9u_o^5 - 5u_o^3 + 1}{15(u_o^3 - 1)(u_o - 1)^2} \quad (4-6)$$

Występujący we wzorach (4-5) i (4-6) symbol u określa stosunek promienia zewnętrznego do wewnętrznego $u_o = r_{zew}/r_{wew}$.

Wyznaczając dopuszczalne szybkości nagrzewania z warunku (4-1) należy poddać analizie rozkład naprężeń obwodowych na krawędzi otworu na wewnętrznej powierzchni elementu. Ze względu na największe wartości bezwzględne decydują one o dopuszczalnych szybkościach nagrzewania [1,5,6,7].

Termiczne naprężenia obwodowe na wewnętrznej powierzchni elementu cylindrycznego obliczone na podstawie wzoru (4-4) są równe naprężeniom osiowym pod warunkiem, że element cylindryczny jest bardzo długi, a jego końce swobodne.

W niniejszej pracy dopuszczalne naprężenia dla procesu nagrzewania i chłodzenia zostały określone zgodnie z normą europejską PN-EN 12952-3 [64], oraz na podstawie przepisów kotłowych TRD-301 [115]. Zgodnie z przepisami dla kotłów parowych [64,115] wyznaczone dopuszczalne szybkości nagrzewania i ochładzania bazują na założeniu quasi-stacjonarnej pola temperatur w ścianie elementu grubościennego [93,112]. Quasi-ustalone pole temperatury formuje się w ścianie elementu grubościennego podczas nagrzewania lub ochładzania elementu ze stałą prędkością (rys. 4-1). Stan ten charakteryzuje się tym, że różnica temperatury pomiędzy dwoma dowolnymi punktami ścianki elementu jest stała, przez co naprężenia termiczne zależą tylko od prędkości zmian temperatury a nie zależą od czasu.



Rys. 4-1. Zmiana temperatury czynnika oraz zmiana temperatury ścianki elementu podczas nagrzewania ze stałą szybkością

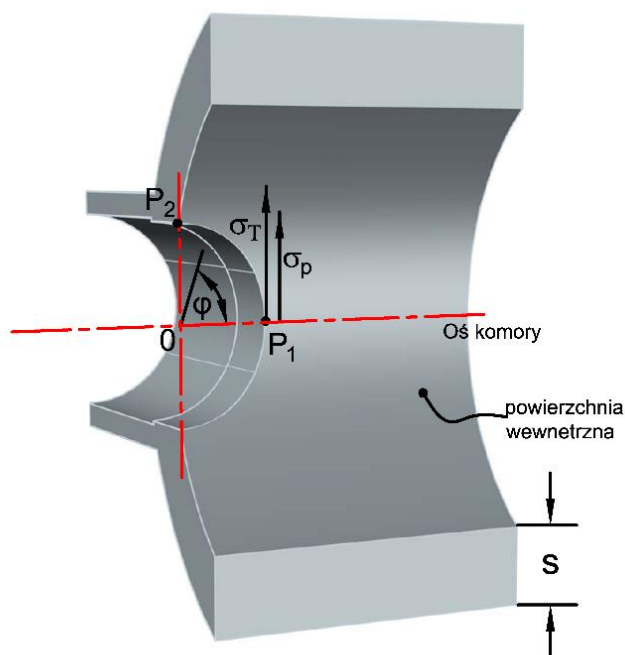
Stan quasi-stacjonarny powstaje wtedy, kiedy liczba Fouriera jest większa lub równa 0,5 [98,99, 100] tj.

$$Fo^* \geq \sim 0.5$$

Z powyższego warunku otrzymujemy czas, po którym osiągnąony jest stan quasi-stacjonarny

$$t \leq t^* = \frac{s^2 \cdot Fo^*}{a} \quad (4-7)$$

Dla wybranych kształtów elementów konstrukcyjnych, dla których jest możliwe wyznaczenie dopuszczalnych szybkości nagrzewania i ochładzania według [64,115], punkt kryterialny (punkt P_1) leży na wewnętrznej powierzchni otworu w płaszczyźnie przechodzącej przez oś wzdłużną elementu i oś otworu [93, 112]. Natomiast według przeprowadzonych badań umieszczonych w pracach [25,30,93,98,100,112] wykazano, że w czasie nagrzewania największe naprężenia mogą również wystąpić na brzegu otworu w płaszczyźnie prostopadłej do osi elementu konstrukcyjnego i przechodzącej przez oś otworu (punkt P_2) rys. 4-2.

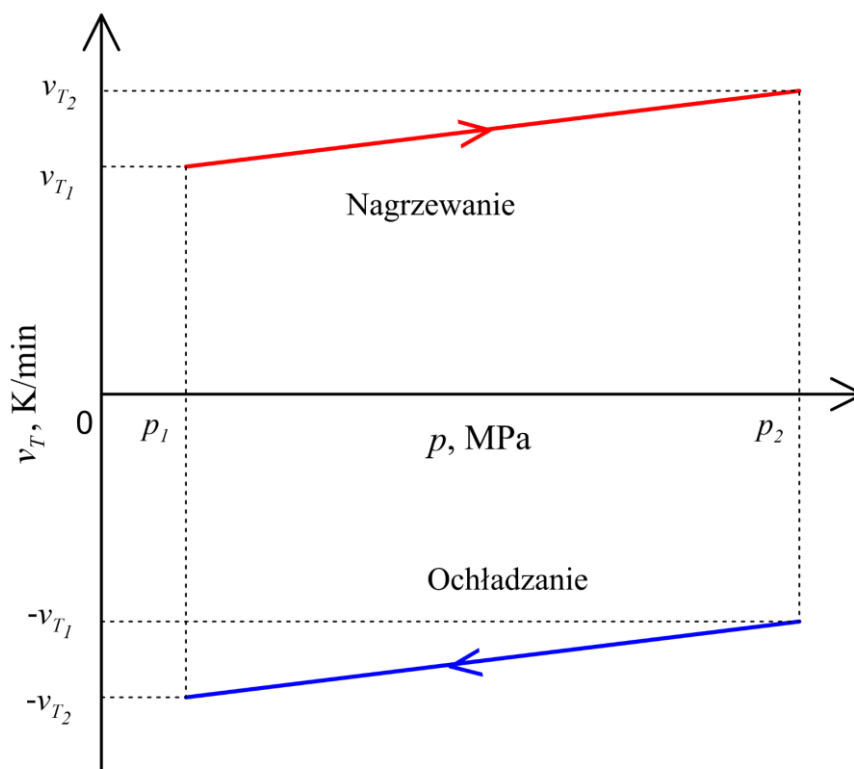


Rys. 4-2. Punkty P1 i P2 na krawędzi otworu

Dopuszczalne naprężenia dla procesów nagrzewania i ochładzania, oraz dopuszczalne szybkości nagrzewania i ochładzania elementów ciśnieniowych kotła można obliczyć na podstawie normy PN-EN 12952-3 [64] oraz przepisów kotłowych TRD-301 [115]. Z warunku (4-1) wyznacza się prędkość nagrzewania i ochładzania elementu ciśnieniowego:

- v_{T1} dla ciśnienia p_1 na początku procesu nagrzewania lub wyłączania z ruchu
- v_{T2} dla ciśnienia p_2 na końcu procesu nagrzewania lub wyłączania z ruchu

Dla ciśnień pośrednich z przedziału $p_1 \leq p \leq p_2$ można wyznaczyć dopuszczalną szybkość nagrzewania i ochładzania przez interpolację liniową między szybkością nagrzewania v_{T1} i v_{T2} . Zmiany szybkości nagrzewania i ochładzania w funkcji ciśnienia przedstawiono na rys. 4-3.



Rys. 4-3. Zmiany prędkości nagrzewania i ochładzania w funkcji ciśnienia

Z analizy wykresu zależności szybkości nagrzewania od ciśnienia, przedstawionego na rys 4-3 wynika, że podczas rozruchu kotła prędkość nagrzewania rośnie w czasie wraz z ciśnieniem. Z odwrotną sytuacją mamy do czynienia w czasie odstawienia kotła z ruchu, gdzie przy wysokim ciśnieniu wartość szybkości ochładzania jest mniejsza niż na końcu odstawiania. Zauważyć można także, że istnieje symetria między szybkościami nagrzewania i ochładzania, tj wartości bezwzględne szybkości zmian temperatury na początku rozruchu i wyłączenia kotła z ruchu są równe.

4.1. Obliczenia dopuszczalnych szybkości nagrzewania i ochładzania wybranych elementów kotła

W tym rozdziale zostaną przedstawione wyniki obliczeń dopuszczalnych szybkości nagrzewania wybranych elementów grubościennych kotła OP-380. Obliczenia zostały przeprowadzone zgodnie z przepisami dla kotłów parowych TRD-301 [115] oraz normy PN-EN 12952-3 [64]. Analizie poddano elementy grubościenne takie jak: komory wlotowe i wylotowe z poszczególnych stopni przegrzewaczy pary pierwotnej i wtórnej, komora wlotowa i wylotowa podgrzewacza wody, walczak oraz trójnik na rurociągu pary świeżej. W celu wyznaczenia dopuszczalnych szybkości nagrzewania wg. w/w przepisów zostały przyjęte następujące założenia:

- liczba rozruchów ze stanu zimnego $n = 2000$,
- współczynnik wnikania ciepła $\alpha = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ dla pary, $\alpha = 3000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ dla wody,
- nadciśnienie dla rozruchu ze stanu zimnego $p_{min} = 0 \text{ MPa } ^\circ\text{C}$.

W tabeli 4-1 zestawione zostały wymiary i parametry dla wybranych elementów grubościennych kotła OP-380 wykorzystanych do obliczeń dopuszczalnych szybkości nagrzewania/ ochładzania.

Tabela 4-1. Parametry techniczne wybranych elementów grubościennych dla rozruchu ze stanu zimnego

| L.p. | Parametr | Trójnik | Komora wylotowa przegrzewacza pary świeżej | Walczak | Komora wylotowa ostatniego stopnia przegrzewacza pary wtórnej |
|------|--|---------|--|---------|---|
| 1. | Materiał | 13HMF | 10CrMo910 | 18CuNMT | 10H2M |
| 2. | Średnica korpusu głównego d_o , mm | 324 | 324 | 1800 | 508 |
| 3. | Grubość ścianki korpusu głównego e_{ms} , mm | 40 | 70 | 100 | 36 |
| 4. | Średnica króćca d_{ob} , mm | 245 | 32 | 169 | 38 |
| 5. | Grubość ścianki króćca e_{mb} , mm | 30 | 7 | 18 | 4 |
| 6. | Ciśnienie maksymalne p_{max} , MPa | 13,5 | 13,5 | 15,1 | 2,6 |
| 7. | Temperatura maksymalna T_{max} , °C | 540 | 540 | 345 | 540 |
| 8. | Temperatura odniesienia T_{obl} , °C | 410 | 410 | 263,75 | 410 |
| 9. | Granica plastyczności $R_e(T_{obl})$, MPa | 365 | 203,36 | 392 | 265 |
| 10. | Moduł Younga $E(T_{obl})$, GPa | 185,1 | 186,7 | 203 | 174,2 |
| 11. | Ciepło właściwe $c_p(T_{obl})$, J/(kg·K) | 627,6 | 616,8 | 491 | 625,6 |
| 12. | Gęstość $\rho(T_{obl})$, kg/m ³ | 7722,2 | 7737,2 | 7781,6 | 7747,6 |

W celu określenia dopuszczalnych szybkości nagrzewania wymagane jest obliczenie współczynników koncentracji naprężeń pochodzących od ciśnienia α_p oraz od naprężeń termicznych α_T . Współczynniki koncentracji naprężeń można obliczyć zgodnie z normą PN-EN 12952-3 [64] na podstawie wzorów:

- współczynnik koncentracji naprężeń pochodzących od ciśnienia

$$\alpha_p = 2,2 + e^A \cdot \zeta^B \quad (4-8)$$

gdzie:

$$A = -1,14 \left(\frac{e_{mb}}{e_{ms}} \right)^2 - 0,89 \left(\frac{e_{mb}}{e_{ms}} \right) + 1,43$$

$$B = 0,326 \left(\frac{e_{mb}}{e_{ms}} \right)^2 - 0,59 \left(\frac{e_{mb}}{e_{ms}} \right) + 1,08$$

$$\zeta = \frac{d_{mb}}{d_{ms}} \sqrt{\frac{d_{ms}}{2e_{ms}}}$$

- współczynnik koncentracji naprężeń wywołany naprężeniami termicznymi

$$\alpha_T = \left\{ \left[2 - \frac{\alpha + 2700}{\alpha + 1700} \cdot \frac{d_{mb}}{d_{ms}} + \frac{\alpha}{\alpha + 1700} \cdot e^{-7 \cdot \frac{d_{mb}}{d_{ms}}} - 1 \right]^2 + 0,81 \left(\frac{d_{mb}}{d_{ms}} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (4-9)$$

Korzystając z zależności (4-1) dla danego dopuszczalnego naprężenia zostały wyznaczone dopuszczalne szybkości nagrzewania i ochładzania. Na początku rozruchu ze stanu zimnego ciśnienie manometryczne $p_1=0$ MPa, podczas, gdy ciśnienie na końcu rozruchu $p_2=p_{max}$ (Tablica 4-1). Właściwości termofizyczne materiału elementu ciśnieniowego są przyjęte dla temperatury obliczeniowej T_{obl} na podstawie wzoru (4-10) [64], gdzie temperatura T_{max} jest maksymalną temperaturą cyklu (Tablica 4-1). Za minimalną temperaturę cyklu T_{min} przyjęta została dla rozruchu zimnego temperatura otoczenia $T_{min} = T_a = 20^\circ C$. Natomiast do obliczeń przyjęte zostały temperatury: dla rozruchu ze stanu ciepłego $T_{min} = 100^\circ C$, dla rozruchu ze stanu gorącego $T_{min} = 250^\circ C$.

$$T_{obl} = 0,75 \cdot T_{max} + 0,25 \cdot T_{min} \quad (4-10)$$

W tabelach (4-2) ÷ (4-4) zostały zebrane wyniki z przeprowadzonych obliczeń dla rozruchów z trzech stanów początkowych, odpowiednio dla rozruchu ze stanu zimnego, ciepłego i gorącego.

Tabela 4-2. Wyniki obliczeń przeprowadzonych według normy PN-EN 12952-3 dla rozruchu ze stanu zimnego

| L.p. | Parametr | Trójkąt | Komora wylotowa przegrzewacza pary świeżej | Walczak | Komora wylotowa Ostatniego stopnia przegrzewacza pary wtórnej |
|------|--|---------|--|---------|---|
| 1. | Współczynnik koncentracji naprężeń od ciśnienia | 2,9 | 2,68 | 3,2 | 2,87 |
| 2. | Współczynnik koncentracji naprężeń od naprężeń termicznych | 0,91 | 1,68 | 1,67 | 1,76 |
| 3. | Dopuszczalne gradienty temperatur -początek rozruchu, K | -40,78 | -33,55 | -26,42 | -43,06 |
| 4. | Dopuszczalne gradienty temperatur -koniec rozruchu, K | -86,17 | -46,03 | -96,23 | -52,02 |
| 5. | Dopuszczalne gradienty temperatur -początek odstawienia, K | 40,78 | 33,55 | 40,71 | 43,06 |
| 6. | Dopuszczalne gradienty temperatur- koniec odstawienia, K | 86,17 | 46,03 | 110,52 | 52,02 |
| 7. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania -początek rozruchu, K/min | 31,91 | 6,89 | 4,99 | 33,99 |
| 8. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania -koniec rozruchu, K/min | 67,43 | 9,45 | 18,54 | 41,07 |
| 9. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania -początek odstawienia, K/min | -31,91 | -6,89 | -7,69 | -33,99 |
| 10. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania- koniec odstawienia, K/min | -67,43 | -9,45 | -20,89 | -41,07 |

Tab. 4-3. Wyniki obliczeń przeprowadzonych według normy PN-EN 12952-3 dla rozruchu ze stanu ciepłego

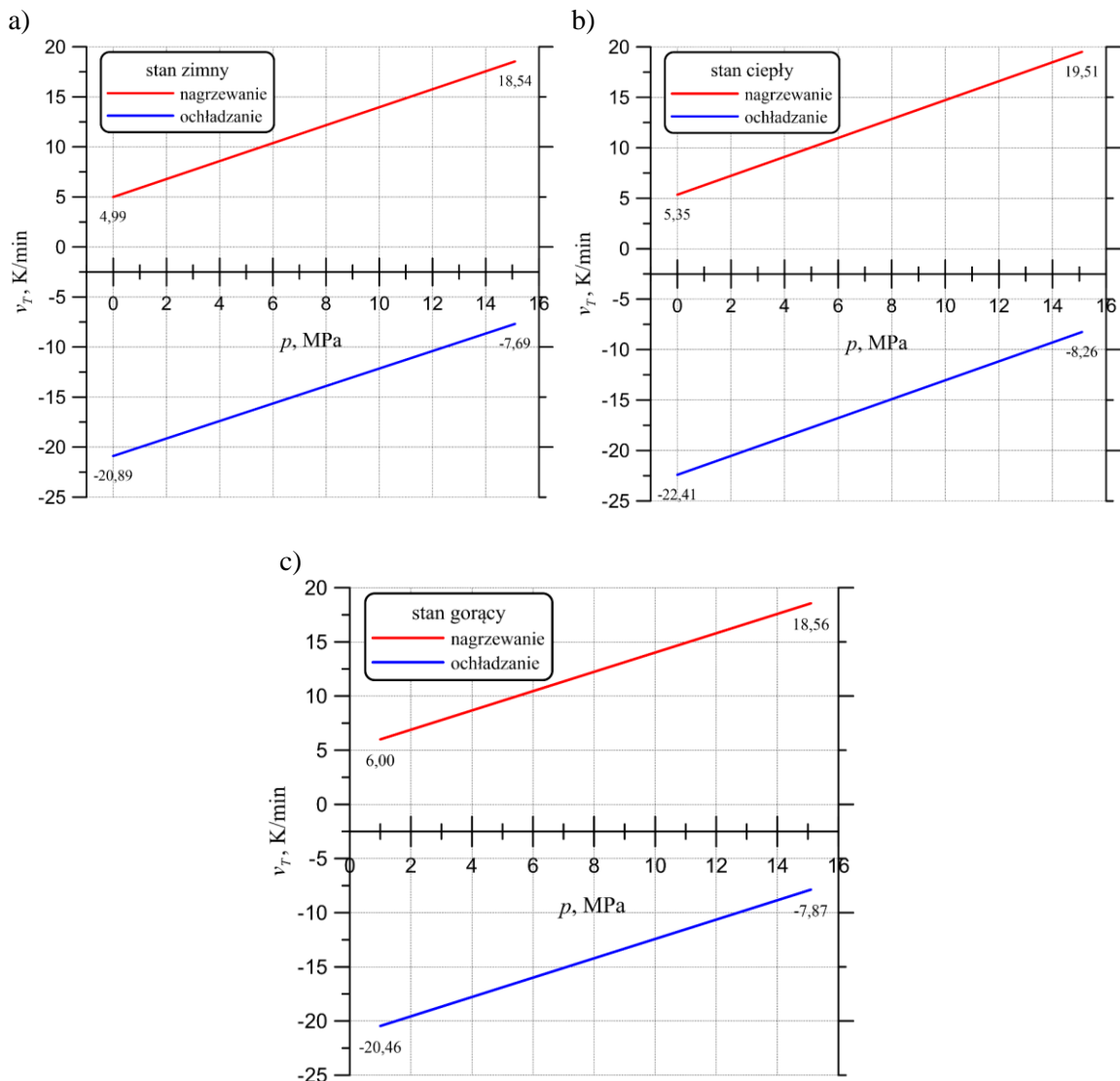
| L.p. | Parametr | Trójkąt | Komora wylotowa przegrzewacza pary świeżej | Walczak | Komora wylotowa Ostatniego stopnia przegrzewacza pary wtórnej |
|------|--|---------|--|---------|---|
| 1. | Współczynnik koncentracji naprężeń od ciśnienia | 2,9 | 2,68 | 3,2 | 2,87 |
| 2. | Współczynnik koncentracji naprężeń od naprężeń termicznych | 0,91 | 1,68 | 1,67 | 1,76 |
| 3. | Dopuszczalne gradienty temperatur - początek rozruchu, K | -37,64 | -32,54 | -28,98 | -42,39 |
| 4. | Dopuszczalne gradienty temperatur - koniec rozruchu, K | -83,1 | -45,08 | -105,53 | -51,4 |
| 5. | Dopuszczalne gradienty temperatur - początek odstawienia, K | 37,64 | 32,54 | 44,64 | 42,39 |
| 6. | Dopuszczalne gradienty temperatur - koniec odstawienia, K | 83,1 | 45,08 | 121,2 | 51,4 |
| 7. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania - początek rozruchu, K/min | 28,17 | 6,5 | 5,35 | 32,5 |
| 8. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania - koniec rozruchu, K/min | 62,18 | 9,01 | 19,51 | 39,41 |
| 9. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania - początek odstawienia, K/min | -28,17 | -6,5 | -8,26 | 32,5 |
| 10. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania - koniec odstawienia, K/min | -62,18 | -9,01 | -22,41 | 39,41 |

Tab. 4-4. Wyniki obliczeń przeprowadzonych według normy PN-EN 12952-3 dla rozruchu ze stanu gorącego

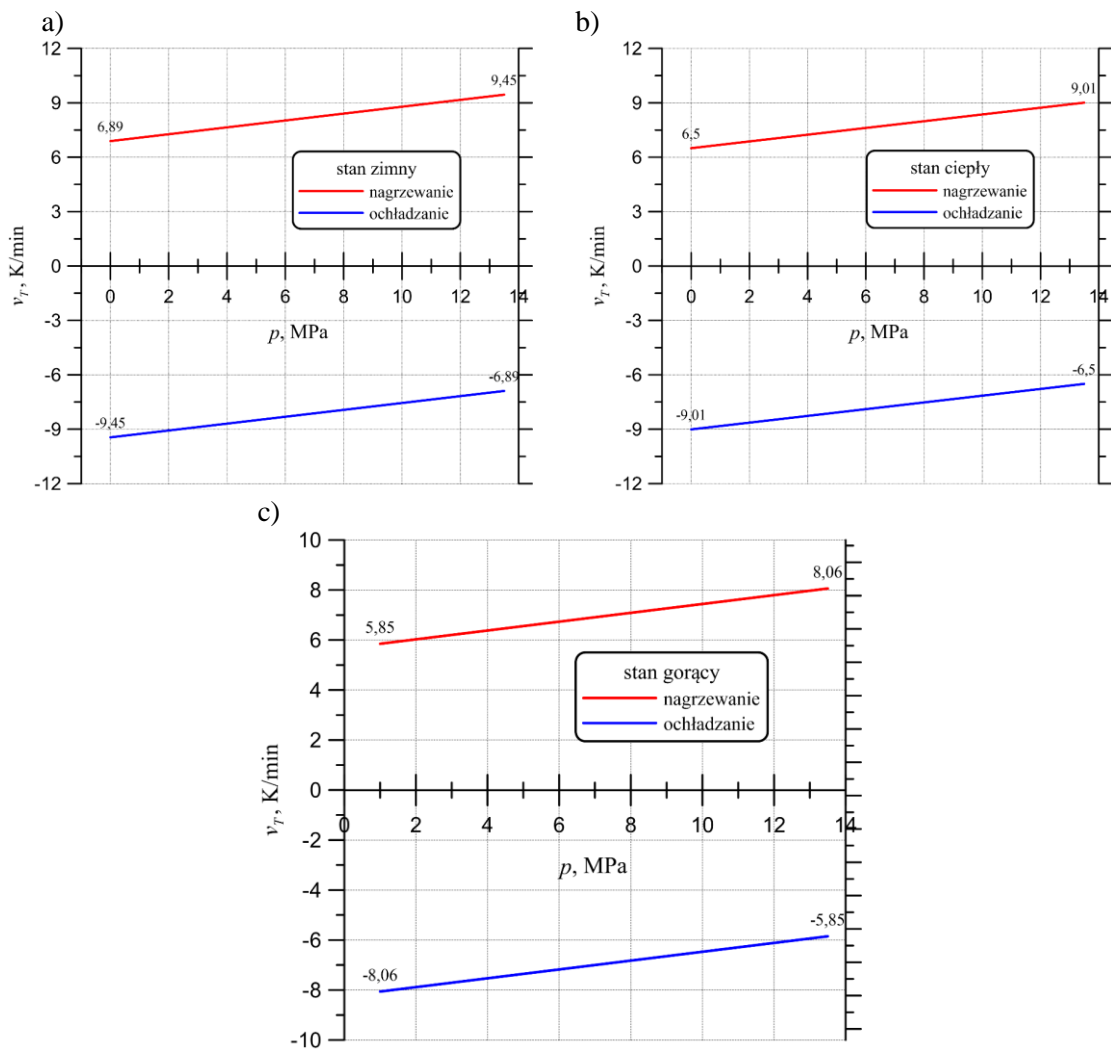
| L.p. | Parametr | Trójnik | Komora wylotowa przegrzewacza pary świeżej | Walczak | Komora wylotowa Ostatniego stopnia przegrzewacza pary wtórnej |
|------|--|---------|--|---------|---|
| 1. | Współczynnik koncentracji naprężeń od ciśnienia | 2,9 | 2,68 | 3,2 | 2,87 |
| 2. | Współczynnik koncentracji naprężeń od naprężeń termicznych | 0,91 | 1,68 | 1,67 | 1,76 |
| 3. | Dopuszczalne gradienty temperatur -początek rozruchu, K | -33,35 | -30,96 | -33,99 | -45,65 |
| 4. | Dopuszczalne gradienty temperatur -koniec rozruchu, K | -75,66 | -42,69 | -105,36 | -47,73 |
| 5. | Dopuszczalne gradienty temperatur -początek odstawienia, K | 33,35 | 30,96 | 44,57 | 45,65 |
| 6. | Dopuszczalne gradienty temperatur- koniec odstawienia, K | 75,66 | 42,69 | 115,95 | 47,73 |
| 7. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania -początek rozruchu, K/min | 22,91 | 5,85 | 6,00 | 34,68 |
| 8. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania -koniec rozruchu, K/min | 52,00 | 8,06 | 18,59 | 36,26 |
| 9. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania -początek odstawienia, K/min | -22,91 | -5,85 | -7,87 | -34,68 |
| 10. | Dopuszczalne szybkości nagrzewania- koniec odstawienia, K/min | -52,00 | -8,06 | -20,46 | -36,26 |

Na rysunkach (4-4) pokazane są wyniki obliczeń dopuszczalnych szybkości nagrzewania dla walczaka, komory wylotowej przegrzewacza pary pierwotnej (4.5) oraz dla komory wylotowej pary wtórnej (4.6) dla rozruchów ze stanu zimnego, ciepłego i gorącego. Analizując wykresy zauważyć można, że dla walczaka dopuszczalne szybkości nagrzewania na początku

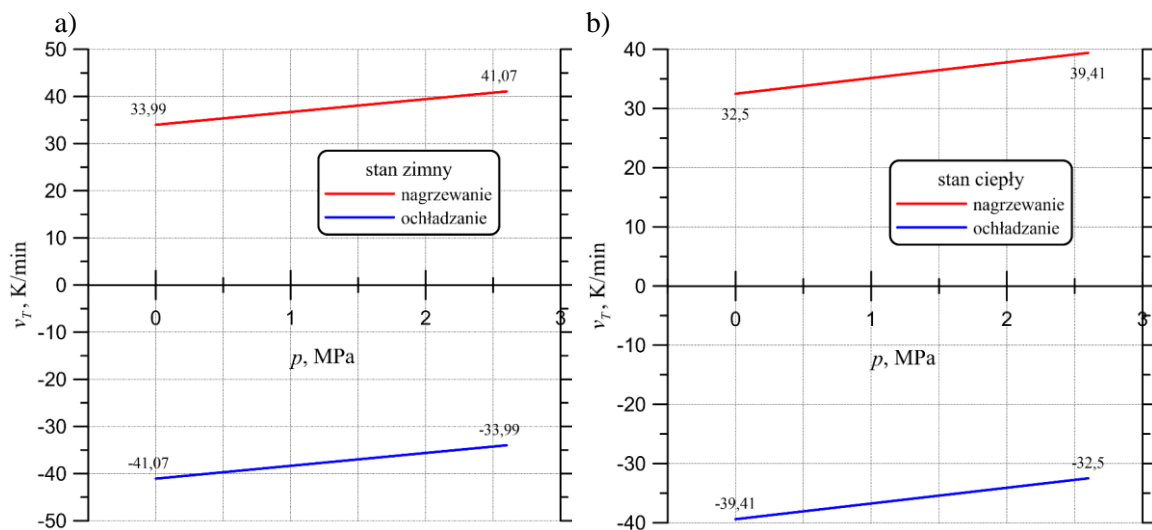
nagrzewania oraz na początku procesu ochładzania nie są symetryczne. Wynika to z uwzględnienia dodatkowego ograniczenia związanego z zabezpieczeniem warstwy magnetytu na wewnętrznej powierzchni elementu ciśnieniowego, który w normalnych warunkach pracy może zawierać wodę. [64,115]. Ograniczenie to jest wymagane z powodu, iż warstwa magnetytu powstaje podczas pracy w warunkach normalnych, w których nie występują naprężenia, a podczas odstawienia w warstwie magnetytu powstają naprężenia ściskające [64].

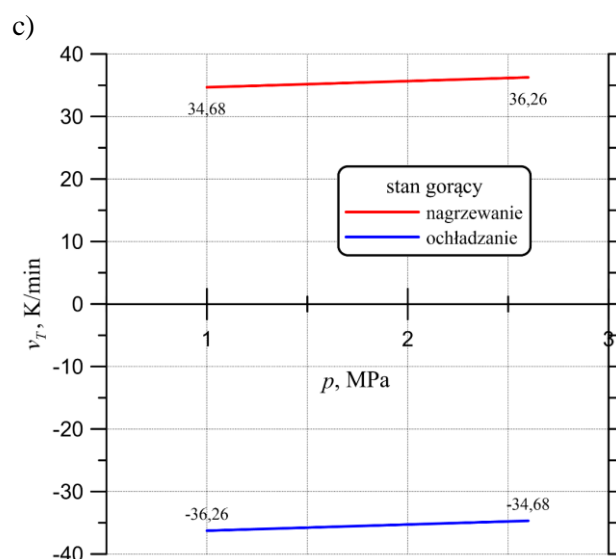


Rys. 4-4. Dopuszczalne prędkości nagrzewania i ochładzania dla walczaka przy rozruchu/odstawieniu ze/do stanu a) zimnego b) ciepłego c) gorącego.



Rys. 4-5. Dopuszczalne prędkości nagrzewania i ochładzania dla komory ostatniego stopnia przegrzewacza pary świeżej przy rozruchu/odstawienia ze/do stanu a) zimnego b) ciepłego c) gorącego.





Rys. 4-6. Dopuszczalne prędkości nagrzewania i ochładzania dla komory ostatniego stopnia przegrzewacza pary wtórnej przy rozruchu/odstawienia ze/do stanu a) zimnego b) ciepłego c) gorącego.

Analizując wyniki z obliczeń zawarte w tabelach (4-2) ÷(4-4) oraz przedstawionych na rysunkach (4-4) ÷(4-6) zauważyć można, że najmniejszą wartość dopuszczalnej szybkość nagrzewania na początku rozruchu ze stanu zimnego i ciepłego uzyskano dla walczaka. Natomiast dla rozruchu ze stanu gorącego dla komory ostatniego stopnia przegrzewacza pary świeżej, dla której dopuszczalna szybkość nagrzewania na początku jest najmniejsza. Przy wyznaczeniu krzywych rozruchowych będą wykorzystywane dopuszczalne szybkości tych dwóch elementów krytycznych.

4.2. Wyznaczenie krzywych rozruchowych na podstawie szybkości nagrzewania elementu kryterialnego kotła

Na podstawie wyznaczonych zgodnie z normą PN-EN 12952-3 [64] oraz przepisów TRD-301[115] dopuszczalnych szybkości zmian temperatury czynnika w funkcji ciśnienia wyznaczone zostały przebiegi temperatury czynnika w funkcji czasu. Uwzględniono, że w obszarze pary przegrzanej, ciśnienie czynnika jest niezależne od temperatury, a w przypadku pary nasyconej uwzględniono, że ciśnienie jest funkcją temperatury nasycenia czynnika.

Szybkości nagrzewania w funkcji ciśnienia (Rys. 4-3) można interpolować funkcją liniową:

$$v_T = A + B \cdot p \quad (4-11)$$

gdzie dla dopuszczalnych szybkości zmian temperatury na początku i końcu procesu nagrzewania można zapisać:

$$v_{T1} = v_T(p_1) = A + B \cdot p_1 \quad (4-12)$$

$$v_{T2} = v_T(p_2) = A + B \cdot p_2 \quad (4-13)$$

Wyznaczając współczynniki A i B z równań (4-12) i (4-13) i po podstawieniu ich do równania (4-11) otrzymujemy równanie na zmianę dopuszczalnych szybkości nagrzewania $v_T = dT_{cz}/dt$ w funkcji ciśnienia [25,112]:

$$F(p) = \frac{dT_{cz}}{dt} = \frac{p_2 v_{T1} - p_1 v_{T2}}{p_2 - p_1} + \frac{v_{T2} - v_{T1}}{p_2 - p_1} p_n(T_{cz}) \quad (4-14)$$

gdzie zależność ciśnienia-nasyenia czynnika od temperatury można przybliżyć wzorem:

$$p_n(T_{cz}) = \exp\left(\frac{-5,1921283+0,063329763 \cdot T_{cz}-0,00011251197 \cdot T_{cz}^2}{1+0,0024439823 \cdot T_{cz}-1,0239107 \cdot 10^{-5} \cdot T_{cz}^2+5,483202 \cdot 10^{-10} \cdot T_{cz}^3}\right) \quad (4-15)$$

Warunek początkowy:

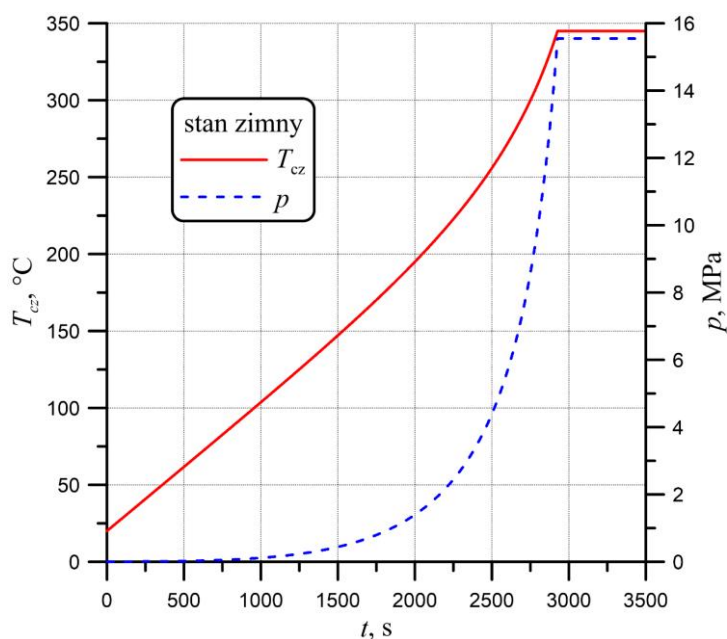
$$T_{cz}|_{t=0} = T_{cz}(p_1) \quad (4-16)$$

Otrzymane równanie różniczkowe (4-14) zostało rozwiązane metodą Runge-Kutty czwartego rzędu [118], przy warunku początkowych (4-16).

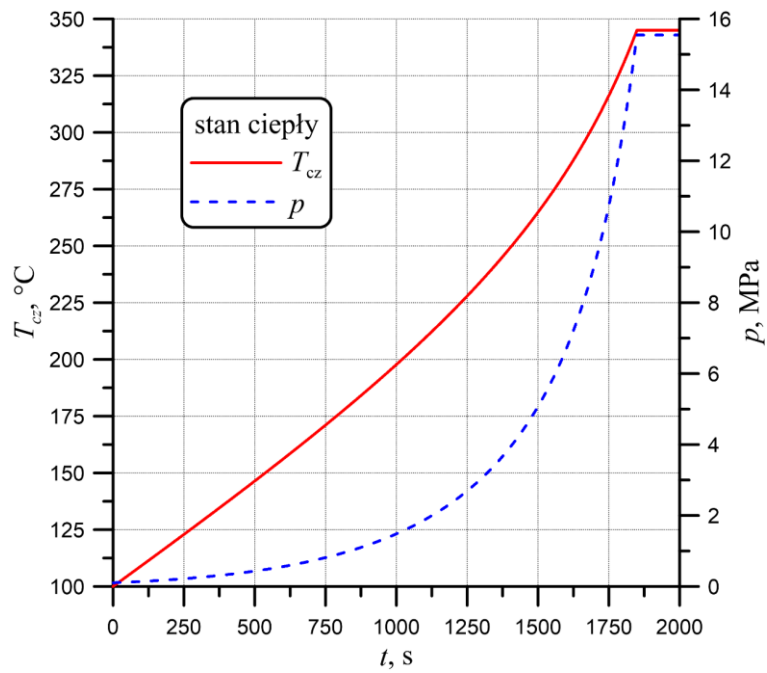
Równanie (4-14) dla $p_1=0$ MPa przyjmuje postać:

$$\frac{dT_{cz}}{dt} = v_{T1} + \frac{v_{T2} - v_{T1}}{p_2} p_n(T_{cz}) \quad (4-17)$$

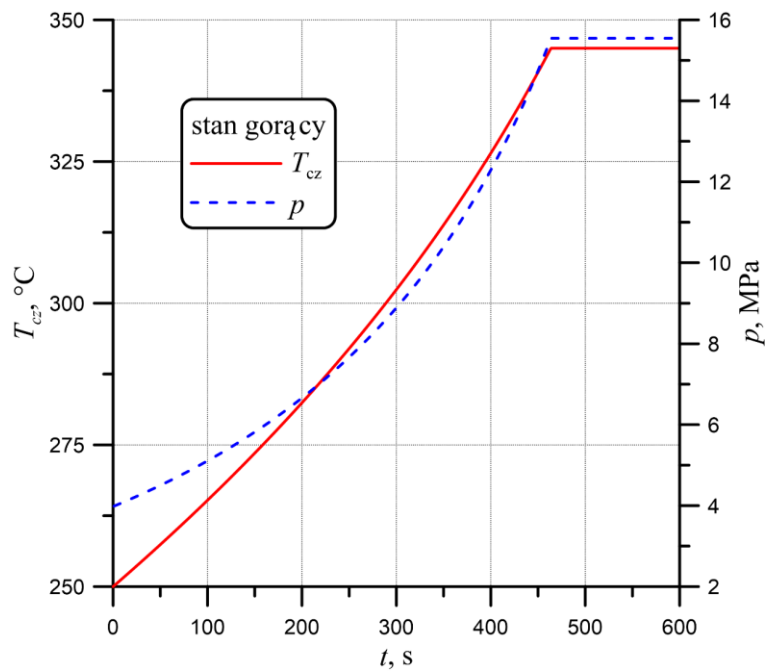
Dla każdego ciśnieniowego elementu krytycznego (Tab. 4-1) zostało rozwiązane równanie (4-14) z warunkiem (4-16) w celu wyznaczenia przebiegu zmiany temperatury i ciśnienia czynnika w czasie podczas rozruchu ze stanu zimnego, ciepłego i gorącego (dla wartości dopuszczalnych szybkości nagrzewania pokazanych w rozdziale 4-1). Krzywe rozruchowe, (czyli zmiany temperatury czynnika oraz ciśnienia w czasie) dla wybranych elementów ciśnieniowych kotła zostały przedstawione na rysunkach (4-7)÷(4-15).



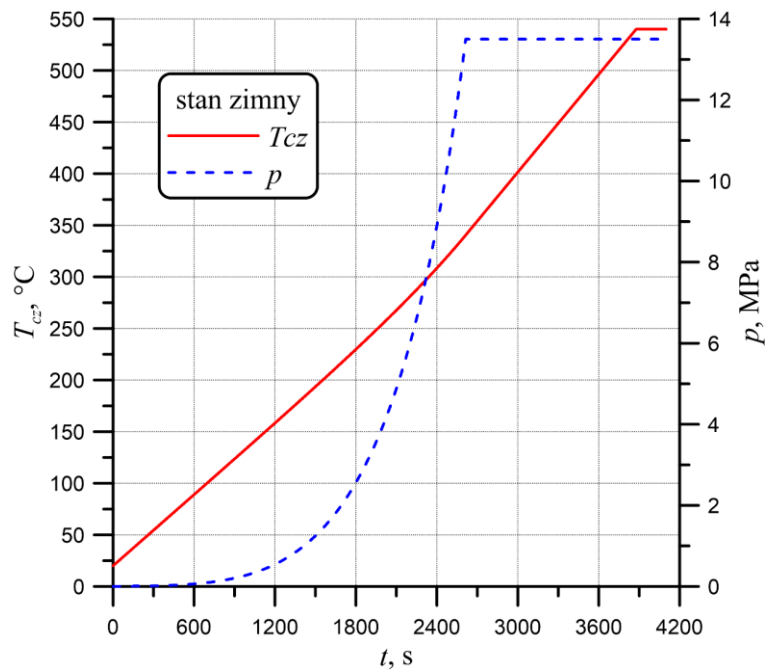
Rys. 4-7. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w walczaku, podczas rozruchu ze stanu zimnego.



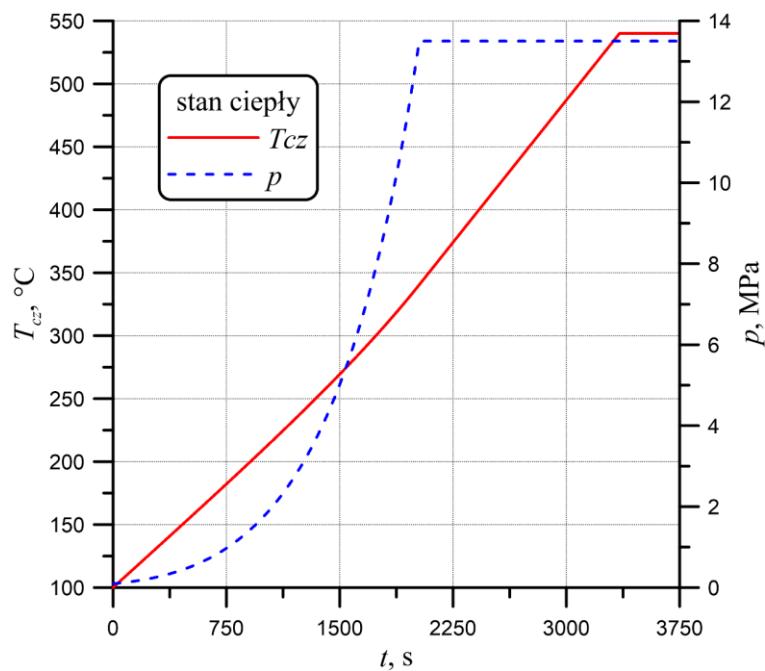
Rys. 4-8. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w walczaku, podczas rozruchu ze stanu ciepłego.



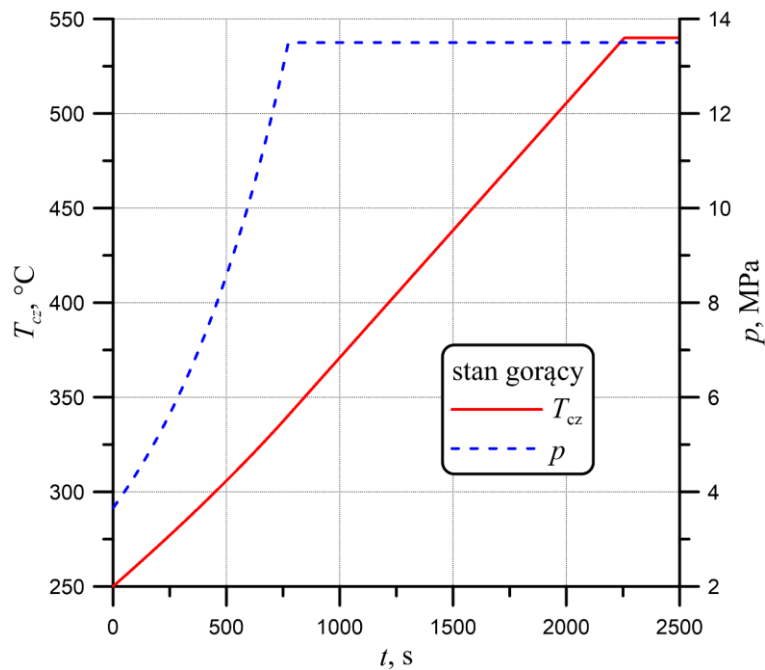
Rys. 4-9. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w walczaku, podczas rozruchu ze stanu gorącego.



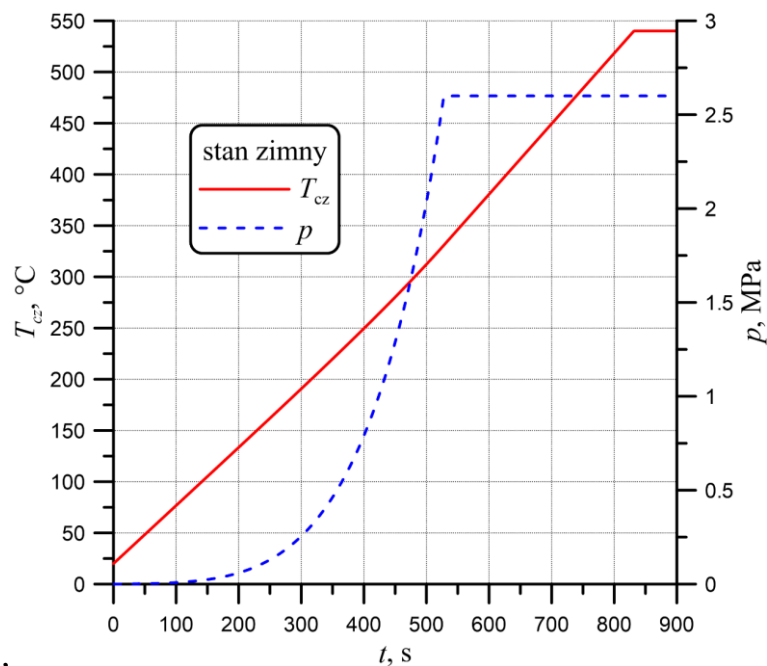
Rys. 4-10. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w komorze przegrzewacza pary świeżej, podczas rozruchu ze stanu zimnego.



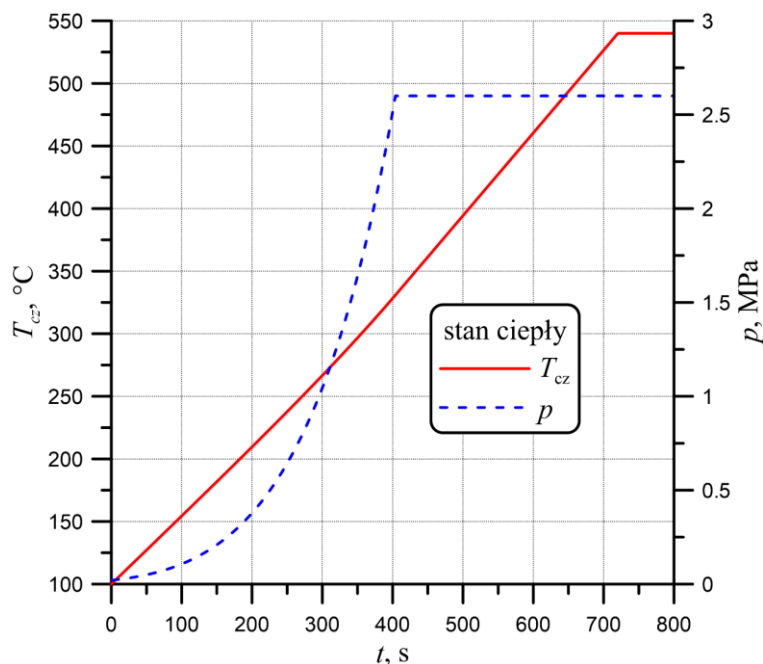
Rys. 4-11. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w komorze przegrzewacza pary świeżej, podczas rozruchu ze stanu ciepłego.



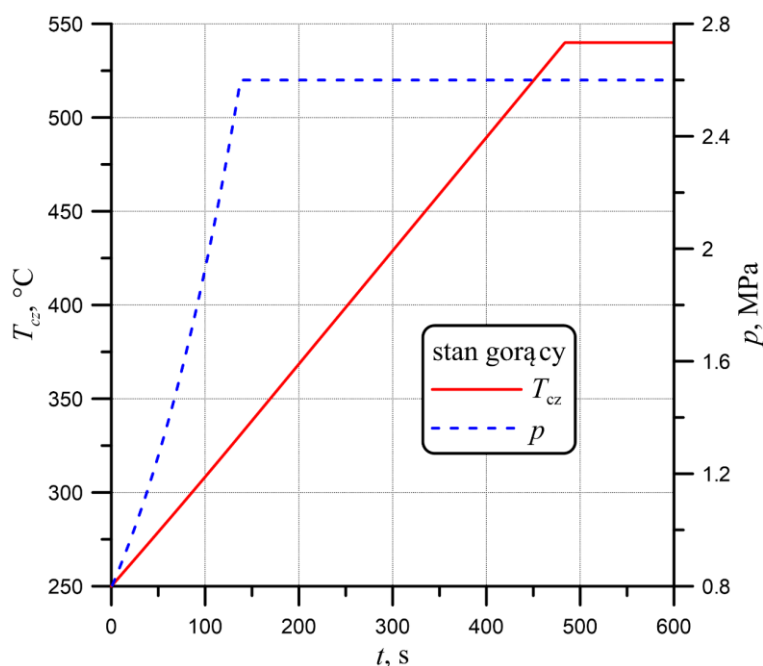
Rys. 4-12. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w komorze przegrzewacza pary świeżej, podczas rozruchu ze stanu gorącego.



Rys. 4-13. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w komorze przegrzewacza pary wtórnej, podczas rozruchu ze stanu zimnego.



Rys. 4-14. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w komorze przegrzewacza pary wtórnej, podczas rozruchu ze stanu ciepłego.



Rys. 4-15. Zmiana temperatury i ciśnienia czynnika w czasie w komorze przegrzewacza pary wtórnej, podczas rozruchu ze stanu gorącego.

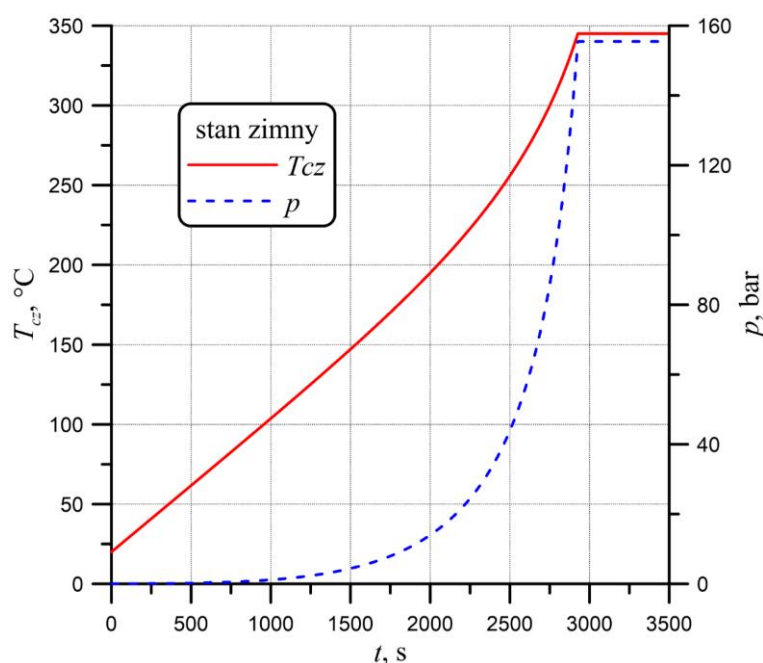
Po analizie wyników wyznaczone zostały krzywe rozruchowe dla kotła OP-380. Dla rozruchu kotła ze stanu zimnego i ciepłego elementami kryterialnymi decydującym o szybkości nagrzewania jest walczak oraz komora wylotowa przegrzewacza pary świeżej. Dla walczaka na początku rozruchu z tych dwóch stanów szybkość nagrzewania jest najmniejsza. Natomiast najmniejsza szybkość nagrzewania na końcu procesu jest dla komory wylotowej przegrzewacza pary świeżej. W celu wyznaczenia krzywych rozruchowych dla rozruchu ze stanu zimnego i

ciepłego wykorzystane będą na początku procesu dopuszczalne szybkości nagrzewania dla walczaka zaś na końcu procesu rozruchu szybkości nagrzewania dla komory wylotowej pary świeżej. Dla rozruchu ze stanu gorącego elementem decydującym o szybkości rozruchu jest komora ostatniego stopnia przegrzewacza pary świeżej, dla której dopuszczalne szybkości nagrzewania są najmniejsze.

W celu wyznaczenia krzywych rozruchowych został wykorzystany własny program napisany w języku Fortran 77 [31]. Obliczenia przeprowadzono w dwóch etapach. Etap pierwszy to obliczenie wzrostu temperatury i ciśnienia w walczaku. Uzyskujemy w ten sposób przebieg ciśnienia zależny od temperatury w funkcji czasu. W przypadku komory wylotowej pary świeżej został uwzględniony spadek ciśnienia na poziomie 10% pomiędzy walczakiem a komorą [37]. Obliczenia dokonano dla szybkości nagrzewania przyjęte dla walczaka.

Do wyznaczenia krzywych zmiany temperatury i ciśnienia dla rozruchu ze stanu zimnego (po ponad 50 godzinach przerwy) przyjęto następujące dane:

- dopuszczalna szybkość na początku procesu nagrzewania $v_{T1} = 4,99$ K/min,
- dopuszczalna szybkość na końcu procesu nagrzewania $v_{T2} = 9,45$ K/min,
- nadciśnienie na początku procesu nagrzewania $p_1 = 0$ MPa,
- nadciśnienie na końcu procesu nagrzewania $p_2 = 13,5$ MPa,
- temperatura początkowa czynnika $T_{cz0} = 20$ °C
- temperatura końcowa czynnika $T_{cz} = 540$ °C

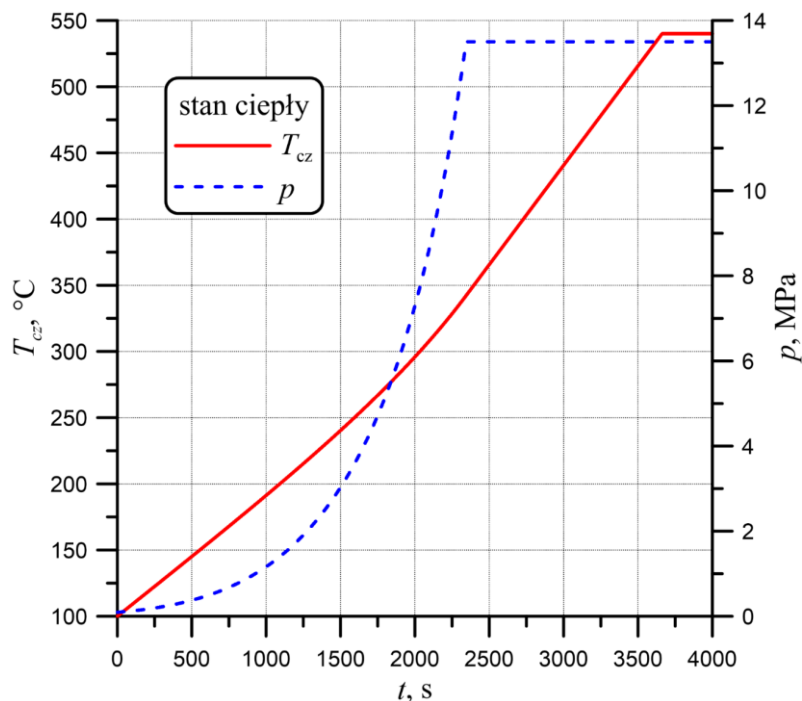


Rys. 4-16. Zmiana temperatury i ciśnienia pary świeżej w czasie- rozruchu ze stanu zimnego.

W celu wyznaczenia krzywych rozruchowych dla rozruchu ze stanu ciepłego (od 8 do 50 godzin przerwy) przyjęto następujące dane:

- dopuszczalna szybkość na początku procesu nagrzewania $v_{T1} = 5,35$ K/min,
- dopuszczalna szybkość na końcu procesu nagrzewania $v_{T2} = 9,01$ K/min,

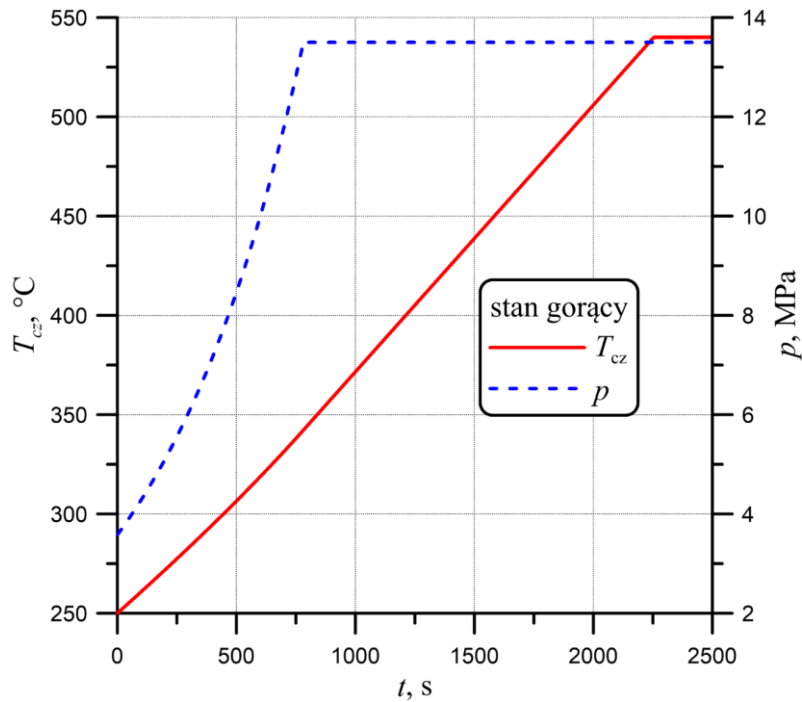
- nadciśnienie na początku procesu nagrzewania $p_1 = 0$ MPa,
- nadciśnienie na końcu procesu nagrzewania $p_2 = 13,5$ MPa,
- temperatura początkowa czynnika $T_{cz0} = 100$ °C
- temperatura końcowa czynnika $T_{cz} = 540$ °C



Rys. 4-17. Zmiana temperatury i ciśnienia pary świeżej w czasie- rozruchu ze stanu ciepłego.

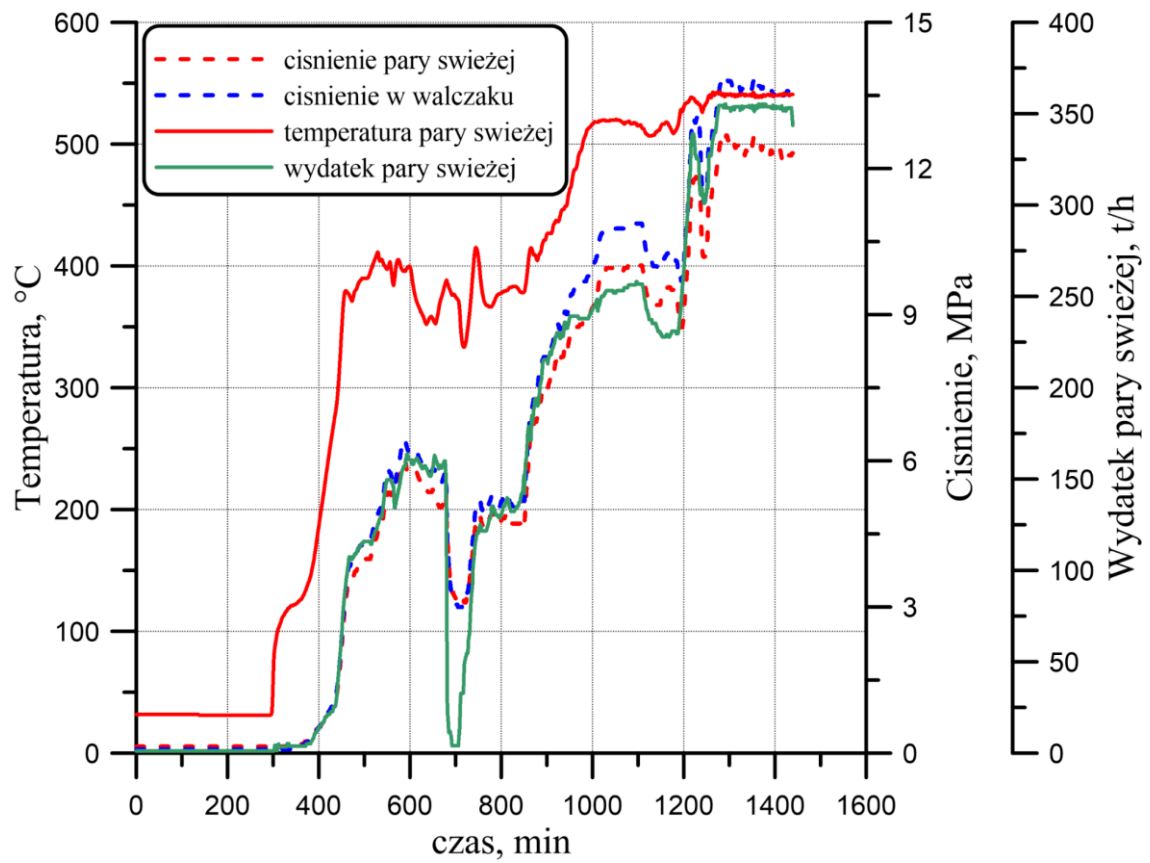
W celu wyznaczenia krzywych rozruchowych dla rozruchu ze stanu gorącego (do 8 godzin postoju) przyjęto następujące dane:

- dopuszczalna szybkość na początku procesu nagrzewania $v_{T1} = 5,85$ K/min,
- dopuszczalna szybkość na końcu procesu nagrzewania $v_{T2} = 8,06$ K/min,
- nadciśnienie na początku procesu nagrzewania $p_1 = 1$ MPa,
- nadciśnienie na końcu procesu nagrzewania $p_2 = 13,5$ MPa,
- temperatura początkowa czynnika $T_{cz0} = 250$ °C
- temperatura końcowa czynnika $T_{cz} = 540$ °C



Rys. 4-18. Zmiana temperatury i ciśnienia pary świeżej w czasie, -rozruchu ze stanu gorącego.

Wyznaczone przebiegi zmiany temperatury i ciśnienia pary świeżej w czasie, wykorzystane zostaną w dalszej części pracy, jako dane wejściowe dla opracowanego modelu numerycznego rurociągu parowego. Procedury rozruchowe kotła oraz szybkości zmian temperatur dla wybranych elementów ciśnieniowych kotła są podane przez producenta w instrukcji obsługi kotła [37]. Dla przykładu producent podaje dopuszczalną temperaturę nagrzewania rurociągu pary świeżej, która wynosi 5K/min. Jak widać z powyższych obliczeń wartości szybkości nagrzewania elementów ciśnieniowych, normy oraz obowiązujące przepisy kotłowe [64,115] dopuszczają znacznie wyższe ich wartości. Wyznaczone dopuszczalne wartości nagrzewania elementów ciśnieniowych na podstawie obowiązujących przepisów [64,115] oraz ich wartości podane przez producentów należy traktować jako orientacyjne, gdyż wyznaczone są przy założeniach upraszczających. Pierwszym założeniem jest przyjęcie stanu quasi-stacjonarnego dla pola temperatur wewnątrz ścianki elementu, drugim jest stała szybkość zmiany temperatury czynnika. W rzeczywistości stan quasi-stacjonarny jest trudno uzyskać, a parametry pary nie zmieniają się ze stałą prędkością. Na rysunku 4-19 przedstawiony został przykładowy rozruch kotła OP-380 ze stanu zimnego.



Rys. 4-19. Przykładowe przebiegi zmiany temperatury, ciśnienia oraz wydatku pary dla rozruchu kotła OP-380

5. Charakterystyka rurociągu łączącego kocioł OP-380 z turbiną ciepłowniczą 13UK 125

Kocioł OP-380 firmy Rafako jest opromieniowanym, jednowalczakowym kotłem z obiegiem naturalnym o konstrukcji dwuciągowej, układ odwróconej litery „U”. Kocioł jest opalany pyłem węgla kamiennego i pracuje z podciśnieniem w komorze paleniskowej [66, 37]. W tabelicy 5-1 przedstawione zostały główne parametry kotła OP-380.

Tab. 5-1. Parametry techniczne kotła OP-380 [66,37]

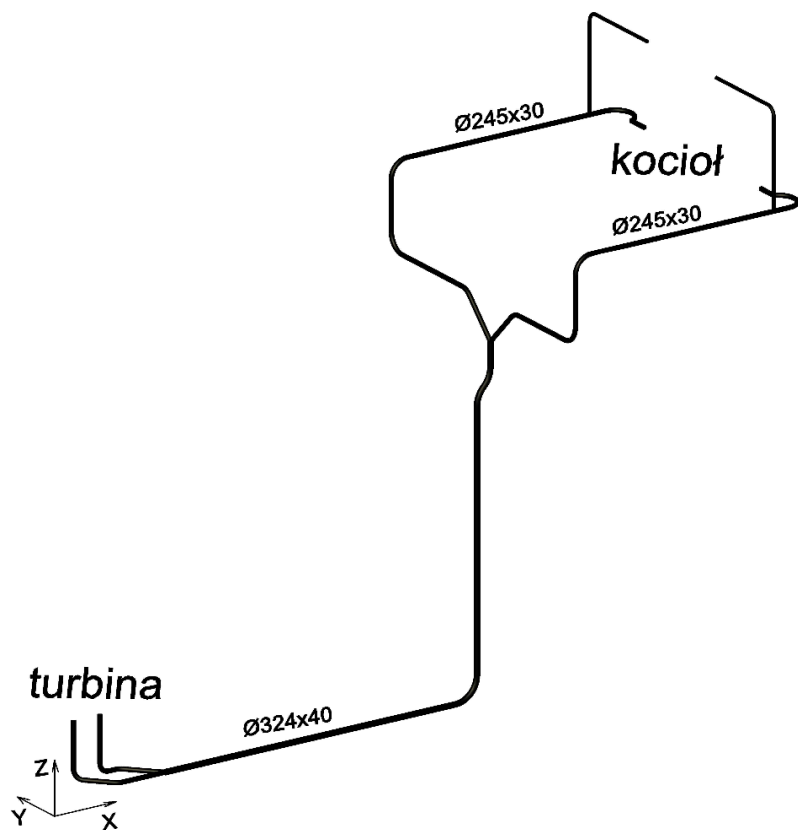
| L.p. | Parametr | Jednostka | Wartość |
|------|-----------------------------------|-----------|---------|
| 1. | Wydajność maksymalna | t/h | 380 |
| 2. | Ciśnienie robocze w walczaku | MPa | 15,1 |
| 3. | Ciśnienie pary świeżej | MPa | 13,9 |
| 4. | Temperatura pary świeżej | °C | 540 |
| 5. | Ciśnienie pary wtórnej na wylocie | MPa | 2,65 |
| 6. | Temperatura pary wtórnej | °C | 540 |
| 7. | Ciśnienie obliczeniowe w walczaku | MPa | 16,5 |
| 8. | Temperatura wody zasilającej | °C | 250 |
| 9. | Temperatura nasycenia w walczaku | °C | 345 |

Na rysunku (5-1) został przedstawiony schemat rurociągu parowego łączącego kocioł OP-380 z turbiną o mocy 120MW. Para przegrzana z ostatniego III stopnia przegrzewacza przedostaje się do komór wylotowych, które są połączone z dwóch stron kotła doczołowo z rurociągami parowymi ($\phi 245 \times 30$). Przy wylocie z kotła na rurociągach parowych znajdują się impulsowe zawory bezpieczeństwa. Dalej rurociągi łączą się poprzez trójnik w rurociąg parowy główny ($\phi 324 \times 40$), aż do głównej zasuwy parowej przed turbiną. Według [37] dopuszczalna szybkość nagrzewania rurociągu pary świeżej w temperaturze do 200 °C wynosi 5K/min. Natomiast dla rozruchu kotła ze wszystkich stanów, para świeża podawana na turbinę musi spełniać warunek, że różnica temperatury pary i metalu turbiny ma się mieścić w przedziale $\pm 50K$. W tabelicy (5-2) zostały zestawione parametry rurociągu, które zostały wykorzystane do opracowania modelu numerycznego.

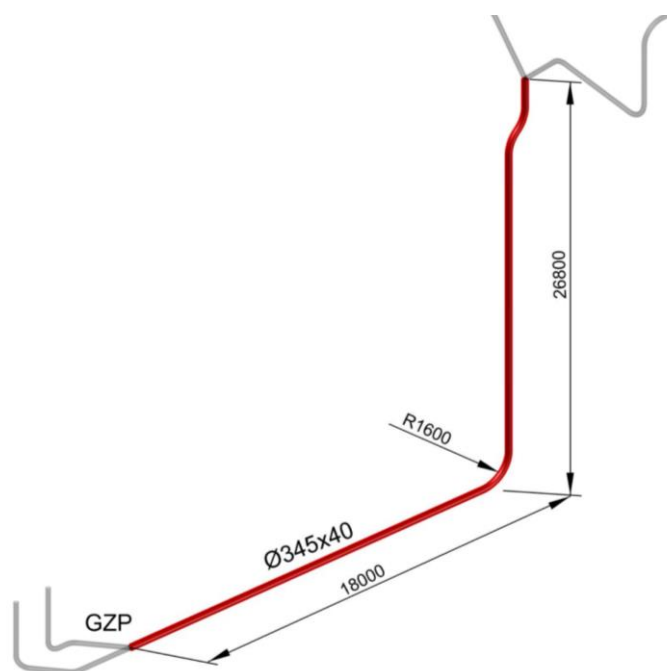
Tab. 5-2. Parametry techniczne rurociągu [37]

| L.p. | Parametr | Jednostka | Wartość |
|------|--------------------------|-----------|---------|
| 1. | Materiał | - | 13HMF |
| 2. | Średnica zewnętrzna | mm | 324 |
| 3. | Grubość ścianki | mm | 40 |
| 4. | Długość rurociągu | m | 45,8 |
| 5. | Temperatura robocza | °C | 540 |
| 6. | Temperatura obliczeniowa | °C | 540 |
| 7. | Ciśnienie robocze | MPa | 13,5 |
| 8. | Ciśnienie obliczeniowe | MPa | 14,2 |

Na rysunku 5-2 przedstawiono odcinek rurociągu między trójnikiem a główną zasuwą parową GZP gdzie znajdują się punkty pomiarowe pary świeżej.



Rys. 5-1. Schemat rurociągu łączącego kocioł z turbiną [37]



Rys. 5-2. Główne wymiary odcinka rurociągu parowego między trójnikiem a główną zasuwą parową (GZP)

6. Matematyczne sformułowanie nagrzewania i ochładzania rurociągu

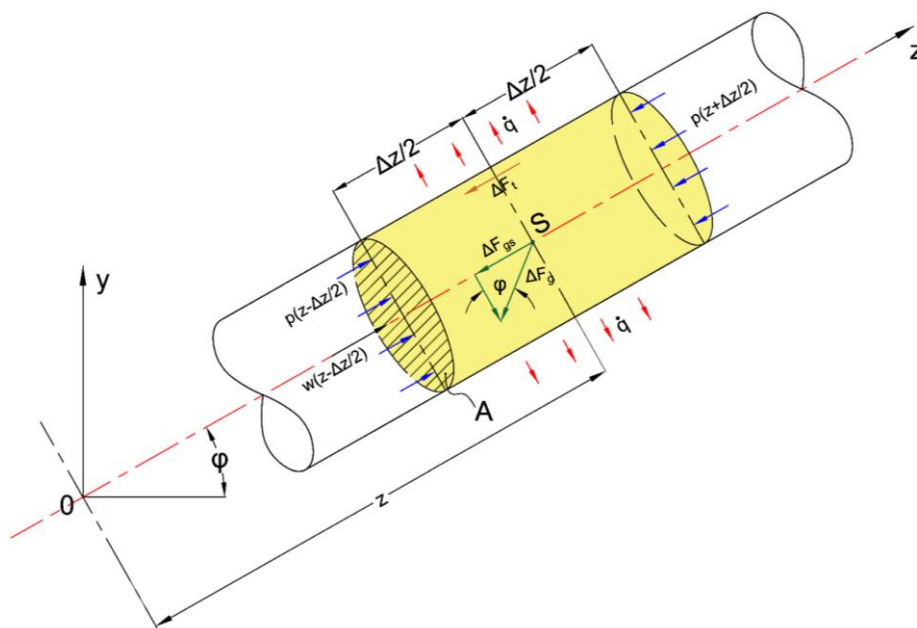
W celu opracowania modelu matematycznego opisującego procesy przepływowo-ciepłne w czasie nagrzewania i ochładzania rurociągu wykorzystano ogólne zasady zachowania masy, pędu i energii, które przedstawione są szczegółowo w pracach [64, 79, 81]. Wykorzystując w/w zasady zapisano jednowymiarowe równania opisujące procesy zachodzące po stronie czynnika roboczego. Przyjęto przy tym założenie, że czynnik może być ściśliwy [64, 79, 81]. W niniejszym rozdziale przedstawione zostaną również równania zachowania energii dla ścianki rurociągu.

6.1. Równanie zachowania masy dla pary

W celu zapisania równań bilansowych dla czynnika roboczego należy rozważyć obszar kontrolny o skończonej objętości $\Delta V = A \cdot \Delta z$ (rys.6-1) i bardzo małej długości Δz . Należy również przyjąć, że średnia gęstość płynu w całej jego objętości ΔV jest równa gęstości w jego środku ciężkości S .

Z równania bilansu masy dla przyjętego obszaru kontrolnego otrzymuje się [64, 79, 81]:

$$(A \cdot \rho \cdot w)|_{z-\Delta z/2} = (A \cdot \rho \cdot w)|_{z+\Delta z/2} + \frac{\partial(\Delta V \cdot \rho)}{\partial t} \quad (6-1)$$



Rys. 6-1. Obszar kontrolny o polu przekroju A i długości Δz [64,79]

Po podstawieniu $\Delta V = A \cdot \Delta z$ do wzoru (6-1), oraz obustronnym podzieleniu równania przez Δz otrzymuje się:

$$\frac{\partial(A \cdot \rho)}{\partial t} = - \frac{(A \cdot \rho \cdot w)|_{z+\Delta z/2} - (A \cdot \rho \cdot w)|_{z-\Delta z/2}}{\Delta z} \quad (6-2)$$

Przy uwzględnieniu, że $\Delta z \rightarrow 0$ oraz pole powierzchni A jest takie same w każdym przekroju, równanie (6-2) przyjmie postać:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial z} \quad (6-3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho \frac{\partial w}{\partial z} \quad (6-4)$$

Strumień masy czynnika przepływającego przez rurociąg jest równy $\dot{m} = A\rho w$, zatem równanie ciągłości (6-4) przyjmuje postać:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{A} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} \quad (6-5)$$

Przepływ pary (płyn ściśliwy) można traktować jako przepływ płynu nieściśliwego, jeżeli prędkość przepływu jest dużo mniejsza od prędkości rozchodzenia się dźwięku w parze [64]. Przyjmuje się w tym przypadku, że gęstość czynnika nie zależy od czasu (jak w stanie ustalonym):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (6-6)$$

Zatem strumień masy czynnika jest stały na całej długości rurociągu. Równanie (6-5) upraszcza się do postaci:

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = 0 \quad (6-7)$$

6.2. Równanie zachowania pędu dla pary

Dla obszaru kontrolnego (rys.6-1) rozpisując równanie bilansu pędu należy uwzględnić: strumień pędu wpływającego i wypływającego, szybkość zmian pędu akumulowanego oraz siły powierzchniowe i masowe działające na ten obszar kontrolny [64, 79, 81]. Do grupy sił powierzchniowych należą:

- siły wywierane przez ciśnienie (skierowane prostopadle do powierzchni wlotowej i wylotowej) ΔF_p ,
- siła wywierana przez powierzchnie ścianki ΔF_s ,
- siła tarcia (na powierzchni wewnętrznej rurociągu) ΔF_t .

Do sił masowych ΔF_g należy ciężar czynnika zawartego w obszarze kontrolnym.

Dla analizowanego obszaru kontrolnego (rys.6-1) równanie bilansu pędu przedstawia się następująco:

$$\frac{\partial(\Delta m \cdot w)}{\partial t} + (\dot{m} \cdot w)|_{z+\Delta z/2} - (\dot{m} \cdot w)|_{z-\frac{\Delta z}{2}} = \Delta F_p + \Delta F_t + \Delta F_{gs} \quad (6-8)$$

W czasie Δt czynnik roboczy (para – płyn ściśliwy) przepływa przez całą długość Δz analizowanego obszaru kontrolnego. W tym czasie jego gęstość zmienia się o $\Delta\rho$, co skutkuje zmianą masy czynnika o $\Delta m = A \cdot \Delta z \cdot \Delta\rho$. Szybkość zmian pędu będzie równa:

$$\frac{\partial(\Delta m \cdot w)}{\partial t} = \frac{\partial(A \cdot \Delta z \cdot \rho \cdot w)}{\partial t} \quad (6-9)$$

Siły powierzchniowe ΔF_p wywołane ciśnieniem, działające na powierzchnię wlotową i wylotową analizowanego obszaru przedstawia równanie:

$$\Delta F_p = A \left(p \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}} - p \Big|_{z+\frac{\Delta z}{2}} \right) \quad (6-10)$$

Siła wywierana przez powierzchnię ścianki na płyn znajdujący się wewnątrz analizowanego obszaru kontrolnego, ze względu na stałe pole powierzchni w każdym przekroju, równy jest zero.

$$\Delta F_s = 0$$

Ostatnia siła z grupy sił powierzchniowych należy siła tarcia. Jest ona równana przeciwnie do kierunku przepływającego czynnika. Równanie (6-11) opisuje wartość tej siły.

$$\Delta F_t = -U \cdot \Delta z \cdot \tau_w \quad (6-11)$$

Zazwyczaj w obliczeniach zamiast naprężenia stycznego τ_w , wyznacza się spadek ciśnienia p_t spowodowany tarciem za pomocą równania:

$$\Delta p_t \cdot A = U \cdot \Delta z \cdot \tau_w \quad (6-12)$$

Po podzieleniu równania (6-12) przez długość Δs oraz przez pole powierzchni A i założeniu, że długość obszaru kontrolnego jest bardzo mała $\Delta s \rightarrow 0$, otrzymuje się:

$$\frac{\Delta p_t}{\Delta z} \Big|_{\Delta z \rightarrow 0} = \frac{dp_t}{dz} = \frac{U \cdot \tau_w}{A} \quad (6-13)$$

Korzystając ze wzoru Darcy'ego-Weisbacha oblicza się spadek ciśnienia wywołany tarciem:

$$p_t = \xi \cdot \frac{s}{d_h} \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \quad (6-14)$$

Pochodna dp_t/dz równania (6-14) określa wyrażenie:

$$\frac{dp_t}{dz} = \xi \cdot \frac{1}{d_h} \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} = \frac{\xi}{d_h} \cdot \frac{\dot{m}^2}{2\rho A^2} \quad (6-15)$$

Siła tarcia ma zwrot przeciwny do zwrotu wektora prędkości (rys. 6-1). Jeżeli czynnik przepływa zgodnie ze zwrotem współrzędnej krzywoliniowej z , poprawne są wzory (6-14) i (6-15). Natomiast, gdy nastąpi zmiana zwrotu wektora prędkości na przeciwny, wyrażenie (6-15) przyjmuje postać:

$$\frac{U \cdot \tau_w}{A} = \frac{dp_t}{dz} = \xi \cdot \frac{1}{d_h} \cdot \frac{\rho \cdot w \cdot |w|}{2} = \frac{\xi}{d_h} \cdot \frac{\dot{m} \cdot |\dot{m}|}{2 \cdot \rho \cdot A^2} \quad (6-16)$$

Siłę masową dla rozpatrywanego obszaru kontrolnego można wyznaczyć ze wzoru:

$$\Delta F_g = -A \cdot \Delta z \cdot \rho \cdot g \quad (6-17)$$

Składowa siły masowej wzdłuż współrzędnej s określona jest wzorem:

$$\Delta F_{gs} = -A \cdot \Delta z \cdot \rho \cdot g \cdot \sin \varphi \quad (6-18)$$

Po uwzględnieniu zależności (6-9), (6-10), (6-11) i (6-18) w równanie bilansu pędu (6-8) przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(A \cdot \Delta z \cdot \rho \cdot w)}{\partial t} + (\dot{m} \cdot w)|_{z+\Delta z/2} - (\dot{m} \cdot w)|_{z-\frac{\Delta z}{2}} \\ = -A \left(p|_{z+\frac{\Delta z}{2}} - p|_{z-\frac{\Delta z}{2}} \right) - U \cdot \Delta z \cdot \tau_w - A \cdot \Delta z \cdot \rho \cdot g \cdot \sin \varphi \end{aligned} \quad (6-19)$$

Po podzieleniu równania (6-19) przez Δz , uporządkowaniu i założeniu, że $\Delta z \rightarrow 0$, otrzymuje się:

$$\frac{\partial(A \cdot \rho \cdot w)}{\partial t} = -\frac{\partial(\dot{m} \cdot w)}{\partial z} - A \frac{\partial p}{\partial z} - U \cdot \tau_w - A \cdot \rho \cdot g \cdot \sin \varphi \quad (6-20)$$

Równanie (6-20), po uwzględnieniu zależności $w = \dot{m}/A \cdot \rho$, można zapisać w postaci:

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\dot{m}^2}{A \cdot \rho} \right) - A \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{U \cdot \tau_w}{A} + \rho \cdot g \cdot \sin \varphi \right) \quad (6-21)$$

Po podstawieniu zależności (6-16) do (6-21) otrzymuje się:

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\dot{m}^2}{A \cdot \rho} \right) - A \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\xi}{d_h} \cdot \frac{\dot{m} \cdot |\dot{m}|}{2 \cdot \rho \cdot A^2} + \rho \cdot g \cdot \sin \varphi \right) \quad (6-22)$$

Równanie (6-20) można zapisać także w postaci:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(A \cdot \rho \cdot w)}{\partial t} &= A \cdot \rho \frac{\partial w}{\partial t} + A \cdot w \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ &= -A \cdot \rho \cdot w \frac{\partial w}{\partial z} - A \cdot \rho \cdot w \frac{\partial w}{\partial z} - w^2 \cdot A \frac{\partial \rho}{\partial z} - A \frac{\partial p}{\partial z} - A \cdot \rho \cdot g \\ &\quad \cdot \sin \varphi - \frac{U \cdot \tau_w}{A} \end{aligned} \quad (6-23)$$

Po podzieleniu równania (6-23) przez pole powierzchni A oraz uwzględnieniu równania ciągłości (6-4) otrzyma się:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{U \cdot \tau_w}{\rho \cdot A} - g \cdot \sin \varphi \quad (6-24)$$

Po uwzględnieniu zależności (6-16) równanie (6-24) można zapisać:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\xi}{d_h} \cdot \frac{w \cdot |w|}{2} - g \cdot \sin \varphi \quad (6-25)$$

6.3. Równania zachowania energii dla ścianki i pary

Dla jednego kilograma czynnika przepływającego przez rurociąg energia obliczana jest ze wzoru [64, 79, 81]:

$$e = u + \frac{w^2}{2} + g \cdot z \cdot \sin \varphi \quad (6-26)$$

Dla analizowanego obszaru kontrolnego o skończonej objętości $\Delta V = A \cdot \Delta z$ (rys. 6-1) równanie zachowania energii ma postać:

$$\begin{aligned} & (A \cdot \rho \cdot w \cdot e) \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}} + (A \cdot p \cdot w) \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}} + \left(-A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \right) \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}} + \dot{q} \cdot U \cdot \Delta z + \dot{q}_v \cdot \Delta V \\ & = (A \cdot \rho \cdot w \cdot e) \Big|_{z+\frac{\Delta z}{2}} + (A \cdot p \cdot w) \Big|_{z+\frac{\Delta z}{2}} + \left(-A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_{z+\frac{\Delta z}{2}} \\ & + \frac{\partial}{\partial t} (\Delta V \cdot \rho \cdot e) \end{aligned} \quad (6-27)$$

gdzie:

\dot{q} - gęstość strumienia ciepła na wewnętrznej powierzchni rurociągu, W/m²

\dot{q}_v - moc źródła ciepła na jednostkę objętości, W/m³

$(A \cdot \rho \cdot w \cdot e) \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}}$ - konwekcyjny strumień energii całkowitej wpływającej do obszaru kontrolnego, J/s

$(A \cdot p \cdot w) \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}}$ - moc sprężenia czynnika doprowadzoną do obszaru kontrolnego, J/s

$\left(-A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \right) \Big|_{z-\frac{\Delta z}{2}}$ - strumień ciepła przekazywany na drodze przewodzenia do obszaru kontrolnego, J/s

$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta V \cdot \rho \cdot e)$ - akumulacja energii w obszarze kontrolnym, J/s

Uwzględniając w równaniu (6-27), że objętość obszaru kontrolnego wynosi $\Delta V = A \cdot \Delta z$, dzieląc to równanie przez długość obszaru Δz i porządkując je, otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(A \cdot \rho \cdot e) = & \frac{(A \cdot \rho \cdot w \cdot e)|_{z+\frac{\Delta z}{2}} - (A \cdot \rho \cdot w \cdot e)|_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} \\ & - \frac{(A \cdot p \cdot w)|_{z+\frac{\Delta z}{2}} - (A \cdot p \cdot w)|_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} + \dot{q} \cdot U + \dot{q}_v \cdot A \\ & + \frac{\left(-A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}\right)|_{z+\frac{\Delta z}{2}} - \left(-A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}\right)|_{z-\frac{\Delta z}{2}}}{\Delta z} \end{aligned} \quad (6-28)$$

Zakładając, że długość obszaru kontrolnego jest bardzo mała $\Delta z \rightarrow 0$, oraz dzieląc obydwie strony równania (6-28) przez pole powierzchni przekroju A , otrzymuje się:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot e) = -\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \cdot \rho \cdot w \cdot e) - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \cdot p \cdot w) + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}\left(A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}\right) \quad (6-29)$$

Po podstawienie zależności opisującej energię 1kg czynnika (6-26) do równania (6-29) uzyskuje się równanie:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot \left(u + \frac{w^2}{2} + g \cdot z \cdot \sin \varphi \right) \right] \\ = -\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left[A \cdot \rho \cdot w \cdot \left(u + \frac{w^2}{2} + g \cdot z \cdot \sin \varphi \right) \right] - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \cdot p \cdot w) \\ + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-30)$$

Znajdujące się w równaniu (6-30) wyrażenie zawierające $g \cdot z \cdot \sin \varphi$ można przekształcić do postaci:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot g \cdot z \cdot \sin \varphi) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \cdot \rho \cdot w \cdot g \cdot z \cdot \sin \varphi) \\ = g \cdot z \cdot \sin \varphi \frac{\partial \rho}{\partial t} + g \cdot \rho \cdot \sin \varphi \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{A} \cdot A \cdot \rho \cdot w \cdot g \cdot \sin \varphi + \frac{1}{A} \cdot A \\ \cdot g \cdot z \cdot \sin \varphi \frac{\partial}{\partial z}(A \cdot \rho \cdot w) \end{aligned} \quad (6-31)$$

Jeżeli w równaniu (6-31) uwzględnione zostanie równanie ciągłości (6-3) oraz $\partial z / \partial t = 0$, równanie (6-31) przyjmie postać:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot g \cdot z \cdot \sin \varphi) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \cdot \rho \cdot w \cdot g \cdot z \cdot \sin \varphi) = \rho \cdot w \cdot g \cdot \sin \varphi \quad (6-32)$$

Jeżeli w równaniu (6-30) wyrazów zawierających $\rho \cdot \left(u + \frac{w^2}{2} \right)$ przekształcone zostaną w podobny sposób, jak w równaniach (6-30)–(6-32), wówczas otrzyma się:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \cdot w \cdot \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \right] = \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \\ + \rho \cdot w \frac{\partial}{\partial z} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w) = \end{aligned} \quad (6-33)$$

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \rho \cdot w \frac{\partial}{\partial z} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot w) \right] \\ = \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \rho \cdot w \frac{\partial}{\partial z} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \end{aligned}$$

Podstawiając zależności (6-32) i (6-33) do równania (6-30) otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \rho \cdot w \frac{\partial}{\partial z} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \\ = \rho \cdot g \cdot z \cdot \sin \varphi - \frac{\partial}{\partial z} (p \cdot w) + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-34)$$

W celu dalszego przekształcenia równania (6-34) wykorzystane zostanie równanie bilansu pędu (6-24), podzielone obustronnie przez $(\rho \cdot w)$ przyjmuje postać:

$$\rho \cdot w \cdot \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \cdot w^2 \frac{\partial w}{\partial z} = -w \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{w \cdot U \cdot \tau_w}{A} - \rho \cdot w \cdot g \cdot \sin \varphi \quad (6-35)$$

Odejmując stronami równanie (6-34) od równania (6-35) oraz przekształceniach otrzymuje się równanie:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \cdot w \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \cdot w \frac{\partial u}{\partial z} + \rho \cdot w^2 \frac{\partial w}{\partial z} - \rho \cdot w \frac{\partial w}{\partial t} \\ = \rho \cdot w^2 \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{w \cdot U \cdot \tau_w}{A} - p \frac{\partial w}{\partial z} - w \frac{\partial p}{\partial z} + w \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-36)$$

Po uporządkowaniu równanie (6-36) przyjmuje postać:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \cdot w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{w \cdot U \cdot \tau_w}{A} - p \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (6-37)$$

W równaniu (6-37) energię wewnętrzną u można zapisać przy użyciu entalpi h :

$$u = h - \frac{p}{\rho} \quad (6-38)$$

Po podstawieniu równania (6-38) do równania (6-37) otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \left(h - \frac{p}{\rho} \right)}{\partial t} + \rho \cdot w \frac{\partial \left(h - \frac{p}{\rho} \right)}{\partial z} \\ = \frac{w \cdot U \cdot \tau_w}{A} - p \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-39)$$

Przekształcając równanie (6-39) otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \cdot w \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{p}{\rho} \cdot \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial z} \right] \\ = \frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{w \cdot U \cdot \tau_w}{A} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-40)$$

Uwzględniając równanie ciągłości (6-3) w równaniu (6-40) uzyskuje się postać:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \cdot w \frac{\partial h}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{w \cdot U \cdot \tau_w}{A} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (6-41)$$

W celu uzyskania temperatury czynnika stanowiącej zmienną niezależną w równaniu (6-41), należy zastosować pierwszą zasadę termodynamiki, którą można zapisać w postaciach:

$$\delta q = dh - v dp \quad (6-42)$$

$$T dz = dh - v dp \quad (6-43)$$

Uwzględniając, że entropia zależy od ciśnienia i temperatury $z = z(p, T)$:

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial T} \right) \Big|_p dT + \left(\frac{\partial z}{\partial p} \right) \Big|_T dp \quad (6-44)$$

wykorzystując zależność:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial T} \right) \Big|_p = \frac{c_p}{T} \quad (6-45)$$

oraz równanie opisujące związek Maxwella [86]:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial p} \right) \Big|_T = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) \Big|_p \quad (6-46)$$

równanie (6-44) przyjmuje postać:

$$dz = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) \Big|_p dp \quad (6-47)$$

Po podstawieniu (6-47) do (6-43) otrzymuje się:

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) \Big|_p \right] dp \quad (6-48)$$

Biorąc pod uwagę definicję objętościowego współczynnika ekspansji β :

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) \Big|_p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) \Big|_p \quad (6-49)$$

wzór (6-48) przyjmuje następującą postać:

$$dh = c_p dT + v(1 - T \cdot \beta) dp = c_p dT + \frac{1}{\rho} (1 - T \cdot \beta) dp \quad (6-50)$$

Uwzględniając zależność (6-50) pochodne $\partial h/\partial t$ i $\partial h/\partial z$ przedstawiają się następująco:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (1 - T \cdot \beta) \frac{\partial p}{\partial t} \quad (6-51)$$

$$\frac{\partial h}{\partial z} = c_p \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{\rho} (1 - T \cdot \beta) \frac{\partial p}{\partial z} \quad (6-52)$$

Podstawiając zależności (6-16), (6-51) oraz (6-52) do równania (6-41), wykonując odpowiednie przekształcenia, otrzymuje się następującą postać równania zachowania energii:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\rho \cdot c_p} \left[\beta \cdot T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\xi}{d_h} \frac{|w^3|}{2} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] \quad (6-53)$$

Równanie zachowania energii (6-53) z prędkością czynnika wyrażoną przez strumień masy czynnika przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} \rho \cdot c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ = \beta \cdot T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\xi}{d_h} \frac{|\dot{m}^3|}{2 \cdot \rho^2 \cdot A^3} + \frac{\dot{q} \cdot U}{A} + \dot{q}_v \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6-54)$$

W przypadku modelowania wymienników ciepła, występujący po prawej stronie równania (6-54) wyraz $(\dot{q} \cdot U/A)$ musi zostać uwzględniony w obliczeniach. Pozostałe można pominąć [64, 79, 81]. Wynika to z założenia, że w przepływającym czynniku nie występują objętościowe źródła ciepła $\dot{q}_v = 0$, a wartość wyrażeń zawierających: objętościowy współczynnik ekspansji β , (osiowy) współczynnik przewodzenia ciepła dla czynnika λ oraz współczynnik strat tarcia ξ , jest niewielka względem wyrazu $(\dot{q} \cdot U/A)$ [64, 79, 81]. W konsekwencji równanie bilansu energii przedstawia się następująco:

$$\rho \cdot c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\dot{q} \cdot U}{A} \quad (6-55)$$

$$\rho \cdot c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\dot{q} \cdot U}{A} \quad (6-56)$$

6.4. Warunki brzegowe i początkowe

W celu rozwiązania zagadnienia nieustalonego przewodzenia ciepła należy zadać odpowiednie warunki początkowe i brzegowe.

Założono, że wartości temperatury materiału rurociągu oraz temperatury czynnika w chwili początkowej $t=0$ są sobie równe (warunki początkowe Cauchy'ego) i wynoszą:

$$T_{cz}|_{t=0} = T_w|_{t=0} = T_0 \quad (6-57)$$

W modelu matematycznym założono warunki brzegowe II i III rodzaju.

Warunek II rodzaju zwany także warunkiem Neumanna [86, 90, 127] zakłada znajomość rozkładu gęstości strumienia ciepła \dot{q} na powierzchni elementu. Warunek II rodzaju dla ciał izotropowych wynosi [90]:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_A = \dot{q} \quad (6-58)$$

W szczególnym przypadku, gdy założone jest, że zewnętrzna powierzchnia elementu jest idealnie zaizolowana, gęstość strumienia ciepła równa się zero $\dot{q} = 0$ [86, 90, 127]. Równanie (6-58) przyjmuje postać:

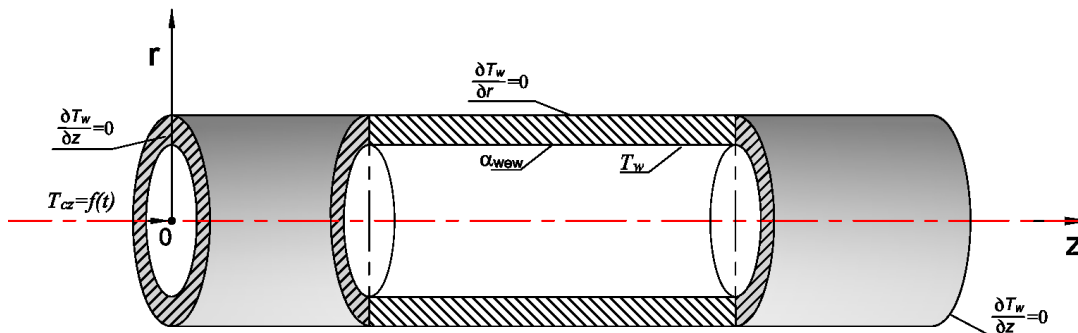
$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_A = 0 \quad (6-59)$$

Warunek brzegowy III rodzaju został zadany na wewnętrznej powierzchni rurociągu. Warunek ten wymaga znajomości współczynnika wnikania ciepła α_w oraz temperatury przepływającego czynnika T_{cz} .

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_A = \alpha_{wew}(T_w - T_{cz}) \quad (6-60)$$

Współczynnik wnikania ciepła na wewnętrznej powierzchni wyznaczany jest za pomocą korelacji służących do określenia liczby Nusselt'a [76, 77, 79, 87, 102]. Najczęściej stosowanymi korelacjami pozwalającymi wyznaczyć liczbę Nusselt'a są: korelacja Gnielinskiego oraz korelacja Dittusa-Boeltera.

Na rysunku 6-2 schematycznie zaznaczone zostały warunki brzegowe zadane w modelu numerycznym rurociągu parowego.



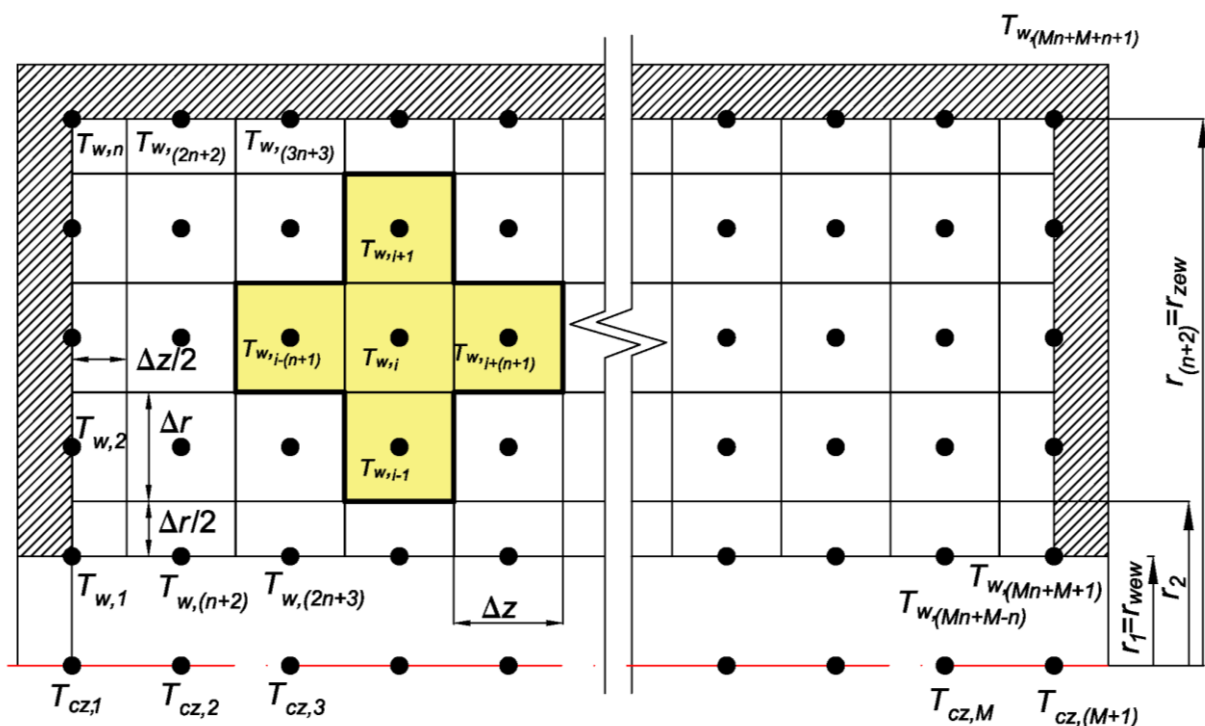
Rys. 6-2. Schemat rurociągu z zaznaczonymi warunkami brzegowymi

7. Numeryczny model niustalanej pracy rurociągu- zagadnienia bezpośrednie

W celu wyznaczenia niustalonego rozkładu temperatury w ścianie rurociągu, oraz rozkładu temperatury przepływającego czynnika, niezbędne jest zastosowanie metod numerycznych. Zagadnienia niustalonego przewodzenia ciepła dla ścianki w układzie dwuwymiarowym rozwiązane zostały korzystając z metody objętości skończonych z uwzględnieniem zmienności właściwości materiału od temperatury. Natomiast zagadnienia przeplywowo- cieplne dla przepływającego czynnika rozwiązane zostały korzystając z metody różnic skończonych [64, 82, 90]. Model numeryczny niustalanej pracy rurociągu bazuje na ogólnych równaniach zachowania masy, pędu i energii, wyprowadzonych w rozdziale 6. Powstały układ równań różniczkowych zwyczajnych został rozwiązany korzystając z metody Runge-Kutty czwartego rzędu [118].

7.1. Numeryczny model ścianki

Analizowany rurociąg parowy, łączący kocioł z turbiną (rys.5-1), podzielony został na objętości kontrolne o wymiarach Δz , Δr oraz r (rysunek 7-1). W kierunku promieniowym rurociąg został podzielony na n objętości skończonych, natomiast w kierunku wzdłużnym na M objętości skończonych. Ze względu na symetrię analizowano tylko połowę rurociągu.



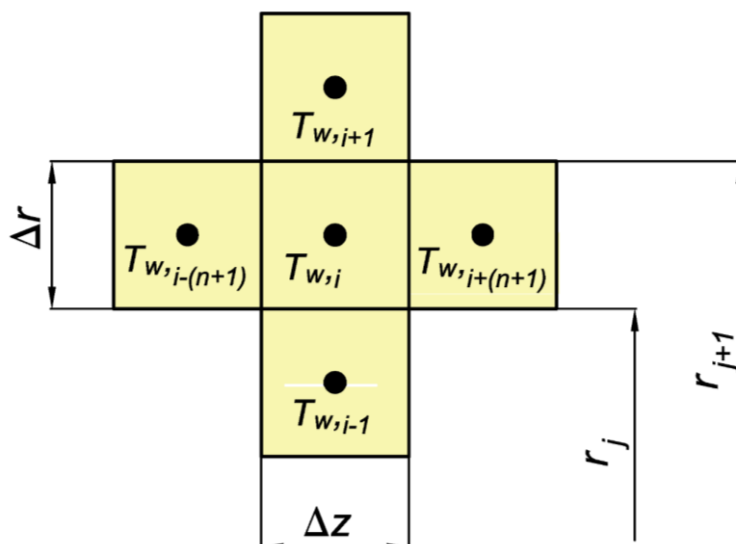
Rys. 7-1. Schemat podziału rurociągu parowego na objętości skończone.

Równanie nieustalonego przewodzenia ciepła dla ścianki rurociągu można zapisać w postaci [90]:

$$\rho_w c_{pw} \frac{\partial T_w}{\partial t} = \nabla \cdot [\lambda_w(T_w) \nabla T_w] \quad (7-1)$$

Równanie bilansu ciepła (7-1) we współrzędnych cylindrycznych przyjmuje postać:

$$\rho_w c_{pw} \frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \lambda_w(T_w) \frac{\partial T_w}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_w(T_w) \frac{\partial T_w}{\partial z} \right] \quad (7-2)$$



Rys. 7-2. Temperatura ścianki rurociągu w i -tym węźle i węzłach sąsiednich.

Dla każdego węzła, w tym dla węzłów w objętościach kontrolnych przylegających do brzegu, zapisane zostały równania bilansu ciepła. Dla przykładu dla węzła o numerze i (rys.7-2) równanie przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} & \rho_w(T_{w_i}) \cdot c_{pw}(T_{w_i}) \cdot \Delta z \cdot \pi \cdot [r_{j+1}^2 - r_j^2] \cdot \frac{dT_{w_i}}{dt} \\ & = \pi \cdot [r_{j+1}^2 - r_j^2] \cdot \frac{\lambda_w(T_{w,(i+n+1)}) + \lambda_w(T_{w_i})}{2} \cdot \frac{T_{w,(i+n+1)} - T_{w_i}}{\Delta z} + \pi \\ & \cdot [r_{j+1}^2 - r_j^2] \cdot \frac{\lambda_w(T_{w,(i-n-1)}) + \lambda_w(T_{w_i})}{2} \cdot \frac{T_{w,(i-n-1)} - T_{w_i}}{\Delta z} + 2\pi \cdot r_{j+1} \\ & \cdot \Delta z \cdot \frac{\lambda_w(T_{w,(i+1)}) + \lambda_w(T_{w_i})}{2} \cdot \frac{T_{w,(i+1)} - T_{w_i}}{\Delta r} + 2\pi \cdot r_j \cdot \Delta z \\ & \cdot \frac{\lambda_w(T_{w,(i-1)}) + \lambda_w(T_{w_i})}{2} \cdot \frac{T_{w,(i-1)} - T_{w_i}}{\Delta r} \end{aligned} \quad (7-3)$$

Przekształcając równanie (7-3) uzyskamy wzór pozwalający na wyznaczenie temperatury w i -tym węźle:

$$\begin{aligned} \frac{dT_{w,i}}{dt} = \frac{\alpha(T_{w,i})}{\lambda_w(T_{w,i})} \left[\frac{r_j \lambda_w(T_{w,i}) + \lambda_w(T_{w,(i-1)})}{\Delta r \frac{r_{j+1}^2 - r_j^2}{r_{j+1} - r_j}} (T_{w,(i-1)} - T_{w,i}) \right. \\ + \frac{r_{j+1} \lambda_w(T_{w,(i+1)}) + \lambda_w(T_{w,i})}{\Delta r \frac{r_{j+1}^2 - r_j^2}{r_{j+1} - r_j}} (T_{w,(i+1)} - T_{w,i}) \\ + \frac{\lambda_w(T_{w,(i+n+1)}) + \lambda_w(T_{w,i})}{2(\Delta Z)^2} (T_{w,(i+n+1)} - T_{w,i}) \\ \left. + \frac{\lambda_w(T_{w,(i-n-1)}) + \lambda_w(T_{w,i})}{2(\Delta Z)^2} (T_{w,(i-n-1)} - T_{w,i}) \right] \end{aligned} \quad (7-4)$$

gdzie:

$$\Delta r = \frac{r_{zew} - r_{wew}}{n}, \quad \Delta Z = \frac{L}{M} \quad (7-5)$$

W podobny sposób rozpisano równania bilansu ciepła dla obszaru, w którym znajduje się para. Dla przykładu dla węzła o numerze i po przekształceniu równania bilansu ciepła dla pary uzyskamy równanie różniczkowe na rozkład temperatury czynnika w kolejnych węzłach $2 \div M$ wzdłuż przepływu czynnika. Równanie przyjmuje postać:

$$\frac{dT_{cz,i+1}}{dt} = - \frac{\dot{m}}{\rho_{cz}(T_{cz,i}) A} \frac{T_{cz,i+1} - T_{cz,i}}{\Delta Z} - \frac{\alpha_{wew}(T_{cz,i}) U_w}{A \rho_{cz}(T_{cz,i}) c_{p,cz}(T_{cz,i})} \left[\frac{T_{cz,i+1} + T_{cz,i}}{2} - \frac{T_{w,i(n+1)+1} + T_{w,(i-1)(n+1)+1}}{2} \right] \quad (7-6)$$

dla $i = 1, \dots, M$

Liczba wszystkich równań bilansowych dla węzłów znajdujących się w obszarze ścianki wynosi $(M+1)(n+1)$, natomiast liczba równań w obszarze czynnika $(M+1)$. Do celów obliczeniowych przyjmowane były różne wartości podziału rurociągu na objętości skończone. W ostatecznym podziale przyjęte zostały: podział w kierunku promieniowym na $n=4$ objętości skończonych, natomiast w kierunku wzdłużnym na $M=20$ objętości. Ten podział okazał się najbardziej optymalny, gdyż podział na większą ilość objętości skończonych nie wnosił zmian w wynikach obliczeń, natomiast wydłużał się ich czas.

Zapisując równania zachowania energii dla wszystkich obszarów kontrolnych wokół węzłów otrzymano układ równań różniczkowych zwyczajnych względem czasu, z rozwiązania, którego wyznaczone zostały temperatury pary i ścianki rurociągu w tych węzłach. Do rozwiązania powstałego układu równań różniczkowych zwyczajnych I rzędu zastosowano metodę Runge-Kutty IV [118] przy założeniu następujących warunków brzegowych i początkowych:

$$T_{cz}|_{t=0} = T_0 \quad (7-7)$$

$$T_w|_{t=0} = T_{w,0} \quad (7-8)$$

$$T_{cz}|_{z=0} = f(t) \quad (7-9)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_{r=r_{wew}} = \alpha_{wew} (T_{cz} - T_w) \quad (7-10)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_{r=r_{zew}} = 0 \quad (7-11)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \quad (7-12)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0 \quad (7-13)$$

Występujący we wzorze (7-6) współczynnik wnikania ciepła α_{wew} na wewnętrznej powierzchni rurociągu obliczono korzystając z korelacji Gnielińskiego [33] (7-14) oraz z korelacji zaproponowanej przez Talera [76] (7-15):

$$Nu = \frac{(\frac{\xi}{8})(Re - 1000)Pr}{1 + 12,7 \left(\frac{\xi}{8}\right)^{\frac{1}{2}} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d_{wew}}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \quad (7-14)$$

$$Nu_{m,q}(Re = 2300) + \frac{(\xi/8)(Re - 2300)Pr^{1.008}}{1.08 + 12.4(\xi/8)^{(1/2)}(Pr^{(2/3)} - 1)} \left[1 + (d_{wew}/L)^{(2/3)}\right] \quad (7-15)$$

Obydwie korelacje dawały podobne wyniki.

Współczynnik strat tarcia ξ znajdujący się w równaniu (7-14) wyznaczono korelacją Colebrook'a [38] (równanie 7-16), natomiast współczynnik strat tarcia ξ znajdujący się w równaniu (7-15) określono korelacją zaproponowaną przez Talera [77] (równanie 7-17):

$$\xi = [1,8 \log(Re) - 1,51]^{-2} \quad (7-16)$$

$$\xi = [1.2776 \log(Re) - 0.406]^{-2.246} \quad (7-17)$$

Liczby Prandtl'a, Reynolds'a oraz Nusselt'a zdefiniowane są następująco:

$$Re = \frac{\rho_{cz} \cdot w \cdot d_{wew}}{\mu_{cz}}, \quad Pr = \frac{c_{p,cz} \cdot \mu_{cz}}{\lambda_{cz}}, \quad Nu = \frac{\alpha_{wew} \cdot d_{wew}}{\lambda_{cz}} \quad (7-18)$$

Dla zapewnienia stabilności obliczeń temperatur ścianki i pary powinny być spełnione warunki: Fourier'a dla ścianki oraz Courant-Friedrichs-Levy dla pary. Najmniejszy dopuszczalny krok czasowy Δt_{max} został obliczony z warunku Courant-Friedrichs-Levy:

$$\frac{w_i \Delta t}{\Delta z} \leq 1, \quad i = 1, \dots, M + 1 \quad (7-19)$$

Z rozwiązania układu równań różniczkowych uzyskanego na podstawie równań bilansu energii dla każdego węzła, przy warunkach początkowo-brzegowych (7-7)-(7-13) uzyskano rozkład temperatury w ścianie rurociągu. W dalszej części uzyskany rozkład temperatury posłużył do wyznaczenia naprężeń występujących w ścianie rurociągu. Biorąc pod uwagę, że składowa gradientu temperatury $\partial T_w / \partial z$ jest niewielka, pod uwagę brane są tylko promieniowe spadki temperatury w ścianie rurociągu. Zakładając, że końce rurociągu nie są ograniczone i mogą się swobodnie wydłużać, naprężenia promieniowe σ_r , obwodowe σ_φ i osiowe σ_z opisują odpowiednio następujące formuły [29, 86, 90]:

$$\sigma_r = \frac{E\beta_T}{2(1-\nu)} \left(1 - \frac{r_{wew}^2}{r^2}\right) [\bar{T}_w(t) - \bar{T}_w(r, t)] \quad (7-20)$$

$$\sigma_\varphi = \frac{E\beta_T}{2(1-\nu)} \left[\left(1 - \frac{r_{wew}^2}{r^2}\right) \bar{T}_w(t) + \left(1 - \frac{r_{wew}^2}{r^2}\right) \bar{T}_w(t) - 2T_w(r, t) \right] \quad (7-21)$$

$$\sigma_z = \frac{E\beta_T}{1-\nu} [\bar{T}_w(t) - T_w(r, t)] \quad (7-22)$$

Występująca we wzorach (7-20)- (7-22) temperatura średnia ścianki określona jest równaniem:

$$\begin{aligned} \bar{T}_w(t) &= \frac{2}{r_{zew}^2 - r_{wew}^2} \int_{r_{wew}}^{r_{zew}} r T_w dr \\ &\approx \frac{2\Delta r}{r_{zew}^2 - r_{wew}^2} \left[r_2 \frac{T_{w,1} + T_{w,2}}{2} + r_{n+1} \frac{T_{w,n} + T_{w,n+1}}{2} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{i=2}^{n-1} \frac{r_i + r_{i+1}}{2} T_{wi} \right] \end{aligned} \quad (7-23)$$

$$\begin{aligned} \bar{T}_w(r, t) = \bar{T}_w(r_i, t) &= \frac{2}{r^2 - r_{wew}^2} \int_{r_{wew}}^r r T_w dr \\ &\approx \frac{2\Delta r}{r_i^2 - r_{wew}^2} \left[r_2 \frac{T_{w,1} + T_{w,2}}{2} + \sum_{j=2}^i \frac{r_j + r_{j+1}}{2} T_{wj} \right] \end{aligned} \quad (7-24)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 + \Delta r / 2 \\ r_i &= r_2 + (i - 2)\Delta r, \quad i = 3, \dots, n + 1 \\ r_{n+2} &= r_{n+1} + \Delta r / 2 \end{aligned} \quad (7-25)$$

Należy zaznaczyć, że naprężenia promieniowe σ_r na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rurociągu są równe zero. Natomiast naprężenia osiowe σ_z i obwodowe σ_φ są sobie równe na tych powierzchniach.

7.2. Dyskretyzacja równań zachowania masy, pędu i energii

Do wyznaczenia rozkładu ciśnienia i strumienia objętości pary przepływającej przez rurociąg wykorzystano metodę różnic skończonych. W celu sprawdzenia poprawności obliczeń porównano ze sobą wyniki uzyskane przy wykorzystaniu następujących metod obliczeniowych: iloraz różnicowy wprzód, iloraz różnicowy centralny, oraz aproksymacja pochodnych wzorami o większej dokładności.

Z równania zachowania masy (6-5) otrzymujemy:

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = -A \frac{\partial \rho_{cz}}{\partial t} \quad (7-26)$$

Pochodna czasowa jak i pochodna przestrzenna w równaniu (7-26) rozpisane zostały za pomocą ilorazu różnicowego wprzód. Równanie (7-26) przyjmuje następującą postać:

$$\frac{\dot{m}_{i+1}^{k+1} - \dot{m}_i^{k+1}}{\Delta z} = -A \left(\frac{\rho_{czi+1}^{k+1} - \rho_{czi+1}^k}{\Delta t} \right) \quad (7-27)$$

Po uporządkowaniu

$$\dot{m}_{i+1}^{k+1} = \dot{m}_i^{k+1} - A \Delta z \left(\frac{\rho_{czi+1}^{k+1} - \rho_{czi+1}^k}{\Delta t} \right) \quad (7-28)$$

Rozwiązanie pochodnej (7-26) za pomocą ilorazu wprzód (7-27) jest stosunkowo mało dokładne [90,113], dlatego zazwyczaj stosuje się aproksymację pochodnej opisanej wzorem (7-27) za pomocą ilorazu różnicowego centralnego. Zapisując równanie (7-27) za pomocą ilorazu centralnego uzyskujemy:

$$\frac{\dot{m}_{i+1}^{k+1} - \dot{m}_{i-1}^{k+1}}{2 \cdot \Delta z} = -A \left(\frac{\rho_{czi}^{k+1} - \rho_{czi}^{k-1}}{2 \cdot \Delta t} \right) \quad \text{dla } i = 2, \dots, M \quad (7-29)$$

Po uporządkowaniu zmiennych równanie (7-29) przyjmuje postać:

$$\dot{m}_{i+1}^{k+1} = \dot{m}_{i-1}^{k+1} - 2A \cdot \Delta z \left(\frac{\rho_{czi}^{k+1} - \rho_{czi}^{k-1}}{2 \cdot \Delta t} \right) \quad \text{dla } i = 2, \dots, M \quad (7-30)$$

Aby uzyskać dokładność aproksymacji wyższego rzędu, pochodne we wzorze (7-26) można przybliżyć następującym wzorem [113]

$$\frac{\dot{m}_i^{k+1} - 4 \cdot \dot{m}_{i+1}^{k+1} + 3 \cdot \dot{m}_{i+2}^{k+1}}{2 \cdot \Delta z} = -A \left(\frac{3 \cdot \rho_{czi+2}^{k+1} - 4 \cdot \rho_{czi+2}^k + \rho_{czi+2}^{k-1}}{2 \cdot \Delta t} \right) \quad (7-31)$$

Uporządkowując zmienne ostatecznie otrzymuje się:

$$\dot{m}_{i+2}^{k+1} = \frac{1}{3} \cdot \left[4 \cdot \dot{m}_{i+1}^{k+1} - \dot{m}_i^{k+1} - A \cdot \Delta z \left(\frac{3 \cdot \rho_{czi+2}^{k+1} - 4 \cdot \rho_{czi+2}^k + \rho_{czi+2}^{k-1}}{2 \cdot \Delta t} \right) \right] \quad (7-32)$$

Podobnie jak równanie zachowania masy (6-23) również równania zachowania pędu (6-22) zostało aproksymowane ilorazem różnicowym wprzód:

$$\begin{aligned} \frac{p_{i+1}^{k+1} - p_i^{k+1}}{\Delta z} = & -\frac{1}{A} \cdot \frac{(\dot{m}_{i+1}^{k+1} - \dot{m}_{i+1}^k)}{\Delta t} - \frac{1}{A^2 \cdot \Delta z} \cdot \left(\frac{(\dot{m}_{i+1}^{k+1})^2}{\rho_{cz_{i+1}}^{k+1}} - \frac{(\dot{m}_i^{k+1})^2}{\rho_{cz_i}^{k+1}} \right) \\ & - \rho_{cz_i}^{k+1} \cdot g \cdot \sin\varphi - \frac{\xi}{d_h} \frac{\dot{m}_i^{k+1} |\dot{m}_i^{k+1}|}{2 \cdot \rho_{cz_i}^{k+1} \cdot A^2} \end{aligned} \quad (7-33)$$

Wartość ciśnienia czynnika w punkcie i wynosi:

$$\begin{aligned} p_{i+1}^{k+1} = & p_i^{k+1} - \frac{\Delta z}{A} \cdot \frac{(\dot{m}_{i+1}^{k+1} - \dot{m}_{i+1}^k)}{\Delta t} - \frac{1}{A^2} \cdot \left(\frac{(\dot{m}_{i+1}^{k+1})^2}{\rho_{cz_{i+1}}^{k+1}} - \frac{(\dot{m}_i^{k+1})^2}{\rho_{cz_i}^{k+1}} \right) \\ & - \Delta z \cdot \rho_{cz_i}^{k+1} \cdot g \cdot \sin\varphi - \frac{\Delta z \cdot \xi}{d_h} \cdot \frac{\dot{m}_i^{k+1} |\dot{m}_i^{k+1}|}{2 \cdot \rho_{cz_i}^{k+1} \cdot A^2} \end{aligned} \quad (7-34)$$

Przy aproksymacji pochodnej (6-22) równaniami o większej dokładności równanie (6-22) przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} & \frac{3 \cdot p_{i+2}^{k+1} - 4 \cdot p_{i+1}^{k+1} + p_i^{k+1}}{2 \cdot \Delta z} \\ & = -\frac{1}{A} \cdot \frac{(3 \cdot \dot{m}_{i+2}^{k+1} - 4 \cdot \dot{m}_{i+2}^k + \dot{m}_{i+2}^{k-1})}{2 \cdot \Delta t} \\ & - \frac{1}{A^2 \cdot 2 \cdot \Delta z} \left(3 \cdot \frac{(\dot{m}_{i+2}^{k+1})^2}{\rho_{cz_{i+2}}^{k+1}} - 4 \cdot \frac{(\dot{m}_{i+1}^{k+1})^2}{\rho_{cz_{i+1}}^{k+1}} + \frac{(\dot{m}_i^{k+1})^2}{\rho_{cz_i}^{k+1}} \right) \\ & - \rho_{cz_{i+1}}^{k+1} \cdot g \cdot \sin\varphi - \frac{\xi}{d_h} \frac{\dot{m}_{i+1}^{k+1} |\dot{m}_{i+1}^{k+1}|}{2 \cdot \rho_{cz_{i+1}}^{k+1} \cdot A^2} \end{aligned} \quad (7-35)$$

Po uporządkowaniu zmiennych:

$$\begin{aligned} p_{i+2}^{k+1} = & \frac{1}{3} \cdot \left[4 \cdot p_{i+1}^{k+1} - p_i^{k+1} - \frac{\Delta z}{A} \cdot \frac{(3 \cdot \dot{m}_{i+2}^{k+1} - 4 \cdot \dot{m}_{i+2}^k + \dot{m}_{i+2}^{k-1})}{\Delta t} \right. \\ & - \frac{1}{A^2} \left(3 \cdot \frac{(\dot{m}_{i+2}^{k+1})^2}{\rho_{cz_{i+2}}^{k+1}} - 4 \cdot \frac{(\dot{m}_{i+1}^{k+1})^2}{\rho_{cz_{i+1}}^{k+1}} + \frac{(\dot{m}_i^{k+1})^2}{\rho_{cz_i}^{k+1}} \right) - 2 \cdot \Delta s \\ & \left. \cdot \rho_{cz_{i+1}}^{k+1} \cdot g \cdot \sin\varphi - 2 \cdot \Delta z \cdot \frac{\xi}{d_h} \frac{\dot{m}_{i+1}^{k+1} |\dot{m}_{i+1}^{k+1}|}{2 \cdot \rho_{cz_{i+1}}^{k+1} \cdot A^2} \right] \end{aligned} \quad (7-36)$$

gdzie średnica hydrauliczna $d_h = d_{weW}$

Do opracowania modelu matematycznego przyjęto aproksymację ilorazem różnicowym wprzód (7-28) i (7-34). Na podstawie przeprowadzonych obliczeń stwierdzono, że zastosowanie aproksymacji równaniami o większej dokładności nie powoduje w tym przypadku różnic w wynikach, a jedynie wydłuża czas obliczeń.

8. Symulacja numeryczna nieustalonej pracy rurociągu

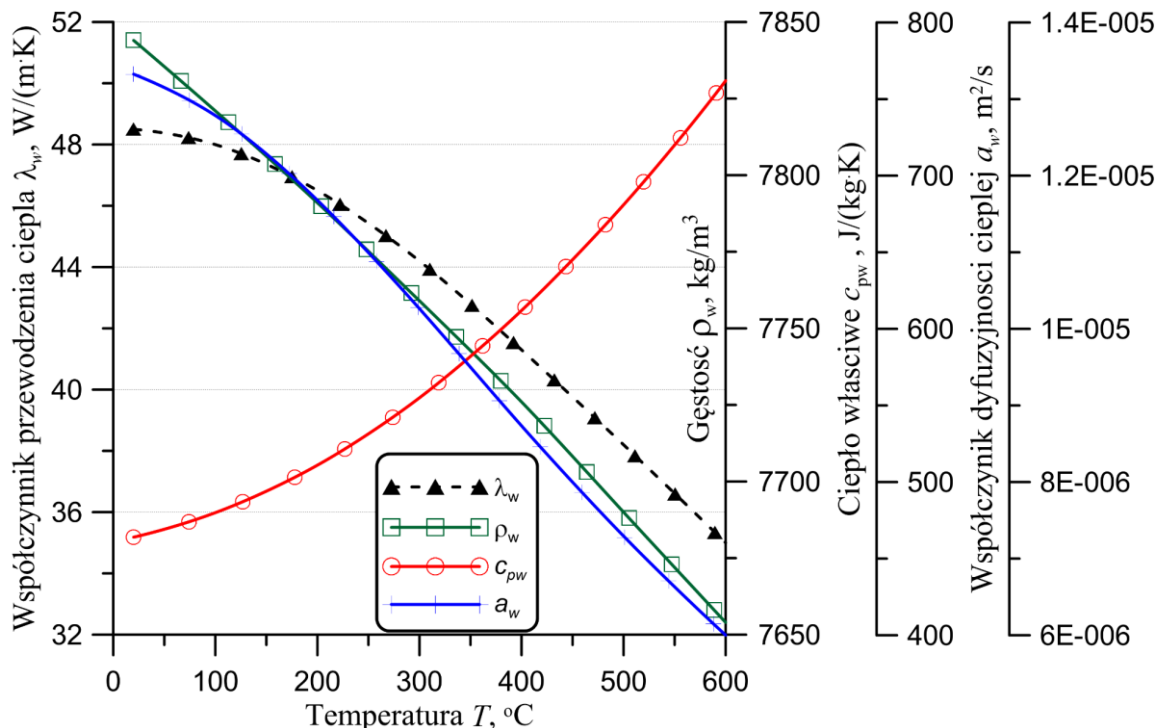
Rurociąg parowy (rys.5-1), dla którego opracowany został model numeryczny wykonany jest ze stali 13HMF (14MoV63) o następującym składzie chemicznym: C-0,18%, Mn-0,40%, Si-0,35%, P_{max}-0,040%, S_{max}-0,040%, Cu_{max}-0,25%, Cr-0,60%, Ni_{max}-0,30%, Mo-0,65%, Al_{max}-0,020%. Parametry pary wykorzystywane podczas obliczeń uzyskano z pomiarów za pomocą czujników umieszczonych za trójnikiem oraz przed główną zasuwą parową. Z tego model numeryczny będzie opisywał ten właśnie odcinek rurociągu (rys. 5-2). Do obliczeń przyjęto następujące dane rurociągu:

- średnica zewnętrzna $d_{zew}=0,324$ m
- grubość ścianki $s=0,04$ m
- długość rurociągu $L=45$ m

Właściwości fizyczne stali zmieniają się wraz z temperaturą. W celu zwiększenia dokładności obliczeń opracowano zależności opisujące zmiany współczynnika przewodzenia ciepła λ_w , ciepła właściwego $c_{p,w}$ i gęstości ρ_w materiału w funkcji temperatury. Współczynnik przewodzenia ciepła λ_w został przybliżony wielomianem trzeciego stopnia (8-1). Zmiany ciepła właściwego $c_{p,w}$ oraz gęstości ρ_w materiału rury uwzględniono we współczynniku dyfuzyjności cieplnej $a = \lambda_w / (c_{p,w} \rho_w)$. Zmiany współczynnika dyfuzyjności cieplnej a w funkcji temperatury przybliżony zostały wielomianem trzeciego stopnia (8-2). Na rysunku 8-1 przedstawione zostały właściwości termofizyczne stali 13HMF w funkcji temperatury

$$\lambda_w = 48,495 + 0,0012T - 6,46 \cdot 10^{-5}T^2 + 4,175 \cdot 10^{-8}T^3 \quad (8-1)$$

$$a = 1,341 \cdot 10^{-5} - 3,452 \cdot 10^{-9}T - 3,193 \cdot 10^{-11}T^2 + 2,853 \cdot 10^{-14}T^3 \quad (8-2)$$



Rys. 8-1. Właściwości termofizyczne stali 13HMF w funkcji temperatury.

Wykorzystując opracowany model matematyczny rurociągu w pierwszej kolejności przeprowadzono obliczenia przy założeniu, że własności materiału rury nie zależą od temperatury, a parametry czynnika na wlocie do analizowanej części rurociągu przez cały proces nagrzewania rurociągu mają stałe wartości (dla $t > 0$ s): temperatura pary $T_{cz}=540$ °C, ciśnienie pary świeżej $p=13,5$ MPa, strumień masy $\dot{m} = 105,55$ kg/s. Za temperaturę początkową materiału rurociągu parowego przyjęto $T_{w0}=30$ °C. Własności pary wlotowej są następujące:

- Ciepło właściwe $c_{p,cz}=2686,4$ J/(kg K)
- Gęstość pary świeżej $\rho_{cz}=40,77$ kg/m³

W dalszych obliczeniach parametry pary na wlocie do rurociągu były zmienne. Temperatura pary wlotowej była podwyższona o ΔT , ze stałą szybkością v_T , aż do uzyskania temperatury nominalnej $T_{nom}=540$ °C. Natomiast ciśnienie czynnika na wlocie było zależne od temperatury. Własności pary przegrzanej wyznaczone zostały używając biblioteki IAPWS-IF97.

8.1. Testy obliczeniowe

W celu oceny dokładności opracowanego modelu matematycznego rurociągu wykonano wstępne testy obliczeniowe, których wyniki zostały porównane z wynikami uzyskanymi stosując inne metody obliczeniowe. Na początku wykonane zostały obliczenia wykorzystujące metody analityczne ściśle. Temperatura przepływającego czynnika wyznaczona została za pomocą metody superpozycji. Następnie sprawdzono, jak przyjęcie założenia na zewnętrznej powierzchni rurociągu idealnej izolacji cieplnej wpływa na wyniki obliczeń poprzez porównanie z wynikami obliczeń dla przypadku, gdy przyjmowana jest rzeczywista warstwa izolacyjna. Dodatkowo obliczenia przeprowadzono dla rurociągu bez izolacji oraz dla rurociągu z różnymi grubościami warstwy izolacji cieplnej. Jako materiał izolacyjny została wykorzystana wełna skalna, stosowana do izolacji cieplnej rurociągów parowych.

Wyniki obliczeń analitycznych porównane zostały również z wynikami uzyskanymi za pomocą modelowania CFD przy użyciu oprogramowania ANSYS CFX 18.2 [3].

8.1.1. Uproszczony model analityczny

Dokładność zaproponowanego modelu numerycznego oszacowano porównując wyniki obliczeń temperatury pary i ścianki rurociągu z rozwiązaniem analitycznym ścisłym. Do rozwiązania analitycznego wykorzystano metodę superpozycji.

W uproszczonym modelu matematycznym nagrzewania lub ochładzania rurociągu przyjęto następujące założenia:

- temperatury czynnika i ścianki w całym przekroju są stałe i zależą tylko od czasu,
- spadek temperatury w ściance jest pomijany,
- osiowe przewodzenie ciepła w ściance rurociągu jest pomijane
- zewnętrzna powierzchnia rurociągu jest idealnie zaizolowana
- właściwości materiału ścianki oraz czynnika nie zależą od temperatury i położenia.

Zamianę temperatury ścianki rurociągu i czynnika roboczego opisują następujące równania [86]:

$$\tau_{cz} \frac{\partial T_{cz}}{\partial t} + \frac{1}{NTU} \frac{\partial T_{cz}}{\partial z} = -(T_{cz} - T_w) \quad (8-3)$$

$$\tau_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = T_{cz} - T_w \quad (8-4)$$

Założono następujące warunki brzegowe:

$$\begin{aligned} T_{cz}|_{z=0} &= T_0 + \Delta T + v_T t & 0 \leq t \leq t_{cn} \\ T_{cz}|_{z=0} &= T_n & t \geq t_{cn} \end{aligned} \quad (8-5)$$

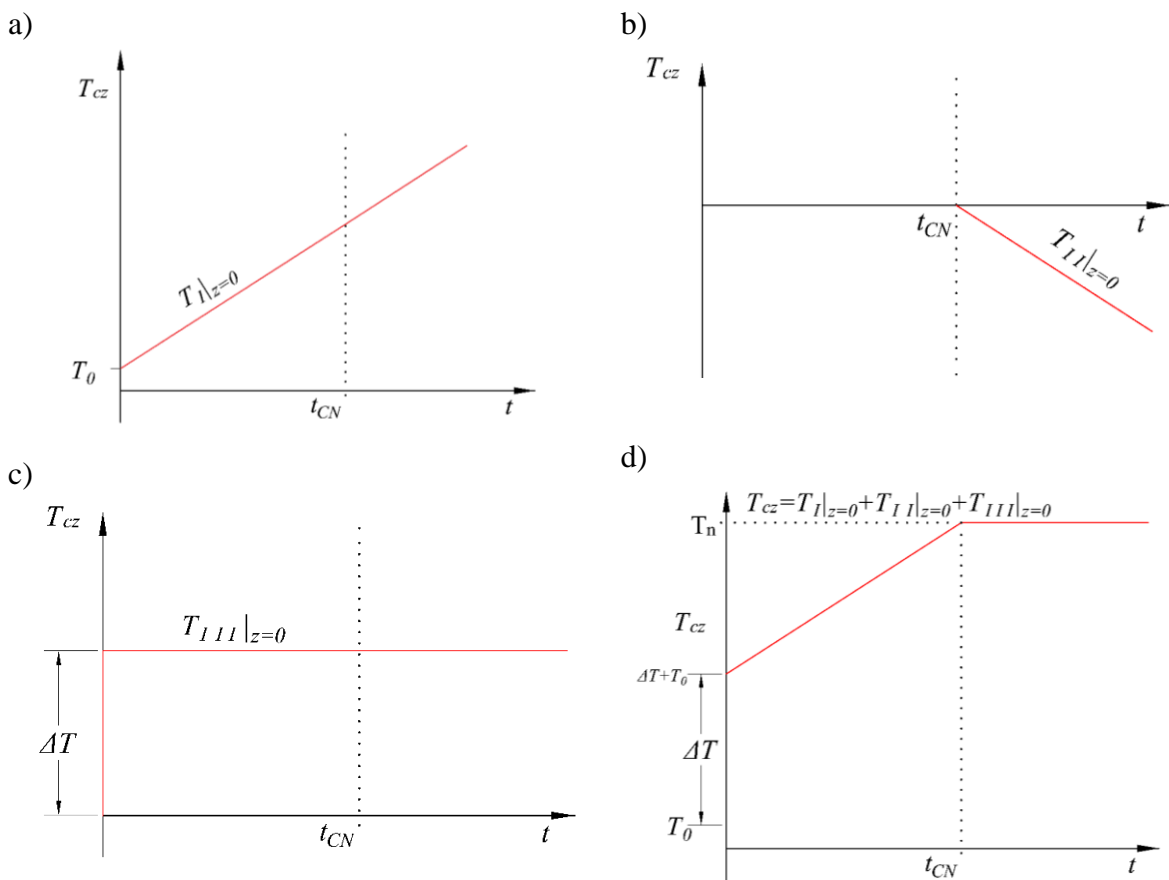
gdzie:

$$T_n = T_0 + \Delta T + v_T t_{cn}$$

Warunki początkowe są następujące:

$$\begin{aligned} T_{cz}|_{t=0} &= T_0 \\ T_w|_{t=0} &= T_0 \end{aligned} \quad (8-6)$$

Do rozwiązania równań (8-3) i (8-4) przy założonych warunkach początkowych i brzegowych (8-5) i (8-6) wykorzystano metodę superpozycji. Sposób rozwiązywania zagadnień przy użyciu metody superpozycji pokazano na rysunku 8-2. Równania opisujące zmiany temperatury czynnika i ścianki rury w stanie nieustalonym, wywołanym nagłym liniowym wzrostem temperatury czynnika na wlocie do rurociągu są szczegółowo opisane w [72, 86].



Rys. 8-2. Zmiana temperatury czynnika na wlocie do rurociągu – warunki brzegowe dla I, II i III składowej w metodzie superpozycji, a) składowa I, b) składowa II, c) składowa III, d) suma składowych temperatury czynnika.

Rozwiązaniem zagadnienia (8-3) i (8-4) przy warunkach początkowo-brzegowych (8-5) - (8-6) jest:

- Temperatura pary

$$T_{cz} = T_I(t) + T_{III}(t), \quad 0 \leq t \leq t_{cn}, \quad t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-7)$$

$$T_{cz} = T_I(t) + T_{III}(t) + T_{II}(t - t_{cn}), \quad 0 \leq t \leq t_{cn}, \quad t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-8)$$

gdzie składowe I, II i III wynoszą:

$$T_I = v_T \tau_w \{ e^{-(\xi+\eta)} [(\eta - \xi)U(\xi, \eta) + \xi I_0(2\sqrt{\xi\eta}) + \sqrt{\xi\eta} I_1(2\sqrt{\xi\eta})] \} \quad (8-9)$$

$$t \geq t_{pr}, t_{cn} \geq t_{pr}$$

$$T_{II}(t - t_{cn}) = -v_T \tau_w \{ e^{-(\xi+\eta_1)} [(\eta_1 - \xi)U(\xi, \eta_1) + \xi I_0(2\sqrt{\xi\eta_1}) + \sqrt{\xi\eta_1} I_1(2\sqrt{\xi\eta_1})] \}, \quad (8-10)$$

$$t \leq t_{cn}, t_{cn} \geq t_{pr}$$

$$T_{III} = T_0 + \Delta T U(\xi, \eta) e^{-(\xi+\eta)}, \quad (8-11)$$

$$t \geq t_{pr}, t_{cn} \geq t_{pr}$$

- Temperatura ścianki rurociągu

$$T_w = T_{wI}(t) + T_{wIII}(t), \quad 0 \leq t \leq t_{cn}, t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-12)$$

$$T_w = T_{wI}(t) + T_{wIII}(t) + T_{wII}(t - t_{cn}), \quad 0 \leq t \leq t_{cn}, t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-13)$$

Składowe I, II i III temperatury ścianki występujące w równaniach (8-12) i (8-13) wynoszą:

$$T_{wI} = T_I - v_T \tau_w e^{-(\xi+\eta)} [U(\xi, \eta) - I_0(2\sqrt{\xi\eta})] \quad t \geq t_{pr}, t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-14)$$

$$\geq t_{pr}$$

$$T_{wII}(t - t_{cn}) = T_{II} + v_T \tau_w e^{-(\xi+\eta_1)} [U(\xi, \eta_1) - I_0(2\sqrt{\xi\eta_1})], \quad t \leq t_{cn}, t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-15)$$

$$\geq t_{pr}$$

$$T_{wIII} = T_0 + \Delta T e^{-(\xi+\eta)} [U(\xi, \eta) - I_0(2\sqrt{\xi\eta})], \quad t \geq t_{pr}, t_{cn} \geq t_{pr} \quad (8-16)$$

$$\geq t_{pr}$$

gdzie funkcja U określona jest wzorem

$$U(\xi, \eta) = e^{(\xi+\eta)} - \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\xi}{\eta} \right)^{\frac{n}{2}} I_n(2\sqrt{\xi\eta}) \quad (8-17)$$

We równaniach (8-9) ÷ (8-17) symbole I_0, I_1, I_n oznaczają zmodyfikowane funkcje Bessel'a rzędu zerowego, pierwszego i n -tego. Przyjęto także następujące oznaczenia:

$$v_T = \frac{(T_n - T_0)}{t_{cn}}, \quad \xi = \frac{x NTU}{L}, \quad \eta = \frac{t - t_{pr}}{\tau_w}, \quad \eta_1 = \frac{t - t_{cn} - t_{pr}}{\tau_w}, \quad (8-18)$$

$$t_{pr} = x NTU \tau_{cz},$$

gdzie t_{pr} oznacza czas przebycia cząstki czynnika od wlotu rurociągu do danej współrzędnej x , v_T oznacza szybkość zmian temperatury czynnika

Liczba jednostek wymiany ciepła NTU oraz stała czasowa dla cieczy określone jest odpowiednimi wzorami:

$$NTU = \frac{\alpha A_{wew}}{\dot{m} c_{pcz}} = \frac{\alpha A_{wew}}{\rho_{cz} w_{cz} A_{cz} c_{pcz}}$$

$$\tau_{cz} = \frac{m c_{pcz}}{\alpha_{wew} A_{wew}} = \frac{\rho_{cz} L A_{cz} c_{pcz}}{\alpha_{wew} A_{wew}} \quad (8-19)$$

W celu przeprowadzenia symulacji pracy rurociągu do obliczeń przyjęte zostały następujące stałe fizyczne: $\lambda_w=44.68$ W/(m·K), $\rho_w=7766$ kg/m³, $c_w=545.3$ J/(kg·K), $a_w=1,055 \cdot 10^{-5}$ m²/s, $c_{pcz}=2686,4$ J/(kg·K), $\rho_{cz}=40.77$ kg/m³, $\lambda_{cz}=0.0841$ W/(m·K), $\nu_{cz}=0.7576 \cdot 10^{-6}$ m²/s,

Założono również, że początkowa temperatura ścianki i przepływającej pary była taka sama i wynosiła $T_0=20^\circ\text{C}$. Temperatura czynnika na wlocie do rurociągu została podniesiona skokowo o $\Delta T = 100\text{K}$ i zmieniała się ze stałą prędkością $\nu_T=10$ K/min= $1/6$ K/s w przedziale czasowym od 0 do $t_{cn}=2519.9$ s. Prędkość przepływu pary w rurociągu jest stała i wynosi: $w_c=56.57$ m/s ($Re=1,822 \cdot 10^7$). Współczynnik wnikania ciepła na wewnętrznej powierzchni rurociągu α_{wew} , przy stałej prędkości przepływu czynnika w_{cz} , został obliczony przy wykorzystaniu korelacji na liczbę Nusselt'a zaproponowaną przez Dittus-Boelter'a [42, 76, 77, 87]:

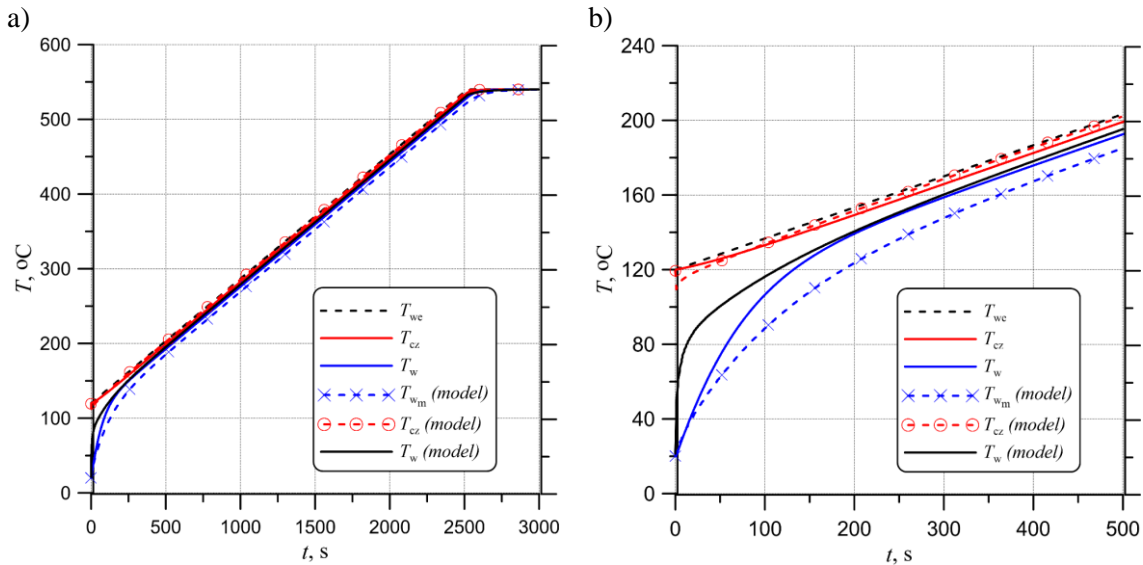
$$Nu = 0,023Re^{0,8}Pr^n \quad (8-20)$$

gdzie:

$n = 0,3$ –gdy czynnik jest chłodzony, $n = 0,4$ – gdy czynnik jest ogrzewany.

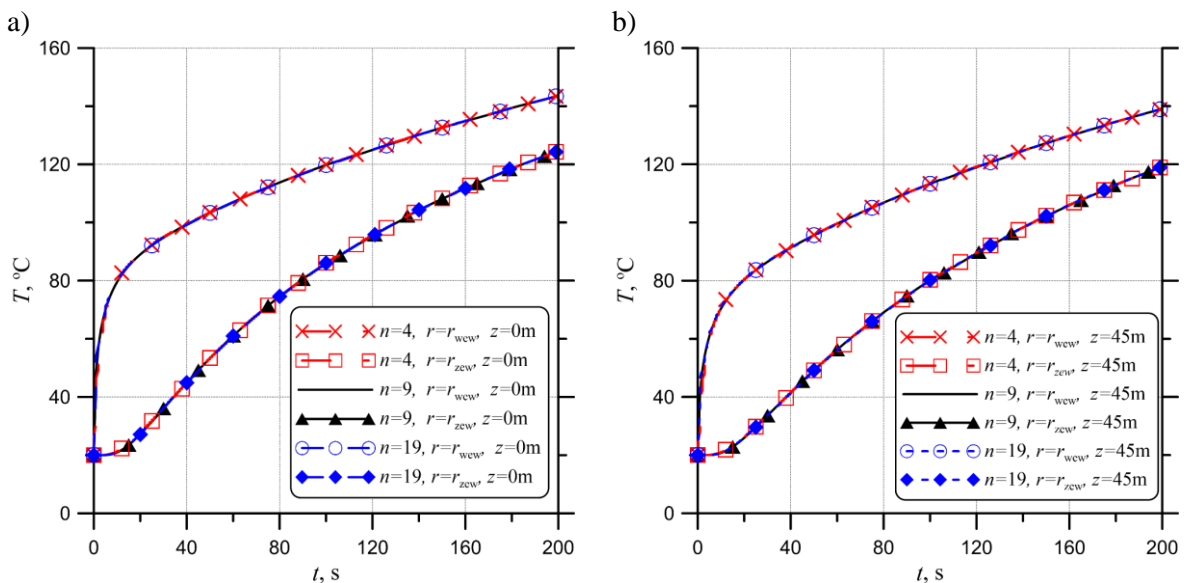
Biorąc pod uwagę liczbę Reynolds'a równą $Re=1,822 \cdot 10^7$ oraz liczbę Prandtl'a $Pr=0,9869$, obliczony współczynnik wnikania ciepła wyniósł $\alpha_{wew} = 5079,78$ W/(m²·K). Liczba jednostek wymiany ciepła $NTU = 1,82$. Stałe czasowe dla cieczy i ścianki odpowiednio są równe: $\tau_{cz} = 1,32$ s, $\tau_w = 38,82$ s.

Temperatury cieczy i ścianki rurociągu uzyskane z obliczeń wykorzystujących wzory analityczne oraz z obliczeń bazujących na proponowanej metodzie numerycznej porównane zostały na rys. 8-3. Analizując wyniki przedstawione na rys. 8-3 zauważyć można, że dla początkowej fazy nagrzewania rurociągu parowego, średnie temperatury ścianek obliczone za pomocą metody analitycznej i przy zastosowaniu metody objętości skończonych znacznie się różnią. W dalszej fazie nagrzewania, średnia temperatura ściany rurociągu obliczona przy użyciu wzorów analitycznych zbliżona jest do temperatury powierzchni wewnętrznej, obliczonej przy użyciu opracowanej metody numerycznej.



Rys. 8-3. Porównanie temperatur czynnika (T_{CZ}) oraz ścianki rurociągu (T_W) obliczone przy użyciu metody analitycznej oraz zaproponowanej metody numerycznej a) przedział czasowy $0 \leq t \leq 3000$ s, b) przedział czasowy $0 \leq t \leq 500$ s.

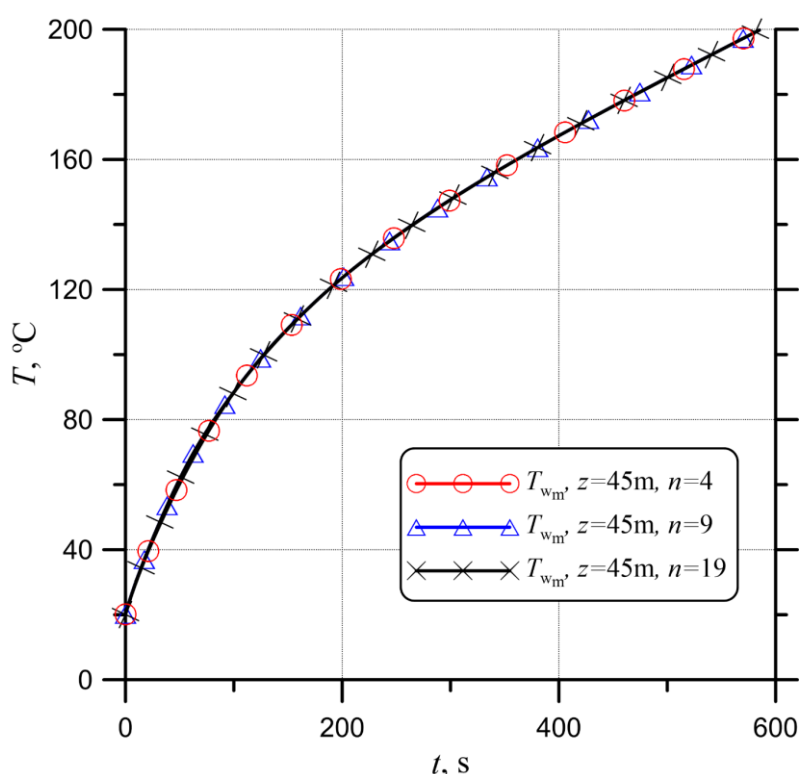
Uzyskane temperatury czynnika za pomocą metody analitycznej oraz za pomocą opracowanej metody numerycznej różnią się nieznacznie. Dla sprawdzenia wpływu założonego podziału ściany na n-liczbę objętości skończonych, przeprowadzono obliczenia rozkładu temperatury w ścianie rurociągu oraz w obszarze zajmowanym przez parę dla różnej liczby podziału ścianki. Uzyskane wyniki przedstawione zostały na rys. 8-4. Z analizy wyników pokazanych na rys.8-4 widać, że nawet przy czterech skończonych objętościach, tj. dla pięciu węzłów równomiernie rozłożonych na grubości ścianki rurociągu, uzyskano zadowalającą dokładność obliczeń. Prawie identyczne wyniki uzyskano dla podziału ściany rury na dziewięć (10 węzłów) lub dziesięć (20 węzłów) objętości skończonych.



Rys. 8-4. Porównanie temperatur na powierzchni wewnętrznej i zewnętrznej ścianki rurociągu zależnej od czasu dla różnej liczbie n podziału grubości ścianki na objętości kontrolne a) na wlocie rurociągu $z = 0$ m, b) na wylocie rurociągu $z = 45$ m.

Na rysunku 8-5 przedstawione zostało porównanie średniej temperatury na grubości ścianki rurociągu dla różnego podziału ścianki na objętości skończone. Uzyskana temperatura średnia dla podziału na cztery, dziewięć oraz dziewiętnaście objętości skończonych jest taka sama. Obliczenia dla większego podziału na objętości skończone w kierunku promieniowym nie zwiększają ich dokładności, natomiast wydłużają czas obliczeń.

Rozkład temperatury w ściance rurociągu w kierunku promieniowym jest obliczany w pięciu węzłach rozmieszczonych równomiernie ($n=4$). Liczba węzłów w kierunku osiowym jest równa $M+1=21$.



Rys. 8-5. Porównanie średnich temperatur ścianki rurociągu dla różnej liczbie n podziału grubości ścianki na objętości kontrolne

Kolejne obliczenia nagrzewania rurociągu przeprowadzone zostały przy uwzględnieniu zależnych od temperatury właściwości termofizycznych czynnika roboczego i materiału, z którego wykonany jest rurociąg. Właściwości termofizyczne stali w funkcji temperatury pokazane na rysunku 8-1 zostały opisane funkcjami (8-1) i (8-2).

Wykorzystany w równaniach zachowania pędu (6-22) i (6-25) współczynnik strat tarcia ξ został wyznaczony za pomocą korelacji Churchilla (8-21) oraz Hallanda (8-22) [38].

$$\xi = \left[\left(\frac{64}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (8-21)$$

gdzie:

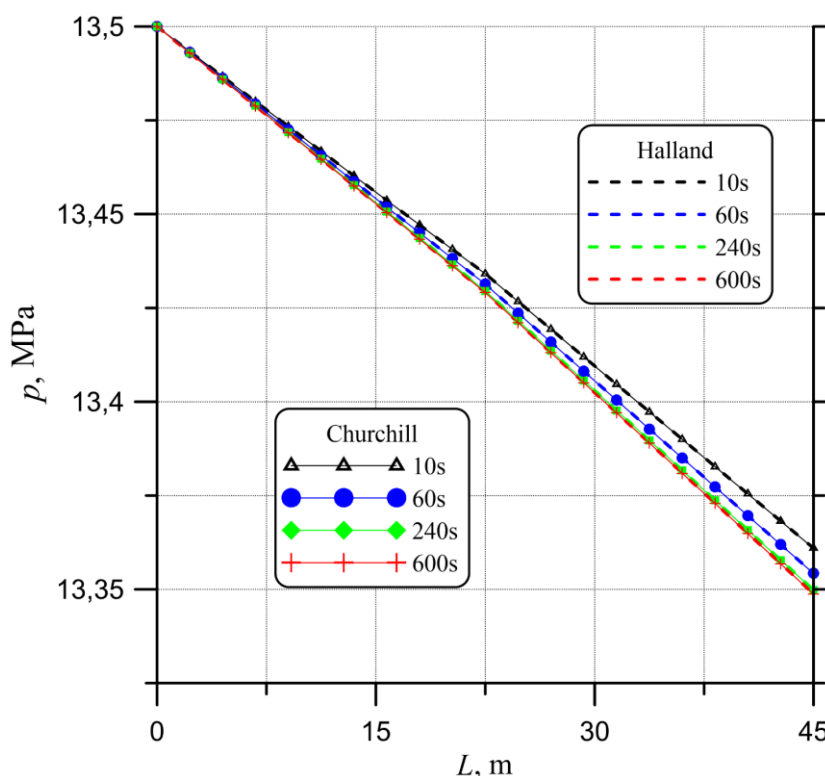
$$A = \left[0,8687 \ln \frac{1}{\frac{0,883(\ln Re)^{1,282}}{Re^{1,007}} + 0,27\varepsilon} \right]^{16}, \quad B = \left(\frac{13,269}{Re} \right)^{16}$$

$$\xi = \left\{ -1,8 \log_{10} \left[\frac{6,9}{Re} + \left(\frac{\varepsilon}{3,75} \right)^{1,11} \right] \right\}^{-2} \quad (8-22)$$

Występująca w równaniach (8-21) i (8-22) chropowatość względna ε obliczana jest za pomocą wzoru (8-23), przyjmując chropowatość bezwzględna dla stali węglowej równą $Ra = 0,045$ m [38].

$$\varepsilon = \frac{Ra}{1000 \cdot d_{wew}} \quad (8-23)$$

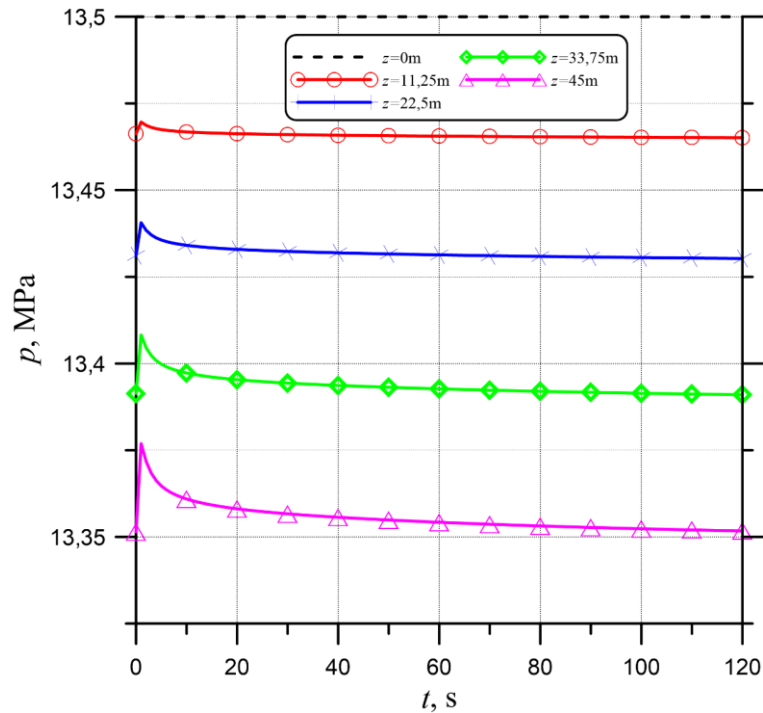
Na rysunku 8-6 przedstawione zostało porównanie wartości spadku ciśnienia czynnika roboczego (wzdłuż drogi jego przepływu) wyznaczonego z równania (7-33) przy wykorzystaniu współczynnika strat tarcia ξ obliczonego przy użyciu korelacji Churchill'a (8-21) oraz Halland'a (8-22).



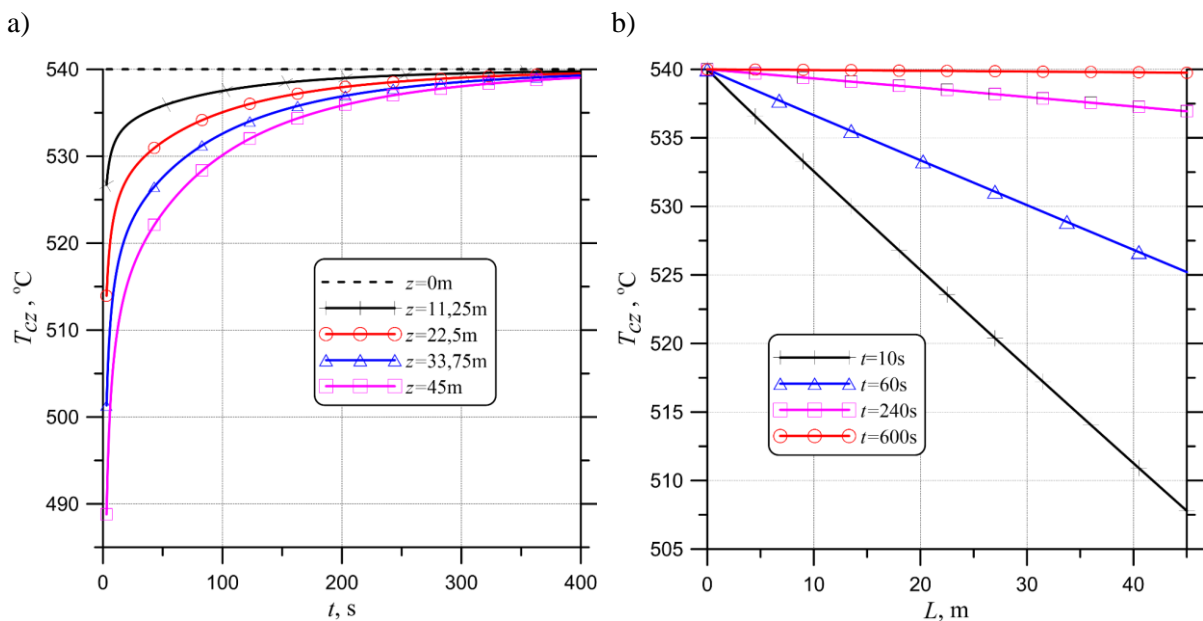
Rys. 8-6. Porównanie spadku ciśnienia wzdłuż długości rurociągu wyznaczonego przy zastosowaniu współczynnika strat tarcia ξ obliczonego przy zastosowaniu korelacji Churchill'a i Haaland'a

Z przedstawionych na rysunku 8-6 przebiegów rozkładu ciśnienia wzdłuż długości rurociągu można zauważyć, że wyniki obliczeń ciśnienia przy zastosowaniu różnych korelacji do wyznaczenia współczynnika strat tarcia ξ nie różnią się od siebie. Z tego względu, w dalszej części niniejszego opracowania współczynnik ξ będzie wyznaczany przy użyciu korelacji Churchill'a.

Na rysunkach (8-7) ÷ (8-12) przedstawione zostały wybrane wyniki obliczeń. Zmiany temperatury pary w funkcji czasu dla węzła nr 1 ($z=0\text{m}$), dla węzła nr 6 ($z=11,25\text{m}$), dla węzła nr 16 ($z=33,75$) oraz dla węzła nr 21 ($z=45\text{m}$) przedstawiono została na rysunku 8-8a. Dla tych samych węzłów na rysunku 8-7 zostały przedstawiono zmiany ciśnienia w czasie. Na rysunku 8-8b zilustrowany został spadek temperatury pary w kierunku jej przepływu dla wybranych punktów czasowych. Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 8-8 wynika, że po czasie $t=600\text{s}$ temperatura pary osiąga stan ustalony.

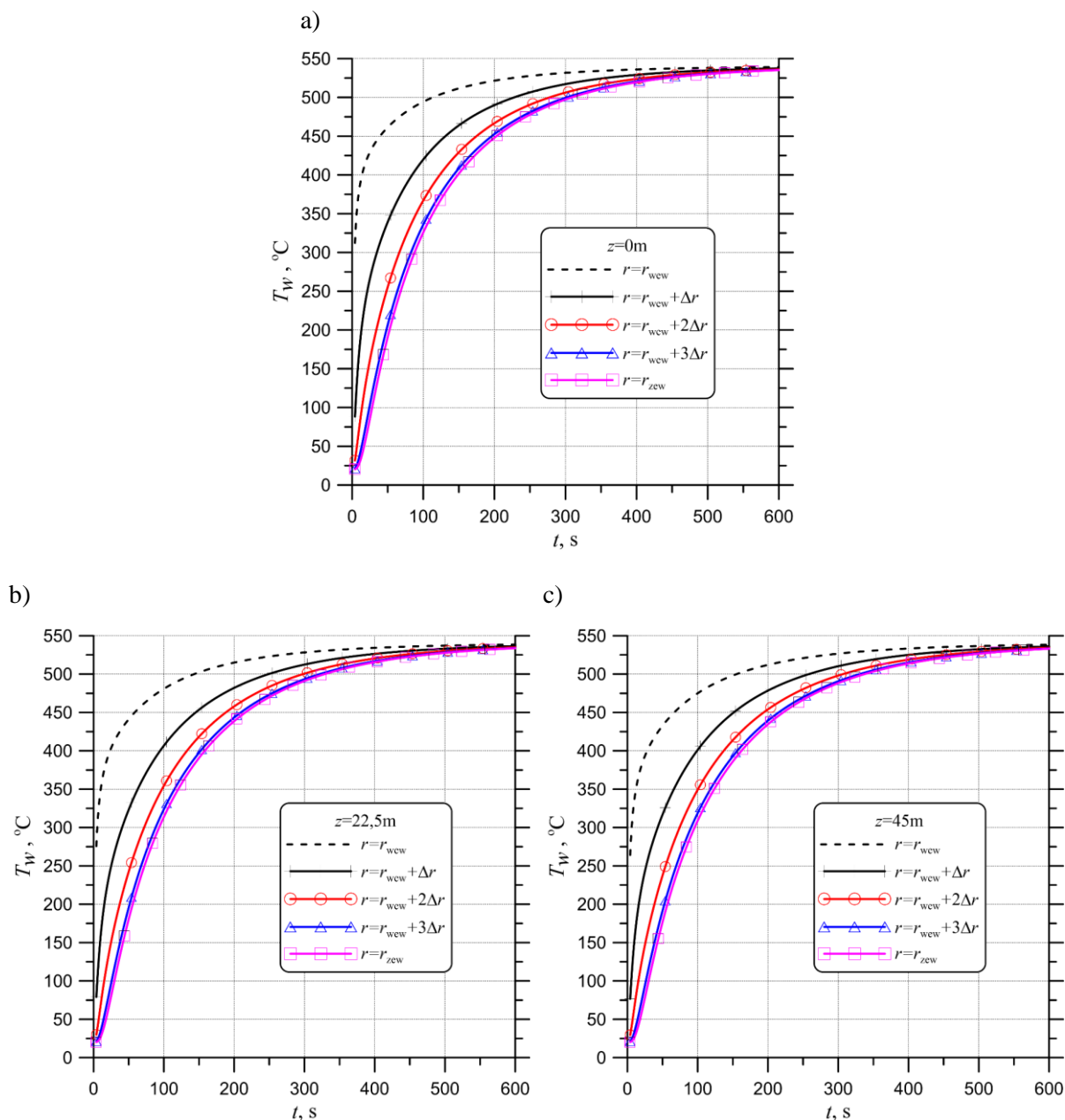


Rys. 8-7. Przebieg ciśnienia w funkcji czasu dla 1, 6, 11, 16 oraz dla 21 węzła



Rys. 8-8. Rozkład temperatury czynnika a) w funkcji czasu dla wybranych węzłów leżących wzdłuż rurociągu, b) wzdłuż długości rurociągu dla 10, 60, 240 i 600s.

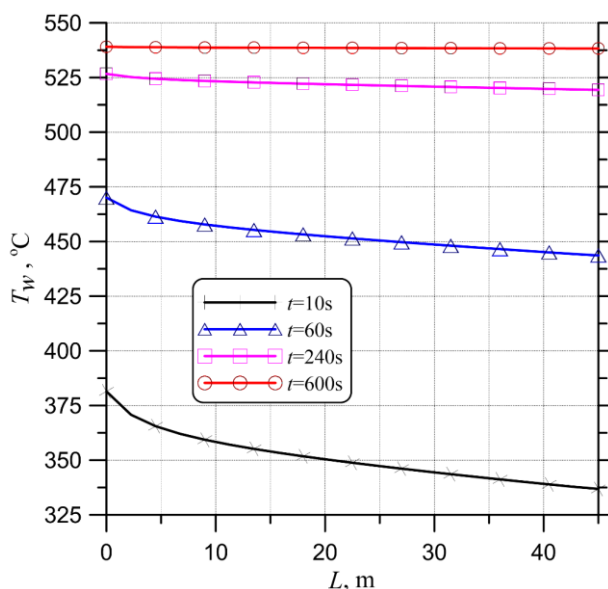
Na rysunkach 8-9 zostały przedstawione wyniki obliczeń obrazujące zmiany temperatury w ścianie rurociągu w czasie dla trzech przekrojów poprzecznych: na wlocie rurociągu ($z=0\text{m}$) (rys. 8-9a) , w połowie długości rurociągu ($z=22,5\text{m}$) (rys. 8-9b) oraz na końcu rurociągu ($z=45\text{m}$) (rys. 8-9c). Przedstawione rozkłady temperatury ścianki uzyskano dla pięciu węzłów równomiernie rozłożonych. Dla przykładu w przekroju poprzecznym na wlocie rurociągu ($z=0\text{m}$) na powierzchni wewnętrznej ($r=r_{wew}$) leży węzeł nr 1. Kolejne węzły są oddalone od siebie o Δr aż do węzła nr 5 leżącego na powierzchni zewnętrznej ($r=r_{zew}$).



Rys. 8-9. Rozkład temperatury w ścianie a) na początku rurociągu $z=0\text{m}$, b) w środku rurociągu $z=22,5\text{m}$ c) na wylocie z rurociągu $z=45\text{m}$.

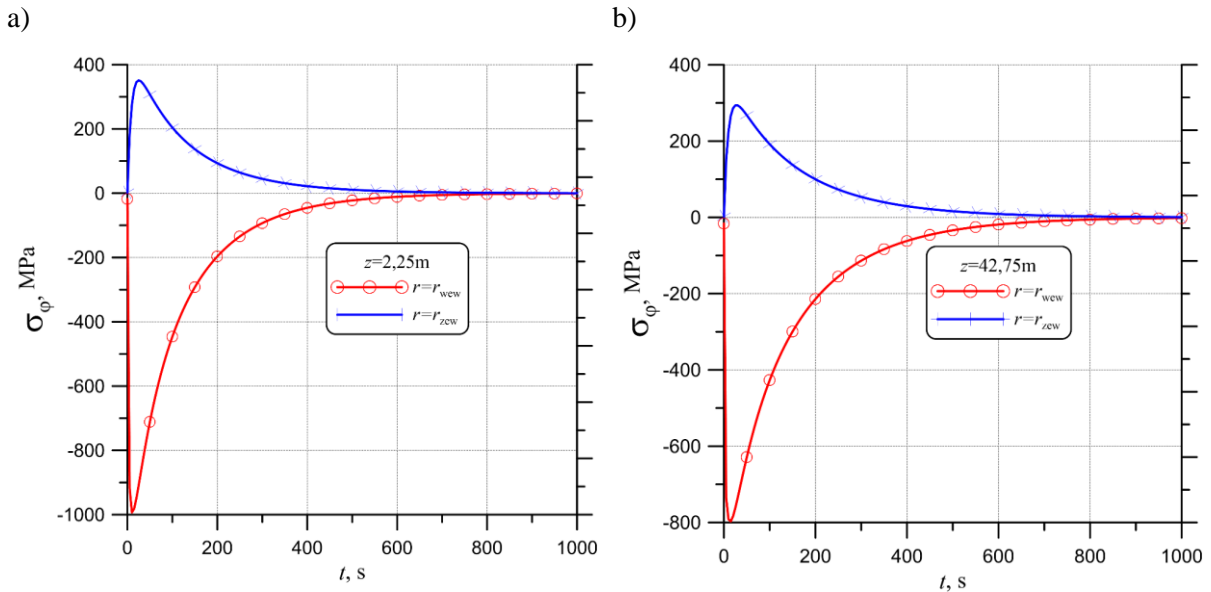
Analizując rozkłady temperatury w ściance rurociągu przedstawione na rysunkach 8-9a ÷ 8-9c można zauważyć, że na początku procesu nagrzewania rurociągu występuje największa różnica temperatury na grubości ścianki. W miarę upływu czasu różnica ta szybko maleje.

Rozkład temperatury ścianki wzdłuż długości rurociągu pokazany został na rysunku 8-10. Interpretując wyniki na wykresach 8-9 oraz 8-10 widać, że temperatura ścianki na wewnętrznej powierzchni po czasie $t=600s$ osiąga stan ustalony.



Rys. 8-10. Temperatura ścianki na wewnętrznej powierzchni w różnych czasach na długości rurociągu.

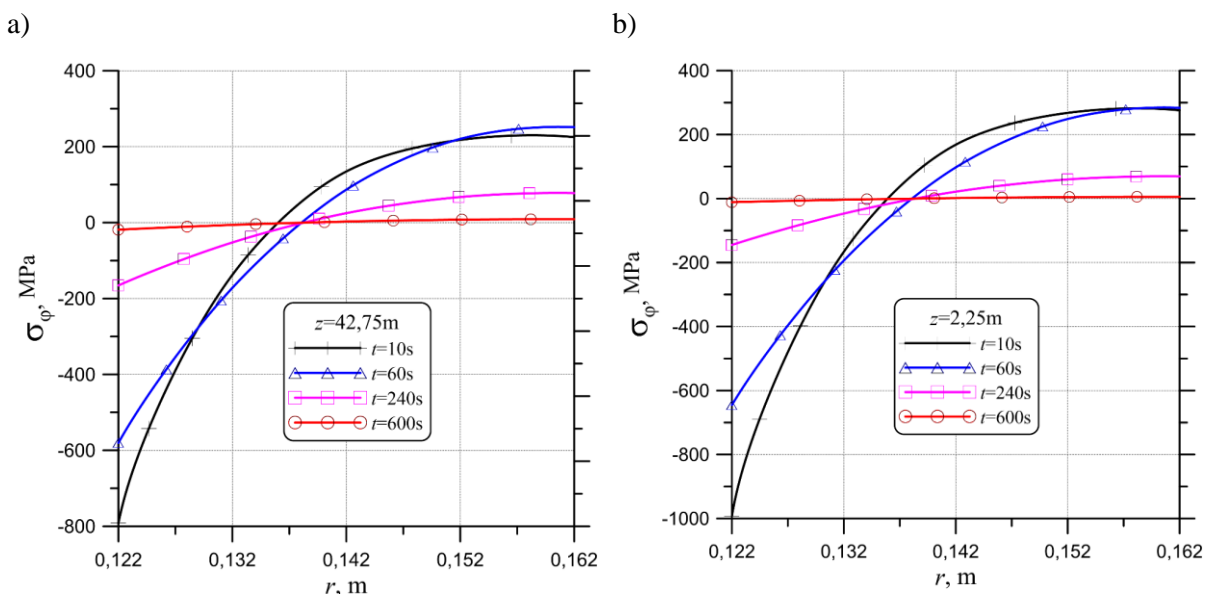
Uzyskany rozkład temperatury na grubości ścianki rurociągu za pomocą opracowanego modelu numerycznego posłużył do wyznaczenia przy użyciu równań (7-20) ÷ (7-24) naprężeń termicznych. Wyznaczone naprężenia promieniowe σ_r na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rurociągu są równe zero natomiast naprężenia osiowe σ_z i obwodowe σ_φ są sobie równe. Wyznaczone rozkłady naprężeń obwodowych σ_φ na powierzchni wewnętrznej ($r=r_{zew}$) oraz zewnętrznej ($r=r_{zew}$) zostały przedstawione na rys. 8-11a dla przekroju poprzecznego na początku $z=2,25m$ oraz na końcu rurociągu $z=42,75m$.



Rys. 8-11. Przebiegi naprężeń obwodowych w czasie a) na początku rurociągu $z=2,25\text{m}$, b) na końcu rurociągu $z=42,75\text{m}$.

Analizując wyniki pokazane na rys. 8-11 można stwierdzić, że na wewnętrznej powierzchni rurociągu występują wysokie naprężenia ściskające, natomiast na powierzchni zewnętrznej występują znacznie mniejsze naprężenia rozciągające. Największa wartość naprężeń termicznych występuje na początku nagrzewania rurociągu i ma tendencję spadkową w miarę upływu czasu. Wysokie wartości naprężeń spowodowane są wysokim skokiem temperatury pary 520 K w czasie $t=0$.

Rozkład obwodowych naprężeń termicznych na grubość ścianki w dwóch przekrojach, w chwili 10s, 60s, 240s i 600s od początku nagrzewania rurociągu, pokazano na rysunku 8-12. Z przedstawionych wyników obliczeń naprężeń (rys. 8-12) wynika, że w pobliżu powierzchni wewnętrznej występują naprężenia ściskające natomiast w pobliżu powierzchni zewnętrznej naprężenia są rozciągające.



Rys. 8-12. Przebiegi naprężeń obwodowych w czasie a) na początku rurociągu $z=2,25\text{m}$, b) na końcu rurociągu $z=42,75\text{m}$.

8.1.2. Modelowanie CFD zjawisk przeplywowo cieplnych w rurociagu parowym

W tym podrozdziale zostaly przedstawione wyniki z symulacji procesu nagrzewania rurociagu wykorzystujac modelowanie CFD przy uzyciu programu ANSYS CFX 18.2 [3].

W kazdym modelowaniu procesow przeplywowo-cieplnych podstawa jest sformulowanie zasad zachowania masy, pedu i energii.

W zapisie wektorowym rownanie zachowanie masy, pedu i energii przyjmujac odpowiednio postac:

- rownanie zachowania masy:

$$\frac{\partial \rho_{cz}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{cz} \mathbf{W}) = 0 \quad (8-24)$$

- rownanie zachowania pedu :

$$\frac{\partial (\rho_{cz} \mathbf{W})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{cz} \mathbf{W} \otimes \mathbf{W}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + S_M \quad (8-25)$$

- rownanie zachowania energii:

$$\frac{\partial (\rho_{cz} h)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{cz} \mathbf{W} h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \mathbf{W} \cdot \nabla p + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{W} + S_E \quad (8-26)$$

gdzie: ρ_{cz} - gescosc czynnika, \mathbf{W} - wektor predkosci czynnika, p - cisnienie, $\boldsymbol{\tau}$ - tensor naprezien, S_M - jednostkowa moc zrodla pedu, h - entalpia wlasciwa, λ - wspolczynnik przewodzenia ciepla, T - temperatura, S_E - jednostkowa moc ciaglego zrodla energii.

Wystepujacy we wzorach (8-25) i (8-26) tensor naprezien $\boldsymbol{\tau}$ w funkcji predkosci odkształcenia dane jest zaleznošcia:

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left(\nabla \mathbf{W} + (\nabla \mathbf{W})^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot \mathbf{W} \right) \quad (8-27)$$

gdzie: δ -macierz jednostkowa (Kronecker'a).

Przy modelowaniu rurociagu parowego za pomoca metod CFD uzyty zostal dwuwymiarowy model turbulentny k - ϵ [108,109], ktory jest oparty na rownaniach zachowania pedu i energii. Model k - ϵ pozwala wyznaczyć dynamiczny wspolczynnik lepkości turbulენტnej. W tym celu wprowadzone zostaly dwa dodatkowe rownanie na energie kinetyczna turbulencji k oraz na predkosć dyssypacji energii kinetycznej turbulencji ϵ .

Energia kinetyczna turbulencji k określona jest zaleznošcia:

$$\frac{\partial (\rho_{cz} k_e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_{cz} k_e w_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k_e}{\partial x_j} \right) + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho_{cz} \epsilon \quad (8-28)$$

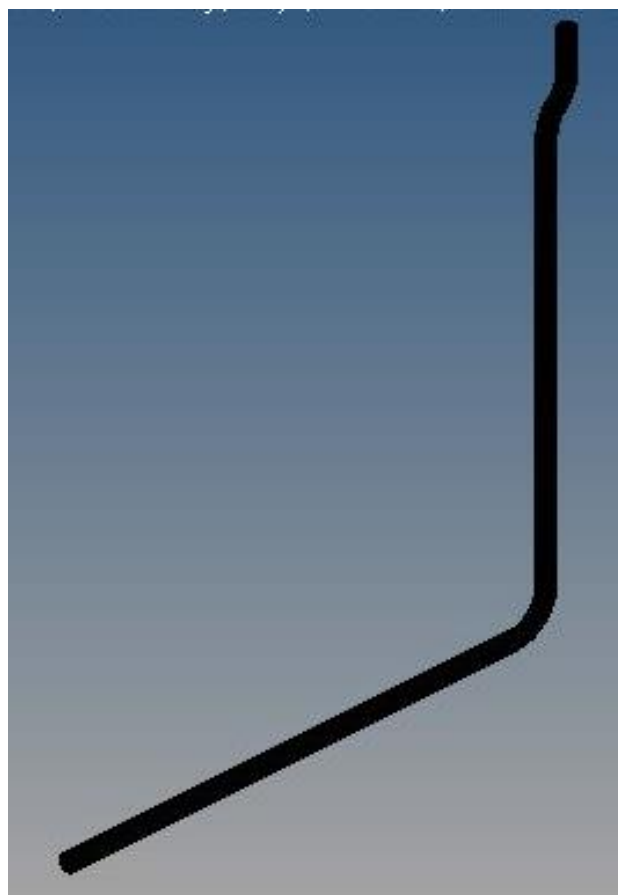
Prędkość dyssypacji energii kinetycznej turbulencji ϵ przedstawia zaleznošć:

$$\frac{\partial(\rho_{cz}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_{cz}\varepsilon w_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k_e} 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho_{cz} \frac{\varepsilon^2}{k_e} \quad (8-29)$$

Występujące we wzorach (8-28) i (8-29) zmienne oznaczają: w_i - składową prędkości w odpowiednim kierunku, E_{ij} - składową szybkości odkształcania, μ_t - dynamiczny współczynnik lepkości turbulentnej, który dany jest wzorem (8-30). Natomiast następujące stałe, które zostały wyznaczone doświadczalnie, wynoszą $\sigma_k=1,0$; $\sigma_\varepsilon=1,3$; $C_{1\varepsilon}=1,44$; $C_{2\varepsilon}=1,92$; $C_\mu=0,09$.

$$\mu_t = \rho_{cz} C_\mu \frac{k_e^2}{\varepsilon} \quad (8-30)$$

Symulacje CFD przeprowadzone zostały dla dwóch modeli geometrii rurociągu o rzeczywistych wymiarach (rys.8-13). W pierwszym modelu uwzględniona została izolacja na zewnętrznej powierzchni rurociągu o grubości $s_{iz}=0,2\text{m}$. Drugi model, w zależności od założonego warunku brzegowego na zewnętrznej powierzchni, pozwalał na symulację pracy rurociągu bez izolacji cieplnej oraz z idealnie zaizolowaną cieplnie powierzchnią zewnętrzną. Dla modelu rurociągu z rzeczywistą izolacją została utworzona siatka objętości kontrolnych. Dla modelu rurociągu z izolacją utworzona została siatka obliczeniowa o liczbie elementów równej 2196048 oraz węzłów 1816047.



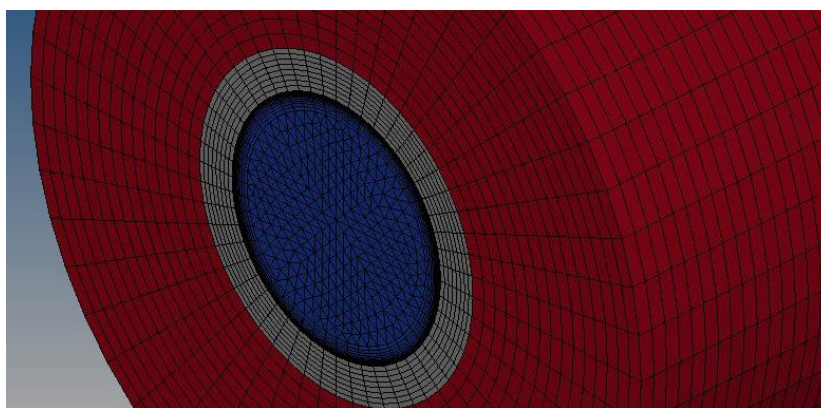
Rys. 8-13. Model geometryczny rurociągu parowego

Na rysunku 8-14 przedstawiony został fragment siatki numerycznej z uwzględnieniem warstwy przyściennej dla pary. Wysokość pierwszej komórki warstwy przyściennej wynosi 0.04mm dla parametru $y^+ = 5$.

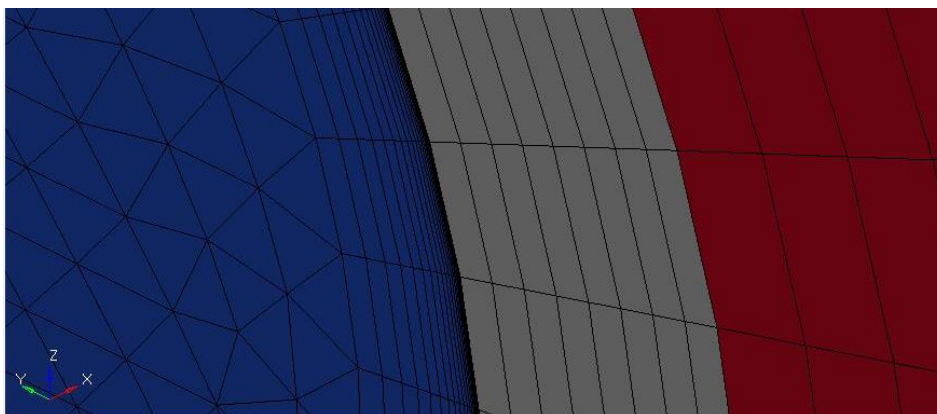
W modelu rurociągu uwzględniono zmienne, w funkcji temperatury, właściwości termofizyczne stali 13HMF, opisane w modelu wielomianem trzeciego rzędu. Właściwości termofizyczne pary w funkcji ciśnienia i temperatury oparte są na bibliotekach parowych IAPWS-IF97.

Obliczenia zostały przeprowadzone zarówno dla stanu ustalonego jak i nieustalonego. Zostały przyjęte następujące dane: $T_{cz}=540^{\circ}\text{C}$, $p=13,5\text{ MPa}$, $\dot{m} = 105,55\text{ kg/s}$, $T_a=30^{\circ}\text{C}$, $\alpha_{zew}=8\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$.

a)



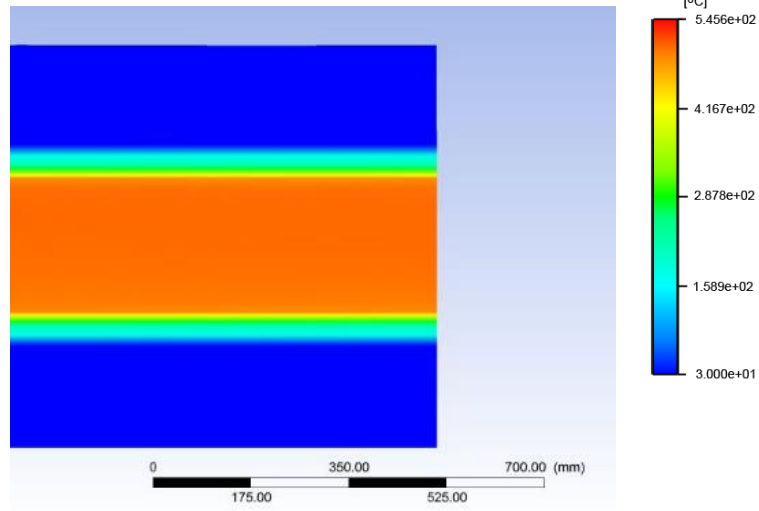
b)



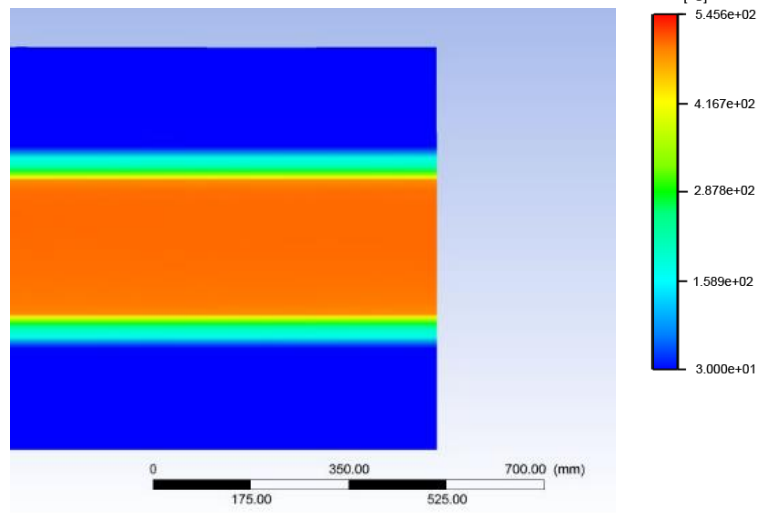
Rys. 8-14. Siatka numeryczna a) warstwa przyścienna w obszarze pary b)

Na rysunku 8-15 pokazane zostały wyniki z symulacji CFD. Przedstawione zostały rozkłady temperatury pary, metalu oraz izolacji w przekroju wykonanym wzdłuż osi rurociągu dla wybranych punktów czasowych. Z uwagi na długość rurociągu pokazano fragment przekroju, przedstawiający okolice wylotu z rurociągu.

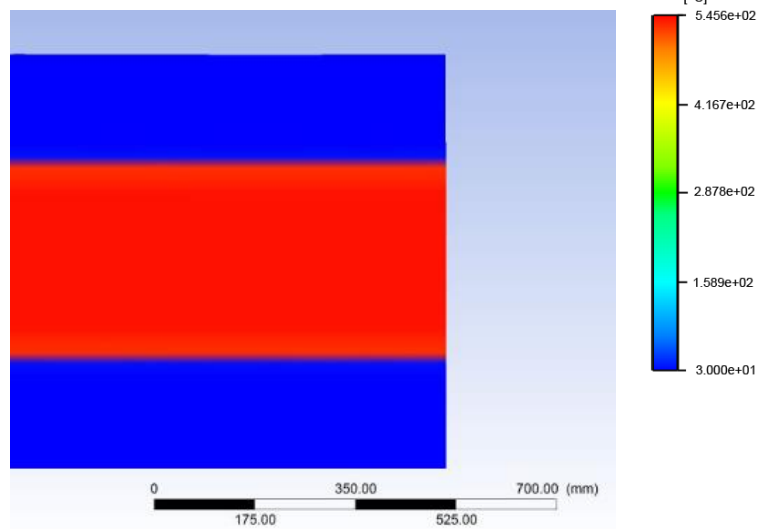
a)



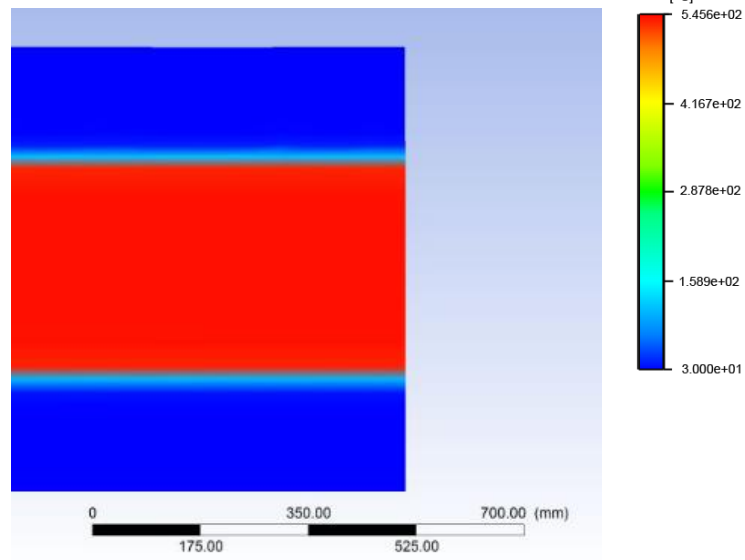
b)



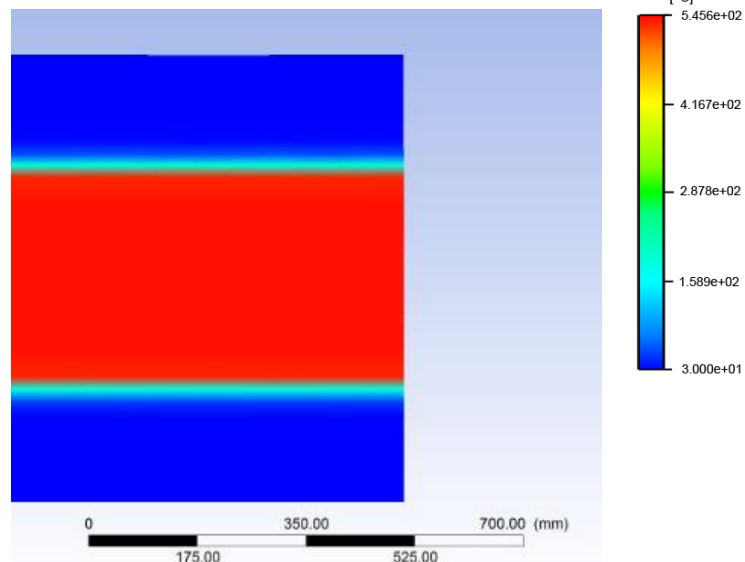
c)



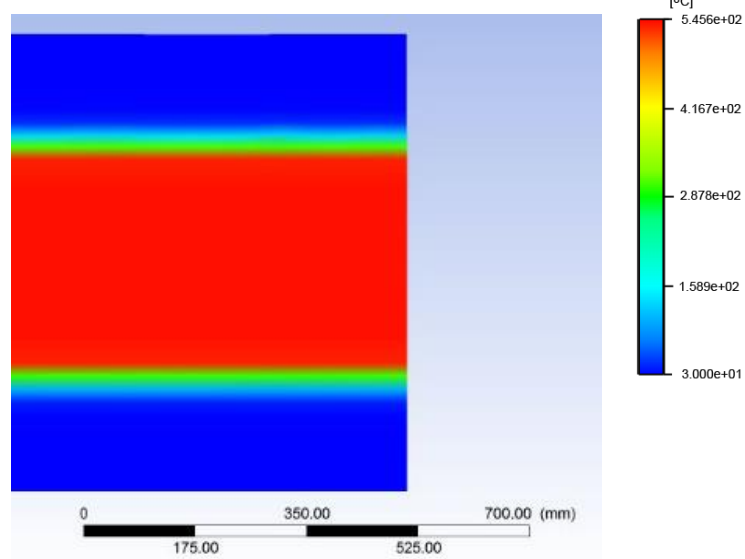
d)



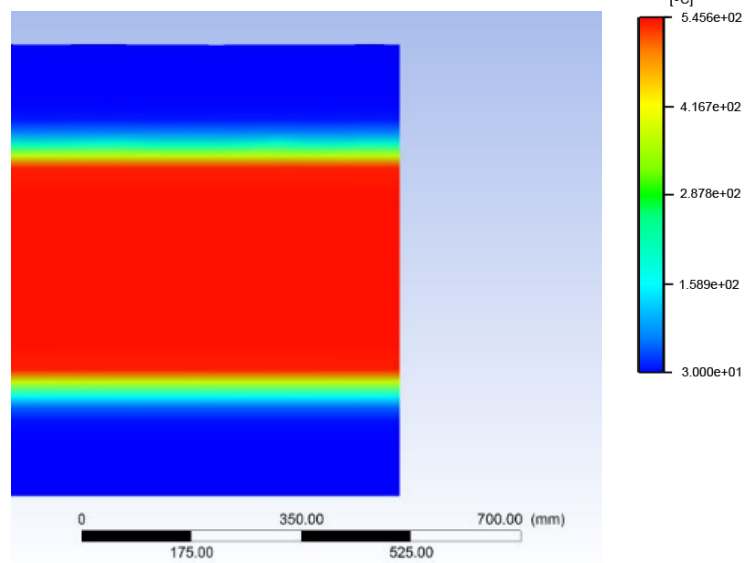
e)



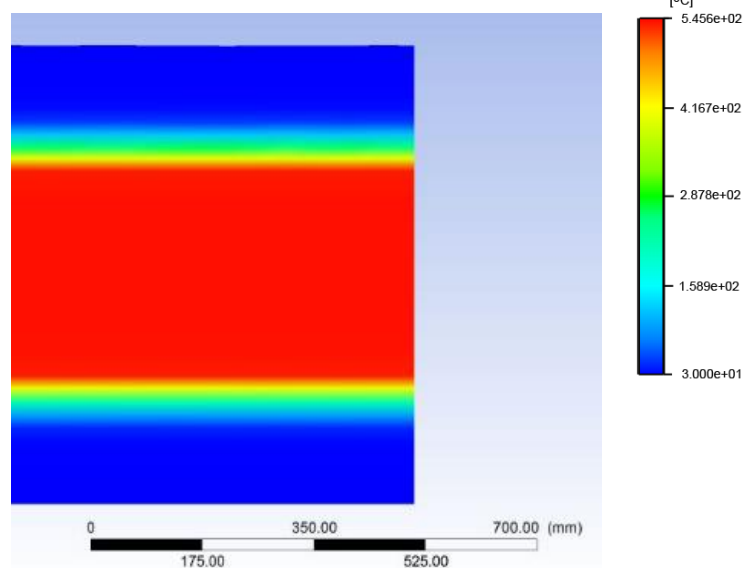
f)



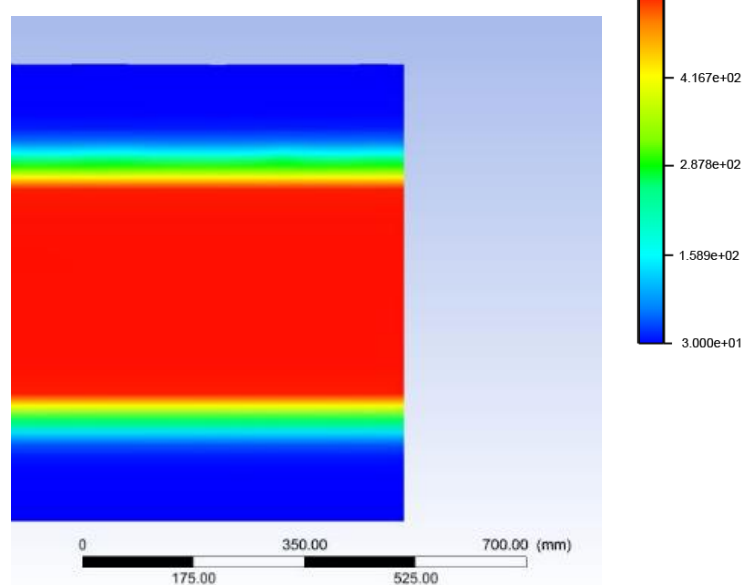
g)



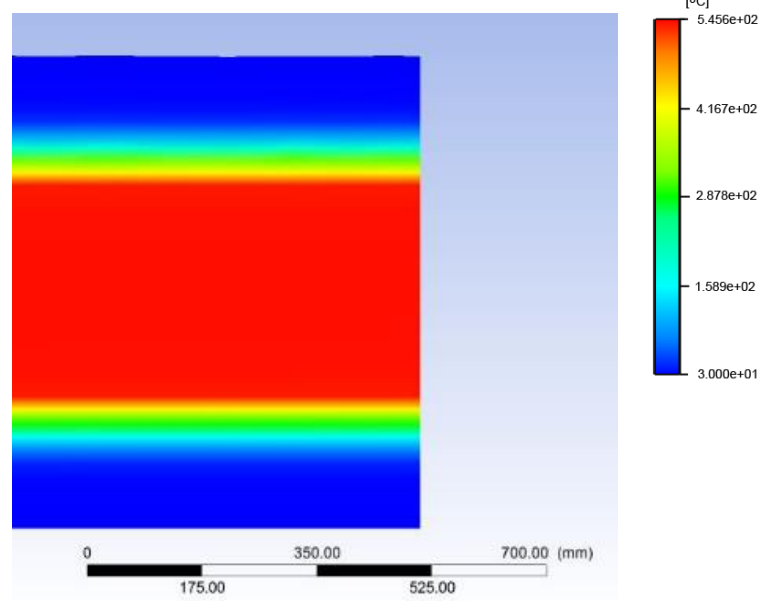
h)



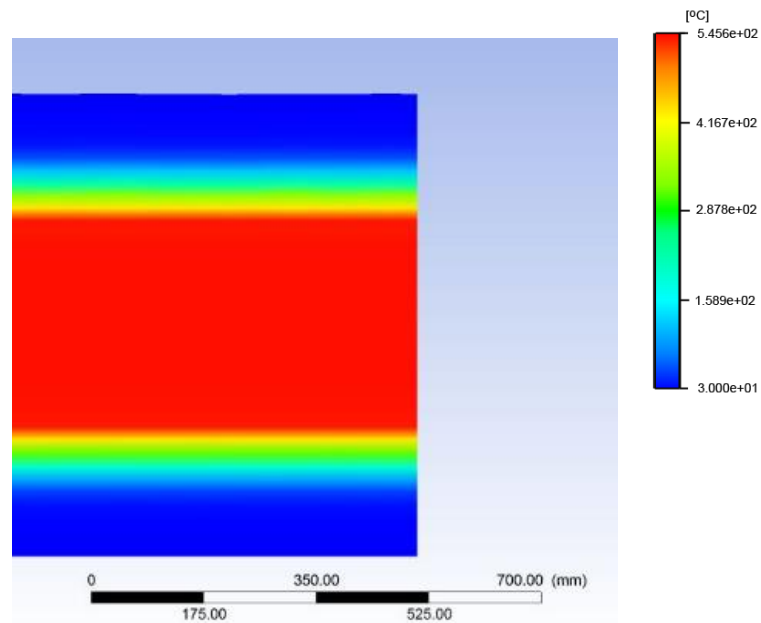
i)



j)

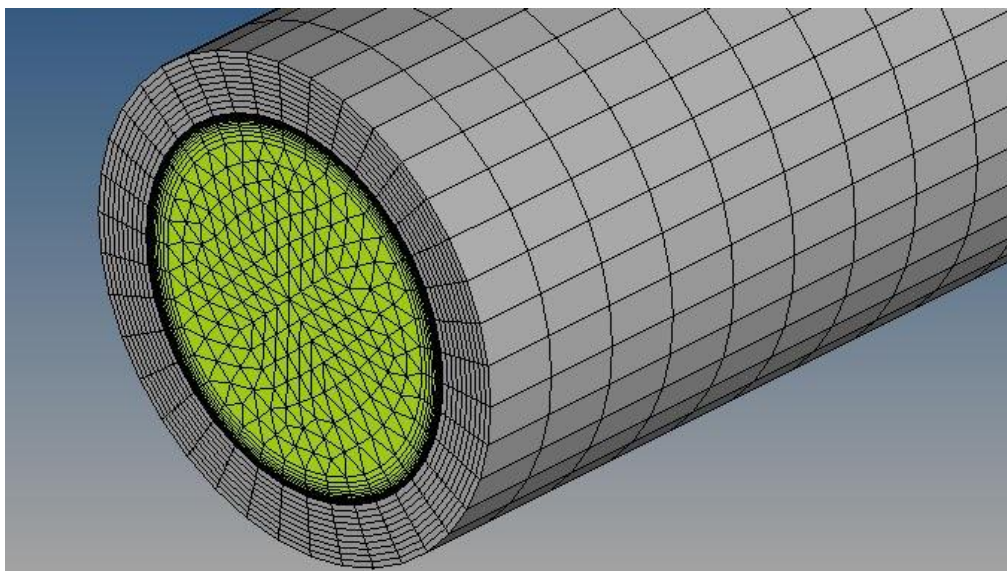


k)



Rys. 8-15. Rozkład temperatury na wylocie z rurociągu w punkcie czasowym a) $t=60s$, b) $t=200s$, c) $t=500s$, d) $t=1500s$, e) $t=2000s$, f) $t=3000s$, g) $t=4000s$, h) $t=5000s$, i) $t=6000s$, j) $t=7000s$, k) $t=8000s$.

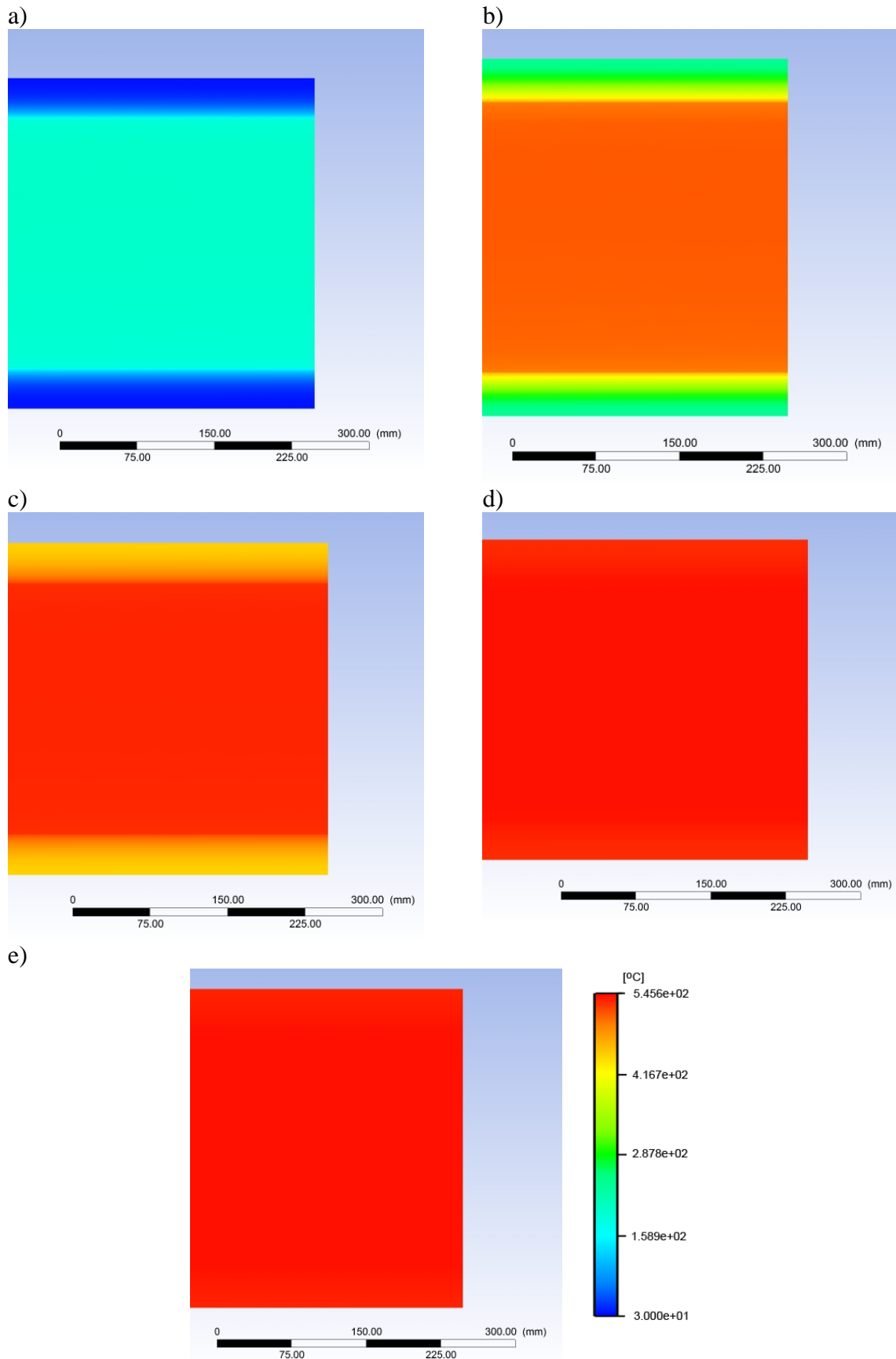
Dla drugiego modelu, z idealnie zaizolowaną cieplnie powierzchnią zewnętrzną, została utworzona siatka numeryczna o liczbie elementów równej 1794768 oraz liczbie węzłów równej 1374221. Na rysunku 8-16 przedstawiony został fragment siatki numerycznej z uwzględnieniem warstwy przyściennej dla pary. Wysokość pierwszej komórki warstwy przyściennej wynosi 0.04mm dla parametru $y^+ = 5$.



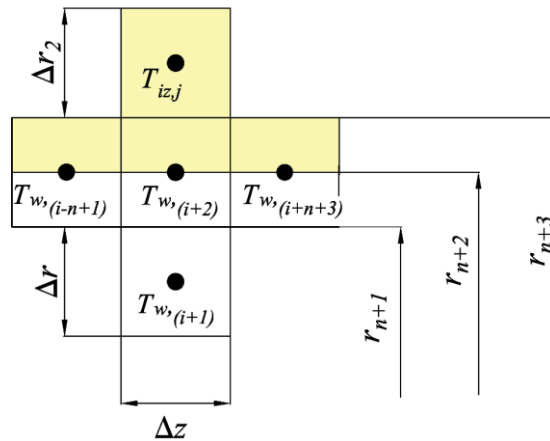
Rys. 8-16. Siatka numeryczna z warstwą przyścienną w obszarze pary.

Obliczenia zostały przeprowadzone zarówno dla stanu ustalonego jak i nieustalonego. Zostały przyjęte następujące dane: $T_{cz}=540^{\circ}\text{C}$, $p=13,5\text{ MPa}$, $\dot{m} = 105,55\text{ kg/s}$. Powierzchnię zewnętrzną rurociągu potraktowano jako idealnie zaizolowaną, założono warunek brzegowy typu Adiabatic ($\dot{q} = 0$).

Na rysunku 8-17 pokazane zostały wyniki z symulacji CFD. Przedstawione zostały rozkłady temperatury pary oraz metalu w przekroju wykonanym wzdłuż osi rurociągu dla wybranych punktów czasowych. Z uwagi na długość rurociągu pokazano fragment przekroju, przedstawiający okolice wylotu z rurociągu.



Rys. 8-17. Rozkład temperatury na wylocie z rurociągu w punkcie czasowym a) $t=10s$, b) $t=60s$, c) $t=200s$, d) $t=500s$, e) $t=1500s$.



Rys. 8-19. Temperatura ścianki rurociągu w $(i + 2)$ -ym węźle, w węzłach sąsiednich oraz w węzłach w warstwie izolacji.

Także dla każdego węzła znajdującego się w obszarze izolacji termicznej (rys.8-18) zostały zapisane równania bilansu energii. Dla węzła $(i+2)$ (rys.8-19) równanie przyjmuje postać:

$$\begin{aligned}
 \frac{dT_{w,(i+2)}}{dt} = & \left\{ r_{n+1} [\lambda_w(T_{w,(i+1)}) + \lambda_w(T_{w,(i+2)})] \frac{T_{w,(i+1)} - T_{w,(i+2)}}{\Delta r} \right. \\
 & + [r_{n+2}^2 - r_{n+1}^2] \cdot \frac{\lambda_w(T_{w,(i+n+3)}) + \lambda_w(T_{w,(i+2)})}{2} \\
 & \cdot \frac{T_{w,(i+n+3)} - T_{w,(i+2)}}{\Delta z^2} + [r_{n+2}^2 - r_{n+1}^2] \\
 & \cdot \frac{\lambda_w(T_{w,(i-n+1)}) + \lambda_w(T_{w,(i+2)})}{2} \cdot \frac{T_{w,(i-n+1)} - T_{w,(i+2)}}{\Delta z} + r_{n+3} \\
 & \cdot [\lambda_{iz}(T_{iz,j}) + \lambda_{ins}(T_{w,(i+2)})] \cdot \frac{T_{iz,j} - T_{w,(i+2)}}{\Delta r_2} + [r_{n+3}^2 - r_{i+2}^2] \\
 & \cdot \frac{\lambda_{iz}(T_{w,(i+n+3)}) + \lambda_{iz}(T_{w,(i+2)})}{2} \cdot \frac{T_{w,(i+n+3)} - T_{w,(i+2)}}{\Delta z^2} \\
 & \left. + [r_{n+3}^2 - r_{n+2}^2] \cdot \frac{\lambda_{iz}(T_{w,(i-n+1)}) + \lambda_{iz}(T_{w,(i+2)})}{2} \right. \\
 & \left. \cdot \frac{T_{w,(i-n+1)} - T_{w,(i+2)}}{\Delta z^2} \right\} \\
 & / [\rho_w(T_{w,(i+2)}) \cdot c_{pw}(T_{w,(i+2)}) \cdot (r_{n+2}^2 - r_{n+1}^2) + \rho_{iz}(T_{w,(i+2)}) \\
 & \cdot c_{piz}(T_{w,(i+2)}) \cdot (r_{n+3}^2 - r_{n+2}^2)]
 \end{aligned} \tag{8-31}$$

gdzie:

$$\Delta r = \frac{r_{zew} - r_{wew}}{n}, \quad \Delta z = \frac{L}{M}, \quad \Delta r_2 = \frac{s_{iz}}{n_{iz}}$$

Na podstawie zapisanych równań zachowania energii dla wszystkich obszarów kontrolnych wokół węzłów otrzymano układ równań różniczkowych zwyczajnych względem czasu, z rozwiązania, którego wyznaczone zostały temperatury pary, ścianki rurociągu oraz izolacji. Do rozwiązania układu wykorzystano także metodę Runge-Kutty IV [118], przy założeniu następujących warunków brzegowych i początkowych:

$$T_{cz}|_{t=0} = T_0 \quad (8-32)$$

$$T_w|_{t=0} = T_{w,0} \quad (8-33)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_{r=r_{wew}} = \alpha_{wew}(T_{cz} - T_w) \quad (8-34)$$

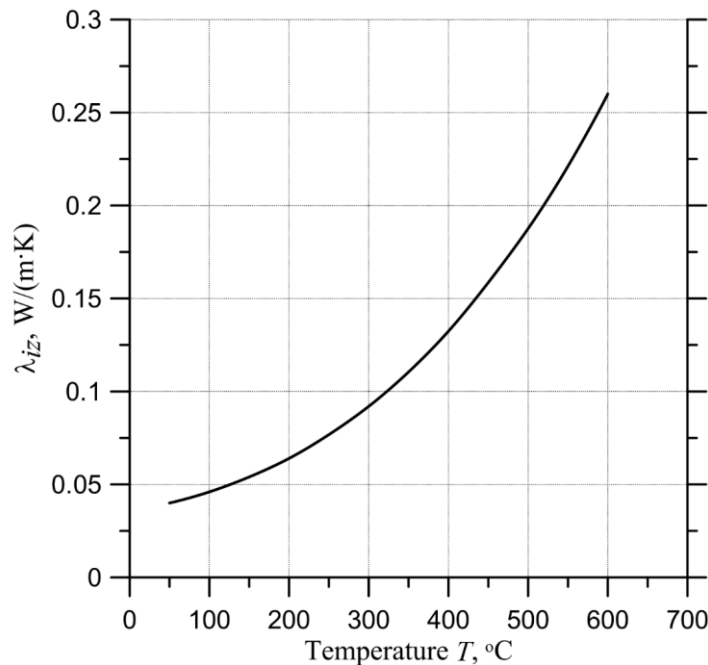
$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_{r=r_{zew}+s_{iz}} = \alpha_{zew}(T_{iz} - T_a) \quad (8-35)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \quad (8-36)$$

$$\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0 \quad (8-37)$$

Do wyznaczenia współczynnika wnikania ciepła na wewnętrznej powierzchni zastosowana została korelacja (7-15) pozwalająca na wyznaczenie liczby Nusselt'a.

Na materiał izolacji termicznej wybrana została wełna skalna [60]. Przyjęto w obliczeniach różne grubości warstwy izolacji $s_{iz}=0,05-0,3\text{m}$. Współczynnik przewodzenia ciepła dla izolacji λ_{iz} jest zależny od temperatury, natomiast gęstość i ciepło właściwe dla izolacji jest stałe i wynosi odpowiednio $\rho_{iz} = 100 \text{ kg/m}^3$ $c_{p_{iz}} = 840 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ [60]. Na rysunku 8-20 została przedstawiona zależność współczynnika przewodzenia ciepła λ_{iz} dla wełny skalnej firmy Paroc [60] w funkcji temperatury.



Rys. 8-20. Współczynnik przewodzenia ciepła λ_{iz} w funkcji temperatury dla izolacji termicznej.

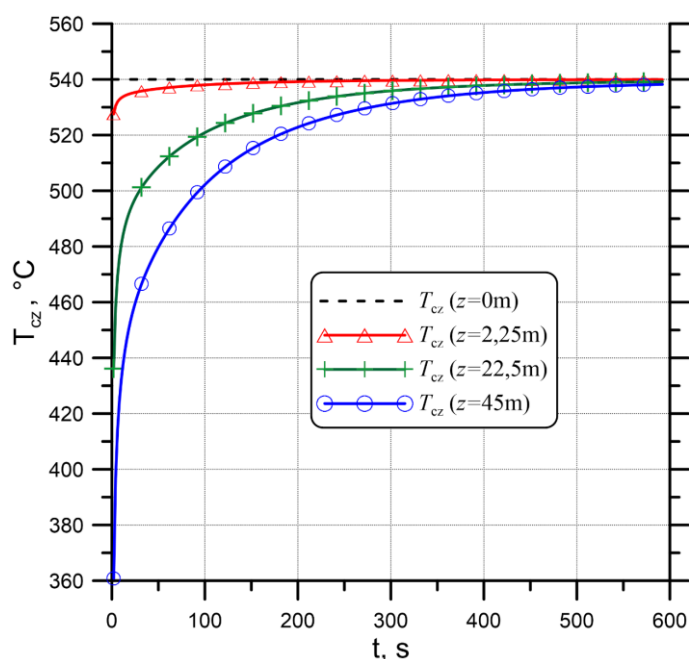
Obliczenia zostały przeprowadzone przy założeniu, że początkowe temperatury ścianki oraz izolacji były takie same i były równe temperaturze otoczenia $T_a=30^\circ\text{C}$. Ciśnienie pary na wlocie do rurociągu wynosiło $p=13,5 \text{ MPa}$, a jej temperatura $T_{cz}=540 \text{ }^\circ\text{C}$. Przeprowadzono

obliczenia dla różnych współczynników wnikania ciepła na zewnętrznej powierzchni $\alpha_{zew}=5\div 10 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$. Testowem obliczeniowym został także poddany rurociąg bez izolacji $s_{iz}=0\text{m}$.

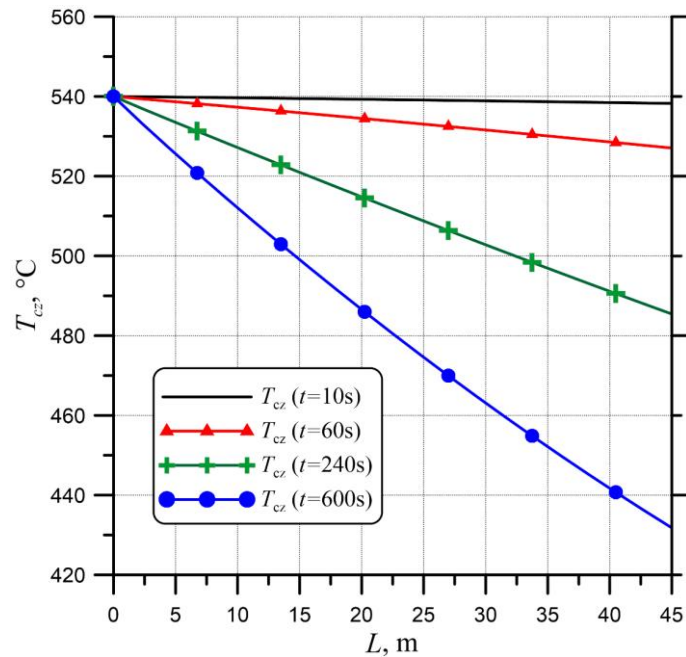
W pierwszej kolejności przeprowadzono symulacje przy wykorzystaniu opracowanego modelu matematycznego dla rurociągu bez izolacji cieplnej na zewnętrznej powierzchni. W tabeli 8-1 zostały przedstawione wyniki obliczeń, w których wyznaczono temperaturę pary T_{cz} w dwóch punktach, znajdujących się w następujących odległościach od wlotu do rurociągu: $z=2,25\text{m}$ oraz $z=45\text{m}$. Obliczenia przeprowadzono dla różnych wartości współczynników wnikania ciepła α_{zew} na zewnętrznej powierzchni. Przedstawione wyniki pokazują, że zastosowanie różnych współczynników wnikania ciepła na zewnętrznej powierzchni nie powoduje dużych różnic w wartościach wyznaczonej temperatury czynnika. Zmiana temperatury pary w czasie na początku, w środku i na końcu rurociągu ilustruje rys. 8-21. Spadek temperatury pary w punktach czasowych $t=10\text{s}$, 60s , 240s i 600s wzdłuż rurociągu przedstawia rys. 8-22. Do obliczeń założono współczynnik wnikania ciepła na zewnętrznej powierzchni równy $\alpha_{zew}=8 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$. Dla rurociągu niezaizolowanego temperatura pary na wylocie rurociągu ustala się po czasie $t=1280\text{s}$ uzyskując wartość $T_{cz}=539,31^\circ\text{C}$.

Tab. 8-1. Temperatura pary w węzłach na początku i końcu rurociągu niezaizolowanego w odpowiednich punktach czasowych dla różnych współczynników wnikania na zewnętrznej powierzchni.

| α_{zew} $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ | Temperatura pary T_{cz} °C | | | | | | | |
|--|------------------------------|----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|
| | $t=10\text{s}$ | | $t=60\text{s}$ | | $t=240\text{s}$ | | $t=600\text{s}$ | |
| | $z=2,25\text{m}$ | $z=45\text{m}$ | $z=2,25\text{m}$ | $z=45\text{m}$ | $z=2,25\text{m}$ | $z=45\text{m}$ | $z=2,25\text{m}$ | $z=45\text{m}$ |
| 5 | 533.36 | 431.79 | 537.03 | 485.44 | 539.41 | 527.17 | 539.94 | 538.47 |
| 8 | 533.36 | 431.79 | 537.03 | 485.43 | 539.40 | 527.06 | 539.93 | 538.25 |
| 10 | 533.36 | 431.79 | 537.03 | 485.42 | 539.39 | 526.99 | 539.92 | 538.11 |

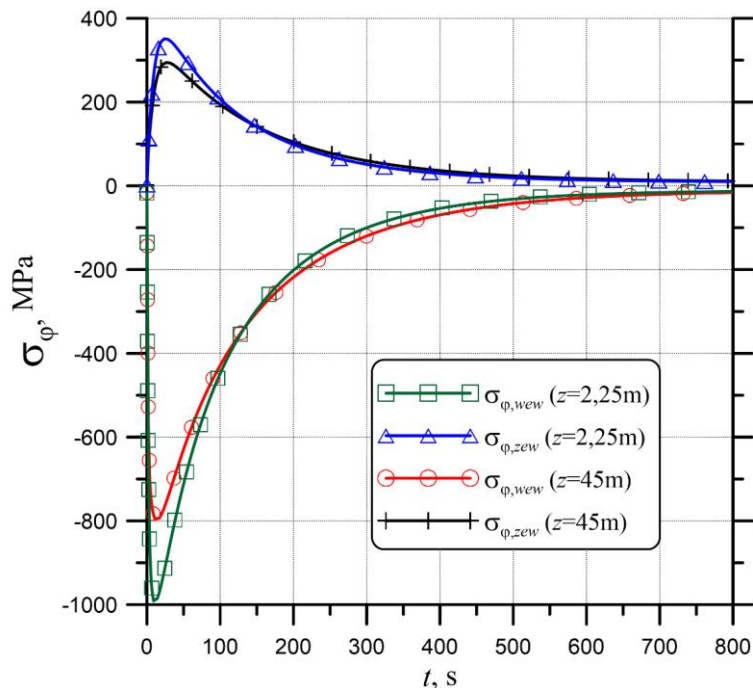


Rys. 8-21. Przebiegi temperatury pary w przekrojach umiejscowionych wzdłuż osi rurociągu: $z=0$ (wlot); 2,25; 22,5; 45m (wylot) dla rurociągu niezaizolowanego $\alpha_{zew}=8 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$



Rys. 8-22. Rozkład temperatury czynnika wzdłuż rurociągu niez izolowanego dla $t=10, 60, 240$ i 600 s

Na rysunku 8-23 przedstawione zostały obwodowe naprężenia cieplne na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni niez izolowanego rurociągu w dwóch przekrojach poprzecznych na początku rurociągu $z=2,25$ m oraz na jego końcu $z=45$ m.



Rys. 8-23. Rozkład naprężeń obwodowych na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rurociągu niez izolowanego, w przekroju poprzecznym dla $z=2,25$ m i $z=45$ m

W kolejnym kroku przeprowadzono symulacje nagrzewania rurociągu z zaizolowaną cieplnie powierzchnią zewnętrzną. Obliczenia przeprowadzono dla warstwy izolacji o różnych grubościach z zakresu $s_{iz}=0,01 \div 0,3$ m. Wyniki przeprowadzonych obliczeń dla grubości izolacji

równej $s_{iz}=0,01; 0,05; 0,1; 0,2$ i $0,3\text{m}$ oraz z przyjętym na zewnętrznej powierzchni współczynnika wnikania ciepła $\alpha_{zew}=8\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ zostały zestawione w tabeli 8-2.

Tab. 8-2. Temperatura pary na wylocie z rurociągu w danych chwilach czasowych dla różnych grubości izolacji

| | | Temperatura czynnika, T_{cz} [°C] | | | | | | | | | | |
|----------|---------------|--|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--|
| | | 10 | 60 | 120 | 240 | 600 | 1300 | 1850 | 5780 | 9270 | 22570 | |
| $t, [s]$ | $s_{iz}, [m]$ | | | | | | | | | | | |
| 0,01 | | 431,79 | 485,41 | 508,08 | 527,09 | 538,41 | 539,52 | | | | | |
| 0,05 | | 431,79 | 485,35 | 508,02 | 527,07 | 538,54 | 539,79 | 539,80 | | | | |
| 0,10 | | 431,79 | 485,25 | 507,87 | 527,01 | 538,55 | 539,80 | 539,84 | 539,87 | | | |
| 0,20 | | 431,79 | 485,03 | 507,53 | 526,77 | 538,57 | 539,82 | 539,84 | 539,89 | 539,90 | | |
| 0,30 | | 431,79 | 484,80 | 507,15 | 526,48 | 538,53 | 539,85 | 539,86 | 539,89 | 539,90 | 539,92 | |

W tablicach 8-3 i 8-4 zostały zestawione wyniki temperatury na zewnętrznej powierzchni izolacji w połowie rurociągu $z=22,5\text{m}$ oraz na jego końcu $z=45\text{m}$.

Tab. 8-3. Temperatura na zewnętrznej powierzchni izolacji w połowie rurociągu $z=22,5\text{m}$

| | | Temperatura na zewnętrznej powierzchni izolacji, T_{iz} [°C] | | | | | | | | | | |
|----------|---------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|--|
| | | 60 | 120 | 240 | 600 | 1200 | 1270 | 2480 | 7110 | 22320 | 47420 | |
| $t, [s]$ | $s_{iz}, [m]$ | | | | | | | | | | | |
| 0,01 | | 48,98 | 130,55 | 265,20 | 354,74 | 363,67 | 363,76 | | | | | |
| 0,05 | | 30,01 | 30,16 | 32,19 | 66,85 | 123,54 | 125,82 | 133,19 | | | | |
| 0,10 | | 30,00 | 30,00 | 30,05 | 31,23 | 38,81 | 40,08 | 63,05 | 79,65 | | | |
| 0,20 | | 30,00 | 30,00 | 30,00 | 30,03 | 30,22 | 30,25 | 31,44 | 41,09 | 51,98 | | |
| 0,30 | | 30,00 | 30,00 | 30,00 | 30,00 | 30,03 | 30,03 | 30,16 | 31,76 | 39,87 | 43,29 | |

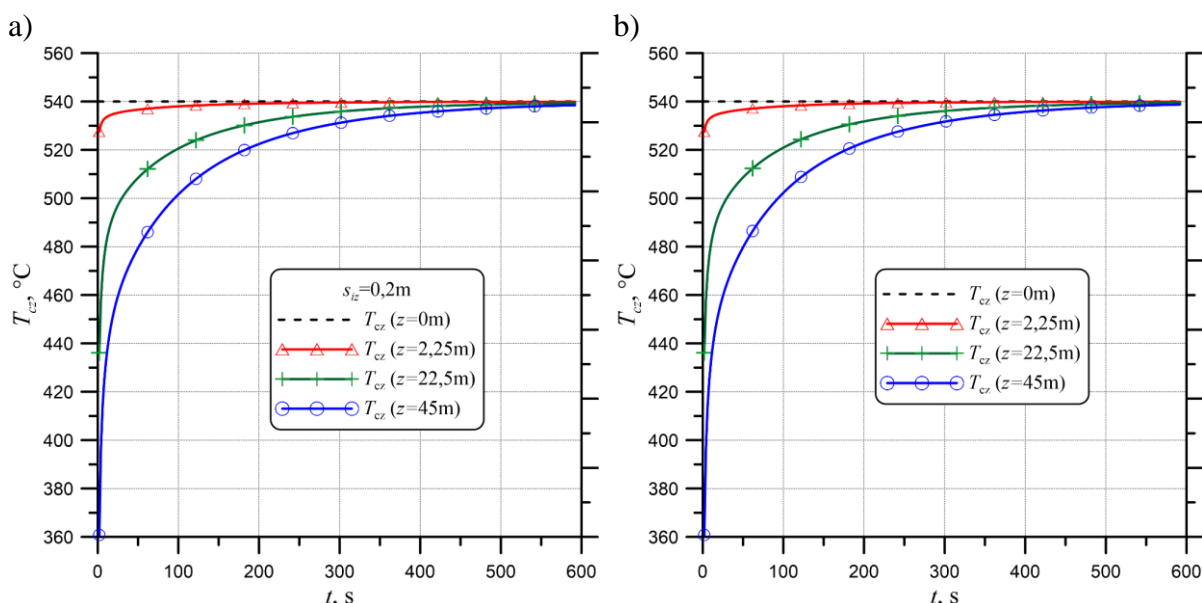
Tab. 8-4. Temperatura na zewnętrznej powierzchni izolacji na końcu rurociągu $z=45\text{m}$

| | | Temperatura na zewnętrznej powierzchni izolacji, T_{iz} [°C] | | | | | | | | | | |
|----------|---------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|--|
| | | 60 | 120 | 240 | 600 | 1200 | 1350 | 2510 | 7130 | 22350 | 47450 | |
| $t, [s]$ | $s_{iz}, [m]$ | | | | | | | | | | | |
| 0,01 | | 47,75 | 122,54 | 253,69 | 351,65 | 363,28 | 363,50 | | | | | |
| 0,05 | | 30,01 | 30,15 | 32,02 | 64,80 | 122,65 | 127,24 | 133,15 | | | | |
| 0,10 | | 30,00 | 30,00 | 30,04 | 31,16 | 38,52 | 41,28 | 63,22 | 79,64 | | | |
| 0,20 | | 30,00 | 30,00 | 30,00 | 30,02 | 30,21 | 30,30 | 31,49 | 41,14 | 51,97 | | |
| 0,30 | | 30,00 | 30,00 | 30,00 | 30,00 | 30,02 | 30,03 | 30,16 | 31,76 | 39,88 | 43,29 | |

Analizując wyniki zamieszczone w tablicy 8-2 wynika, że spadek temperatury czynnika na wylocie z rurociągu przy zastosowaniu izolacji o grubości $s_{iz}=0,2\text{ m}$ oraz $s_{iz}=0,3\text{ m}$ jest niewielki. W rzeczywistości rurociąg pary świeżej zaizolowany jest izolacją o grubości ok.

0,2m. Na poniższych rysunkach przedstawione zastały wyniki przeprowadzonych testów obliczeniowych dla modelu rurociągu z warstwą izolacji o grubości $s_{iz}=0,2$ m.

Na rysunku 8-24a pokazano zmianę temperatury pary w czasie na początku, w środku oraz na końcu rurociągu z izolacją o grubości $s_{iz}=0,2$ m. Na rysunku 8-24b przedstawiono zmianę temperatury pary w czasie dla rurociągu z idealną izolacją na zewnętrznej powierzchni. Średnie odchylenie kwadratowe RMSE (Root-Mean-Square Error) dla obliczonych temperatur pary wylotowej wynosi $RMSE=0,17K$. W tabeli 8-5 zostały zestawione temperatury czynnika na wylocie z rurociągu obliczone za pomocą opracowanego modelu numerycznego z idealną i rzeczywistą izolacją oraz temperatury wyznaczone za pomocą modelowania CFD w ANSYS CFX 17.2 [3].

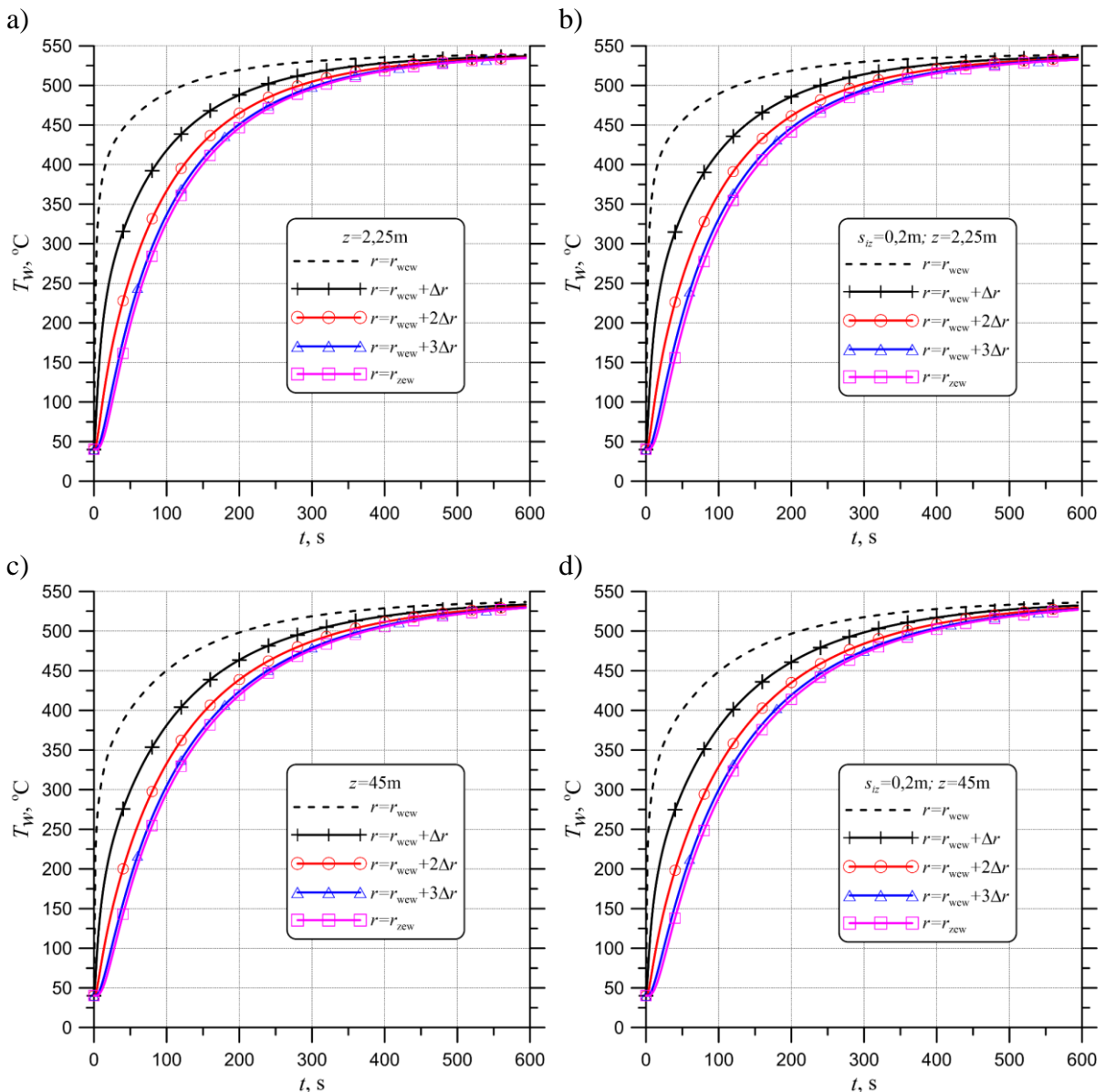


Rys. 8-24. Rozkład temperatury czynnika w rurociągu a) zaizolowanego izolacją cieplną o grubości $s_{iz}=0,2$ m, b) z idealną izolacją cieplną na zewnętrznej powierzchni

Tab. 8-5. Temperatura czynnika na wylocie z rurociągu

| t [s] | Idealna izolacja MOS [°C] | Rzeczywista izolacja MOS [°C] | Idealna izolacja CFD [°C] | Rzeczywista izolacja CFD [°C] |
|------------|------------------------------------|--|------------------------------------|--|
| 60 | 485,454 | 485,029 | 503,20 | 501,66 |
| 120 | 508,226 | 507,528 | 511,82 | 510,221 |
| 200 | 523,075 | 522,428 | 532,18 | 530,28 |
| 500 | 537,771 | 537,462 | 539,01 | 538,92 |
| 1500 | 539,976 | 539,832 | 539,20 | 539,31 |
| 2000 | 539,976 | 539,844 | 539,42 | 539,32 |
| 3000 | 539,976 | 539,862 | 539,71 | 539,34 |
| 4000 | 539,976 | 539,875 | 539,88 | 539,44 |
| 5000 | 539,976 | 539,884 | 539,98 | 539,504 |
| 6000 | 539,976 | 539,89 | 539,98 | 539,54 |
| 7000 | 539,976 | 539,893 | 539,98 | 539,56 |
| 8000 | 539,976 | 539,897 | 539,98 | 539,58 |

Rysunek 8-25 przedstawia porównanie wartości temperatury ścianki rurociągu uzyskanych z obliczeń numerycznych, przy założeniu na zewnętrznej powierzchni idealnej i rzeczywistej izolacji. Temperatura ścianki przedstawiona jest w pięciu węzłach równomiernie rozłożonych od powierzchni wewnętrznej do powierzchni zewnętrznej rurociągu. Temperatura wyznaczona została w przekrojach poprzecznych znajdujących się na początku ($z=2,25\text{m}$) oraz na końcu rurociągu ($z=45\text{m}$). W celu lepszego zobrazowania porównania wyznaczonych rozkładów temperatury w ściance rurociągu opracowano tabelę 8-6 dla przekroju poprzecznego na początku rurociągu $z=2,25\text{m}$.



Rys. 8-25. Rozkład temperatury na grubości ścianki a) na początku rurociągu $z=2,25\text{m}$ z idealną izolacją cieplną na zewnętrznej powierzchni, b) na początku rurociągu z izolacją cieplną o grubości $s_{iz}=0,2\text{m}$, c) na wylocie rurociągu z idealną izolacją cieplną na powierzchni zewnętrznej, d) na końcu rurociągu z rzeczywistą izolacją cieplną.

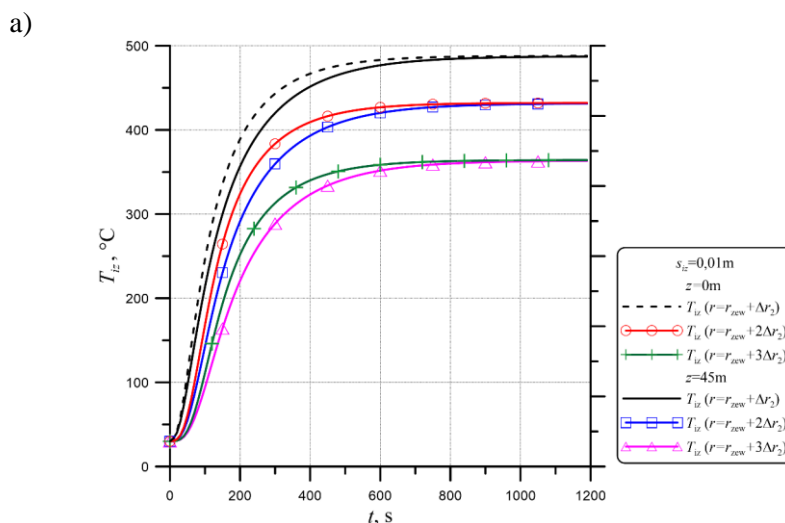
Na podstawie analizy wyników przedstawionych na rysunkach 8-24 i 8-25 oraz zestawionych w tabelach 8-5 i 8-6 można zauważyć, że różnice pomiędzy obliczonymi temperaturami czynnika oraz ścianki dla modelu z idealną izolacją oraz izolacją cieplną o

grubości $s_{iz}=0,2\text{m}$ są niewielkie. Największą różnicę w temperaturze ścianki zauważyć można w węzłach na zewnętrznej powierzchni w początkowej fazie nagrzewania rurociągu. Średnie odchylenie kwadratowe temperatur na wewnętrznej powierzchni wynosi: na początku rurociągu $\text{RMSE}=0,23\text{K}$ na wylocie $\text{RMSE}=0,4\text{K}$, na zewnętrznej odpowiednio $\text{RMSE}=1,5\text{K}$ i $\text{RMSE}=1,6\text{K}$. Różnica między wyznaczonymi temperaturami czynnika przy w/w założeniach jest znikoma i wynosi $\text{RMSE}=0,17\text{K}$. Podsumowując, przyjęcie założenia idealnie izolowanej cieplnie powierzchni zewnętrznej rurociągu jest prawidłowe, a uzyskane wyniki obliczeń nie odbiegają od wyników uzyskanych przy rzeczywistej izolacji powierzchni zewnętrznej o grubości $s_{iz}=0,2\text{m}$.

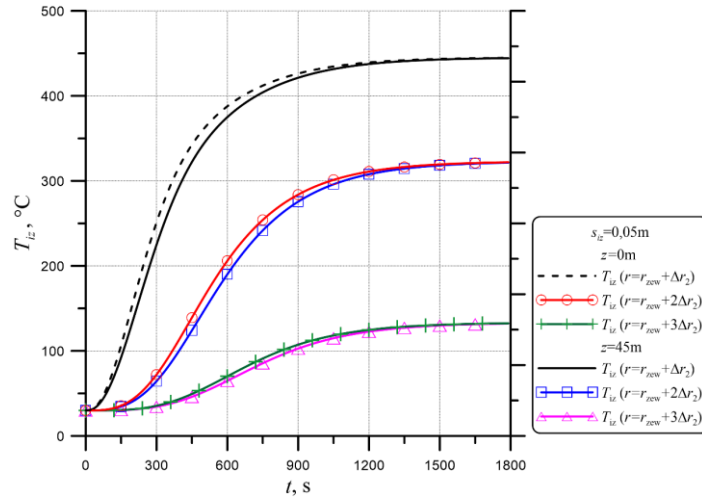
Tab. 8-6. Temperatura ścianki dla pięciu węzłów w przekroju poprzecznym na początku rurociągu z idealną i rzeczywistą izolacją cieplną na zewnętrznej powierzchni.

| t [s] | T_w (idealna izolacja) [°C] | | | | | T_w (rzeczywista izolacja) [°C] | | | | |
|------------|-------------------------------------|--------|--------|--------|--------|---|--------|--------|--------|--------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 10 | 393,34 | 212,62 | 113,9 | 69,26 | 57,21 | 373,72 | 179,74 | 88,61 | 54,48 | 46,13 |
| 60 | 464,93 | 359,54 | 286,55 | 244,03 | 230,27 | 464,21 | 357,78 | 283,53 | 239,44 | 223,74 |
| 120 | 498,93 | 438,39 | 395,04 | 369,38 | 361,01 | 497,89 | 435,81 | 391,10 | 364,14 | 354,51 |
| 200 | 519,42 | 488,05 | 464,93 | 450,98 | 446,39 | 518,52 | 485,79 | 461,51 | 446,58 | 441,17 |
| 250 | 526,15 | 504,79 | 488,86 | 479,18 | 475,98 | 525,37 | 502,82 | 485,89 | 475,37 | 471,5 |
| 300 | 530,52 | 515,80 | 504,74 | 497,97 | 495,73 | 529,86 | 514,11 | 502,17 | 494,68 | 491,87 |
| 400 | 535,44 | 528,29 | 522,87 | 519,53 | 518,42 | 534,94 | 527,01 | 520,92 | 517,02 | 515,46 |
| 600 | 538,89 | 537,13 | 535,79 | 534,96 | 534,69 | 538,57 | 536,30 | 534,50 | 533,27 | 532,66 |
| 800 | 539,72 | 539,27 | 538,93 | 538,72 | 538,64 | 539,47 | 538,61 | 537,90 | 537,35 | 536,98 |
| 1000 | 539,92 | 539,80 | 539,71 | 539,65 | 539,64 | 539,7 | 539,21 | 538,79 | 538,43 | 538,13 |
| 1152 | 539,97 | 539,92 | 539,89 | 539,87 | 539,87 | 539,76 | 539,37 | 539,02 | 538,70 | 538,42 |

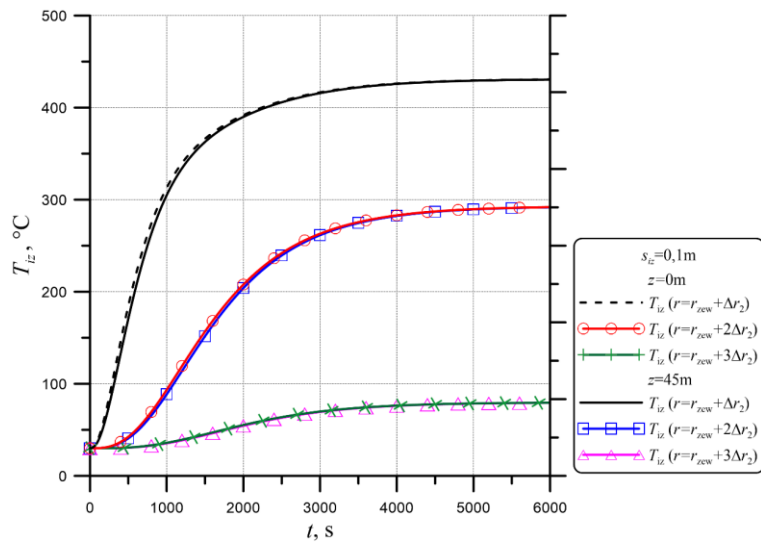
Na rysunku 8-26 przedstawiony został rozkład temperatury w warstwie izolacji na początku i na końcu rurociągu, przy zastosowaniu różnej grubości warstwy izolacji cieplnej. Temperatura w warstwie izolacyjnej jest wyznaczana w trzech węzłach równomiernie oddalonych od siebie o Δr_2 (rys. 8-18).



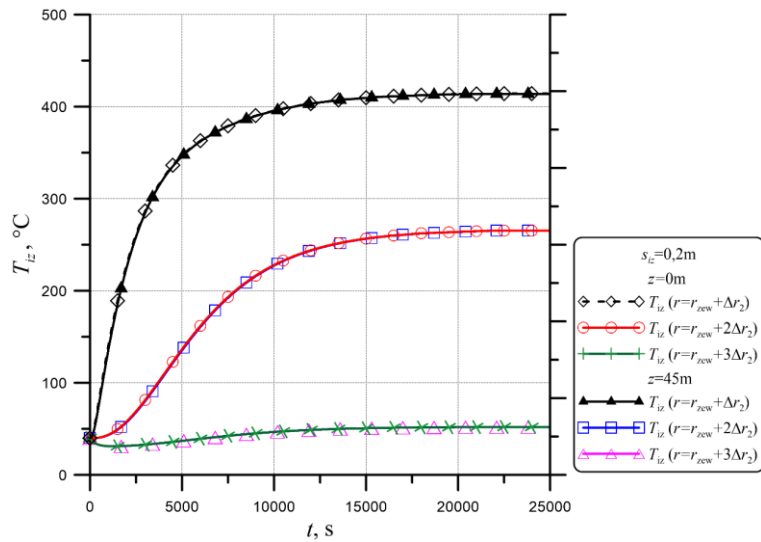
b)

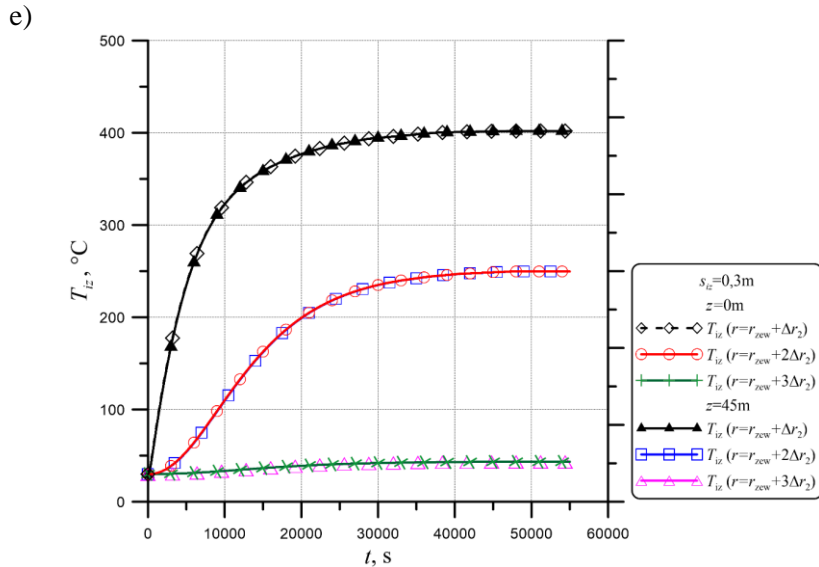


c)



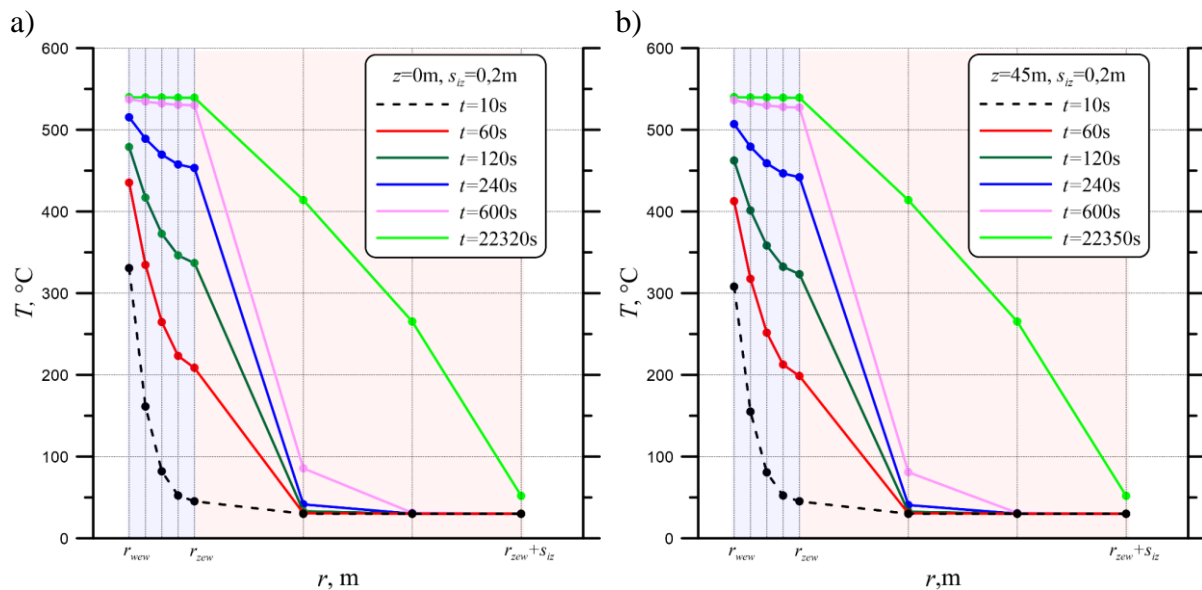
d)





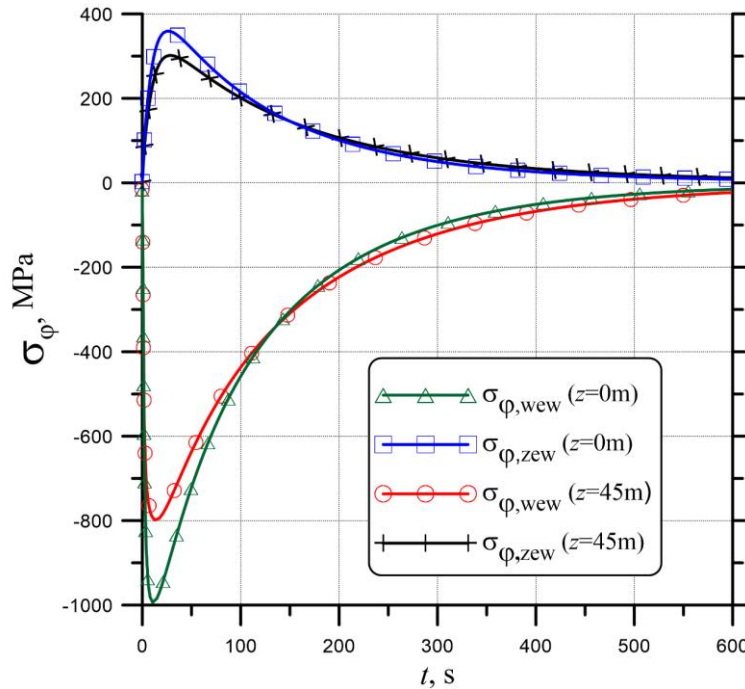
Rys. 8-26. Rozkład temperatury w warstwie izolacji cieplnej, w przekroju na początku $z=0\text{m}$ i końcu $z=45\text{m}$ rurociągu przy założonej grubości izolacji a) $s_{iz}=0,01\text{m}$ b) $s_{iz}=0,05\text{m}$ c) $s_{iz}=0,1\text{m}$ d) $s_{iz}=0,2\text{m}$ e) $s_{iz}=0,3\text{m}$.

Rozkłady temperatury w ścianie rurociągu oraz w warstwie wełny izolacyjnej, w przekroju poprzecznym na początku oraz końcu rurociągu, zostały przedstawione na rysunku 8-27. Ścianka została podzielona wzdłuż promienia na cztery równe objętości (5 węzłów), natomiast warstwa izolacji została podzielona wzdłuż promienia na trzy równe objętości (3 węzły).



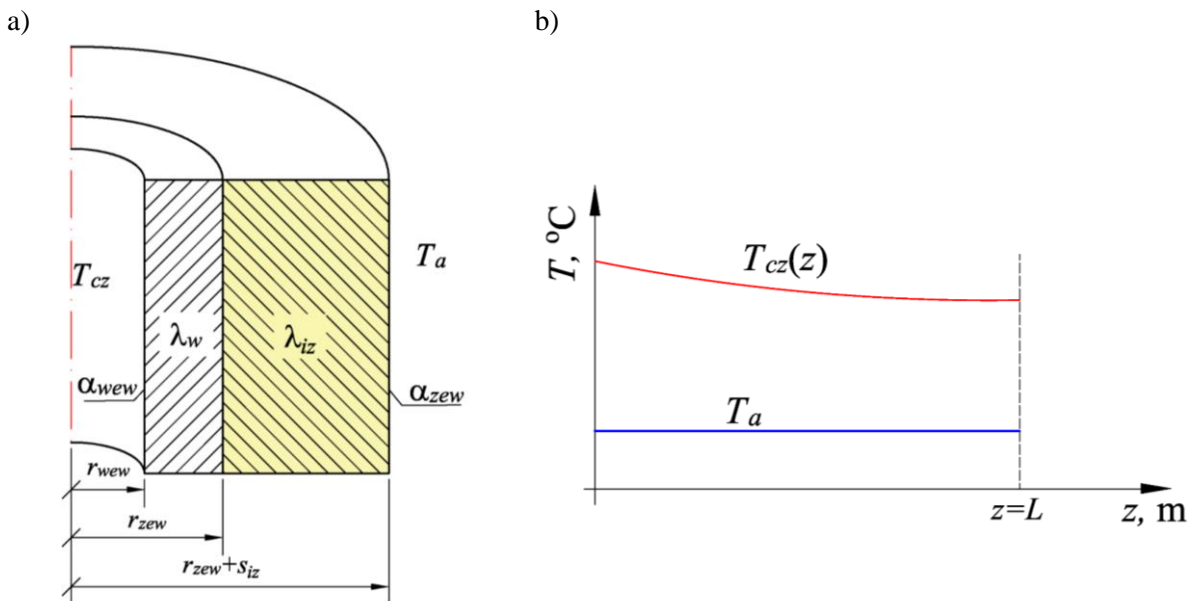
Rys. 8-27. Rozkład temperatury w ścianie rurociągu i warstwie izolacji cieplnej w przekroju poprzecznym a) na początku rurociągu na $z=0\text{m}$ b) na końcu rurociągu $z=45\text{m}$.

Po wyznaczeniu rozkładu temperatury w ścianie możliwe jest przy wykorzystaniu zależności (7-20)÷(7-24) wyznaczenie naprężeń termicznych. Wyznaczone obwodowe naprężenia termiczne σ_φ na powierzchni wewnętrznej ($r=r_{wew}$) i zewnętrznej ($r=r_{zew}$) przedstawione zostały na rys. 8-28.



Rys. 8-28. Rozkład naprężeń obwodowych na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rurociągu zaizolowanego $s_{iz}=0,2\text{m}$, w przekroju poprzecznym na początku ($z=0\text{m}$) i końcu rurociągu ($z=45\text{m}$).

Kolejnym etapem przeprowadzonych testów obliczeniowych było porównanie wyników uzyskanych przy wykorzystaniu metod numerycznych z wynikami uzyskanymi z rozwiązania analitycznego dla stanu ustalonego. W w/w metodach obliczeniowych założone zostały stałe właściwości termofizyczne czynnika, materiału ścianki rurociągu oraz właściwości termofizyczne wełny izolacyjnej. W obliczeniach przyjęte zostały następujące dane: $T_{cz|_{z=0}}=540\text{ }^\circ\text{C}$, $T_a=30\text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{m}=105,55\text{ kg/s}$, $c_{p,cz}=711,94\text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, $\lambda_w=36,9\text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, $\lambda_{iz}=0,172\text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, $\alpha_{wew}=4985,2\text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$, $\alpha_{zew}=8\text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$, $r_{wew}=0,122\text{ m}$, $r_{zew}=0,162\text{ m}$, $L=45\text{ m}$, $A_{wew}=34,495\text{ m}^2$. Przyjęto oznaczenia zgodnie z rys. 8-29.



Rys. 8-29. Rurociąg pary świeżej z rzeczywistą izolacją (a) i spadek temperatury czynnika na długości rurociągu (b).

Korzystając z metody analitycznej temperaturę czynnika dla stanu ustalonego można wyznaczyć z równania:

$$T_{cz} = T_{cz}^{wlot} - (T_{cz}^{wlot} - T_a) \left(1 - e^{-\frac{k_{wew} \cdot A_{wew}}{\dot{m} \cdot c_{p,cz}}} \right) \quad (8-38)$$

gdzie ogólny współczynnik przenikania ciepła k_{wew} wynosi:

$$\frac{1}{k_{wew}} = \frac{1}{\alpha_{wew}} + \frac{r_{wew}}{\lambda_w} \ln \frac{r_{zew}}{r_{wew}} + \frac{r_{wew}}{\lambda_{iz}} \ln \frac{r_{zew} + s_{iz}}{r_{zew}} + \frac{1}{\alpha_{zew}} \frac{r_{zew}}{r_{wew}} \quad (8-39)$$

Temperatury czynnika T_{cz} na wylocie z rurociągu obliczone przy użyciu metody analitycznej oraz metody numerycznej zostały zestawione w tabeli 8-7. Obliczenia zostały przeprowadzone dla pięciu grubości warstwy izolacji: $s_{iz}=0,01; 0,05; 0,1; 0,2; 0,3\text{m}$.

Tab. 8-7. Porównanie wyników temperatury pary na wylocie z rurociągu otrzymanych z obliczeń metodą analityczną oraz modelu numerycznego

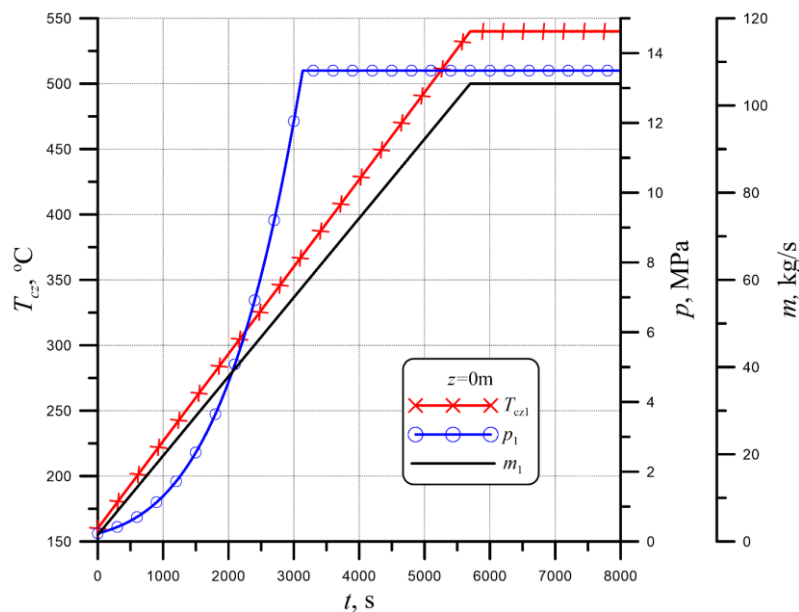
| Grubość izolacji s_{iz} [m] | Temperatura czynnika T_{cz} (metoda analityczna) [°C] | Temperatura czynnika T_{cz} (model numeryczny) [°C] |
|-------------------------------|---|---|
| 0,01 | 539,531 | 539,516 |
| 0,05 | 539,765 | 539,800 |
| 0,10 | 539,845 | 839,871 |
| 0,20 | 539,899 | 539,902 |
| 0,30 | 539,920 | 539,920 |

Wyniki zestawione w tabeli 8-7 pokazują, że wartości temperatury czynnika otrzymane z obliczeń wykorzystując metodę analityczną oraz metodę objętości skończonych nie różnią się znacząco od siebie.

8.2. Symulacja nagrzewania rurociągu w czasie rozruchu

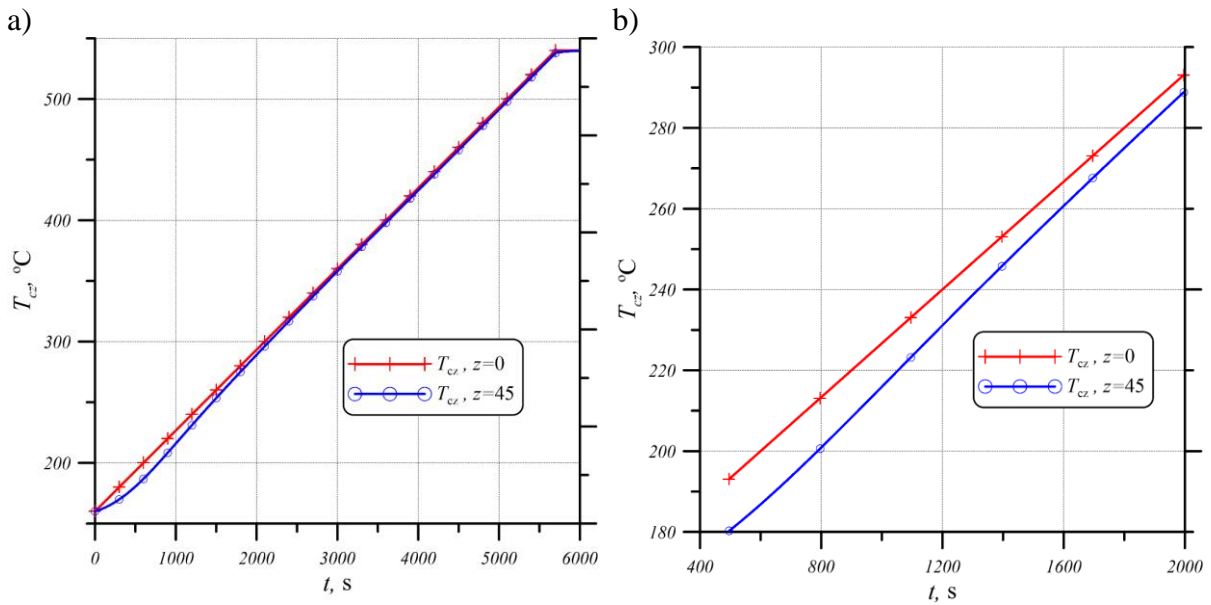
W tym rozdziale zostały przedstawione wybrane wyniki symulacji nagrzewania rurociągu parowego przy użyciu opracowanego modelu numerycznego, przedstawionego w rozdziale 7. Symulacje zostały przeprowadzone dla czterech różnych zestawów danych wejściowych. Dla wszystkich symulacji obliczenia przeprowadzone zostały dla kroku czasowego $\Delta t=0,04s$.

W pierwszym wykorzystanym zestawie danych, temperatura czynnika-pary zmienia się w czasie w sposób liniowy ze stałą szybkością $v_T=4K/min$, natomiast naciski pary jest funkcją temperatury. Na rysunku 8-30 zostały przedstawione przebiegi zmiany temperatury T_{cz} , ciśnienia p i strumienia masy pary \dot{m} na wlocie do rurociągu.

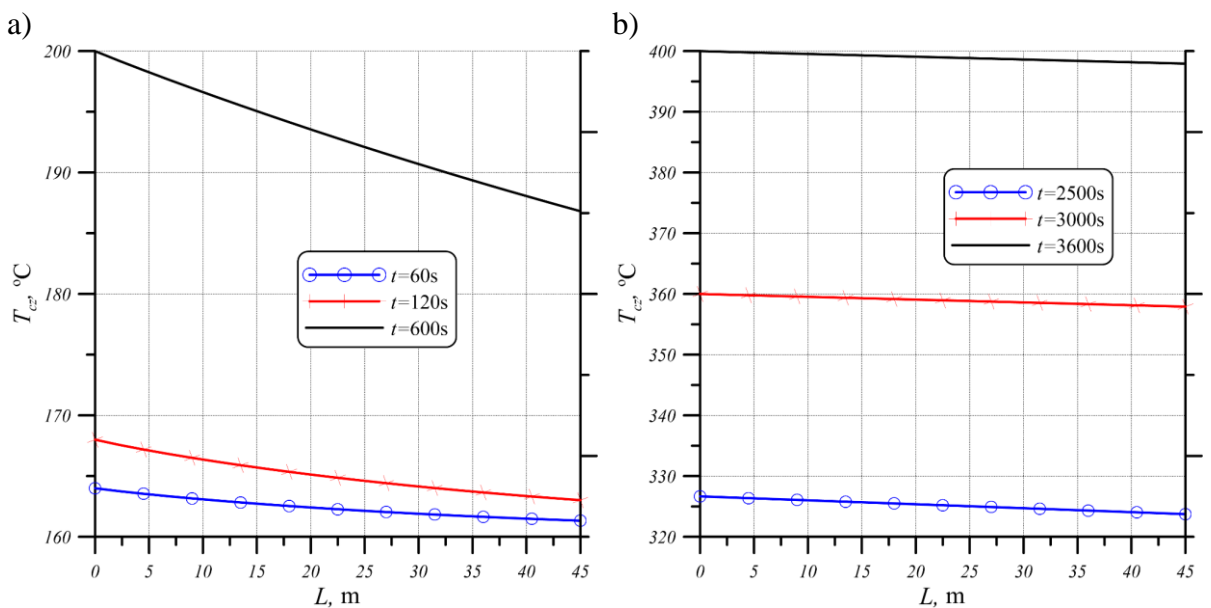


Rys. 8-30. Temperatura T_{cz} , ciśnieni p , oraz strumien masy \dot{m} pary na wlocie do rurociągu

Wyniki przeprowadzonej symulacji dla danych wejściowych pokazanych na rys. 8-30 zostały przedstawione poniżej. Rysunek 8-31 przedstawia przebieg zmian temperatury pary na wlocie i wylocie rurociągu. Na początku procesu nagrzewania rurociągu spadek temperatury pary jest największy, z czasem jednak maleje (rys.8-31b). W celu zobrazowania różnicy temperatury pary między wlotem i wylotem rurociągu, która występuje na początku nagrzewania rurociągu, na rys. 8-32 został przedstawiony spadek temperatury pary w funkcji długości rurociągu dla wybranych sześciu punktów czasowych.



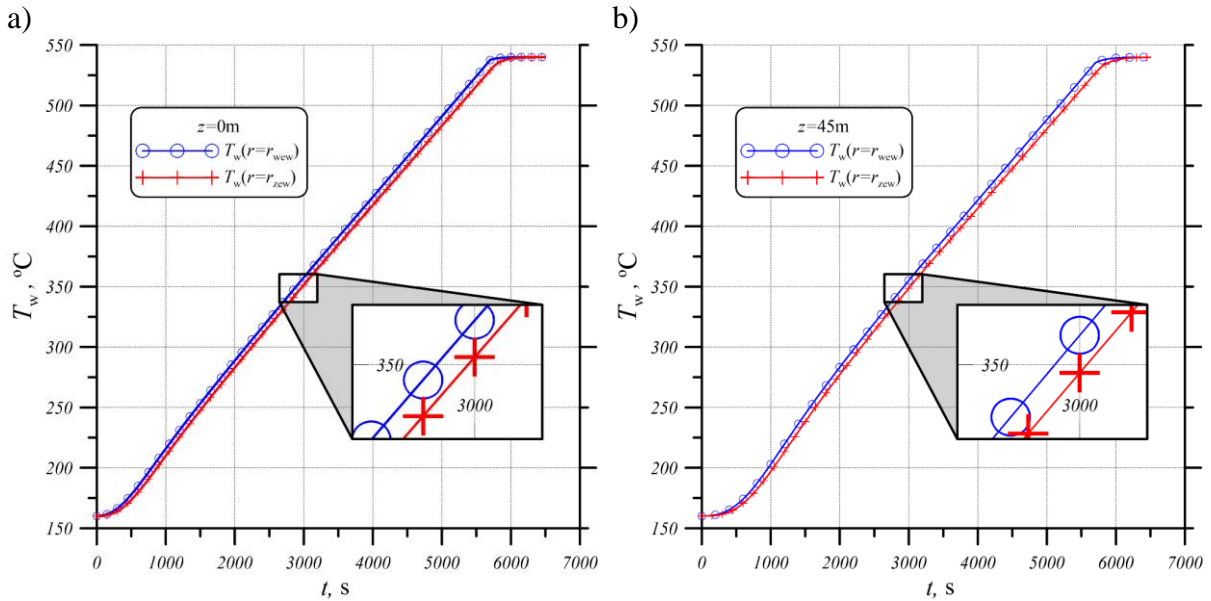
Rys. 8-31. Zmiana temperatury pary T_{cz} w czasie na wlocie $z=0\text{m}$ i na wylocie $z=45\text{m}$ z rurociągu a) w całym przedziale czasowym, b) w czasie od 500s do 2000s .



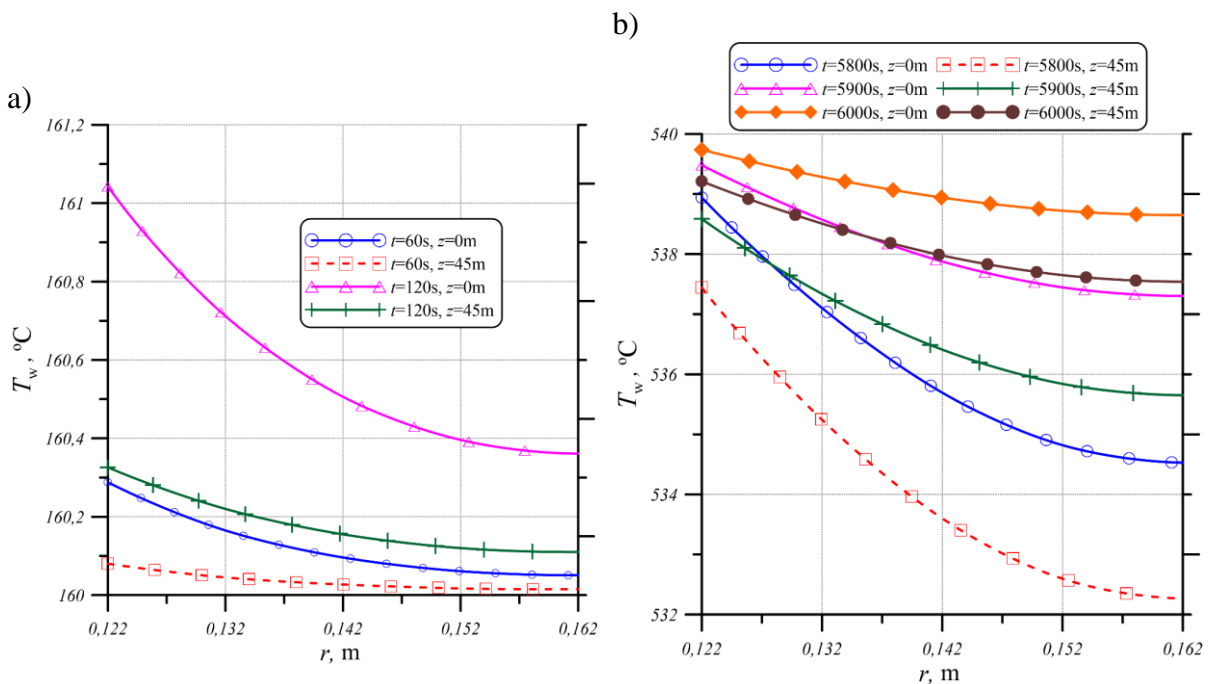
Rys. 8-32. Rozkład temperatury pary wzdłuż jej przepływu a) dla 60s, 120s i 600s, b) dla 2500, 3000 i 3600s.

Zmiana temperatury ścianki rurociągu T_w w czasie została przedstawiona na rysunku 8-33. Pokazany przebieg temperatury ścianki T_w wyznaczony został w węźle leżącym na powierzchni wewnętrznej $T_w(r_{wew})$ i w węźle znajdującym się na powierzchni zewnętrznej $T_w(r_{zew})$ rurociągu, dla przekroju poprzecznego na początku ($z=0\text{m}$) i na końcu rurociągu ($z=45\text{m}$).

Rozkład temperatury na grubości ścianki rurociągu, dla przekroju poprzecznego na początku i na końcu rurociągu, dla różnych punktów czasowych ilustruje rys. 8-34.

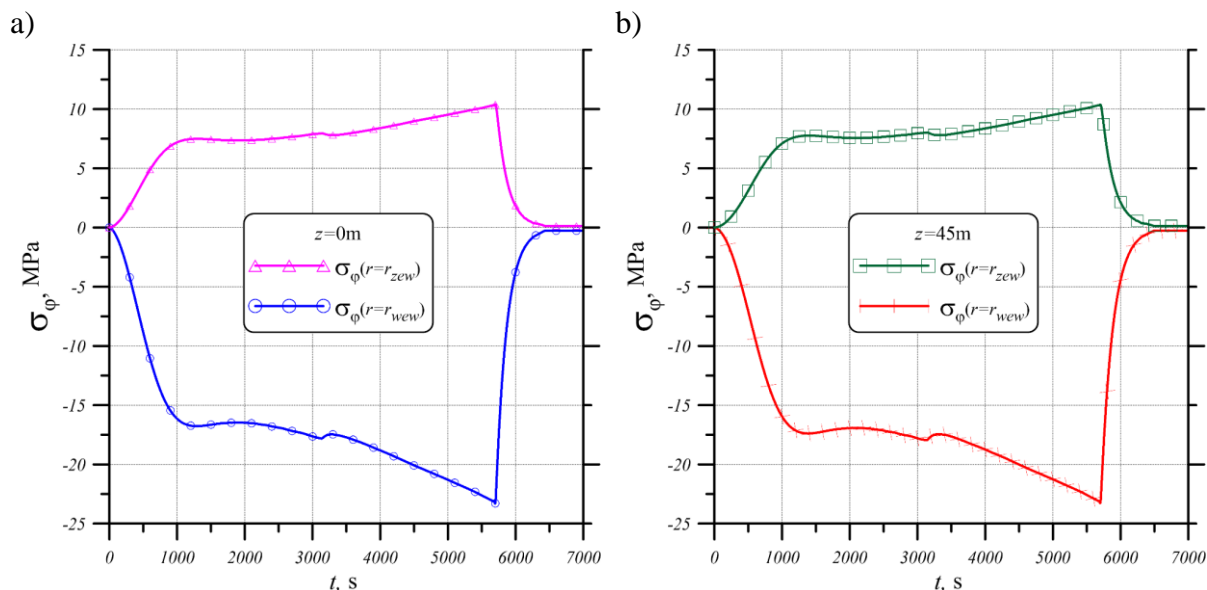


Rys. 8-33. Wyznaczona temperatura ścianki rurociągu za pomocą modelu numerycznego a) na początku rurociągu, b) na końcu rurociągu.



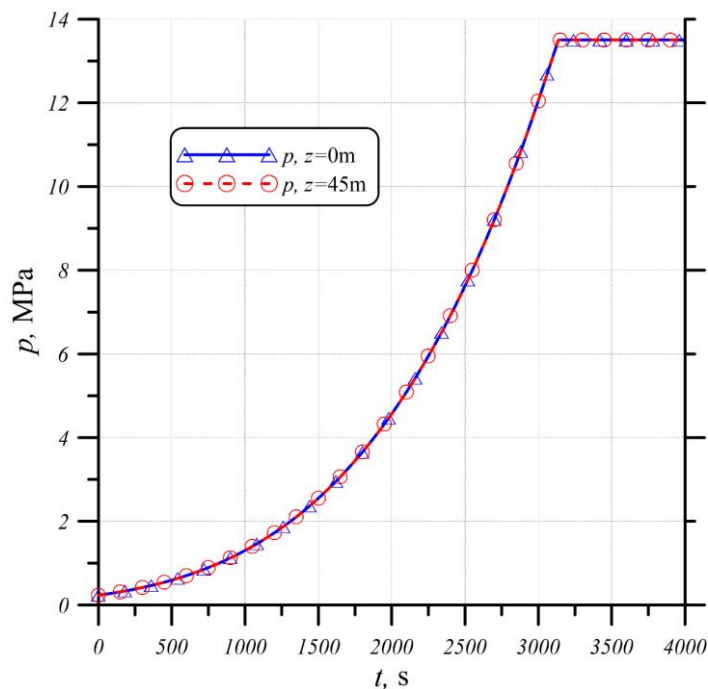
Rys. 8-34. Zmiana temperatury w ścianie rurociągu w funkcji promienia.

Po wyznaczeniu pola temperatury w ścianie, wykorzystując równanie (7-21), zostały określone ciepłe naprężenia obwodowe σ_φ . Wyznaczone naprężenia obwodowe σ_φ występujące na powierzchni wewnętrznej ($r=r_{wew}$) oraz występujące na powierzchni zewnętrznej ($r=r_{zew}$) dla przekroju na wlocie ($z=0m$) do rurociągu oraz na wylocie ($z=45m$) z rurociągu zostały przedstawione na rys.8-35. Z analizy wyników przedstawionych na rys.8-35 widać, że największe naprężenia ciepłe występują na wewnętrznej powierzchni. W przekroju znajdującym się na początku rurociągu osiągają wartość $-23,31MPa$, natomiast na końcu rurociągu $-23,26MPa$.



Rys. 8-35. Naprężenia obwodowe występujące na powierzchni wewnętrznej i zewnętrznej rurociągu, a) w przekroju na wlocie rurociągu, b) w przekroju na wylocie rurociągu.

Na rysunku 8-36 przedstawiony został przebieg zmian ciśnienia pary w czasie. Spadek ciśnienia czynnika między wlotem a wylotem jest niewielki i jest rzędu kilkunastu pascali. W celu zobrazowania różnicy między wartościami ciśnienia pary na wlocie, w środku i wylocie z rurociągu, zestawiono wyniki obliczeń w tabeli 8-8.

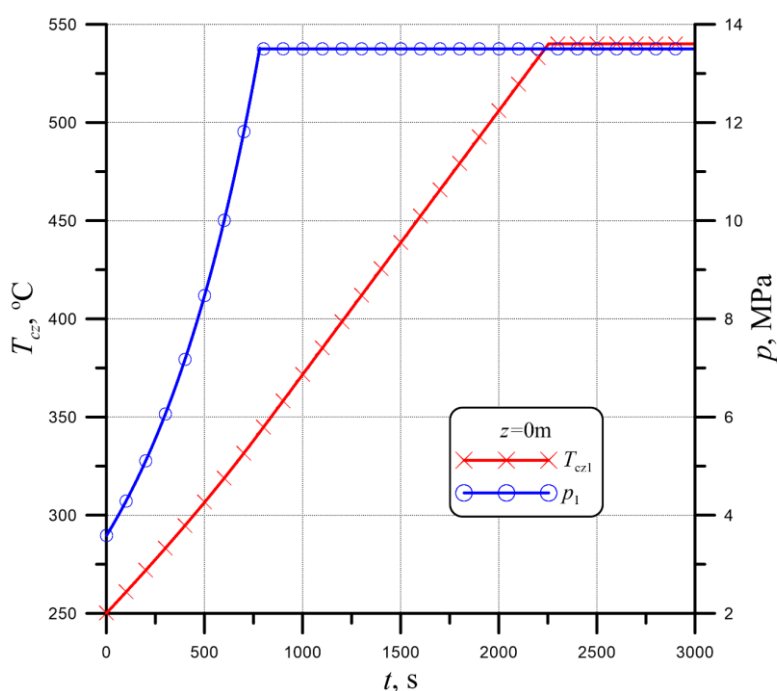


Rys. 8-36. Zmiana ciśnienia czynnika w czasie na wlocie i wylocie z rurociągu.

Tab. 8-8. Porównanie wyników obliczonego ciśnienia pary na początku, w środku i na końcu rurociągu dla różnych punktów czasowych.

| | | Ciśnienie pary świeżej p [kPa] | | | | | | | | |
|----------|----------|-------------------------------------|---------|---------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $t, [s]$ | $z, [m]$ | 60 | 120 | 240 | 600 | 1200 | 1500 | 2000 | 2500 | 3150 |
| | | 0 | 262,27 | 295,41 | 371,85 | 700,82 | 1724,02 | 2549,42 | 4566,36 | 7623,994 |
| 22,5 | 262,197 | 295,337 | 371,777 | 700,748 | 1723,948 | 2549,348 | 4566,287 | 7623,917 | 13499,92 | |
| 45 | 262,125 | 295,265 | 371,705 | 700,675 | 1723,875 | 2549,275 | 4566,215 | 7623,841 | 13499,85 | |

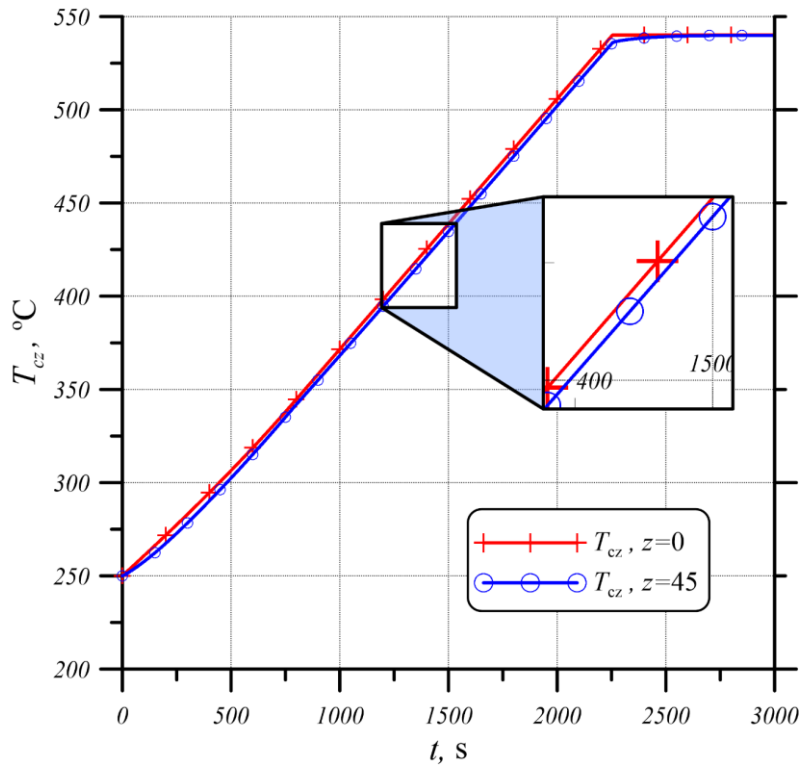
Kolejna symulacja nagrzewania rurociągu została przeprowadzona dla danych rozruchowych, które zostały przedstawione w rozdziale 4.2. Poniżej zostały przedstawione wyniki z obliczeń nagrzewania rurociągu dla założonych parametrów pary na wlocie, opisanych w rozdziale 4.2 dla rozruchu ze stanu gorącego. Zadany przebieg zmiany temperatury i ciśnienia pary na wlocie do rurociągu został przedstawiony na rys. 8-37.



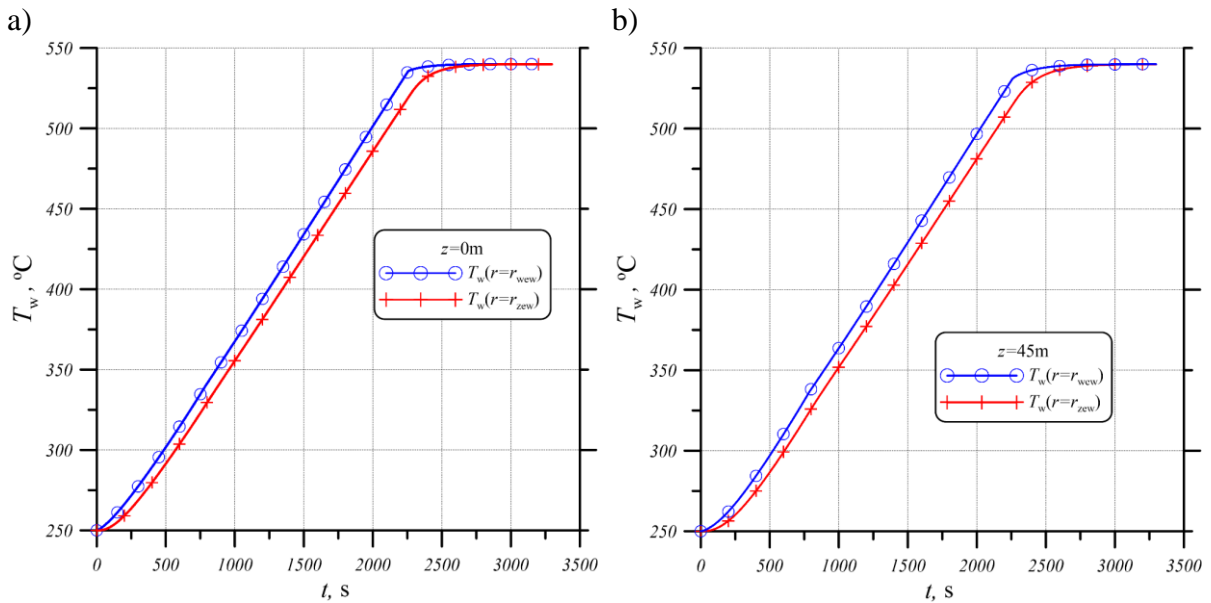
Rys. 8-37. Zmiana temperatury i ciśnienia pary świeżej w czasie- rozruch ze stanu gorącego.

Na rysunku 8-38 przedstawiono wyniki obliczeń temperatury pary na wylocie z rurociągu ($z=45m$) za pomocą modelu numerycznego, przy zadanym przebiegu temperatury i ciśnienia na wlocie ($z=0m$) do rurociągu, który został pokazany na rys.8-37.

Wyznaczona została temperatura ścianki T_w w każdym węźle (rys.7-1), równomiernie rozmieszczonym w ścianie rurociągu od powierzchni wewnętrznej ($r=r_{zew}$) do powierzchni zewnętrznej ($r=r_{zew}$). Na rysunku 8-39 został przedstawiony przebieg zmian temperatury w węzłach leżących na powierzchni wewnętrznej T_w ($r=r_{zew}$) i zewnętrznej T_w ($r=r_{zew}$) na początku ($z=0m$) i na końcu ($z=45m$) rurociągu.

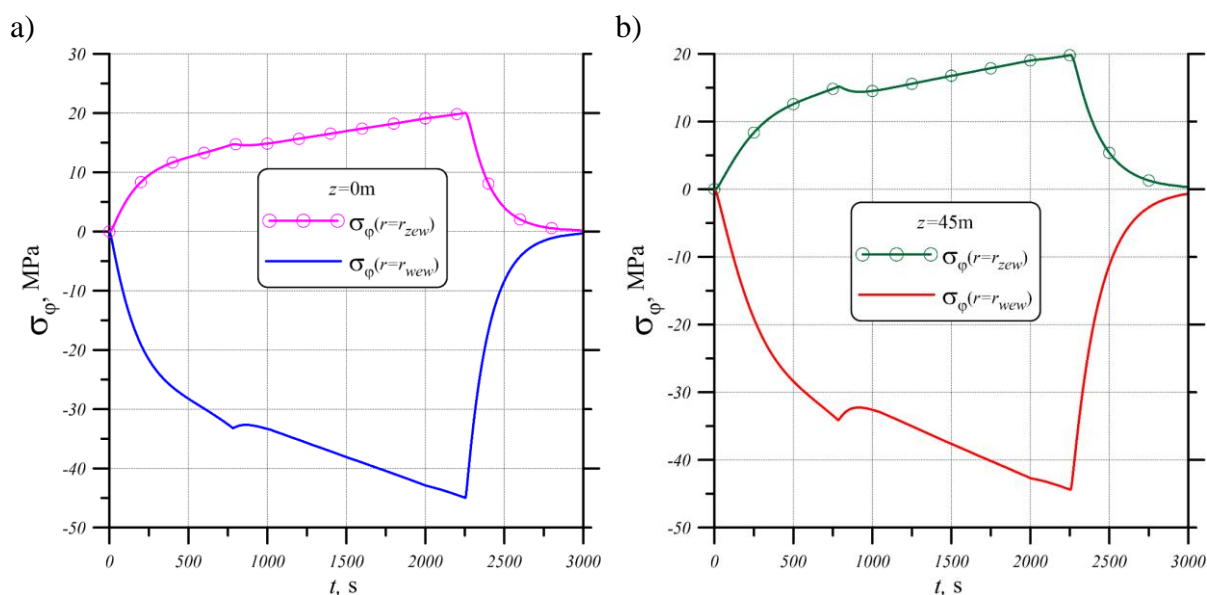


Rys. 8-38. Zmiana temperatura pary w czasie na wlocie ($z=0m$) i wylocie ($z=45m$) z rurociągu – rozruch ze stanu gorącego.



Rys. 8-39. Temperatura sciany –rozruch gorący

Wyznaczony rozkład temperatury w ścianie rurociągu (rys.8-39) posłużył do określenia obwodowych naprężeń cieplnych w ścianie rurociągu. Największe naprężenia występują na powierzchni wewnętrznej i są to naprężenia ściskające, zaś na powierzchni zewnętrznej występują naprężenia rozciągające. Na rysunku 8-40 zostały przedstawione cieplne naprężenia obwodowe σ_φ na powierzchni zewnętrznej i wewnętrznej rurociągu.



Rys. 8-40. Obwodowe naprężenia σ_φ , występujące na powierzchni wewnętrznej i zewnętrznej a) w przekroju na wlocie rurociągu, b) w przekroju na wylocie rurociągu.

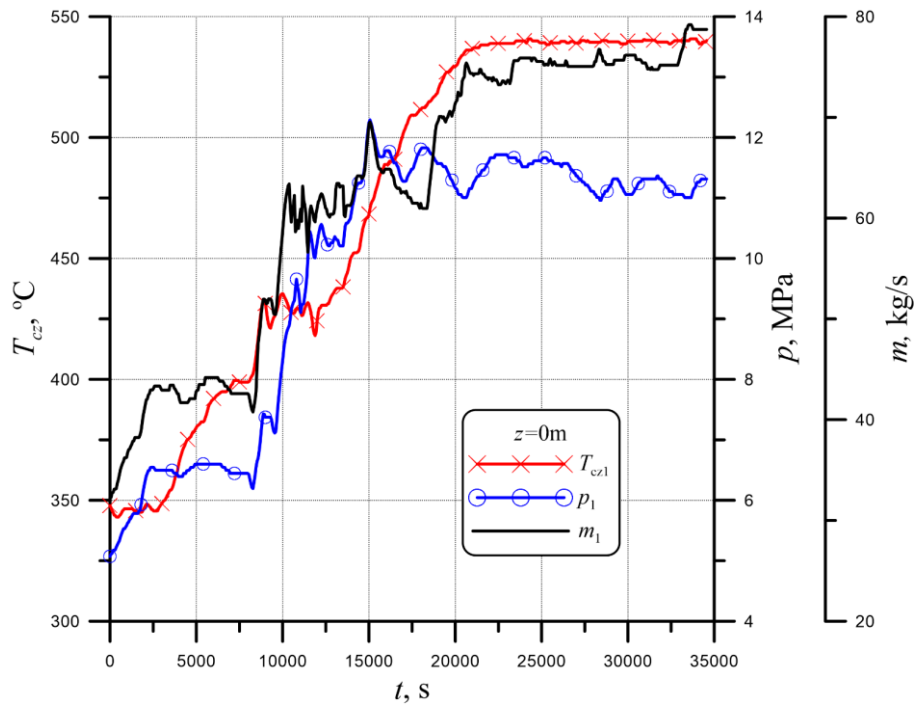
Z analizy wyników przedstawionych na rys.8-40 wynika, że największe naprężenia obwodowe, co do wartości bezwzględnej, występują na powierzchni wewnętrznej, dla punktu czasowego ok. $t=2250$ s i wynoszą: $\sigma_\varphi=-44,98$ MPa na wlocie rurociągu oraz $\sigma_\varphi=-44,42$ MPa na wylocie z rurociągu. Na powierzchni zewnętrznej naprężenia obwodowe wynoszą odpowiednio na wlocie rurociągu $\sigma_\varphi=20,03$ MPa na wylocie z rurociągu $\sigma_\varphi=19,81$ MPa.

W celu weryfikacji dokładności wykonywanych obliczeń za pomocą opracowanego modelu, przeprowadzono symulację wykorzystując rzeczywiste przebiegi zmian temperatury, ciśnienia i masy pary uzyskanymi z pomiarów. Poniżej przedstawione zostały wyniki z przeprowadzonych symulacji nagrzewania rurociągu dla dwóch wybranych zestawów danych pomiarowych.

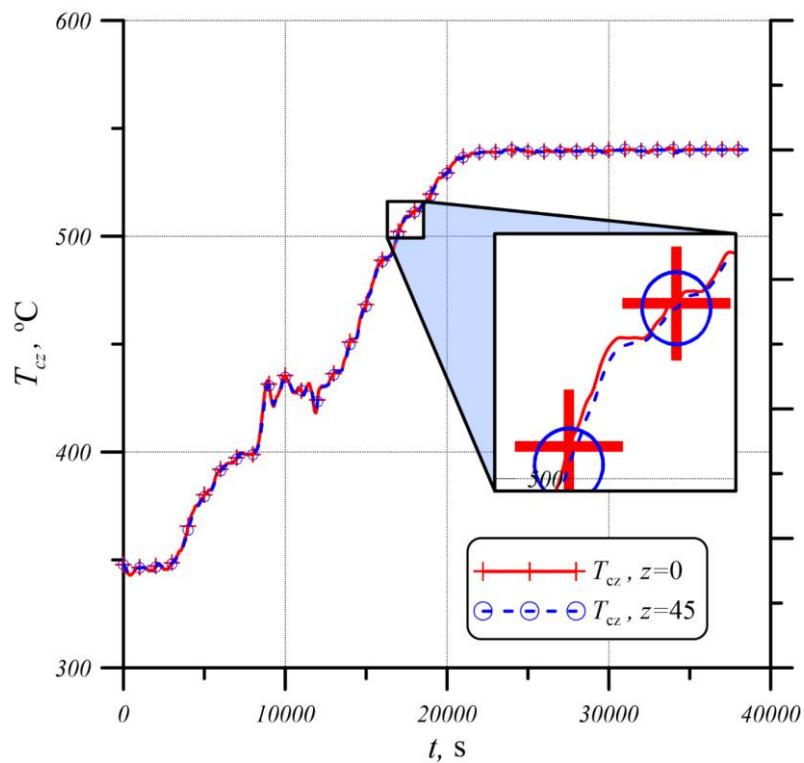
Na rys. 8-41 zostały przedstawiono zmierzone przebiegi czasowe temperatury T_{cz} , ciśnienia p i strumienia masy pary \dot{m} (dane 1). Czujniki pomiarowe zamocowane były na rurociągu parowym za trójnikiem (rys.5-1). Dane pomiarowe z tych czujników zostały potraktowane jako dane wejściowe w przeprowadzonych obliczeniach.

Temperatura pary, która została zmierzona przez czujnik pomiarowy umieszczony przed główną zasuwą parową (rys.5-2) posłuży do porównania z wartością temperatury czynnika na wylocie z rurociągu uzyskaną z obliczeń za pomocą modelu numerycznego. Przeprowadzona symulacja, podobnie jak dla symulacje wcześniejsze, pozwoliły na wyznaczenie przebiegów czasowych zmian temperatury pary wzdłuż długości rurociągu. Rozkład temperatury pary na wylocie z rurociągu T_{cz} ($z=45$ m) uzyskany z obliczeń na podstawie założonego przebiegu temperatury pary na wlocie do rurociągu T_{cz} ($z=0$ m) przedstawia rys.8-42.

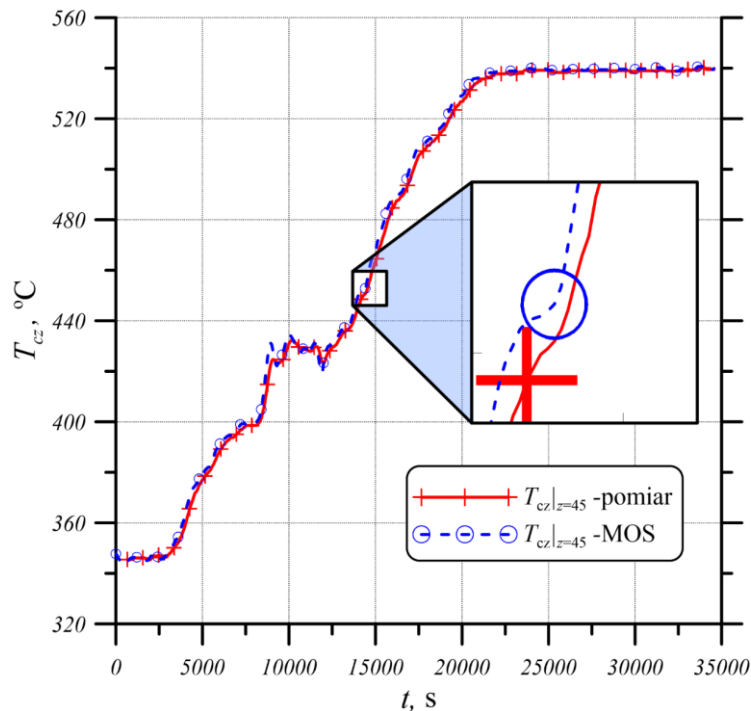
Na rysunku 8-43 zostało przedstawione porównanie temperatury pary T_{cz} ($z=45$ m) na wylocie z rurociągu otrzymanej z obliczeń przy użyciu metod numerycznych (MOS) z temperaturą pary T_{cz} ($z=45$ m) uzyskaną z pomiarów.



Rys. 8-41. Przebiegi czasowe temperatury T_{cz} , ciśnienia p i strumienia masy \dot{m} pary uzyskane z pomiarów.

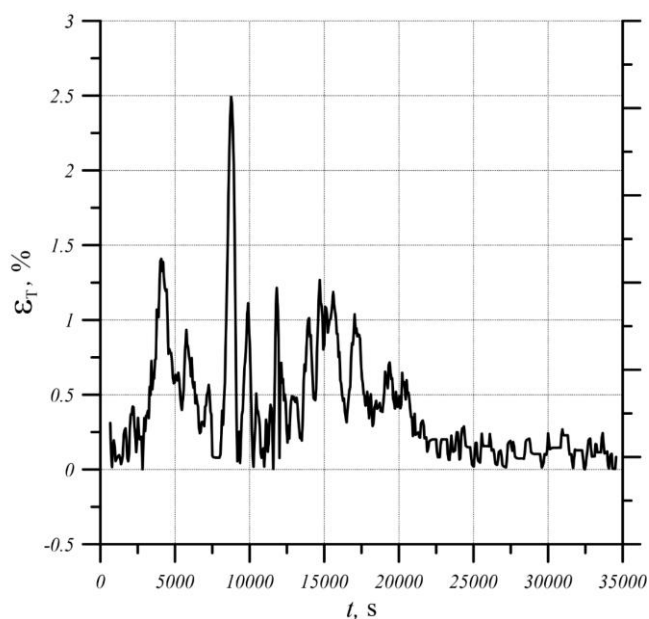


Rys. 8-42. Temperatura czynnika na wylocie z rurociągu (T_{cz} , $z=45\text{m}$) w funkcji czasu, wyznaczona na podstawie zadanego przebiegu temperatury pary (T_{cz} , $z=0\text{m}$) pochodzącego z pomiarów.



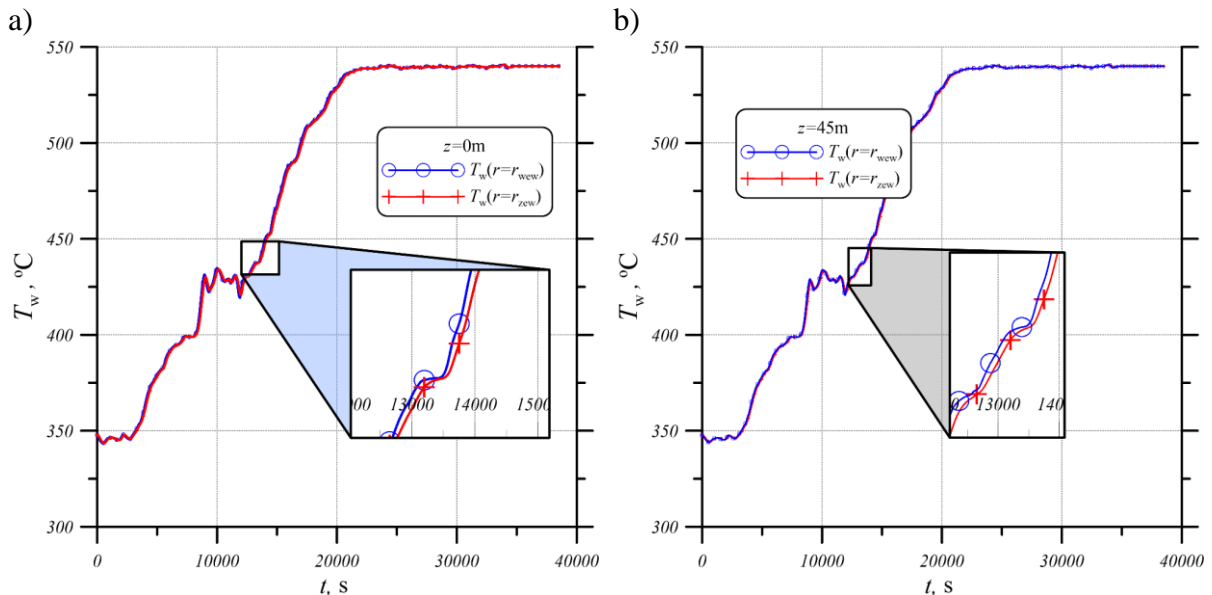
Rys. 8-43. Porównanie wyznaczonej temperatury czynnika na wylocie z rurociągu za pomocą metody MOS z temperaturą czynnika pochodzącą z pomiarów

Z analizy wyników przedstawionych a rys. 8-43 wnika, że wyznaczona temperatura pary na wylocie z rurociągu przy użyciu modelu numerycznego nieznacznie się różni od temperatury uzyskanej z pomiaru. Średnie odchylenie kwadratowe między obliczoną temperaturą czynnika a temperaturą uzyskaną z pomiarów wynosi $RMSE=2,39K$. Względny błąd wyznaczonej temperatury pary na wylocie z rurociągu przedstawiony został na rys. 8-44. Największa wartość względnego błędu ε_T wynosi 2,5%. W pozostałych punktach błąd ten nie przekracza 1,5%. Zauważyć można, że różnica między zmierzonymi wartościami temperatury czynnika na wlocie i wylocie rurociągu jest w tym punkcie największa. Może być to błąd pomiarowy wywołany przypadkowym zaburzeniem.



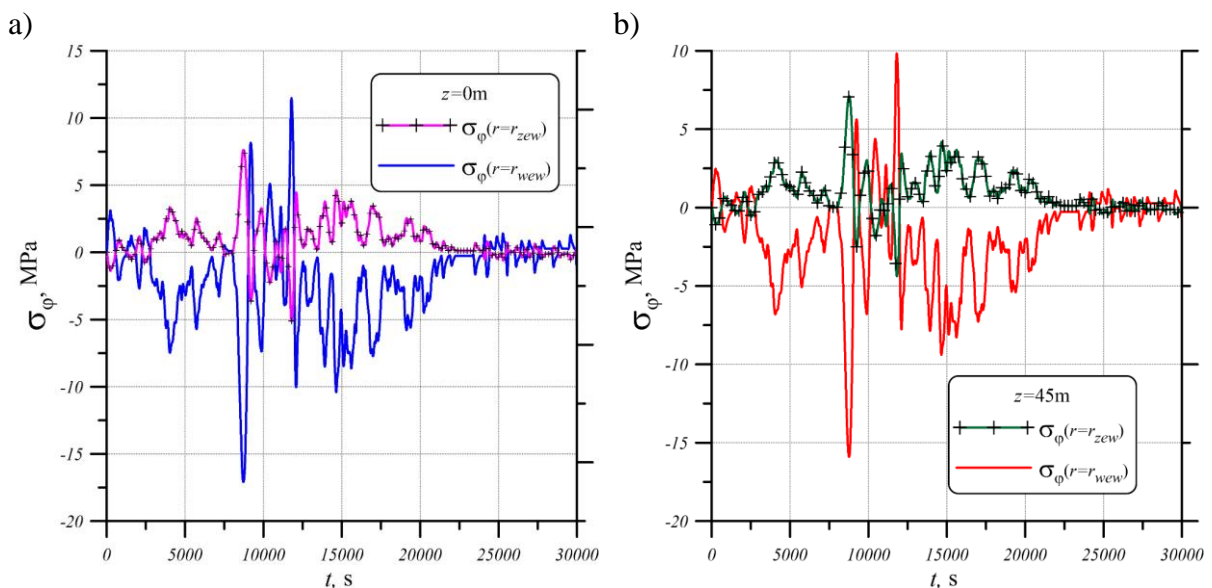
Rys. 8-44. Błąd względny ε_T obliczonej temperatury na wylocie z rurociągu za pomocą MOS

Rysunek 8-45 przedstawia zmianę temperatury ścianki w czasie na powierzchni wewnętrznej $T_w(r=r_{wew})$ i zewnętrznej $T_w(r=r_{zew})$ rurociągu, w przekroju na początku ($z=0m$) i końcu ($z=0m$) rurociągu. Różnica w wartościach temperatury ścianki między powierzchnią wewnętrzną a zewnętrzną nie jest duża, a maksymalna jej wartość wynosi $\Delta T_w=4,3K$.



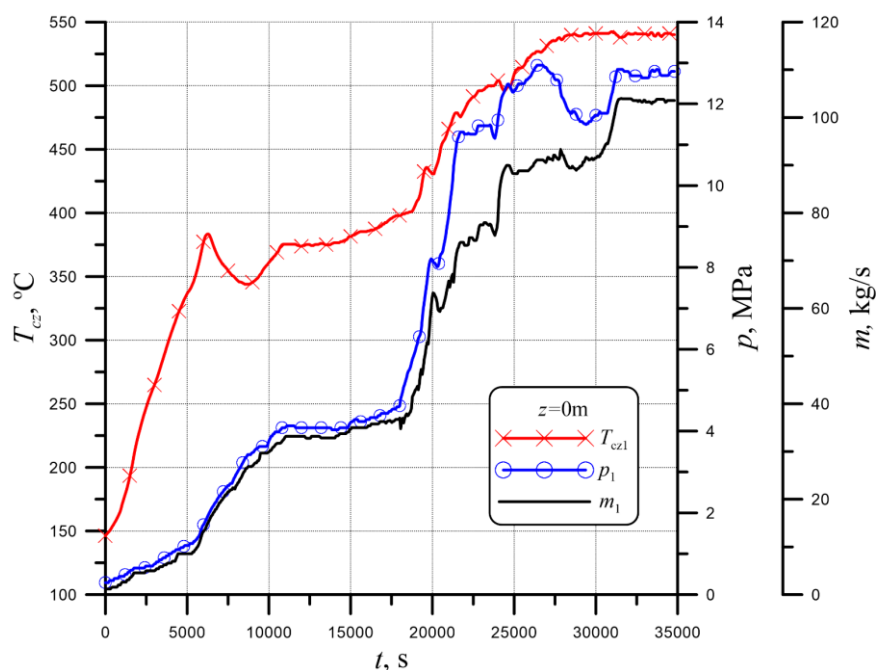
Rys. 8-45. Zmiana temperatury na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni ścianki rurociągu w czasie w przekroju poprzecznym na początku rurociągu (a), w przekroju poprzecznym na końcu rurociągu (b).

Wyznaczone obwodowe naprężenia cieplne występujące na wewnętrznej i zewnętrznej ścianie rurociągu przedstawione zostały na rysunku 8-46. Maksymalna wartość naprężeń na powierzchni wewnętrznej jest równa $\sigma_\varphi(r=r_{wew})=-17,1$ MPa, natomiast na powierzchni zewnętrznej wynosi $\sigma_\varphi(r=r_{zew})=7,61$ MPa.



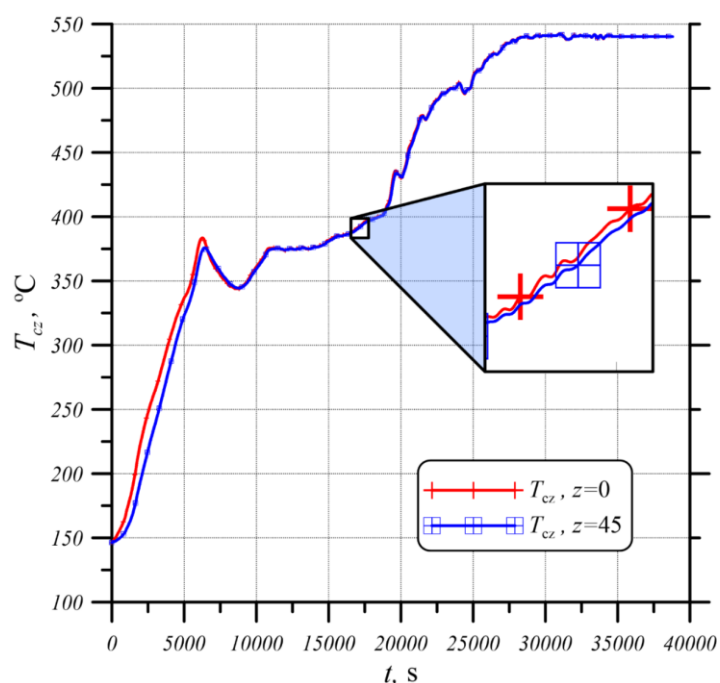
Rys. 8-46. Naprężenia obwodowe na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rurociągu, a) wlot, b) wylot rurociągu.

Na rysunku 8-47 został przedstawiony drugi zestaw danych pomiarowych, które posłużą jak dane wejściowe do przeprowadzenia kolejnej symulacji.



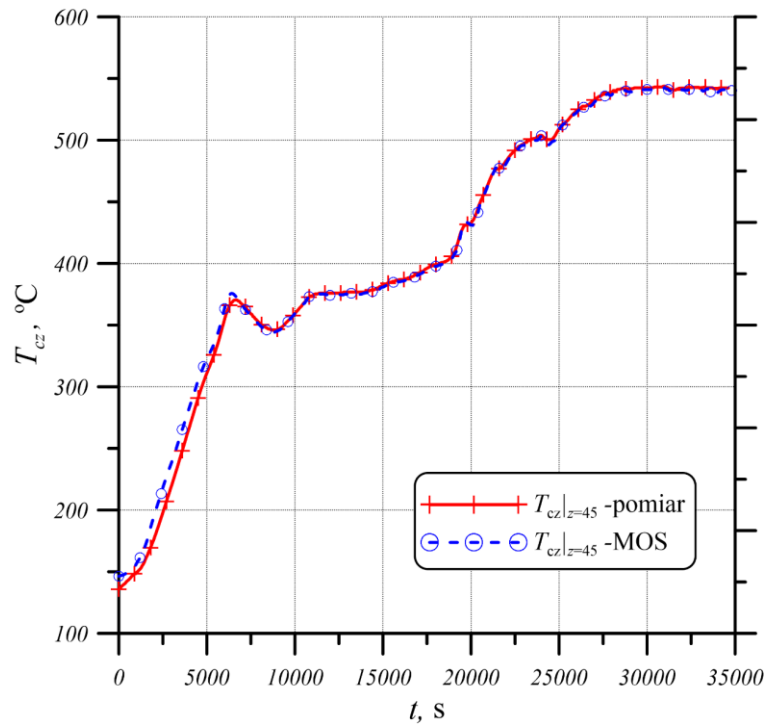
Rys. 8-47. Przebiegi czasowe temperatury T_{cz} , ciśnienia p i strumienia masy \dot{m} pary uzyskane z pomiarów.

Poniżej znajdują się wyniki z przeprowadzonych obliczeń przy założonych danych wejściowych pary z rys. 8-47.

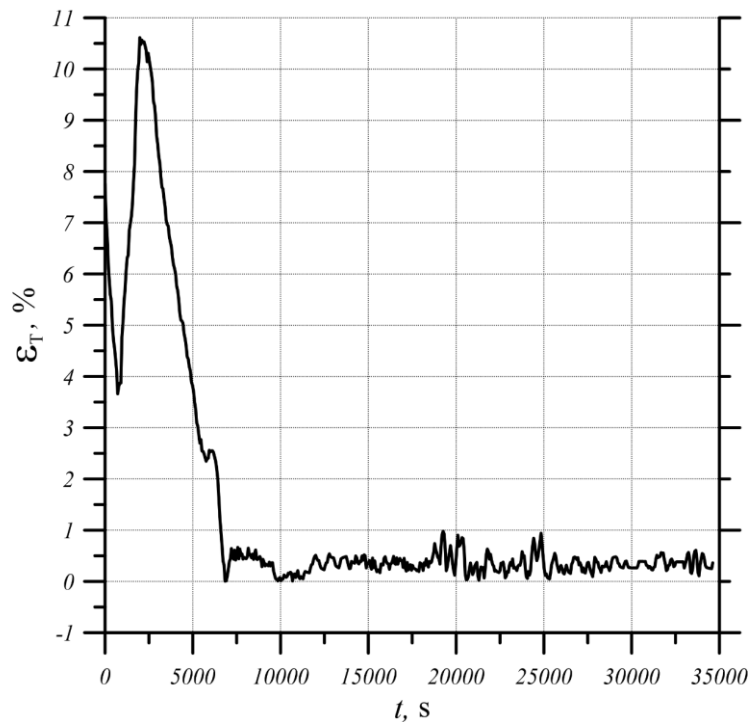


Rys. 8-48. Wyznaczona zmiana temperatury czynnika na wylocie z rurociągu (T_{cz} , $z=45\text{m}$) w czasie, na podstawie zadanego przebiegu temperatury pary (T_{cz} , $z=0\text{m}$) pochodzącego z pomiarów

Porównanie wartości temperatury pary na wylocie z rurociągu uzyskanych z obliczeń numerycznych (MOS) z wartościami temperatury pary na wylocie z rurociągu pochodzącymi z pomiarów przedstawia rys. 8-49.



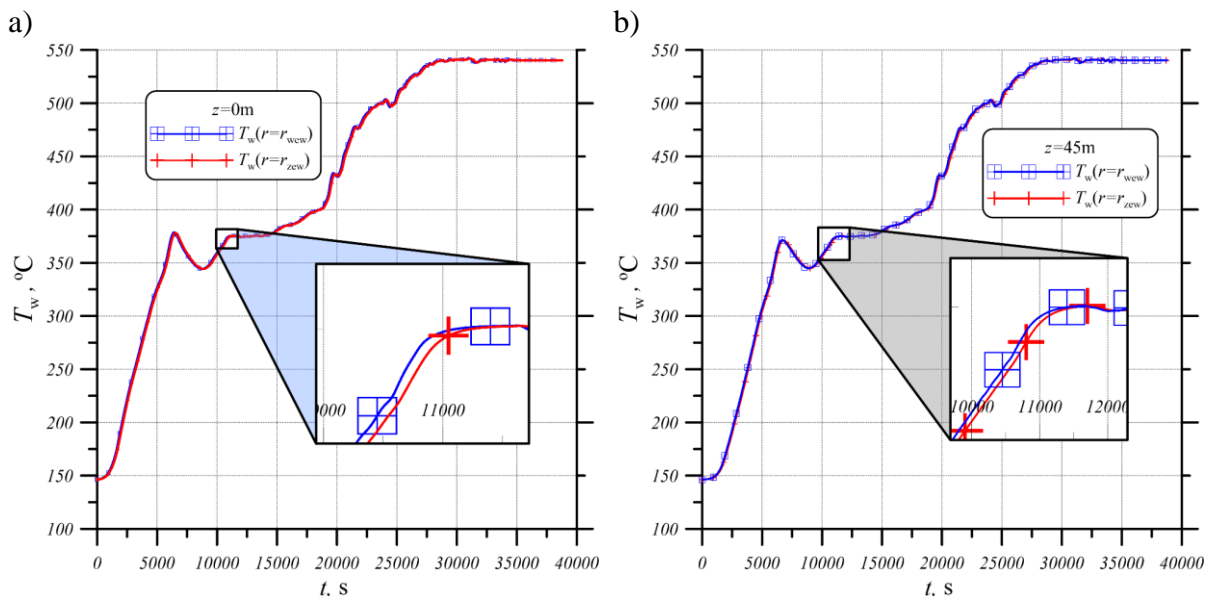
Rys. 8-49. Porównanie wyznaczonej temperatury czynnika na wylocie z rurociągu za pomocą metody MOS z temperaturą czynnika pochodzącą z pomiarów.



Rys. 8-50. Błąd względny ϵ_T obliczonej temperatury na wylocie z rurociągu za pomocą MOS

Średnie odchylenie kwadratowe między temperaturą czynnika obliczoną, a uzyskaną z pomiarów wynosi $RMSE=10,6K$. Obliczony został także względny błąd wyznaczonej

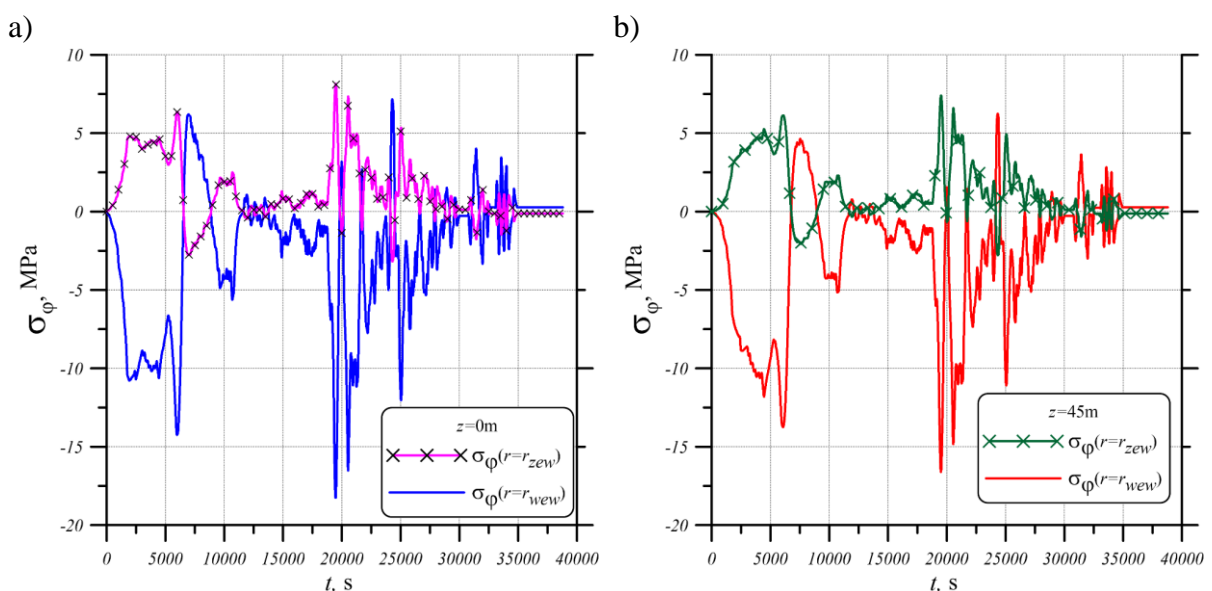
temperatury pary na wylocie z rurociągu (rys. 8-50). Największą wartość błędu względnego ε_T osiągnięta jest na początku procesu nagrzewania i wynosi 16,5%.



Rys. 8-51. Zmiana temperatury na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni ścianki rurociągu w czasie, a) w przekroju poprzecznym na początku rurociągu, b) w przekroju poprzecznym na końcu rurociągu.

Na rys. 8-51 przedstawiona została zmiana temperatury ścianki w czasie na powierzchni wewnętrznej $T_w(r=r_{wew})$ i zewnętrznej $T_w(r=r_{zew})$ rurociągu w przekroju na początku ($z=0m$) i końcu rurociągu ($z=45m$).

Wyznaczone obwodowe naprężenia cieplne występujące na wewnętrznej i zewnętrznej ścianie rurociągu przedstawione zostały na rysunku 8-52.



Rys. 8-52. Naprężenia obwodowe na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rurociągu, a) wlot, b) wylot rurociągu

9. Zagadnienia odwrotne występujące w nagrzewaniu rurociągu łączącego kocioł z turbiną w czasie rozruchu bloku

Celem w bezpośrednich zagadnieniach przewodzenia ciepła było wyznaczenie rozkładu temperatury w ścianie rurociągu oraz obszarze zajmowanym przez parę dla założonych warunków początkowych i brzegowych. W zagadnieniach odwrotnych przewodzenia ciepła na podstawie zmierzonego na końcu rurociągu czasowego przebiegu temperatury czynnika wyznaczany jest przestrzenno-czasowy rozkład temperatury w ścianie rurociągu oraz pary.

Powstały model numeryczny opisuje rurociąg parowy, który wykorzystywany jest do transportu pary z kotła do turbiny. Turbina parowa pracuje przy określonych parametrach wejściowych pary przegrzanej. W celu jej poprawnej i bezawaryjnej pracy, zmiany w czasie parametrów pary na wejściu nie mogą być gwałtowne i odbiegać od wartości dopuszczalnych. Zbyt gwałtowna zmiana temperatury pary może nie tylko powodować występowanie dużych naprężeń w rurociągu, ale także w elementach konstrukcyjnych turbiny. W celu zapewnienia bezawaryjnej pracy należy znać zmianę temperatury pary na wlocie do turbiny, która zależy od przebiegu temperatury na wlocie do rurociągu parowego. Przedstawiona zostanie metoda numeryczna do wyznaczenia przebiegu czasowego temperatury pary na wlocie do rurociągu $T_{cz}(t)|_{z=0}$, przy której przebieg temperatury pary na wylocie z rurociągu $T_{cz}(t)|_{z=45}$ (wlot do turbiny) jest równy z góry zadanemu przebiegowi $f(t)$ znanego z pomiaru.

Ze względu na duży wpływ przypadkowych błędów pomiarowych na rozwiązanie, przebieg temperatury zmierzonej przybliży się odpowiednią funkcją, taką, aby wyeliminować lub zmniejszyć występujące błędy, ale odwzorowującą rzeczywisty przebieg temperatury. Także duże znaczenie ma dokładność przybliżenia pochodnych funkcji przedstawiające zmiany temperatury w czasie. W metodach numerycznych w celu zmniejszenia wpływu przypadkowych błędów pomiarowych stosuje się np. ruchome filtry cyfrowe lub tzw. kroki przyszłościowe.

9.1. Wyznaczanie przebiegu temperatury pary na wlocie do turbiny

Zadanie odwrotnie odwrotne zostało sformułowane w następujący sposób:

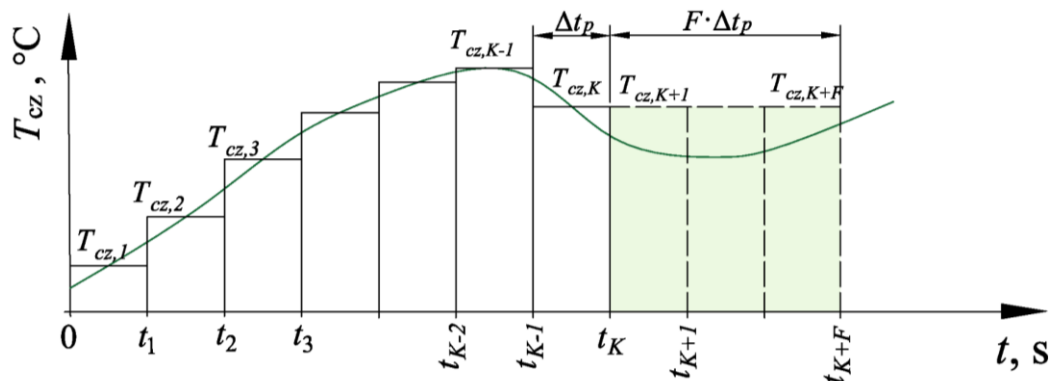
- Temperatura pary na wylocie z rurociągu $g(t)$ jest znana z pomiaru
- na zewnętrznej powierzchni sformułowane zostały warunki brzegowy i początkowy (równania 7-7 ÷ 7-13)
- poszukiwany jest czasowy przebieg temperatury na wlocie to rurociągu.

Przebieg temperatury pary na wlocie do rurociągu $T_{cz}(t)|_{z=0}=T_{cz1}$ wyznaczany będzie w sposób sekwencyjny. Na początku wyznaczona będzie temperatura wlotowa pary w przedziale czasowym $0 < t < t_1$ (rys.9-1) za pomocą metody najmniejszych kwadratów z użyciem kroków przyszłościowych z regularyzacją pierwszego rzędu (wzór 9-1) [64].

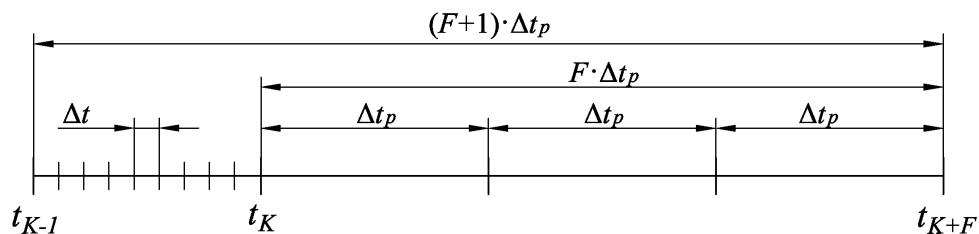
$$\min[S(T_{cz})] = \int_{t_{K-1}}^{t_{K+F}} (T_{cz(M+1),o} - T_{cz(M+1),z})^2 dt + w_r \left(\frac{dT_{cz1}(t_K)}{dt} \right) \quad (9-1)$$

Wlotowa temperatura pary $T_{czl}(t_K)$ wyznaczona będzie z podstawowym krokiem czasowym równym $\Delta t_p = t_K - t_{K-1} = k_2 \cdot \Delta t$. Krok czasowy Δt_p jest wielokrotnością kroku Δt wykorzystywanego do rozwiązania zadania bezpośredniego za pomocą metody różnic skończonych. W czasie $t = t_{K-1}$ temperatura wlotowa pary $T_{czl}(t_{K-1})$ jest znana, natomiast poszukiwana jest temperatura pary $T_{czl}(t_K)$ w czasie $t = t_K$. Krok czasowy Δt_p powinien być tak dobrany, aby zmiana temperatury pary na wlocie rurociągu T_{czl} w czasie $t = t_{K-1}$ spowodowała zmianę temperatury pary na wylocie z rurociągu w czasie $t = t_K$. Dla zbyt małego kroku podstawowego Δt_p nie można byłoby wyznaczyć przebiegu temperatury pary T_{czl} na wlocie do rurociągu w przedziale czasowym $t_{K-1} \leq t \leq t_K$ na podstawie zadanego przebiegu temperatury pary na wylocie z rurociągu $T_{cz(M+1),z}$. Dodatkowo do stabilizacji rozwiązania stosuje się przedziały przyszłościowe $t_K \leq t \leq t_{K+F}$ (rys. 9-1).

a)



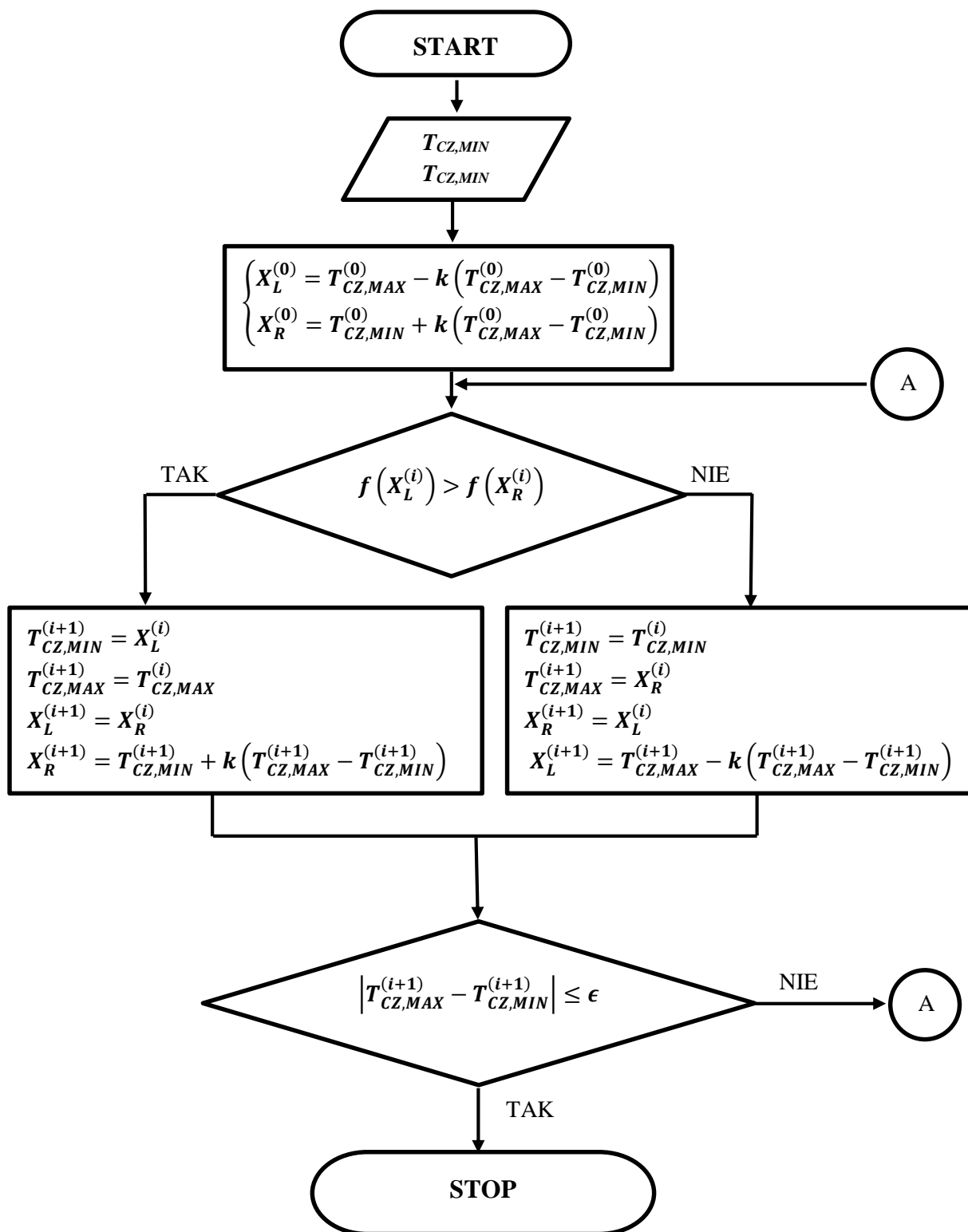
b)



Rys. 9-1. Przybliżenie za pomocą krzywej schodkowej przebiegu zmiany temperatury na wlocie do rurociągu w czasie a), oraz koncepcja kroków przyszłościowych, $F=3$ b)

Poprzez zwiększenie analizowanego przedziału czasowego z $t_{K-1} \leq t \leq t_K$ do $t_{K-1} \leq t \leq t_{K+F}$ występuje mierzalna zmiana temperatury pary na wylocie rurociągu $T_{cz(M+1),o}$ w skutek zmiany temperatury czynnika na wlocie do rurociągu $T_{czl,o}$ w czasie t_{K-1} . Po wyznaczeniu temperatury czynnika w punkcie czasowym t_K zakłada się, że tą temperaturę osiąga para w przedziale czasowym $t_{K-1} \leq t \leq t_K$. Dla następnego przedziału $t_K \leq t \leq t_{K+1}$, temperaturę czynnika na wlocie do rurociągu T_{czl} wyznacza się od punktu $t_{K+1} + \Delta t_p$.

Temperaturę czynnika $T_{czl}(t_K)$ wyznaczana jest za pomocą metody złotego podziału [22,76,129,140] dla której suma $S(T_{cz})$ przyjmuje wartość minimalną (wzór 9-1).



Rys. 9-2. Schemat blokowy programu do wyznaczenia temperatury czynnika za pomocą metody złotego podziału.

Schemat blokowy programu do wyznaczania temperatury pary na wlocie do rurociągu T_{cz} poprzez kolejne podziały przedziału $[T_{CZ,MIN}, T_{CZ,MAX}]$ (metoda złotego podziału) pokazany jest na rysunku 9-2. Obliczone wartości temperatury pary w punktach X_L i X_R przejmują wartości z przedziału $T_{CZ,MIN} < X_L < X_R < T_{CZ,MAX}$. Wartość współczynnika wynosi $k \approx 0,61803398$ (wartość

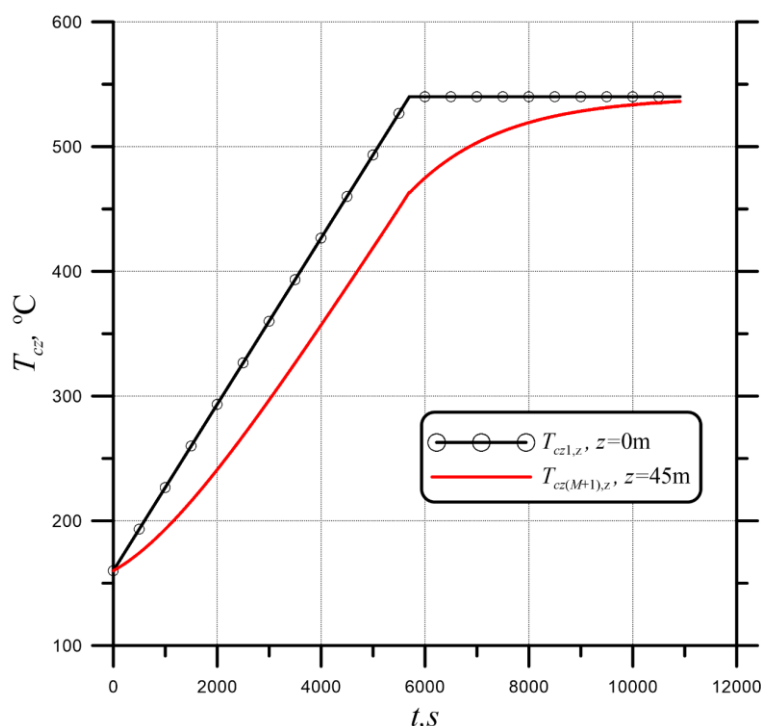
złotego podziału). Jest to stały współczynnik, o który jest zmniejszana wielkość przedziału przy każdej iteracji, aż do spełnienia warunku $(T_{CZ,MAX} - T_{CZ,MIN}) \leq \epsilon$.

Ponieważ temperatura pary na wylocie z rurociągu w punktach czasowych t_i odległych o krok czasowy Δt , wyznaczana jest za pomocą modelu numerycznego rurociągu, sumę $S(T_{CZ})$ ze wzoru (9-1) można zapisać równaniem 9-2 [64]:

$$\min[S(T_{CZ})] = \sum_{i=1}^{k_2(F+1)} [T_{CZ(M+1),o}(t_i) - T_{CZ(M+1),z}(t_i)]^2 + w_r \left(\frac{T_{CZ1}(t_{K+F}) - T_{CZ1}(t_{K-1})}{t_{K+F} - t_{K-1}} \right) \quad (9-2)$$

gdzie $t_i = t_{K-1} + i\Delta t$, $i = 1, \dots, k_2(F + 1)$

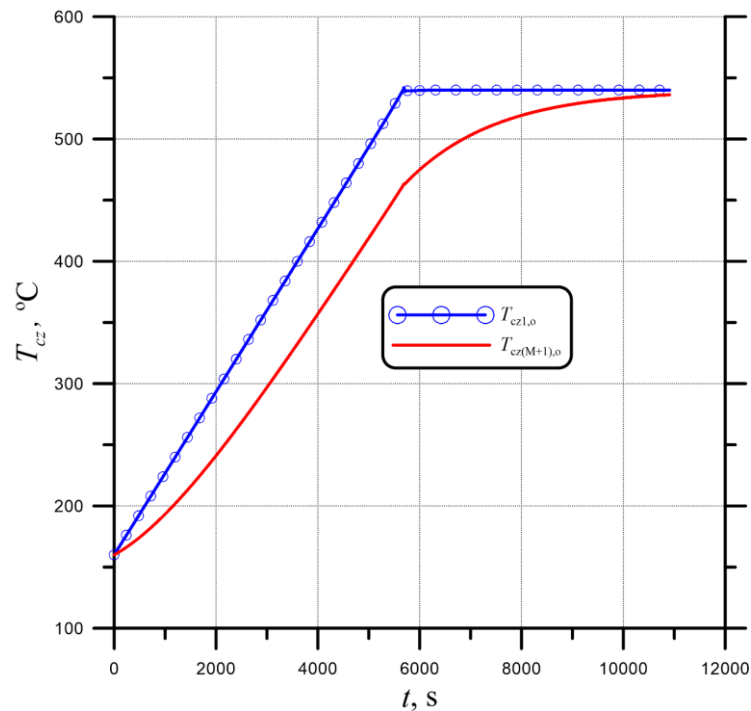
Na wylocie z rurociągu został zadany przebieg zmiany temperatury pary $T_{CZ(M+1),z}$ w funkcji czasu t . Wartością poszukiwaną obliczaną jest temperatura pary na wlocie $T_{CZ1,z}$ (rys.9-3). Temperaturę pary $T_{CZ(M+1),z}$ na wylocie z rurociągu uzyskano z rozwiązania bezpośredniego.



Rys. 9-3. Zmiana temperatury pary T_{CZ} na wlocie do rurociągu $z=0m$ i wylocie $z=45m$ z rurociągu w czasie

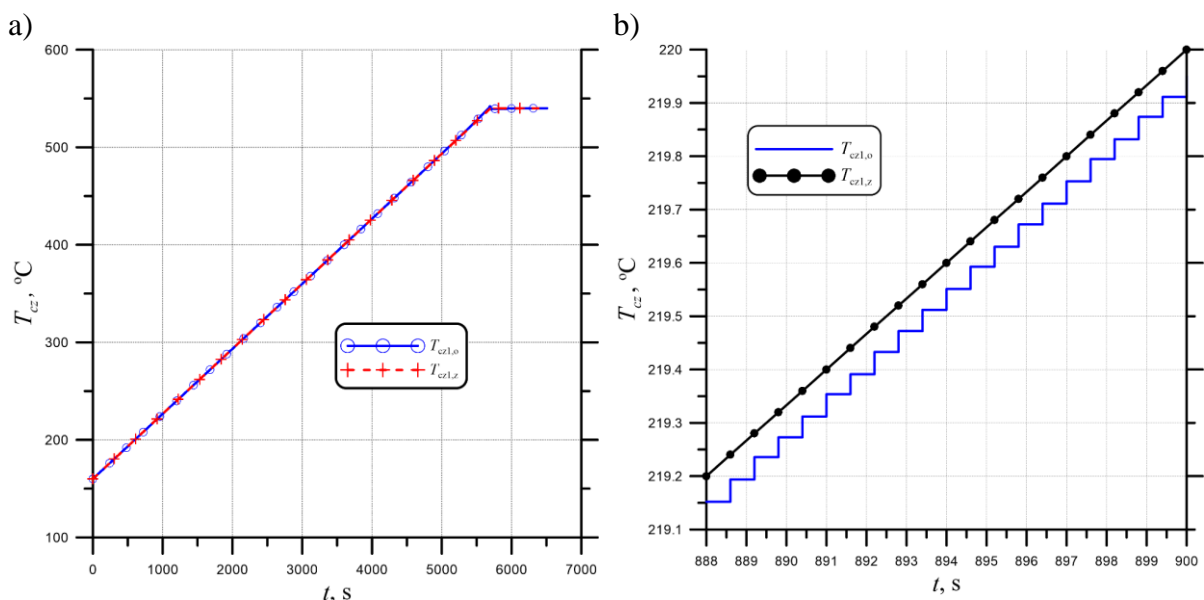
Do obliczeń przyjęte zostały następujące dane: krok czasowy $\Delta t = 0,02s$, liczba kroków czasowych (Δt): $k_2 = 30$, podstawowy krok czasowy $\Delta t_p = k_2 \cdot \Delta t = 0,6s$, liczbę przedziałów przeszłościowych: $F = 2$ oraz współczynnik regularyzacji: $w_r = 0,01$.

W pierwszym teście obliczeniowym założono stałe ciśnienie $p=0,25MPa$ oraz stały strumień masy pary $\dot{m}=3,0$ kg/s. Wyniki z przeprowadzonego rozwiązania zagadnienia odwrotnego zostały przedstawione na rysunkach 9-4 i 9-5.



Rys. 9-4. Zmiana temperatury pary w czasie z rozwiązania zagadnienia odwrotnego, temperatura pary $T_{cz1,o}$ na wlocie do rurociągu $z=0m$, temperatura pary $T_{cz1,(M+1)}$ na wylocie $z=45m$ z rurociągu

Wyznaczana temperatura pary na wlocie do rurociągu $T_{cz1,o}$ z rozwiązania zagadnienia odwrotnego została porównana z temperaturą wlotową z zadania bezpośredniego (rys. 9-5). Uzyskany przebieg temperatury czynnika $T_{cz1,o}$ został przybliżony krzywą schodkową (rys. 9-5b).



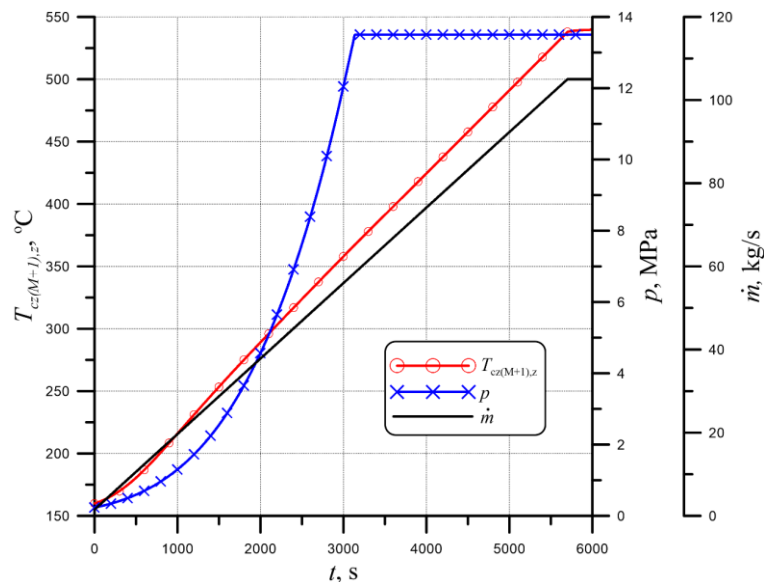
Rys. 9-5. Temperatura pary na wlocie do rurociągu $z=0m$ w funkcji czasu, a) porównanie uzyskanej temperatury z rozwiązania odwrotnego $T_{cz1,o}$ i temperatury pary oczekiwanej $T_{cz1,z}$, b) przybliżenie temperatury pary wlotowej krzywą schodkową.

Obliczenia odwrotne zostały przeprowadzone z podstawowym krokiem czasowym równym $\Delta t_p = k_2 \cdot \Delta t = 0,6s$ (krok czasowy dla rozwiązania bezpośredniego $\Delta t = 0,02s$), dla $k_2 = 30$ kroków czasowych. Przyjęto liczbę przedziałów przyszłościowych $F = 2$ oraz współczynnik

regularyzacji: $w_r = 0,01$. Liczba kroków czasowych k_2 oraz liczbę przedziałów przyszłościowych zostały dobrane tak, aby zmiana temperatury pary na wlocie rurociągu powodowała wyraźną zmianę temperatury pary na wlocie do turbiny po czasie $F \cdot \Delta t_p$.

Z przeprowadzonej analizy wyników przedstawionych na rysunkach 9-4 i 9-5 wynika, że różnice między temperaturą pary uzyskaną z rozwiązania odwrotnego a temperaturą czynnika założoną w rozwiązaniu bezpośrednim jest niewielka. Średnie odchylenie kwadratowe wyznaczonej temperatury czynnika na wlocie do rurociągu wynosi $RMSE = 0,322K$. Mała wartość $RMSE$ wskazuje na bardzo dobrą zgodność uzyskanych wyników.

Kolejny test obliczeniowy został przeprowadzony dla zmian temperatury pary $T_{cz(M+1),z}$, ciśnienia p i strumienia masy pary \dot{m} w funkcji czasu t pokazanych na Rys. 9-6. W zakresie pary nasyconej uwzględniono, że ciśnienie jest funkcją temperatury natomiast dla pary przegrzanej, ciśnienie czynnika nie zależy od temperatury. Założono również liniowy przyrost strumienia masy pary aż do osiągnięcia wartości nominalnej $\dot{m} = 105,55 \text{ kg/s}$.



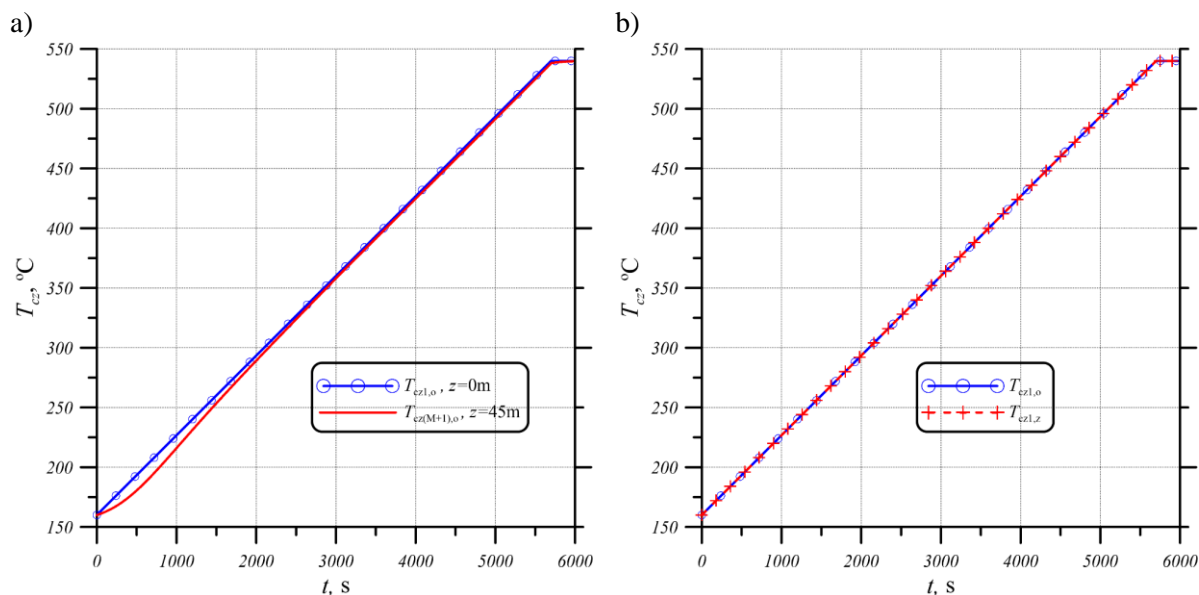
Rys. 9-6. Zmiana temperatury pary $T_{cz(M+1),z}$, ciśnienia p oraz strumienia masy pary \dot{m} w czasie na wlocie z rurociągu $z=45m$.

Obliczoną temperaturę czynnika na wlocie ($T_{cz1,o}$) i wlocie ($T_{cz(M+1),o}$) rurociągu z rozwiązania zagadnienia odwrotnego przedstawiono na rysunku 9-7. Porównanie temperatury pary wyznaczonej $T_{cz1,o}$ oraz temperatury pary oczekiwanej $T_{cz1,z}$ pokazane zostało na rys. 9-7b. Aby ocenić dokładność wyznaczonej temperatury czynnika obliczony został błąd względny dany wzorem:

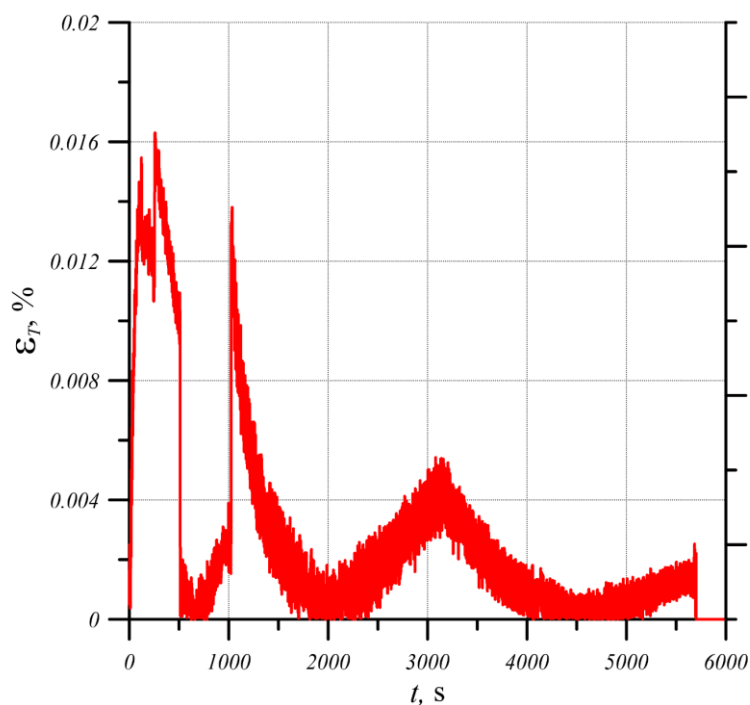
$$\varepsilon_T = \left| \frac{T_{cz1,z} - T_{cz1,o}}{T_{cz1,z}} \right| \cdot 100\% \quad (9-3)$$

Graficzna reprezentacja względnego błędu wyznaczenia temperatury czynnika z rozwiązania odwrotnego, obliczonego ze wzoru (9-3) przedstawiona została na rys. 9-8.

Wartość względnego błędu nie przekracza 0,016% natomiast średnie odchylenie kwadratowe wynosi $RMSE=0,087K$.



Rys. 9-7. Wyznaczony przebieg temperatury pary w czasie a) na wlocie do rurociągu parowego $T_{cz1,o}$ oraz na wlocie do turbiny $T_{cz(M+1),o}$, b) porównanie temperatury wyznaczonej $T_{cz1,o}$ oraz oczekiwanej $T_{cz1,z}$.

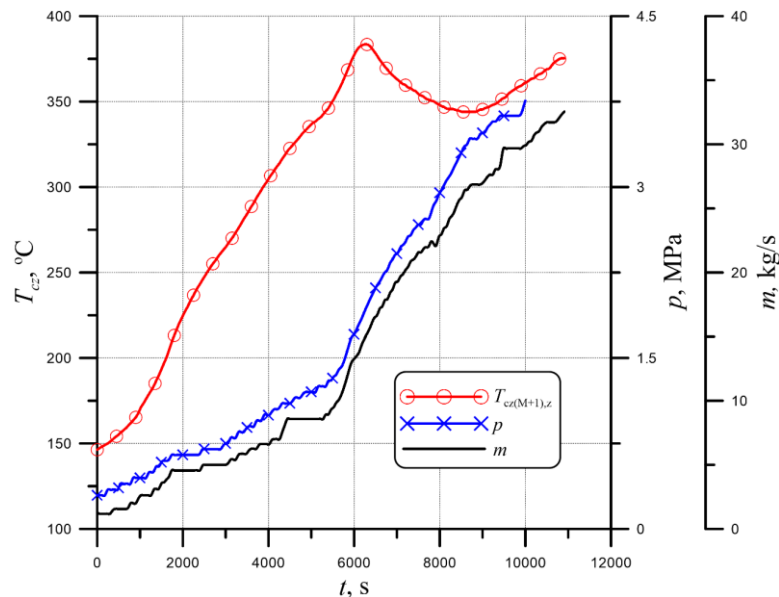


Rys. 9-8. Względny błąd wyznaczonej temperatury pary na wlocie do rurociągu z rozwiązania zagadnienia odwrotnego.

Z analizy wyników przedstawionych na rysunkach 9-4, 9-5, 9-7 oraz 9-8 zauważyć można, że otrzymano bardzo dobrą zgodność temperatury obliczonej $T_{cz1,o}$ i pożądaney $T_{cz1,z}$.

W celu sprawdzenia dokładności modelu rozwiązane zostało zagadnienie odwrotne zakładając przebieg temperatury pary na wylocie z rurociągu uzyskany z pomiarów. Na

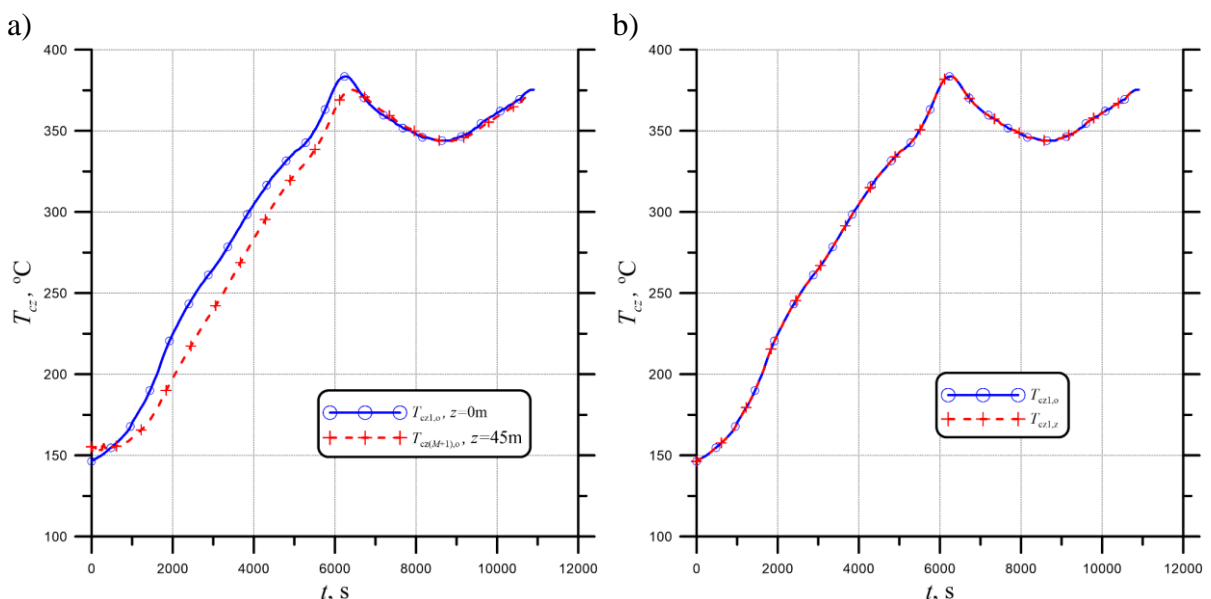
rysunku 9-9 został przedstawiony przebieg zmian temperatury pary $T_{cz(M+1),z}$, ciśnienia p i strumienia masy pary \dot{m} w funkcji czasu t uzyskanych z pomiaru.



Rys. 9-9. Przebiegi czasowe temperatury T_{cz} , ciśnienia p i strumienia masy \dot{m} pary uzyskane z pomiarów.

Zagadnienie odwrotne przewodzenia ciepła z wykorzystaniem danych pomiarowych z rys. 9-9 zostało rozwiązane z podstawowym krokiem czasowym równym $\Delta t_p = k_2 \cdot \Delta t = 1,2s$ (krok czasowy dla rozwiązania bezpośredniego $\Delta t = 0,04s$), dla $k_2 = 30$ kroków czasowych. Przyjęto liczbę przedziałów przyszłościowych $F = 2$ oraz współczynnik regularyzacji: $w_r = 0,01$.

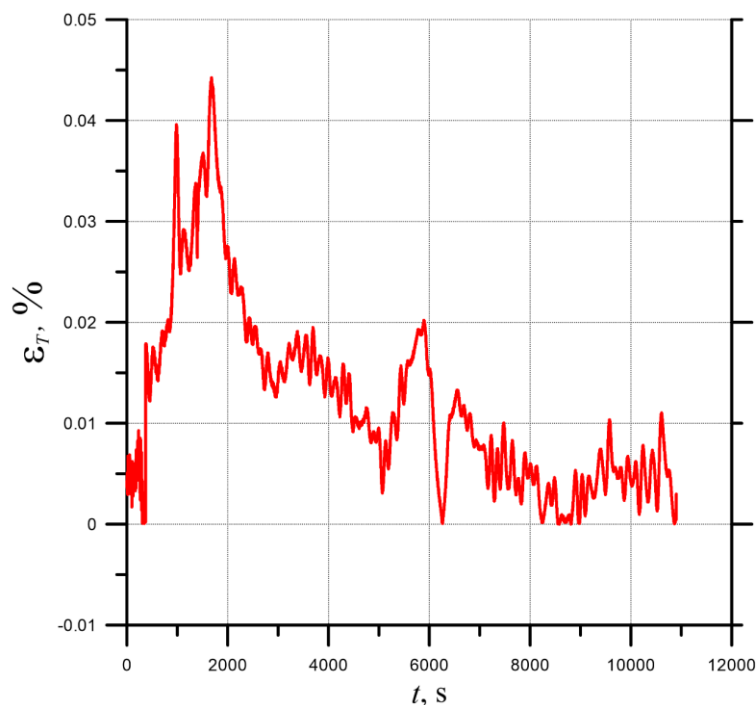
Wyznaczoną temperaturę czynnika na wlocie ($T_{cz1,o}$) i wylocie ($T_{cz(M+1),o}$) rurociągu przedstawiono na rysunku 9-10a. Porównanie temperatury pary wyznaczonej $T_{cz1,o}$ oraz temperatury pary oczekiwanej $T_{cz1,z}$ pokazane zostało na rys. 9-10b.



Rys. 9-10. Wyznaczony przebieg temperatury pary w czasie a) na wlocie do rurociągu parowego $T_{cz1,o}$ oraz na wlocie do turbiny $T_{cz(M+1),o}$, b) porównanie temperatury wyznaczonej $T_{cz1,o}$ oraz oczekiwanej $T_{cz1,z}$.

Dla wyznaczonej temperatury czynnika T_{cz} na wlocie do rurociągu został wyznaczony błąd względny z równania (9-3), którego zmiana w czasie została przedstawiona na rysunku 9-11.

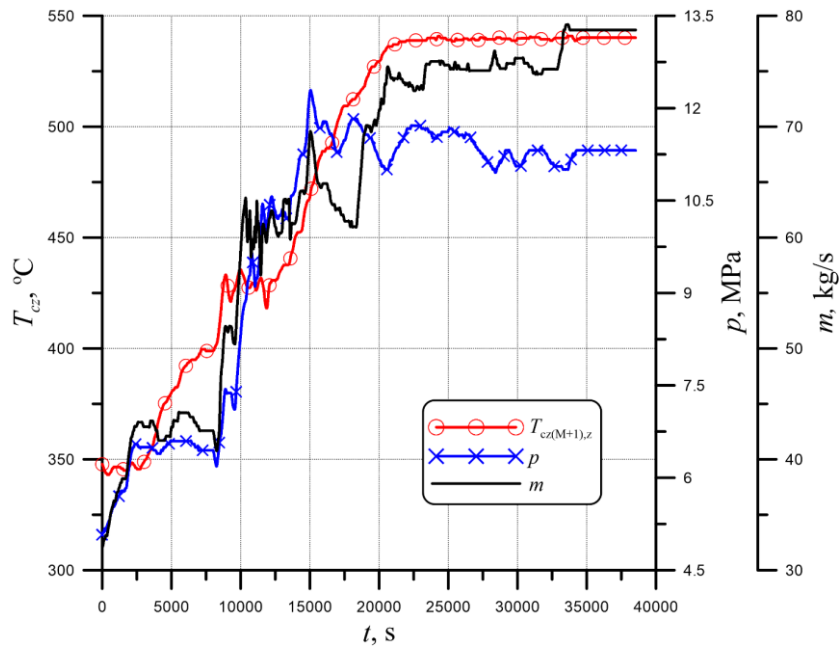
Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 9-10b wynika, że wyznaczona z rozwiązania zagadnienia odwrotnego temperatura pary na wlocie do rurociągu $T_{cz1,o}$ nieznacznie różni się od temperatury pary uzyskaną z pomiarów $T_{cz1,z}$. Średnie odchylenie kwadratowe wynosi $RMSE=0,038K$.



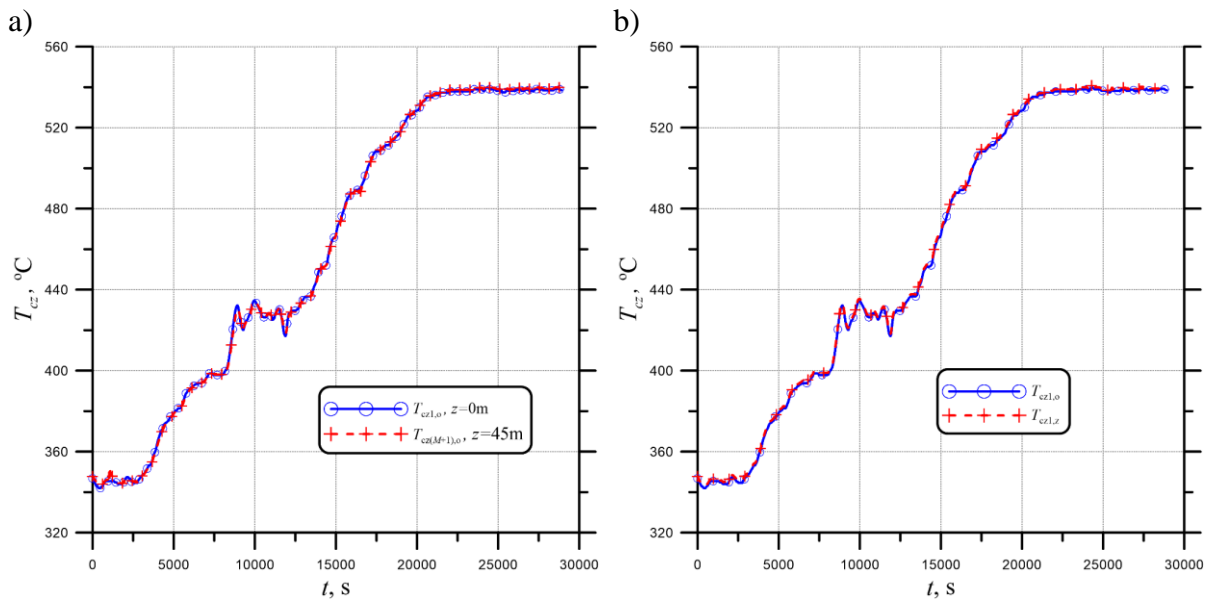
Rys. 9-11. Względny błąd wyznaczonej temperatury pary na wlocie do rurociągu z rozwiązania zagadnienia odwrotnego.

Na rysunku 9-12 zostały przedstawione przebiegi zmian temperatury, ciśnienia i strumienia masy pary w czasie uzyskane z pomiarów, które zostały wykorzystane w kolejnym teście obliczeniowym. Obliczenia zostały przeprowadzone dla podstawowego kroku czasowego równego $\Delta t_p = k_2 \cdot \Delta t = 1,2s$ (dla $\Delta t = 0,04s$), $k_2 = 30$ kroków czasowych. Przyjęto liczbę przedziałów przyszłościowych $F = 2$ oraz współczynnik regularyzacji: $w_r = 0,01$.

Obliczoną temperaturę czynnika na wlocie ($T_{cz1,o}$) i wylocie ($T_{cz(M+1),o}$) rurociągu z rozwiązania zagadnienia odwrotnego przedstawiono na rysunku 9-12a. Porównanie temperatury pary wyznaczonej $T_{cz1,o}$ oraz temperatury pary uzyskaną z pomiarów $T_{cz1,z}$ pokazane zostało na rys. 9-12b.

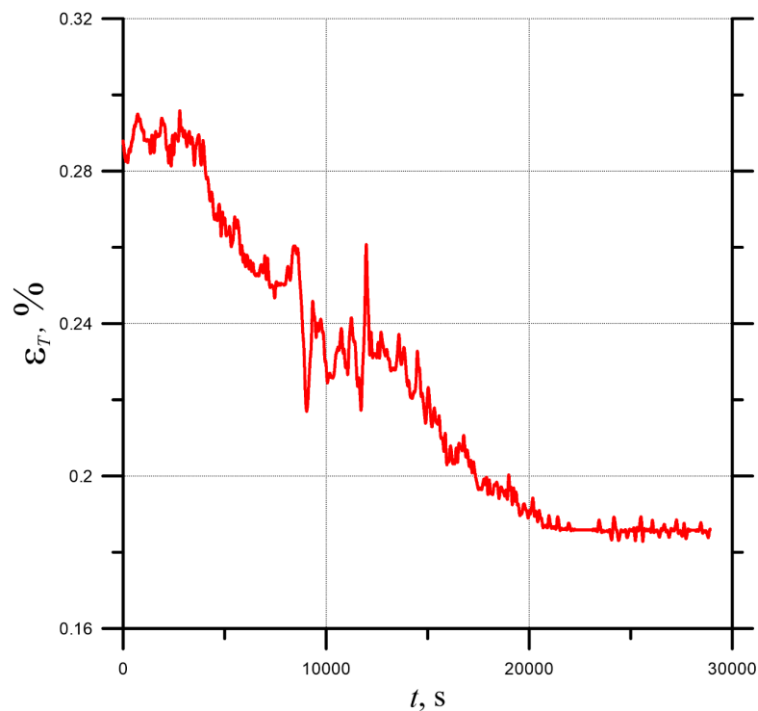


Rys. 9-12. Przebiegi czasowe temperatury T_{cz} , ciśnienia p i strumienia masy \dot{m} pary uzyskane z pomiarów.



Rys. 9-13. Wyznaczony przebieg temperatury pary w czasie a) na wlocie do rurociągu parowego $T_{cz1,o}$ oraz na wlocie do turbiny $T_{cz(M+1),o}$, b) porównanie temperatury wyznaczonej $T_{cz1,o}$ oraz oczekiwanej $T_{cz1,z}$.

Analizując wyniki przedstawione na rysunkach 9-13 zauważyć można, że otrzymano bardzo dobrą zgodność temperatury pary obliczonej $T_{cz1,o}$ z temperaturą zmierzoną $T_{cz1,z}$. Dla tego przypadku uzyskano średnią wartość odchylenia kwadratowego równą $RMSE=1,008K$.



Rys. 9-14. Względny błąd wyznaczonej temperatury pary na wlocie do rurociągu z rozwiązania zagadnienia odwrotnego.

Na rysunku 9-14 przedstawiono graficzną reprezentację względnego błędu temperatury czynnika z rozwiązania odwrotnego, obliczonego ze wzoru (9-3). Maksymalna wartość błędu jest równana $\varepsilon_T=0,296\%$.

9.2. Monitorowanie dopuszczalnych szybkości nagrzewania i naprężeń w ściankach elementów grubościennych

Dopuszczalne szybkości nagrzewania $v_T(p)$ są wyznaczone dla kryterialnych elementów ciśnieniowych. Szybkość nagrzewania elementu została obliczona za pomocą 9-punktowych oraz 11-punktowych ruchomych filtrów cyfrowych. Pozwalają one z dużą dokładnością wyznaczyć rzeczywistą wartość funkcji oraz ich pochodnych na podstawie zakłóconych błędami przypadkowymi danymi pomiarowymi. W podobny sposób wyznaczona została zmierzona temperatura ścianki elementu.

9.2.1. Monitoring prędkości zmian temperatury elementów grubościennych

Uzyskana z pomiarów temperatura ścianki zaburzona jest losowymi błędami pomiarowymi. W celu wyznaczenia szybkości zmian temperatury ścianki w czasie, należy obliczyć pierwszą pochodną temperatury względem czasu. By uniknąć oscylacji w obliczonej pochodnej powinno się co najmniej częściowo wyeliminować przypadkowe błędy pomiaru temperatury ścianki poprzez wygładzanie ich zmian. W tym celu użyty został dziewięciopunktowy ruchomy filtr cyfrowy, oparty na wielomianie trzeciego stopnia, który pozwala dokładnie określić rzeczywistą wartość temperatury $T_w^m(r_s, t)$ i szybkość zmiany temperatury v_T w danym punkcie czasowym t [113].

$$T_w(r_s, t) = \frac{1}{693} [-63 T_w^m(t - 4\Delta t_s) + 42 T_w^m(t - 3\Delta t_s) + 117 T_w^m(t - 2\Delta t_s) + 162 T_w^m(t - \Delta t_s) + 177 T_w^m(t) + 162 T_w^m(t + \Delta t_s) + 117 T_w^m(t + 2\Delta t_s) + 42 T_w^m(t + 3\Delta t_s) - 63 T_w^m(t + 4\Delta t_s)], \quad t \geq 4 \Delta t_s \quad (9-4)$$

gdzie r_s – oznacza lokalizację czujnika temperatury, $T_w^m(t)$, $T_w(r_s, t)$ – zmierzoną i wygładzoną temperaturę w środku przedziału czasu $[(t - 4\Delta t_s), (t + 4\Delta t_s)]$.

Wygładzona prędkość nagrzewania $v_T(r_s, t)$ dana jest równaniem:

$$v_T(r_s, t) = \frac{dT_w(r_s, t)}{dt} = \frac{1}{1188 \Delta t_s} [86 T_w^m(r_s, t - 4\Delta t_s) - 142 T_w^m(r_s, t - 3\Delta t_s) - 193 T_w^m(r_s, t - 2\Delta t_s) - 126 T_w^m(r_s, t - \Delta t_s) + 126 T_w^m(r_s, t + \Delta t_s) + 193 T_w^m(r_s, t + 2\Delta t_s) + 142 T_w^m(r_s, t + 3\Delta t_s) - 86 T_w^m(r_s, t + 4\Delta t_s)], \quad t \geq 4 \Delta t_s \quad (9-5)$$

W podobny sposób, temperaturę i szybkość zmian temperatury można wygładzić za pomocą ruchomego filtra cyfrowego 11-sto punktowego.

$$T_w(t) = \frac{1}{429} [-36 T_w^m(t - 5\Delta t_s) + 9 T_w^m(t - 4\Delta t_s) + 44 T_w^m(t - 3\Delta t_s) + 69 T_w^m(t - 2\Delta t_s) + 84 T_w^m(t - \Delta t_s) + 89 T_w^m(t) + 84 T_w^m(t + \Delta t_s) + 69 T_w^m(t + 2\Delta t_s) + 44 T_w^m(t + 3\Delta t_s) + 9 T_w^m(t + 4\Delta t_s) - 36 T_w^m(t + 5\Delta t_s)], \quad t \geq 5 \Delta t_s \quad (9-6)$$

$$\begin{aligned}
v_T(r_s, t) &= \frac{dT_w(r_s, t)}{dt} \\
&= \frac{1}{5148 \Delta t_s} [300 T_w^m(r_s, t - 5\Delta t_s) - 294 T_w^m(r_s, t - 4\Delta t_s) \\
&\quad - 532 T_w^m(r_s, t - 3\Delta t_s) - 503 T_w^m(r_s, t - 2\Delta t_s) \\
&\quad - 296 T_w^m(r_s, t - \Delta t_s) + 296 T_w^m(r_s, t + \Delta t_s) \\
&\quad + 503 T_w^m(r_s, t + 2\Delta t_s) + 532 T_w^m(r_s, t + 3\Delta t_s) \\
&\quad + 294 T_w^m(r_s, t + 4\Delta t_s) - 300 T_w^m(r_s, t + 5\Delta t_s)], \quad t \geq 5 \Delta t_s
\end{aligned} \tag{9-7}$$

Do pomiaru temperatury ścianki termopara powinna być zlokalizowana wewnątrz ścianki lub na powierzchni zewnętrznej elementu ciśnieniowego. Obliczenia wygładzonej temperatury oraz jej pochodnej w czasie są przeprowadzone online, ale szybkość zmian temperatury $v_T(r_s, t)$ może być obliczone dopiero po czasie równym $t = 4 \Delta t_s$ przy zastosowaniu 9-cio punktowego filtra cyfrowego, oraz po czasie $t = 5 \Delta t_s$ przy zastosowaniu 11-to punktowego filtra.

Jeżeli zmierzone zmiany temperatury nie są nadmiernie zakłócone przez przypadkowe błędy lub zostały wygładzone przez filtr cyfrowy, wówczas szybkość zmian temperatury może być wystarczająco dokładnie obliczona przy użyciu ilorazu różnicowego centralnego:

$$v_T(r_s, t) = \frac{dT_w(r_s, t)}{dt} = \frac{T_w^m(r_s, t + \Delta t_s) - T_w^m(r_s, t - \Delta t_s)}{2 \Delta t_s} \tag{9-8}$$

Jeżeli przypadkowe błędy w mierzonej temperaturze są duże, to szybkość zmian temperatury obliczona wg. wzoru (9-8) zawierać będzie oscylacje. W tym przypadku dokładniejsze będzie zastosowanie filtrów cyfrowych (9-5) i (9-7).

9.2.2. Monitorowanie naprężeń termicznych

Monitorowanie w czasie rzeczywistym naprężeń termicznych σ_T jest zagadnieniem złożonym. Całkowite naprężenia obwodowe na wewnętrznej powierzchni elementu w punkcie leżącym na krawędzi otworu są sumą naprężeń wywołanych ciśnieniem oraz naprężeń termicznych, i mogą zostać obliczone za pomocą wzoru (4-2). W równaniu (4-2) α_p i α_T oznaczają współczynniki koncentracji naprężeń wywołanych ciśnieniem oraz obciążeniem termicznym. Współczynnik koncentracji naprężeń wywołanych ciśnieniem α_p zależy od położenia analizowanego punktu na krawędzi otworu. Natomiast współczynnik α_T zależy nie tylko od położenia tego punktu, ale także od wartości współczynnika wnikania ciepła α . Naprężenia pochodzące od ciśnienia σ_p dla elementu cylindrycznego oraz kulistego zdefiniowane są za pomocą wzorów (4-3). Natomiast obwodowe naprężenia cieplne σ_T na wewnętrznej powierzchni elementu ciśnieniowego mogą być obliczone z równania:

$$\sigma_T = \frac{E \cdot \beta}{1 - \nu} [T_{w,m}(t) - T_w(r, t)] \tag{9-9}$$

gdzie $T_{w,m}(t)$ jest całkową średnią temperatury na grubości ścianki:

$$T_{w,m}(t) = \frac{o+1}{r_{zew}^{o+1} - r_{wew}^{o+1}} \int_{r_{wew}}^{r_{zew}} T_w(r, t) r^o dr \quad (9-10)$$

We wzorze (9-10) dla elementu cylindrycznego $o=1$, dla kulistego $o=2$.

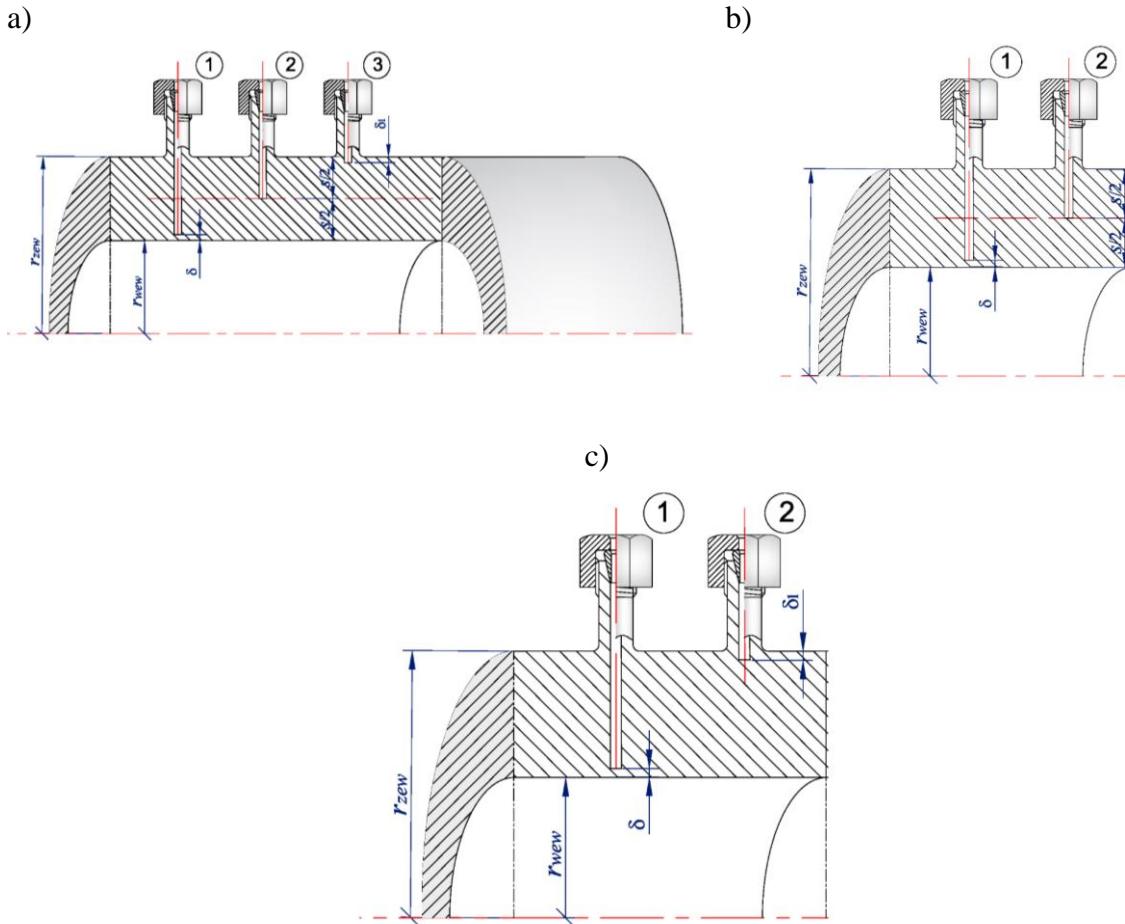
W równaniu (9-10) założone jest, że pole temperatur w ściance jest funkcją promienia r i czasu t . W równaniach (9-9) i (9-10) rozkład temperatury $T_w(r, t)$ nie musi być w stanie quasi-stacjonarnym.

Podczas nagrzewania największa bezwzględna wartość naprężeń cieplnych występuje na wewnętrznej powierzchni elementu. Aby określić te naprężenia w elemencie ciśnieniowym konieczna jest znajomość temperatury czynnika T_{cz} i współczynnika wnikania ciepła α_{wew} na powierzchni wewnętrznej elementu [86]. Pomiar temperatury chwilowej czynnika przepływającego pod wysokim ciśnieniem jest trudny do zrealizowania [38, 39]. Bardzo trudno jest również określić wartość współczynnika wnikania ciepła na wewnętrznej powierzchni elementu. Z tego powodu, w praktyce, naprężenia cieplne są określane przez pomiar różnicy temperatur w wybranych punktach ścianki elementu [108] lub pomiar temperatury na jego zewnętrznej powierzchni [105, 92]. Przy pomiarze tylko temperatury zewnętrznej ścianki elementu grubościennego nie jest możliwe wyznaczenie naprężeń w czasie szybkich zmian temperatury czynnika. Producenci kotłów, stosują zazwyczaj pomiar temperatury ścianki elementu w dwóch punktach. Jeden z punktów znajduje się blisko wewnętrznej powierzchni elementu ciśnieniowego, a drugi w środku grubości ścianki. Z tego powodu zakłada się, że temperatura mierzona w pobliżu powierzchni wewnętrznej jest temperaturą powierzchni wewnętrznej, a temperaturę mierzoną w środku ściany przyjmuje się jako średnią temperaturę ściany.

$$\sigma'_T = \frac{E \cdot \beta}{1 - \nu} \left[T_w \left(\frac{r_{wew} + r_{zew}}{2}, t \right) - T_w(r_{wew} + \delta, t) \right] \quad (9-11)$$

Naprężenia określone na podstawie temperatur mierzonych w dwóch punktach (równanie 9-11) mają wartości niższe w porównaniu z rzeczywistymi naprężeniami.

Innym sposobem stosowanym w przemyśle jest pomiar temperatury ścianki w trzech punktach [100]. Na rysunku 9-15 przedstawione zostały rozwiązania pomiaru temperatury ścianki elementu ciśnieniowego.



Rys. 9-15. Rozmieszczenie termopar do pomiaru temperatury ścianki elementu cylindrycznego
 a) pomiar trzypunktowy; b) pomiar dwupunktowy 1-pomiar głęboki, 2-pomiar w środku ścianki;
 c) pomiar dwupunktowy 1-pomiar głęboki, 2-pomiar płytki.

Zakładając, że zewnętrzna powierzchnia elementu jest izolowana termicznie i znana jest temperatura ścianki w dwóch punktach, rozkład temperatury można przybliżać za pomocą paraboli, a następnie określić naprężenia termiczne [108]. Jeśli temperatura ścianki jest mierzona w trzech różnych punktach (rys. 9-15a), naprężenia cieplne można obliczyć w taki sam sposób, ale bez założenia, że zewnętrzna powierzchnia jest izolowana termicznie. Taki sposób wyznaczania naprężeń, w których wielomian drugiego stopnia przybliży rozkład temperatury w funkcji promienia, jest odpowiedni, gdy zmiany temperatury czynnika nie są zbyt szybkie.

Aby zwiększyć dokładność wyznaczenia średniej temperatury ścianki $T_{w,m}(t)$ należy umieścić czujnik temperatury w punkcie leżącym na promieniu równym r_m (rys 9-16), w którym zmierzona temperatura ścianki odpowiada średniej temperaturze $T_{w,m}(t)$ ścianki.

Jeżeli czujniki temperatury umieszczone zostaną w dwóch punktach znajdujących się na promieniach $(r_{wew} + \delta)$ i r_m , wówczas obwodowe naprężenia cieplne określa wzór:

$$\sigma_T'' = \frac{E \cdot \beta}{1 - \nu} [T_{w,m}(r_m, t) - T_w(r_{wew} + \delta, t)] \quad (9-12)$$

W celu wyznaczenia promienia r_m , w którym zmierzona temperatura odpowiada temperaturze średniej ścianki należy rozwiązać równanie różniczkowe rozkładu temperatury

w ściance elementu cylindrycznego, które dla stanu quasi-stacjonarnego przyjmuje następującą postać [29]:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT_w}{dr} \right) = \frac{v_T}{a}, \quad Fo \geq 0,5 \quad (9-13)$$

W równaniu (9-13) przyjmuje się stałą szybkość nagrzewania elementu grubościennego:

$$v_T = \frac{\partial T_w}{\partial t} = const \quad (9-14)$$

Przyjmując następujące warunki brzegowe:

$$\begin{aligned} T_w|_{r=r_{zew}} &= v_T t \\ \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_{r=r_{zew}} &= 0 \end{aligned} \quad (9-15)$$

Rozwiązując równanie (9-13) z warunkami brzegowymi (9-15) otrzymuje się:

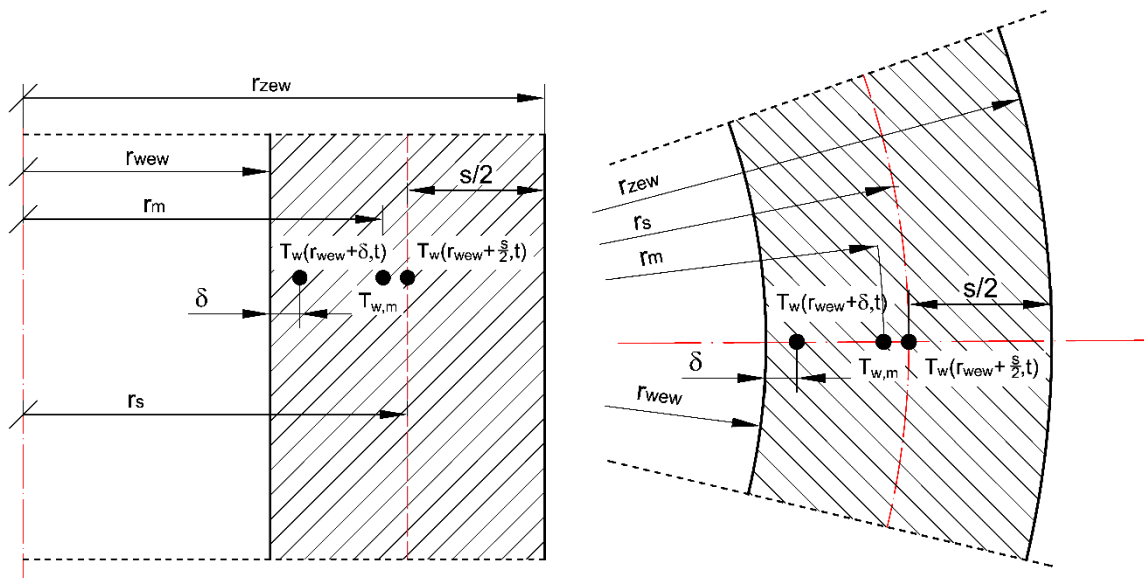
$$T(r, t) = v_T t + \frac{v_T s^2}{4a} \left(\frac{\left(\frac{r}{r_{zew}} \right)^2 - 1}{(u_o - 1)^2} - 2 \frac{u_o^2}{(u_o - 1)^2} \ln \frac{r}{r_{zew}} \right) \quad (9-16)$$

gdzie: $s = r_{zew} - r_{zew}$, $u_o = r_{zew}/r_{zew}$.

Porównując równania (9-16) i (9-10) dla $m=1$ (element cylindryczny) otrzymuje się wzór na średnią temperaturę ścianki elementu:

$$T_m(t) = v_T t + \frac{v_T s^2}{a} \left[\frac{1}{8} \frac{(3u_o^2 - 1)}{(u_o - 1)^2} - \frac{1}{2} \frac{u_o^4 \ln u_o}{(u_o^2 - 1)(u_o - 1)^2} \right] \quad (9-17)$$

Podstawiając równanie (9-16) i (9-17) do równania (9-9) dla $r=r_{zew}$ otrzymana się równanie (4-4) i (4-5) podawane przez Normę Europejską EN 12952-3 [64].



Rys. 9-16. Rozmieszczenie punktów pomiarowych temperatury ścianki elementów ciśnieniowych
a) cylindrycznych b) kulistych

Zakładając, że temperatura zmierzona w ścianie elementu cylindrycznego w punkcie leżącym na promieniu r_m jest równa średniej temperaturze ścianki $T_{w,m}(t)$:

$$T_w(r_m, t) = T_{w,m}(t) \quad (9-18)$$

Po podstawieniu do równania (9-18) równania (9-16) i (9-17) uzyskuje się nieliniowe równanie algebraiczne, z którego możliwe jest wyznaczenie szukanego promienia r_m :

$$\frac{r_m^2}{r_{zew}^2} - 1 - 2u_o^2 \ln \frac{r_m}{r_{zew}} - \frac{1}{2} \left[(3u_o^2 - 1) - \frac{4u_o^4 \ln(u_o)}{(u_o^2 - 1)} \right] = 0 \quad (9-19)$$

Stosunek promienia średniego r_m do wewnętrznego r_{zew} jest zależny od stosunku promienia zewnętrznego do wewnętrznego $u_o = r_{zew}/r_{wew}$. Wyniki z rozwiązania równania (9-19) dla różnych wartości u_o zestawiono w tabeli 9-1. Z analizy wyników przedstawionych w tabeli 9-1 wynika, że punkt pomiarowy leżący na promieniu r_m , gdzie temperatura zmierzona jest równa temperaturze średniej ścianki $T_{w,m}(t)$, znajduje się bliżej wewnętrznej powierzchni elementu, a nie w punkcie leżącym w środku ścianki na promieniu r_s (rys.9-16).

Tab. 9-1. Stosunek promieni r_m/r_{zew} w funkcji $u_o = r_{zew}/r_{wew}$

| $u_o = \frac{r_{zew}}{r_{wew}}$ | $\frac{r_m}{r_{zew}}$ | $u_o = \frac{r_{zew}}{r_{wew}}$ | $\frac{r_m}{r_{zew}}$ |
|---------------------------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------------|
| 1.1 | 1.043 | 2.1 | 1.508 |
| 1.15 | 1.065 | 2.15 | 1.532 |
| 1.2 | 1.087 | 2.2 | 1.556 |
| 1.25 | 1.109 | 2.25 | 1.581 |
| 1.30 | 1.131 | 2.3 | 1.605 |
| 1.35 | 1.154 | 2.35 | 1.63 |
| 1.4 | 1.176 | 2.4 | 1.655 |
| 1.45 | 1.199 | 2.45 | 1.68 |
| 1.5 | 1.222 | 2.5 | 1.704 |
| 1.55 | 1.245 | 2.55 | 1.729 |
| 1.6 | 1.269 | 2.6 | 1.754 |
| 1.65 | 1.292 | 2.65 | 1.779 |
| 1.7 | 1.316 | 2.7 | 1.804 |
| 1.75 | 1.339 | 2.75 | 1.829 |
| 1.8 | 1.363 | 2.8 | 1.854 |
| 1.85 | 1.387 | 2.85 | 1.88 |
| 1.9 | 1.411 | 2.9 | 1.905 |
| 1.95 | 1.435 | 2.95 | 1.93 |
| 2 | 1.459 | 3 | 1.955 |
| 2.05 | 1.483 | | |

Wartości obliczonych obwodowych naprężeń cieplnych σ_T' , σ_T'' odpowiednio wg. równań (9-11) i (9-12) są zbliżone. Błąd względny pomiędzy naprężeniami σ_T i σ_T' obliczono z równania:

$$\varepsilon_{\sigma 1} = \left| \frac{\sigma_T - \sigma_T'}{\sigma_T} \right| \cdot 100\% \quad (9-20)$$

Analogicznie został zdefiniowany względny błąd pomiędzy naprężeniami σ_T i σ_T'' :

$$\varepsilon_{\sigma 2} = \left| \frac{\sigma_T - \sigma_T''}{\sigma_T} \right| \cdot 100\% \quad (9-21)$$

W celu porównania wyników przeprowadzony został test obliczeniowy dla następujących danych: $v_T = 6,89$ K/min, $r_{wew} = 0,122$ m, $r_{zew} = 0,162$ m, $a = 7,71 \times 10^{-6}$ m²/s, $E = 1,5 \times 10^5$ MPa, $\beta = 1,8 \times 10^{-5}$ 1/K, $\nu = 0,3$. Dla powyższych danych wyznaczono naprężenie cieplne σ_T na wewnętrznej powierzchni elementu wg. wzorów (4-4) i (9-9) które wynosi $\sigma_T = -40,85$ MPa.

W tabelicy 9-2 zestawione zostały wyniki obliczeń naprężeń cieplnych σ_T' i σ_T'' oraz względnych błędów $\varepsilon_{\sigma 1}$ i $\varepsilon_{\sigma 2}$ wykorzystując odpowiednio zależności (9-11) i (9-12).

Tab. 9-2. Porównanie obwodowych naprężeń termicznych na wewnętrznej powierzchni elementu cylindrycznego oraz względnych błędów

| | δ, m | | | | | | |
|--------------------------|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 0,004 | 0,005 | 0,006 | 0,007 | 0,008 | 0,009 | 0,01 |
| σ_T', MPa | -31,75 | -29,08 | -26,51 | -24,05 | -21,67 | -19,39 | -17,20 |
| σ_T'', MPa | -29,16 | -26,49 | -23,93 | -21,46 | -19,08 | -16,80 | -14,61 |
| $\varepsilon_1, \%$ | 22,27 | 28,79 | 35,08 | 41,13 | 46,94 | 52,53 | 57,89 |
| $\varepsilon_2, \%$ | 28,61 | 35,14 | 41,42 | 47,47 | 53,28 | 58,87 | 64,23 |

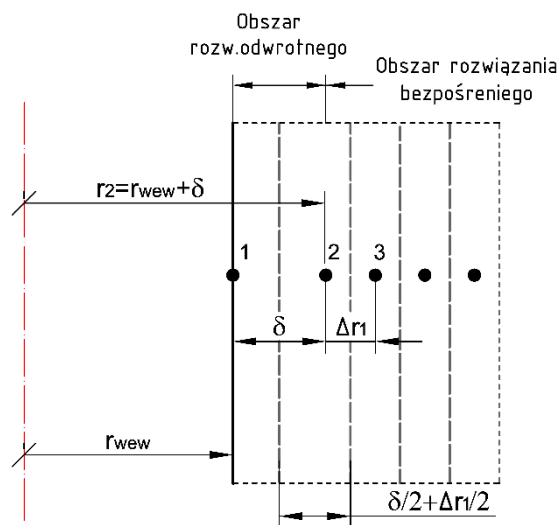
Analizując wyniki zamieszczone w tab. 9-2 stwierdzić można, że naprężenia obliczone ze wzoru (9-11), stosowane przez producentów kotłów są bardziej bliższe rzeczywistym niż obliczone ze wzoru (9-12). Należy również zauważyć, że nawet przy małej odległości czujnika temperatury od powierzchni wewnętrznej równej $\delta = 0.004$ m błąd wyznaczania naprężeń cieplnych na powierzchni wewnętrznej jest znaczący i wynosi 22,27%. Podczas, gdy nie występuje stan quasi- stacjonarny, dla szybko zmieniającej się temperatury czynnika, błąd wyznaczania naprężeń na podstawie zależności (9-11) i (9-12) jest znacznie większy.

Producenci kotłów do wyznaczania naprężeń cieplnych na podstawie pomiaru temperatury w dwóch punktach, korzystają z zależności (9-11), co w przypadku nieustalonych zmian temperatury jest obarczone dużymi błędami. Z tego powodu zaproponowana zostanie dokładniejsza metoda numeryczna wyznaczania naprężeń z rozwiązania zagadnienia odwrotnego.

9.3. Wyznaczenie rozkładu temperatury i naprężeń termicznych w ścianie rurociągu z rozwiązania odwrotnego

Termopara do pomiaru temperatury ścianki (pomiar głęboki) znajduje się wewnątrz ściany w odległości δ od wewnętrznej powierzchni elementu (rys.9-15). W zastosowaniach przemysłowych, zazwyczaj odległość ta wynosi 6 mm. Temperatura w tym punkcie przyjmowana jest do obliczeń naprężeń termicznych jako temperatura powierzchni wewnętrznej. Takie podejście, jak pokazano w poprzednim rozdziale, obarczone jest dużymi błędami. Aby zwiększyć dokładność wyznaczania naprężeń należy wyznaczyć temperaturę powierzchni wewnętrznej elementu cylindrycznego.

Do wyznaczenia temperatury powierzchni wewnętrznej została zastosowana metoda objętości skończonej. Na początku ścianka została podzielona na objętości skończone (rys.9-17).



Rys. 9-17. Podział grubości rury (cylindra) na objętości skończone

Dla każdego węzła (rys. 9-17) została obliczona temperatura ścianki rurociągu. Węzeł **2** zlokalizowany jest w odległości δ od powierzchni wewnętrznej rurociągu-lokalizacja czujnika pomiarowego. W celu rozwiązania problemu można założyć, że powierzchnia zewnętrzna jest idealnie zaizolowana, a jeżeli jest mierzona temperatura na zewnętrznej powierzchni (rys. 9-15c) to przyjmuje się warunek brzegowy pierwszego rodzaju tj. temperatura zewnętrznej powierzchni jest zadana w funkcji czasu.

Równanie dla jednowymiarowego przewodzenia ciepła w ścianie cylindrycznej można zapisać w postaci równania:

$$\rho_w(T_w)c_{pw}(T_w)\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\lambda_w(T_w)\frac{\partial T_w}{\partial r}\right], \quad r_{wew} \leq r \leq r_{zew} \quad (9-22)$$

Ścianka elementu cylindrycznego została podzielona na dwa obszary (rys. 9-17): obszar dla rozwiązania zagadnienia bezpośredniego $(r_{wew} + \delta) \leq r \leq r_{zew}$ oraz obszar dla rozwiązania zagadnienia odwrotnego $r_{iwew} \leq r \leq (r_{wew} + \delta)$. Zagadnienie bezpośrednie zostało rozwiązane jako pierwsze, w wyniku, którego otrzymano temperaturę w węzłach od **2** do **n+1**.

W celu rozwiązania nieustalonego równanie różniczkowego cząstkowego (9-22) założono następujące warunki początkowy i brzegowy:

$$T_w|_{t=0} = T_{w0} \quad (9-23)$$

$$T_w|_{r=r_{wew}+\delta} = f(t) \quad (9-24)$$

$$k_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_{r=r_{zew}} = 0 \quad (9-25)$$

$$T_w|_{r=r_{zew}} = g(t) \quad (9-26)$$

Warunek brzegowy (9-25) odpowiada przypadkowi zaizolowanej ścianki wewnętrznej cylindra. W przypadku pomiaru temperatury na zewnętrznej powierzchni dodatkowo otrzymujemy warunek brzegowy (9-26). W obszarze dla rozwiązania zagadnienia bezpośredniego (rys.9-17), równanie (9-22) z warunkami początkowymi i brzegowymi (9-23)÷(9-26) zostało rozwiązane za pomocą metody objętości skończonych. Po sformułowaniu równań bilansowych dla wszystkich węzłów w przedziale $2 \div (n+1)$ otrzymano układ równań różniczkowych zwyczajnych, który rozwiązany został przy wykorzystaniu metody Runge- Kuty czwartego rzędu [118]. Rozwiązaniem zagadnienia bezpośredniego jest rozkład temperatury w obszarze $(r_{wew} + \delta) \leq r \leq r_{zew}$ tj. w węzłach $2 \div (n+1)$.

Następnie rozwiązano zagadnienie odwrotne przewodzenia ciepła w celu wyznaczenia temperatury powierzchni wewnętrznej. W tym celu zostały wykorzystane wartości temperatur w węzłach **2** (znana z pomiaru) oraz **3** (otrzymana z rozwiązania zagadnienia bezpośredniego) (rys.9-17). Aby wyznaczyć temperaturę w węźle **1** zlokalizowanym na wewnętrznej powierzchni rury, zostało sformułowane równanie bilansu energii dla objętości kontrolnej wokół węzła **2**.

Całkując równanie (9-22) po obszarze związanym z węzłem **2**

$$\int_{r_{wew}+\delta/2}^{r_{wew}+\delta+\Delta r_1/2} c_{pw}(T_{w1}) \rho_w(T_{w1}) \frac{\partial T_{w1}}{\partial t} r dr = \int_{r_{wew}+\delta/2}^{r_{wew}+\delta+\Delta r_1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \lambda_w(T_{w1}) \frac{\partial T_{w1}}{\partial r} \right] dr \quad (9-27)$$

otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a(T_{w2})} \left[\left(r_{wew} + \delta + \frac{\Delta r_1}{2} \right)^2 - \left(r_{wew} + \frac{\delta}{2} \right)^2 \right] \frac{\partial T_{w2}}{\partial t} \\ = \frac{\left(r_{wew} + \delta + \frac{\Delta r_1}{2} \right) \lambda_w(T_{w2}) + \lambda_w(T_{w3})}{\Delta r_1} (T_{w3} - T_{w2}) \\ - \frac{\left(r_{wew} + \frac{\delta}{2} \right) \lambda_w(T_{w1}) + \lambda_w(T_{w2})}{\delta} (T_{w2} - T_{w1}) \end{aligned} \quad (9-28)$$

gdzie współczynnik dyfuzyjności cieplnej a dany jest wzorem:

$$a(T_{w2}) = \frac{\lambda_w(T_{w2})}{c_w(T_{w2}) \rho_w(T_{w2})} \quad (9-29)$$

Po przekształceniu równania (9-28) otrzymuje się zależność na temperaturę powierzchni wewnętrznej rury T_{w1} .

$$\begin{aligned} T_{w1} &= T_{w2} - \frac{\left(r_{wew} + \delta + \frac{\Delta r_1}{2}\right) \lambda_w(T_{w2}) + \lambda_w(T_{w3}) \delta}{\left(r_{wew} + \frac{\delta}{2}\right) \lambda_w(T_{w1}) + \lambda_w(T_{w2}) \Delta r_1} (T_{w3} - T_{w2}) \\ &+ \frac{1}{a(T_{w2}) \lambda_w(T_{w1}) + \lambda_w(T_{w2})} \delta \frac{\left(r_{wew} + \delta + \frac{\Delta r_1}{2}\right)^2 - \left(r_{wew} + \frac{\delta}{2}\right)^2}{\left(r_{wew} + \frac{\delta}{2}\right)} \frac{dT_{w2}}{dt} \end{aligned} \quad (9-30)$$

Pochodną dT_{w2}/dt w równaniu (9-30) można przybliżyć różnicami centralnymi (9-8) lub wygładzając ją wykorzystując ruchomy filtr cyfrowy (9-5) lub (9-7). Symbol T_{w2} oznacza wygładzoną za pomocą cyfrowych filtrów (9-4) lub (9-6) temperaturę otrzymaną z pomiarów w węźle 2 (rys. 9-17).

W celu wyznaczenia obwodowych naprężeń cieplnych na wewnętrznej powierzchni rury za pomocą równania (9-9), temperatura średnia $T_{w,m}(t)$ na całym przekroju ścianki określona zależnością (9-10) obliczana jest w tym przypadku z równania:

$$T_{w,m}(t) = \frac{[(r_{wew} + \delta)^2 - r_{wew}^2] T_{w,m,odwr}(t) + [r_{zew}^2 - (r_{wew} + \delta)^2] T_{w,m,bezp}(t)}{r_{zew}^2 - r_{wew}^2} \quad (9-31)$$

Zastosowane w równaniu (9-31) oznaczenia: $T_{w,m,bezp}(t)$ i $T_{w,m,odwr}(t)$ określają odpowiednio temperaturę średnią w obszarze dla rozwiązania bezpośredniego i temperaturę średnią w obszarze dla rozwiązania odwrotnego.

Temperatura średnia w obszarze $r_{wew} \leq r \leq (r_{wew} + \delta)$ dla rozwiązania odwrotnego wynosi:

$$T_{w,m,odwr}(t) = \frac{\left[\left(r_{wew} + \frac{\delta}{2}\right)^2 - r_{wew}^2\right] T_{w1} + \left[(r_{wew} + \delta)^2 - \left(r_{wew} + \frac{\delta}{2}\right)^2\right] T_{w2}}{(r_{wew} + \delta)^2 - r_{wew}^2} \quad (9-32)$$

Temperatura średnia w obszarze $(r_{wew} + \delta) \leq r \leq r_{zew}$ dla rozwiązania bezpośredniego wynosi:

$$\begin{aligned}
& T_{w,m,bezp}(t) \\
&= \frac{\left[\left(r_{wew} + \delta + \frac{\Delta r}{2} \right)^2 - (r_{wew} + \delta)^2 \right] T_{w1,dir}}{r_{zew}^2 - (r_{wew} + \delta)^2} \\
&+ \frac{\sum_{i=2}^{N-1} \{ [r_{wew} + \delta + (i - 0.5)\Delta r]^2 - [r_{wew} + \delta + (i - 1.5)\Delta r]^2 \} T_{wi}}{r_{zew}^2 - (r_{wew} + \delta)^2} \quad (9-33) \\
&+ \frac{\left[r_{zew}^2 - \left(r_{wew} + \frac{\Delta r}{2} \right)^2 \right] T_{wN}}{r_{zew}^2 - (r_{wew} + \delta)^2}
\end{aligned}$$

Naprężenia cieplne σ_T mogą zostać obliczone za pomocą równania (9-9) znając temperaturę $T_{wI}(t)$ oraz rozkład temperatury w obszarze bezpośrednim $(r_{wew} + \delta) \leq r \leq r_{zew}$.

10. Wnioski i uwagi końcowe

W ramach rozprawy doktorskiej opracowano model numeryczny rurociągu parowego, który umożliwia wyznaczenie ustalonych oraz niustalonych zmian temperatury, ciśnienia oraz strumienia masy pary. Pozwala także na wyznaczenie przebiegu zmian w czasie temperatury oraz naprężeń cieplnych w ściance rurociągu.

Na podstawie przeprowadzonych analiz oraz otrzymanych wyników obliczeń zostały sformułowane następujące wnioski:

- Dopuszczalne szybkości zmian temperatury czynnika można określić na podstawie założenia quasi-stacjonarnego rozkładu temperatury w elementach ciśnieniowych.
- Opracowany model numeryczny wykorzystujący metodę objętości skończonej umożliwia przeprowadzenie obliczeń zarówno dla ustalonej jak i niustalonej pracy rurociągu. Model rurociągu jest modelem o parametrach rozłożonych, dzięki któremu możliwe jest wyznaczenie przebiegu zmian temperatury czynnika, ciśnienia i strumienia masy, oraz zmian w czasie temperatury ścianki w każdym przekroju poprzecznym rurociągu. Dzięki wyznaczonemu rozkładowi temperatury w ściance możliwe jest obliczenie naprężeń cieplnych.
- Podział ścianki rurociągu na cztery objętości skończone (5 węzłów) w kierunku promieniowym oraz na 20 objętości w kierunku wzdłużnym daje możliwość dokładnego wyznaczenia zmian temperatury pary przy przepływie przez analizowany rurociąg. Wyniki uzyskane dla gęstszych podziałów pozwalały uzyskać niemal identyczne wyniki.
- Przeprowadzone analizy wykazała niewielki wpływ porównywanych korelacji na liczbę Nusselta'a na uzyskane wyniki obliczeń.
- Zastosowanie do aproksymacji równań różniczkowych zachowania masy i pędu równań o większej dokładności nie spowodowało różnic w wynikach. Bardzo dużą dokładność obliczeń uzyskano przy przybliżeniu pochodnych za pomocą ilorazu różnicowego w przód, przy znacznie krótszym czasie obliczeń w porównaniu do innych analizowanych metod.
- Największe różnice pomiędzy średnią temperaturą obliczoną za pomocą proponowanej metody a metodami analitycznymi uzyskano dla początkowej fazy nagrzewania rurociągu. W dalszej fazie ogrzewania rurociągu, średnia temperatura ścianki obliczona na podstawie wzorów analitycznych jest zbliżona do temperatury powierzchni obliczonej przy użyciu opracowanego modelu numerycznego. Różnice między temperaturami czynnika obliczonymi metodami analitycznymi i numerycznymi nieznacznie się różnią.
- Porównane korelacje na wyznaczenie współczynnika strat tarcia występującego w równaniu zachowania pędu (Halland'a, Churchill'a), dawały bardzo zbliżone wyniki obliczeń.
- Przyjęcie założenia upraszczającego w postaci idealnie zaizolowanej cieplnie powierzchni zewnętrznej rurociągu jest prawidłowe. Przeprowadzone analizy CFD oraz

obliczenia za pomocą metody analitycznej pokazują, że wpływ przyjętego uproszczenia na uzyskane wyniki jest pomijalny.

- Przeprowadzone symulacje nagrzewania rurociągu dla różnych zadanych przebiegów temperatury, ciśnienia i strumienia pary na wlocie do rurociągu pozwoliły na porównanie wyników otrzymanych z obliczeń (dla opracowanego modelu) z danymi uzyskanymi z pomiaru. Uzyskane wyniki wykazują bardzo dużą zgodność z pomiarami. Największe różnice wystąpiły w fazie początkowej nagrzewania rurociągu. Przyczyną niezgodności może być duża bezwładność termometrów do pomiaru temperatury pary, a także niedokładny pomiar strumienia masy pary w warunkach nieustalonych.
- Opracowany model numeryczny rurociągu parowego może być wykorzystany do rozwiązania zagadnienia odwrotnego do wyznaczenia rzeczywistego przebiegu temperatury pary na wlocie do rurociągu, dla którego uzyskane zostaną parametry pary żądane na wylocie z rurociągu.
- Analiza metod wyznaczania naprężeń na wewnętrznej powierzchni elementu stosowanych przez producentów kotłów pokazuje, że ze względu na ich niską dokładność, mogą one być stosowane jedynie do szacowania rzeczywistych wartości naprężeń cieplnych. Wykazano, że metoda wyznaczania naprężeń termicznych na wewnętrznej powierzchni elementu cylindrycznego, bazująca na pomiarze temperatury blisko powierzchni wewnętrznej i w środku grubości ścianki, jest niedokładna.
- Opracowany nowy sposób monitorowania naprężeń cieplnych w grubościennych elementach ciśnieniowych może być z powodzeniem wykorzystana do analiz nieustalonych stanów wytrzymałościowych zachodzących np. podczas rozruchu, odstawiania czy zmiany obciążenia kotłów podkrytycznych i nadkrytycznych. Obliczenia z wykorzystaniem wygenerowanych danych pomiarowych pokazują, że proponowana metoda do monitorowania naprężeń w grubościennych elementach ciśnieniowych jest stabilna i dokładna.

Podsumowując można stwierdzić, że opracowany model matematyczny może być wykorzystany do symulacji nieustalonych zmian temperatury w rurociągach ciśnieniowych stosowanych w elektrowniach. Pozwala on na wyznaczenie rozkładu temperatury oraz naprężeń występujących w ściance rurociągu oraz obliczanie dopuszczalnych szybkość zmiany temperatury czynnika w czasie, tak aby nie przekraczać dopuszczalnych wartości naprężeń. Opracowany algorytm obliczeniowy jest wydajny, co pozwala na szybkie uzyskanie wyników nieustalonych procesów jakie zachodzą w rurociągu w czasie jego pracy. Opracowany model numeryczny jest modelem uniwersalnym, pozwalającym dostosowywać w łatwy sposób wymiary geometryczne rurociągu cylindrycznego (średnice, grubość ścianki oraz długość), jak również parametry siatki obliczeniowej, do potrzeb analizowanego modelu rurociągu.

Spis literatury

- [1] Alobaid F., Karner K., Belz J., Epple B., Kim H.-G.: *Numerical and experimental study of a heat recovery steam generator during start-up procedure*. Energy, vol. 64, 2014, str. 1057-1070.
- [2] Alobaid F., Mertens N., Starkloff R., Lanz T., Heinze C., Epple B.: *Progress in dynamic simulation of thermal power plants*. Progress in Energy and Combustion Science, vol. 59, 2017, str. 79-162.
- [3] ANSYS Inc., Southpointe 2600 ANSYS Drive Canonsburg, PA 15317 USA, www.ansys.com.
- [4] Badur J., Bryk M.: *Aspekty środowiskowo-ekonomiczne przyspisanego rozruchu turbin parowych dużej mocy*. Energetyka, Nr 10, 2018, str. 537-539
- [5] Badur J., Ziółkowski P., Sławiński D.: *Sposób wyznaczenia i kontroli opłacalności kogeneracyjnej pracy bloków parowych ze źródłami OZE*. Rynek Energii, Nr 1(128), 2017, str. 40-46.
- [6] Barth T., Ohlberger M.: *Finite Volume Methods: Foundation and Analysis*, Encyclopedia of Computational Mechanics 2-nd ED. Edited Stein, Erwin / de Borst, René / Hughes, Thomas J. R., John Wiley & Sons, Ltd., 2004.
- [7] Basogul Y., Ali Keçebas A.: *Economic and environmental impacts of insulation in district heating pipelines*. Energy, vol. 36, 2011, str. 6156-6164.
- [8] Beck J. V., Woodbury K. A.: *Inverse heat conduction problem: Sensitivity coefficient insights, filter coefficients, and intrinsic verification*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 97, 2016, str. 578–588.
- [9] Beck J. V., Blackwell B., Haji-Sheikh A.: *Comparison of some inverse heat conduction methods using experimental data*. International Journal Heat Mass Transfer, vol. 39, No. 17, 1996, str. 3649-3657.
- [10] Beck J.V., *Inverse heat conduction- Ill-posed problems*. A Wiley-Interscience Publication, 1985.
- [11] Bejan A., Kraus A. D.: *Heat Transfer Handbook*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey 2003.
- [12] Belkhir F., Kraus Cabo D., Felgner F., Frey G.: *Optimal startup control of a steam power plant using the JModelica Platform*, IFAC-PapersOnLine 48-1, 2015, str. 204–209.
- [13] Bęczkowski W.: *Rurociągi energetyczne*. Wydawnictwa Naukowo -Techniczne, Warszawa, 1963.
- [14] Biłous W., Wasiak J., Hajewska E., Szeke W., Wagner T., Przyborska M.: *Diagnostyka rurociągów pary świeżej w oparciu o badania udarności i odporności na pękanie*. Instytut Energii Atomowej, Institute Of Atomic Energy Raport IAE - 92/A Badania materiałowe na potrzeby elektrowni i przemysłu energetycznego X. Seminarium Naukowo - Techniczne, Otwock – Świerk, 2003.
- [15] Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N.: *Transport phenomena*. 2nd Ed. Rev., John Wiley & Sons, Inc., New York, 2007.
- [16] Blackwell B., Beck J. V.: *A technique for uncertainty analysis for inverse heat conduction problems*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 53, 2010, str. 753-759.

- [17] Buttler A., Dinkel F., Franz S., Spliethoff H.: *Variability of wind and solar power - an assessment of the current situation in the European Union based on the year 2014*, Energy, vol. 106, 2016, str. 147-161
- [18] Cebula A., Taler D.: *Finite volume method in heat conduction*. Encyclopedia of Thermal Stresses, vol. 4 (F-G), Springer, Berlin-Heidelberg, 2014, str. 1645-1658.
- [19] Cengel Y.A.: *Turner R.H. ,Fundamentals of thermal-fluid sciences*. McGraw-Hill, New York 2011.
- [20] Chaibakhsh A., Ghaffari A., Moosavian S. A. A.: *A simulated model for a once-through boiler by parameter adjustment based on genetic algorithms*. Simulation Modelling Practice and Theory, vol.15, 2007, str. 1029-1051.
- [21] Cui M., Duan W., Gao X.: *A new inverse analysis method based on a relaxation factor optimization technique for solving transient nonlinear inverse heat conduction problems*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 90, 2015, str. 491–498.
- [22] Cwynar L.: *Rozruch kotłów parowych*. Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1978.
- [23] Dobrzański J., Paszkowska H., Kowalski B., Wodzyński J.: *Diagnostyka elementów urządzeń energetycznych pracujących pod działaniem ciśnienia w podwyższonej temperaturze*. Prace IMŻ 1, T. 62, nr 1, 2010, str. 33-41.
- [24] *Dyrektywa Parlamentu Europejskiego i Rady (UE) 2018/2002 z dnia 11 grudnia 2018 r. zmieniająca dyrektywę 2012/27/UE w sprawie efektywności energetycznej*. Baza aktów prawnych Unii Europejskiej, <https://eur-lex.europa.eu>.
- [25] Dzierwa P. : *Optimum heating of boiler drums*. Zeszyty Naukowe Politechniki Rzeszowskiej 290, Mechanika 86, RUTMech, t. XXXI, z. 86 (2/14), kwiecień - czerwiec 2014, str. 199 - 206.
- [26] Dzierwa P., Taler D., Taler J.: *Optimum heating of cylindrical pressure vessels*. Forsch Ingenieurwes, vol. 80, 2016, DOI 10.1007/s10010-016-0196-7.
- [27] Dzierwa P., Taler J., Taler D., Trojan M.: *Optimum heating of thick wall pressure components of steam boilers*. In: Power 2014-32080, Power Conference, Baltimore, Maryland, July 28-31, 2014, str. 1-8.
- [28] Dzierwa P., Trojan M., Taler D., Kamińska K., Talera J.: *Heating of components with non – uniform circumferential temperature distribution using the quasi – steady state theory*. Procedia Engineering, vol. 157, 2016, str. 38 – 43.
- [29] Dzierwa P., Trojan M., Taler D., Kamińska K., Taler J.: *Optimum heating of thick-walled pressure components assuming a quasi-steady state of temperature distribution*. Journal of Thermal Science, vol. 25, 2016, str. 380–388.
- [30] Dzierwa P.: *Optimum heating of boiler drums*, Zeszyty Naukowe Politechniki Rzeszowskiej 290, Mechanika 86, 2014, str. 199 -206.
- [31] Fortran PowerStation 4.0, Microsoft Developer Studio, Microsoft Corporation 1994-95
- [32] Frąckowiak A., Wolfersdorf J., Ciałkowski M.: *An iterative algorithm for the stable solution of inverse heat conduction problems in multiply-connected domains*. International Journal of Thermal Sciences, vol. 96, 2015, str. 268-276.
- [33] Gnieliński V.: *New Equation for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and channel flow*. International Chemical Engineering, vol. 16, 1976, str. 359-368.

- [34] Hentschel J., Babić U., Spliethoff H.: *A parametric approach for the valuation of power plant flexibility options*. Energy Reports, vol. 2, 2016, str. 40-47.
- [35] Hetnarski R.B., Noda N., Tanigawa Y.: *Thermal Stresses, Second edition Solution Manual*, Taylor & Francis Inc (United States), 2002.
- [36] Hübel M., Meinke S., Andrén M. T., Wedding C., Nocke J., Gierow C., Hassel E., Funkquist J.: *Modelling and simulation of a coal-fired power plant for start-up optimisation*. Applied Energy, vol. 208, 2017, str. 319–331.
- [37] *Instrukcja eksploatacji kotła parowego typu OP-380*.
- [38] Jaremkiewicz M., *Accurate measurement of unsteady state fluid temperature*, Heat and Mass Transfer, vol. 53, 2017, str. 887-897.
- [39] Jaremkiewicz M., Taler J.: *Measurement of transient fluid temperature in a pipeline*. Heat Transfer Engineering. vol. 39, issues 13-14, 2018.
- [40] Jarny Y., Maillet D.: *Lecture 10: Linear Inverse Heat Conduction Problems-Two basic examples*. Metti 5 Spring School, Roscoff, 13-18 June, 2011, str. 1-18.
- [41] Jasiński A., Zieliński A.: *Trwałość resztkowa materiału rurociągów parowych, pracujących w układzie kolektorowym, po przepracowaniu obliczeniowego czasu pracy*. Energetyka Nr 1 (260), 2016, str. 165-170.
- [42] Jeonga W., Seong J.: *Comparison of effects on technical variances of computational fluid dynamics (CFD) software based on finite element and finite volume methods*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 78, 2014, str. 19-26.
- [43] Kandil A.: *Analysis of thick-walled cylindrical pressure vessels under the effect of cyclic internal pressure and cyclic temperature*. Journal of Mechanical Sciences, vol. 38, no. 12, 1996, str. 1319-1332.
- [44] Karwa R.: *Heat and Mass Transfer*, Springer, 2017.
- [45] Kumar R., Jayesh. P, Sahoo N.: *Analysis of one dimensional inverse heat conduction problem : a review*. International Journal of Mechanical and Industrial Engineering (IJMIE), vol. 2, issue-1, 2012, str. 15-20.
- [46] Launder B. E., Spalding D. B.: *The numerical computation of turbulent flows*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3, issue 2, 1974, str. 269-289.
- [47] Li H., Huang X., Zhang L.: *A lumped parameter dynamic model of the helical coiled once-through steam generator with movable boundaries*. Nuclear Engineering and Design, vol. 238, 2008, str.1657-1663.
- [48] Li W., Yu B., Wang X., Wang P, Sun S.: *A finite volume method for cylindrical heat conduction problems based on local analytical solution*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 55, 2012, str. 5570-5582.
- [49] Liu Q., Zhang Z., Pan J., Guo J.: *A coupled thermo-hydraulic model for steam flow in pipe networks*. Journal of Hydrodynamics, vol. 21(6), 2009, str. 861-866.
- [50] Ludowski P., Taler D., Taler J.: *Identification of thermal boundary conditions in heat exchangers of fluidized bed boilers*. Applied Thermal Engineering, vol. 58, 2013, str. 194-204.
- [51] Lurie M. V.: *Modeling of oil product and gas pipeline transportation*. Wiley-Vch Verlag GmbH&Co. KGaA, Weinheim 2008.

- [52] Madejski P., Taler D., Taler J.: *Numerical model of a steam superheater with a complex shape of the tube cross section using Control Volume based Finite Element Method*. Energy Conversion and Management, vol. 118, 2016 str. 179–192.
- [53] McCormack D.D., Crane L.: *Physical Dynamics*. Academic Press, New York, 1973.
- [54] Menon E. S.: *Transmission Pipeline Calculations and Simulations Manual*, Gulf Professional Publishing, 2015.
- [55] Mertens N., Alobaid F., Lanz T., Epple B., Kim H.-G.: *Dynamic simulation of a triple-pressure combined-cycle plant: hot start-up and shutdown*. Fuel, vol. 167, 2016, str. 135-148.
- [56] Mężyk D., *Energetyczne rurociągi wysokopiężne – instalacje po długoletniej eksploatacji*. Przegląd Spawalnictwa, vol. 12, 2013, str. 104-109.
- [57] Mohebbi F., Sellier M., Rabczuk T.: *Estimation of linearly temperature-dependent thermal conductivity using an inverse analysis*. International Journal of Thermal Sciences, vol. 117, 2017, str. 68-76.
- [58] Orłowski P., Dobrzański W., Szwarc E.: *Kotły parowe. Konstrukcja i obliczenia*. WNT, Warszawa, 1979.
- [59] Orłowski P.: *Kotły parowe. Konstrukcja i obliczenia*. WNT, Warszawa, 1972.
- [60] PAROC Pro Section - Product details, PAROC GmbH, Hamburg, www.paroc.de.
- [61] Patankar, S.V.: *Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere series on computational methods in mechanics and thermal science*. 1-st ED. Taylor&Francis 1980.
- [62] Pilarczyk M., Węglowski B., *Determination and validation of transient temperature fields within a cylindrical element using the inverse heat conduction method*. Applied Thermal Engineering, vol. 150, 2019, str. 1224–1232.
- [63] Pilarczyk M., Węglowski B.: *Analiza cieplno-wytrzymałościowa rozruchu kotła parowego na przykładzie kotła OP-650*. Zeszyty Naukowe Politechniki Rzeszowskiej 290, Mechanika 86, 2014, str. 67-78.
- [64] PN-EN 12952-3:2004 *Kotły wodnorurkowe i urządzenia pomocnicze. Część 3: Konstrukcja i obliczenia części ciśnieniowych*. PKN, Warszawa 2004
- [65] *Program Bloki 200+. Innowacyjna technologia zmiany reżimu pracy bloków energetycznych klasy 200 MWe*. Narodowe Centrum Badań i Rozwoju, www.ncbr.gov.pl.
- [66] RAFAKO S.A.: *Kotły pyłowe walczakowe – OP-380*, rafako.com.pl
- [67] Rennels D.C., Hudson H.M.: *Pipe flow. A practical and comprehensive guide.*, Wiley (United States), 2012.
- [68] Roffel B., Betlem B.: *Process Dynamics and Control, Modeling for Control and Prediction*, John Wiley & Sons Ltd, England, Chichester 2006.
- [69] Rusin A., Bieniek M.: *Maintenance planning of power plant elements based on avoided risk value*. Energy, vol. 134, 2017, str. 672-680.
- [70] Rusin A., Wojaczek A.: *Trends of changes in the power generation system structure and their impact on the system reliability*. Energy, vol. 92, 2015, str. 128-134.
- [71] Sahin A. Z., Kalyon M.: *Maintaining uniform surface temperature along pipes by insulation*. Energy, vol. 30, 2005, str. 637–647.
- [72] Serov E.P, Korolkov B.P.: *Dynamics of steam generators*, Energoizdat, Moscow 1981.

- [73] Shin J.: *Analysis of the dynamic characteristics of a combined-cycle power plant*. Energy, vol. 27, issue 12, 2002, str. 1085-1098.
- [74] Sobota T.: *Computer monitoring and optimization of the steam boiler performance*. E3S Web of Conferences 14, 01025, 2017, str. 1-10.
- [75] Sunil P.U., Barve J., Nataraj P.S.V.: *Mathematical modeling, simulation and validation of a boiler drum: Some investigations*. Energy, vol. 126, 2017, str. 312-325
- [76] Taler D.: *A new heat transfer correlation for transition and turbulent fluid flow in tubes*. International Journal of Thermal Sciences, vol. 108, 2016, str. 108 – 122.
- [77] Taler D.: *Determining velocity and friction factor for turbulent flow in smooth tubes*. International Journal of Thermal Sciences, vol. 105, 2016, str. 109–122.
- [78] Taler D.: *Dynamika rurowych wymienników ciepła*. Rozprawy Monografie 193, Uczelniane Wydawnictwo Naukowo-Dydaktyczne AGH, Kraków 2009.
- [79] Taler D. : *Numerical modelling and experimental testing of heat exchangers*. Springer, 2019.
- [80] Taler D.: *Obliczenia i badania eksperymentalne wymienników ciepła*. Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Kraków, 2016.
- [81] Taler D.: *Obliczenia procesów przepływowo-ciepłnych*. w Procesy cieplne i przepływowe w dużych kotłach energetycznych. Modelowanie i monitoring, red. Taler J., Wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa, 2011, str. 161-179.
- [82] Taler D., Cisek P.: *Modeling of cooling of ceramic heat accumulator*. Archives of Thermodynamics, vol. 34, no. 4, 2013, str. 161–173.
- [83] Taler D., Harchut P., Trojan M.: *Dynamika parownika kotła przy nagrzewaniu walczaka z dopuszczalną prędkością*, Konferencja „Problemy Badawcze Energetyki Ciepłej, PBEC 2007”, Prace Naukowe Konferencje z. 25, Tom 2, Warszawa, 2007, str. 585-593.
- [84] Taler D., Kaczmarek K. : *A numerical model of transient pipeline operation*. Procedia Engineering, vol. 157, Elsevier 2016, str. 158-162.
- [85] Taler D., Kaczmarek K.: *Modelling of steam pipeline heating*. Journal of Power Technologies, vol. 96, issue 6, 2016, str. 438-443.
- [86] Taler D., Kaczmarek K.: *Mathematical modelling of the transient response of pipeline*. Journal of Thermal Science, vol. 25, No. 6, 2016, str. 549-557.
- [87] Taler D., Taler J.: *Simple heat transfer correlations for turbulent tube flow*. E3S Web of Conferences 13, 0200, 2017, str. 1-7.
- [88] Taler D., Trojan M., Taler J.: *Mathematical modeling of tube heat exchangers with complex flow arrangement*. Chemical and Process Engineering, vol. 32/1, 2011, str. 7-19.
- [89] Talera D., Trojan M., Dzierwa P., Kaczmarek K., Taler J.: *Numerical simulation of convective superheaters in steam boilers*. International Journal of Thermal Sciences, vol. 129, 2018, str. 320–333.
- [90] Taler J., Duda P.: *Solving Direct and Inverse Heat Conduction Problems*. Springer, Berlin-Heidelberg 2006.
- [91] Taler J., Dzierwa P., Taler D., Harchut P.: *Optimization of the boiler start-up taking into account thermal stresses*. Energy, vol. 92, 2015, str. 160-170.

- [92] Taler J., Dzierwa P., Taler D., Jaremkiewicz M., Trojan M.: *Monitoring of thermal stresses and heating optimization including industrial applications*: Nova Science Publishers, New York 2016.
- [93] Taler J., Dzierwa P., Taler D.: *Optymalizacja nagrzewania i ochładzania grubościennych elementów kotła*. w *Procesy cieplne i przepływowe w dużych kotłach energetycznych. Modelowanie i monitoring*, red. Taler J., Wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa, 2011, str. 584-637.
- [94] Taler J., Harchut P.: *Rapid start-up of the steam boiler, considering the allowable rate of temperature changes*. w *Developments in Heat Transfer* Edited by Dr. Marco Aurelio Dos Santos Bernardes, INTECH 2011, str. 199-214.
- [95] Taler J., Lubecki Sz., Taler D.: *Optimization of Steam Pipeline and T-Pipe Heating*. *Journal of Thermal Stresses*, vol. 34(10), 2011, str. 1021-1034.
- [96] Taler J., Michalczyk K.: *Analiza cieplno-wytrzymałościowa połączenia walczaka i rury opadowej w warunkach nieustalonych*. *Mechanics*, vol. 25, 2006, str. 41-46.
- [97] Taler J., Michalczyk K.: *Analiza cieplno-wytrzymałościowa połączenia walczaka i rury opadowej w warunkach nieustalonych*. *Mechanics* vol.25, No.1, 2006, str. 41-46.
- [98] Taler J., Taler D., Kaczmarzski K., Dzierwa P., Trojan M., Jaremkiewicz M.: *Allowable heating rates of critical pressure components of supercritical boilers*. *Współczesne problemy termodynamiki: praca zbiorowa* Bury T., Szlęk A. Gliwice, 2017, str. 485-510.
- [99] Taler J., Taler D., Kaczmarzski K., Dzierwa P., Trojan M., Jaremkiewicz M.: *Allowable rates of fluid temperature variations and thermal stress monitoring in pressure elements of supercritical boilers*. *Heat Transfer Engineering*, doi.org/10.1080/01457632.2018.1474584 2018.
- [100] Taler J., Taler D., Kaczmarzski K., Dzierwa P., Trojan M., Sobota T.: *Monitoring of thermal stresses in pressure components based on the wall temperature measurement*. *Energy*, vol.160, 2018, str. 500-519.
- [101] Taler J., Trojan M., Taler D.: *Computer system for fouling assessment in coal-fired utility boilers*. *Archives of Thermodynamics*, vol. 30, 2009, No. 2, str. 59-76.
- [102] Taler J., Trojan M., Taler D., Dzierwa P., Kaczmarzski K.: *Improving flexibility characteristics of 200 MW unit*. *Archives of Thermodynamics*, vol. 38, no. 1, 2017, str. 75-90.
- [103] Taler J., Węglowski B., Dzierwa P., Czupryński P., Madejski P., Nabagło D., Żyrkowski C.: *Analysis to speed up of the start-up of steam boiler OP-380*. *Journal of Power Technologies*, vol.94 (2), 2014, str. 1-8.
- [104] Taler J., Węglowski B., Dzierwa P., Czupryński P., Madejski P., Nabagło D., Żyrkowski C.: *Analysis to speed up of the start-up of steam boiler OP-380*. *Journal of Power Technologies*, vol. 94, issue 2, 2014, str. 1-8.
- [105] Taler J., Węglowski B., Pilarczyk M.: *Monitoring of thermal stresses in pressure components using inverse heat conduction methods*. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, vol. 27, issue 3, 2017, str. 740-756.
- [106] Taler J., Węglowski B., Sobota T., Jaremkiewicz M., Taler D.: *Inverse space marching method for determining temperature and stress distributions in pressure components*. w *Developments in Heat Transfer* Edited by Dr. Marco Aurelio Dos Santos Bernardes, INTECH 2011, str. 273-292.

- [107] Taler J., Węglowski B., Zima W., Grądziel S., Zborowski M.: *Analysis of thermal stresses in a boiler drum during start-up*. Journal of Pressure Vessel Technology, vol. 121, Nr 1, 1999, str. 84-93.
- [108] Taler J., Zima W., Jaremkiewicz M.: *Simple method for monitoring transient thermal stresses in pipelines*. Journal of Thermal Stresses, vol. 39, no. 4, 2016, str. 386-397.
- [109] Taler J., Zima W.: *Solution of inverse heat conduction problems using control volume approach*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 42, 1999, str.1123-1140.
- [110] Taler J.: *A new space marching method for solving inverse heat conduction problems*. Forschung im Ingenieurwesen, vol. 64, 1999, str. 296-306.
- [111] Taler J.: *A semi-numerical method for solving inverse heat conduction problems*. Heat and Mass Transfer, vol. 31, Springer, 1996, str. 105-111.
- [112] Taler J.: *Procesy cieplne i przepływowe w dużych kotłach energetycznych. Modelowanie i monitoring*. Wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa 2011.
- [113] Taler J.: *Teoria i praktyka identyfikacji procesów przepływu ciepła*, Wrocław, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, 1995.
- [114] Taler, J., Węglowski B. Sobota T. Taler D., Trojan M., Dzierwa P., Jaremkiewicz M., Pilarczyk M.: *Thermal performance and stress monitoring of power boiler*. ASME 2016 Power Conference, Charlotte, North Carolina, USA, June 26–30, 2016, str. 1-11.
- [115] TRD 301 (2001), *Zylinderschalen unter innerem Überdruck. Technische Regeln für Dampfkessel (TRD)*. Heymanns Beuth Köln – Berlin 2001, Germany, str. 143-185.
- [116] Trojan M., Taler D.: *Thermal simulation of superheaters taking into account the processes occurring on the side of the steam and flue gas*. Fuel, vol. 150, 2015, str. 75–87.
- [117] Trzeczyski J., Sobczyszyn A., Staszalek K., Stanek R., Rajca S.: *Diagnostyka długoeksploatowanych bloków energetycznych przeznaczonych do pracy regulacyjnej*. Energetyka, nr 6, 2017, str. 395-403.
- [118] Verner J.H.: *Some Runge-Kutta formula pairs*. SIAM Journal on Numerical Analysis, vol. 28, 1991, str. 496-511.
- [119] Versteeg H. K., Malalasekera W.: *An Introduction to Computational Fluid Dynamics, The finite volume method 2-nd Ed*. Pearson Education Limited 2007.
- [120] Wan J., Wu S., Nuerlan A., Zhao F.: *Dynamic modeling of API1000 steam generator for control system design and simulation*. Annals of Nuclear Energy, vol. 109, 2017, str. 648-657.
- [121] Wang H., Meng H.: *Improved thermal transient modeling with new 3-order numerical solution for a district heating network with consideration of the pipe wall's thermal inertia*. Energy, vol. 160, 2018, str. 171-183.
- [122] Wang P., Yu B., Li J., Zhao Y., Shao Q.: *A novel finite volume method for cylindrical heat conduction problems*. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol. 63, 2015, str. 8–16.
- [123] Wang H., Wang H., Zhu T., Deng W.: *A novel model for steam transportation considering drainage loss in pipeline networks*. Applied Energy, vol. 188, 2017, str. 178–189.
- [124] Welty J.R, Wicks C. E., Rorrer G. L., Wilson R. E.: *Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer 5th Ed.*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2008.
- [125] Węglowski B.: *Blok ograniczeń termicznych energetycznych kotłów parowych*. Mechanika nr 80, Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Kraków, 2001.

- [126] Wilcox D. C.: *Turbulence Modeling for CFD* (Third Edition). DCW Industries, 2006.
- [127] Wiśniewski S., Wiśniewski T. S.: *Wymiana Ciepła*, Wydanie trzecie zmienione, WNT, Warszawa 1994.
- [128] Wogrin S., Galbally D., Ramos A.: *CCGT unit commitment model with first-principle formulation of cycling costs due to fatigue damage*. Energy, vol. 113, 2016, str. 227-247.
- [129] Xu H., Deng B., Jiang D., Ni Y., Zhang N.: *The finite volume method for evaluating the wall temperature profiles of the superheater and reheater tubes in power plant*. Applied Thermal Engineering, vol. 112, 2017, str. 362–370.
- [130] Zima W.: *Mathematical model of transient processes in steam superheaters*. Forschung im Ingenieurwesen, vol. 68, 2003, str. 51-59.
- [131] Zima W.: *Numerical modeling of dynamics of steam superheaters*. Energy, vol. 26, 2001, str. 1175-1184
- [132] Zima W.: *Numerical modeling of superheaters in steam boilers. Mathematical modeling and monitoring of steam boilers*. Monografia pod redakcją Magdaleny Jaremkiewicz, Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Seria Mechanika, Kraków 2015, str. 113-134.

Streszczenie pracy w języku polskim

Rurociągi stosowane w kotłach parowych do transportu pary przegrzanej są narażone na działania wysokich temperatur i ciśnień. Podczas rozruchów i wyłączeń bloków energetycznych z ruchu, jak również podczas zmian obciążenia w ściankach rurociągu występują duże naprężenia termiczne. Wysokie i zmienne w czasie naprężenia cieplne powodują powstawanie odkształceń plastycznych w rejonach ich koncentracji. Może prowadzić to do powstawania pęknięć ciepło-zmęczeniowych, a w konsekwencji do zniszczenia elementu.

W ramach rozprawy doktorskiej opracowano model numeryczny rurociągu parowego, który umożliwi wyznaczenie ustalonych oraz nieustalonych zmian temperatury, ciśnienia oraz strumienia masy pary. Dzięki temu możliwe jest wyznaczenie naprężeń cieplnych w ściance rurociągu. Zaimplementowana metoda objętości skończonej umożliwia wyznaczenie przebiegu zmian temperatury, ciśnienia i strumienia masy pary oraz zmian w czasie temperatury ścianki w każdym przekroju poprzecznym rurociągu. Opracowany model uwzględnia zmienne własności czynnika roboczego i materiału ścianki rurociągu w funkcji temperatury. Model matematyczny rurociągu o parametrach rozłożonych bazuje na zasadzie zachowania masy, pędu i energii dla jednowymiarowego przepływu czynnika roboczego (pary). Pozwala on na zapisanie układu równań różniczkowych dla ścianki i pary, który po uwzględnieniu warunków początkowych i brzegowych został rozwiązany metodą Runge'a-Kutty czwartego rzędu. Rozkład ciśnienia pary wzdłuż rurociągu określono na podstawie rozwiązania równania zachowania pędu. W tym celu pochodne przybliżono za pomocą ilorazu różnicowego w przód. Współczynnik strat tarcia obliczono na podstawie korelacji Churchill'a i Haaland'a, które zaproponowano dla rur o chropowatej powierzchni wewnętrznej.

W pracy przeprowadzone zostały liczne testy obliczeniowo-porównawcze w celu sprawdzenia dokładności obliczeń. Jednym z testów do oceny dokładności proponowanego modelu, było wykonanie obliczeń numerycznych dla rury cienkościennej, a wyniki porównano z dokładnym rozwiązaniem analitycznym. Analiza wyników pokazała, że dokładność proponowanego modelu ogrzewania rurociągu jest bardzo dobra. Przeprowadzone zostały również obliczenia sprawdzające przy założeniu, że zewnętrzna powierzchnia rurociągu jest zaizolowana cieplnie. Porównano wyniki dla różnych grubości warstwy izolacyjnej. Wykazane zostało, że przyjęcie założenia upraszczającego w postaci idealnie zaizolowanej cieplnie powierzchni zewnętrznej rurociągu jest prawidłowe.

W ramach pracy przeprowadzone zostały symulacje nagrzewania rurociągu dla różnych zadanych przebiegów temperatury, ciśnienia i strumienia pary na wlocie do rurociągu. Wyniki obliczeń pozwoliły na sprawdzenie poprawności opracowanego modelu poprzez porównanie z danymi uzyskanymi z pomiaru. Porównanie wykazało bardzo dużą zgodność z pomiarami.

W pracy pokazano wykorzystanie opracowanego modelu numerycznego rurociągu do rozwiązania zagadnienia odwrotnego. Zamieszczony został test obliczeniowy polegający na wyznaczeniu rzeczywistego przebiegu temperatury pary na wlocie do rurociągu, dla którego uzyskane zostaną parametry pary żądane na wylocie z rurociągu.

Opracowano nowy sposób monitorowania naprężeń cieplnych w grubościennych elementach ciśnieniowych, który może być wykorzystany do analiz nieustalonych stanów wytrzymałościowych zachodzących np. podczas rozruchu, odstawiania czy zmiany obciążenia

kotłów podkrytycznych i nadkrytycznych. Wykazano, że stosowana przez producentów kotłów metoda wyznaczania naprężeń termicznych na wewnętrznej powierzchni elementu cylindrycznego, bazująca na pomiarze temperatury blisko powierzchni wewnętrznej i w środku grubości ścianki, jest niedokładna. Zaproponowana metoda polega na wyznaczeniu temperatury na powierzchni wewnętrznej z rozwiązania zagadnienia odwrotnego na podstawie danych z pomiarów temperatury ścianki. Zaletą tego rozwiązania jest, że nie jest konieczne wyznaczanie temperatury czynnika oraz współczynnika wnikania ciepła na wewnętrznej powierzchni element ciśnieniowego.

Analizy, testy i obliczenia przeprowadzone w pracy pokazują, że opracowany model matematyczny rurociągu parowego może być wykorzystany do symulacji nieustalonych zmian temperatury w rurociągach ciśnieniowych stosowanych w elektrowniach. Pozwala on na wyznaczenie rozkładu temperatury oraz naprężeń występujących w ściance rurociągu oraz obliczanie dopuszczalnych szybkość zmiany temperatury czynnika w czasie, tak aby nie przekraczać dopuszczalnych wartości naprężeń. Opracowany algorytm obliczeniowy jest wydajny, co pozwala na szybkie uzyskanie wyników nieustalonych procesów jakie zachodzą w rurociągu w czasie jego pracy. Opracowany model numeryczny jest modelem uniwersalnym, pozwalającym dostosowywać w łatwy sposób wymiary geometryczne rurociągu cylindrycznego (średnice, grubość ścianki oraz długość), jak również parametry siatki obliczeniowej, do potrzeb analizowanego modelu rurociągu.

Streszczenie pracy w języku angielskim

Modelling of pipeline heating linking boiler with turbine - direct and inverse problems.

Pipelines applied in power units to transport superheated live steam operate at high pressures and temperatures. During the start-up and shutdown of power units as also during load change, high thermal stresses occur in the pipeline wall. High and time-varying thermal stresses cause plastic deformations in the regions of their concentration. These stresses are the reason for the creation of thermal and fatigue cracks and, as a consequence, premature destruction of the element.

A numerical model of the steam pipeline developed in the dissertation allows determining temperature, pressure and mass flow rate of steam and wall temperature in steady as well as unsteady state conditions. Determination of the wall temperature fields enables calculation of thermal stresses in the pipeline wall. The transient temperature, pressure and mass flow rate of the steam and transient temperature of the wall in each cross-section of the pipeline was determined using the finite volume method (FVM). The mathematical model of the pipeline with distributed parameters is based on mass, momentum and energy conservation equations for one-dimensional flow of the steam. All balance equations for wall and steam were formulated, and the obtained a system of ordinary differential equations was solved by the Runge-Kutta method of the fourth-order. The distribution of steam pressure along the pipeline was determined by the solution of the momentum conservation equation. For this purpose, the derivatives were approximated with the forward differential method. The Churchill-Haaland correlations were used to calculate friction fraction, which was proposed for pipes with a rough inner surface.

Numerous computational-comparison tests were carried out to verify the accuracy of the calculations. One of the tests to assess the accuracy of the proposed model was to perform numerical calculations for a thin-walled pipe, and the results were compared to the exact analytical solution. The analysis of the results shows that the accuracy of the proposed pipeline heating model is very good. In parallel, calculations were carried out assuming that the outer surface of the pipeline was thermally insulated. For different thicknesses of the insulation layer, the results were compared. The assumption of a perfectly thermally insulated outer surface of the pipeline is correct.

As part of the research, simulations of pipeline heating were carried out for various pre-set courses of temperature, pressure and steam flow at the pipeline inlet. The results of the calculations were compared with the data obtained from the measurement to verify the accuracy of the proposed model. The comparison showed very high conformity with the measurements.

The inverse problem was solved using the developed numerical model of the pipeline. The steam temperature at the pipeline inlet was determined, for which the steam parameters required at the pipeline outlet were obtained.

A new method of monitoring thermal stresses in thick-walled pressure elements has been developed. The method can be used for analyses of transient stress conditions occurring, e.g. during start-up, shutdown or change of a load of subcritical and supercritical boilers. It was

shown that the method used by boiler manufacturers to determine thermal stresses at the internal surface of a cylindrical element, based on the measurement of temperature close to the inner surface and in the centre of the wall thickness, is inaccurate. The proposed method consists of determining the temperature at the inner surface from the solution of the inverse problem based on the wall temperature measurements. The advantage of the proposed method is that it is not necessary to determine the fluid temperature and the heat transfer coefficient on the inner surface of the element.

Analyses, tests and calculations show that the developed mathematical model of the steam pipeline can be used to simulate transient temperature variations in pressure pipelines applied in power plants. It allows to determine the distribution of temperature and stresses occurring in the pipeline wall and to calculate the allowable rates of fluid temperature changes in time, so as not to exceed the allowable stresses. The developed computational algorithm is efficient, which allows obtaining results very quickly of transient processes that occur in the pipeline during operation. The developed numerical model is a universal model, which allows easily adapting the geometric dimensions of the cylindrical element (diameters, wall thickness and length), as well as the parameters of the calculation mesh, to the needs of the analysed pipeline.