

INSTYTUT MASZYN PRZEPIYWOVYCH
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

redakcja

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPIYWOVYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

65

WARSZAWA—POZNAŃ 1974

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych
w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględ-
nieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW
MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all
aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference
to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN, 80-952 Gdańsk,
skr. pocztowa 621, ul. Gen. Józefa Fiszer 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1974

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 400+90 egz.	Oddano do składania 31 V 1974 r.	
Ark. wyd. 14. Ark. druk. 11.	Podpisano do druku 2 XII 1974 r.	
Papier ilustrac. kl. V, 70 g 70 × 100 cm.	Druk ukończono w grudniu 1974 r.	
Nr zam. 449/30.	F-15/1068.	Cena zł 42, —

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

ROMUALD PUZYREWSKI

Gdańsk

Anomalia gazodynamiczna w kondensującej się parze wodnej przy wysokich ciśnieniach*

Korzystając z jednowymiarowej teorii przepływu z uwzględnieniem kondensacji pokazano przyczynę różnego jakościowo wpływu procesu kondensacji na przepływ pary wodnej przy wysokich i niskich ciśnieniach. Granica przebiega w okolicy 30 bar i jest związana z właściwościami pary wodnej jako gazu rzeczywistego.

Oznaczenia

A — pole przekroju poprzecznego kanału,

c_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu,

h — ciepło kondensacji,

i — entalpia,

m_0 — masowe natężenie przepływu,

p — ciśnienie,

T — temperatura,

R — stała gazowa,

U — prędkość,

ϑ_2 — względna objętość wody, w stosunku do jednostki objętości mieszaniny,

ρ_1 — gęstość pary,

ρ_2 — gęstość wody,

$y = \frac{\rho_2 \vartheta_2}{\rho_1 + \rho_2 \vartheta_2}$ — stopień zawilgocenia,

x — współrzędna wzdłuż długości dyszy.

Indeksy

0 — dotyczą parametrów spiętrzenia lub parametrów na wlocie do dyszy,

1 — dotyczą pary,

2 — dotyczą wody,

" — dotyczą stanu pary na linii nasycenia,

s — dotyczą wartości parametru na linii nasycenia,

r — dotyczą wartości parametru w stanie równowagi,

$\sim$ — dotyczą wartości ekstrapolowanych,

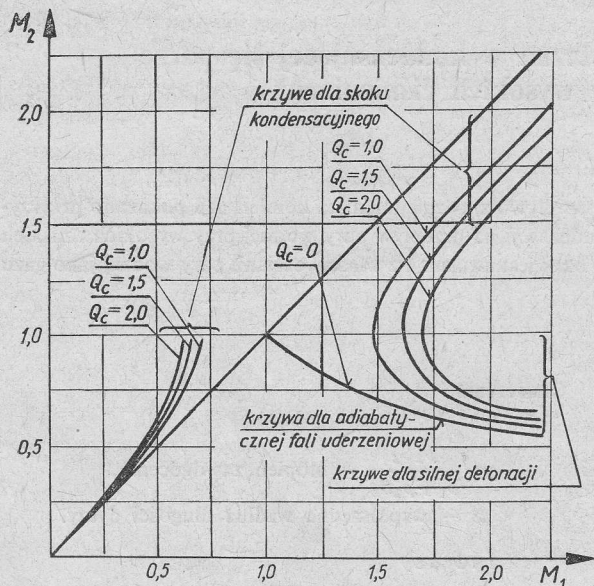
— — dotyczą wartości średnich.

1. Wstęp

Badania przepływowe zawilgoconej pary wodnej przy wysokich ciśnieniach prowadzone są w związku z budową siłowni jądrowych, w których układy łopatkowe turbin parowych pracujące przy ciśnieniach około 60 do 10 bar zasilane są parą wilgotną. Sytuacja taka ma miejsce w większości obecnie eksploatowanych siłowni jądrowych i wynika ona z typu

* Praca wykonana w ramach problemu resortowego PAN-19, grupa tematyczna 2.

reaktorów (chłodzonych wodą). Wpływ wysokich ciśnień pary i związane z tym ilościowe różnice w zachodzącym procesie kondensacji były przedmiotem prac [2, 3, 4]. Wskazuje się w nich, że w porównaniu z procesem kondensacji przy niskich ciśnieniach (poniżej 1 bara) kondensacja przy ciśnieniach wysokich następuje „szybciej”. Szybciej, tzn. przy ekspansji od parametrów spiętrzenia położonych na linii nasycenia załamanie się stanu przechłodzenia notujemy przed osiągnięciem parametrów krytycznych. Natomiast ekspansja w obszarze niskich ciśnień od parametrów spiętrzenia położonych na linii nasycenia, prowadzi do kondensacji w obszarze naddźwiękowym.



Równocześnie w pracach [2, 4] stwierdzono, że kondensacja w obszarze poddźwiękowym przy wysokich ciśnieniach wywołuje spadek prędkości. Jest to istotna różnica w stosunku do zachowania się kondensującej się pary wodnej przy niskich ciśnieniach. Anomalia w sto-

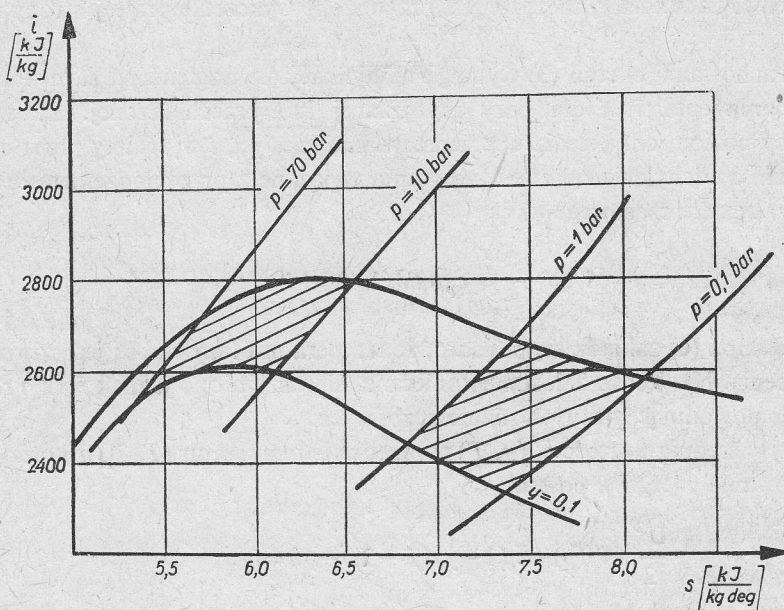
Rys. 1. Wpływ doprowadzenia ciepła Q_c na zmianę liczby Macha od M_1 do M_2

sunku do klasycznej sytuacji w gazodynamice polega na tym, że kondensacja jako zjawisko, które przejawia się poprzez doprowadzenie ciepła do przepływu winna prowadzić do wzrostu prędkości w obszarze poddźwiękowym i spadku prędkości w obszarze naddźwiękowym jak to ilustruje rys. 1. Pokazano na nim zmianę liczby Macha M_2 , w zależności od liczby Macha M_1 zaistniałą w wyniku doprowadzenia ciepła $Q_c = 2 \frac{hy}{RT_1}$ do gazu doskonałego o wykładniku adiabaty $k = 1,325$.

Jak się okazuje fakt, że parametry materiałowe pary wodnej zmieniają się z ciśnieniem zmienia obraz zachowania się przepływu z kondensacją przy wysokich ciśnieniach.

2. Równania zachowania dla pary wodnej

Do analizy wpływu procesu kondensacji na zachowanie się przepływu wykorzystamy równania przepływu jednowymiarowego idealnego, opisujące ruch mieszaniny pary oraz kropeł o sumarycznej objętości względnej wody ϑ_2 . Zakładamy ponadto, że prędkość obu faz jest jednakowa. Powyższe założenia upraszczające mają znikomy wpływ na efekt będący przedmiotem dyskusji w niniejszej pracy. Wynika to z faktu, że efekt wpływu wyso-



Rys. 2. Obszary parametrów pary wodnej będące przedmiotem rozważań

kich ciśnień na zachowanie się przepływu kondensującej się pary ma charakter termodynamiczny, a nie dynamiczny lub też geometryczny. Równania mają postać [5]:

$$[(1 - \vartheta_2)\rho_1 + \vartheta_2\rho_2]UA = m_0, \quad (1)$$

$$m_0 \frac{dU}{dx} = -A \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

$$\frac{U^2}{2} + i = i_0. \quad (3)$$

Interesujące z punktu widzenia technicznego obszary rozwiązań powyższego układu dla pary wodnej zaznaczono na wykresie $s-i$ na rys. 2.

Obliczanie procesu ekspansji wzdłuż kanału o zadanym przekroju $A = A(x)$ wymaga pewnej modyfikacji układu (1), (2) i (3).

W równaniu (1) uzasadnione jest następujące uproszczenie $1 - \vartheta_2 \approx 1$, jako że objętość fazy ciekłej powstającej w wyniku kondensacji jest mniejsza od 10^{-3} . Otrzymujemy więc równanie

$$(\rho_1 + \vartheta_2\rho_2)UA = m_0. \quad (4)$$

Równanie zachowania ilości ruchu (2) zaleca się sprowadzić do postaci całkowej

$$m_0 U + Ap = m_0 U_0 + A_0 p_0 + \int_0^x p \frac{dA}{dx} dx. \quad (5)$$

Wartości A_0 , U_0 i p_0 dotyczą przekroju wlotowego do dyszy, gdzie $x=0$. Przy dobrej

ekstrapolacji rozwiązania dla p , możliwe jest przybliżone wyliczenie prawej strony równania (5).

Równanie zachowania energii (3) wymaga modyfikacji ze względu na stosowany sposób przedstawiania entalpii i dla pary przegrzanej lub przechłodzonej. Ze względu na przyjmowany poziom odniesienia w przedstawianiu entalpii, i wyrazimy przez entalpię na linii nasycenia i odchylenia od stanu nasycenia związane z przechłodzeniem lub przegrzaniem $(1-y)$ udziału masowego pary

$$i = [i''(p) + \int_{T_s(p)}^T c_p dT](1-y) + i'y. \quad (6)$$

W określeniu entalpii (6) zakłada się ponadto, że temperatura fazy ciekłej jest równa temperaturze nasycenia. Nie jest to założenie konieczne. Upraszcza ono jednak formę równań wynikowych nie powodując istotnych różnic liczbowych.

Wprowadzając średnią wartość $\bar{c}_p(p, T)$ w przedziale temperatur $(T, T_s(p))$ otrzymamy równanie zachowania energii w postaci:

$$\frac{U^2}{2} + i''(p) + \bar{c}_p(1-y)(T - T_s) - yh = i_0, \quad (7)$$

gdzie $h = i'' - i'$.

Obliczenia przy wykorzystaniu tablic wygodnie jest prowadzić zamykając układ równań równaniem stanu ze zmienną R

$$\frac{p}{\rho_1 T} = R. \quad (8)$$

Tak więc ostatecznie otrzymujemy algebraiczny układ równań:

$$\frac{\rho_1}{1-y} UA(x) = m_0, \quad (9)$$

$$m_0 U + A(x)p = Z(x), \quad (10)$$

$$\frac{U^2}{2} + \bar{c}_p(1-y)T - y(h - \bar{c}_p T_s) = i_0 - i'' + \bar{c}_p T_s, \quad (11)$$

$$\frac{p}{\rho_1 T} = R(\tilde{p}, \tilde{T}), \quad (12)$$

który pozwalałby na przybliżone określenie parametrów przepływu U, p, T, ρ_1 w zależności od x , gdyby znana była wielkość y oraz z przybliżeniem zależnym od dokładności ekstrapolowanych rozwiązań, takie wielkości jak:

$$Z(x) = m_0 U_0 + A_0 p_0 + \int_0^x \tilde{p} \frac{dA}{dx} dx,$$

$$R(\tilde{p}, \tilde{T}) = \frac{\tilde{p}}{\rho_1(\tilde{p}, \tilde{T}) \cdot \tilde{T}},$$

$$h(\tilde{p}) = i''(\tilde{p}) - i'(\tilde{p}),$$

$$\bar{c}_p(\tilde{p}, \tilde{T}), \quad T_s(\tilde{p}).$$

Fakt sprowadzenia układu (1) - (3) do układu algebraicznego ma istotne znaczenie w konstruowaniu algorytmów obliczeniowych pozwalających na obliczenie przepływu z kondensacją przez kanały o zadanym przekroju $A(x)$.

Przedmiotem niniejszej pracy jest dyskusja zachowania się rozwiązań układu (9) - (12), który jak widać zawiera łącznie z y pięć niewiadomych. Dyskusja będzie dotyczyła wpływu dwóch wielkości $A(x)$ i y na zachowanie się prędkości U . Zauważmy, że $A(x)$ jest wielkością narzuconą a priori przez warunki geometryczne zadania, natomiast wartość y wynika z procesu kondensacji.

Dla dyszy de Laval'a w części podkrytycznej $dA/dx < 0$, zaś w części nadkrytycznej $dA/dx > 0$.

Natomiast proces kondensacji powodujący likwidację przechłodzenia charakteryzuje się

$$\frac{d\vartheta_2}{dx} > 0 \quad \text{lub} \quad \frac{dy}{dx} > 0,$$

oczywiście przy

$$\vartheta_2 > 0 \quad \text{i} \quad y > 0.$$

W ten sposób bez uciekania się do kinetyki procesu kondensacji można prześledzić jakościowy wpływ kondensacji w zależności od ciśnienia łącznie z wpływem zmiany przekroju na rozwiązanie układu (9) - (12).

3. Analiza rozwiązań układu równań

Jak już było powiedziane ograniczymy się do dyskusji rozwiązania układu równań (9) - (12) względem prędkości U .

Celowe przy tym wydaje się zwrócenie uwagi na charakter rozwiązania w przypadku najprostszym, a więc dla gazu doskonałego bez kondensacji. Po eliminacyjnych przekształceniach otrzymujemy równanie

$$U^2 - \frac{2c_p}{2c_p - R} \frac{Z}{m_0} U + \frac{2R}{2c_p - R} c_p T_0 = 0, \quad (14)$$

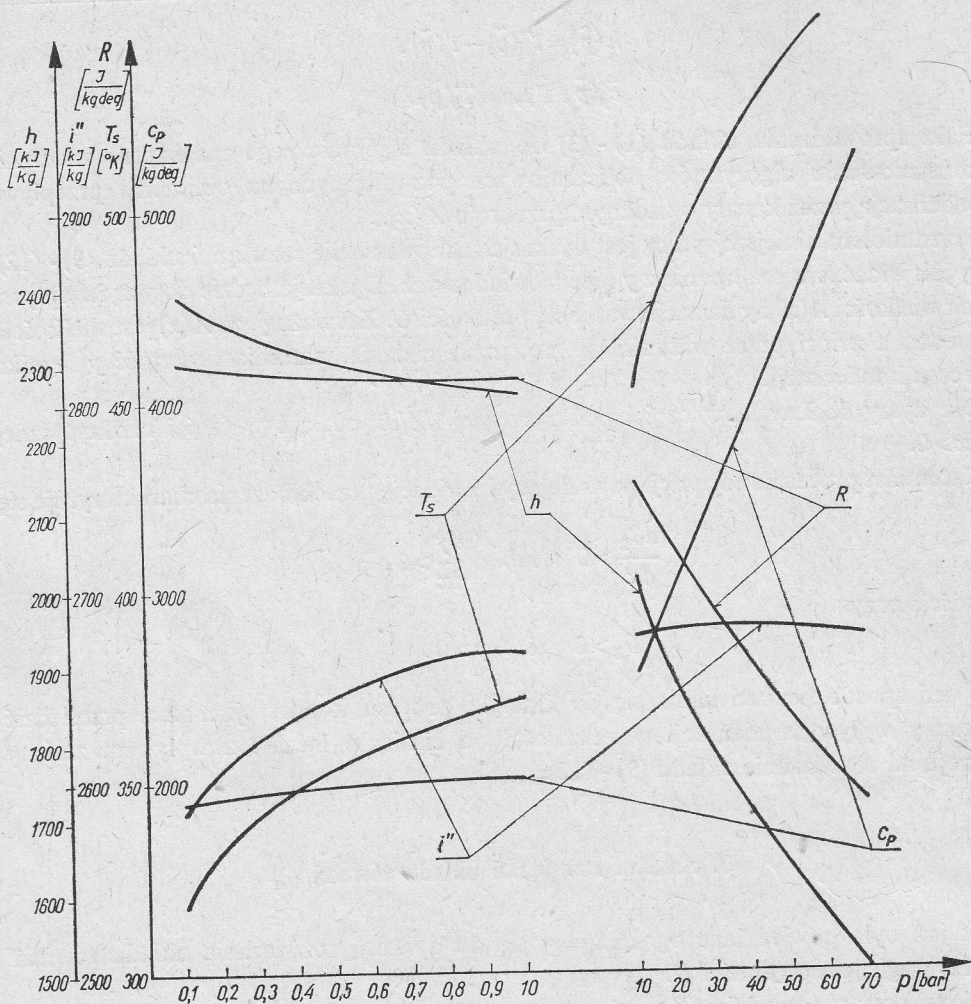
które posiada pierwiastek podwójny wówczas, gdy wartość Z osiąga minimum

$$Z_{\min} = m_0 \sqrt{\frac{2(2c_p - R)}{c_p} RT_0}, \quad (15)$$

a prędkość U jest wtedy równa prędkości krytycznej lub prędkości dźwięku

$$U_{\text{kryt}} = \frac{c_p}{2c_p - R} \frac{Z_{\min}}{m_0}. \quad (16)$$

Warto zauważyć, że w obliczeniach numerycznych praktycznie nie jest możliwe przejście



Rys. 3. Parametry charakterystyczne pary wodnej w obszarach interesujących technicznie ciśnień

przez obszar transsoniczny od prędkości poddźwiękowej do naddźwiękowej bez uciekania się do przybliżeń. Spowodowane to jest niemożliwością dopasowania masowego natężenia przepływu, z dokładnością stosowaną w technice numerycznej, do wartości wynikającej z warunków w największym przekroju.

Różniczkując równanie (14) otrzymujemy zależność dU/dx od dA/dx w postaci

$$\frac{dU}{dx} = \frac{\frac{c_p}{2c_p - R} \frac{U}{m_0} \frac{p}{Z}}{\frac{c_p}{2c_p - R} \frac{U}{m_0}} \frac{dA}{dx} \quad (17)$$

Jak widać, w zależności od znaku mianownika, zmiana przekroju może przyspieszać lub opóźniać przepływ. Rozszerzymy ten trywialny przypadek o wpływ kondensacji. W tym

celu z układu równań (9) - (12) wyprowadzimy równanie dla U analogiczne do równania (14).

Równanie to będzie miało postać:

$$U^2 - \left[\frac{2\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{Z}{m_0} - \frac{2R}{2\bar{c}_p - R} \left(1 - \frac{\bar{c}_p T_s}{h} \right) \frac{h\rho_2 A}{m_0} g_2 \right] U + \frac{2R}{2\bar{c}_p - R} [i_0 - i''(\tilde{p}) + \bar{c}_p T_s(\tilde{p})] = 0, \quad (18)$$

które można zapisać w nieco innej formie biorąc pod uwagę, że

$$y = \frac{\rho_2 A U}{m_0} g_2 \quad (19)$$

oraz

$$i_0 = i''(p_0) + \int_{T_s}^{T_0} c_p dT = i''(p_0) + \bar{c}_p T_0 - \bar{c}_p T_s. \quad (20)$$

Otrzymamy wówczas równanie

$$U^2 - \frac{2\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{Z}{m_0} U + \frac{2R}{2\bar{c}_p - R} \left(1 - \frac{\bar{c}_p T_s}{h} \right) h y + \frac{2R}{2\bar{c}_p - R} \bar{c}_p T_0 \cong 0. \quad (21)$$

Dodatkowo przyjęto w równaniu (21), że

$$\bar{c}_p T_0 \gg [i''(p_0) - \bar{c}_p T_s(p_0)] - [i''(\tilde{p}) - \bar{c}_p T_s(\tilde{p})],$$

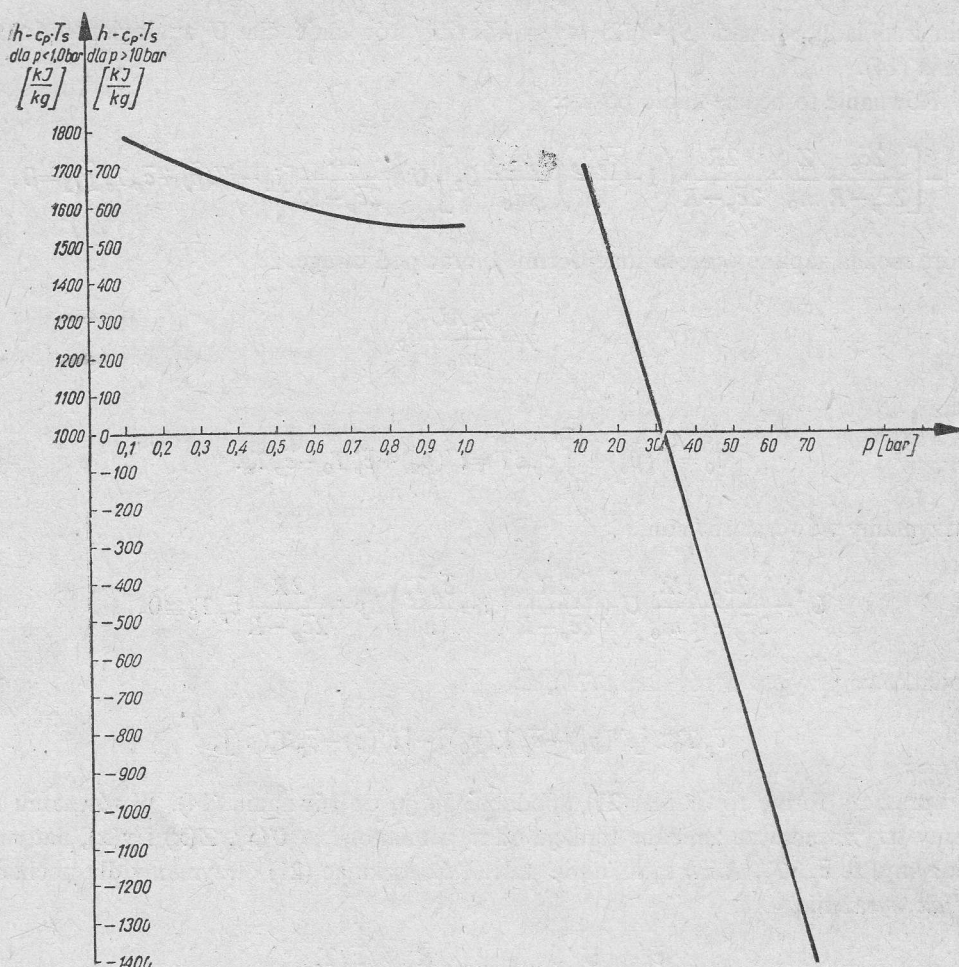
co upraszcza formę równania (21) upodabniając ją do równania (14). W równaniu tym mamy trzy zasadnicze zmienne funkcje od x , a mianowicie $U(x)$, $Z(x)$ i $y(x)$, natomiast założymy, że $\bar{c}_p$, T_s , R i h są lokalnie stałe. Różniczkując (21) otrzymamy dla pochodnej dU/dx wyrażenie

$$\frac{dU}{dx} \cong \frac{\frac{\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{U}{m_0} \tilde{p}}{U - \frac{\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{Z}{m_0}} \frac{dA}{dx} + \frac{\frac{R}{2\bar{c}_p - R} \left(\frac{\bar{c}_p T_s}{h} - 1 \right) h}{U - \frac{\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{Z}{m_0}} \frac{dy}{dx}. \quad (22)$$

Jak widać z powyższego, znak współczynnika przy dA/dx zależy jedynie od znaku mianownika podobnie jak w równaniu (17), natomiast znak współczynnika przy dy/dx zależy ponadto od znaku wyrażenia $(\bar{c}_p T_s/h) - 1$. Okazuje się, że parametr $\bar{c}_p T_s/h$ osiąga wartość równą 1 dla pary wodnej przy ciśnieniu około 30 bar. Powyżej tego ciśnienia $\bar{c}_p T_s/h > 1$, co można odczytać z wykresu na rys. 4 i 5, na których naniesiono wartości $h - c_p T_s$ oraz $c_p T_s/h$.

Tabela 1, w której przedstawiono wpływ poszczególnych czynników na wartość dU/dx zbudowana została w oparciu o zależność (22), którą to zależność symbolicznie przedstawimy w postaci

$$\frac{dU}{dx} = \left(\frac{dU}{dx} \right)_A + \left(\frac{dU}{dx} \right)_y, \quad (23)$$



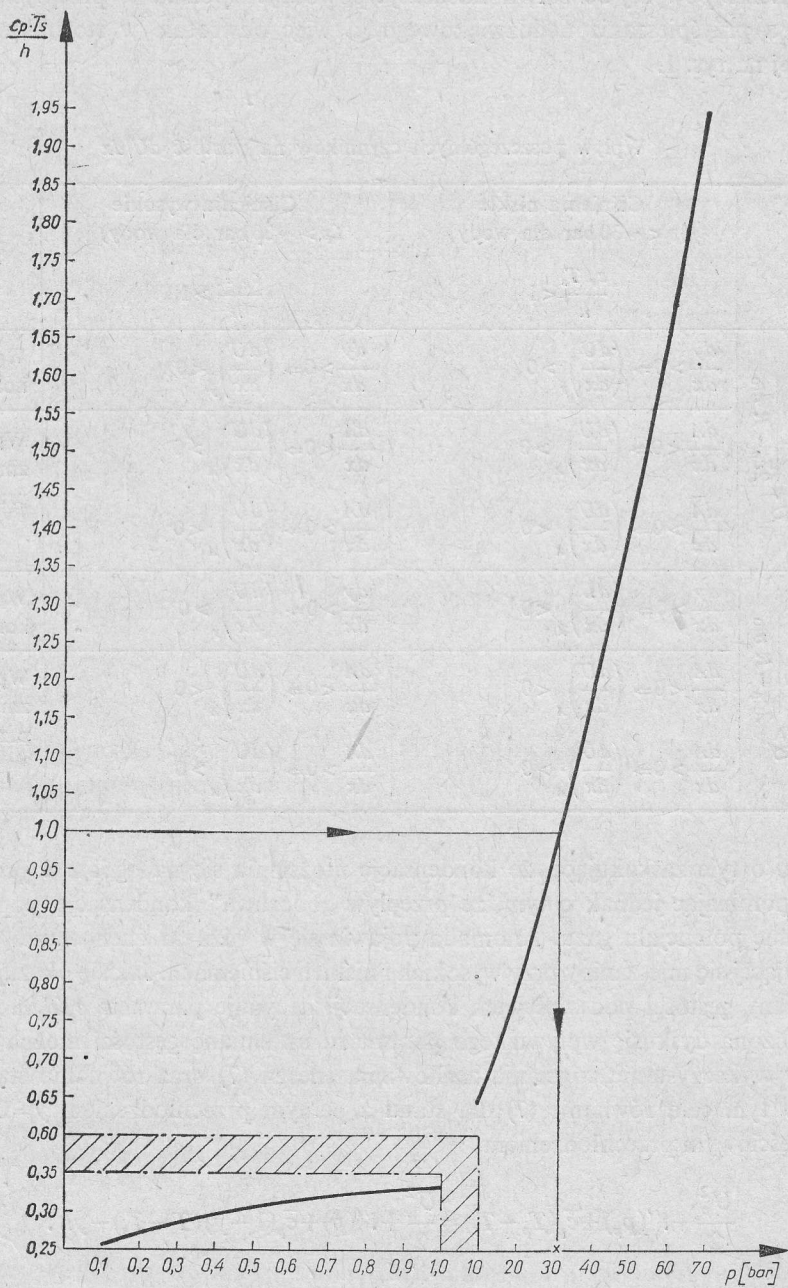
Rys. 4. Zależność wyrażenia $h - c_p T_s$ na linii nasycenia od ciśnienia

gdzie oznaczono

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)_A = \frac{\frac{\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{U}{m_0} \tilde{p}}{U - \frac{\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{Z}{m_0}} \frac{dA}{dx},$$

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)_y = \frac{\frac{R}{2\bar{c}_p - R} \left(\frac{\bar{c}_p T_s}{h} - 1\right) h}{U - \frac{\bar{c}_p}{2\bar{c}_p - R} \frac{Z}{m_0}} \frac{dy}{dx}.$$

Dla $c_p T_s/h < 1$ tabela 1 pokazuje wpływ kondensacji zgodny z klasycznym obrazem pokazanym na rys. 1. Dla wartości parametru $c_p T_s/h > 1$, co ma miejsce dla pary wodnej



Rys. 5. Zależność parametru $\frac{c_p T_s}{h}$ na linii nasycenia od ciśnienia

przy ciśnieniu powyżej 30 bar, kondensacja powoduje opóźnianie przepływu poddźwiękowego, a przyspieszanie naddźwiękowego, a więc odwrotnie w stosunku do sytuacji pokazanej na rys. 1.

Tabela 1

Wpływ poszczególnych czynników na wartość dU/dx

	Ciśnienia niskie ($p < \sim 30$ bar dla wody) $\frac{c_p T_s}{h} < 1$	Ciśnienia wysokie ($p > \sim 30$ bar dla wody) $\frac{c_p T_s}{h} > 1$	
Przepływ podkrytyczny $\frac{Z}{\bar{c}_p - R m_0} U < \frac{Z}{2\bar{c}_p - R m_0}$	$\frac{dy}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_y > 0$	$\frac{dy}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_y < 0$	Wpływ kondensacji
	$\frac{dA}{dx} < 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A > 0$	$\frac{dA}{dx} < 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A > 0$	Wpływ zmiany przekroju
	$\frac{dA}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A < 0$	$\frac{dA}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A < 0$	
Przepływ nadkrytyczny $\frac{Z}{\bar{c}_p - R m_0} U > \frac{Z}{2\bar{c}_p - R m_0}$	$\frac{dy}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A < 0$	$\frac{dy}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_y > 0$	Wpływ kondensacji
	$\frac{dA}{dx} < 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A < 0$	$\frac{dA}{dx} < 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A < 0$	Wpływ zmiany przekroju
	$\frac{dA}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A > 0$	$\frac{dA}{dx} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dU}{dx}\right)_A > 0$	

Jest to o tyle zaskakujące, że kondensację utożsamia się na ogół z doprowadzeniem ciepła zapominając jednak o tym, że przepływ „odczuwa” kondensację poprzez całkowitą zmianę potencjału gazu. Anomalia pojawia się w różnym zachowaniu się gęstości kondensującej się mieszaniny przy wysokich i niskich ciśnieniach. Jak się okazuje, o charakterze zmiany gęstości pod wpływem kondensacji decyduje parametr $c_p T_s/h$.

Przybliżoną dyskusję wpływu tego parametru na zmianę gęstości można przeprowadzić przy wykorzystaniu równania zachowania energii (7) oraz równania stanu (8). Zapiszmy w tym celu równanie (7) dla stanu z pełnym przechłodzeniem $y=0$ (indeks p) oraz z częściowym przechłodzeniem

$$\frac{U_p^2}{2} + i''(p_p) + \bar{c}_p(T_p - T_s) = \frac{U^2}{2} + i''(p) + \bar{c}_p(1-y)(T - T_s) - y h. \quad (24)$$

Jeżeli założymy, że

$$\frac{U_p^2}{2} + i''(p_p) \cong \frac{U^2}{2} + i''(p), \quad (25)$$

to można w przybliżeniu, dla temperatury T przechłodzonej mieszaniny, gdzie $T_p < T < T_s$, ocenić wielkość stopnia zawilgocenia y z równania (24).

Będziemy mieli

$$y \cong \frac{\bar{c}_p(T - T_p)}{h - \bar{c}_p(T_s - T)}. \quad (26)$$

Jak widać, kiedy $T = T_p$, to $y = 0$, kiedy zaś $T = T_s$, wtedy

$$y \cong \frac{\bar{c}_p(T_s - T_p)}{h} \approx y_r.$$

Różniczkując (26) otrzymujemy zależność, która wiąże nam przyrost dT z przyrostem dy w następujący sposób:

$$\frac{dy}{1-y} \cong \frac{c_p dT}{h - \bar{c}_p T_s - \bar{c}_p T}. \quad (27)$$

Zmiana gęstości mieszaniny

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 y = \frac{\rho_1}{1-y} \quad (28)$$

składa się ze zmiany gęstości gazu $d\rho_1$ i zmiany zawilgocenia dy według zależności

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{d\rho_1}{\rho_1} + \frac{dy}{1-y}. \quad (29)$$

Wykorzystując równanie stanu dla określenia wpływu temperatury T na ρ_1 przy stałym p otrzymamy z (29) po uwzględnieniu (27)

$$\frac{d\rho}{\rho} \cong - \frac{h - \bar{c}_p T_s}{h - \bar{c}_p(T_s - T)} \frac{dT}{T}. \quad (30)$$

Biorąc pod uwagę, że $c_p(T_s - T) \ll h$ można znaleźć, że

$$\frac{d\rho}{\rho} \cong \left(\frac{\bar{c}_p T_s}{h} - 1 \right) \frac{dT}{T}. \quad (31)$$

Jakkolwiek zależność (31) jest przybliżona, to jednak oddaje ona istotę wpływu parametru $\bar{c}_p T_s/h$ na zachowanie się gęstości mieszaniny pod wpływem kondensacji. Zgodnie z określeniem gęstości mieszaniny (28) można zapisać

$$\rho \cong \rho_1(1+y). \quad (32)$$

Czynnik pierwszy ρ_1 zawsze maleje, gdy rośnie temperatura mieszaniny, czynnik drugi $1+y$ zawsze rośnie. Sumaryczna zmiana ρ jest natomiast zależna od przewagi jednej z tych zmian. Jak pokazuje zależność (31), jeżeli $c_p T_s/h < 1$ kondensacja rozrzedza mieszaninę, bo $dT > 0$ pociąga za sobą $d\rho < 0$. Jeżeli natomiast $c_p T_s/h > 1$ mamy do czynienia z gęstnieniem mieszaniny kondensującego się gazu, gdyż $dT > 0$ prowadzi do $d\rho > 0$. Efekt gazodynamiczny jest taki sam jak w klasycznym przypadku przy odprowadzeniu ciepła od przepływu.

4. Wnioski

Za pomocą teorii przepływu jednowymiarowego można wykazać odwrotny od powszechnie rozumianego wpływ procesu kondensacji na gazodynamikę kondensującej się pary wodnej powyżej 30 bar. Różnica polega na tym, że powyżej tego ciśnienia kondensacja hamuje prędkość poddźwiękową, a przyspiesza naddźwiękową, a więc odwrotnie niż to ma miejsce przy ciśnieniach niskich. Przepływ przy wysokich ciśnieniach z kondensacją zachowuje się tak, jak gdyby miało miejsce odprowadzenie ciepła, gdy tymczasem wiadomo, że kondensacja zawsze prowadzi do wydzielania się ciepła. Przyczyną tej anomalii gazodynamicznej jest fakt utraty potencjału kondensującej się mieszaniny przy wysokich ciśnieniach, podczas gdy przy niskich ciśnieniach kondensacja powoduje wzrost potencjału mieszaniny. Granicę między wysokim i niskim ciśnieniem określa wartość parametru $c_p T_s/h=1$, co ma miejsce dla pary wodnej w okolicy 30 bar.

Autor uważa za swój miły obowiązek podziękować Panu prof. J. Szargutowi za dyskusję, która wpłynęła na formę redakcyjną niniejszej pracy.

Praca wpłynęła do Redakcji w lutym 1973 r.

Literatura

- [1] D. Barschdorff, G. A. Filippow, *Analiz niekotorých osobých reżimów raboty sopiel Lavala s miestnym podwodom tiepla*. Uzw. Akademii Nauk, Energetika i transport No 3, 1970, s. 94.
- [2] M. E. Dejc, G. A. Sołtanow, T. A. Filippow, *Analiz wlijanija dawlenija na charaktier wozniknowienija židkoj fazy w pierienasyszczennom parie*. Tępłoeniergetika No 10, 1972.
- [3] T. Król, *Analiza wpływu współczynnika kondensacji na początkowy wzrost kropeł krytycznych przy różnych ciśnieniach przechłodzonej pary wodnej*. Biuletyn IMP PAN 39/715/72.
- [4] R. Puzyrewski, M. Bagińska, W. Studziński, T. Król, *Riezultaty raseziota kondiensiacji wodianogo para w turbinnoj stupieni vysokogo dawlenija*. Zbiór referatów V Krajowej Konferencji Turbin Parowych Wielkiej Mocy – Pilzno, październik 1972.
- [5] R. Puzyrewski, T. Jankowski, *Równania zachowania dla ośrodka dwufazowego*. Prace IMP, z. 50, 1970.
- [6] M. P. Wukałowicz, S. T. Riwkin, A. A. Aleksandrow, *Tablicy tiepłofiziczieskich swojstw wody i wodianogo para*. Moskwa 1966.

Газодинамическая аномалия в конденсирующемся водяном паре при высоких давлениях

Резюме

При высоких давлениях конденсирующегося водяного пара наблюдается обратное влияние процесса конденсации на изменение скорости по отношению к влиянию при низких давлениях. Этот факт выясняется с помощью системы уравнений сохранения для одномерного течения (9) до (12) в алгебраической форме. Эти уравнения можно решить приближенным способом с использованием таблиц свойств водяного пара. Решение системы представлено сперва для идеального газа (14). Здесь изменение поперечного сечения канала учитывается выражением Z , являющимся функцией этого сечения $A(x)$ и экстраполированного значения давления $\tilde{p}$. Для водяного пара, принимаемого за реальный газ, решением системы уравнений сохранения относительно U является

уравнение (18). Рядом с выражением Z выступает в нем член, связанный с объемом конденсирующегося пара ϑ_2 . Оказывается, что для водяного пара влияние конденсации зависит от знака выражения $\frac{\bar{c}_p \cdot T_s}{h} - 1$ (рис. 5), где h — теплота парообразования, $\bar{c}_p$ — удельная теплота, T_s — температура насыщения. Направление изменений U , ввиду конденсации и изменений поперечного сечения канала, иллюстрируется таблицей 1.

Для давлений выше, чем 30 бар выражение $\frac{c_p \cdot T_s}{h} - 1$ положительно. Это ведет к торможению течения конденсацией в подкритическом диапазоне и к ускорению в сверхкритическом диапазоне, т.е. обратно по отношению к явлениям при низких давлениях.

Причиной этой аномалии является факт, что при высших давлениях потенциал смеси убывает с конденса уменьшается плотность газа. Таким образом „убыль” газа дает нетто эффект похожий на отвод тепла с течения.

A Gasdynamic Anomaly in Condensing Steam at High Pressures

Summary

Condensation of steam has at high pressures the opposite effect on the velocity changes than at low pressures. This was explained with the use of a set of conservation equations for a one-dimensional flow, (9) to (12), written in the algebraic form. Approximate solutions of the equations can be obtained using steam property tables. The set was solved first for the ideal gas (14) where the change in the cross-section influences through Z on parameters depending on the channel cross-section $A(x)$ and on the extrapolated pressure value $\tilde{p}$. Equation (18) constitutes a solution of the conservation equation set with regard to U for steam considered as the real gas. It contains, besides Z , a component related to the condensing steam volume ϑ_2 . For steam, the influence of the condensation proved to be dependent on the sign of the expression $\frac{\bar{c}_p \cdot T_s}{h} - 1$, (Fig. 5), where h — heat of vaporization, $\bar{c}_p$ — specific heat, T_s — saturation temperature. Table 1 shows the direction of variations of U resulting from the condensation and changes in the channel cross-section.

For pressures exceeding 30 bars the expression $\frac{c_p \cdot T_s}{h} - 1$ is positive, which leads to the deceleration of the flow by condensation in the subcritical region and to the acceleration in the supercritical one, thus contrary to the effects observed at low pressures.

The described anomaly is caused by the fact that the potential of mixture at high pressures decreases as the condensation occurs and the density of gas decreases. So the gas "loss" yields the net effect similar to the heat removal from the flow.