

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

P R A C E
I N S T Y T U T U M A S Z Y N
P R Z E P Ł Y W O W Y C H

T R A N S A C T I O N S
O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y

89

W A R S Z A W A - P O Z N A Ń 1989

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

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem 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

RADA REDAKCYJNA — EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WŁODZIMIERZ PROSNAK · KAZIMIERZ STELLER
ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY — CHAIRMAN) · JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE

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

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1989

Printed in Poland

ISBN 83-01-07072-2
ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+90 egz. Ark. wyd. 13,25. Ark. druk. 10,5. Papier offsetowy kl. IV, 71g.

B-1. Oddano do składania w kwietniu 1987 r. Podpisano do druku w marcu 1989 r.

Druk ukończono w grudniu 1989 r. Zam. 90/89 K-8/66

SKŁAD WYKONANO W ZAKŁADACH GRAFICZNYCH im. KEN W BYDGOSZCZY
DRUK ZAKŁAD POLIGRAFII WSP W ZIELONEJ GÓRZE

JANUSZ STELLER

Gdańsk

Przewidywanie stref kawitacyjnych na profilach łopatkowych wirowych maszyn hydraulicznych*

W pracy przedstawiono teoretyczną metodę wyznaczania struktury stacjonarnego obłoku kawitacyjnego oraz metodę wyznaczania zasięgu stref kawitacji pęcherzykowej na profilach łopatkowych. Zestawienie wyników teoretycznych uzyskanych tą ostatnią metodą z rezultatami pomiaru stref kawitacji w warunkach laboratoryjnych i naturalnych potwierdziło jej wiarygodność.

1. Wprowadzenie

Niekorzystne skutki kawitacji w maszynach i urządzeniach hydraulicznych bywają dwójakiego rodzaju. Kawitacja prowadzi z jednej strony do destabilizacji przepływu oraz oddziaływań dynamicznych na elementy konstrukcyjne maszyny — do drgań wymuszonych i pęknięć zmęczeniowych, oddziaływań akustycznych i niekiedy bardzo silnej erozji w pobliżu obłoku. Z drugiej strony, kawitacja jest przyczyną załamania charakterystyk eksploatacyjnych (spadek sprawności, blokowanie przepływu, gwałtowny wzrost oporu ciał opływanych). Ostatecznie ocena kawitacji może obejmować aspekt dynamiczny, aspekt funkcjonalny oraz aspekt strukturalny zjawiska.**

Za najpewniejsze źródło informacji o własnościach kawitacyjnych projektowanej maszyny uważa się badania modelowe. Celem ograniczenia ich zakresu, a zwłaszcza liczby badanych wariantów konstrukcyjnych, podejmuje się próby teoretycznego prognozowania zjawiska w maszynie. W szczególności wyznaczenie przepływu z rozwiniętą kawitacją umożliwia zarówno szacowanie wywołanych zjawiskiem strat energetycznych, jak również wskazanie miejsc najbardziej zagrożonych erozją kawitacyjną.

Jak wiadomo, kawitacja w swym zaawansowanym stadium rozwoju może przyjmować na powierzchni płata nośnego (łopatki) dwie podstawowe postaci — obszar kawitacyjny może stanowić bądź pojedynczą, wypełnioną mieszaniną parowo-ga-

* Praca wykonana w ramach Programu Rządowego PR-8 pt. „Kompleksowy rozwój energetyki”, kierunek 6.

** Na okoliczność tę zwraca m.in. uwagę J. Kirejczyk w swej pracy [1].

zową objętość, zwaną dalej kawerną kawitacyjną, bądź też obłok złożony z mnóstwa drobnych, ewoluujących pęcherzyków.

Kawitacja pierwszego rodzaju bywa określana mianem **kawitacji laminarnej** [2, 3]. Jeśli kawerna sięga poza krawędź spływu, to mamy do czynienia ze zjawiskiem **superkawitacji**.

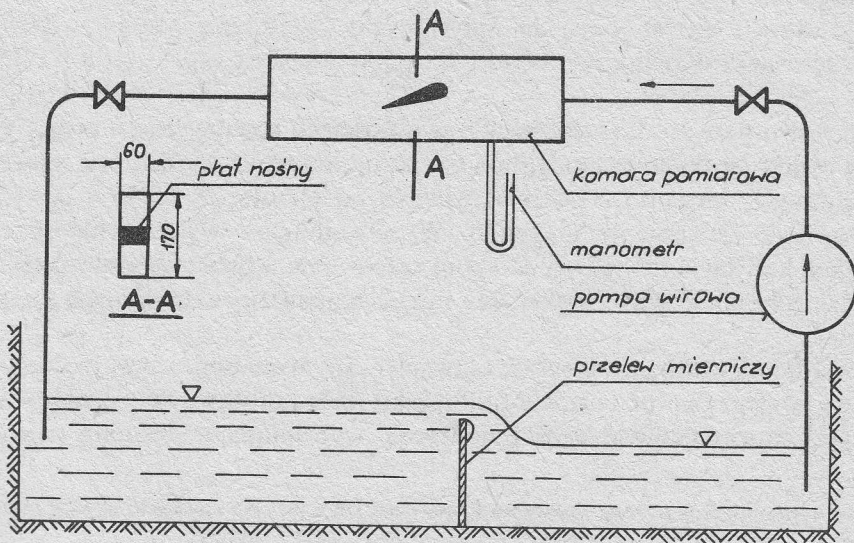
Kawitacja drugiego rodzaju będzie określana dalej mianem **rozwiniętej kawitacji pęcherzykowej**. Jeśli obłok kawitacji pęcherzykowej sięga poza krawędź spływu, to mówimy o zjawisku **pseudosuperkawitacji** [4].

W tej pracy przedstawiona zostanie własna metoda dotycząca wyznaczania struktury stacjonarnego obłoku kawitacji pęcherzykowej. Proponowany model stanowi w tej chwili niezwyfikowaną koncepcję i wymaga dalszych prac zmierzających do opracowania odpowiedniego programu obliczeniowego. Dlatego przedstawiony zostanie ponadto uproszczony model ewolucji pojedynczego pęcherzyka. Określony nim zasięg kawitacji na wybranych profilach łopatkowych zostanie zestawiony z danymi doświadczalnymi oraz wynikami przeglądu stref erozji w maszynie hydraulicznej w warunkach naturalnych.

2. Model stacjonarnego obłoku kawitacji pęcherzykowej

Przedstawione w tym rozdziale rozważania zostały zainspirowane prowadzonymi w latach 1976—1977 przez Sz. Mackiewicza [4, 5] badaniami struktury obłoku kawitacyjnego wokół płata NACA 2418. Badania te prowadzono w laboratorium Instytutu Maszyn Przepływowych Polskiej Akademii Nauk.

Płat o cięciwie $l = 120$ mm zamontowano w komorze pomiarowej tunelu kawitacyjnego (rys. 1). Wiązka promieniowania γ , emitowanego przez źródło $^{241}_{95}\text{Am}$, trafiała — po przejściu przez obszar kawitacji — do scyntylatora (NaJ). Uzyskany

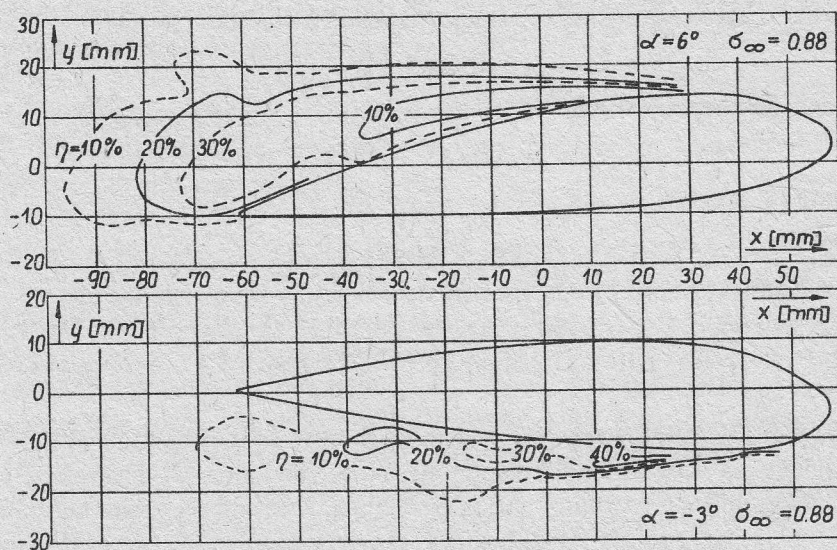


Rys. 1. Schemat tunelu kawitacyjnego IMP PAN

w ten sposób sygnał był przetwarzany w fotopowielaczu na impuls elektryczny, a następnie wzmacniany i analizowany w układzie obróbki elektronicznej. Względne osłabienie wiązki przechodzącej przez obszar pomiarowy dostarczało informacji o zawartości fazy gazowej η . Pomiary prowadzono przy różnych kątach natarcia α oraz stałej liczbie kawitacji

$$\sigma_{\infty} = 2(p_{\infty} - p_v) / \rho v_{\infty}^2 = 0,88. \quad (1)$$

Symbole p_{∞} i v_{∞} w równaniu (1) oznaczają odpowiednio ciśnienie i prędkość cieczy, mierzone w przepływie niezakłóconym przed płatem, p_v jest ciśnieniem pary nasyconej, zaś ρ — gęstością cieczy. Wybrane wyniki pomiarów w postaci linii odpowiadających jednakowej zawartości pary wodnej przedstawiono na rysunku 2.



Rys. 2. Uśredniona czasowo struktura obłoku kawitacyjnego wokół płata NACA 2418 (wg [4, 5])

Oczywiście, za przebieg tych linii odpowiedzialna jest zarówno ewolucja pojedynczych pęcherzyków, jak i makroskopowe zjawiska kolektywne, polegające na dość regularnym odrywaniu się części obłoku (por. np. [6]). Te ostatnie zjawiska nie będą jednak uwzględniane w proponowanym modelu stacjonarnego obłoku kawitacyjnego.

Założmy, że w jednostce masy cieczy zawartych jest N_m (mikro-) pęcherzyków kawitacyjnych o promieniu R . Założmy również, że koncentracja wagowa N_m nie zmienia się w trakcie rozwoju zjawiska, a wszystkie pęcherzyki poruszają się z prędkością v otaczającej je cieczy. Na wszystkie pęcherzyki nakłada się identyczne warunki brzegowe, co oznacza rezygnację z realistycznego rozkładu promieni nadkrytycznych jąder kawitacyjnych na rzecz rozkładu równomiernego. Przy tych założeniach gęstość mieszaniny parowo-wodnej wyraża się wzorem

$$\varrho = \frac{\varrho_0}{1 + \beta R^3}, \quad (2)$$

gdzie ϱ_0 oznacza gęstość cieczy całkowicie wolnej od wszelkich domieszek i pęcherzyków, zaś

$$\beta = \frac{4\pi}{3} N_m \varrho_0 \quad (3)$$

jest parametrem charakteryzującym koncentrację objętościową jąder nadkrytycznych.

Ewolucja każdego z pęcherzyków przebiega zgodnie z równaniem Rayleigha

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = (p_v - p)/\varrho, \quad (4)$$

gdzie R — promień pęcherzyka, p — ciśnienie w cieczy wokół pęcherzyka.

Ponadto zakłada się spełnienie stacjonarnego równania ciągłości

$$\operatorname{div}(\varrho \mathbf{v}) = 0 \quad (5)$$

i stacjonarnego równania Eulera

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\operatorname{grad} p. \quad (6)$$

Z równania (2) wynika

$$R = \beta^{-1/3} (\varrho_0 / \varrho - 1)^{1/3},$$

skąd po zróżniczkowaniu i podstawieniu do równania (4) otrzymuje się

$$\left(\frac{\varrho_0}{\varrho} - 1 \right)^{-4/3} \left[- \left(\frac{\varrho_0}{\varrho} - 1 \right) (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\varrho \operatorname{div} \mathbf{v}) + \left(2 - \frac{11\varrho_0}{6\varrho} \right) (\operatorname{div} \mathbf{v})^2 \right] = 3\beta^{2/3} (p - p_v) / \varrho_0. \quad (7)$$

Układ równań (5), (6) i (7) stanowi podstawę proponowanej metody obliczeniowej.

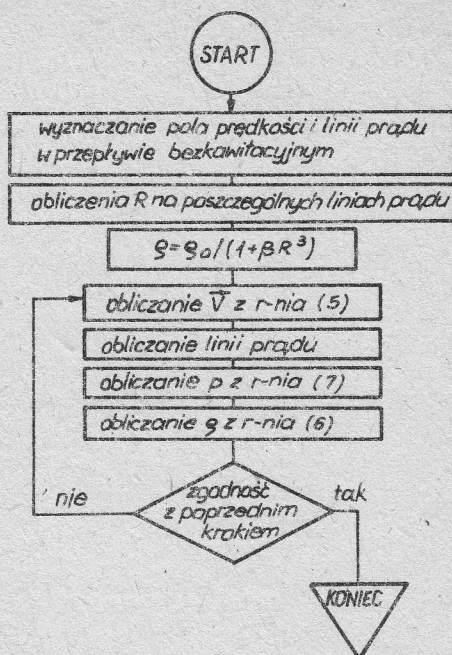
Ze względu na dość skomplikowaną strukturę równania (7), proponuje się rozwiązanie całego układu równań metodą iteracyjną. Z uwagi na częste występowanie operatora $\mathbf{v} \cdot \nabla$ szczególnie dogodnie jest umieszczenie punktów obliczeniowych wzdłuż linii prądu. W przypadku przepływu przez tunel lub palisadę prostoliniową warto z góry ustalić odcięte tych punktów.

Punktem wyjścia dla schematu iteracyjnego jest znajomość pola prędkości w przepływie bezkawitacyjnym. Znajomość funkcji prądu pozwala określić rzędne punktów obliczeniowych. Następnie wyznacza się promień pęcherzyków ewoluujących wzdłuż poszczególnych linii prądu. Wygodnie jest posłużyć się tutaj uproszczonym schematem ewolucji pęcherzyka kawitacyjnego, jaki przedstawiono w następnym rozdziale. Z wzoru (2) można teraz policzyć zerowe przybliżenie pola gęstości mieszaniny parowo-wodnej.

Przebieg dalszych obliczeń wynika jednoznacznie ze schematu blokowego przedstawionego na rysunku 3. Kryterium zgodności kolejnych kroków iteracyjnych może być różnie dobierane (np. zgodność położenia linii prądu lub gęstości mieszaniny w odpowiadających sobie punktach obliczeniowych).

Określenie parametru β wymaga znajomości koncentracji jąder nadkrytycznych. Koncentrację tę można obliczyć na podstawie znanego lub założonego widma tych jąder (por. np. [7, 8]).

Rys. 3. Schemat blokowy obliczeń struktury obłoku kawitacji pęcherzykowej

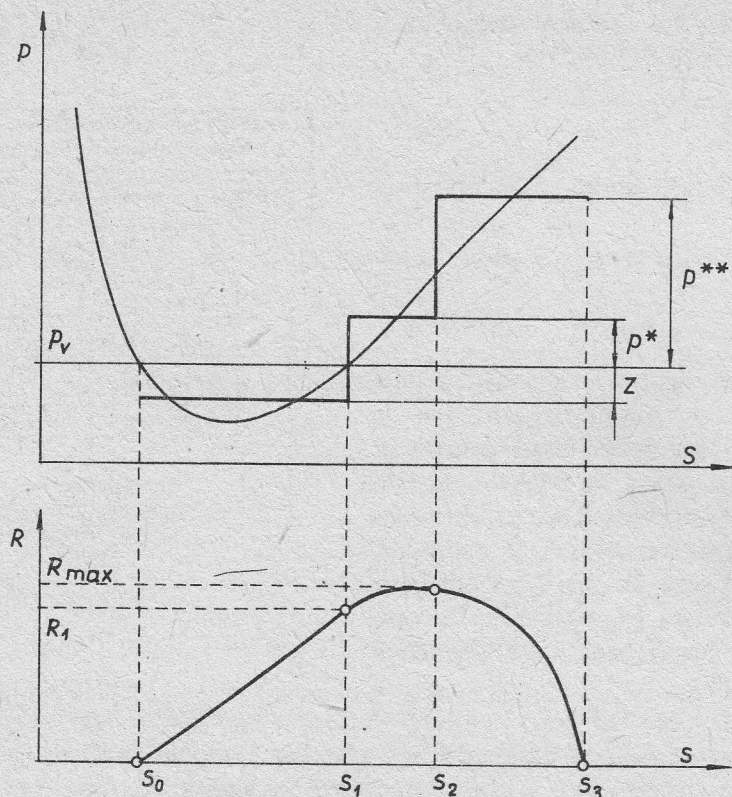


Z prostych rozważań stereometrycznych wynika, że model ten można stosować dopóty, dopóki zawartość objętościowa pęcherzyków nie okaże się większa od pewnej wartości krytycznej, nieco przekraczającej 61%. Warto wspomnieć, że maksymalna zawartość pary wodnej mierzona przez Sz. Mackiewicza [4, 5] w obłoku kawitacyjnym na płacie NACA 2418 wynosiła od 61,5 do 66%.

Oczywiście, przedstawiony tu model stacjonarnego obłoku kawitacyjnego stanowi wciąż tylko nie zweryfikowaną dotąd koncepcję. Poczynione na wstępie założenia o stacjonarności przepływu, o stałej koncentracji wagowej N_m oraz o prędkości ruchu pęcherzyków stanowią daleko idące uproszczenia. Z drugiej strony na podobnych uproszczeniach oparte są modele stosowane z dość dobrym skutkiem przez C. Brenna [9], H. Isay'a i L. Lederera [10], a także J. Szantyrę [11]. Wszystkie one ograniczają się jednak do pierwszego przybliżenia w sensie tego rozdziału, tzn. zakładają, że kawitacja pęcherzykowa nie wpływa na pole prędkości przepływu. Można oczekiwać, że przedstawiona tutaj koncepcja nadaje się do opisu kawitacji w warunkach eksploatacyjnych, gdy jądra kawitacyjne znajdują się w całej objętości wody. Metoda powinna okazać się pomocna nie tylko przy przewidywaniu rozmiarów kawitacji oraz obszarów erozji, ale także efektu/blokowania przepływu, a co za tym idzie — niektórych skutków energetycznych zjawiska w maszynie hydraulicznej.

3. Wyznaczanie zasięgu kawitacji pęcherzykowej — uproszczony model ewolucji pojedynczego pęcherzyka

W warunkach słabo rozwiniętej kawitacji pęcherzykowej można próbować określić zasięg sfer kawitacyjnych nie uwzględniając wzajemnego oddziaływania pęcherzyków, a także ich wpływu na pole prędkości. Zadanie sprowadza się wówczas do rozwiązania równania Rayleigha wzdłuż linii prądu pokrywającej się z konturem profilu. Obliczenia znacznie się upraszczają, jeśli rzeczywisty rozkład ciśnienia w obszarze



Rys. 4. Podział ewolucji pęcherza kawitacyjnego na trzy etapy

objętym kawitacją przybliżymy pewną funkcją schodkową (rys. 4). Taką właśnie propozycję znaleźć można w monografii A. D. Pernika [9]. Cały cykl ewolucji pęcherzyka dzieli się na trzy etapy — etap wzrostu w obszarze podciśnienia ($p < p_v$), etap wzrostu w obszarze nadciśnienia oraz etap implozji. W każdym z etapów rzeczywisty rozkład ciśnienia zastępuje się pewną wartością uśrednioną. Metoda zaproponowana przez A. D. Pernika została następnie udoskonalona przez autora tej pracy przez wprowadzenie funkcji bezwymiarowych.

W dalszym ciągu przedstawione zostaną podstawy teoretyczne metody, a następnie przykłady jej zastosowania do pojedynczego płata w warunkach laboratoryjnych i do kierownicy maszyny odwracalnej w warunkach naturalnych.

3.1. Uproszczony model ewolucji pojedynczego pęcherzyka — podstawy teoretyczne

Z równania Rayleigha (4) wynika, że pod koniec pierwszego etapu pęcherzyk osiąga promień

$$R_1 = \sqrt{\frac{2z}{3\rho}} T_1, \quad (8)$$

gdzie T_1 jest czasem przepływu przez obszar $p < p_v$, zaś $z = \langle p_v - p \rangle_{\text{I etap}}$ jest średnią wartością różnicy $p_v - p$. Maksymalny promień osiągany jest pod koniec drugiego etapu. Wynosi on

$$R_{\max} = R_1 \sqrt[3]{\kappa}, \quad (9)$$

gdzie

$$\kappa = 1 + p^*/z, \quad p^* = \langle p - p_v \rangle_{\text{II etap}}.$$

Czas trwania drugiego etapu można wyliczyć z równania

$$T_2 = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{q}{p^*}} \int_{R_1}^{R_{\max}} \frac{dR}{\sqrt{\kappa(R_{\max}/R)^3 - 1}}, \quad (10)$$

natomiast czas trwania etapu trzeciego — z równania

$$T_3 = 0,915 R_{\max} \sqrt{q/p^{**}}, \quad (11)$$

gdzie

$$p^{**} = \langle p - p_v \rangle_{\text{III etap}}.$$

Zdefiniujmy teraz funkcje

$$F(\xi', \xi'') = \int_{\xi'}^{\xi''} \tilde{v}(\xi) d\xi, \quad (12)$$

$$G(\xi', \xi'') = \int_{\xi'}^{\xi''} \frac{d\xi}{\tilde{v}(\xi)}, \quad (13)$$

$$I(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{x^{-3} - 1}}, \quad (14)$$

gdzie $\tilde{v} = v/v_\infty$ jest prędkością bezwymiarową odniesioną do prędkości w przepływie niezakłóconym, natomiast $\xi = s/l$ jest odniesioną do cięciwy współrzędną krzywoliniową, liczoną wzdłuż konturu, począwszy od punktu spiętrzenia.

Czas trwania k -tego etapu, odpowiadającego przepływowi między ξ_{k-1} a ξ_k , wynosi

$$T_k = lG(\xi_{k-1}, \xi_k)/v_\infty. \quad (15)$$

Definiując bezwymiarowe naprężenie rozciągające wzorem

$$\tilde{z} = z/0,5qv_\infty^2,$$

otrzymuje się z równania

$$z = \frac{l}{T_1} \int_{\xi_0}^{\xi_1} (p_v - p) \frac{d\xi}{v} \quad (16)$$

formułę

$$\tilde{z} = F(\xi_0, \xi_1)/G(\xi_0, \xi_1) - (1 + \sigma_\infty). \quad (17)$$

Podobnie, bezwymiarowe nadwyżki ciśnienia

$$\tilde{p}^* = p^*/0,5\rho v_\infty^2, \quad \tilde{p}^{**} = p^{**}/0,5\rho v_\infty^2$$

wyrażają się formułami

$$\tilde{p}^* = 1 + \sigma_\infty - F(\xi_1, \xi_2)/G(\xi_1, \xi_2), \quad (18a)$$

$$\tilde{p}^{**} = 1 + \sigma_\infty - F(\xi_2, \xi_3)/G(\xi_2, \xi_3). \quad (18b)$$

Obszar $p < p_v$ łatwo znaleźć z nierówności $v^2 > 1 + \sigma_\infty$. Z równań (8) i (15) wynika, że bezwymiarowy promień osiągany przez pęcherzyk pod koniec pierwszego etapu wynosi

$$\mathcal{R}_1 = R_1/l = G(\xi_0, \xi_1)\sqrt{2\tilde{z}/3}. \quad (19)$$

Z równań (9), (10) oraz (14) i (15) wynika, że położenie ξ_2 pęcherzyka pod koniec drugiego etapu można znaleźć z układu równań

$$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\left[\frac{3\kappa(\kappa-1)}{2\tilde{z}} \right]^3} \kappa \mathcal{R}_1 I(\kappa^{-4/3}, \kappa^{-1/3}) = G(\xi_1, \xi_2), \\ \kappa = 1 + \tilde{z}[1 + \sigma_\infty - F(\xi_1, \xi_2)/G(\xi_1, \xi_2)]^{-1}, \end{array} \right. \quad (20a)$$

$$\quad (20b)$$

przy czym maksymalny promień bezwymiarowy wynosi

$$\mathcal{R}_{\max} = R_{\max}/l = \mathcal{R}_1 \sqrt[3]{\kappa}. \quad (21)$$

Koniec ξ_3 strefy kawitacyjnej można wyznaczyć z równania

$$G(\xi_2, \xi_3) = 1,29 \mathcal{R}_{\max} \sqrt{1 + \sigma_\infty - F(\xi_2, \xi_3)/G(\xi_2, \xi_3)} \quad (22)$$

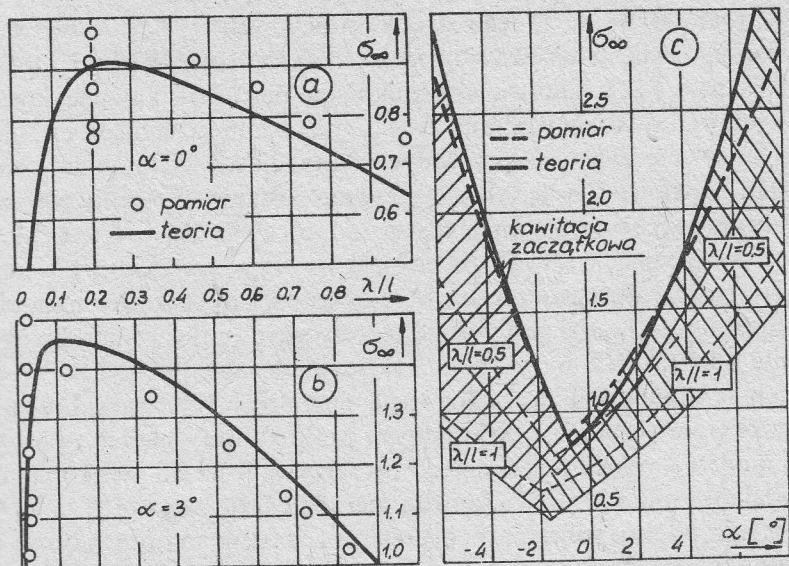
będącego bezpośrednią konsekwencją związków (11), (15) i (18).

W ten sposób położenie strefy kawitacyjnej okazuje się zależne tylko od geometrii przeszkody oraz od wyróżnika kawitacji σ_∞ . Proces wyznaczania tej strefy polega na kolejnym rozwiązywaniu nierówności $v^2 - 1 < \sigma_\infty$ oraz równań (20) i (22).

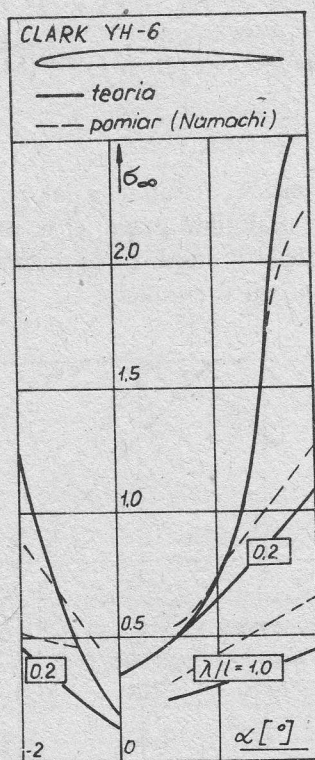
Algorytm realizujący te obliczenia został oprogramowany i dołączony do programów wyznaczających rozkład prędkości w układach profili łopatkowych opływanych cieczą doskonałą. Niektóre wyniki takiego postępowania zostaną przedstawione w dalszym ciągu tej pracy.

3.2. Przykład 1: kawitacja na izolowanym płacie

Celem weryfikacji przedstawionego wyżej uproszczonego modelu ewolucji pojedynczego pęcherzyka, przeprowadził autor w tunelu kawitacyjnym IMP PAN badania doświadczalne zasięgu stref kawitacyjnych λ . Przez długość strefy kawitacyjnej rozumiano średnią długość nierozzerwanego obłoku. Pomiar, dokonywany techniką obserwacji wizualnej kawitacji w świetle lampy stroboskopowej, musiał być w tej sytuacji obciążony znacznym błędem. Mimo to przedstawione na rysunku 5 wyniki wskazują na dość regularne narastanie długości obłoku kawitacyjnego ze spadkiem liczby kawitacji σ_∞ . Zwraca natomiast uwagę fakt, że położenie początku obłoku kawitacyjnego praktycznie nie zależy od wartości σ_∞ .



Rys. 5. Rozwój obłoku kawitacyjnego na płacie NACA 2418 w tunelu kawitacyjnym IMP PAN



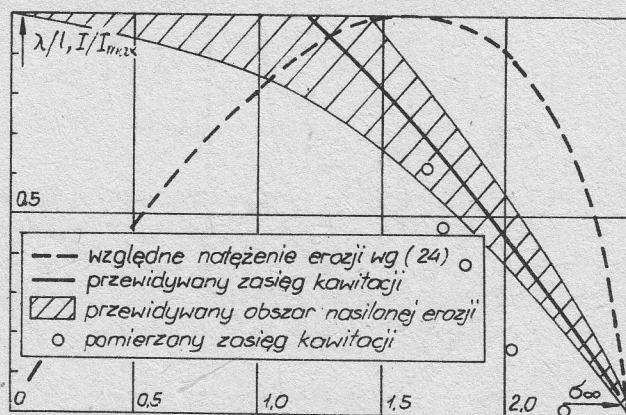
Rys. 6. Zasięg stref kawitacyjnych na płacie CLARK YH-6 według pomiaru F. Numachiego [14] i obliczeń autora

Teoretyczne przewidywanie zasięgu stref kawitacyjnych wymagało wyznaczenia rozkładu prędkości i ciśnienia na płacie między ściankami równoległymi. Dokonano tego metodą opisaną w [12]. Zestawienie wyników pomiaru stref kawitacyjnych z rezultatami przewidywań dokonanych przy użyciu uproszczonego modelu ewolucji pojedynczego pęcherzyka świadczy, że przewidywania te są dość wiarygodne w zakresie kawitacji średnio rozwiniętej, o ile tylko poprawnie zostanie określony rozkład ciśnienia w przepływie bezkawitacyjnym, a w szczególności wartość $\sigma_i \approx -C_{p\min}$. Należy oczekiwać, że uwzględnienie zjawiska oderwania warstwy przyściennej powinno poprawić zgodność teorii z doświadczeniem w zakresie większych kątów natarcia. Do podobnych wniosków prowadzi zestawienie teoretycznych i doświadczalnych krzywych dla profilu CLARK YH-6 (rys. 6). Dane doświadczalne pochodzą tym razem z przytoczonych w monografii R. T. Knappa pomiarów F. Numachiego [14], natomiast wyniki teoretyczne — z wykonanych przez autora obliczeń opartych na uproszczonym modelu ewolucji pojedynczego pęcherzyka. Rozkład prędkości i ciśnienia liczono zmodyfikowaną przez K. Jacoba metodą Martensena [15].

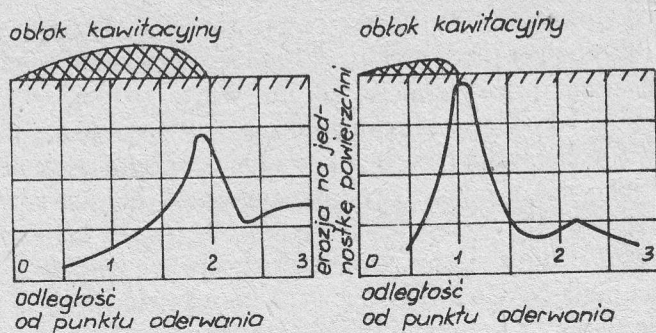
Z inżynierskiego punktu widzenia podstawowe znaczenie ma prawidłowa ocena zarówno miejsca jak i intensywności dynamicznych oddziaływań kawitacji na łopatkę (patrz rozdział 1). Pewnych informacji o intensywności oddziaływań erozyjnych dostarczyć może natężenie erozji, przez które A. P. Thiruvengadam [16] rozumie strumień energii pochłanianej w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię erodowanego materiału. Tak zdefiniowane natężenie erozji związane jest ze średnią szybkością wnikania zniszczeń kawitacyjnych MDPR (Mean Depth of Penetration Rate) równaniem

$$\text{MDPR} = I/S_e, \quad (23)$$

gdzie S_e jest wytrzymałością na erozję, rozumianą jako maksymalna moc akumulowana przez jednostkę objętości materiału przed jej wykruszeniem. Analizując wyrażenia na rozmiar, ciśnienie i częstość implozji pęcherzyków A. P. Thiruvengadam [16] przedstawił natężenie erozji w postaci

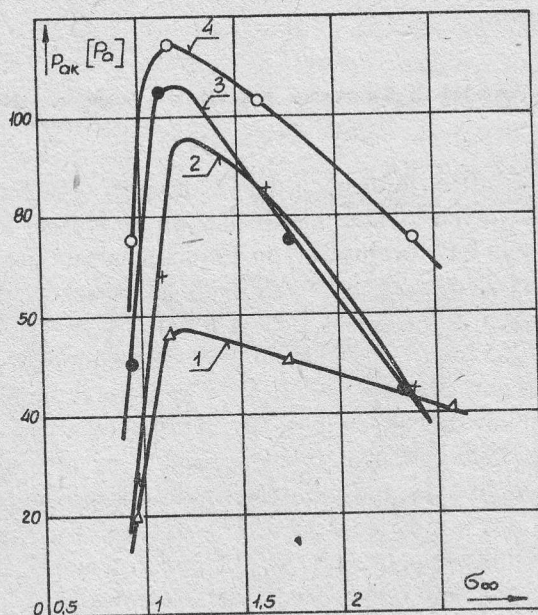


Rys. 7. Zasięg stref kawitacyjnych i względne natężenie erozji na płacie NACA 2418 opływanym pod kątem $\alpha = 6^\circ$



Rys. 8. Erozja kawitacyjna w funkcji odległości od punktu oderwania kawitacyjnego (wg [17])

Rys. 9. Wpływ stopnia rozwoju kawitacji wokół walca w tunelu kawitacyjnym IMP PAN na wartość ciśnienia akustycznego mierzonego hydrofonem w czterech różnych położeniach (wg [18])



$$I \doteq \frac{1}{2} \rho v_{\infty}^3 \frac{1}{2\bar{R}} \sigma_{\infty} \Delta\sigma^{1/2} \exp\left(-\frac{2,67}{We \cdot \Delta\sigma}\right), \quad (24)$$

gdzie $\bar{R}$ jest średnim promieniem jądra kawitacyjnego, $We = \rho v_{\infty}^2 \bar{R} / S$ jest liczbą Webera, S oznacza współczynnik napięcia powierzchniowego, zaś $\Delta\sigma = \sigma_i - \sigma_{\infty}$ — stopień rozwoju kawitacji.

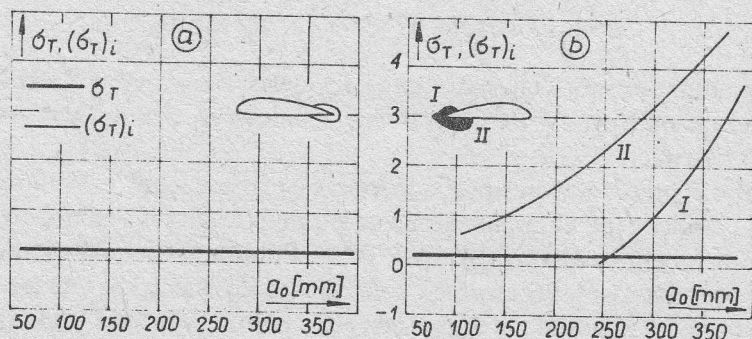
Na rysunku 7 przedstawiono próbę jednoczesnego oszacowania położenia strefy kawitacyjnej i względnego natężenia erozji na płacie NACA 2418 zamocowanym pod kątem $\alpha = 6^\circ$ w tunelu kawitacyjnym IMP PAN. Położenie strefy kawitacyjnej liczono stosując uproszczony model ewolucji pojedynczego pęcherzyka. Obszar, w którym należy oczekiwać, że natężenie erozji przekroczy połowę wartości maksymalnej zakreślono zakładając, na podstawie wyników R. T. Knappa [17], że jego rozmiar bliski jest 1/3 długości obłoku kawitacyjnego (rys. 8). Względne natężenie erozji $I/I_{\max}$

liczono z prawa skalowania A. P. Thiruvengadama (24). Przyjęto, że liczba Webera jest równa 100, co przy prędkości $v_\infty = 10$ m/s odpowiadało średnicy jądra kavitacyjnego, nieznacznie przekraczającej $20 \mu\text{m}$. Warto zwrócić uwagę, że krzywa $I/I_{\max}(\sigma_\infty)$ przypomina jakościowo krzywą ciśnienia akustycznego w funkcji liczby kavitacji w przepływie wokół walca (rys. 9). Jak wiadomo, poziom ciśnienia akustycznego bywa stosowany jako miara oddziaływań dynamicznych obłoku kavitacyjnego na opływającą powierzchnię [18]. Zestawienie krzywej $I/I_{\max}(\sigma_\infty)$ z krzywą zasięgu strefy kavitacyjnej wskazuje jednoznacznie, że najpoważniejszych zniszczeń należy oczekiwać w tylnej części płata NACA 2418 przy wyróżniku kavitacji $\sigma_\infty = 1,5 \div 1,7$. Fakt ten jest całkowicie zgodny z wynikami prowadzonych przed kilku laty w IMP PAN badań wstępnych erozji płata NACA 2418 pokrytego powłoką bitumiczną. Najpoważniejsze oddziaływania dynamiczne obserwowano wówczas w pobliżu krawędzi spływu.

3.3. Przykład 2: Kierownica hydraulicznej maszyny odwracalnej w Elektrowni Pompowo-Szczytowej Żydowo

Źródłem informacji dla poniższych rozważań była dokumentacja uszkodzeń kavitacyjnych łopatek kierowniczych klasycznej turbiny Francisa oraz średniobieżnych maszyn odwracalnych typu Francisa zainstalowanych w Elektrowni Pompowo-Szczytowej Żydowo [19]. Kierownice umieszczone są na głębokości $H_{sg} \approx 9$ m pod poziomem dolnej wody, liczba łopatek wynosi $N_0 = 20$, natomiast ich rozpiętość — $b = 765$ mm. Potrzebne do obliczeń parametry geometryczne i eksploatacyjne można znaleźć w pracach [20 i 21]. Do czasu wykonania wspomnianej dokumentacji uszkodzeń kavitacyjnych maszyny przepracowały około 6500 godzin w ruchu pompowym oraz 3500 godzin w ruchu turbinowym. Obciążenie w ruchu turbinowym wynosiło około 50 MW, natomiast w ruchu pompowym około 67 MW, co przy spadzie $H = 81$ m odpowiadało natężeniu przepływu równemu odpowiednio 71 i $77,8 \text{ m}^3/\text{s}$.

Obliczenia przepływu przez kierownicę maszyny odwracalnej przeprowadzono traktując ją jako płaską palisadę kołową [21]. Wrażliwość kavitacyjną oraz stopień



Rys. 10. Wyróżnik kavitacji σ_T i wrażliwość kavitacyjna σ_{Ti} kierownicy maszyny odwracalnej TG1 w ruchu turbinowym (a) i pompowym (b) — Elektrownia Żydowo

rozwoju kawitacji określano za pomocą liczby kawitacji Thomy

$$\sigma_T = \text{NPSH}/H, \quad (25)$$

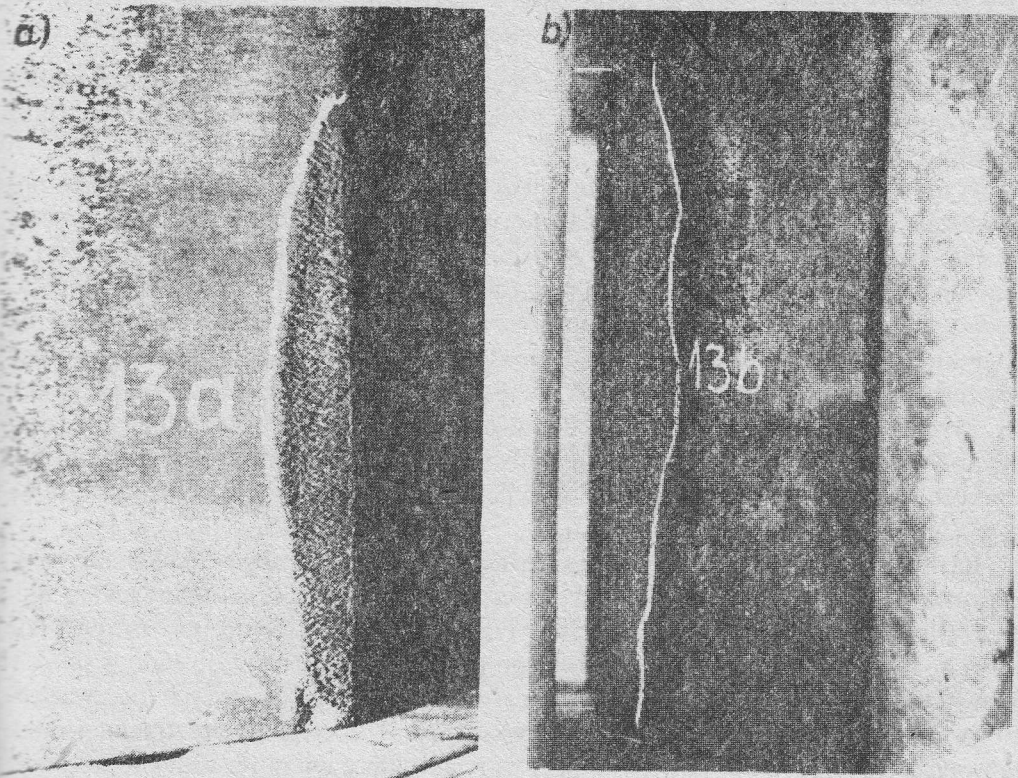
gdzie NPSH oznacza antykawitacyjną nadwyżkę wysokości ssania, zaś H jest spadem lub wysokością podnoszenia.

W warunkach pracy turbinowej wrażliwość kawitacyjna jest jednoznaczna funkcją ustawienia łopatek. W ruchu pompowym zależy ona dodatkowo od współczynnika wydatku

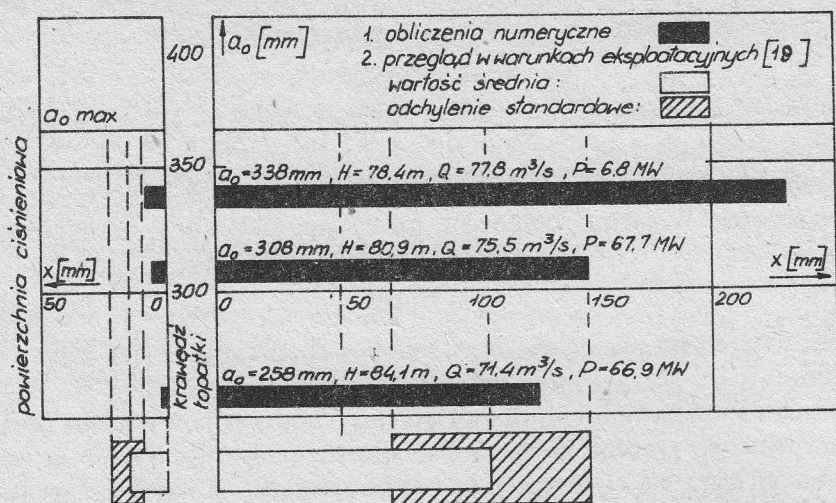
$$\xi_Q = Q/nD^3, \quad (26)$$

gdzie Q jest natężeniem przepływu, D — średnicą charakterystyczną, zaś n — prędkością obrotową.

Na rysunku 10 zestawiono liczbę kawitacyjną Thomy odpowiadającą warunkom eksploatacyjnym, σ_T , z liczbą kawitacji początkowej (σ_T)_i. Oba wyróżniki przedstawiono w funkcji otwarcia kierownicy, a_0 . Łatwo zauważyć, że kawitacja nie powinna wystąpić w warunkach pracy turbinowej. Sytuacja ma się odmiennie w warunkach ruchu pompowego — tym razem należy oczekiwać nasilonego zjawiska w pobliżu krawędzi łopatek od strony wirnika. Z rysunku 10 widać, że kawitacja rozwija się



Rys. 11. Zniszczenia kawitacyjne łopatki kierowniczej maszyny odwracalnej TG1 — Elektrownia Zydowo (wg [19])



Rys. 12. Przewidywany i pomierzony zasięg stref erozji na łopacie kierowniczej maszyny odwracalnej TG1 Elektrowni Żydowo przy różnych parametrach pracy

w miarę otwierania kierownicy. Przy $a_0 > 275 \text{ mm}$ należy oczekiwać kawitacji po obu stronach łopatki. Chociaż określony różnicą

$$\Delta\sigma_T = (\sigma_T)_i - \sigma_T \quad (27)$$

stopień kawitacji jest z pewnością przeceniony wskutek nieuwzględnienia zjawiska oderwania, należy oczekiwać intensywnych oddziaływań dynamicznych na powierzchnię łopatki.

Wyniki wspomnianego przeglądu zniszczeń kawitacyjnych [19] całkowicie potwierdzają powyższe wnioski. Stwierdzono wyraźne ślady erozji w pobliżu krawędzi łopatek kierowniczych stanowiących w ruchu pompowym krawędzie natarcia (rys. 11). Średnia głębokość erozji mieściła się w granicach $0,6 \div 4 \text{ mm}$, a utrata masy łopatki sięgała zwykle od 1 do $1,38 \text{ kg}$. Obserwowany zasięg stref erozji zestawiono na rysunku 12 z wynikami przewidywań opartych na uproszczonym modelu ewolucji pojedynczego pęcherzyka dla parametrów przepływu pochodzących z pomiarów odbiorczych [20]. Widać wyraźnie, że długość strefy kawitacyjnej (x) silnie zależy od otwarcia kierownicy (a_0). Obserwowane obszary erozji formowały się w różnych warunkach i dlatego ich długość zaznaczono paskami umieszczonymi poniżej diagramu (x , a_0).

Jest rzeczą znaną, że dla wszystkich stosowanych w trakcie eksploatacji parametrów pracy, przewidywana długość stref kawitacyjnych przekracza średnią długość stref erozji stwierdzonych podczas przeglądu. Niezależnie od uproszczeń, jakie niesie ze sobą model ewolucji pojedynczego pęcherzyka, za rozbieżność tę w poważnym stopniu odpowiedzialne są obliczenia rozkładu ciśnienia, w których nie uwzględniono zjawiska oderwania warstwy przyściennej. Z drugiej strony trzeba jednak zauważyć, że tylko przy największych otwarcia kierownicy rezultaty teoretyczne wykraczają poza obszar ograniczony przez odchylenie standardowe pomierzonych długości stref erozji.

4. Uwagi końcowe

Przedmiotem tej pracy są metody wyznaczania obszaru objętego zjawiskiem kawitacji na profilach łopatkowych. W szczególności zaproponowano własny model przepływu z rozwiniętą kawitacją pęcherzykową, przedstawiono uproszczony model ewolucji pojedynczego pęcherzyka, a także omówiono opartą na prawie skalowania A. P. Thiruvengadama [16] metodę oceny względnego natężenia erozji. W związku z powyższym nasuwają się następujące wnioski.

1. Zaproponowana tu koncepcja metody obliczania przepływu z rozwiniętą kawitacją pęcherzykową wymaga weryfikacji numerycznej i doświadczalnej. Materiałem do weryfikacji doświadczalnej mogą być wyniki Sz. Mackiewicza [4, 5] dotyczące struktury obłoku kawitacyjnego. W przypadku, gdyby weryfikacja taka dała wynik pozytywny, celowa wydaje się próba zastosowania metody nie tylko do przewidywania zasięgu kawitacji, ale również jej skutków energetycznych w maszynie hydraulicznej.

2. Dokonane w rozdziale 3 zestawienie wyników teoretycznych i doświadczalnych wskazuje, że uproszczony model ewolucji pojedynczego pęcherzyka kawitacyjnego jest dość wiarygodnym narzędziem do przewidywania długości stref kawitacji pęcherzykowej pod warunkiem, że potrafimy poprawnie określić rozkład prędkości na opływającym płacie nośnym (łopatce maszyny hydraulicznej).

3. Za celową należy uznać próbę szacowania względnego natężenia erozji na podstawie prawa skalowania A. P. Thiruvengadama [16]. Uzyskana krzywa $I/I_{\max}(\sigma_{\infty})$ przypomina jakościowo znane krzywe doświadczalne. Wskazana jest weryfikacja ilościowa przedstawionej na rysunku 8 zależności.

Praca wpłynęła do Redakcji we wrześniu 1984 r.

Literatura

- [1] Kirejczyk J., *Diagnostyka kawitacji w pompach diagonalnych*. Prace IMP, z. 83-84, 1983, s. 83—91.
- [2] Szantyr J., *Koncepcja modelu teoretycznego zjawisk kawitacyjnych występujących w niestacjonarnym płaskim opływie profilu*. Zesz. Nauk. IMP PAN, nr 130/1025/82.
- [3] Steller K., *Kawitacja. Pojęcia podstawowe ze szczególnym uwzględnieniem pojęć dotyczących maszyn hydraulicznych*. Zesz. Nauk. IMP PAN, nr 140/1057/82.
- [4] Mackiewicz Sz., wyniki nie opublikowane.
- [5] Mackiewicz Sz., *Kawitacja przy opływie pojedynczego płata*. Seminarium naukowe pt.: Diagnostyka i zwalczanie kawitacji, Zesz. Nauk. IMP PAN, nr 31/920/78, s. 3—5.
- [6] Yamamasu M., Yokomizo T., *Some experiments on cavitation shock in Kantogakuin University — a supplement to „Cavitation shock on symmetrical hydrofoil”*. VIth Conf. Fluid Machinery, Budapest 1979.
- [7] Ancușa V., Anton I., *Determination of cavitation nuclei succession in the boundary layer of a CLARK Y11,7 hydrofoil*. Proc. 4th Conf. Fluid Machinery, Akadémiai Kiadó, Budapest 1972.
- [8] Arndt R. E. A., *Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures*. Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 13, 1981, pp. 273—328.
- [9] Brennen C., *The dynamic behavior and compliance of a stream of cavitating bubbles*. Trans. ASME, J. Fl. Eng., Vol. 951, December 1973, pp. 533—541.
- [10] Isay W. H., Lederer L., *Kavitation an Flügelprofilen*. Schiffstechnik, Bd 24, 1977, S. 161—168.

- [11] Pernik A. D., *Problemy kavitacji*. Sudostroenie, Leningrad 1966.
- [12] Steller J., *On flow between parallel walls*. EUROMECH Colloquium 129 „Computation of flow around systems of airfoils”, Varna 1980, VMEI „V. I. Lenin”, Sofia 1981; patrz również: *Opływ cieczą idealną układu profili umieszczonych między ściankami równoległymi*. Prace IMP, z. 81, 1981, s. 3—12.
- [13] Knapp R. T., Daily J. W., Hammitt F. G., *Cavitation*. Mc Graw-Hill Book Co., 1970.
- [14] Numachi F., Tsunada K., Chida I., *Cavitation of six profiles for blade elements*. Mem. Inst. of High-Speed Mech., Vol. 1, Tohoku Univ., Japan 1949, pp. 1—16; Rep. Inst. High-Speed Mech., Vol. 7, 1957, pp. 25—46.
- [15] Jacob K., Riegels F. W., *Druckverteilung endlich dicker Profile ohne und mit Klappen und Vorflügeln*, Z. Flugwiss., Bd 11, 1963, S. 357.
- [16] Thiruvengadam A. P., *Further studies of scaling laws governing cavitation erosion*, Inst. Mech. Eng., Paper No. C 188/77.
- [17] Knapp R. T., *Recent investigations of cavitation and cavitation damage*. Trans. ASME, Vol. 77, 1955, p. 1045.
- [18] Steller K., *Prediction of cavitation damage in hydraulic turbomachinery*. Proc. VIth Conf. Fluid Machinery, Adadémiai Kiadó, Budapest 1983.
- [19] Reymann Z., *Ocena uszkodzeń kawitacyjnych łopatek kierowniczych maszyn hydraulicznych w EPS Żydowo*. Oprac. zewn. IMP PAN nr 29/74. Gdańsk 1974.
- [20] Banaszak W., *Wady rozwiązań technicznych elektrowni pompowo-szczytowej Żydowo ze szczególnym uwzględnieniem maszyn z punktu widzenia eksploatacji*. Prace IMP, z. 67-68, 1975, s. 175—187.
- [21] Steller J., *Wrażliwość profili na kawitację oraz przewidywanie tego zjawiska w kierownicach łopatkowych maszyn odwracalnych*. Prace IMP, z. 83-84, 1983, s. 189—203.

Предвидывание кавитационных зон на лопаточных профилях гидравлических турбомашин

Резюме

Представлены теоретический метод определения структуры стационарного кавитационного облака а также метод определения предела зон пузырькообразной кавитации на лопаточных профилях.

Уравнение описывающее структуру стационарного кавитационного облака получено предполагая, что количество кавитационных пурьрьков (ядер) в единице массы жидкости остается постоянным, что пузырьки передвигаются со скоростью окружающей их жидкости и что процесс их развития описывается уравнением Рейлея. Представлена блочная схема предлагаемого расчетного метода.

Метод определения предела пузырькообразной кавитации является развитием упрощенной модели эволюции одиночного пузырька, предложенной А. Д. Перником. Замещая действительное распределение давления на лопаточном профиле прямоугольным распределением, вопрос сводится к системе нелинейных алгебраических уравнений. Численное решение этих уравнений осуществляется без затруднений. Полученные этим методом результаты сопоставлены с результатами измерений длины кавитационных зон на профиле NASA 2418, произведенных в кавитационной трубе Института проточных машин ПАН, а также на направляющих лопатках реверсивной машины ТГ1 в Насоснопиковой электростанции в Жидове. Обнаружено, что обсуждаемый метод является подлинным пособием предвидывания зон пузырькообразной кавитации с условием, что правильно определены распределения давления и скорости на лопатке.

Prediction of the Extent of Cavitation Zones on Turbomachine Blade Profiles

Summary

In the paper a theoretical method of determining the structure of a stationary cavitation cloud and a method of determining the extent of bubble cavitation zones on blade profiles are presented.

To obtain the equation describing the structure of a stationary cavitation cloud it has been assumed that the number of cavitation bubbles (nuclei) per liquid mass unit is constant, the bubbles move with the velocity of the ambient liquid and their development is described by the Rayleigh equation. The flow chart for the calculation method is presented.

The method of determining the extent of bubble cavitation has been developed from the simplified model, as proposed by A. D. Pernik, of a single bubble evolution. The actual distribution of pressure over the blade profile was substituted with a rectangular one. This allowed to reduce the problem to that of solving a set of nonlinear algebraic equations. A numerical solution of these equations could be obtained easily. The results were compared with results of measurements of lengths of cavitation zones conducted at a NACA 2418 aerofoil in the cavitation tunnel at the Institute of Fluid-Flow Machinery, P. A. Sci., and at guide vanes in the TG1 reversible machine at the Żydowo peak-power pumped storage plant. As it was found, the method under consideration may be a reliable tool for prediction of the extent of bubble cavitation zones provided that the pressure and velocity distributions over the blade have been correctly determined.