

720
P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O
M E C H A N I K I T E O R E T Y C Z N E J I S T O S O W A N E J

PL ISSN 0079-3701



MECHANIKA TEORETYCZNA I STOSOWANA

KWARTALNIK

TOM 24 • ZESZYT 1-2

WARSZAWA 1986
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

531

SPIS TREŚCI

- K. GRYSA, H. KAMIŃSKI, O przybliżonym rozwiązywaniu jednowymiarowych zagadnień odwrotnych przewodnictwa cieplnego. 3
 On approximate solution of one-dimensional inverse heat conduction problems.
 О приближенных решениях одномерных обратных задач теплопроводности.
- W. OŚWIĘCIMSKI, B. KUŹNICKA, J. SZPIŁ, Wpływ cyklicznych zmian temperatury w zakresie 293K-77K na własności wytrzymałościowe połączeń spawanych miedzi MOB i stali 1H18N9T. 23
 The effect of cyclic temperature variations within the interval of 293K-77K on tensile strength of welded specimens of MOB copper and 1H18N9T steel.
 Влияние термодиклирования в интервале температур 293K-77K на прочность сварных соединений меди MOB и стали 1X18H9T.
- M. NOWAK, Analityczny opis wyników badań na zmęczenie jednym równaniem na przykładzie wybranych tworzyw sztucznych. 41
 A one-equation analytical description of fatigue testing results for selected plastics as examples.
 Аналитическое описание результатов исследований на усталость одним уравнением на примере избранных пластмасс.
- W. ŁUCJANEK, J. NARKIEWICZ, K. SIBILSKI, Stateczność dynamiczna śmigłowca z wirnikiem przegubowym. 61
 Dynamic stability of helicopter with hinged rotor.
 Динамическая устойчивость вертолета с шарнирным креплением лопастей несущего винта.
- J. TYL, E. WŁODARCZYK, Równania stanu produktów detonacji (PD) i materiałów wybuchowych (MW). Równania makrokinetyki wybuchu. (Synteza danych literaturowych). 69
 Equations of state of detonation products (DP) and explosives (E). Equations of explosion macrokinetics. (Synthesis of the literature data).
 Уравнения состояния продуктов детонации (ПД) и взрывчатых веществ (ВВ). Уравнения макрокинетики взрыва. (Синтез литературных данных).
- S. DROBNIAK, Struktury koherentne osiowo-symetrycznej strugi swobodnej. 87
 Coherent structures of axisymmetric free jet.
 Когерентные структуры осесимметричной струги.
- S. MARCINKOWSKI, Oprzyrządowanie oraz metody eksperymentalnych badań przepływu pary przez ostatnie stopnie turbin kondensacyjnych. 109
 Instrumentation and methods of investigation of steam flow through the lost stages of L P turbines.
 Оборудование и методы экспериментальных исследований течения пара в последних ступенях конденсационных турбин.
- A. TYLIKOWSKI, Dynamic stability of viscoelastic continuous systems under time-dependent loadings. Dynamiczna stateczność lepkosprężystych układów poddanych działaniu zależnego od czasu obciążenia. 127
 Dynamiczna stateczność lepkosprężystych układów poddanych działaniu zależnego od czasu obciążenia.
 Динамическая устойчивость вязкоупругих систем под действием нагрузки зависимой от времени.
- J. MARYNIAK, K. MICHAŁEWICZ, Z. WINCZURA, Wpływ rakietowego układu hamującego na ruch zasobnika lotniczego. 139
 An influence of the rocket braking system on the motion of an air container.
 Влияние ракетной системы торможения на движение авиационного контейнера.
- J. MARYNIAK, W. WIŚNIEWSKI, Uwagi o hipotezie małej nieliniowości drgań konstrukcji płatowców. 147
 Remarks on small nonlinearity hypothesis of the airplane vibrations.
 Замечания о гипотезе малой нелинейности колебаний авиационных конструкций.

gł. 720

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



M E C H A N I K A
T E O R E T Y C Z N A
I S T O S O W A N A

TOM 24 • ZESZYT 1-2

WARSZAWA 1986

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

MECHANIKA TEORETYCZNA I STOSOWANA

poświęcona jest pracom przeglądowym, oryginalnym naukowym pracom teoretycznym doświadczalnym, komunikatom, naukowym i bibliografii najważniejszych pozycji wydawniczych. Zawiera również sprawozdania z działalności Towarzystwa, kongresów, konferencji i sympozjów naukowych

*

THEORETICAL AND APPLIED MECHANICS

is devoted to surveys, original theoretical and experimental papers, scientific information and bibliography of important current editions. It contains also reports on the Polish Society for Theoretical and Applied Mechanics activities, on Congresses, Conferences and Symposia

*

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ПРИКЛАДНАЯ МЕХАНИКА

содержит обзорные работы, оригинальные теоретические и экспериментальные работы, краткие научные сообщения, библиографические обзоры новых печатных работ, отчеты о деятельности Польского Общества Теоретической и Прикладной Механики, сведения о научных конгрессах и конференциях

КОМИТЕТ РЕДАКЦЫJNY

MAREK DIETRICH — PRZEWODNICZĄCY,
ZBIGNIEW DŻYGADŁO, JANUSZ ELSNER,
STANISŁAW J. GDULA, IGOR KISIEL,
WITOLD NOWACKI, ZENON MRÓZ,
BOGDAN SKALMIERSKI, PIOTR WILDE,
JÓZEF WOJNAROWSKI, MICHAŁ ŻYCKOWSKI,
STANISŁAW DUBIEL — REDAKTOR,
JACEK STUPNICKI — REDAKTOR,
ANDRZEJ TYLIKOWSKI — REDAKTOR,
CZESŁAW WOŹNIAK — REDAKTOR
EWA KOISAR — SEKRETARZ

REDAKCJA

00-901 Warszawa, PKiN, Sala Kongresowa pokój 309, tel. 20-02-11, wewn. 2268

Kwartalnik ukazuje się przy pomocy finansowej PAN

Nakład 510. Ark. wydawniczych 18,25 Ark. drukarskich 15,0 Papier druk. sat. kl. IV, 71 g. 70 × 100
Oddano do składania 12.IV.1985 r. Druk ukończono w grudniu 1986 r. Zam. 1208/85 Cena zł 240.—

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

O PRZYBLIŻONYM ROZWIĄZYWANIU JEDNOWYMIAROWYCH ZAGADNIENI ODWROTNYCH PRZEWODNICTWA CIEPLNEGO

KRZYSZTOF GRYSA
HENRYK KAMIŃSKI

Politechnika Poznańska

Wstęp

W pracy [1] wyprowadzono stowarzyszone równania całkowe dla równania Helmholtza i pokazano ich zastosowania do rozwiązywania zagadnień odwrotnych przewodnictwa cieplnego. Przez zagadnienia odwrotne rozumie się przy tym zagadnienia wyznaczania strumienia ciepła lub temperatury na brzegu i wewnątrz pewnego obszaru $\Omega \subset E^m$, $m = 1, 2, 3$, na podstawie tzw. wewnętrznych odpowiedzi temperaturowych lub strumieniowych, [1]. Z tego typu problemami można się spotkać w wielu dziedzinach techniki; doczekały się one także dosyć bogatej literatury (por. [8, 9, 10]). W niniejszej pracy omówiono trzy typy jednowymiarowych zagadnień odwrotnych, a mianowicie zagadnienia dotyczące warstwy płaskiej, kuli i warstwy kulistej oraz walca i warstwy walcowej. Do rozwiązywania tych zagadnień zastosowano równania całkowe wyprowadzone w pracy [1]. Równania te w wymienionych przypadkach można było rozwiązać w postaci zamkniętej, co pozwoliło otrzymać wzory rekurencyjne określające pewne układy funkcji, które stanowią przybliżone rozwiązania tych zagadnień. Analiza tych wzorów doprowadziła do interesujących wniosków dotyczących wpływu błędów danych na wyniki obliczeń. Wnioski te znalazły swoje potwierdzenie w przykładach liczbowych.

1. Pojęcia podstawowe

Zagadnienie rozwiązania równania przewodnictwa cieplnego w pewnym obszarze $\Omega \times \hat{T}$, gdzie $\Omega \subset E^m$, $m = 1, 2, 3$, zaś $\hat{T} = (0, t_e)$, $t_e < +\infty$, jest pewnym przedziałem czasowym, można sprowadzić do zagadnienia rozwiązywania kolejno po sobie następujących równań Helmholtza w obszarze Ω . W tym celu w równaniu przewodnictwa cieplnego,

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial}{\partial t} \right) T(x, t) = F(x, t), \quad (x, t) \in \Omega \times \hat{T}, \quad (1.1)$$

(w którym \varkappa oznacza współczynnik dyfuzyjności temperaturowej, T jest temperaturą względną, mierzoną od pewnej temperatury odniesienia, zaś $F = -Q/\lambda$, gdzie Q jest intensywnością źródła ciepła, a λ — współczynnikiem przewodnictwa cieplnego) należy w miejsce pochodnej $\partial\Theta/\partial t$ podstawić pierwszą różnicę wsteczną. Jeśli oznaczymy

$$t_k = \sum_{l=1}^k \tau_l, \Theta_k(x) \approx T(x, t_k), p_k = (\varkappa \tau_k)^{-1/2}, t_0 = 0, \quad (1.2)$$

$$f_k(x) = -p_k^2 \Theta_{k-1}(x) + \frac{1}{\tau_k} \int_{t_{k-1}}^{t_k} F(x, t) dt, t_K \equiv t_e = \sum_{l=1}^K \tau_l,$$

gdzie τ_k jest krokiem czasowym, to w chwili t_k można w miejsce równania (1.1) rozważać równanie Helmholtza postaci, [1],

$$(\nabla^2 - p_k^2) \Theta_k(x) = f_k(x), x \in \Omega. \quad (1.3)$$

Układ funkcji $\{\Theta_k\}_{k=1, \dots, K}$, otrzymanych w wyniku rozwiązania równania (1.3) dla $k = 1, \dots, K$, stanowić będzie przybliżone rozwiązanie równania (1.1).

Oczywiście oprócz równania (1.1) znany musi być także warunek początkowy oraz warunki brzegowe (w przypadku zagadnień początkowo-brzegowych, nazywanych także prostymi), lub tzw. wewnętrzne odpowiedzi, [1] (w przypadku zagadnień odwrotnych).

Niech funkcje $T_b(\xi, t)$ i $\hat{q}_b(\xi, t)$, $(\xi, t) \in \partial\Omega \times \hat{T}$, określają odpowiednio temperaturę i jej pochodną normalną na brzegu $\partial\Omega$ rozważanego obszaru, tzn.

$$T_b(\xi, t) = \lim_{x \rightarrow \xi} T(x, t), \hat{q}_b(\xi, t) = \lim_{x \rightarrow \xi} \frac{\partial T(x, t)}{\partial n(\xi)}, x \in \Omega, t \in \hat{T}, \quad (1.4)$$

gdzie $n(\xi)$ jest normalną zewnętrzną do $\partial\Omega$. Niech funkcje $T^*(x^*, t)$ i $\hat{q}^*(x^*, t)$, $(x^*, t) \in \partial\Omega^* \times \hat{T}$, $\Omega^* \subset \Omega$, opisują odpowiednio wewnętrzne odpowiedzi temperaturową i strumieniową (w skrócie WOT I WOS), [1], spełniające warunki

$$T^*(x^*, t) = \lim_{x \rightarrow x^*} T(x, t), \hat{q}^*(x^*, t) = \lim_{x \rightarrow x^*} \frac{\partial T(x, t)}{\partial n(x^*)}, \quad (1.5)$$

gdzie $x \in \Omega \setminus \partial\Omega^*$, $t \in \hat{T}$, zaś $n(x^*)$ jest normalną zewnętrzną do $\partial\Omega^*$. Niech funkcja $\Theta_0(x)$, $x \in \Omega$, opisuje początkowy rozkład temperatury w obszarze Ω , tzn.

$$\Theta_0(x) = \lim_{t \rightarrow 0} T(x, t), \quad (1.6)$$

zaś funkcja $T_z(\xi, t)$, $(\xi, t) \in \partial\Omega \times \hat{T}$ — temperaturę otoczenia.

Rozwiązując zagadnienia odwrotne przewodnictwa cieplnego przy wykorzystaniu równania (1.3) dla $k = 1, \dots, K$, posługiwać się będziemy pewnymi układami funkcji zmiennych przestrzennych, wprowadzonymi w miejsce T^* , \hat{q}^* , czy T_z , T_b i \hat{q}_b . Funkcje te będą określone następująco:

$$\begin{aligned} \Theta_{bk}(\xi) &= T_b(\xi, t_k), q_{bk}(\xi) = \hat{q}_b(\xi, t_k), \\ \Theta_{zk}(\xi) &= T_z(\xi, t_k), \Theta_k^*(x^*) = T^*(x^*, t_k), q_k^*(x^*) = \hat{q}^*(x^*, t_k), \end{aligned} \quad (1.7)$$

$\xi \in \partial\Omega$, $x^* \in \partial\Omega^*$, $k = 1, \dots, K$. Gdy na brzegu $\partial\Omega$ będzie miała miejsce swobodna

wymiana ciepła ze współczynnikiem wymiany $\hat{\alpha}(\xi, t)$, to przy rozwiązywaniu równania (1.3) wprowadzimy zamiast funkcji $\hat{\alpha}$ układ funkcji

$$\alpha_k(\xi) = \hat{\alpha}(\xi, t_k), \quad \xi \in \partial\Omega, \quad k = 1, \dots, K. \quad (1.8)$$

W pracy [1] pokazano, że gdy obok równania (1.3) dana jest funkcja $\Theta_k^*(x^*)$, $x^* \in \partial\Omega^*$, wówczas rozwiązanie równania (1.3) istnieje w postaci

$$\Theta_k(x) = S_m(x, p_k|h_k) + V_m(x, p_k|f_k), \quad x \in \text{Int } \Omega = \Omega/\partial\Omega, \quad (1.9)$$

o ile istnieje funkcja h_k na $\partial\Omega$, która spełnia równanie

$$S_m(x^*, p_k|h_k) = \Theta_k^*(x^*) - V_m(x^*, p_k|f_k). \quad (1.10)$$

Tutaj, [1],

$$S_m(x, p|h) = \int_{\partial\Omega} G_m(x-\zeta, p)h(\zeta)dS(\zeta), \quad (1.11)$$

$$V_m(x, p|f) = - \int_{\Omega} G_m(x-y, p)f(y)dV(y), \quad x \in \Omega, \quad (1.12)$$

gdzie $m = 1, 2, 3$, oraz

$$G_m(x-y, p) = \begin{cases} \frac{1}{2p} e^{-p|x-y|} & \text{gdy } m = 1, \\ \frac{1}{2\pi} K_0(p|x-y|) & \text{gdy } m = 2, \\ \frac{1}{4\pi|x-y|} e^{-p|x-y|} & \text{gdy } m = 3. \end{cases} \quad (1.13)$$

Całka S_m nazywana jest potencjałem warstwy pojedynczej dla równania Helmholtza, całka V_m — potencjałem objętościowym, zaś funkcja G_m jest rozwiązaniem podstawowym równania (1.3), [1].

W pracy [1] pokazano także, że gdy obok równania (1.3) dana jest funkcja $q^*(x^*)$, $x^* \in \partial\Omega^*$, wówczas rozwiązanie tego równania istnieje w postaci (1.9), o ile istnieje funkcja h_k na $\partial\Omega$, która spełnia równanie

$$\frac{\partial S_m(x^*, p_k|h_k)}{\partial n(x^*)} = q^*(x^*) - \frac{\partial V_m(x^*, p_k|f_k)}{\partial n(x^*)}. \quad (1.14)$$

Równania (1.10) i (1.14) są dla $m = 2, 3$ całkowymi równaniami Fredholma, przy czym równanie (1.10) jest I rodzaju, zaś (1.14) może być równaniem I lub II rodzaju zależnie od tego, czy $\partial\Omega^*$ i $\partial\Omega$ mają część wspólną czy nie. W przypadku $m = 1$ równania (1.10) i (1.14) przyjmują postać układu równań algebraicznych (por. [1]).

W dalszych częściach pracy skupimy uwagę na rozwiązaniu równań (1.10) i (1.14) dla problemów jednowymiarowych. Przy opisie tych problemów współrzędne przestrzenne oznaczать będziemy literami łacińskimi lub greckimi bez podkreślenia.

2. Warstwa płaska

Niech obszar Ω będzie warstwą płaską, ograniczoną płaszczyznami $x = a$ i $x = b$. Ponieważ rozważamy zagadnienie jednowymiarowe, więc będziemy utożsamiać obszar Ω z odcinkiem $(a, b) \subset E^1$. Niech $\Omega^* = (x_d, x_g)$, przy czym $a \leq x_d < x_g \leq b$. Brzegi obszarów Ω i $\Omega^* \subset \Omega$ określone będą następująco: $\partial\Omega = \{a; b\}$, $\partial\Omega^* = \{x_d; x_g\}$.

Dla warstwy płaskiej rozważymy dwa typy zagadnień odwrotnych:

1° W punktach $x = x_d$ i $x = x_g$ dane są WOT:

2° W punkcie $x = x_d$ dana jest WOT, zaś w punkcie $x = x_g$ — WOS.

W obu przypadkach zakładamy, że znany jest warunek początkowy dla temperatury oraz że w obszarze Ω brak jest źródeł ciepła. Zakładamy także, że znane są współczynniki κ i λ . Współczynnik wymiany ciepła, $\hat{\alpha}$, nie jest znany, natomiast znana jest temperatura otoczenia.

Funkcjami poszukiwanymi są tutaj $T(x, t)$, $(x, t) \in \Omega \times \hat{T}$, $T_b(a, t)$, $T_b(b, t)$, $\hat{q}_b(a, t)$, $\hat{q}_b(b, t)$ oraz $\hat{\alpha}(a, t)$ i $\hat{\alpha}(b, t)$, $t \in \hat{T}$. Funkcjami danymi są $T^*(x_d, t)$ i $T^*(x_g, t)$ (w zagadnieniu 1°) lub $T^*(x_d, t)$ i $q^*(x_g, t)$ (w zagadnieniu 2°). Zamiast wyżej wymienionych funkcji posługiwać się będziemy układem funkcji $\{\Theta_k\}$ oraz układami wielkości $\{\Theta_k^a\}$, $\{\Theta_k^b\}$, $\{q_k^a\}$, $\{q_k^b\}$, $\{\alpha_k^a\}$, $\{\alpha_k^b\}$, oraz $\{\Theta_{dk}^*\}$, $\{\Theta_{gk}^*\}$ i $\{q_{gk}^*\}$, zdefiniowanych związkami:

$$\begin{aligned} \Theta_k^a &\equiv \Theta_{bk}(a), \Theta_k^b \equiv \Theta_{bk}(b), q_k^a \equiv q_{bk}(a), q_k^b \equiv q_{bk}(b), \\ q_{gk}^* &\equiv q_k^*(x_g), \alpha_k^a \equiv \alpha_k(a), \alpha_k^b \equiv \alpha_k(b), \Theta_{dk}^* \equiv \Theta_k^*(x_d), \Theta_{gk}^* \equiv \Theta_k^*(x_g). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Całki S_1 i V_1 oraz pochodna $\partial S_1 / \partial n$ mają tutaj postać, [1],

$$S_1(x, p|h) = \frac{1}{2p} [e^{-p(x-a)}h(a) + e^{-p(b-x)}h(b)], \quad x \in (a, b), \quad (2.2)$$

$$V_1(x, p|f) = -\frac{1}{2p} \int_a^b e^{-p|x-y|} f(y) dy, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial S_1(x, p|h)}{\partial n(x)} = -\frac{n(x)}{2} [e^{-p(x-a)}h(a) - e^{-p(b-x)}h(b)], \quad x \in (a, b), \quad (2.4)$$

gdzie $n(x) = +1$ lub -1 .

2.1. Przypadek dwóch WOT. Wykorzystując związki (2.2) i (2.3) można sprowadzić równanie (1.10) do postaci układu dwóch równań z niewiadomymi $h_k(a)$ i $h_k(b)$:

$$\begin{aligned} e^{-p_k(x_d-a)}h_k(a) + e^{-p_k(b-x_d)}h_k(b) &= 2p_k[\Theta_{dk}^* - V_1(x_d, p_k|f_k)], \\ e^{-p_k(x_g-a)}h_k(a) + e^{-p_k(b-x_g)}h_k(b) &= 2p_k[\Theta_{gk}^* - V_1(x_g, p_k|f_k)]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Rozwiązując ten układ równań oraz wykorzystując związki (1.2)₄, (1.9), (2.2), (2.3) i (2.6) otrzymujemy następującą postać funkcji Θ_k :

$$\Theta_k(x) = \frac{\sinh[p_k(x_g - x)]}{\sinh(p_k l)} \left[\Theta_{dk}^* - \frac{p_k}{2} \int_a^b e^{-p_k|x_d - y|} \Theta_{k-1}(y) dy \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\sinh[p_k(x-x_d)]}{\sinh(p_k l)} \left[\Theta_{\theta k}^* - \frac{p_k}{2} \int_a^b e^{-p_k|x_\theta-y|} \Theta_{k-1}(y) dy \right] + \\
& + \frac{p_k}{2} \int_a^b e^{-p_k|x-y|} \Theta_{k-1}(y) dy,
\end{aligned} \quad (2.6)$$

gdzie $l = x_g - x_d$, $x \in (a, b)$, $k = 1, \dots, K$.

Wielkości Θ_k^a i Θ_k^b można wyznaczyć bezpośrednio ze wzoru (2.6), kładąc w nim odpowiednio $x = a$ lub $x = b$. Podobnie, różniczkując wzór (2.6) i kładąc następnie $x = a$ lub $x = b$ można wyznaczyć wielkości q_k^a i q_k^b . Przy znanych funkcjach $T_z(a, t)$ i $T_z(b, t)$ współczynniki wymiany ciepła na brzegach $x = a$ i $x = b$ można wyznaczyć ze wzorów

$$\alpha_k^a = \lambda \frac{q_k^a}{\Theta_{zk}^a - \Theta_k^a}, \quad \alpha_k^b = \lambda \frac{q_k^b}{\Theta_{zk}^b - \Theta_k^b}, \quad (2.7)$$

gdzie $\Theta_{zk}^a = T_z(a, t_k)$, $\Theta_{zk}^b = T_z(b, t_k)$.

Wzór rekurencyjny (2.6) ma duże znaczenie dla identyfikacji temperatury w całej warstwie na podstawie WOT pochodzących np. z pomiarów. Wówczas jednak powstaje pytanie, jaki jest wpływ na błąd obliczeń takich wielkości jak odległość pomiędzy punktami, w których zadane są WOT, krok czasowy i dokładność pomiaru WOT.

W dalszych rozważaniach odcinek, zawarty pomiędzy punktami, w których dane są wewnętrzne odpowiedzi, nazwiemy b a z a zagadnienia odwrotnego i oznaczymy przez U .

Założmy, że WOT w punkcie $x_d \in (a, b)$, w chwili t_k obarczona jest błędem ε_{dk}^* , oraz że funkcja $T^*(x_g, t_k)$ obarczona jest błędem ε_{gk}^* . Dla uproszczenia przyjmijmy, że $x_g = b$, zaś bazę (x_d, b) oznaczymy U^R . Błąd obliczeń temperatury Θ_k , który oznaczymy $\varepsilon_k(x)$, będzie zatem spowodowany błędami ε_{dk}^* , ε_{gk}^* oraz błędem $\varepsilon_{k-1}(x)$, gdzie $k = 1, \dots, K$. Wykorzystując (2.6) otrzymujemy następującą postać błędu ε_k :

$$\begin{aligned}
\varepsilon_k(x) &= \frac{\sinh[p_k(b-x)]}{\sinh(p_k l)} \left[\varepsilon_{dk}^* - \frac{p_k}{2} \hat{\varepsilon}_{k-1} \int_a^b e^{-p_k|x_d-y|} dy \right] + \\
& + \frac{\sinh[p_k(x-x_d)]}{\sinh(p_k l)} \left[\varepsilon_{gk}^* - \frac{p_k}{2} \hat{\varepsilon}_{k-1} \int_a^b e^{-p_k|b-y|} dy \right] + \\
& + \frac{p_k}{2} \hat{\varepsilon}_{k-1} \int_a^b e^{-p_k|x-y|} dy,
\end{aligned} \quad (2.8)$$

gdzie $\hat{\varepsilon}_{k-1}$ jest wartością średnią błędu $\varepsilon_{k-1}(x)$, $x \in (a, b)$ (por. [2], rozdz. 4.7). Połóżmy

$$L = b - a, \quad P_k = p_k L = \frac{b-a}{\sqrt{\kappa \tau_k}}, \quad u = \frac{l}{L} = \frac{x_g - x_d}{b-a}, \quad (2.9)$$

gdzie u jest bezwymiarową długością bazy U ; $u \in (0, 1)$. Długość bazy $U^R = (x_d, b)$ oznaczymy u^R .

Policzmy wartość funkcji $\varepsilon_k(x)$ w punkcie $x = a$ (punkt najbardziej oddalony od bazy U^R). Wobec (2.9) otrzymujemy

$$\varepsilon_k(a) = \frac{\sinh P_k}{\sinh(P_k u^R)} \varepsilon_{dk}^* - \frac{\sinh[P_k(1-u^R)]}{\sinh(P_k u^R)} \varepsilon_{gk}^* - \left[\frac{\sinh P_k - \sinh[P_k(1-u^R)]}{\sinh(P_k u^R)} - 1 \right] \hat{\varepsilon}_{k-1}. \quad (2.10)$$

Łatwo można sprawdzić, że dla $u^R \in (0, 1)$ i $P_k > 0$ współczynnik przy ε_{dk}^* jest większy od współczynników stojących przy ε_{gk}^* i $\hat{\varepsilon}_{k-1}$, przy czym im większa jest wartość P_k tym bliższy jedynki jest stosunek współczynnika przy ε_{dk}^* do współczynnika przy $\hat{\varepsilon}_{k-1}$. Wynikają z tego następujące wnioski:

- średni błąd z chwili t_{k-1} , $\hat{\varepsilon}_{k-1}$, odgrywa mniejszą rolę przy obliczaniu błędu $\varepsilon_k(a)$ niż błąd ε_{dk}^* ,
- im krótszy krok czasowy τ_k , tzn. im większe P_k , tym większy jest wpływ błędu $\hat{\varepsilon}_{k-1}$ na błąd $\varepsilon_k(a)$.

Przeanalizujmy teraz wpływ błędów ε_{dk}^* i $\varepsilon_{d,k-1}^*$ na $\varepsilon_k(a)$. Jeśli $\varepsilon_{gk}^* = 0$, to wykorzystując wzór (2.6) i zakładając, że $P_k = P_{k-1} \equiv P$ dla $k = 2, \dots, K$, otrzymujemy

$$\varepsilon_k(a) = \frac{\sinh P}{\sinh(P u^R)} \varepsilon_{dk}^* + \frac{P \sinh P}{2 \sinh(P u^R)} [u^R \operatorname{ctgh}(P u^R) - \operatorname{ctgh} P] \varepsilon_{d,k-1}^* \quad (2.11)$$

Pominięto tu składnik zawierający $\hat{\varepsilon}_{k-2}$, jako nieistotny, [3]. Aby obliczenia, prowadzone przy wykorzystaniu wzoru (2.6), były stabilne numerycznie, wpływ błędu $\varepsilon_{d,k-1}^*$ na $\varepsilon_k(a)$ powinien być mniejszy niż wpływ błędu ε_{dk}^* . Przy danym P najmniejsza wielkość bazy U^R , dla której to zachodzi, może zostać wyznaczona z nierówności

$$-2 < P[u^R \operatorname{ctgh}(P u^R) - \operatorname{ctgh} P] < 2. \quad (2.12)$$

Najmniejszą wartość u^R , dla której spełniona jest nierówność (2.12) dla danego P , oznaczmy u_+^R , zaś samą bazę U_+^R .

Prowadząc podobne rozważania dla bazy $U^L = (a, x_g)$ o długości u^L , jako warunek stabilności numerycznej obliczeń także otrzymujemy nierówność (2.12). Wynika stąd, że $u_+^L = u_+^R$, gdzie u_+^L jest najmniejszą długością bazy U^L , dla której spełniona jest nierówność (2.12) przy danym P . Dla dużych P , co w praktyce oznacza $P \geq 5$, można napisać następujący przybliżony wzór na u_+^R :

$$u_+^R \approx (P-2)/P. \quad (2.13)$$

Wnioski z nierówności (2.12) są następujące:

- wielkość u_+^R dąży do 1 gdy P dąży do nieskończoności, tzn. gdy krok czasowy dąży do zera,
- przy ustalonej długości u^R bazy U^R współczynniki przy ε_{dk}^* i przy $\varepsilon_{d,k-1}^*$ rosną co do wartości bezwzględnej wraz ze wzrostem P ,
- współczynniki przy ε_{dk}^* i $\varepsilon_{d,k-1}^*$ mają przeciwne znaki, a więc jeśli będą one tego samego rzędu, to błąd $\varepsilon_k(a)$ będzie oscylował wokół zera.

Jak wynika z powyższego, prowadzenie obliczeń z małym krokiem czasowym (duże P) wymaga bardzo dokładnych danych opisujących WOT, przy czym muszą one być tym dokładniejsze im mniejsza jest bezwymiarowa długość bazy zagadnienia odwrotnego.

Niespełnienie przez długość u^R bazy U^R nierówności (2.12) nie oznacza niemożności wyznaczenia rozwiązania zagadnienia odwrotnego. Przypadek taki oznacza tylko bardzo duży wpływ błędów danych na wynik obliczeń.

Gdy znane są wielkości u_+^R i u_+^L , można także wyznaczyć długość u_+ bazy $U = (x_d, x_g)$, dla której obliczenia dotyczące temperatury będą stabilne. Przypadku tego dotyczy wzór

$$u_+ = u_+^R u_+^L / (u_+^R - u_+^R u_+^L + u_+^L). \quad (2.14)$$

2.2. Przypadek WOT i WOS. Wykorzystując związki (2.2), (2.3) oraz (1.10) i (1.14) można ten problem sprowadzić do zagadnienia rozwiązania układu dwóch równań algebraicznych z niewiadomymi $h_k(a)$ i $h_k(b)$:

$$\begin{aligned} e^{-p_k(x_d-a)}h_k(a) + e^{-p_k(b-x_d)}h_k(b) &= 2p_k[\Theta_{dk}^* - V_1(x_d, p_k|f_k)], \\ e^{-p_k(x_g-a)}h_k(a) - e^{-p_k(b-x_g)}h_k(b) &= -2\left[q_{gk}^* - \frac{\partial V_1(x_g, p_k|f_k)}{\partial x}\right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Rozwiązując ten układ równań, a następnie wykorzystując związki (1.2)₄, (1.9), (2.2) i (2.3), otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Theta_k(x) &= \frac{\cosh[p_k(x_g-x)]}{\cosh(p_k l)} \left[\Theta_{dk}^* - \frac{p_k}{2} \int_a^b e^{-p_k|x_d-y|} \Theta_{k-1}(y) dy \right] + \\ &+ \frac{\sinh[p_k(x-x_d)]}{p_k \cosh(p_k l)} \left[q_{gk}^* - \frac{p_k^2}{2} \int_a^b \operatorname{sgn}(x_g-x) e^{-p_k|x_g-y|} \Theta_{k-1}(y) dy \right] + \\ &+ \frac{p_k}{2} \int_a^b e^{-p_k|x-y|} \Theta_{k-1}(y) dy, \end{aligned} \quad (2.16)$$

$x \in (a, b)$, $k = 1, \dots, K$.

Wielkości Θ_k^a , Θ_k^b , q_k^a i q_k^b można łatwo wyznaczyć ze wzoru (2.16), zaś współczynniki wymiany ciepła na brzegach $x = a$ i $x = b$ — ze wzorów (2.7) (o ile znane są funkcje $T_z(a, t)$ i $T_z(b, t)$).

Jeśli założymy, że WOT i WOS obarczone są błędami, odpowiednio, ε_{dk}^* i ε_{gk}^* , i skupimy uwagę na wpływach błędów z chwil t_k i t_{k-1} na błędy obliczeń w punktach a i b (końcach przedziału (a, b)), to przy założeniu, że $P_k = P_{k-1} \equiv P$ dla $k = 2, \dots, K$, otrzymujemy (por. (2.9))

— dla bazy $U = U^R$ i przy $\varepsilon_{gl}^* = 0$, $l = 1, \dots, K$

$$\varepsilon_k(a) = \frac{\cosh P}{\cosh(Pu^R)} \varepsilon_{dk}^* + \frac{P \cosh P}{2 \cosh(Pu^R)} [u^R \operatorname{tgh}(Pu^R) - \operatorname{tgh} P] \varepsilon_{d,k-1}^*, \quad (2.17)$$

— dla bazy $U = U^L$ i przy $\varepsilon_{dl}^* = 0$, $l = 1, \dots, K$

$$\varepsilon_k(b) = \frac{\sinh P}{P \cosh(Pu^L)} L \varepsilon_{gk}^* + \frac{\sinh P}{2 \cosh(Pu^L)} \left[u^L \operatorname{tgh}(Pu^L) + \frac{1}{P} - \operatorname{ctgh} P \right] \varepsilon_{g,k-1}^*. \quad (2.18)$$

Pominięto tutaj składnik zawierający $\hat{\varepsilon}_{k-2}$, [3].

Warunkiem koniecznym stabilności numerycznej rozwiązania zagadnienia odwrotnego, danego wzorem (2.16), jest spełnienie przez długości u^L i u^R baz U^L i U^R następujących nierówności:

$$-2 < P[u^R \operatorname{tgh}(Pu^R) - \operatorname{tgh}P] < 2, \quad (2.19)$$

$$-2 < P \left[u^L \operatorname{tgh}(Pu^L) + \frac{1}{P} - \operatorname{ctgh}P \right] < 2. \quad (2.20)$$

Dla dużych P (większych od 5) wielkość u_+^R można wyznaczyć ze wzoru (2.13), zaś wielkość u_+^L — ze związku

$$u_+^L \approx (P-3)/P. \quad (2.21)$$

W przypadku bazy U wielkość u_+ wyznacza się ze wzoru (2.14).

3. Kula

Niech obszar $\Omega \subset E^3$ będzie kulą o promieniu R , zaś obszar $\Omega^* \subset \Omega$ — kulą o promieniu $r^* < R$. Ponieważ rozważamy zagadnienie jednowymiarowe, więc wszystkie rozważane funkcje będą zależeć tylko od odległości od środka kuli (i od czasu).

Całki S_3 i V_3 można w tym przypadku rozważać dla punktów x o współrzędnych $x_1 = 0$, $x_2 = 0$, $x_3 = r$, $r \in (0, R)$, zaś powierzchnię kuli można sparametryzować przy pomocy dwóch kątów, kładąc $\xi_1 = R \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_2$, $\xi_2 = R \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2$, $\xi_3 = R \cos \vartheta_1$, gdzie $\vartheta_1 \in [0, 2\pi)$, $\vartheta_2 \in [0, \pi)$. Ponieważ gęstość h potencjału S_3 zależy tylko od wartości promienia kuli na jej brzegu, więc jest po prostu liczbą, którą oznaczymy h_R . Stąd

$$S_3(x, p|h) = h_R \frac{R \sinh(pr)}{p r e^{pR}}, \quad (3.1)$$

$$V_3(x, p|f) = -\frac{1}{pr} \left\{ e^{-pr} \int_0^r z \sinh(pz) f(z) dz + \sinh(pr) \int_0^r z e^{-pz} f(z) dz \right\} \equiv V(r, p|f). \quad (3.2)$$

Dla kuli rozważymy następujące zagadnienie odwrotne.

Dana jest WOT w punkcie $r = r^*$ (punkt ten utożsamiamy ze sferą $r = r^*$). Znając warunki początkowe dla temperatury w obszarze Ω oraz współczynnik dyfuzyjności temperaturowej κ , wyznaczyć należy temperaturę wnętrza i brzegu kuli przy braku źródeł ciepła w jej wnętrzu. Funkcją poszukiwaną jest $T(r, t)$, $(r, t) \in (0, R) \times (0, t_c)$, oraz $T(R, t) \equiv T_b(t)$. W miejsce tych funkcji poszukujemy układu funkcji $\{\Theta_k\}$, określonych wzorem (1.2)₂.

Gęstość h_R potencjału S_3 , określonego wzorem (3.1), wyznaczmy z równania (1.10). Wykorzystując (1.2)₄ i (3.1), a następnie (1.9), otrzymujemy

$$\Theta_k(r) = \frac{r^* \sinh(p_k r)}{r \sinh(p_k r^*)} [\Theta_k^* + p_k^2 V(r^*, p_k | \Theta_{k-1})] - p_k^2 V(r, p_k | \Theta_{k-1}), \quad (3.3)$$

$k = 1, \dots, K$. Układ funkcji $\{\Theta_k\}$ stanowi przybliżone rozwiązanie zagadnienia odwrotnego. Przybliżone wartości funkcji $T_b(t)$ w chwilach t_k określonych wzorem (1.2)₁ można uzyskać bezpośrednio ze wzoru (3.3).

4. Warstwa kulista

Niech obszar $\Omega \subset E^3$ będzie warstwą kulistą o promieniu wewnętrznym a i zewnętrznym b , zaś obszar $\Omega^* \subset \Omega$ — warstwą kulistą o promieniu zewnętrznym r_g oraz wewnętrznym r_d , gdzie $0 < a \leq r_d < r_g \leq b$. Zakładamy, że wszystkie rozważane funkcje zależą tylko od odległości r od środka kuli; $r \in (a, b)$.

Całki S_3 i V_3 rozważymy także i w tym przypadku tylko dla punktów x o współrzędnych $(0, 0, r)$. Otrzymujemy tutaj

$$S_3(x, p|h) = h_a \frac{a \sinh(pr)}{pr e^{pa}} + h_b \frac{b \sinh(pr)}{pr e^{pb}}, \quad (4.1)$$

$$V_3(x, p|f) = -\frac{1}{pr} \left\{ e^{-pr} \int_a^r z \sinh(pz) f(z) dz + \sinh pr \int_r^b z e^{-pz} f(z) dz \right\} \equiv V_s(r, p|f), \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial S_3(x, p|h)}{\partial n(x)} = n(r) \left\{ h_b \frac{b [pr \cosh(pr) - \sinh(pr)]}{pr^2 e^{pb}} - h_a \frac{a \sinh(pa) (1+pr)}{pr^2 e^{pa}} \right\}. \quad (4.3)$$

Tutaj $n(r)$ może przyjmować wartość $+1$ lub -1 ; $h_a \equiv h(a)$, $h_b \equiv h(b)$.

Dla warstwy kulistej rozważymy dwa zagadnienia odwrotne, w których znając warunki początkowe dla temperatury w całym obszarze Ω oraz współczynnik κ należy wyznaczyć temperaturę wnętrza i obu powierzchni warstwy, gdy

1° w punktach $r = r_d$ i $r = r_g$ dane są WOT,

2° w punkcie $r = r_d$ dana jest WOT, zaś w punkcie $r = r_g$ — WOS.

W obu przypadkach zakładamy brak źródeł ciepła w obszarze.

4.1. Przypadek dwóch WOT. Wykorzystując związki (4.1) i (4.2) można przekształcić równanie całkowe (1.10) w układ dwóch równań algebraicznych z niewiadomymi h_a i h_b . Rozwiązując ten układ i wykorzystując (1.9) otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Theta_k(r) = & [\Theta_{dk}^* + p_k^2 V_s(r_d, p_k | \Theta_{k-1})] \frac{r_d \sinh[p_k(r_g - r)]}{r \sinh(p_k l)} + \\ & + [\Theta_{gk}^* + p_k^2 V_s(r_g, p_k | \Theta_{k-1})] \frac{r_g \sinh[p_k(r - r_d)]}{r \sinh(p_k l)} - p_k^2 V_s(r, p_k | \Theta_{k-1}), \end{aligned} \quad (4.4)$$

gdzie $l = r_g - r_d$, $r \in (a, b)$, $k = 1, \dots, K$. Wielkości $\Theta_k(a)$ i $\Theta_k(b)$ można wyznaczyć bezpośrednio ze wzoru (4.4). Podobnie, dokonując różniczkowania funkcji Θ_k po r i mnożąc wynik przez $n(a) = -1$ lub przez $n(b) = 1$ można wyznaczyć $q_k(a)$ i $q_k(b)$. Przy znanych funkcjach $T_z(a, t)$ i $T_z(b, t)$ współczynniki wymiany ciepła na brzegach $r = a$ i $r = b$ można wyznaczyć ze wzorów (2.7).

Analiza wpływu błędów wewnętrznych odpowiedzi na błąd obliczeń temperatury w punktach brzegowych jest analogiczna do analizy przedstawionej w punkcie 3.1 pracy i prowadzi również do nierówności (2.12) jako warunku stabilności numerycznej obliczeń temperatury.

4.2. Przypadek WOT i WOS. Postępując podobnie jak w poprzednich przypadkach otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Theta_k(r) = & \frac{r_d \{p_k r_g \cosh[p_k(r_g - r)] - \sinh[p_k(r_g - r)]\}}{r \{p_k r_g \cosh(p_k l) - \sinh(p_k l)\}} [\Theta_{dk}^* + p_k^2 V_s(r_d, p_k | \Theta_{k-1})] + \\ & + \frac{r_g \sinh[p_k(r - r_d)]}{r \{p_k r_g \cosh(p_k l) - \sinh(p_k l)\}} [r_g q_{gk}^* + r_g p_k^2 \hat{V}_s(r_g, p_k | \Theta_{k-1})] - p_k^2 V_s(r, p_k | \Theta_{k-1}), \end{aligned} \quad (4.5)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \hat{V}_s(r, p | f) = & \frac{1}{pr^2} \left\{ e^{-pr}(1 + pr) \int_0^r z \sinh(pz) f(z) dz + \right. \\ & \left. + [\sinh(pr) - pr \cosh(pr)] \int_r^b z e^{-pz} f(z) dz \right\}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Analiza wpływu błędów wewnętrznych odpowiedzi z chwil t_k i t_{k-1} na błędy obliczeń temperatury na obu powierzchniach warstwy prowadzi do wniosków podobnych jak w części 2.2 pracy.

5. Walec

Niech obszar $\Omega \subset E^3$ będzie walcem o promieniu R , zaś obszar $\Omega^* \subset \Omega$ — walcem o promieniu $r^* < R$. W tym przypadku do zbudowania reprezentacji całkowitej przybliżonego rozwiązania zagadnienia odwrotnego wystarczy znajomość całek S_2 i V_2 . Rozważać je będziemy dla punktów x o współrzędnych $x_1 = r$, $x_2 = 0$, $r \in (0, R)$, $x \in E^2$, leżących w dowolnym przekroju walca prostopadłym do jego osi. Punkty brzegowe tego przekroju można sparametryzować przy pomocy jednego kąta, kładąc $\xi_1 = R \cos \vartheta$, $\xi_2 = R \sin \vartheta$, $\xi \in E^2$, $\vartheta \in [0, 2\pi)$. Ponieważ gęstość h potencjału S_2 zależy tylko od wartości promienia walca na jego brzegu, więc jest ona po prostu liczbą, którą oznaczymy h_R . Wykorzystując wzór 8.4313 z tablic [4], związki 9.191 i 9.351 z monografii [5] oraz tw. Fubinię ([2], rozdz. 4.68) znajdujemy

$$\begin{aligned} S_2(x, p | h) = & Rh_R K_0(pR) I_0(pr), \\ V_2(x, p | f) = & - \left\{ K_0(pr) \int_0^r z I_0(pz) f(z) dz + I_0(pr) \int_r^R z K_0(pz) f(z) dz \right\} \equiv V_w(r, p | f), \end{aligned} \quad (5.1)$$

gdzie $I_\nu(y)$ i $K_\nu(y)$ są to zmodyfikowane funkcje Bessela, [6].

W przypadku walca gdy dana jest WOT w punkcie $r = r^*$, to przy znanym warunku początkowym i współczynniku κ oraz przy braku źródeł ciepła znajdujemy — postępując analogicznie jak w poprzednich przypadkach — następującą postać funkcji Θ_k , określającej w sposób przybliżony pole temperatury w walcu w chwili t_k , $k = 1, \dots, K$:

$$\Theta_k(r) = \frac{I_0(pr)}{I_0(pr^*)} [\Theta_k^* + p_k^2 V_w(r^*, p_k | \Theta_{k-1})] - p_k^2 V_w(r, p_k | \Theta_{k-1}). \quad (5.2)$$

6. Warstwa walcowa

Niech obszar $\Omega \subset E^3$ będzie warstwą walcową o promieniu wewnętrznym a oraz zewnętrznym b , zaś obszar $\Omega^* \subset \Omega$ — warstwą walcową o promieniach: wewnętrznym r_d i zewnętrznym r_g , gdzie $0 < a \leq r_d < r_g \leq b$. W tym przypadku całki S_2 i V_2 , rozważane dla punktów $x = (r, 0) \in E^2$, przyjmują postacie następujące:

$$\begin{aligned} S_2(x, p|h) &= bh_b K_0(pb) I_0(pr) + ah_a K_0(pr) I_0(pa), \\ V_2(x, p|f) &= - \left\{ K_0(pr) \int_a^r z I_0(pz) f(z) dz + I_0(pr) \int_r^b z k_0(pz) f(z) dz \right\} = V_c(r, p|f). \end{aligned} \quad (6.1)$$

Ponadto

$$\frac{\partial S_2(x, p|h)}{\partial n(x)} = n(r)p \{bh_b K_0(pb) I_1(pr) - ah_a K_1(pr) I_0(pa)\}. \quad (6.2)$$

gdzie $n(r)$ może przyjmować wartość $+1$ lub -1 .

Dla warstwy walcowej rozważymy dwa zagadnienia odwrotne, sformułowane podobnie jak dla warstwy kulistej (por. część 4 pracy).

6.1. Przypadek dwóch WOT. Wykorzystując związek (6.1) można przekształcić równanie całkowe (1.10) w układ równań algebraicznych z niewiadomymi h_a i h_b . Rozwiązując ten układ i wykorzystując związek (1.9) otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Theta_k(r) &= [\Theta_{dk}^* + p_k^2 V_c(r_d, p_k | \Theta_{k-1})] \frac{M_k(r, r_g)}{M_k(r_d, r_g)} + \\ &+ [\Theta_{gk}^* + p_k^2 V_c(r_g, p_k | \Theta_{k-1})] \frac{M_k(r_d, r)}{M_k(r_d, r_g)} - p_k^2 V_c(r, p_k | \Theta_{k-1}), \end{aligned} \quad (6.3)$$

gdzie

$$M_k(x, y) = I_0(p_k x) K_0(p_k y) - I_0(p_k y) K_0(p_k x). \quad (6.4)$$

Analizy wpływu błędów WOT na błędy obliczeń temperatury w warstwie prowadzi do wniosków podobnych do przedstawionych w części 2 pracy. W przypadku, gdy $a \gg 1$, wzór (6.3) można przekształcić do następującej postaci przybliżonej:

$$\begin{aligned} \Theta_k(r) &\approx \left[\Theta_{dk}^* - \frac{p_k}{2} \int_a^b \sqrt{\frac{z}{r_d}} e^{-p_k |r_d - z|} \Theta_{k-1}(z) dz \right] \sqrt{\frac{r_a}{r}} \frac{\sinh[p_k(r_g - r)]}{\sinh(p_k l)} + \\ &+ \left[\Theta_{gk}^* - \frac{p_k}{2} \int_a^b \sqrt{\frac{z}{r_g}} e^{-p_k |r_g - z|} \Theta_{k-1}(z) dz \right] \sqrt{\frac{r_g}{r}} \frac{\sinh[p_k(r - r_d)]}{\sinh(p_k l)} + \\ &+ \frac{p_k}{2} \int_a^b \sqrt{\frac{z}{r}} e^{-p_k |r - z|} \Theta_{k-1}(z) dz. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Wprowadzając do wzoru (6.5) $x = r - a$ łatwo można pokazać, że gdy $a \rightarrow \infty$, wzór (6.5) przechodzi w (2.6).

6.2. Przypadek WOT i WOS. Wykorzystując związki (1.10) i (1.14) oraz (6.1) i (6.2), a następnie związek (1.9), otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Theta_k(r) = & [\Theta_{dk}^* + p_k^2 V_c(r_d, p_k | \Theta_{k-1})] \frac{N_k(r, r_g)}{N_k(r_d, r_g)} + \\ & + \left[\frac{1}{p_k} q_{gk}^* + p_k^2 \hat{V}_c(r_g, p_k | \Theta_{k-1}) \right] \frac{M_k(r, r_d)}{N_k(r_d, r_g)} - p_k^2 V_c(r, p_k | \Theta_{k-1}). \end{aligned} \quad (6.6)$$

gdzie

$$\begin{aligned} N_k(x, y) = & I_0(p_k x) K_1(p_k y) + K_0(p_k x) I_1(p_k y), \\ \hat{V}_c(r, p | f) = & K_1(pr) \int_a^r z I_0(pz) f(z) dz - I_1(pr) \int_r^b z K_0(pz) f(z) dz. \end{aligned} \quad (6.7)$$

W przypadku, gdy $a \gg 1$, wzór (6.6) można zapisać w postaci przybliżonej:

$$\begin{aligned} \Theta_k(r) \approx & \left[\Theta_{dk}^* - \frac{p_k}{2} \int_a^b \sqrt{\frac{z}{r_d}} e^{-p_k |r_d - z|} \Theta_{k-1}(z) dz \right] \sqrt{\frac{r_d}{r}} \frac{\cosh[p_k(r_g - r)]}{\cosh(p_k l)} - \\ & - \left[q_{gk}^* + \frac{p_k^2}{2} \int_a^b \sqrt{\frac{z}{r_g}} \operatorname{sgn}(r_g - z) e^{-p_k |r_g - z|} \Theta_{k-1}(z) dz \right] \sqrt{\frac{r_g}{r}} \frac{\sinh[p_k(r - r_d)]}{p_k \cosh(p_k l)} + \\ & + \frac{p_k}{2} \int_a^b \sqrt{\frac{z}{r}} e^{-p_k |r - z|} \Theta_{k-1}(z) dz. \end{aligned} \quad (6.8)$$

7. Jednowymiarowe zagadnienia ustalone

Przejdźcie do ustalonych zagadnień odwrotnych przewodnictwa cieplnego uzyskuje się, kładąc we wzorach przedstawionych w poprzednich częściach pracy $p_k = 0$. Dla ustalonych zagadnień otrzymujemy stąd następujące postaci rozwiązań:

a) warstwa płaska, przypadek dwóch WOT (por. (2.6))

$$\Theta(x) = \Theta_d^* \frac{x_g - x}{l} + \Theta_g^* \frac{x - x_d}{l}, \quad x \in (a, b);$$

b) warstwa płaska, przypadek WOT i WOS (por. (2.16))

$$\Theta(x) = \Theta_d^* + (x - x_d) q_g^*, \quad x \in (a, b);$$

c) warstwa kulista, przypadek dwóch WOT (por. (4.4))

$$\Theta(r) = \Theta_d^* \frac{r_d(r_g - r)}{r(r_g - r_d)} + \Theta_g^* \frac{r_g(r - r_d)}{r(r_g - r_d)}, \quad r \in (a, b);$$

d) warstwa kulista, przypadek WOT i WOS (por. (4.5))

$$\Theta(r) = \Theta_d^* + q_g^* \frac{r_g^2(r - r_d)}{r \cdot r_d}, \quad r \in (a, b);$$

e) warstwa walcowa, przypadek dwóch WOT (por. (6.3))

$$\Theta(r) = \Theta_d^* \frac{\ln(r/r_g)}{\ln(r_d/r_g)} + \Theta_g^* \frac{\ln(r_d/r)}{\ln(r_d/r_g)}, \quad r \in (a, b):$$

f) warstwa walcowa, przypadek WOT i WOS (por. (6.6))

$$\Theta(r) = \Theta_d^* + q_g^* r_g \ln \frac{r}{r_d}, \quad r \in (a, b).$$

8. Przykłady liczbowe

W celu zilustrowania możliwości wykorzystania wzorów przedstawionych w pracy, dokonano obliczeń numerycznych, dotyczących identyfikacji temperatury brzegów i wnętrza warstwy płaskiej na podstawie wzorów (2.6) i (2.16). Dla obu przypadków w pierwszym etapie wyznaczono numerycznie rozwiązania pewnych zagadnień początkowo-brzegowych (prostych). Wyniki obliczeń, dotyczące punktów wewnętrznych warstwy, zostały następnie wykorzystane do dalszych obliczeń jako WOT, przy czym w celu sprawdzenia efektywności wzorów (2.6) i (2.16) wprowadzono je do dalszych obliczeń bądź w postaci bezpośrednio otrzymanej z rozwiązania zagadnienia prostego („dane dokładne”), bądź w postaci obciążonej celowo wprowadzonymi błędami („dane zafałszowane”).

8.1. Obliczenia wykorzystujące wzór (2.6). Zagadnienie proste rozwiązano w oparciu o następujące dane bezwymiarowe: $a = 0$, $b = 1$, $T_z(a, t) = 2$, $T_z(b, t) = 10 - 10t$, $t \in (0, 1)$. Bezwymiarowe współczynniki wymiany ciepła (liczby Biota) miały postać:

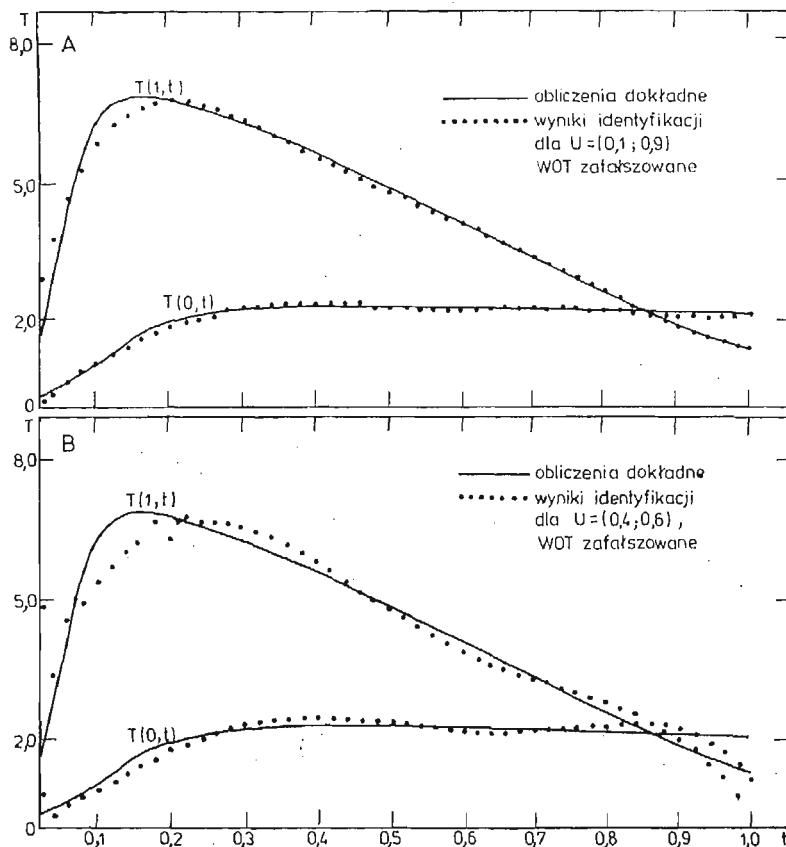
$$\alpha_k^a \equiv Bi_k(0) = 1 + 2 [\Theta_{k-1}(a)]^2, \quad \alpha_k^b \equiv Bi_k(1) = 1 + \Theta_{k-1}(b).$$

Warunki początkowe przyjęto zerowe.

Tablica 1. Niektóre dokładne i zafałszowane WOT wykorzystane w obliczeniach, prowadzonych z bezwymiarowym krokiem czasowym równym 0.02

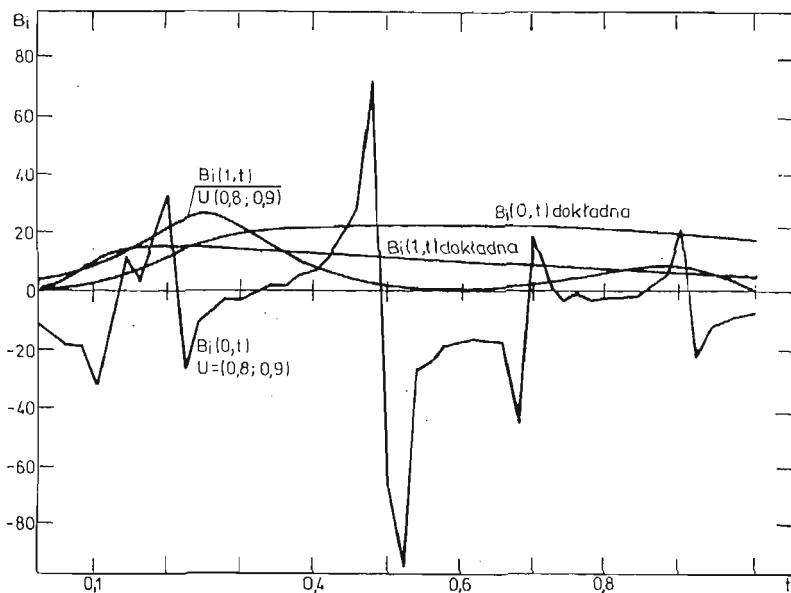
t	$T(0.1, t)$		$T(0.2, t)$		$T(0.8, t)$		$T(0.9, t)$	
	dokł.	zafałsz.	dokł.	zafałsz.	dokł.	zafałsz.	dokł.	zafałsz.
0.02	0.1437	0.1069	0.0742	0.1182	0.3128	0.8294	0.6329	1.2425
0.04	0.2760	0.2577	0.1777	0.2669	0.9418	1.5657	1.6802	2.2887
0.06	0.4162	0.4394	0.3096	0.4391	1.7650	2.2157	2.8752	3.1607
0.08	0.5831	0.6407	0.4792	0.6284	2.6028	2.7857	3.9284	3.8788
0.10	0.7855	0.8523	0.6905	0.8291	3.3274	3.2817	4.7081	4.4615
0.14	1.2691	1.2765	1.2079	1.2449	4.3227	4.0743	5.5593	5.2874
0.18	1.7229	1.6666	1.7340	1.6527	4.8522	4.6364	5.8630	5.7562
0.22	2.0527	1.9961	2.1587	2.0274	5.1111	5.0063	5.9207	5.9641
0.30	2.4230	2.4365	2.6747	2.6144	5.2372	5.3027	5.7663	5.8879
0.50	2.6107	2.6003	2.9345	3.0043	4.6240	4.6277	4.7931	4.7290
0.70	2.4584	2.4638	2.6863	2.6179	3.4590	3.4281	3.4195	3.4560
0.90	2.2203	2.2009	2.3170	2.3885	2.2722	2.3056	2.1019	2.0682
0.98	2.1209	2.1194	2.1666	2.1365	1.8392	1.8176	1.6315	1.6405
1.00	2.0963	2.1399	2.1297	2.0154	1.7367	1.6841	1.5210	1.5727

Rozwiązując zagadnienie odwrotne wyznaczono nie tylko rozkład temperatur w przedziale $[0, 1]$, lecz także odtworzono liczby Biota na obu brzegach warstwy ($Bi(0)$ i $Bi(1)$). Obliczeń dokonano dla następujących baz: $(0.1, 0.9)$, $(0.4, 0.6)$, $(0.8, 0.9)$, $(0.1, 0.2)$, przy czym brano do obliczeń WOT dokładne i WOT zafałszowane. Niektóre dokładne i zafałszowane WOT przedstawiono w tabelicy 1.

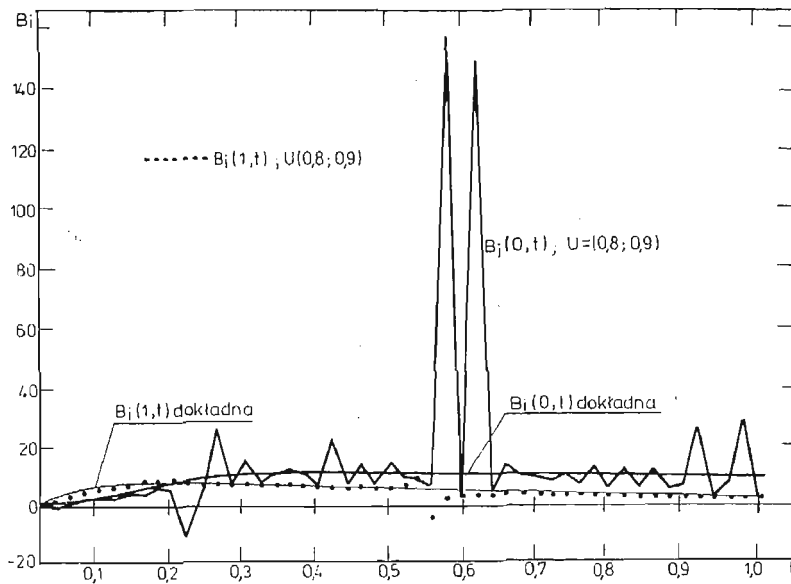


Rys. 1. Temperatury brzegów $x = 0$ $x = 1$ warstwy, zidentyfikowane na podstawie różnych par WOT

Z obliczeń dotyczących temperatur brzegów warstwy wynika, że lepiej zidentyfikowana jest temperatura na tym brzegu, który jest bliżej bazy. Ponieważ parametr P był równy 7.071 (co odpowiada stałemu bezwymiarowemu krokowi czasowemu równemu 0.02), więc $u_+^L = u_+^R = 0.717$ oraz $u_+ = 0.559$ (por. (2.13) i (2.14)). Tylko długość bazy $(0.1, 0.9)$ jest większa od u_+ — i dla tej bazy otrzymano najlepsze wyniki (por. rys. 1a). W przypadku pozostałych baz długość ich była mniejsza od u_+ , co natychmiast odbiło się na wynikach. Jednakże w punkcie brzegowym bliższym bazie otrzymywano zawsze wyniki lepsze niż w punkcie brzegowym bardziej od bazy oddalonym. Jest to zrozumiałe, gdyż w stosunku do punktu brzegowego bliższego bazie można bazę rozpatrywać w odniesieniu do odcinka od dalszego punktu bazy do rozważanego punktu brzegowego (np. dla punktu $x = 0$ baza $(0.1, 0.2)$ może być rozpatrywana względem odcinka $(0, 0.2)$ — i wtedy jej bezwymia-



Rys. 2. Wartości liczb Biota na brzegach $x = 0$ i $x = 1$ warstwy, zidentyfikowane na podstawie WOT w punktach $x^* = 0.8$ i $x^* = 0.9$. WOT dokładne



Rys. 3. Wartości liczb Biota na brzegach $x = 0$ i $x = 1$ warstwy, zidentyfikowane na podstawie WOT w punktach $x^* = 0.8$ i $x^* = 0.9$. WOT zafalszowane

rowa długość wynosi 0.5). W przypadku, gdy dane dotyczące WOT są niedokładne, a punkt brzegowy odległy od bazy, obserwujemy oscylacje temperatury wokół wartości dokładnych, przy czym są one tym większe, im większy jest błąd danych. We wszystkich rozważanych przykładach oscylacje te wygaszały, gdyż błędy WOT układały się w sekwencje o takich samych znakach (por. tablica 1), co powodowało również stałoznakowe błędy obliczeń w podprzedziałach czasu (por. rys. 1b).

Obliczenia dotyczące liczb Biota wskazują na ich znacznie większą wrażliwość na niedokładność danych. Wynika to stąd, że pochodna temperatury po zmiennej przestrzennej może wykazywać znaczne odchylenie od wartości dokładnych nawet wtedy, gdy temperatury brzegu zidentyfikowane są stosunkowo dokładnie. Ponadto na błąd w identyfikacji liczb Biota ma istotny wpływ różnica temperatury otoczenia i temperatury brzegu (por. 2.7)), szczególnie wtedy, gdy jest ona mała. Wyniki identyfikacji liczb Biota na brzegach warstwy przedstawiono na rys. 2 i 3.

Z powyższych rozważań wynika konkluzja, iż liczba Biota jest znacznie trudniejsza do zidentyfikowania metodą przedstawioną w pracy, niż temperatura brzegu, szczególnie wtedy, gdy jest ona (tzn. liczba Biota) funkcją temperatury.

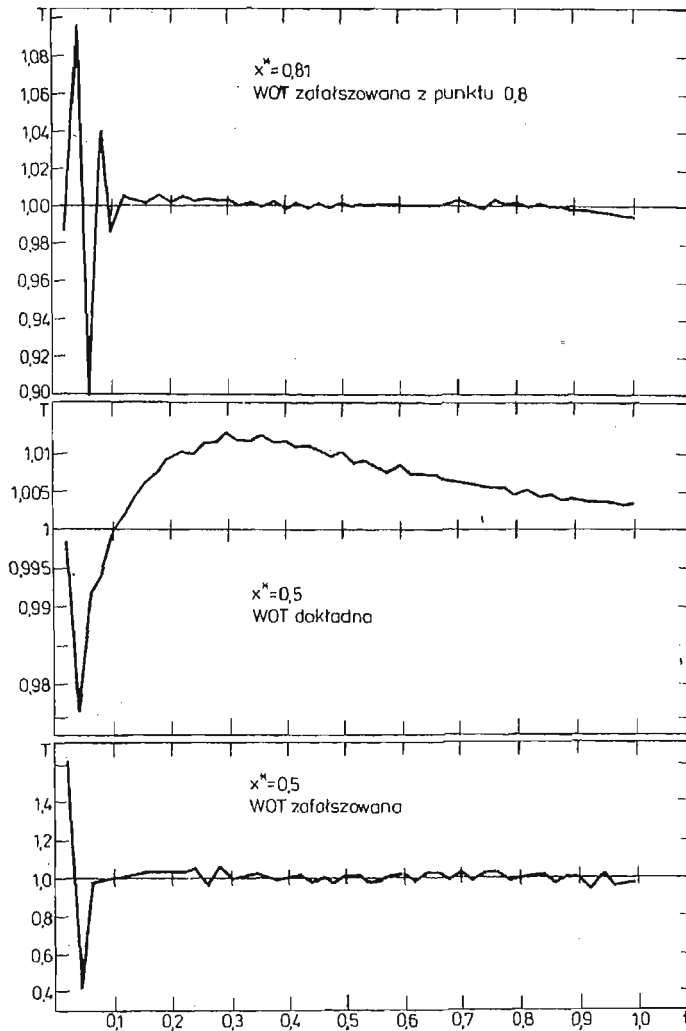
Obliczeń dokonywano głównie przy bezwymiarowym kroku czasowym równym 0.02, oraz przy podziale przedziału $(0,1)$ na 25 części (podział ten był niezbędny do obliczania całek). Obliczenia dokonywane z bardziej gęstym podziałem (na 55 części) jak i z podziałem nieco rzadszym (na 15 części) dały wyniki nieznacznie różniące się od przedstawionych na rysunkach. Natomiast obliczenia dokonywane z krokiem czasowym równym 0.04 i 0.08 dały wyniki, które w początkowej fazie obliczeń były zaniżone w stosunku do wyników otrzymanych przy kroku równym 0.02, lecz w toku obliczeń różnice te zacieśniały się.

8.2. Obliczenia wykorzystujące wzór (2.16). Zagadnienie proste rozwiązano w oparciu o następujące dane bezwymiarowe: $a = 0$, $b = 1$, $T_b(a, t) = 2$, $q_b(b, t) = 0$, $t \in (0, 1)$. Warunki początkowe przyjęto zerowe.

Rozwiązując zagadnienie odwrotne wyznaczono tylko rozkład temperatury w przedziale $(0, 1)$. WOS przyjmowano przy tym zawsze w punkcie $x = 1$; było to więc właściwie zagadnienie odwrotne z jedną wewnętrzną odpowiedzią. Obliczeń dokonano dla następujących baz: $(0.3, 1)$, $(0.5, 1)$, $(0.8, 1)$. Rozważono przy tym przypadki, gdy WOT była dokładna, gdy była zafałszowana i gdy błędnie zmierzona była odległość od x^* do brzegu warstwy. Wyniki obliczeń, prowadzonych z bezwymiarowym krokiem czasowym równym 0.02 przedstawiono na rys. 4. Na rysunku tym pokazano zmiany w czasie temperatury zidentyfikowanej w punkcie $x = 0$ na podstawie WOT z punktu $x^* = 0.5$ oraz z punktu $x^* = 0.8$, przy czym ta ostatnia została wykorzystana do obliczeń jako WOT w punkcie $x^* = 0.81$. W dwóch przypadkach WOT były zafałszowane, m.in. taka była WOT w punkcie $x^* = 0.81$.

Tutaj również $P = 7.071$, skąd $u_+^R = 0.717$. Jedyne bazy pierwsze ma długość bliską tej wartości. Wyniki otrzymane dla tej bazy były obciążone błędem mniejszym niż 1%. W przypadku pozostałych baz wyniki posiadały podobne cechy jak rezultaty przedstawione w części 8.1 pracy.

Z otrzymanych rezultatów wynika, że gdy dana jest jedna WOT, to jeśli błąd pomiaru WOT i błąd pomiaru odległości od punktu x^* do brzegu są rzędu kilku procent w stosunku



Rys. 4. Temperatura brzegu $x = 0$ zidentyfikowana na podstawie WOT w punkcie $x^* = 0.5$ (WOT dokładne i zafalszowane) oraz w punkcie $x^* = 0.81$ (WOT zafalszowana z punktu $x^* = 0.8$)

do danych dokładnych, to błąd otrzymanych rezultatów nie przekracza 10% nawet w przypadku, gdy długość bazy jest rzędu $1/3$ grubości warstwy.

9. Uwagi końcowe

Wykorzystanie wzorów (1.9) i (1.10) do rozwiązywania jednowymiarowych zagadnień odwrotnych w warstwie płaskiej, walcowej i kulistej dało w rezultacie wzory rekurencyjne na wartości temperatur w rozważanej warstwie w kolejnych chwilach czasu. Przedyskutowanie wpływu błędów WOT na błąd obliczonej temperatury brzegu oraz dokonanie

obliczeń dla bezwymiarowych danych czasowych i przestrzennych pozwoliło ustalić pewne relacje pomiędzy krokiem czasowym i długością bazy, na podstawie których można dokonywać wstępnych ocen błędu obliczeń przy znanej dokładności urządzeń mierzących WOT. Analiza przytoczona w części 2.1 pracy, w powiązaniu z faktem, że znak współczynnika przy $\varepsilon_{d, k-1}^*$ jest przeciwny do znaku współczynnika przy ε_{dk}^* (por. (2.11)) prowadzi do wniosku, że oscylujący wokół rozwiązania ścisłego błąd danych spowoduje oscylację rozwiązania zagadnienia odwrotnego, przy czym jeśli długość bazy U będzie mniejsza od u_+ , mogą to być oscylacje o rosnącej amplitudzie. Wynika z tego wniosek, że przy opisie danych dotyczących WOT przy pomocy funkcji ciągłej niekorzystne jest stosowanie splajnów bądź takich funkcji, które w chwilach czasu t_k osiągają wartości równe zmierzonym (danym). Lepiej jest dobierać takie funkcje opisujące WOT, które będą najlepiej „wpasowane” w układ punktów otrzymanych z pomiarów i jednocześnie nie będą miały charakteru funkcji oscylującej. Do opisu WOT można użyć np. kombinacji funkcji wykładniczych, [7].

Dla jednowymiarowych ustalonych zagadnień odwrotnych otrzymano przy okazji wzory, opisujące rozkład temperatury w warstwie płaskiej, walcowej i kulistej przy znanych WOT i WOS.

Przykłady liczbowe dały dobre lub zadawalające wyniki nawet w tych przypadkach, gdy wstępna ocena wpływu błędów danych na rezultaty końcowe wypadła dla tych ostatnich niekorzystnie. Jak z tego wynika, procedurę cechuje duża stabilność numeryczna. Jednocześnie czas realizacji obliczeń na minikomputerze SM-1 był stosunkowo krótki i przy podziale przedziału a, b na 25 części (niezbędnym do obliczania całek) był równy ok. 2 sekundy na jeden krok czasowy.

Literatura

1. K. GRYSA, *Stowarzyszone równania całkowe dla równania Helmholtza i ich zastosowania do rozwiązywania zagadnień odwrotnych przewodnictwa cieplnego*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, s. Mechanika, 1986 (w druku).
2. G. A. KORN, T. M. KORN, *Matematyka dla pracowników naukowych i inżynierów*, cz. 1, PWN, Warszawa, 1983.
3. H. KAMIŃSKI, K. GRYSA, *O wyznaczeniu przybliżonej temperatury brzegu warstwy płaskiej przy pomocy współczynników wzmocnienia wewnętrznych odpowiedzi*, Sympozjon „Modelowanie w Mechanice”, Materiały, Beskid Śląski, 1985.
4. I. S. GRADŠTEIN, I. M. RYŻYK, *Tablice integralov, summ, rjadov i proizvedenii*, Nauka, Moskwa, 1971.
5. W. A. DITKIN, A. P. PRUDNIKOW, *Przekształcenia całkowe i rachunek operatorowy*, PWN, Warszawa, 1964.
6. N. W. MCLACHLAN, *Funkcje Bessela dla inżynierów*, PWN, Warszawa, 1964.
7. H. KAMIŃSKI, *Wyznaczanie stałych materiałowych w procesach wymiany ciepła i masy*. Praca doktorska, Politechnika Poznańska, Poznań, 1984.
8. K. GRYSA, M. J. CIAŁKOWSKI, *Zagadnienia odwrotne pól temperatur — przegląd literatury*, Mech. Teoret. Stos., 18, 4, 1980.
9. K. KURPISZ, *Wyznaczanie pola temperatury w ciałach stałych na podstawie obserwacji temperatury lub gęstości strumienia ciepła w wybranych punktach ciała*, Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, s. Energetyka, 84, Gliwice, 1984.
10. L. A. KOZDOBA, P. G. KRUKOWSKIJ, *Metody rešenija obratnych zadač teploperenosy*, Kiev, Naukova Dumka, 1982.

Резюме

О ПРИБЛИЖЕННЫХ РЕШЕНИЯХ ОДНОМЕРНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

В статье представлены приближенные решения обратных задач для плоского, цилиндрического и сферического слоев. Эти решения имеют вид рекуррентных формул. Рассмотрено влияние погрешности внутренних характеристик температуры на погрешность аналитических расчетов касающихся температуры. На основе выведенных формул произведены численные вычисления для нескольких наборов внутренних характеристик. Эти вычисления проявляют хорошую численную стабильность, даже в случае неточных внутренних характеристик.

Summary

ON APPROXIMATE SOLUTION OF ONE-DIMENSIONAL INVERSE HEAT CONDUCTION
PROBLEMS

Approximate solutions of inverse problems have been determined for a flat layer and a spherical and cylindrical thick shell. They have been formulated in the form of recurrent formulae. The influence of an inaccuracy of internal responses on an error of the derived temperature field has been discussed. The obtained formulae have served as the basis for numerical calculations. Remarkable stability of the calculations has been observed even in the case when the internal responses were inaccurate.

Praca została złożona w Redakcji dnia 23 maja 1984 roku.

WPLYW CYKLICZNYCH ZMIAN TEMPERATURY W ZAKRESIE 293K-77K NA WŁASNOŚCI WYTRZYMAŁOŚCIOWE POŁĄCZEŃ SPAWANYCH MIEDZI MOB I STALI 1H18N9T

WIESŁAW OŚWIĘCIMSKI
BOGUMIŁA KUŹNICKA
JAN SZPIL

*Instytut Mater. i Mech Techn.
Politechniki Wrocławskiej*

Wykaz oznaczeń

$\sigma_T^I, \sigma_T^{II}, \sigma_T^{III}, \sigma_T^R$	— chwilowe wartości zmiennych naprężeń cieplnych odpowiednio pierwszego, drugiego i trzeciego rodzaju oraz wywołanych reakcjami więzów,
σ_{max}	— maksymalna wartość naprężeń pochodzących od zmiennej siły rozciągającej,
N_T	— liczba cykli zmian temperatury w przypadku czystego zmęczenia cieplnego,
N_{TM}	— liczba cykli zmian temperatury w przypadku zmęczenia cieplno-mechanicznego,
T	— temperatura,
t_T, t_{TM}	— czas trwania 1 cyklu zmęczenia cieplnego i cieplno-mechanicznego,
α_{sp}	— współczynnik osłabienia spoiną (równy ilorazowi R_m próbek spawanych i R_m materiału rodzimego).

1. Zagadnienie niskotemperaturowego zmęczenia cieplnego

Zmęczeniem cieplnym niskotemperaturowym nazywane jest zjawisko powstawania i rozwoju uszkodzeń w materiale wskutek cyklicznych zmian temperatury w zakresie temperatur niższych od temperatury otoczenia. Liczba badań poświęconych temu zjawisku jest bardzo mała, zwłaszcza w porównaniu z liczbą badań (o szerokim zakresie) dotyczących zmęczenia cieplnego w temperaturach wyższych od temperatury otoczenia. Związane jest to prawdopodobnie z faktem, że proces powstawania i rozwoju pęknięć wskutek cyklicznych zmian temperatury przebiega intensywniej i jest bardziej niebez-

pieczny w wysokich niż w niskich temperaturach. Wiadomo jest jednak, że w elementach cyklicznie ochłodzonych do niskich temperatur powstają i rozwijają się mikropęknięcia, które mogą spowodować złom, szczególnie w przypadku, gdy elementy te przenoszą dodatkowo obciążenia zewnętrzne. Dlatego też pilną potrzebą stało się poznanie przebiegu niskotemperaturowego zmęczenia cieplnego.

Dotychczasowe badania tego zjawiska zostały zrealizowane w mocno zróżnicowanych warunkach. W większości prac brak jest informacji dotyczących rodzaju naprężeń cieplnych powstających w próbkach w zależności od struktury materiału, wymiarów próbek, sposobu ich mocowania itp. Utrudnia to korzystanie z ich rezultatów.

Jeśli przyjąć kryterium rodzaju naprężeń cieplnych powstających w próbce lub elemencie wskutek cyklicznych zmian temperatury, można wyodrębnić trzy przypadki niskotemperaturowego zmęczenia cieplnego, mianowicie gdy:

1. Zmiany temperatury wywołują w próbce mikroskopowe naprężenia cieplne II i III rodzaju ($\vec{\sigma}_T = \vec{\sigma}_T^{II} + \vec{\sigma}_T^{III}$),

2. Na naprężenia mikroskopowe nakładają się dodatkowo makroskopowe naprężenia cieplne I rodzaju ($\vec{\sigma}_T = \vec{\sigma}_T^{II} + \vec{\sigma}_T^{III} + \vec{\sigma}_T^I$),

3. Stan naprężeń cieplnych w próbce jest sumą stanu naprężeń z przypadku pierwszego lub drugiego i stanu naprężeń wywołanego reakcjami więzów ($\vec{\sigma}_T = \vec{\sigma}_T^{II} + \vec{\sigma}_T^{III} + \vec{\sigma}_T^I$ lub $\vec{\sigma}_T = \vec{\sigma}_T^{II} + \vec{\sigma}_T^{III} + \vec{\sigma}_T^I + \vec{\sigma}_T^A$).

Pierwszy przypadek dotyczy próbek lub elementów maszyn o bardzo małych przekrojach (folie, blachy, druty), wykonanych z materiałów o dużej przewodności cieplnej, w których wyrównanie temperatury w całej objętości następuje bardzo szybko. Cykliczne zmiany temperatury powodują, w tych warunkach, nierównomierne odkształcenie poszczególnych kryształów lub faz materiału wskutek anizotropii ich współczynnika rozszerzalności cieplnej. Powstające wówczas w próbce naprężenia cieplne II i III rodzaju zmieniają się współfazowo z temperaturą. Rozwój uszkodzeń w materiale spowodowany tymi naprężeniami jest nazywany umownie „czystym” zmęczeniem cieplnym [1].

Badaniom czystego zmęczenia cieplnego są poświęcone prace [1-6]. Uszkodzenie materiału, powstałe wskutek cyklicznych zmian temperatury, oceniano mierząc najczęściej zmiany własności mechanicznych ($R_m, R_{0,2}, A, Z$, twardość) [1-4], uzupełniając je badaniami metalograficznymi i rentgenograficznymi. Przebieg zmęczenia cieplnego podlegał obserwacjom na podstawie zmian własności fizycznych materiałów: gęstości [1-4] i rezystancji [5, 6]. Zmiany własności mechanicznych materiałów wyznaczano przeprowadzając po określonej liczbie cykli zmian temperatury statyczną próbę rozciągania w temperaturze otoczenia lub w minimalnej oraz maksymalnej temperaturze cyklu zmęczeniowego. Badane materiały to technicznie czyste metale: miedź, cynk, aluminium, kadm i tytan.

Autorzy prac [1, 2] poddając próbki z aluminium, miedzi i cynku działaniu cykli termicznych w zakresie $297K \rightleftharpoons 77K$ stwierdzili w przypadku każdego z tych metali, że ze wzrostem liczby cykli następuje obniżenie ich wytrzymałości i plastyczności. Spadek własności mechanicznych drutu miedzianego był tym większy im większy był stopień jego wstępnego odkształcenia plastycznego [1]. Podobnej prawidłowości nie zaobserwowano w przypadku płaskich próbek z miedzi a także z aluminium i cynku, które były

poddawane działaniu cykli termicznych po wstępnym odkształceniu plastycznym próbek o różnych wartościach [2]. Stwierdzony spadek własności mechanicznych, mierzonych w temperaturze maksymalnej cyklu, był na ogół większy od spadku własności mierzonych w minimalnej temperaturze cyklu. Według danych w pracy [2], po 720 cyklach zmian temperatury, wytrzymałość R_m aluminium, cynku i miedzi zmniejszyła się o około 20%, natomiast wydłużenie A — o 22% dla aluminium, 12% dla miedzi i 50% dla cynku (w przypadku próbek zrekrytalizowanych i pomiarów w temperaturze 297K).

Znaczniejsze zmiany własności mechanicznych wykazał cynk (w stanie zrekrytalizowanym) poddawany działaniu cykli temperatury w zakresie 318K \rightleftharpoons 77K [3]. Po 300 cyklach zmian temperatury jego granica wytrzymałości R_m , określona w temperaturze 297K, stanowiła 50% granicy wytrzymałości bez zmęczenia cieplnego, wydłużenie natomiast zmalało do 20% swojej początkowej wartości.

Inny charakter zmian własności mechanicznych, spowodowany zmęczeniem cieplnym w zakresie temperatur 373K \rightleftharpoons 77K, stwierdzono dla technicznie czystego α — tytanu [4]. Materiał ten po 1000 cyklach termicznych wykazał wzrost R_m i R_e o 10 - 15% przy jednoczesnym wzroście własności plastycznych — wydłużenia i przewężenia.

Drugi przypadek zmęczenia cieplnego dotyczy próbek czy elementów o dużych przekrojach lub wykonanych z materiałów o małej przewodności cieplnej, w których powstaje, w czasie nagrzewania lub chłodzenia, znaczny gradient temperatury. W takich elementach (próbkach) a także w konstrukcjach spawanych złożonych z elementów o różnych współczynnikach rozszerzalności cieplnej, zmiany temperatury powodują, oprócz nierównomiernego odkształcenia poszczególnych ziarn (faz) materiału, nierównomierne odkształcenie poszczególnych warstw przekroju lub różnych części konstrukcji. Ten niejednorodny stan odkształcenia jest wówczas przyczyną powstawania zmiennych naprężeń cieplnych mikroskopowych (II i III rodzaju) oraz sumujących się z nimi naprężeń makroskopowych I rodzaju, które zmieniają się synchronicznie z temperaturą.

W literaturze brak jest danych dotyczących rezultatów badań tego przypadku zmęczenia cieplnego. W pracy [7] dokonano jedynie oceny wielkości naprężeń cieplnych, powstających w złączach spawanych rur, wykonanych z różnych gatunków stali nierdzewnych oraz inwaru (stopu o niskim współczynniku rozszerzalności cieplnej) ochłodzonych cyklicznie do temperatury 4K.

Trzeci przypadek zmęczenia cieplnego występuje wtedy, gdy na próbki lub elementy — określone w pierwszym i drugim przypadku zmęczenia cieplnego — są nałożone więzy uniemożliwiające swobodną zmianę ich wymiarów podczas nagrzewania lub chłodzenia. Powstające wówczas w materiale naprężenia są sumą naprężeń pochodzących od reakcji więzów oraz naprężeń mikroskopowych II i III rodzaju (z przypadku pierwszego) lub naprężeń mikro i makroskopowych I rodzaju (z przypadku drugiego). W literaturze nie znaleziono przykładów badań tego przypadku zmęczenia cieplnego.

Oprócz omówionych powyżej przypadków zmęczenia cieplnego należy wyodrębnić często występujący przypadek jednoczesnego działania na elementy konstrukcji zmiennej temperatury i zewnętrznego obciążenia. Zjawisko powstawania i rozwoju uszkodzeń w materiale wskutek zmian temperatury i zewnętrznego obciążenia nazwać można zmęczeniem cieplno-mechanicznym. W warunkach zmęczenia cieplno-mechanicznego naprężenia cieplne, wynikające ze zmian temperatury, sumują się z naprężeniami pochodzą-

cymi od sił zewnętrznych, które mogą być stałe lub zmienne (zmęczenie mechaniczne). W ogólnym przypadku naprężenia zmęczeniowe mogą zmieniać się niesynchronicznie ze zmianami temperatury.

W dostępnej literaturze nie znaleziono prac poświęconych badaniom zmęczenia cieplno-mechanicznego materiałów spowodowanego działaniem cyklicznie zmieniającej się temperatury i zmiennego obciążenia zewnętrznego. Badania nad zmęczeniem cieplno-mechanicznym zrealizowano jedynie w warunkach cyklicznego chłodzenia próbek, zwykle o dużych przekrojach oraz z ograniczoną możliwością swobodnego odkształcania się pod wpływem temperatury (trzeci przypadek zmęczenia cieplnego), obciążonych stałą siłą rozciągającą [8 - 11]. Badane materiały, to stopy mające zastosowanie w budowie urządzeń kriotechnicznych: stale austenityczne oraz stopy typu inwar.

W pracy [8] stwierdzono, że w przypadku gdy naprężenia stałe od zewnętrznej siły rozciągającej nie przewyższają granicy plastyczności, stal H18N10T nie wykazuje istotnych zmian wartości R_m do 50 cykli zmian temperatury (w zakresie $300\text{K} \rightleftharpoons 77\text{K}$ i $300\text{K} \rightleftharpoons 4,2\text{K}$) przy małym ($\sim 10\%$) obniżeniu wartości $R_{0,2}$. Ta sama natomiast liczba cykli termicznych (w zakresie $300\text{K} \rightleftharpoons 77\text{K}$) powoduje znaczny wzrost ($\sim 100\%$) wartości $R_{0,2}$ stali 000H18NB przy nieznacznym ($\sim 6\%$) obniżeniu wartości R_m . Autor pracy [8] tłumaczy ten anomalny wzrost granicy plastyczności intensywnym powstawaniem martenzytu w tej stali, wskutek czego nastąpił wzrost tej mikrotworzości o około 30%. W przypadku, gdy wartości naprężeń od zewnętrznej siły rozciągającej przewyższają wartość granicy plastyczności, autorzy prac [9, 10] stwierdzili, że próbki z karbem ze stali chromoniklowych ulegają złomowi po nie przekraczającej 1000 liczbie cykli zmian temperatury. Na podstawie przebiegu zmian odkształcenia plastycznego, mierzonych w dniu karbu, autorzy prac [9, 10] stwierdzili również, że w stalach chromoniklowych zmęczenie cieplne przebiega w trzech etapach (przez analogię do niskocyklowego zmęczenia mechanicznego): cyklicznego umacniania się, stabilizacji i osłabienia. W momencie złomu, wartość skumulowanego odkształcenia plastycznego tych stali odpowiada odkształceniu w przypadku statycznego zerwania próbki.

W pracy [11] zasygnalizowano badania połączeń spawanych przewodów rurowych ze stali H18N10T oraz inwaru 39N, obciążonych statyczną siłą rozciągającą (wywołującą naprężenia niższe od granicy plastyczności) i poddanych działaniu zmiennej temperatury (w zakresie $297\text{K} \rightleftharpoons 77\text{K}$). Badania te miały charakter eksploatacyjny, gdyż oceny stopnia rozwoju uszkodzeń zmęczeniowych dokonywano w nich jedynie przez sprawdzenie szczelności złączy spawanych, po określonej liczbie cykli temperatury. Na bazie 10^3 cykli, autorzy pracy nie zaobserwowali jeszcze pojawienia się pęknięć w złączach obydwu materiałów.

Podsumowując powyższy przegląd wyników badań niskotemperaturowego zmęczenia cieplnego można stwierdzić, że:

1. Poddanie próbek z technicznie czystych metali działaniu cykli termicznych, w zakresie niskich temperatur, powoduje zmianę ich własności mechanicznych. O charakterze tych zmian decyduje typ i parametry sieci danego metalu. Własności wytrzymałościowe i plastyczne Cu, Zu i Al obniżają się w miarę wzrostu liczby cykli termicznych, natomiast w przypadku α — Ti własności te rosną. Efekt zmniejszenia własności mechanicznych

Cu, Zu i Al wskutek zmęczenia cieplnego zależy od stopnia odkształcenia tych metali w stanie wyjściowym.

2. Cykliczne zmiany temperatury próbek ze stali austenitycznych obciążonych statycznie powodują niewielkie zmiany ich własności wytrzymałościowych w przypadku, gdy zewnętrzne obciążenie nie przewyższa granicy plastyczności a zmiany temperatury nie wywołują w tych stalach przemian fazowych. Przy dużych obciążeniach zewnętrznych (powyżej granicy plastyczności) zmiany temperatury mogą spowodować złom próbek z tych stali przy stosunkowo małej liczbie cykli.

Mała liczba prac poświęconych niektórym tylko (jak wynika z dokonanego przeglądu) przypadkom, wskazuje na to, że badania niskotemperaturowego zmęczenia cieplnego zaledwie zapoczątkowano. Zauważalny jest też brak danych dotyczących niskotemperaturowego zmęczenia cieplnego złączy spawanych materiałów konstrukcyjnych stosowanych w budowie urządzeń kriotechnicznych.

2. Program badań własnych

Celem pracy było zbadanie, jaki wpływ wywierają cykliczne zmiany temperatury w zakresie $293\text{K} \approx 77\text{K}$ na własności wytrzymałościowe próbek połączeń spawanych wybranych materiałów konstrukcyjnych, stosowanych w budowie urządzeń kriotechnicznych (np. kriostaty, zbiorniki na ciekłe gazy itp.). Urządzenia tego rodzaju i ich elementy są narażone podczas eksploatacji na tego typu oddziaływania termiczne, wywołujące zmianę odkształcenia ich elementów synchroniczną ze zmianami temperatury. W rzeczywistości stan odkształcenia (naprężenia) powstający w konstrukcji jest najczęściej bardzo złożony. W ogólnym przypadku stan ten jest, jak już wspomniano, superpozycją zmiennego stanu odkształcenia wywołanego tylko cyklicznymi zmianami temperatury (zmęczenie cieplne) oraz stanu odkształcenia wywołanego oddziaływaniem zewnętrznego statycznego lub dynamicznego obciążenia (wytrzymałość statyczna, zmęczenie mechaniczne).

W pracy podjęto próbę oddzielnego zbadania przypadku zmęczenia cieplnego zbliżonego do tzw. czystego zmęczenia cieplnego oraz przypadku zmęczenia cieplno-mechanicznego, w którym rozwój uszkodzeń spowodowany zmianami temperatury jest intensyfikowany działaniem zmiennej (synchronicznej ze zmianami temperatury) zewnętrznej siły rozciągającej. Do badań przyjęto próbki złączy spawanych — ze względu na fakt powszechnego stosowania połączeń spawanych w budowie urządzeń kriotechnicznych oraz brak danych o wpływie cykli niskotemperaturowych na własności wytrzymałościowe tych połączeń.

Szczegółowy program badań był następujący:

1. Wyznaczenie własności wytrzymałościowych przy statycznym rozciąganiu materiałów rodzimych i ich połączeń spawanych w ekstremalnych temperaturach cyklu zmęczenia 293K i 77K.

2. Przeprowadzenie prób czystego zmęczenia cieplnego próbek połączeń spawanych do liczby cykli zmian temperatury $N_T = 100, 500$ i 1000 oraz wyznaczenie po tychże liczbach cykli wytrzymałości na rozciąganie próbek w temperaturze 297K i 77K.

3. Przeprowadzenie prób zmęczenia cieplno-mechanicznego próbek połączeń spawanych do liczby cykli zmian temperatury $N_{TM} = 100$ i wyznaczenie po tej liczbie cykli, wytrzymałości na rozciąganie próbek w temperaturze 297K i 77K.

Analiza wyników przeprowadzonych badań miała umożliwić ocenę wpływu stosowanych liczb cykli N_T i N_{TM} na wytrzymałość próbek złączy spawanych oraz ewentualnego udziału czystego zmęczenia cieplnego w zmęczeniu cieplno-mechanicznym.

3. Materiały, próbki

Do badań wybrano stal kwasoodporną 1H18N9T oraz miedź beztlenową MOB w postaci cienkich blach, jako materiały stosowane w kriotechnice. Skład chemiczny tych materiałów podano w tabeli 1. Własności mechaniczne materiałów rodzimych, wyznaczone w statycznej próbie rozciągania w temperaturach 293K i 77K, zestawiono w tabeli 2.

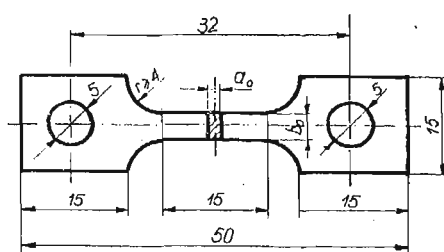
Do badań statycznych i do prób zmęczenia cieplnego wybrano jeden rodzaj próbki, co stwarzało możliwość porównywania wyników statycznej próby rozciągania badanych materiałów przed i po próbach zmęczenia cieplnego. Kształt i wymiary próbki przedstawiono na rys. 1. Tego rodzaju próbka, charakteryzująca się małymi wymiarami przekroju

Tabela 1. Skład chemiczny badanych materiałów

Lp.	Materiał	C	Mn	Si	Cr	Ni	Ti	P	S	Cu
		zawartość pierwiastków w %								
1	miedź MOB	—	—	—	—	—	—	—	—	99,96
2	stal 1H18N9T	0,03	1,90	0,50	17,10	8,92	0,16	0,020	0,040	—

Tabela 2. Podstawowe własności wytrzymałościowe i plastyczne badanych materiałów w stanie wyjściowym (wartości średnie)

Lp.	Materiał	Temperatura próby	$R_{0,2}$	R_m	A_5	E
		K	MPa	MPa	%	MPa
1	Miedź MOB	293	101	210	44	$1,20 \cdot 10^5$
2		77	123	318	56	$1,23 \cdot 10^5$
3	Złącze spawane z miedzi MOB	293	—	200	—	—
4		77	—	306	—	—
5	Stal 1H18N9T	293	220	632	61	$1,93 \cdot 10^5$
6		77	275	1536	35	$2,05 \cdot 10^5$
7	Złącze spawane ze stali 1H18N9T	293	—	607	—	—
8		77	—	1412	—	—



Rys. 1

poprzecznego, spełnia w przybliżeniu warunek szybkiego wyrównania temperatury w przekroju poprzecznym w przypadku czystego zmęczenia cieplnego, a jednocześnie jej mała masa ogranicza zużycie ciekłego azotu podczas półcyklu chłodzenia. Jej zaletą jest również łatwość wykonania zarówno z blachy materiału rodzimego jak i z płyty kontrolnej spawanego doczołowego złącza. Próbkę materiałów rodzimych wycięto z blachy o grubości $a_0 = 1,9$ mm (miedź MÓB) i $a_0 = 1,5$ mm (stal 1H18N9T) zgodnie z kierunkiem walcowania. Próbkę połączeń spawanych natomiast wycięto w podobny sposób ze spawalniczych płyt kontrolnych jako pary wzdłużne z połączeń doczołowych dwóch blach, przy czym uprzednio obrobiono lico i grań spoin w celu usunięcia nierówności. W wyniku tej obróbki grubość a_0 próbek połączeń spawanych była nieco mniejsza od grubości próbek materiałów rodzimych.

Płyty kontrolne ze stali 1H18N9T, z których wycięto próbki, spawano ręcznie metodą TIG w osłonie argonu (przy $I = 110$ A) elektrodą wolframową i drutem spawalniczym Sp 06H19N9.

Płyty kontrolne z miedzi MOB wykonano również przez spawanie ręczne w osłonie argonu (przy $I = 150$ A) elektrodą wolframową. Podczas spawania dokonano jedynie przetopu nie stosując drutu miedzianego jako spoiwa. Na podstawie badań radiograficznych obydwu rodzajów spoin zaliczono je do pierwszej grupy wadliwości wg PN-74/M-69772.

Obserwacje mikroskopowe złączy doczołowych stali austenitycznej nie wykazały wad dyskwalifikujących złącze. Materiał rodzimy miał typową poliedryczną strukturę austenityczną z drobnymi, pasmowo rozmieszczonymi ziarenkami ferrytu δ oraz równomiernie rozmieszczonymi wtrąceniami węglikoazotków tytanu. W wąskiej strefie wpływu ciepła zwiększony był udział ferrytu δ i widoczny rozrost ziarn austenitu. Spoina wykazywała typową strukturę dendrytyczną z ferrytem δ w przestrzeniach międzydendrytycznych i słabo zaznaczoną segregacją. Wyznaczony na podstawie danych z tabeli 2 współczynnik osłabienia stali austenitycznej na skutek spawania wynosił odpowiednio:

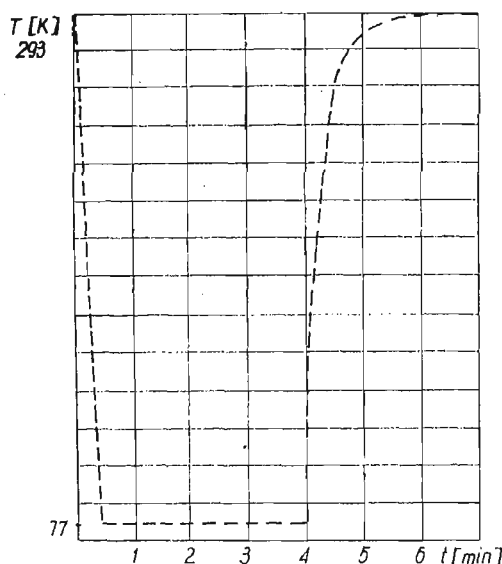
- dla temperatury 293K — $\alpha_{s,p} = 0,96$,
- dla temperatury 77K — $\alpha_{s,p} = 0,92$.

Próbki złączy doczołowych miedzi wykazywały wady, które omijano przy wycinaniu próbek. W badaniach mikroskopowych stwierdzono, że spoina wykazywała nieznaczną segregację w komórkowych dendrytach. W szerokiej strefie wpływu ciepła nastąpił znaczny rozrost ziarn. Na podstawie przeprowadzonej próby rozciągania nie stwierdzono osłabienia miedzi wskutek spawania, zarówno w temperaturze 293K jak i 77K.

4. Próby zmęczenia cieplnego i ciepłno-mechanicznego

Próby zmęczenia cieplnego i ciepłno-mechanicznego przeprowadzono na specjalnie w tym celu skonstruowanym urządzeniu [12], wywołującym cykliczne zmiany temperatury jednocześnie czterech pakietów próbek — przez automatyczne ich zanurzenie na przemian w czynniku chłodzącym (LN_2) i czynniku nagrzewającym do temperatury otoczenia (podgrzewany alkohol etylowy). Urządzenie to daje możliwość regulacji czasu wytrzymywania próbek w kąpeli, w zależności od rodzaju materiału próbek i elementów oraz ich masy.

Biorąc pod uwagę niezbędne czasy ochłodzenia i nagrzania próbek w kąpielach oraz czas ich transportu między zbiornikami, ustalano minimalny czas trwania 1 cyklu temperaturowego czystego zmęczenia cieplnego dla próbek stalowych $t_T = 6$ min i przyjęto ten sam czas dla próbek miedzianych — ze względu na równoczesne zanurzenie w kąpeli obydwu rodzajów próbek. Przykładowy kształt zarejestrowanego cyklu zmian temperatury w próbce stalowej podczas prób zmęczeniowych pokazano na rys. 2.



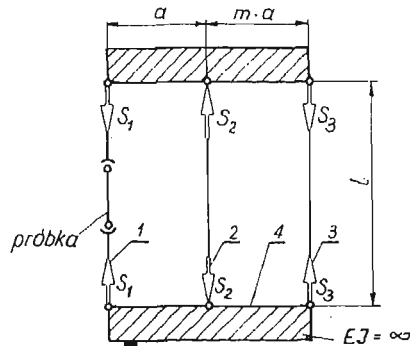
Rys. 2

Do realizacji zmęczenia cieplnego z udziałem siły rozciągającej skonstruowano specjalne uchwyty [12] (rys. 3), które wraz z zamocowanymi w nich próbkami zanurzane były w kąpeli chłodzącej i nagrzewającej. Jednoczesne zmiany temperatury próbki i elementów nośnych uchwyty wywołuje wówczas (na skutek różnic w odkształceniach termicznych) odzerowo zmienne, synchroniczne ze zmianami temperatury, siły rozciągające w próbkach. Ustalony doświadczalnie minimalny czas trwania 1 cyklu temperaturowego tego rodzaju zmęczenia ciepłno-mechanicznego wynosił $t_{TM} = 17$ min dla próbek stalowych i miedzianych. Zarejestrowany przykładowy przebieg zmian temperatury w 1 cyklu dla próbki stalowej przedstawiono na rys. 4. Wartości maksymalnych odkształceń wzdłuż-

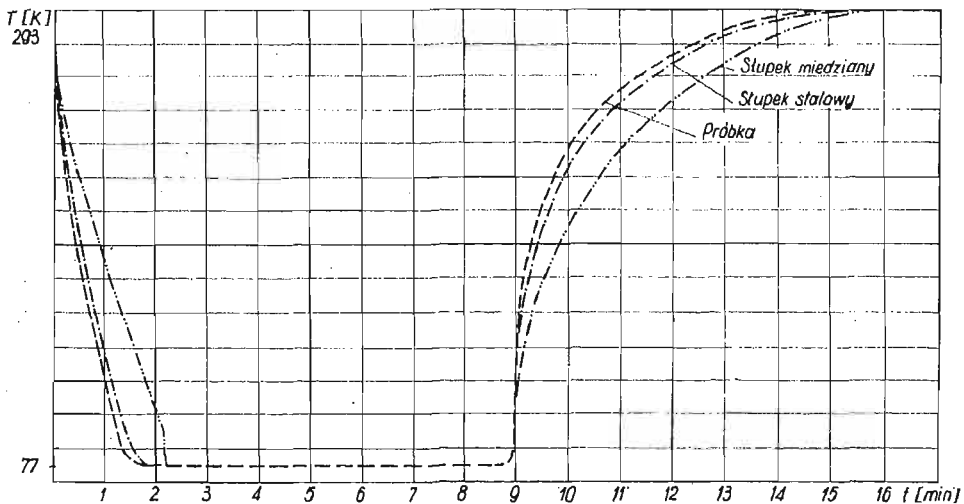
nych, wywołanych działaniem siły rozciągającej, wyznaczono metodą elektrycznej tensometrii oporowej [12], uzyskując w przypadku obydwu materiałów $\varepsilon_{\max} = 6 \cdot 10^{-4} \frac{(*)}{1/6}$. Odpowiada to wartościom maksymalnych naprężeń rozciągających w cyklu zmęczeniowym:

- dla miedzi MOB — $\sigma_{\max} = 74$ MPa.
- dla stali 1H18N9T — $\sigma_{\max} = 123$ MPa.

Zaznaczyć należy, że powyższe wartości odkształcenia (naprężenia) od siły rozciągającej w stosowanych uchwytach są wartościami maksymalnymi z możliwych do uzyskania.



Rys. 3



Rys. 4

*) Pomiary przeprowadzono przy użyciu próbki kompensacyjnej (z naklejonym tensometrem kompensacyjnym). Tensometry połączone w układ półmostka zapewniający samokompensację odkształceń nie wywołujących naprężeń termicznych. Szacowana dokładność pomiarów odkształceń wynosiła 5%.

Dokładne informacje dotyczące metody pomiaru znajdują się w pracy [12].

Próbnom czystego zmęczenia cieplnego w zakresie $N_T = 10 - 1000$ cykli poddano ogółem 32 próbki stalowe i 24 próbki miedziane, a próbnom zmęczenia cieplno-mechanicznego do liczby $N_{TM} = 100$ cykli po 8 próbek stalowych i miedzianych. Liczbę $N_{TM} = 100$ cykli przyjęto na podstawie analizy wyników badań czystego zmęczenia cieplnego, w której stwierdzono istotne zmiany granicy wytrzymałości R_m tylko w zakresie tej liczby cykli.

5. Wyniki prób rozciągania oraz ich statystyczna analiza

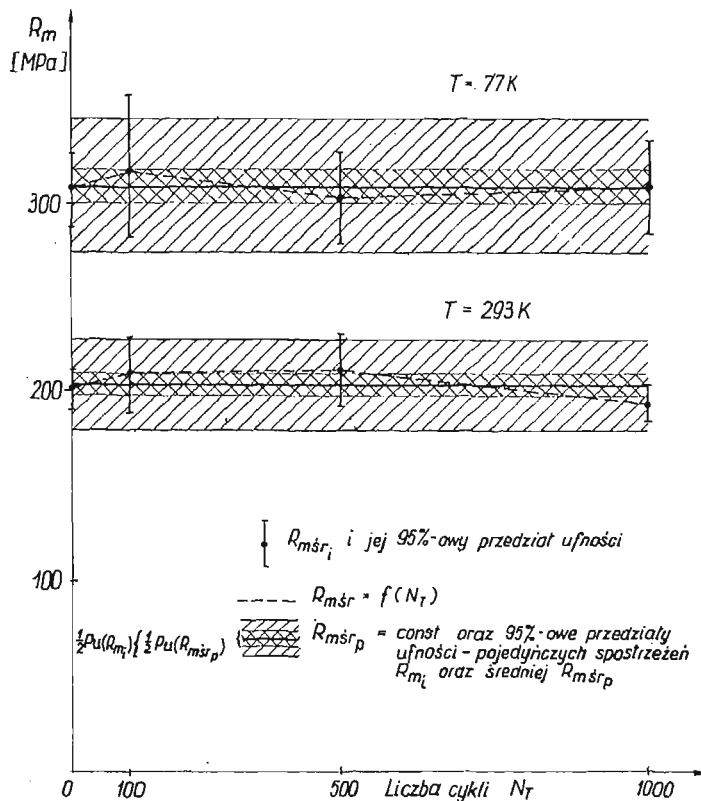
5.1. Wyniki prób po czystym zmęczeniu cieplnym. Próbki połączeń spawanych z miedzi MOB i stali 1H18N9T, po uprzednim poddaniu ich działaniu określonej liczby cykli zmian temperatury, poddano statycznej próbie rozciągania na maszynie wytrzymałościowej INSTRON model 1126. Próby te przeprowadzono w temperaturze 293K i 77K, badając po cztery próbki dla każdej liczby cykli N_T . Podczas prób w temperaturze 77K, próbki były zanurzane w ciekłym azocie. Uzyskane wyniki prób rozciągania, opracowane statystycznie, przedstawiono w tab. 3 oraz na rys. 5 i 6.

Tabela 3. Wytrzymałość na rozciąganie próbek połączeń spawanych po różnych liczbach cykli zmian temperatury N_T (czyste zmęczenie cieplne)

Material	Temperatura próby T	Liczba cykli zmian temperatury N_T	$R_{m\bar{s}r}^*$	$1/2 PUR_{m\bar{s}r}^{**}$	$R_{m\bar{s}r}_{min}$	$R_{m\bar{s}r}_{max}$
	K	cykle	MPa			
MOB	293	0	200,5	11,0	189,5	211,5
		100	209,5	19,0	190,5	228,5
		500	212,5	19,0	193,5	231,5
		1000	195,0	9,5	185,5	204,5
	77	0	306,5	19,0	287,5	325,5
		100	319,0	38,5	280,5	357,5
		500	303,0	24,0	279,0	327,0
		1000	309,5	24,5	285,0	334,0
1H18N9T	293	0	607,5	22,5	585,0	630,0
		10	644,5	19,0	625,5	663,5
		100	675,5	16,0	659,5	691,5
		500	680,5	47,0	633,5	727,5
		1000	665,0	14,5	650,5	679,5
	77	0	1412,0	11,5	1400,5	1423,5
		10	1480,5	59,0	1421,5	1539,5
		100	1520,5	30,0	1490,5	1550,5
		500	1503,5	51,5	1452,0	1555,0
		1000	1533,5	35,0	1498,5	1568,5

(*) Wartości średnie z 4 prób

(**) Połowa 95%-owego przedziału ufności wartości $R_{m\bar{s}r}$



Rys. 5

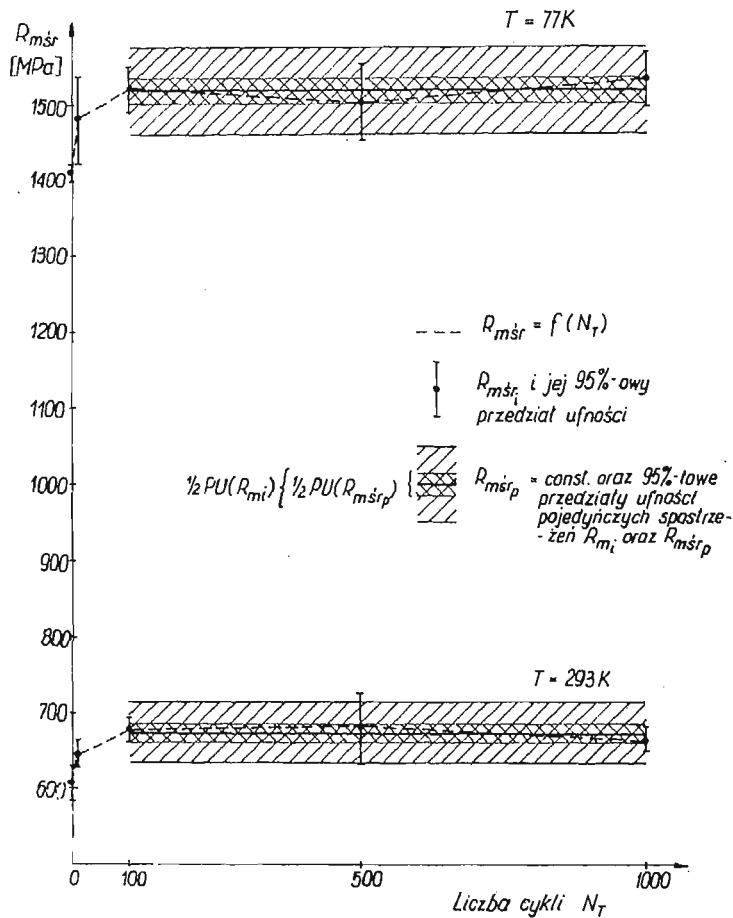
O wpływie cyklicznych zmian temperatury na wytrzymałość badanych próbek połączeń spawanych wnioskowano na podstawie analizy wariancyjnej odpowiednich grup średnich (test F do porównywania kilku średnich [13]). Analiza ta w przypadku miedzi wykazała brak statystycznie istotnych różnic między średnimi wartościami $R_{m, sr}$ wyznaczonymi po $N_T = 0, 100, 500$ i 1000 cykli zmian temperatury — w obydwu temperaturach próby rozciągania. Wobec tego dokonano łącznego oszacowania średniej wartości wytrzymałości $R_{m, sr, p}$ oraz 95% przedziałów ufności wartości średniej i pojedynczych wyników prób. Wartości średnie są równe (rys. 5):

— dla temperatury 293K — $R_{m, sr, p} = 204,5 \pm 6,0$ MPa

— dla temperatury 77K — $R_{m, sr, p} = 309,5 \pm 9,0$ MPa.

W przypadku próbek połączeń spawanych ze stali podobna analiza wykazała statystycznie istotne różnice w rozpatrywanych grupach średnich wyznaczonych po $N_T = 0, 10, 100, 500$ i 1000 cykli termicznych. Na podstawie dalszej analizy statystycznej, w której stosowano zmodyfikowany test rozstępu Duncana [14], stwierdzono brak statystycznie istotnych różnic między wartościami $R_{m, sr}$ wyznaczonymi po $N_T = 100, 500$ i 1000 cyklach termicznych (po oszacowaniu łącznym $R_{m, sr, p}^{293K} = 673,5 \pm 11,5$ MPa i $R_{m, sr, p}^{77K} = 1519,0 \pm 16,5$ MPa) oraz istnienie tych różnic między wartościami $R_{m, sr, p}$ a wartościami $R_{m, sr}$ wyznaczonymi po $N_T = 0$ i 10 cykli (rys. 6).

5.2. Wyniki prób po zmęczeniu cieplno-mechanicznym. Próbki połączeń spawanych miedzi MOB i stali 1H18N9T, po przeniesieniu określonej liczby cykli zmian temperatury i siły rozciągającej, poddano próbie rozciągania w sposób opisany w punkcie 5.1. Uzyskane wyniki, po opracowaniu statystycznym, przedstawiono w tabeli 4.



Analiza statystyczna tych wyników (analogiczna jak w punkcie 5.1) wykazała w przypadku miedzi brak statystycznie istotnych różnic między średnimi wartościami $R_{m\bar{s}r}$ próbek w stanie wyjściowym, po $N_T = 100$ cykli (czyste zmęczenie cieplne) oraz po $N_{TM} = 100$ cykli (zmęczenie cieplno-mechaniczne) — w obydwu temperaturach próby rozciągania, natomiast w przypadku stali — różnice statystycznie istotne. W dalszej analizie statystycznej (test rozstępu Duncana) wyników uzyskanych dla próbek stalowych stwierdzono istnienie statystycznie istotnych różnic w przypadku każdej pary z wymienionych wyżej trzech wartości $R_{m\bar{s}r}$, w temperaturach 293K i 77K.

Tabela 4. Wytrzymałość na rozciąganie próbek połączeń spawanych po $N_{TM} = 100$ cykli zmian temperatury (zmęczenie cieplno-mechaniczne)

materiał	Tempera- tura próby T	Liczba cykli zmian temperatury N_{TM}	Napręże- nie roz- ciągające σ_{max}	$R_{m\dot{s}r}^{*})$	$^{1/2}PU R_{m\dot{s}r}^{**})$	$R_{m\dot{s}r_{min}}$	$R_{m\dot{s}r_{max}}$
	K	cykle		MPa			
MOB	293	0	0	200,5	11,0	189,5	211,5
		100	74	201,5	15,0	186,5	216,5
MOB	77	0	0	306,5	19,0	287,5	325,5
		100	74	311,0	19,0	292,0	330,0
1H18N9T	293	0	0	607,5	22,5	585,0	630,0
		100	123	704,0	21,0	683,0	725,0
1H18N9T	77	0	0	1412,0	11,5	1400,5	1423,5
		100	123	1553,0	20,0	1533,0	1573,0

(*) Wartości średnie z czterech prób

(**) Połowa 95%-owego przedziału ufności wartości $R_{m\dot{s}r}$

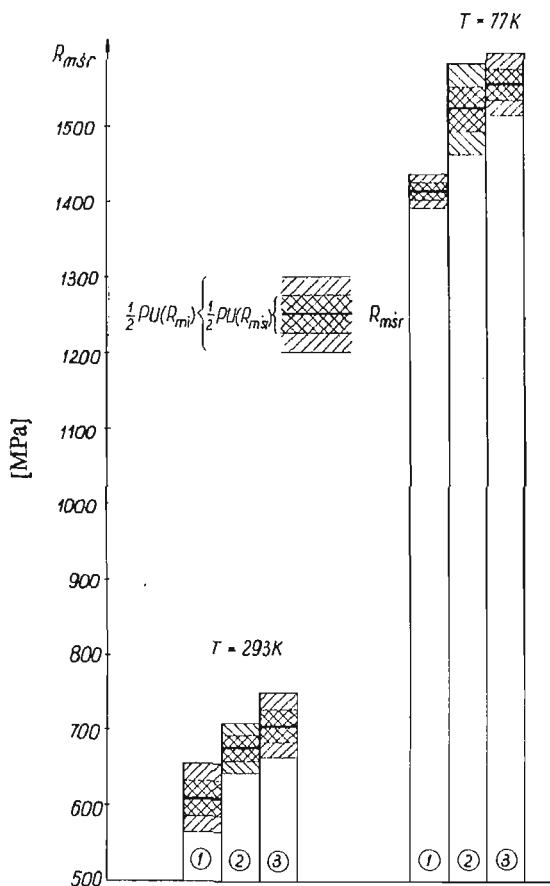
6. Podsumowanie wyników badań i wnioski

Analiza wyników statycznej próby rozciągania wykazała, że poddanie próbek połączeń spawanych z miedzi MOB działaniu cyklicznych zmian temperatury (czyste zmęczenie cieplne) pomiędzy 293K a 77K w zakresie $N_T = 0 - 1000$ cykli, nie powoduje istotnych zmian ich wytrzymałości $R_{m\dot{s}r}$ wyznaczonej tak w temperaturze 293K jak i 77K. Stwierdzony brak zmiany wytrzymałości potwierdziły obserwacje na mikroskopie świetlnym w których nie stwierdzono zmian w mikrostrukturze spoiny i materiału rodzimego. Badany w pracy [1], w podobnych warunkach, drut z czystej miedzi (w stanie zrekrytalizowanym) wykazał również brak wrażliwości na działanie cykli termicznych. Inny wynik uzyskano natomiast w pracy [2], w której dla płaskich próbek z czystej miedzi badanej w podobnych warunkach stwierdzono zmniejszenie wartości R_m niemal o 20%.

W przypadku próbek połączeń spawanych ze stali 1H18N9T po $N_T = 10$ cykli zmian temperatury nastąpił statystycznie istotny wzrost ich wytrzymałości $R_{m\dot{s}r}$ — o 6,0% i 4,8% odpowiednio w temperaturach 293K i 77K. Zwiększenie liczby cykli do $N_T = 100$ cykli spowodowało dalszy wzrost wytrzymałości $R_{m\dot{s}r}$ do 10,9% i 7,6% — w temperaturach 293K i 77K w stosunku do wartości $R_{m\dot{s}r}$ próbek w stanie wyjściowym. Dalsze zwiększenie liczby cykli do $N_T = 500$ i 1000 cykli nie spowodowało już istotnych zmian wytrzymałości próbek w stosunku do wyznaczonej po $N_T = 100$ cykli. Wydaje się, że stwierdzone umocnienie połączeń spawanych stali 1H18N9T, objawiające się wzrostem ich wytrzymałości, spowodowane zostało, jak wykazały obserwacje mikroskopowe [12], zmianami w mikrostrukturze stali, polegającymi na przemianie martenzytycznej i powstawaniu bliźniaków zarówno w spoinie jak i materiale rodzimym. W miarę wzrostu liczby cykli zmian tempe-

ratury zwiększała się liczba bliźniaków oraz udział objętościowy martenzytu w strukturze. W dostępnej literaturze nie znaleziono danych dotyczących czystego zmęczenia cieplnego stali chromoniklowych.

Poddanie próbek połączeń spawanych z miedzi MOB stu cyklom zmian temperatury (zmęczenie cieplno-mechaniczne $N_{TM} = 100$ cykli) wywołującym w nich współfazowy do zmian temperatury pulsujący cykl naprężeń o wartości $\sigma_{max} = 74 \text{ MPa} = 0,74 R_{0,2}^{293K} = 0,6 R_{0,2}^{77K}$, również nie wpływa w istotny sposób na ich wytrzymałość R_m . W tym przypadku nie zaobserwowano także zmian struktury w spoinie i materiale rodzimym próbek, dostrzegalnych na mikroskopie świetlnym. Należy zauważyć, że dotychczas nie zajmowano się przypadkiem zmęczenia cieplno-mechanicznego metali czystych.



Rys. 7. 1 — $N_T = 0$ cykli, 2 — $N_T = 100$ cykli, 3 — $N_{TM} = 100$ cykli

Analogicznie jak w przypadku miedzi badania zmęczenia cieplno-mechanicznego próbek połączeń ze stali 1H18N9T (przy $\sigma_{max} = 123 \text{ MPa} = 0,59 R_{0,2}^{293K} = 0,45 R_{0,2}^{77K}$) wykazały, że poddanie próbek stu cyklom zmian temperatury ($N_{TM} = 100$ cykli) powoduje statystycznie istotny wzrost ich wytrzymałości R_{msr} w stosunku do wytrzymałości próbek w stanie wyjściowym (dla $N_T = 0$ cykli) wynoszący (rys. 7):

- w temperaturze 293K — 16%
- w temperaturze 77K — 10%.

Wzrost ten jest wyższy odpowiednio o 5,0% i 2,4% niż stwierdzony po stu cyklach w przypadku czystego zmęczenia cieplnego. Jeśli przyjąć, że wzrost ten jest superpozycją skutków czystego zmęczenia cieplnego oraz zmiennej siły rozciągającej, to stwierdzone różnice przypisać należy działaniu obciążeń mechanicznych. Stwierdzone umocnienie materiału próbek i w tym przypadku znalazło potwierdzenie w obserwacjach mikroskopowych [12]. Zmiany struktury złączy stalowych wskutek zmęczenia cieplno-mechanicznego miały podobny charakter jak w przypadku czystego zmęczenia cieplnego ale były większe.

W literaturze brak jest przykładów badań zmęczenia cieplno-mechanicznego przy tak niskiej jak przyjęto w niniejszych badaniach, wartości $\sigma_{\max} = 0,59 R_{0,2}^{293K}$. Z pracy [8] wynika, że stosowanie wyższych naprężeń rozciągających $\sigma = 0,9 R_{0,2}$ w przypadku stali 000H18N8 spowodowało nieznaczny (o około 6%) spadek jej wytrzymałości natomiast brak zmiany wytrzymałości w przypadku stali H18N10T. Podkreślić należy, że dopiero w przypadku działania naprężeń rozciągających przewyższających granicę plastyczności, cykliczne zmiany temperatury prowadzą do złomu stali chromoniklowych w zakresie do 1000 cykli [9, 10].

Z przeprowadzonych badań wynika ponadto, że obniżenie temperatury z 293K do 77K powoduje znaczny wzrost wytrzymałości na rozciąganie badanych materiałów i ich połączeń spawanych. W szczególności stwierdzono, że względny procentowy wzrost tej wytrzymałości w stosunku do wyznaczonej w temperaturze 293K wynosi:

- dla miedzi MOB — 51%,
- dla złączy spawanych miedzi MOB — 53%,
- dla stali 1H18N9T — 143%,
- dla złączy spawanych stali 1H18N9T — 132%.

Należy zauważyć, że obniżenie temperatury z 293K do 77K wywołuje również znaczny wzrost wytrzymałości R_m próbek połączeń spawanych zbliżony do wzrostu R_m materiałów rodzimych. Uzyskane wyniki potwierdzają wpływ obniżenia temperatury na własności wytrzymałościowe miedzi MOB oraz stali 1H18N9T i jej połączeń spawanych, które stwierdzono we wcześniejszych badaniach tych materiałów [15].

Reasumując, na podstawie przeprowadzonych badań można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Poddanie próbek połączeń spawanych z miedzi MOB działaniu 1000 cykli zmian temperatury w zakresie 293K \rightleftharpoons 77K nie powoduje istotnych zmian ich granicy wytrzymałości na rozciąganie. Natomiast w przypadku próbek połączeń spawanych ze stali 1H18N9T po 100 cyklach zmian temperatury następuje niewielki wzrost ich wytrzymałości (o około 10%) a dalsze zmiany temperatury (do 1000 cykli) nie wpływają już w sposób istotny na ich wytrzymałość.

2. Poddanie próbek połączeń spawanych z miedzi oraz ze stali działaniu 100 cykli zmian temperatury w zakresie 293K \rightleftharpoons 77K i zmiennej siły rozciągającej (wywołującej naprężenia niższe od granicy plastyczności) również nie powoduje istotnych zmian ich wytrzymałości na rozciąganie w przypadku miedzi i podwyższa (o około 15%) wytrzymałość próbek połączeń spawanych ze stali.

3. Wzrost wytrzymałości na rozciąganie połączeń spawanych z miedzi MOB i stali 1H18N9T, spowodowany obniżeniem temperatury do 77K jest znaczny (52% — dla miedzi i 132% dla stali) i zbliżony do wzrostu wytrzymałości materiałów rodzimych.

Literatura

1. BZYTA A., ZAKRZEWSKI M., *Wpływ cyklicznych zmian temperatury w zakresie 77-297K na gęstość i własności wytrzymałościowe przy rozciąganiu drutu miedzianego i aluminiowego*, Konferencja Problemy dekohezji i wytrzymałości materiałów w niskich temperaturach, Wrocław, wrzesień (1975) 28 - 32.
2. BZYTA A., *Wpływ anizotropii na niektóre własności fizyczne i wytrzymałościowe próbek wykonanych z Al, Cu, Zn, poddanych cyklicznym zmianom temperatury i wstępnym odkształceniom trwałym*, Raport nr 84, Inst. Mater. PWr, Wrocław (1976).
3. PSZONKA A., ZIAJA J., *Strukturelle Aspekte der Waermeermuedung im Tieftemperaturbereich des Zinks*, Metall 35 (1981) 227 - 231.
4. ZIAJA J., *Niskotemperaturowe zmęczenie cieplne jako stymulator procesu zmęczenia mechanicznego w temperaturze LN₂*, Pr. Nauk. Inst. Mater., SPR11 (1983) 4, 5.
5. LEVI F. A., *Fracture and plastic deformation caused by low-temperature thermal fatigue in zinc*, Scripta Metallurgica, 11, 1 (1977) 91 - 93.
6. LEVI F. A., *Difetti indotti da fatica termica: osservazioni microscopiche di Zn e Cd cidati a basse temperature*, La metallurgia Italiana, 2 (1975) 65 - 86.
7. Юценко К. А., Махненко В. И., Старуценко Т. М., *Термические напряжения в сварных соединениях инвара и нержавеющей сталей при криогенной температуре*. Автоматическая сварка, 247, 10 (1973) 27 - 29.
8. Медведев Е. М., *Установка для niskotemperатурного термоциклирования*. Заводская лаборатория, 42, 8 (1976) 1011 - 1013.
9. Степанов Г. А., Киви Е. А., *Методика испытаний на термическую усталость при отрицательных температурах*. Заводская лаборатория, 38, 11 (1972) 1374 - 1376.
10. Степанов Г. А., Скольцов В. И., *Термическая усталость аустенитных сталей при криогенных температурах*. Проблемы прочности, 10 (1975) 112 - 115.
11. Степанов Г. А., Куранов В. А., Коновалова А. И., Киви Е. А., *К методике оценки термической усталости сварных швов трубопроводов при сложном напряженном состоянии*. Проблемы прочности, 10 (1970) 94 - 97.
12. Praca zbiorowa, *Wpływ niskotemperатурowego zmęczenia cieplnego na własności wytrzymałościowe połączeń spawanych z miedzi MOB i stali 1H18N9T*, Pr. Nauk. Inst. Mater. PWr., SPR 10 (1983)
13. VOLK W., *Statystyka stosowana dla inżynierów*. WN-T. Warszawa (1973) 117 - 128, 132 - 138.
14. ОКТАВА W., *Elementy statystyki matematycznej i metodyka doświadczalnictwa*, PWN, Warszawa (1962) 132 - 136.
15. Praca zbiorowa, *Badania wytrzymałościowe przy rozciąganiu w zakresie temperatur 293 - 4,2K*, Pr. Nauk. Inst. Mater. P. Wr., SPR7 (1980).

Резюме

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 293К - 77К НА ПРОЧНОСТЬ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ МЕДИ MOB И СТАЛИ 1Х18Н9Т

Вступительно проведен всесторонний анализ возможных случаев термической усталости; по литературным данным проанализировано также влияние niskotemperатурного циклирования на механические свойства материалов.

Настоящая статья посвящена исследованию влияния термоциклирования в интервале температур 293К - 77К, на предел прочности образцов сварных соединений меди МОБ и стали 1Х18Н9Т. Образцы испытывались в условиях, т.н., чистой термоусталости и термомеханической усталости (при наличии переменной растягивающей силы) в интервале 0 - 1000 термоциклов. Обнаружено, что в случае образцов сварных соединений меди МОБ, не наблюдается существенного изменения предела прочности ни после термоусталостных, ни после термо-механических исследований. В случае стальных образцов сварных соединений наблюдается рост предела прочности на 10% и 15% вследствие соответственно чистой термоусталости и термо-механической усталости.

S u m m a r y

THE EFFECT OF CYCLIC TEMPERATURE VARIATIONS WITHIN THE INTERVAL OF 293K - 77K ON TENSILE STRENGTH OF WELDED SPECIMENS OF MOB COPPER AND 1H18N9T STEEL

Problems of low temperature thermal fatigue are analysed and the investigations of the effect of cyclic temperature variations on strength of materials are reviewed.

Results of authors investigation of the effects of cyclic temperature variations (within the interval of 293K - 77K) on tensile strength of welded specimens of MOB copper and 1H18N9T steel are presented. Specimens were subjected to the so called pure thermal and thermal — mechanical (with variable tensile force) fatigue within the interval of 0 - 1000 thermal cycles. Both thermal and thermal — mechanical cycles were found not to affect the strength of welded joints of copper and to increase slightly the strength of joints of steel specimens.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 18 czerwca 1984 roku.

ANALITYCZNY OPIS WYNIKÓW BADAŃ NA ZMĘCZENIE JEDNYM RÓWNANIEM NA PRZYKŁADZIE WYBRANYCH TWORZYW SZTUCZNYCH

MARIAN NOWAK

Politechnika Wroclawska

1. Wstęp

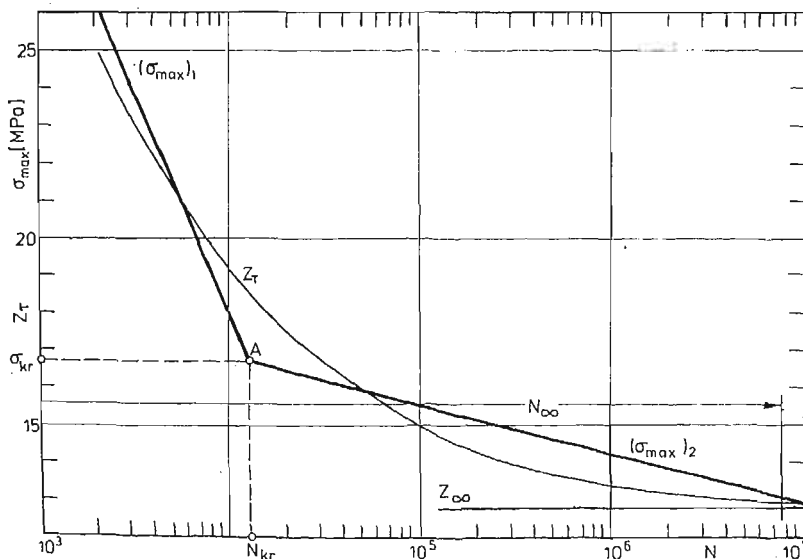
Wykresy zmęczenia tworzyw sztucznych składają się w przedziale $N = 10^3 \div 10^7$ z dwóch przecinających się w punkcie A prostych o równaniach (rys. 1):

$$(\sigma_{\max})_1 = a_1 - b_1 \cdot \log N \quad (1)$$

$$(\sigma_{\max})_2 = a_2 - b_2 \cdot \log N \quad \text{albo} \quad (\sigma_{\max})_2 = Z_{\infty} \quad (2)$$

w których współczynniki a_1 i a_2 oraz b_1 i b_2 określa się metodą najmniejszych kwadratów. Współrzędne punktu A to : N_{kr} — krytyczna liczba cykli, σ_{kr} — krytyczne naprężenie. Zmiana kąta pochylenia wykresu zmęczenia z $\text{tg } \alpha_1 = b_1$ na $\text{tg } \alpha_2 = b_2$ odpowiada dwom rodzajom zmęczenia:

a) zmęczeniu o charakterze cieplnym, tj. gdy $\sigma_{\max} > \sigma_{kr}$ i pierwszoplanowym czynni-



Rys. 1. Wykres zmęczenia Tarnamidu T-27 ($\tau = 7$ mies., $\sigma = 2$)

kiem dekohezji jest temperatura samowzbudna, o przybliżonej wartości $\Delta T \sim \sigma_a^n \cdot C$, (n, C — stałe); stan cieplny próbki — niestacjonarny;

b) zmęczeniu typowo mechanicznemu, tj. gdy $\sigma_{\max} \leq \sigma_{kr}$; stan cieplny próbki — stacjonarny.

Już w początkach rozwoju badań zmęczeniowych podejmowano próby opisu wyników pomiaru $N(\sigma_{\max})$ jednym równaniem. Chronologiczne zestawienie tych równań wskazuje (tabl. 1), że są one coraz bardziej złożone, a więc w coraz mniejszym stopniu funkcjonalne.

Tablica 1. Równania wykresów zmęczenia

Nr	Autor	Równanie	Parametry	Uwagi
1	Basquin 1910r	$\sigma = bN^{-a}$	a, b	[8], [9]
2	Basquin	$\sigma^m N = Z^m N_{kr} = b^m$	m, b	[8]
3	Stromeyer 1914	$\sigma = \sigma_r + bN^{-a}$	σ_r, a, b	[10]
4	Ludwik, Scheu 1923	$\sigma_{\max} = \sigma_{\min} + Ca^x; x = N^k$	C, a, k	[11]
5	Palmgren 1924	$k = C(an+e)^x + u$	C, e, x, u	[12]
6	Corson 1949	$N = \frac{A}{(\sigma - K)^{a(b-k)}}$	A, K, d	[13]
7	Weibull 1949	$\sigma = \sigma_r + b(N+B)^{-a}$	σ_r, a, b, B	[14], [15]
8	Bennett i Baker 1950	$\frac{1}{\sigma} = a \cdot \log N + b$	a, b	[16]
9	Epremian i Mehl 1952	$\frac{\sigma - Z}{R - Z} = 1 - \Phi(a \log N + C)$	a, c, Z, R	[17]
10	Weibull 1952 Stüssi 1953	$\frac{\sigma - Z}{R - Z} = e^{-a(\log N)^m}$	Z, a, m, R	[14], [18]
11	Stüssi 1955	$\frac{\sigma - Z}{R - Z} = bN^{-a}$	Z, b, a, R	[19]
12	Bastenaire 1957	$N = \frac{A}{\sigma - Z} \exp[-\alpha(\sigma - Z)]$	A, α, Z	[20], [21]
13	Pocziennyj 1967	$N = \frac{Q}{\sigma} \ln \left\{ 1 + \left[\exp \frac{\sigma - Z}{v_0} - 1 \right]^{-1} \right\}$	v_0, Q, Z	[1]
14	Dmitriczenko 1971	$N = A \exp(-\alpha\sigma)$	A, α	[1]

Zgromadzenie liczego zbioru wykresów zmęczenia tworzyw sztucznych zainspirowało autora do poszukiwania takiej funkcji, za pomocą której można byłoby opisać wyniki pomiarów w obszarze ZO i ZZ jednym równaniem. Cel pracy sformułowano zatem następująco: na przykładzie wybranych, konstrukcyjnych tworzyw sztucznych (tabl. 2) udokumentować możliwość i celowość stosowania równania dwuskładnikowego (3), w którym jeden — to funkcja odpowiadająca funkcji rozkładu normalnego.

Tablica 2. Własności mechaniczne wybranych tworzyw sztucznych

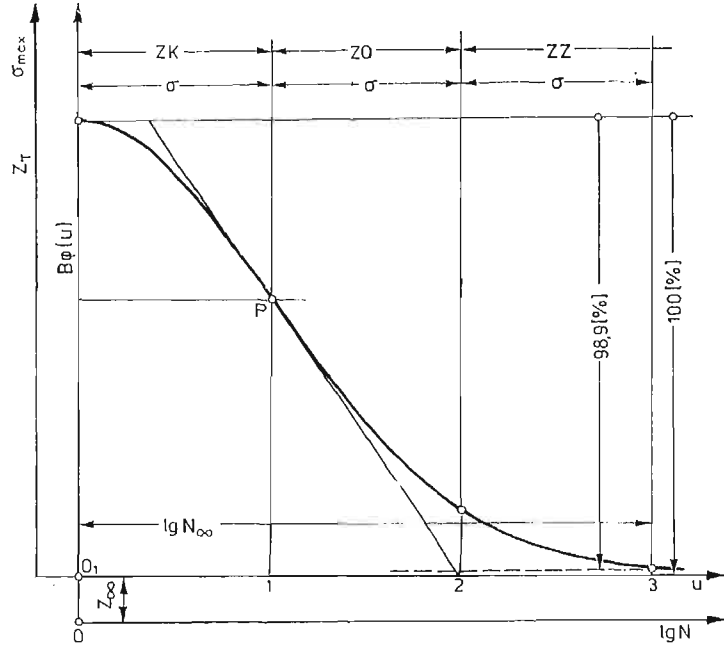
Lp.	Materiał	Nazwa handlowa	Zawartość napelnicza (zbrojenia) [%]	σ_2^* [MPa]	E_g [MPa]
1	Poliamid 6	Tarnamid T-27	0	75	720
2	Poliamid 6 wzmocniony szkłem	Itamid 25	25	100	4000
3		Itamid 35	35	110	4500
4		Itamid S-2	60	110	8000
5	Politereftalan etylenowy	Elana 2	0	70	2500
6	Politereftalan etylenowy wzmocniony włóknem szklanym	Elit 25	25	120	7500
7		Elit 25u	25	130	7500
8		Elit 30 EX	30	135	8300
9	Poliwęglan	Bistan AW	0	60	2300
10	Poliwęglan wzmocniony	Bistan AS-20	20	92	5900

*^o PN-81/C-89034 Tworzywa sztuczne. Oznaczanie cech wytrzymałościowych przy statycznym rozciąganiu

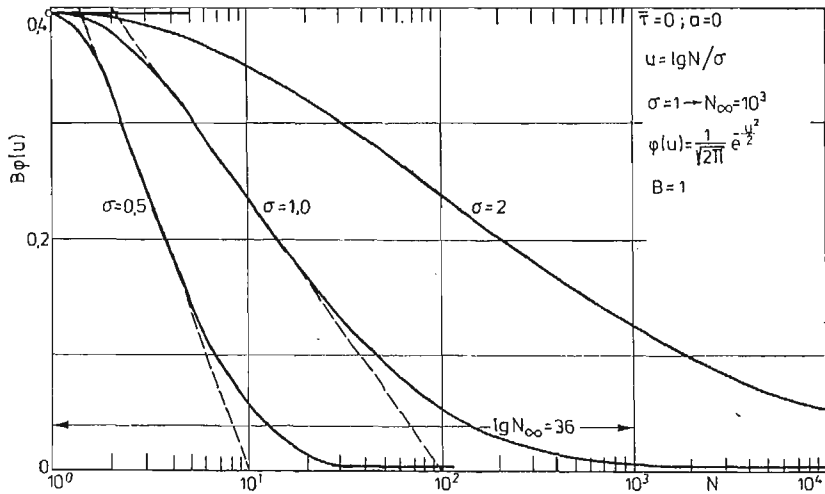
2. Analiza zagadnienia

Równania wykresów zmęczenia powinny z małym błędem (np. z błędem względnym nie większym niż 6%) opisywać wyniki pomiarów i posiadać minimalną liczbę parametrów. Najbardziej rozpowszechnione są funkcje potęgowe i wykładnicze (tabl. 1). Wadą równań, zbudowanych na ich bazie, jest [1]: duży błąd aproksymacji, a szczególnie dla naprężeń bliskich granicy zmęczenia lub naprężeń krytycznych σ_{kr} oraz trudności w określaniu parametrów, gdy ich liczba jest większa od dwóch.

Do opisu wyników badań na zmęczenie jednym równaniem autor zaproponował funkcję odpowiadającą funkcji rozkładu normalnego (rys. 2) w formie unormowanej,



Rys. 2. Pełny wykres zmęczenia w układzie $\sigma_{max}-\log N$ z zaznaczonymi schematycznie obszarami: ZK — wytrzymałość zmęczenia przy małej liczbie cykli (oznaczenia wg Kocańdy [22]); ZO — ograniczona wytrzymałość zmęczenia; ZZ — obszar trwałej lub umownej wytrzymałości zmęczenia P — punkt przegięcia



Rys. 3. Wykresy rozkładu normalnego w układzie półlogarytmicznym $B\phi(u) \sim \log N$

w układzie półlogarytmicznym (rys. 3). Nowe równanie w tym zagadnieniu ma postać (rys. 2):

$$Z_{\tau} = Z_{\infty} + B\varphi(u) \begin{cases} \varphi(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \\ u = \frac{\log N - a}{\sigma} \end{cases} \quad (3)$$

gdzie: Z_{∞} — równanie asymptoty; B — stała; $\varphi(u)$ — gęstość unormowana zmiennej losowej normalnej [2]; a — wartość średnia zmiennej losowej; σ — odchylenie standardowe (PN-74/N-01051).

Zaletą równania (3) jest to, że stałą B można określić, zależnie od sformułowanego celu badań, według różnych metod i kryteriów aproksymacji, np.:

A. Metod matematycznych [3]

1. jednakowych błędów
2. metodą najmniejszych kwadratów,
3. metodą wybranych punktów.

B. Kryteriów wytrzymałościowych — stałą B dobieramy tak, aby:

4. błąd aproksymacji był mały w zakresie małej liczby cykli (czyli $\sigma_{\max} > \sigma_{kr}$);
5. błąd aproksymacji był mały w zakresie dużej liczby cykli ($\sigma_{\max} \leq \sigma_{kr}$).

Tablica 3. Opis wykresów zmęczenia jednym równaniem (3); asymptotę Z_{∞}^* określono wg wzoru (5)

Lp.	Materiał	$Z_{\infty}(10^7)$ z równań regresji (2) [MPa]	$Z_{90}(10^7)$ z równań rozkładu normalnego (3) [MPa]	ΔZ_{τ} [MPa]	$Z_{\tau}^* = Z_{\infty}^* + B\varphi(u)$ [MPa]		$10^{-7} N_{\infty}$ [cykle]
					Z_{∞}^*	B	
1	Tarnamid T-27	12,9	12,91	0	12,8	122,4	0,75
2	Itamid 25	24,0	24,37	-0,37	23,33	151,4	5,70
3	Itamid 35	25,0	25,47	-0,47	24,23	174,2	6,40
4	Iramid S-2	39,6	39,36	+0,24	39,44	180,5	0,25
5	Elana 2	16,4	17,09	-0,69	15,51	160,6	20,10
6	Elit 25	26,3	26,28	0	26,00	310,6	1,00
7	Elit 25u	31,2	31,98	-0,78	30,02	269,1	9,30
8	Elit 30 EX	34,5	34,69	0	34,10	652,5	1,00
9	PW	7,6	7,83	0	7,50	408,7	5,00
10	Bistan AS-20	18,6	19,23	-0,63	17,77	189,3	11,50

A więc możliwości dostosowania równania (3) do wymienionych metod i kryteriów aproksymacji są szerokie i wyczerpują wymagania obliczeń wytrzymałościowych tworzyw sztucznych na zmęczenie [4, 5].

Dowolny zbiór wyników pomiarów na zmęczenie może być zatem opisany, zależnie od potrzeb wytrzymałościowych lub interpretacyjnych, dwoma równaniami prostych regresji (1) i (2) lub jednym równaniem rozkładu normalnego (3), względnie jednym i drugim typem równania.

Podstawą określania Z_{∞} są własności rozkładu normalnego (rys. 2):

$$Z_{\infty} = 0,989 \cdot (Z_{g0})_{\min} \quad (4)$$

czyli wybrany punkt o współrzędnych $[N_G, (Z_{g0})_{\min}]$. Wybrany punkt może być również granica zmęczenia $Z_{g0}(10^7)$ obliczona z równania prostej regresji (2). Wówczas równanie wykresu zmęczenia wg rozkładu normalnego (3), w którym B określono jedną z wymienionych metod, należy przesunąć równoległe (tabl. 3) o wielkości ΔZ_{τ} :

$$Z_{\tau}^* = (Z_{\infty} \pm \Delta Z_{\tau}) + B\varphi(u) = Z_{\infty}^* + B\varphi(u) \quad (5)$$

gdzie:

$$\Delta Z_{\tau} = \sigma_{\max}(10^7) - Z_{\tau}(10^7) \quad \text{albo} \quad \Delta Z_{\tau} = (a_2 - 7b_2) - Z_{\tau}(10^7) \quad (6)$$

Do wstępnej oceny możliwości dopasowania rozkładu normalnego do wyników doświadczalnych można zastosować dwa parametry (tabl. 4):

1. parametr naprężenia λ ,
2. parametr liczby cykli ψ .

Tablica 4. Wartości granicy zmęczenia, naprężeń krytycznych i parametrów λ i ψ

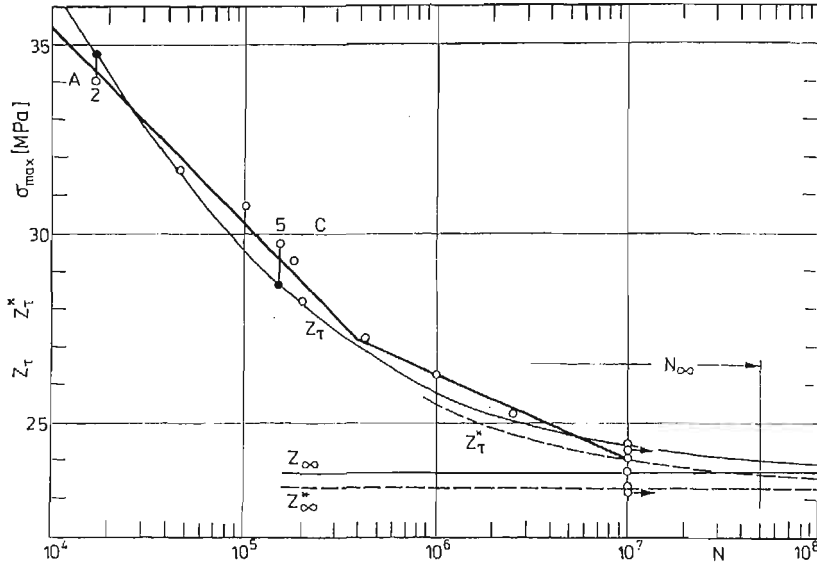
Lp.	Materiał	rys.	$Z_{g0}(10^7)$ [MPa]	$\sim \sigma_{kr}$ [MPa]	$\sim N_{kr}$ [cykle]	$\lambda = \frac{Z_{g0}}{\sigma_{kr}}$	$\psi = \frac{N_G}{N_{kr}}$
1	Tarnamid T-27	1	12,9	16,7	13 000	0,77	769
2	Itamid 25	4	24,0	27,1	400 000	0,89	25
3	Itamid 35	5	25,0	26,6	10^6	0,94	10
4	Itamid S-2	6	39,6	42,8	40 000	0,93	250
5	Elana 2 (PTE)	7	16,4	23,7	55 000	0,69	182
6	Elit 25	8	26,3	29,0	150 000	0,91	66
7	Elit 25u	9	31,2	33,2	$2 \cdot 10^6$	0,94	5
8	Elit 30EX	10	34,5	36,0	10^6	0,96	10
9	Poliwęglan (PW)	11	7,6	10,6	300 000	0,72	33
10	Bistan AS-20	12	18,6	19,5	$3 \cdot 10^6$	0,95	3

Tablica 5. Równania prostych regresji i rozkładu normalnego, opisujące wyniki pomiarów na zmęczenie wybranych tworzyw sztucznych

Lp.	Materiał	$\sigma_{\max} = a - b \cdot \log N$, [MPa]						$Z_r = Z_{\infty} + B\varphi(u)$ [MPa]		max. Δ_3 [%]
		$\sigma_{\max} > \sigma_{kr}$		max. Δ_1 [%]	$\sigma_{\max} < \sigma_{kr}$		max. Δ_2 [%]	Z_{∞}	B	
		a_1	b_1		a_2	b_2				
1	Tarnamid T-27	65,9871	12,0055	1,82	21,9764	1,2926	2,55	12,8	122,4	10,96
2	Itamid 25	56,2741	5,2110	4,92	39,4000	2,2000	3,45	23,7	151,4	4,79
3	Itamid 35	64,7931	6,3251	3,55	36,2000	1,6000	7,76	24,7	174,2	6,53
4	Itamid S-2	92,6434	10,8695	2,15	49,0307	1,3531	1,68	39,2	180,5	3,51
5	Elana 2	100,2442	16,1395	0,20	39,1237	3,2494	4,17	16,2	160,6	3,81
6	Elit 25	89,0548	11,6686	5,96	35,8729	1,3693	1,15	26,0	310,6	5,52
7	Elit 25u	71,3076	6,0437	2,13	53,8369	3,2299	0,10	30,8	269,1	2,83
8	Elit 30 EX	92,5559	9,3983	1,65	43,3133	1,2656	0,40	34,1	652,5	3,22
9	PW	67,1983	10,3838	7,12	21,6532	2,0015	2,35	7,5	408,7	4,64
10	Bistan AS-20	46,2481	4,1269	3,90	30,6480	1,7211	0,10	18,4	189,3	4,04

Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 — błąd aproksymacji wyników pomiaru równaniem (1), (2) i (3)

Z obliczeń wynika, że mały błąd aproksymacji może być wówczas, gdy ψ jest również małe, np. $\psi < 200$ (Tarnamid T-27, tabl. 4). Parametr ψ jest bardziej czułym kryterium niż parametr naprężenia λ .



Rys. 4. Wykres zmęczenia Itamidu 25 ($\tau = 10$ mies., $\sigma = 2,33$); błąd względny $\Delta_2 \approx \Delta_5$

Spośród zbioru wykresów zmęczenia o liczebności $n > 100$ opisano przykładowo dziesięć (tabl. 5, rys. 1 oraz rys. 4÷12) dla materiałów, których własności wytrzymałościowe zawiera tablica 2. Wyboru dokonano na podstawie parametru liczby cykli tak, aby przedział zmienności ψ był szeroki ($3 \leq \psi \leq 800$), tzn. uwzględnił różne charakterystyki wytrzymałościowe tworzyw sztucznych oraz czas starzenia τ .

Z własności funkcji $\varphi(u)$ — rys. 2 — oraz wykresów zmęczenia wynika (rys. 1 oraz 4÷12), że istnieje możliwość opisu wyników pomiarów wytrzymałości zmęczeniowej szerokiej klasy materiałów, szczególnie tych, które mają nieograniczoną wytrzymałość zmęczeniową, a więc przede wszystkim metali. Gdy natomiast materiał charakteryzuje krzywa monotonicznie malejąca, jak to występuje w przypadku tworzyw sztucznych, to obszar ważności równania (3) jest ograniczony do N_G (bazy próby zmęczeniowej) lub N_∞ (wartości większej, tabl. 3):

$$N_g \leq N_G \quad \text{lub} \quad N_g \leq N_\infty \quad (7)$$

gdzie

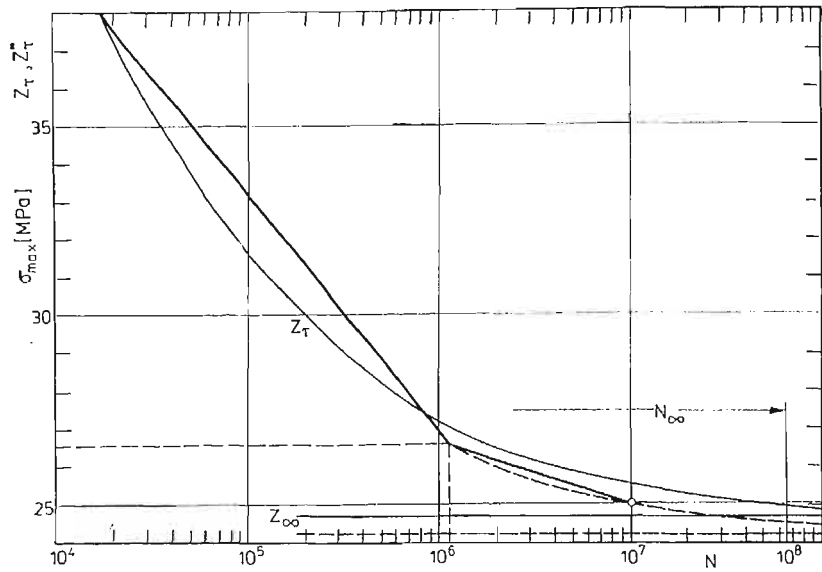
$$\log N_\infty = a + u\sigma = u\sigma; \varphi(u) = \frac{0,011 \cdot Z_\infty}{B} \quad (8)$$

Wyznaczenie stałej B i parametru σ równania (3) jest zabiegiem prostym ze względu na unormowanie zmiennej. W związku z tym nie ma potrzeby korzystania z ETO. W przypadku konstruowania większej liczby wykresów celowym jest jednak napisanie programu, w tym również ze względu na dokładniejsze dopasowanie wartości B i σ do wyników pomiaru (tabl. 6).

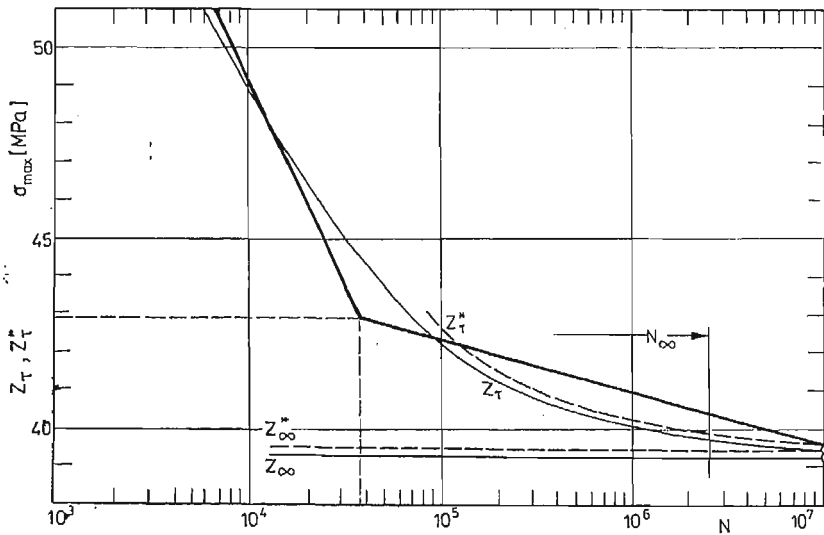
Tablica 6. Porównanie stałej B równania $Z_t = Z_{\infty} + B\varphi(t)$ i parametru σ obliczonych na kalkulatorze i wg programu ETO — Fortran

Lp.	Materiał	σ (odchylenie standardowe)		B		Błąd aproxymacji Δ [%]	
		KAL ¹⁾	ETO	KAL	ETO	KAL	ETO
		1	Tarnamid T-27	2,00	1,875	122,4	155,86
2	Itamid 25	2,33	2,513	151,4	108,68	4,00	2,61
3	Itamid 35	2,33	2,515	174,2	129,55	6,53	4,79
4	Itamid S-2	2,00	2,262	180,5	109,73	3,51	3,49
5	Elana 2	2,40	2,425	160,6	139,74	3,81	4,02
6	Elit 25	2,00	1,832	310,6	511,56	5,52	4,97
7	Elit 25u	2,33	2,360	269,1	251,86	2,63	2,85
8	Elit 30 EX	2,00	1,997	652,5	667,67	3,22	2,70
9	PW	2,00	1,992	408,7	406,81	4,64	5,10
10	Bistan AS-20	2,33	2,355	189,3	181,79	4,04	3,86
11	Stal 45	1,95	1,922	5310,0	6499,06	6,75	4,37

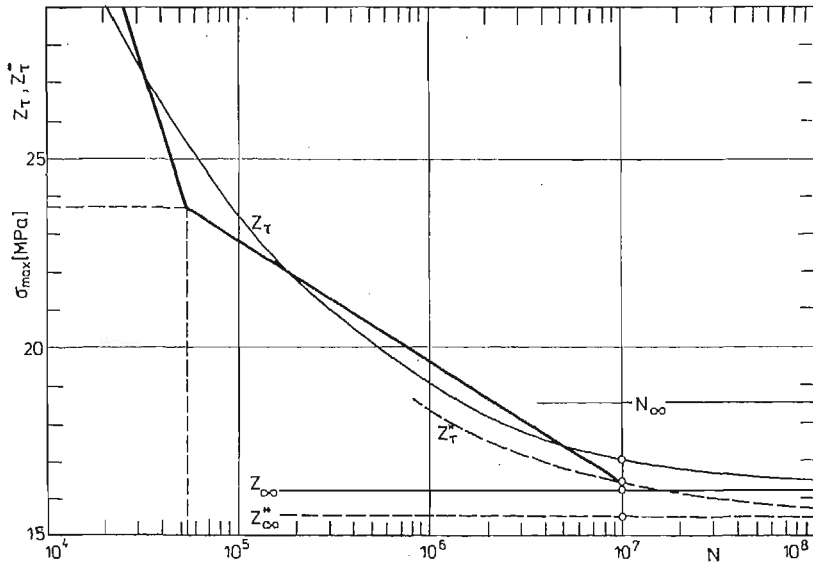
¹⁾ KAL = kalkulator Elwro 105 LN; ²⁾ duży błąd w przejściu łukowym wykresu; Gdy $N \geq 10^6$ to błąd względny jest mniejszy wg (KAL) niż (ETO); stała B obliczona przybliżoną metodą najmniejszych kwadratów.



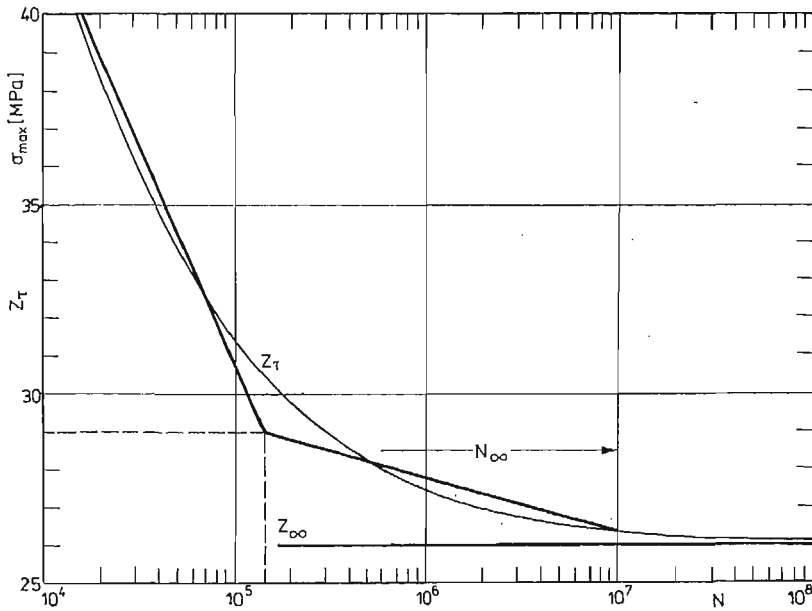
Rys. 5. Wykresy zmęczenia Itamidu 35 ($\tau = 10$ mies., $\sigma = 2,33$)



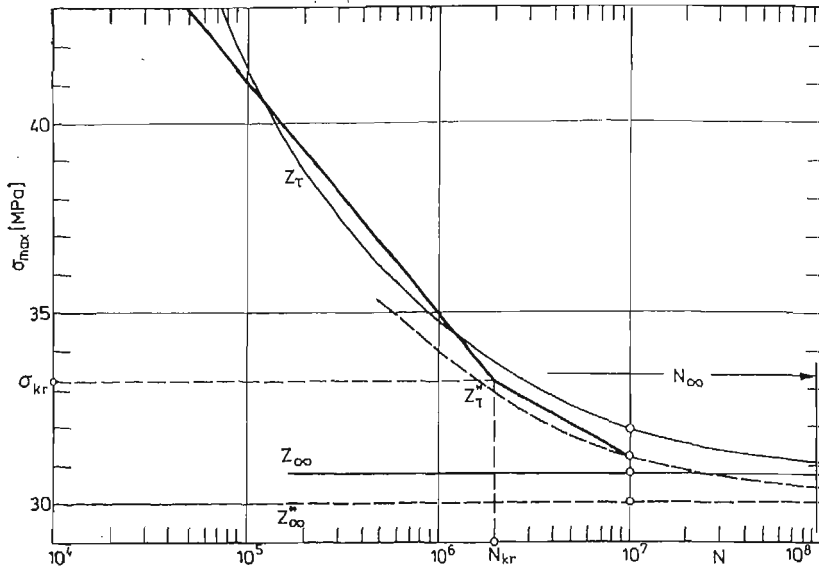
Rys. 6. Wykres zmęczenia Itamidu S-2 ($\tau = 10$ mies., $\sigma = 2$)



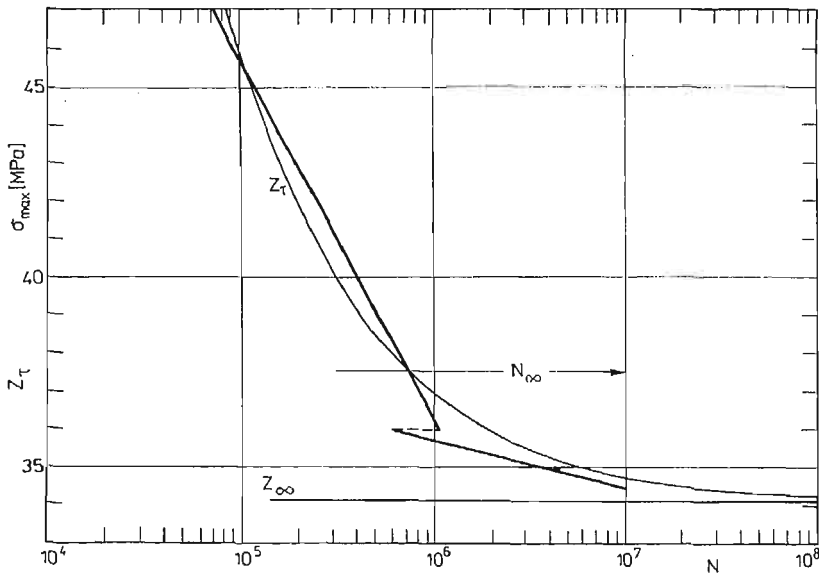
Rys. 7. Wykres zmęczenia PTE (Elana 2, $\tau = 60$ mies., $\sigma = 2,4$)



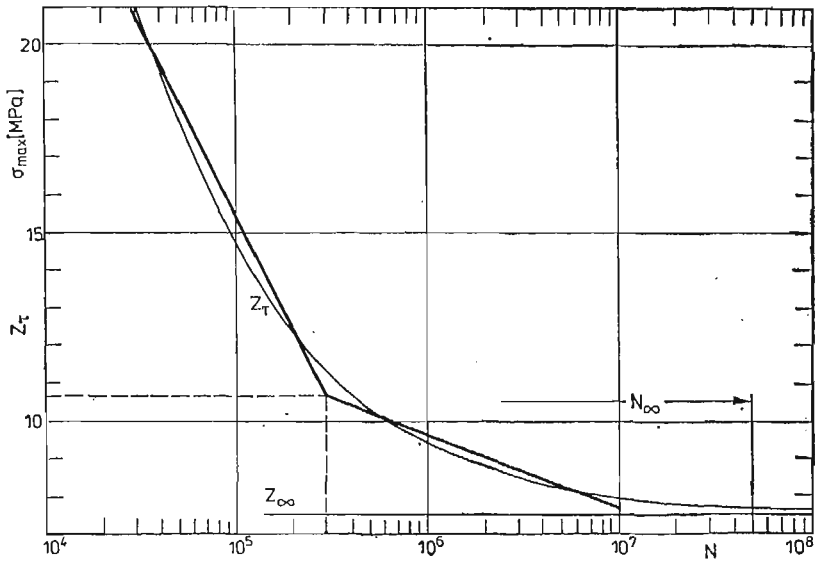
Rys. 8. Wykres zmęczenia Elitu 25 ($\tau = 24$ mies., $\sigma = 2$)



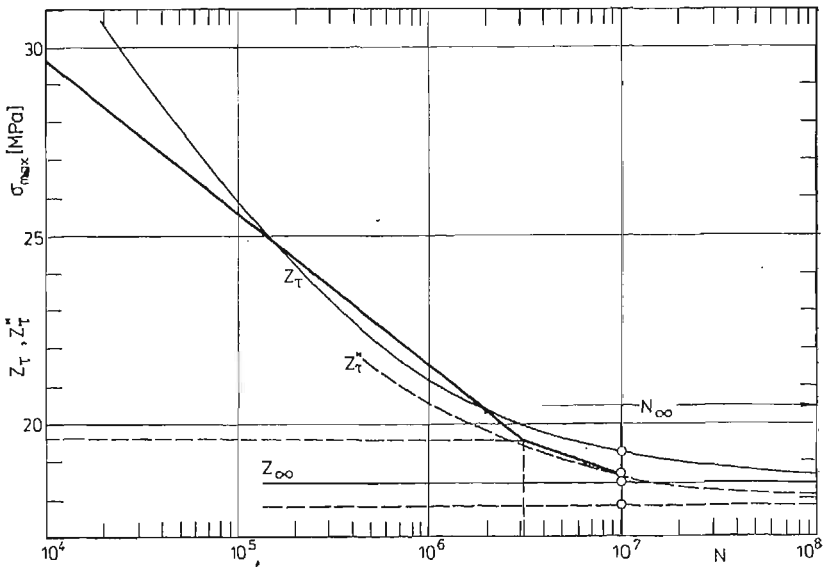
Rys. 9. Wykres zmęczenia Elitu 25u ($\tau = 27$ mies., $\sigma = 2,33$)



Rys. 10. Wykres zmęczenia Elitu 30 EX ($\tau = 18$ mies., $\sigma = 2$); wykres zerwany [23]



Rys. 11. Wykres zmęczenia poliwęglanu ($\tau = 10$ mies., $\sigma = 2$)



Rys. 12. Wykres zmęczenia Bistanu AS-20 ($\tau = 24$ mies., $\sigma = 2,33$)

Średni błąd aproksymacji wyników pomiaru $N(\sigma_{\max})$ równaniami prostych regresji (1) i (2), dla wybranych tworzyw sztucznych, wynosi 4,42% (tabl. 5), natomiast średni błąd aproksymacji równaniem rozkładu normalnego wynosi 4,32% wg (KAL) lub 3,82% wg (ETO), a więc są one w przybliżeniu równe, ale z tendencją na korzyść równania (3). Oznacza to, że równanie (3) wystarczająco dokładnie opisuje wyniki badań zmęczeniowych i może zastępować lub uzupełniać równania prostych regresji. Różnice w wartościach błędów aproksymacji Δ (tabl. 6) wg KAL i ETO wynikają m.in. stąd, że do obliczania stałej B na kalkulatorze zastosowano wzór półempiryczny, natomiast do obliczenia stałej B na MC zastosowano rozwinięcie funkcji $\varphi(u)$ w szereg Taylora (linearyzacja funkcji).

3. Przykłady liczbowe

3.1. Zbudować wykres zmęczenia Itamidu 25 (czas starzenia próbek $\tau = 10$ mies. — rys. 4) według jednego równania (tabl. 7). Odchylenie standardowe, określone metodą kolejnych przybliżeń, wynosi $\sigma = 2,33$. Wartość średnią rozkładu przyjęto $a = 0$.

Równanie asymptoty:

$$Z_{\infty} = 0,989 \cdot (Z_{g0})_{\min} = 0,989 \cdot 24 = 23,7 \text{ [MPa]}$$

Stała B określona metodą jednakowych błędów (jb) w punktach $A(\bar{N}_2, 34)$ i $C(\bar{N}_5, 29,7)$, według równania $\Delta_2 \cong \Delta_5$ wynosi: $B = 146,3$ [MPa].

Zmienna losowa unormowana:

$$u_i = \frac{\log \bar{N}_i - a}{\sigma} = \frac{\log \bar{N}_i}{\sigma} = \frac{\log \bar{N}_i}{2,33}$$

Równanie wykresu zmęczenia:

$$Z_{\tau}(jb) = Z_{\infty} + B\varphi(u) = 23,7 + 146,3\varphi(u)$$

Stała B według przybliżonej metody najmniejszych kwadratów (wzór w zasadzie półempiryczny):

$$B = \frac{\sum_{i=1}^n (Z_{g0} - Z_{\infty})_i}{\sum_{i=1}^n \varphi(u_i)} = \frac{62,3}{0,4114} = 151,4 \text{ [MPa]}$$

Równanie wykresu zmęczenia:

$$Z_{\tau}(nk) = Z_{\infty} + B\varphi(u) = 23,7 + 151,4 \cdot \varphi(u)$$

Błąd względny: $\Delta = 100 \frac{Z_{g0} - Z_{\tau}}{Z_{g0}}$

Liczba cykli odpowiadająca u odchyleniom standardowym rozkładu:

$$\varphi(u) = \frac{0,011 \cdot Z_{\infty}}{B} = \frac{0,011 \cdot 23,7}{151,4} = 0,0017; \quad u = 3,31$$

$$\log N_{\infty} = u \cdot \sigma = 3,31 \cdot 2,33 = 7,7123$$

$$N_{\infty} = 51\,600\,000 \approx 5 \cdot 10^7 \text{ [cykli]}$$

Tablica 7. Zestawienie wyników pomiarów i obliczeń do konstrukcji wykresu zmęczenia Itamidu 25

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
\bar{N}_i [cykle]	7800	18000	45000	10^5	$0,15 \cdot 10^6$	$0,18 \cdot 10^6$	$0,2 \cdot 10^6$	$0,42 \cdot 10^6$	10^6	$2,5 \cdot 10^6$	10^7
$\log N_i$	3,8921	4,2553	4,6532	5	5,1761	5,2553	5,3010	5,6233	6	6,3979	7
u_i	1,67	1,83	2,00	2,15	2,22	2,26	2,28	2,41	2,58	2,75	3,00
$\varphi(u_i)$	0,0989	0,0748	0,0539	0,0395	0,0339	0,0310	0,0297	0,0219	0,0143	0,0091	0,0044
σ_{\max}	36,9	34,0	31,7	30,7	29,7	29,2	28,2	27,2	26,2	25,2	24,2
$Z_\tau(jb)$	38,17	34,64	31,59	29,48	28,66	28,24	28,05	26,90	25,79	25,03	24,34
$\Delta(jb)$	3,72	1,88	0,35	3,97	3,50	3,29	0,53	1,10	1,56	0,67	0,58
$Z_\tau(nk)$	38,67	35,02	31,86	29,68	28,83	28,39	28,20	27,02	25,87	25,08	24,37
$\Delta(nk)$	4,79	3,00	0,50	3,32	2,93	2,77	0	0,66	1,26	0,48	0,70

Naprężenia: σ_{\max} , $Z_\tau - w$ [MPa]; $Z_\tau(jb)$ — stałą B obliczono metodą jednakowych błędów;

Błąd względny $\Delta(jb)$ oraz $\Delta(nk) - w$ [%] $Z_\tau(nk)$ — stałą B obliczono przybliżoną metodą najmniejszych kwadratów;

3.2. Zbudować wykres zmęczenia dla stali 45 o $R_m = 713,7$ MPa oraz $R_e = 454$ MPa (tabl. 8).

Tablica 8. Zestawienie wyników pomiarów i obliczeń do konstrukcji wykresu zmęczenia stali 45

σ_{\max}	$> \sigma_{kr}$				$\leq \sigma_{kr}$		
	1	2	3	4	5	6	7
\bar{N}_i [cykle]	12 000	20 000	30 000	40 000	$2 \cdot 10^5$	10^6	10^7
$\log \bar{N}_i$	4,0792	4,3010	4,4771	4,6021	5,3010	6	7
u_i	2,04	2,15	2,24	2,30	2,65	3	3,5
$\varphi(u_i)$	0,0498	0,0400	0,0325	0,0283	0,0119	0,0044	0,0009
$Z_r(jb)$	525	476	439	418	336	299	281
$Z_r(nk)$	541	489	450	427	340	300	282
σ_{\max}	555	493	443	408	344	314	271
$Z_g^{1)}$	550	500	450	400	350	300	280
$\Delta(jb)$	4,55	4,80	2,44	4,50	4,00	0,33	0,36
$\Delta(nk)$	1,64	2,20	0	6,75	2,86	0	0,71
$\Delta(\sigma_{\max})$	1,00	1,40	1,56	2,00	1,71	4,67	3,21

¹⁾ Dane liczbowe pochodzą z rekonstrukcji wyników pomiaru z wykresu zmęczenia Stali [7] — s. 365; Naprężenia w [MPa]

Równania prostych regresji:

dla $\sigma_{\max} > \sigma_{kr} = 368$ MPa; $\sigma_{\max} = 1697 - 280 \cdot \log N$;

dla $\sigma_{\max} \leq \sigma_{kr}$; $\sigma_{\max} = 572 - 43 \cdot \log N$.

Odchylenie standardowe, określone metodą kolejnych przybliżeń, wynosi $\sigma = 2$.

Równanie asymptoty:

$$Z_{\infty} = 0,989 \cdot (Z_g)_{\min} = 0,989 \cdot 280 \approx 277 \text{ [MPa]}$$

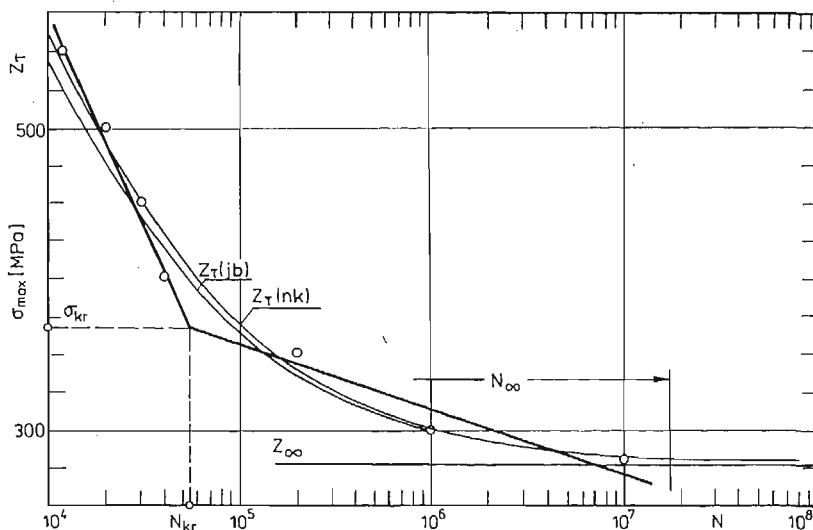
Stała B określona metodą jednakowych błędów w punktach A_1 i A_4 wynosi: $B = 4985$ [MPa]

Zmienna losowa unormowana

$$u_i = \frac{\log \bar{N}_i - a}{\sigma} = \frac{\log \bar{N}_i}{2}$$

Równanie wykresu zmęczenia (rys. 13):

$$Z_r(jb) = Z_{\infty} + B\varphi(u) = 277 + 4985 \cdot \varphi(u)$$



Rys. 13. Wykres zmęczenia stali 45

Stała B według przybliżonej metody najmniejszych kwadratów:

$$B = \frac{\sum_{i=1}^7 (Z_{g0} - Z_{\infty})_i}{\sum_{i=1}^7 \varphi(u_i)} = \frac{891}{0,1678} = 5310 \text{ [MPa]}$$

Równanie wykresu zmęczenia:

$$Z_{\tau}(nk) = 277 + 5310 \cdot \varphi(u).$$

Maksymalny błąd względny Δ , dla aproksymacji wyników pomiaru równaniami prostych regresji wynosi 4,67%, a dla aproksymacji rozkładem normalnym 4,80%. Biorąc pod uwagę aproksymację w zakresie naprężeń $\sigma_{\max} \leq \sigma_{kr}$, korzystniejsze wyniki osiągnięto dla aproksymacji wyników pomiaru rozkładem normalnym (4,00% wobec 4,67%). Liczba cykli odpowiadająca u odchyleniom standardowym rozkładu:

$$\varphi(u) = \frac{0,011 \cdot Z_{\infty}}{B} = \frac{0,011 \cdot 277}{5310} = 0,0005; \quad u = 3,63$$

$$\log N_{\infty} = u\sigma = 3,63 \cdot 2 = 7,26$$

$$N_{\infty} = 18\,200\,000 \approx 18 \cdot 10^6 \text{ [cykli]}.$$

Jeśli stal 45 ma trwałą wytrzymałość zmęczeniową (byłaby to wartość Z_{∞}), to obszar ważności równania $Z_{\tau} = 277 + 5310 \cdot \varphi(u)$ jest nieograniczony; jeśli jest inaczej (brak rozstrzygnięcia w pracy [7]) — to równanie asymptoty $Z_{\infty} = 277$ MPa jest umowną granicą zmęczenia, ważną w myśl własności rozkładu normalnego, do liczby cykli $N_{\infty} = 18 \cdot 10^6$.

4. Wnioski

Rozkład normalny (a ściślej — funkcja odpowiadająca funkcji rozkładu normalnego) może być stosowany do konstrukcji wykresu zmęczenia tworzyw sztucznych i metali,

szczególnie w tych przypadkach, gdy materiał ma trwałą granicę zmęczenia ze względu na bazę. Wówczas równanie asymptoty Z_∞ jest nieograniczoną wytrzymałością zmęczeniową.

Celowość aproksymacji wyników pomiarów rozkładem normalnym wynika z prostego algorytmu obliczeń, dużej dokładności aproksymacji wyników pomiaru jednym równaniem, z braku ograniczeń w wyborze metod i kryteriów aproksymacji. A więc istnieje możliwość dostosowania konstrukcji wykresu zmęczenia do założonej metody obliczeń wytrzymałościowych i potrzeb interpretacyjnych. Z własności rozkładu normalnego wynika ponadto analityczne kryterium ograniczające ważność aproksymacji dla tych materiałów, których wytrzymałość zmęczeniowa monotonicznie maleje. Tym kryterium jest liczba cykli N_∞ określona ze wzoru (8).

Rozkładem normalnym można opisać wykres zmęczenia w obszarze ograniczonej wytrzymałości zmęczeniowej (ZO) i w obszarze trwałej lub umownej wytrzymałości zmęczeniowej (ZZ) oraz w obszarze wytrzymałości zmęczeniowej przy małej liczbie cykli (ZK) z ograniczeniem do takiej części, którą można przedstawić w układzie $\sigma_{\max} - \log N$.

Literatura

1. Е. К. Почтенный, *Прогнозирование долговечности и диагностика усталости деталей машин*, Наука и Техника, Минск 1983.
2. T. CZESCHOWSKI, M. FISZ, T. IWIŃSKI, O. LANGE, W. SADOWSKI, R. ZASĘPA, *Tablice statystyczne*, PWN, Warszawa 1957.
3. A. STRZAŁKOWSKI, A. ŚLIŻYŃSKI, *Matematyczne metody opracowywania wyników pomiarów*, PWN Warszawa 1978.
4. M. NOWAK, *Obliczenie i badanie na wytrzymałość zmęczeniową konstrukcyjnych tworzyw sztucznych*, Archiwum Budowy Maszyn, Nr 3 - 4, 30 (1983).
5. M. NOWAK, *Alterungsgewindigkeit und Sicherheitskoeffizienten gegen Dauerbruch von Polyamiden, Plaste und Kautschuk*, H. 3, 31 (1984), s. 109.
6. M. NOWAK, *Analityczny opis starzenia poliamidu 6 niszczonego zmęczeniowo*, Mechanika Teoretyczna i Stosowana, z. 3, 19 (1981), s. 435.
7. J. SZALA, *O pewnej metodzie obliczeń elementów konstrukcyjnych na zmęczenie w warunkach obciążeń stochastycznych*, Archiwum Budowy Maszyn, Nr 3 - 4, 29 (1982), s. 357.
8. O. H. BASQUIN, *The exponential law of endurance tests*, Proceedings American Society for Testing Materials, Vol. 10, 1910, pp. 625.
9. W. N. FINDLEY, O. E. HINTZ, *Relation between repeated impact and fatigue tests*, Modern Plastics, Nr 4, 21 (1943), pp. 119.
10. C. E. STROMEYER, *The determination of fatigue limits under alternating stress conditions*, Proceedings of the Royal Society of London, Series A 90, 1914, pp. 411.
11. P. LUDWIK, R. SCHEU, *Das Verhalten der Metalle bei wiederholter Beanspruchung*, VDJ — Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, Nr 1, 67 (1923), S. 122.
12. A. PALMGREN, *Die Lebensdauer von Kugellagern*, VDJ — Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, Nr 14, 68 (1924), s. 339.
13. M. G. CORSON, *The N: S relationship in endurance testing*, Iron Age, 163 (1949), pp. 103.
14. W. WEIBULL, *The statistical aspect of fatigue failures*, Massachusetts Institute of Technology (MIT), Conference 1952, pp. 182.
15. W. WEIBULL, *Fatigue testing and analysis of results*, Pergamon Press, Oxford — London — New York — Paris, 1961.
16. J. A. BENNET, J. L. BAKER, *Effects of prior static and dynamic stresses on the fatigue strength of alu-*

- minium alloys*, J. Res. Nat. Bur. Stand. 45, Aeronautics Materials Research 4, Revue 2506, 1950, pp. 449.
17. E. EPREMIAN, R. F. MEHL, *Investigation of statistical nature of fatigue properties*, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Note 2719, AMR6, Rev. 488, 1952.
 18. F. STÜSSI, *Dauerfestigkeit von Aluminium — Legierungen*, Mémoires Association Internationale des Ponts et Charpentes (MAJPCh), 13, 1953, s. 357.
 19. F. STÜSSI, *Die Theorie der Dauerfestigkeit und die Versuche von August Wöhler*, Mitteilungen der Technische Kommission des Verbandes schweizerischer Brückenbau und Stahlhochbau — Unternehmung (TKVSB), Nr 13, Verlag VSB Zürich 1955.
 20. F. BASTENAIRE, *Distributions statistiques des durée de vie à la fatigue et forme de la courbe de Wöhler*, Comptes Rendus (C.R.) 245, 1957, s. 136.
 21. F. BASTENAIRE, *Résultats apportés par l'étude statistique du compartement des métaux à la fatigue*, Bulletin de association française pour le control industriel de qualité, Nr 24, 1962, s. 71.
 22. S. KOCANĀDA, *Zmęczeniowe niszczenie metali*, WNT, Warszawa 1978.
 23. M. NOWAK, *Zgięcia i nieciągłości wykresów zmęczenia tworzyw sztucznych*, Archiwum Budowy Maszyn, z. 2, 29 (1982), s. 139.

Р е з ю м е

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ НА УСТАЛОСТЬ
ОДНИМ УРАВНЕНИЕМ НА ПРИМЕРЕ ИЗБРАННЫХ ПЛАСТМАСС

Для описания результатов измерения на усталость применено двухкомпонентное уравнение (3), в котором один является функцией нормального разложения. На примере избранных пластмасс установлено (избранных ввиду значения ψ), что погрешность аппроксимации уравнением (3) не больше, чем уравнениями прямых регрессии (1) и (2). Нормальным разложением можно описать полную диаграмму усталости, т.е. участок малоциклового усталости и участок многоциклового усталости.

S u m m a r y

A ONE-EQUATION ANALYTICAL DESCRIPTION OF FATIGUE TESTING RESULTS FOR
SELECTED PLASTICS AS EXAMPLES

For the description of the results of fatigue testing a two-component equation was used (3) in which one of the components in the function of the normal decomposition. It has been found that, with regard to the selected plastics (selected on account of the value ψ) the approximation error by means of equation (3) is not greater than by equations of simple regressions (1) and (2). The normal decomposition enables a description of full fatigue diagram, i.e. fatigue strength with a small number of cycles, limited fatigue strength as well as durable or conventional fatigue strength.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 15 października 1984 roku.

STATECZNOŚĆ DYNAMICZNA ŚMIGŁOWCA Z WIRNIKIEM PRZEGUBOWYM

WIESŁAW ŁUCJANEK

JANUSZ NARKIEWICZ

Politechnika Warszawska

KRZYSZTOF SIBILSKI

WAT

W pracy został przedstawiony zwięzły opis efektywnie działającej numerycznej metody obliczeń dynamicznej stateczności śmigłowca, w której zostały uwzględnione sprzężenia między wszystkimi sześcioma stopniami swobody kadłuba traktowanego jako ciało sztywne, a parametry lotu ustalonego i pochodne aerodynamiczne zostały wyznaczone w oparciu o nieliniowe równania ruchu i obciążeń aerodynamicznych.

1. Wstęp

W zespole Naukowo-Badawczym Mechaniki Śmigłowców Instytutu Techniki Lotniczej i Mechaniki Stosowanej Politechniki Warszawskiej została opracowana metodyka i programy obliczeń na EMC dynamicznej stateczności z trzymanymi sterami oraz podłużnej sterowności według kryterium NASA, śmigłowca z jednym wirnikiem nośnym typu przegubowego i ze śmigłem ogonowym. W stosunku do klasycznych metod analizy stateczności śmigłowców opracowanie różni się następującymi cechami:

- rozważane są ruchy kadłuba odpowiadające sześciu stopniom swobody, bez podziału na symetryczne i antysymetryczne,
- parametry ustalonego lotu prostoliniowego są wyznaczone z nieliniowych równań równowagi,
- pochodne aerodynamiczne wirnika nośnego są wyznaczone metodą przyrostów skończonych, pozwalającą na uwzględnienie nieliniowości aerodynamicznych, geometrycznych i kinematycznych.

Praca zawiera opis metody badania stateczności dynamicznej śmigłowca oraz przykłady wyników obliczeń.

2. Wykaz oznaczeń

A_1 — kąt skoku cyklicznego sterowania poprzecznego,

B_1 — kąt skoku cyklicznego sterowania podłużnego,

- G — ciężar śmigłowca,
 $I_{x,y,z}, I_{xy}, I_{xz}, I_{yz}$ — składowe tensora bezwładności śmigłowca,
 L — składowe wzdłuż osi Ox momentu obciążeń aerodynamicznych,
 M — składowa wzdłuż osi Oy momentu obciążeń aerodynamicznych,
 m — masa śmigłowca,
 N — składowa wzdłuż osi Oz momentu obciążeń aerodynamicznych,
 P — składowa wzdłuż osi Ox prędkości kątowej śmigłowca,
 Q — składowa wzdłuż osi Oy prędkości kątowej śmigłowca,
 R — składowa wzdłuż osi Oz prędkości kątowej śmigłowca,
 R_w — promień wirnika nośnego,
 U — składowa wzdłuż osi Ox prędkości lotu,
 V — składowa wzdłuż osi Oy prędkości lotu,
 W — składowa wzdłuż osi Oz prędkości lotu,
 X_a — składowa wzdłuż osi Ox sił aerodynamicznych,
 Y_a — składowa wzdłuż osi Oy sił aerodynamicznych,
 Z_a — składowa wzdłuż osi Oz sił aerodynamicznych,
 R — macierz stanu w równaniu [7],
 x — wektor stanu [3],
 y — wektor zaburzeń [6],
 Θ — kąt pochylenia śmigłowca (między osią Ox i płaszczyzną poziomą, dodatni, gdy półoś $+Ox$ jest skierowana w górę),
 Θ_o — kąt skoku ogólnego wirnika nośnego,
 Θ_{s_o} — kąt skoku ogólnego śmigłowca ogonowego,
 λ — wartość własna macierzy stanu,
 μ — bezwymiarowa prędkość lotu poziomego, odniesiona do prędkości Ω końców łopatek wirnika w ruchu obrotowym,
 Φ — kąt przechylenia śmigłowca (między osią Oy i krawędzią przecięcia płaszczyzny poziomej przechodzącej przez punkt O z płaszczyzną Oyz , dodatni, gdy przy $-\pi/2 < \Theta < \pi/2$ półoś $+Oy$ jest skierowana w dół),
 Ω — prędkość kątowa wału wirnika nośnego,
 (\cdot) — pochodna względem czasu.

3. Równania ruchu śmigłowca

Równania ruchu śmigłowca, a ściślej jego kadłuba, traktowanego jako sztywna bryła o sześciu stopniach swobody, zostały wyprowadzone metodą różniczkowania względem czasu pędu i krętu względem środka ciężkości. W związanym ze śmigłowcem prostokątnym, prawoskrętnym układzie współrzędnych $Oxyz$, o początku w środku ciężkości śmigłowca i o osiach: Oz — równoległej do osi wału wirnika nośnego, skierowanej w dół, Ox — skierowanej do przodu, Oy — dopełniającej układ, równania te mają postać [2]:

$$m \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} + m \begin{bmatrix} 0 & -R & Q \\ R & 0 & -P \\ -Q & P & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_a \\ Y_a \\ Z_a \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -G \sin \Theta \\ G \cos \Theta \cdot \sin \Phi \\ G \cos \Theta \cdot \cos \Phi \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} I_x & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_y & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{P} \\ \dot{Q} \\ \dot{R} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -R & Q \\ R & 0 & -P \\ -Q & P & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_x & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_y & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} P \\ Q \\ R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L \\ M \\ N \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Niewiadomą funkcją w tych równaniach jest wektor

$$x = \text{col}[U, V, W, P, Q, R, \Theta, \Phi], \quad (3)$$

mający osiem składowych. Niezbędne dwa dodatkowe równania można otrzymać ze związków między składowymi P, Q, R prędkości kątowej śmigłowca oraz kątami Θ i Φ i ich pochodnymi względem czasu:

$$\dot{\Theta} = Q \cos \Phi - R \sin \Phi, \quad (4a)$$

$$\dot{\Phi} = P + Q \cdot \sin \Phi \cdot \text{tg} \Theta + R \cdot \cos \Phi \cdot \text{tg} \Theta, \quad (4b)$$

Związki (1), (2) i (4) tworzą układ ośmiu nieliniowych równań różniczkowych zwyczajnych pierwszego rzędu. W przypadku ogólnym układ ten może być rozwiązany tylko metodami numerycznymi.

4. Obciążenia aerodynamiczne

Obciążenia aerodynamiczne w ogólnym stanie lotu śmigłowca powstają na wszystkich jego zewnętrznych elementach konstrukcyjnych: wirniku nośnym, śmigle ogonowym oraz kadłubie wraz z belką ogonową, statecznikiem poziomym, podwoziem itd. Obciążenia te w równaniach (1) i (2) z reguły przedstawia się w postaci tzw. pochodnych aerodynamicznych sił X_a, Y_a i Z_a oraz momentów L, M i N względem parametrów lotu U, V, W, P, Q, R i parametrów sterowania $\Theta_o, A_1, B_1, \Theta_{so}$, np.: składowa siły bocznej (wzdłuż osi Oy) ma postać:

$$Y_a = Y_1 + \frac{\partial Y}{\partial U} dU + \frac{\partial Y}{\partial V} dV + \frac{\partial Y}{\partial W} dW + \frac{\partial Y}{\partial P} dP + \frac{\partial Y}{\partial Q} dQ + \frac{\partial Y}{\partial R} dR + \frac{\partial Y}{\partial \Theta_o} d\Theta_o + \frac{\partial Y}{\partial A_1} dA_1 + \frac{\partial Y}{\partial B_1} dB_1 + \frac{\partial Y}{\partial \Theta_{so}} d\Theta_{so} \quad (5)$$

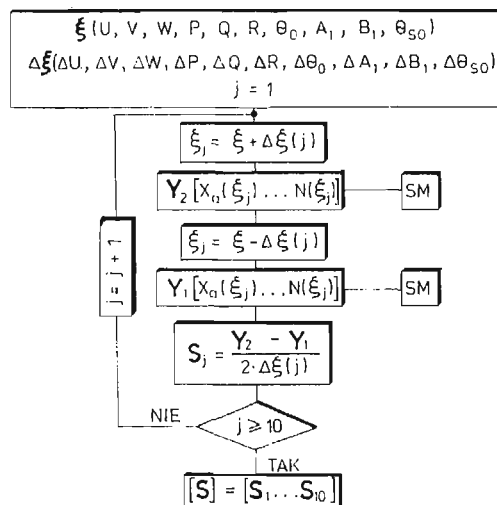
W powyższym wyrażeniu Y_1 oznacza wartość siły Y_a w locie ustalonym, a np. $\partial Y / \partial P$ jest pochodną siły Y_a względem prędkości kątowej przechylenia P , natomiast $d\Theta_a$ — przyrostem kąta skoku ogólnego łopaty wirnika nośnego.

W wyrażeniu na składową M momentu pochylającego uwzględniana jest jeszcze pochodna $\partial M / \partial W$, określająca wpływ opóźnienia dopływu do statecznika poziomego strug odchylonych przez wirnik nośny.

Powszechnie stosowana metoda obliczeń pochodnych aerodynamicznych (np. [1]) polega na różniczkowaniu względem parametrów lotu i sterowania wyrażeń analitycznych określających obciążenia aerodynamiczne, uproszczonych w wyniku niezależnego traktowania ruchów symetrycznych i niesymetrycznych śmigłowca oraz zlinearyzowanych względem tych parametrów. W rezultacie otrzymuje się pochodne aerodynamiczne niezależne od zmiennych różniczkowania, stosunkowo wygodne do dalszego przetwarzania,

ale niezbyt dokładne, zwłaszcza w przypadkach, gdy rzeczywiste zależności obciążeń aerodynamicznych od parametrów lotu i sterowania są silnie nieliniowe.

W pracy zastosowano do wyznaczania pochodnych aerodynamicznych metodę przyrostów skończonych, zaproponowaną w [4], a szczegółowo opracowaną w [3]. Jest to metoda numeryczna. Podstawowym elementem programu obliczeniowego jest procedura (nazwijmy ją SM), na wejściu której są wczytywane stałe wielkości geometryczne, kinematyczne i masowe śmigłowca, charakterystyki aerodynamiczne (profilu łopaty wirnika, kadłuba itp.) w funkcji kątów natarcia i ślizgu oraz liczby Macha, wysokość lotu itd. oraz zmienne: składowe prędkości liniowej U, V, W i kątowej P, Q, R śmigłowca, skok ogólny Θ_a i współczynniki A_1 oraz B_1 skoku cyklicznego wirnika nośnego, a także skok Θ_{so} śmigła ogonowego. Na wyjściu procedury SM otrzymuje się wektor sił aerodynamicznych X_a, Y_a, Z_a i momentów aerodynamicznych L, M, N . Obliczenia są wykonywane metodą iteracyjną w oparciu o nieliniowy opis matematyczny ruchu śmigłowca i jego elementów, np. wahań w przegubach łopat wirnika nośnego.



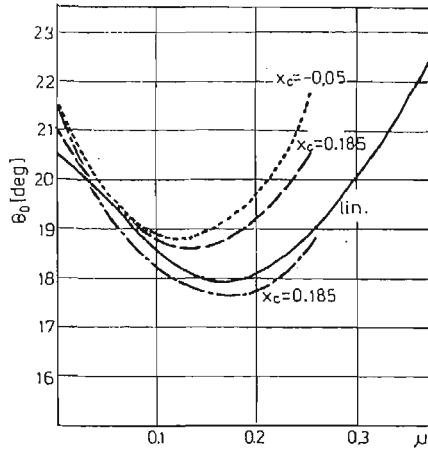
Rys. 1

Pochodne aerodynamiczne są obliczane według algorytmu schematycznie przedstawionego na rys. 1. Na wstępie określa się 10 składowych wektora stanu ξ oraz wektora $\Delta\xi$ przyrostów tych składowych.

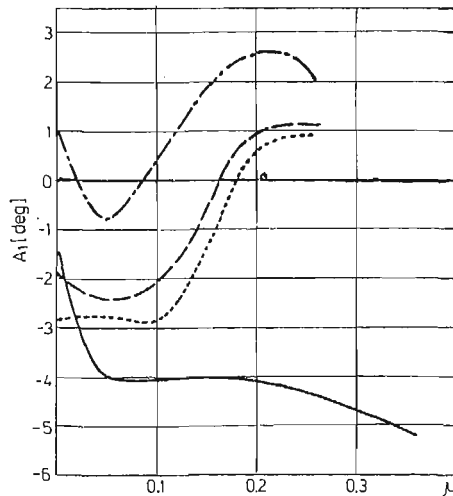
Zazwyczaj przyrosty są rzędu 1% maksymalnej wartości odpowiedniej składowej. Następnie, stosując procedurę SM oblicza się kolejno składowe obciążenia aerodynamicznych X_a, Y_a, Z_a, L, M, N dla dodatnich i ujemnych (Y_1) przyrostów składowych wektora stanu, po czym oblicza się pochodne S jako ilorazy różnic obciążeń aerodynamicznych i podwojonej wartości przyrostu. Cykl obliczeń powtarza się tyle razy, względem ilu parametrów obliczane są pochodne. Np., w przypadku obliczania tylko pochodnych stateczności z trzymanymi sterami, cztery ostatnie składowe wektora ΔS , określające wychylenia organów sterowania, są równe zero i cykl obliczeń jest powtarzany 6 razy. W przypadku ogólnym cykl obliczeń powtarza się 10 razy.

5. Parametry lotu ustalonego

Powszechnie stosowana metoda obliczeń parametrów ustalonego lotu śmigłowca (np. [1]) polega na myślowym rozdzieleniu ruchów symetrycznych i antysymetrycznych śmigłowca, zlinearyzowaniu równań ruchu, przyrównaniu do zera składowych prędkości kątowej śmigłowca i wszystkich pochodnych względem czasu oraz wyznaczeniu: z układu



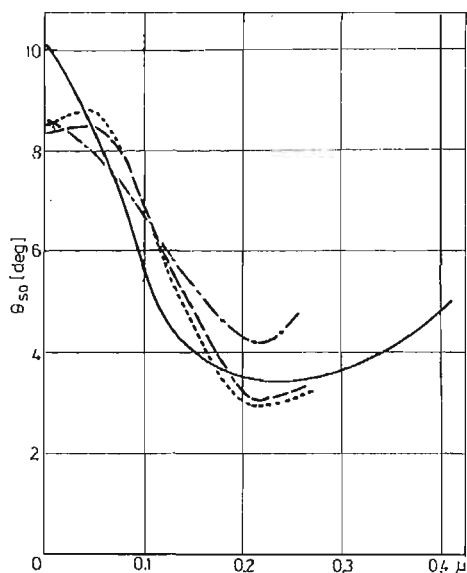
Rys. 2



Rys. 3

równań ruchu symetrycznego wielkości B_1, θ_o, θ i z układu równań ruchu niesymetrycznego wielkości A_1, θ_{so}, Φ . Otrzymane tą drogą parametry lotu ustalonego są wystarczająco dokładne dla większości zagadnień praktycznych, jednakże w przypadku np. analizy stateczności dynamicznej, gdy przedmiotem rozważań jest przebieg w czasie zaburzeń wielkości ustalonych, wymagana jest większa dokładność. Można ją osiągnąć wyz-

naczając parametry lotu ustalonego metodą kolejnych przybliżeń z nieliniowych równań ruchu śmigłowca, po przyrównaniu do zera wszystkich składowych prędkości kątowej kadłuba i pochodnych względem czasu. Wielkości obliczone metodą tradycyjną są wykorzystywane jako wartości startowe procesu iteracyjnego.



Rys. 4

Na rysunkach 2, 3 i 4 są przedstawione przykładowo wielkości Θ_0 , A_1 i Θ_{s0} jako funkcje bezwymiarowej prędkości μ , obliczone dla trzech położenia środka ciężkości: na osi wału wirnika nośnego, 0,185 m przed osią i 0,05 m za osią (promień wirnika $R_w = 7,85$ m) metodą pierwszego przybliżenia (lin) oraz metodą opisaną w pracy.

Z rysunków wynika, że charakter zmienności parametrów lotu ustalonego jest w obu metodach podobny, wartości bezwzględne są jednak różne. Ponadto metoda oparta o rozdzielanie ruchów, w odniesieniu do prezentowanych parametrów jest niewrażliwa na położenie środka ciężkości śmigłowca, co jest konsekwencją założonego braku sprzężeń między postaciami ruchu.

6. Stateczność dynamiczna

W celu obliczenia dynamicznej stateczności śmigłowca, równania ruchu (1) i (2) z wyznaczonymi prawymi stronami oraz związku kinematyczne (4), zostały zlinearyzowane względem małych zaburzeń wektora stanu (3). Wektor zaburzeń y ma składowe:

$$y = \text{col}[u, v, w, p, q, r] \quad (6)$$

Po linearyzacji, równania (1), (2) i (4) przybierają ogólną postać [2]:

$$\dot{y} - Ry = 0 \quad (7)$$

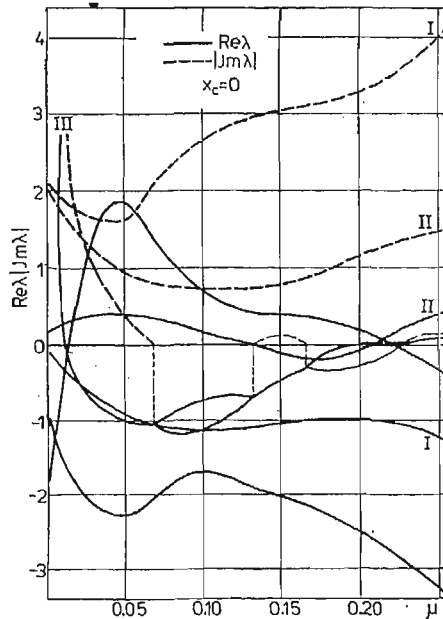
gdzie R jest macierzą stanu o wymiarach 8×8 .

Śmigłowiec jest dynamicznie stateczny, jeżeli części rzeczywiste wszystkich ośmiu wartości własnych macierzy stanu R będą niedodatnie.

Na rys. 5 jest przedstawiony przykład przebiegu wartości własnych λ w funkcji bezwymiarowej prędkości μ lotu śmigłowca dla środka ciężkości leżącego na osi wału wirnika ($x_c = 0$).

Na rysunku jest 8 wartości λ : trzy pary zespolonych o wartościach rzeczywistych (linie ciągłe) i urojonych (linie przerywane) oznaczone parami cyframi rzymskimi I, II i III oraz dwie wartości rzeczywiste. (W dwóch przedziałach μ pierwiastki pary III są rzeczywiste).

Śmigłowiec byłby stateczny, jeżeli linie ciągłe nie przebiegałyby nad osią odciętych. W przypadku przedstawionym na rys. 5 śmigłowiec jest dynamicznie niestateczny w całym przedziale μ , a zwłaszcza w zawisie ($\mu = 0$).



Rys. 5

Znając wartości własne λ można określić własności fizyczne ruchu śmigłowca: tłumienie, w przypadku ruchów oscylacyjnych, ($\text{Im } \lambda = 0$) okres a także postacie ruchu (wektory własne macierzy R).

Literatura

1. BRAMWELL A. R. S., *Helicopter Dynamics*, Edward Arnold Ltd, London, 1976.
2. ŁUCJANEK W., SIBILSKI K., *Wstęp do dynamiki śmigłowca*, Zakł. Graf. PW, 1981.
3. NARKIEWICZ J., SIBILSKI K., ŁUCJANEK W., *Stateczność dynamiczna i sterowność śmigłowca jedno-wirnikowego. Programy obliczeniowe*. Sprawozdanie Nr ZMS-2/81 ITLiMS PW, 1981.
4. OSTROFF A. J., DOWNING D. R., and ROOD W. J., *A technique using a nonlinear helicopter model for determining trims and derivatives*, NASA TN D-8159, May 1976.

Резюме

ДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВЕРТОЛЕТА С ШАРНИРНЫМ КРЕПЛЕНИЕМ
ЛОПАСТЕЙ НЕСУЩЕГО ВИНТА

В работе дано краткое описание метода расчета на ЭВМ динамической устойчивости вертолета. Фюзеляж, принятый как жесткое тело, имеет шесть степеней свободы (взаимосвязанных). Параметры установившегося движения и аэродинамические производные определяются из нелинейных уравнений движения и аэродинамических нагрузок.

Summary

DYNAMIC STABILITY OF HELICOPTER WITH HINGED ROTOR

The numerical method for calculating helicopter dynamic stability was briefly outlined. All six coupled degrees of freedom for fuselage treated as rigid body were included in nonlinear equations of motion and aerodynamic loadings for determining helicopter trims and derivatives.

Praca została złożona w Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku.

RÓWNANIA STANU PRODUKTÓW DETONACJI (PD) I MATERIAŁÓW
WYBUCHOWYCH (MW)
RÓWNANIA MAKROKINETYKI WYBUCHU. (SYNTEZA DANYCH
LITERATUROWYCH)

JERZY TYL
EDWARD WŁODARCZYK
WAT

1. Wstęp

Teoretyczna analiza zagadnień gazodynamiki, dotyczących procesu detonacji materiałów wybuchowych (MW) oraz oddziaływania wybuchu na otoczenie, wymaga rozwiązania układu quasiliniowych równań różniczkowych o pochodnych cząstkowych, będących matematycznym wyrazem praw zachowania: masy, impulsu i energii. Układ ten jest uzupełniany równaniami stanu MW i produktów detonacji (PD). W niektórych przypadkach konieczne są również równania kinetyki reakcji chemicznych opisujących proces przejścia MW w PD. Na przykład równania kinetyki i równania stanu MW są niezbędne przy modelowaniu procesu inicjacji detonacji oraz przy analizie struktury frontu fali detonacyjnej.

Analizy teoretyczne są uzupełnieniem badań eksperymentalnych, a w niektórych przypadkach, gdy brak jest wystarczająco dokładnych metod badawczych, dostarczają one podstawowych informacji o przebiegu rozpatrywanych procesów. W analizach tych wybór równań stanu PD i MW oraz równań makrokinetyki chemicznej stanowi jeden z podstawowych warunków poprawności stosowanego do badań modelu obliczeniowego.

W przypadkach, w których przebieg reakcji chemicznych jest mało istotny z punktu widzenia analizy badanych zjawisk, nie uwzględnia się skończonej szerokości strefy reakcji w fali detonacyjnej. Zakłada się, że przejście MW w PD następuje w sposób nagły — skokowy. Uproszczenie to pozwoliło skonstruować wiele zamkniętych rozwiązań dość złożonych problemów gazodynamiki wybuchu, bez wprowadzania do nich istotnego błędu. Zapewnia ono, w dość znacznym zakresie zmian parametrów, zadowalającą zgodność opisów teoretycznych z wynikami eksperymentalnymi [1 ÷ 7].

Zgodność tych rozwiązań z rzeczywistym, eksperymentalnym obrazem danego zjawiska jest uwarunkowana, między innymi, dokładnością odwzorowania termodynamicznych właściwości PD [8, 9]. Znajomość właściwości PD w szerokim zakresie zmian ich

parametrów (ciśnienie od kilkudziesięciu tysięcy MPa do zera, temperatura od kilku tysięcy stopni Kelvina do zera) konieczna jest między innymi do analizy następujących procesów: propagacja fal detonacyjnych, ich oddziaływanie na otoczenie (np. na przegrody [10 ÷ 13], górotwór [14] itp.), rozłot PD [9], wybuchowe napędzanie ciał [15, 16] itp.

Dobór odpowiednich równań stanu PD pozwala uzyskać zamknięte rozwiązania niektórych zagadnień gazodynamiki [9 ÷ 13] oraz ułatwia szczegółowy opis wymienionych zjawisk za pomocą metod komputerowych [15 ÷ 18]. Z tego też powodu w niniejszej pracy główną uwagę skoncentrujemy na dość szczegółowym omówieniu różnych typów równań stanu PD.

Konstrukcji równań stanu PD i MW oraz równań makrokinetyki poświęcono wiele prac. Jak dotąd, obserwuje się brak jednolitego podejścia do rozwiązywania tego problemu, czego wynikiem jest duża różnorodność typów równań używanych w obliczeniach. Celem niniejszej pracy jest usystematyzowanie najczęściej spotykanych w literaturze omawianych równań.

2. Równania stanu produktów detonacji

Równanie stanu, będące związkiem pomiędzy: ciśnieniem p , gęstością ρ i temperaturą T (lub energią wewnętrzną ε) ciała znajdującego się w stanie równowagi termodynamicznej, można wyrazić w następujący sposób:

$$f_1(p, \rho, T) = 0$$

lub

$$f_2(p, \rho, \varepsilon) = 0$$
(2.1)

Postać funkcji (2.1) określa się z danych eksperymentalnych, lub za pomocą teoretycznych obliczeń metodami mechaniki statystycznej.

Najprostszym tego typu wyrażeniem jest równanie stanu gazu doskonałego zwane również równaniem Clapeyrona o postaci:

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T$$
(2.2)

gdzie $R = 8,314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ jest uniwersalną stałą gazową, natomiast μ oznacza masę molową (w omawianym przypadku jest to średnia molowa masa gazowych PD).

Równanie (2.2) otrzymujemy przy zaniedbaniu rozmiarów drobin oraz sił oddziaływania między nimi. Zaniedbania te są uzasadnione przy dużych energiach kinetycznych i dużych średnich odległościach między drobinami, a więc przy małych p i dużych T , tzn. z daleka od obszaru, w którym gaz się skrapla [19].

Energia wewnętrzna gazu doskonałego jest funkcją jedynie temperatury i wyraża się wzorem:

$$\varepsilon = \frac{1}{\mu} \int_0^T c_v dT$$
(2.3)

gdzie c_v oznacza molowe ciepło właściwe przy stałej objętości.

Empirycznie stwierdzono, że ciepła właściwe gazów przy stałej objętości (c_V) i stałym ciśnieniu (c_p) są słabozmienne w szerokim przedziale temperatur. Dla $c_V = \text{const}$ i $c_p = \text{const}$, równania (2.2) i (2.3) sprowadzić można do postaci:

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon \quad (2.4)$$

gdzie $\gamma = c_p/c_V$ jest współczynnikiem politropy. Gaz doskonały opisywany równaniem (2.4) nazywany jest gazem politropowym.

Produkty detonacji można traktować jako gaz doskonały, gdy średnia energia potencjalna oddziaływania cząsteczek jest dużo mniejsza od ich energii kinetycznej. Ma to miejsce wówczas gdy gęstość PD jest dostatecznie mała.

Małe odstępstwa właściwości PD od właściwości gazu doskonałego można uwzględnić w tzw. rozwinięciu wirialnym o następującej postaci:

$$p = \frac{R}{\mu}\rho T[1 + \rho B(T) + \rho^2 C(T) + \dots] \quad (2.5)$$

gdzie funkcje $B(T)$, $C(T)$, ... nazywane są współczynnikami wirialnymi, odpowiednio: drugim, trzecim itd.

Mimo, że równanie (2.5) wyprowadza się przy użyciu dobrze uzasadnionego modelu teoretycznego [20], nie daje ono jednak dobrego opisu właściwości PD w szerokim przedziale parametrów.

Często spotykane w literaturze jest równanie stanu Abła [21]:

$$p\left(\frac{1}{\rho} - \alpha\right) = \frac{R}{\mu}T \quad (2.6)$$

gdzie α oznacza stałą uwzględniającą objętość molekuł. Nazywa się ją kowolumenem.

Równanie (2.6) pozwala między innymi wytłumaczyć obserwowaną w doświadczeniach zależność prędkości detonacji od gęstości początkowej $D = D(\rho_0)$. Stosuje się je głównie do opisu wybuchowych mieszanin gazowych o podwyższonych ciśnieniach początkowych. Próbowano również wykorzystać go dla PD stałych MW lecz postępowanie takie, w świetle aktualnego stanu wiedzy, jest nieuzasadnione i spotyka się z krytyką [3]. W praktyce równania (2.4), (2.5) i (2.6) stosuje się do opisu PD o gęstościach $\rho \lesssim 500 \text{ kg/m}^3$ i ciśnieniach nie przekraczających kilkuset MPa.

Zakres ten stanowi tylko mały wycinek przedziału zmian parametrów PD skondensowanych MW, które komprymowane ciśnieniami rzędu kilkudziesiąt tysięcy MPa osiągają za frontem fali detonacyjnej gęstości przekraczające 2000 kg/m^3 , a ich właściwości zbliżone są do stanu ciał stałych. Dlatego określenie równania stanu PD w całym obszarze ciśnień od wartości w punkcie Chapmana-Jougueta (normalna fala detonacyjna) i wyższych (przeprężona detonacja) do zera (rozłot do próżni) przedstawia znaczne trudności. Utrudnieniem jest także konieczność budowy osobnego równania dla każdego MW (PD różnych MW różnią się składem i w związku z tym charakterem oddziaływań między molekułami).

Generalnie wyróżnić można trzy grupy metod konstruowania równań stanu PD skondensowanych MW:

I. Metody, w których nie analizuje się składu PD. Polegają one na postulowaniu postaci

równania i określaniu jego nieznanymi współczynników za pomocą danych eksperymentalnych (parametrów normalnej fali detonacyjnej oraz izentropy rozlotu PD).

II. Metody, w których punktem wyjścia jest określenie składu PD. Opierają się one na wykorzystaniu równań stanu poszczególnych składników PD oraz praw opisujących właściwości ich mieszaniny.

III. Metody mieszane, zawierające elementy metod I i II. Przy specyfikacji konkretnych równań, wykorzystuje się tutaj zarówno znajomość właściwości składników PD jak i parametrów normalnej fali detonacyjnej.

Przejdziemy obecnie do omówienia równań stanu PD — „przedstawicieli” wymienionych grup.

G r u p a I

W pracach wielu autorów [2, 3, 22] równania stanu PD, należących do pierwszej grupy, przedstawia się w następującej postaci:

$$\begin{aligned} p &= p_x(\varrho) + p_T(\varrho, T) \\ \varepsilon &= \varepsilon_x(\varrho) + \varepsilon_T(T) \end{aligned} \quad (2.7)$$

gdzie indeksem x oznaczono człony sprężyste, natomiast indeksem T — człony termiczne odpowiednich parametrów. Są to równania, które wykorzystuje się, między innymi, do opisu właściwości cieczy i ciał stałych przy wysokich ciśnieniach i temperaturach [23, 24].

Przyjmuje się, podobnie jak przy cieczach i ciałach stałych, że ciśnienie i energia wewnętrzna PD składają się z dwóch członów, mających fizyczną naturę dwojakiego rodzaju; człony sprężyste (p_x i ε_x) są związane z potencjalnymi oddziaływaniami między molekułami, natomiast człony termiczne są odpowiedzialne za cieplne drgania molekuł.

Człony sprężyste mają znaczący udział w obszarach dużych gęstości PD. W miarę zmniejszania się gęstości, ich udział maleje i przy dużych rozrzedzeniach PD można je zaniedbać.

Związek między p_x i ε_x określa się z pierwszego prawa termodynamiki przy $T = OK$ [2]. W tych warunkach przyjmuje on postać:

$$p_x = \varrho^2 \frac{d\varepsilon_x}{d\varrho} \quad (2.8)$$

Zależność cieplnej części energii właściwej ε_T od temperatury określa wzór (2.3), natomiast termiczną składową ciśnienia p_T można wyrazić następującą formułą:

$$p_T = \frac{R}{\mu} F(\varrho, T) \varrho T \quad (2.9)$$

gdzie $F(\varrho, T)$ jest słabozmienną funkcją temperatury i często zakłada się, że zależy tylko od gęstości.

Przyjmując $F = F(\varrho)$ oraz $c_v = \text{const}$, wyrażenie (2.7) można skonkretyzować w postaci równania Mie-Gruneisena [2, 3]:

$$p = p_x + \varrho T (\varepsilon - \varepsilon_x) \quad (2.10)$$

gdzie

$$\Gamma(\varrho) = \frac{RF(\varrho)}{c_V} \quad (2.11)$$

jest współczynnikiem Gruneisena.

Praktycznie wszystkie równania stanu PD, konstruowane za pomocą metod z grupy I, mają formę (2.10). Różnice w podejściach autorów polegają na postulowaniu różnych postaci funkcji $p_x(\varrho)$ i $\Gamma(\varrho)$ oraz stosowaniu różnych metod doświadczalnych, które pozwalają wyznaczyć wartości stałych parametrów.

Najprostszym przykładem równania (2.10) jest wyrażenie o postaci:

$$p = A\varrho^n + \Gamma_0 \varrho \varepsilon \quad (2.12)$$

gdzie:

$$n = \frac{\varrho_{CJ} c_{CJ}^2 - \varrho_{CJ} \Gamma_0 \varepsilon_{CJ} - \Gamma_0 p_{CJ}}{p_{CJ} - \Gamma_0 \varrho_{CJ} \varepsilon_{CJ}} \quad (2.13)$$

$$A = \frac{p_{CJ} - \Gamma_0 \varrho_{CJ} \varepsilon_{CJ}}{\varrho_{CJ}^n}; \quad \varepsilon_{CJ} = \frac{u_{CJ}^2}{2} + Q$$

Symbole ϱ_{CJ} , p_{CJ} , ε_{CJ} , u_{CJ} i c_{CJ} odpowiednio oznaczają: gęstość, ciśnienie, energię właściwą, prędkość przepływu i prędkość dźwięku na froncie fali detonacyjnej (punkt Chapmana-Jougueta); Q jest ciepłem wybuchu. Wartość współczynnika Γ_0 wybiera się z przedziału (0,25 ÷ 0,4) tak aby przy $\varrho \rightarrow 0$ zabezpieczyć przejście wyrażenia (2.12) w równanie stanu gazu doskonałego.

W przypadku bardziej złożonych postaci funkcji $p_x(\varrho)$ i $\Gamma(\varrho)$, ilość pozostających do wyznaczenia współczynników jest większa niż w pokazanym przykładzie. Narzuca to konieczność posiadania dodatkowych danych eksperymentalnych. Mogą nimi być na przykład: kąt rozlotu PD ze swobodnej powierzchni MW [25] oraz punkty na izentropie PD otrzymane przy odbiciu fali detonacyjnej od przegród z materiałów o różnych impedancjach falowych [26].

Znając równania izentrop PD ($p_s(\varrho)$, $\varepsilon_s(\varrho)$), wygodnie jest posłużyć się następującą formą równania (2.10):

$$p = p_s + \varrho \Gamma(\varepsilon - \varepsilon_s) \quad (2.14)$$

Przykładem tego typu wyrażenia jest równanie JWL (Jones-Wilkins-Lee) [3, 27]. Jego autorzy aproksymowali wychodzącą z punktu Chapmana-Jougueta izentropę następującą zależnością:

$$p_s = A_1 \exp\left(-R_1 \frac{\varrho_e}{\varrho}\right) + A_2 \exp\left(-R_2 \frac{\varrho_e}{\varrho}\right) + A_3 \left(\frac{\varrho_e}{\varrho}\right)^{-(\omega+1)} \quad (2.15)$$

gdzie A_1, A_2, A_3, R_1, R_2 i ω są stałymi współczynnikami określonymi doświadczalnie; ϱ_e jest gęstością początkową MW.

Wymienione stałe współczynniki są tak dobierane, aby prędkość ruchu cylindrycznych i sferycznych otoczek, napędzanych przez PD wypełniających je MW, otrzymana drogą numerycznego rozwiązania problemu pokrywała się z prędkością określoną eksperymentalnie. Wartości współczynników wyznaczono dla wielu ciekłych i stałych MW

i podano między innymi w pracy [28]. Dla typowych MW podano je również w pracy [9]. Równanie (2.15) daje dobrą zgodność z wynikami eksperymentów do wartości $\rho_e/\rho \leq 7$. Taki zakres zmian gęstości jest wystarczający dla celów praktyki inżynierskiej. W przypadku badań procesu dekompresji PD w zakresie małych gęstości $\rho_e/\rho > 7$ należy wprowadzić odpowiednią korektę do równania JWL lub stosować inne izentropy eksperymentalne.

Równanie JWL zapisać można również w innej postaci, a mianowicie:

$$p = A_1 \left(1 - \frac{\omega \rho}{\rho_e R_1} \right) \exp \left(-R_1 \frac{\rho_e}{\rho} \right) + A_2 \left(1 - \frac{\omega \rho}{\rho_e R_2} \right) \cdot \exp \left(-R_2 \frac{\rho_e}{\rho} \right) + \omega \rho \varepsilon \quad (2.16)$$

W tej formie stanowi ono odmianę równania (2.10), którego współczynnik Gruneisena jest stały ($\Gamma = \omega = \text{const}$). W równaniach stanu, w których uwzględnia się zależność współczynnika Γ od gęstości — jego wartość zmienia się monotonicznie w przedziale $(0,25 \div 1,2)$.

Podsumowując dotychczasowe rozważania należy stwierdzić, że głównymi zaletami I grupy metod konstruowania równań stanu PD są:

- prosta, wygodna do analiz teoretycznych postać otrzymywanych tą drogą równań oraz
- możliwość przybliżonego opisu właściwości PD w przypadku posiadania małej ilości danych doświadczalnych.

Do wad omawianej grupy metod można zaliczyć:

- konieczność dobierania wartości współczynników równania stanu PD indywidualnie dla każdego MW;
- zakres ważności zbudowanego równania stanu PD ograniczony jest do obszaru, z którego wzięto dane eksperymentalne do wyznaczenia jego parametrów.

Grupa II

Duże nadzieje na wyjaśnienie termodynamicznych charakterystyk PD łączy się z metodami grupy II, opartymi na wykorzystaniu równań stanu gazów i ciał stałych wchodzących w skład PD. Nadzieje wynikają z faktu, że znane są z dużą dokładnością równania opisujące właściwości podstawowych składników PD takich jak: H_2O , N_2 i CO_2 . Trudności jakie należy pokonać związane są natomiast z określeniem właściwości ich mieszaniny (nawet w przypadku znajomości potencjałów oddziaływań międzymolekularnych poszczególnych składników, dokładne teoretyczne określenie równania stanu PD jest w ogólnym przypadku niemożliwe w związku z nieaddytywnością tych potencjałów). Próby zbudowania tego typu równań stanu PD podjęto między innymi w pracach [29, 30] wykorzystując do tego celu teorię LJD (Lennard-Jones-Devonshire). Potencjały parzystych oddziaływań molekuł przyjęto w postaci [29]:

$$U(r) = U_1^* \left\{ \frac{6}{n_1 - 6} \exp \left[n_1 \left(1 - \frac{r}{r_1^*} \right) \right] - \frac{n_1}{n_1 - 6} \exp \left[6 \left(1 - \frac{r}{r_1^*} \right) \right] \right\} \quad (2.17)$$

oraz [30]:

$$U(r) = U_2^* \left\{ \frac{6}{n_2 - 6} \exp \left[n_2 \left(1 - \frac{r}{r_2^*} \right) \right] - \frac{n_2}{n_2 - 6} \left(\frac{r_2^*}{r} \right)^6 \right\} \quad (2.18)$$

gdzie r jest odległością między molekułami; symbole U_1^*, n_1, r_1^* oznaczają stałe współczynniki wyznaczone w eksperymentach nad rozpraszaniem atomów, natomiast U_2^*, n_2, r_2^* są stałymi współczynnikami obliczonymi na podstawie doświadczalnie znalezionych adyabat uderzeniowych.

Przejście od równań dla poszczególnych składników do równań stanu PD wykonywano przyjmując, że przy jednakowych ciśnieniach i temperaturach w warunkach równowagi chemicznej objętość właściwą i energię wewnętrzną otrzymuje się addytywnie z odpowiednich wielkości składników. Teorię weryfikowano, porównując otrzymane za jej pomocą parametry normalnych fal detonacyjnych z wynikami eksperymentów. Maksymalne rozbieżności w określeniu prędkości fali wynosiły 7%, natomiast dla ciśnień w punkcie Chapmana-Jougueta nie przekraczały 16%. Wyznaczono również udział termicznych i sprężystych ciśnień (patrz wzór (2.7)) w całkowitym ciśnieniu PD. Pokazano, że za frontem fali detonacyjnej w stałych MW (55 ÷ 65%) wartości ciśnienia stanowi ciśnienie sprężyste, będące wynikiem przeciwdziałania molekuł PD procesowi kompresji [31].

Szeroko stosowanym w literaturze równaniem stanu PD, którego metodę budowy zaliczyć można do grupy II, jest równanie BKW (Becker-Kistiakowsky-Wilson). W oparciu o nie, zbudowane zostały kody numeryczne: FORTRAN-BKW [32], RUBY [33] i TIGER [34] pozwalające wyliczyć wszystkie podstawowe charakterystyki detonacyjne skondensowanych MW (skład PD i parametry normalnych fal detonacyjnych). Uwzględniono w nich możliwość powstania w wyniku reakcji chemicznych na froncie fali kilkudziesięciu typów gazowych i kilku stałych PD. Metoda rozwiązania problemu sprowadza się do wyliczenia, przy wykorzystaniu równań stanu poszczególnych składników i praw opisujących właściwości ich mieszaniny, energii swobodnej mieszaniny. Żądając aby jej wartość była minimalna, otrzymuje się skład i równanie stanu PD znajdujących się w stanie równowagi chemicznej. Procedura ta, prosta w swej idei, wymaga przeprowadzenia wielu pracochłonnych operacji (metodykę obliczeń można znaleźć przykładowo w monografii [18]).

Równanie BKW ma postać:

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T [1 + X \exp(\beta X)] \quad (2.19)$$

gdzie

$$X = K \frac{\sum_i x_i k_i}{\mu (T + \Theta_1)^{\alpha_1}} \quad (2.20)$$

Symbole $\beta, K, \Theta_1, \alpha_1$ oznaczają stałe współczynniki dobierane empirycznie; k_i jest kowolumenem charakteryzującym i -ty składnik PD; x_i oznacza molowy udział i -tego gazowego składnika PD.

Wartości współczynników β, K, Θ_1 i α_1 podawane w literaturze są zróżnicowane.

Najlepszą zgodność z wynikami eksperymentów uzyskuje się wykorzystując dane z pracy [35]. Wyznaczono w niej dwa komplety wymienionych współczynników dla PD skondensowanych MW o własnościach termodynamicznych zbliżonych do heksogenu i trotylu (okazało się bowiem, że jeden zestaw współczynników nie pozwala z zadowalającą dokładnością opisać własności PD dla szerokiej klasy MW). Pokazano również,

że wartości geometrycznych współczynników k_i dla podstawowych składników PD są proporcjonalne do ich masy molekularnej co pozwala przekształcić związek (2.20) do postaci:

$$X = \frac{HK\theta}{(T+\theta_1)^{\alpha_1}} \quad (2.21)$$

gdzie H jest stałym współczynnikiem.

Podstawową zaletą równania BKW jest możliwość prognozowania, przy wykorzystaniu raz skonstruowanych procedur numerycznych, składu i właściwości PD dużej ilości MW. Ma ono również wady, do których zaliczamy:

- niefizyczny charakter równania (2.19) (niemożliwość prawidłowego opisanie właściwości PD o dużych gęstościach i niskich temperaturach);
- uzyskiwanie zbyt wysokich ciśnień PD przy ich izentropowym rozprężaniu, niezgodnych ze stanem rzeczywistym;

Niedostatkami metody jest także konieczność empirycznego dobierania, na podstawie parametrów normalnych fal detonacyjnych, współczynników: β , K , θ_1 i α_1 , co kłóci się z jej ideą — budowy równania stanu PD na podstawie niezależnych danych.

G r u p a III

Istota III grupy metod konstruowania równań stanu PD polega na możliwie szerokim wykorzystaniu danych doświadczalnych, określających parametry fal detonacyjnych i właściwości poszczególnych składników PD. Przykład zastosowania tej zasady stanowi praca [36], w której zbudowano równanie stanu PD oktogenu. Przyjmując założenie, że na froncie fali detonacyjnej osiągnięta jest równowaga chemiczna oraz przybliżoną wartość temperatury wybuchu, określono skład PD oktogenu. Jego znajomość pozwoliła wyliczyć średnią molekularną masę PD μ i molowe ciepło właściwe c_v .

$$\mu = \frac{\sum_i n_i \mu_i}{\sum_i n_i} \quad (2.22)$$

$$c_v = \frac{\sum_i n_i c_{v_i}}{\sum_i n_i}$$

gdzie n_i oznacza ilość moli i-tego składnika PD powstała z jednego mola MW; μ_i jest masą molową i-tego składnika PD; c_{v_i} jest ciepłem molowym przy stałej objętości i-tego składnika PD. Pokazano, że zależność $c_v = c_v(T)$ można przybliżyć formułą charakterystyczną dla gazów wieloatomowych [20]:

$$c_v(T) = C_1 \frac{\theta^2 \exp \theta}{(\exp \theta - 1)^2} + C_2 \quad (2.23)$$

gdzie $\theta = T^*/T$, natomiast T^* , C_1 i C_2 są stałymi współczynnikami.

Na podstawie (2.3) i (2.23) wyznaczono energię termiczną PD:

$$\varepsilon_T = \frac{C_1 T}{\mu(\exp \theta - 1)} + \frac{C_2}{\mu} T \quad (2.24)$$

Ciśnienie termiczne p_T określono za pomocą wyrażenia (2.9). Postać funkcji $F(\varrho, T)$ ustalono na podstawie danych eksperymentalnych zabezpieczając graniczne przejście równania stanu PD w równanie gazu doskonałego $F(\varrho, T)|_{\varrho \rightarrow 0} = 1$.

Człony sprężyste w równaniu stanu określono przyjmując potencjał oddziaływania międzycząsteczkowego w postaci (2.18). Przyjmują one następującą postać:

$$\begin{aligned} p_x &= A_1 \{y^{2/3} \exp[b_1(1-y^{-1/3})] - y^3\} \\ \varepsilon_x &= \frac{A_1}{\varrho^*} \left\{ \frac{3}{b_1} \exp[b_1(1-y^{-1/3})] - \frac{y^2}{2} \right\} \end{aligned} \quad (2.25)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} y &= \frac{\varrho}{\varrho^*} \\ \varrho^* &= \frac{\sum_i \varrho_{ci} n_i}{\sum_i n_i} \end{aligned}$$

A_1, b_1 są stałymi współczynnikami, natomiast ϱ_{ci} oznaczają gęstość i -tego składnika PD w fazie ciekłej. Równanie stanu PD przyjęto ostatecznie w postaci:

$$\begin{aligned} p &= p_x + \varrho \Gamma (\varepsilon - \varepsilon_x - \Delta) \\ \Gamma &= \frac{Rf}{c_v} \\ f &= \frac{1 + a_1 \tau + a_2 \tau^w}{1 + a_3 \tau^w}; \quad \tau = \tau_1 \frac{\varrho}{T^{0.3}} \\ \Delta &= \frac{C_1}{\mu} \frac{T^*}{(\exp\Theta - 1)} \left(1 - \frac{\Theta \exp\Theta}{\exp\Theta - 1} \right) \\ T &= \frac{(p - p_x) \mu}{Rf} \end{aligned} \quad (2.26)$$

gdzie:

a_1, a_2, a_3, τ_1 oraz w są stałymi współczynnikami.

Wartości parametrów występujących w wyrażeniach (2.23 ÷ 2.26) wyznaczono numerycznie, wykorzystując zależności empiryczne z prac [37 ÷ 39]. Równanie (2.26) stosować można w szerokim przedziale parametrów PD, na przykład do opisu odbicia fali detonacyjnej od przegrody oraz propagacji koncentrycznych fal detonacyjnych. Wyprowadzając je bowiem uwzględniono właściwości rzeczywistych gazów w obszarze wysokich gęstości i temperatur (odpowiedni dobór funkcji: $c_v, p_x, \varepsilon_x, f$). Równanie (2.26) zbudowano w pracy [36] dla PD oktogenu, ale zaprezentowaną metodykę zastosować można dla PD innych MW. Aby zabezpieczyć odpowiednią dokładność konstruowanego w ten sposób równania konieczne jest posiadanie dużej ilości danych doświadczalnych obciążonych możliwie małymi błędami.

3. Równania stanu materiałów wybuchowych

Problemowi konstrukcji równań stanu MW poświęcono w literaturze mniej miejsca niż budowie takich równań dla PD. Wynika to między innymi z faktu, że przedmiotem zainteresowań uczonych są zazwyczaj parametry fali detonacyjnej, jej propagacja oraz oddziaływanie na otoczenie. Zgodnie z klasyczną hydrodynamiczną teorią detonacji, równanie stanu MW nie ma bezpośredniego wpływu na te procesy — decyduje o nich stan PD. Ilość prac dotyczących równań stanu MW zwiększyła się istotnie w ostatnich latach. Powodem było pojawienie się możliwości numerycznego modelowania, przy zastosowaniu równań makrokinetyki chemicznej, procesu inicjacji detonacji.

Podobnie jak w przypadku obojętnych (niewybuchowych) ciał stałych postać równań stanu skondensowanych MW postuluje się na podstawie przesłanek teoretycznych, a nieznanne współczynniki określa się z danych eksperymentalnych. Ilość tych danych jest ograniczona i praktycznie sprowadza się do adiabaty uderzeniowej dla obszaru parametrów, w którym za frontem fali uderzeniowej nie rozpoczynają się jeszcze reakcje chemiczne.

Empiryczny związek na froncie fali uderzeniowej w MW można przedstawić w postaci [40]:

$$D = c_0 + su \quad (3.1)$$

gdzie D i u oznaczają odpowiednio prędkości frontu fali i przepływu ośrodka na froncie; c_0 i s są stałymi współczynnikami określanymi empirycznie.

Właściwości MW wyraża się najczęściej za pomocą równań Mie-Grüneisena (2.10) [41 ÷ 43] i JWL (2.14) [44, 45]. Autorzy zakładają różne modele teoretyczne oddziaływania atomów co powoduje, że człony sprężyste w równaniach stanu MW przyjmują różne postacie. Przykładowo wyraża się je w formach:

1. Taity [41, 42]

$$p_x = A_n \left[\left(\frac{\rho}{\rho_e} \right)^n - 1 \right]$$

$$\varepsilon_x = \frac{A_n}{\rho_e} \left[\frac{\left(\frac{\rho}{\rho_e} \right)^{n-1} - 1}{n-1} + \frac{\rho_e}{\rho} - 1 \right] \quad (3.2)$$

gdzie A_n i n są stałymi współczynnikami określanymi eksperymentalnie.

2. Borna-Mayera [43]

$$p_x = A_b x^{-2/3} \exp[b(1-x^{1/3})] - K_b x^{-4/3}$$

$$\varepsilon_x = \frac{3A_b}{\rho_e b} \exp[b(1-x^{1/3})] - K_b x^{-1/3} - \frac{3A_b}{\rho_e b} + K_b \quad (3.3)$$

gdzie:

$$x = \frac{\rho_e}{\rho}$$

A_b , K_b , b są stałymi współczynnikami określanymi eksperymentalnie.

3. JWL [44, 45]

$$p_s = A_c \exp(-R_1 x) + B_c \exp(-R_2 x)$$

$$\varepsilon_s = \frac{1}{\rho_e} \left[\frac{A_c}{R_1} \exp(-R_1 x) + \frac{B_c}{R_2} \exp(-R_2 x) \right] \quad (3.4)$$

gdzie A_c , B_c , R_1 , R_2 są stałymi współczynnikami określanymi eksperymentalnie.

Współczynnik Gruneisena zakłada się najczęściej jako stały Γ_0 [41, 42] lub przyjmuje się jako funkcję gęstości $\Gamma(\rho)$ [43], posługując się wzorem [23]:

$$\Gamma = -\frac{x}{2} \frac{\partial^2(p_x x^{2m/3})/\partial x^2}{\partial(p_x x^{2m/3})/\partial x} + \delta_0 \quad (3.5)$$

gdzie δ_0 jest stałym współczynnikiem, natomiast m oznacza parametr przybierający, w zależności od założeń modelowych, wartości: 0; 1 lub 2.

Stałe współczynniki występujące w związkach (3.2)–(3.4) wyznacza się za pomocą metody najmniejszych kwadratów wykorzystując dane eksperymentalne w postaci zależności (3.1).

W pracy [46] zaproponowano przybliżoną metodę określania stałych, opartą na hipotezie, że w punkcie $\rho = \rho_e$ pochodne, pierwsza i druga, adiabaty uderzeniowej $p_H(\rho)$ i funkcji $p_x(\rho)$ są sobie równe. Wykorzystując ją przykładowo, w przypadku gdy człony sprężyste w równaniu stanu MW określone są wzorami (3.2), otrzymuje się [47]:

$$n = 4s - 1$$

$$A_n = \frac{\rho_e c_0^2}{n} \quad (3.6)$$

Ilość punktów eksperymentalnych, którą dysponujemy przy określaniu współczynników jest niewielka. Ponadto obszar w jakim się te punkty zawierają jest wąski. W takich warunkach trudno jest zapewnić dużą dokładność w ten sposób zbudowanego równania stanu MW. Dlatego problem opisu właściwości MW jest stosunkowo słabo zbadany.

4. Równania makrokinetyki chemicznej

W klasycznej teorii detonacji rozpatruje się front detonacji jako powierzchnię. Oznacza to przyjęcie założenia, że reakcje chemiczne zachodzą w sposób natychmiastowy. W rzeczywistości prędkość reakcji jest skończona. Określa ją średnia liczba zdarzeń (N) potrzebnych do zajścia elementarnego aktu reakcji. W związku z tym, że $N \gg 1000$, szerokość frontu detonacji jest wielokrotnie większa od szerokości frontu fali uderzeniowej. Powoduje to, między innymi zmniejszenie gradientów parametrów termodynamicznych i pozwala w opisie teoretycznym pominąć efekty związane z lepkością i przewodnictwem cieplnym [3].

Rozwój reakcji chemicznych w MW modelują równania kinetyki chemicznej, zwane również ze względu na empiryczny, makroskopowy charakter – równaniami makrokinetyki. Są one konieczne między innymi, przy analizie struktury frontu detonacji [48]. Głównym jednak celem prac, w których autorzy konstruują równania makrokinetyki,

jest opisanie procesu pobudzenia detonacji tj. przejścia inicjującej fali uderzeniowej w falę detonacyjną.

Dosyć dokładnie poznany został mechanizm pobudzenia i rozwoju detonacji w jednorodnych MW. Kinetykę reakcji przybliża się w tym przypadku równaniem Arrheniusa [49]:

$$L = - \frac{d\alpha}{dt} = \nu_0 \alpha \exp\left(-\frac{e_a}{RT}\right) \quad (4.1)$$

gdzie poszczególne parametry α , ν , e_a , L odpowiednio oznaczają: koncentrację MW, współczynnik liczbowy, energię aktywacji, prędkość reakcji.

Jeśli reakcje przechodzą przez kilka etapów, wówczas ich przebieg opisuje układ równań [49]:

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = - \sum_{k=1}^M e_{ik} L_k; \quad L_k = s_{kij} \alpha_i \alpha_j \quad (4.2)$$

gdzie poszczególne symbole odpowiednio oznaczają: α_i — koncentrację i -tego składnika MW; e_{ik} — wydajność k -tej reakcji w odniesieniu do i -tego składnika MW; s_{kij} — stałe współczynniki charakteryzujące prędkość elementarnych reakcji; n — liczbę składników; M — liczbę reakcji; L_k — prędkość k -tej reakcji.

Indeksy i, j, k przyjmują wartości z przedziałów: $i, j = 1, \dots, n$; $k = 1, \dots, M$.

Problem budowy równań makrokinetyki dla heterogenicznych MW jest o wiele bardziej złożony i do dnia dzisiejszego nie znalazł pełnego rozwiązania. Wynika to z trudności modelowania reakcji w ogniskach („gorących punktach”) które towarzyszą, charakterystycznym dla jednorodnych MW, reakcjom objętościowym. Powstawanie ognisk, ich rozmiary, koncentracja, rozmieszczenie i rozwój reakcji w ognisku są zagadnieniami które czekają na wyjaśnienie. Równania makrokinetyki konstruuje się zatem przyjmując różne hipotezy. Przykładowo jako przyczyny pojawiania się ognisk podaje się [50]:

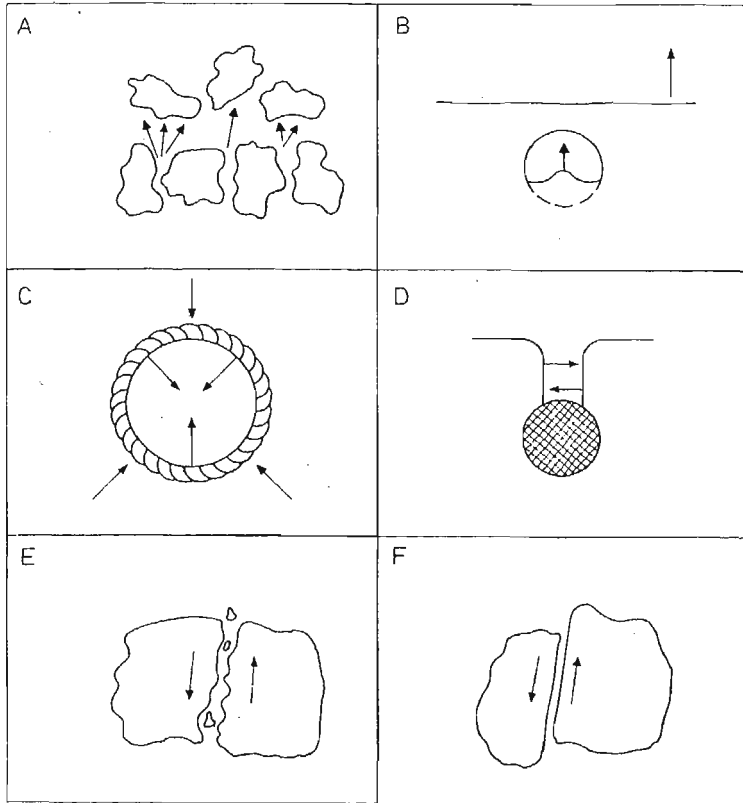
- powstawanie strumieni materii przy zderzeniu kryształów i ziaren;
- nagrzewanie ośrodka przy redukcji pustek (por) — „lepkościowe grzanie” materiału w pobliżu powierzchni por;
- lokalne nagrzewanie ośrodka poprzez uderzeniowe komprymowanie pęcherzyków gazowych;
- oddziaływanie fal uderzeniowych w okolicy wtrąceń o dużej impedancji falowej;
- tarcie między kryształami i ziarnami;
- wewnętrzne tarcie na powierzchniach poślizgu kryształu.

Schematyczną ilustrację tych zjawisk przedstawiono na rys. 1.

Duża liczba sposobów powstawania ognisk jest jedną z głównych przyczyn trudności w tworzeniu jednolitego modelu teoretycznego. Sytuacja ta tłumaczy również różnice w podejściu do problemu budowy równań makrokinetyki w pracach różnych autorów [42, 44, 45, 51 ÷ 55].

Ogólnie wyodrębnić można dwie drogi określania „praw rozkładu” skondensowanych MW:

A. Na podstawie danych doświadczalnych opisujących proces inicjacji detonacji przez fale uderzeniowe;



Rys. 1. Przyczyny powstawania ognisk detonacji; A — zderzenia kryształów i ziaren; B — nagrzewanie ośrodka przy redukcji por; C — lokalne nagrzewanie ośrodka w pobliżu powierzchni komprymowanych pęcherzyków; D — oddziaływanie fal uderzeniowych w okolicy wtrąceń; E — tarcie między kryształami i ziarnami; F — wewnętrzne tarcia w kryształach

B. Z przesłanek teoretycznych (stałe w równaniach dobiera się w taki sposób aby obliczenia zgadzały się z wynikami doświadczeń).

Przykładem zastosowania metod grupy A są prace [51—53]. Całkowite charakterystyki przemian chemicznych w skompresowanym uderzeniowo MW określano w tych pracach, wykorzystując zarejestrowane doświadczalnie profile ciśnienia $p(t)$ w kilku przekrojach badanego materiału. Na podstawie tych danych oraz równań zachowania masy i impulsu w formie Lagrange'a znajdowano zależność od czasu objętości właściwej $v(t)$, otrzymując w ten sposób trajektorię zmiany stanu wybranych warstw w płaszczyźnie $p-v$. Dalej, znając adiabatę uderzeniową MW i izentropę PD, przy założeniu prawa addytywności dla objętości właściwej mieszaniny MW i PD określano zmiany koncentracji MW w wybranych warstwach badanego materiału. Otrzymane wyniki aproksymowano za pomocą równania o postaci:

$$\frac{d\alpha}{dt} = A_{\alpha}(\alpha + \alpha_1)(\alpha_2 - \alpha)^{n_{\alpha}} \cdot p \cdot p_1 \cdot \left(1 - \frac{v_1}{v_e}\right) \quad (4.3)$$

gdzie wprowadzono następujące oznaczenia: α — koncentracja PD; A_α , α_1 , α_2 , n — stałe współczynniki; p_1 , v_1 — ciśnienie i objętość właściwa na froncie fali uderzeniowej; $v_e = \frac{1}{\rho_e}$ — objętość właściwa MW.

Wydaje się jednak, że bardziej perspektywicznymi są metody z grupy B, których punktem wyjścia jest model teoretyczny zjawiska. Takie podejście do problemu zaprezentowano między innymi w pracach [42, 44, 45, 54, 55]. Dla wyjaśnienia jego istoty wygodnie jest posłużyć się opisem modelu inicjowania i rozwoju reakcji chemicznych — LCT (Lee-Cheung-Tarver) [44, 45]. Podstawowe założenia tego modelu są następujące:

- inicjująca fala uderzeniowa powoduje powstanie ognisk o zerowej masie, równomiernie rozłożonych w objętości;
- liczba ognisk zależy od intensywności fali uderzeniowej;
- z ognisk rozprzestrzeniają się sferyczne fronty spalania, na których zachodzi przemiana MW \rightarrow PD;
- charakter propagacji frontów spalania zależy od: ciśnienia, stopnia przereagowania materiału i powierzchni spalania.

Równanie określające prędkość wydzielania ciepła składa się z dwóch członów, z których pierwszy opisuje proces „zapalenia” MW — drugi zaś — rozwój reakcji [44]:

$$\frac{d\alpha}{dt} = B_1(1-\alpha)^{2/3} \left| \frac{\partial \ln v_1}{\partial t} \right| + B_2(1-\alpha)^{2/3} \alpha^{2/3} p^{n_B} \quad (4.4)$$

gdzie B_1 , B_2 i n_B są stałymi współczynnikami.

Czynniki $\alpha^{2/3}$ i $(1-\alpha)^{2/3}$ wprowadzono w celu uwzględnienia zmiany powierzchni spalania sferycznych ognisk. Stałą B_1 dobiera się tak, aby otrzymać zbieżność wyników obliczeń i eksperymentów opisujących narastanie amplitudy fali uderzeniowej, natomiast stałe B_2 i n_B są dobierane w ten sposób aby wyliczone i zmierzone prędkości narastania ciśnienia za frontem fali uderzeniowej oraz długości obszarów przeddetonacyjnych były możliwie zbliżone w pracy [45] zmodyfikowano równanie (4.4) zapisując je w postaci:

$$\frac{d\alpha}{dt} = C_1(1-\alpha)^{2/3} \left(\frac{v_e}{v_1} - 1 \right)^4 + C_2(1-\alpha)^{2/3} \alpha^{2/3} p^{n_C} \quad (4.5)$$

gdzie C_1 , C_2 i n_C są stałymi współczynnikami.

Opierając się na podobnych jak w modelu LCT założeniach zbudowano także równania makrokinytyki w pracach [42, 55]. Nieco inne podejście przedstawiono natomiast w pracy [54]. Przyjęto, że koncentrację PD w procesie przemiany chemicznej można zapisać w postaci sumy dwóch członów:

$$\alpha = \alpha_{hom} + \alpha_{het} \quad (4.6)$$

gdzie α_{hom} i α_{het} oznaczają części MW, które przereagowały odpowiednio według mechanizmów reakcji objętościowej i w ogniskach. Zmiany α_{hom} wyliczono posługując się zależnością (4.1), a dla wyznaczenia α_{het} zaproponowano model uwzględniający skończony czas indukcji „zapłonu” ogniska oraz wpływ fal rozrzedzenia w ognisku powodujących obniżanie jego temperatury.

W cytowanych pracach [44, 45, 51 ÷ 54] porównywano wyniki obliczeń i doświadczeń opisujących proces inicjowania detonacji falą uderzeniową, pokazując każdorazowo dobrą

ich zgodność. Wykazywano w ten sposób poprawność przyjętych założeń modelowych. Ponieważ posługiwano się różnymi postaciami równań makrokinetyki należy przypuszczać, że każde z nich dobrze opisuje rozwój reakcji chemicznych w MW tylko w ograniczonym zakresie parametrów. Pewnym tego potwierdzeniem są wyniki pracy [48], gdzie porównano teoretyczne rozkłady parametrów na froncie stacjonarnej fali detonacyjnej w trotylu (TNT), otrzymane za pomocą równań wziętych z różnych prac — rezultaty wyraźnie różniły się.

Problemem budowy równań makrokinetyki chemicznej dla heterogenicznych MW zajęto się stosunkowo niedawno. Kryje on jeszcze wiele zagadek i, co podkreślają także autorzy cytowanych prac, wymaga dalszych badań. Jest problemem w dalszym ciągu otwartym.

5. Podsumowanie

Istniejące równania stanu PD i MW oraz makrokinetyki chemicznej umożliwiają analizę wielu zagadnień związanych z procesem detonacji. Dobierając je dla opisu określonego problemu należy pamiętać aby obszar w jakim zmieniają się parametry MW i PD (p , q , T) był zawarty w obszarach obowiązywania stosowanych równań. Trudno jest określić zdecydowaną przewagę jednego z przedstawionych równań stanu i kinetyki w stosunku do pozostałych. Generalnie można stwierdzić, że gdy w analizowanym procesie zakres zmian parametrów jest niewielki, proste równania zapewniają dokładny opis problemu i stosowanie skomplikowanych równań jest niecelowe. Natomiast gdy parametry MW i PD zmieniają się w szerokim przedziale, stosowanie uproszczonych równań prowadzi do błędnych wyników; ilościową zgodność z eksperymentem otrzymuje się wykorzystując równania o złożonej postaci.

W przypadku PD najwygodniejsze do zastosowań w obliczeniach są równania stanu z grupy I. Mają one stosunkowo prostą postać i można je zbudować wykorzystując niewielką ilość danych doświadczalnych. Najbardziej perspektywiczne są natomiast, zdaniem wielu autorów, metody zaliczone do grupy II. Dają one dużą ilość informacji o stanie PD, ich składzie i właściwościach. Do tej pory brak jest wystarczająco precyzyjnych, „czysto” teoretycznych równań stanu PD. Dlatego w celu zapewnienia dużej dokładności odwzorowania właściwości PD, przy budowie tych równań szeroko wykorzystuje się wyniki doświadczeń. Służą one do wyliczenia współczynników w równaniach, których postać przyjmuje się, bazując na sprawdzonych modelach teoretycznych. Na tej zasadzie opierają się metody konstruowania równań z grupy III. Porównanie parametrów fal detonacyjnych wyliczonych za pomocą różnych równań stanu PD daje często zbieżność wyników i zgodność z eksperymentem.

Trudno jest przeprowadzić ocenę dokładności równań stanu MW. Brak jest bowiem niezależnych danych doświadczalnych, które mogłyby potwierdzić ich poprawność (znane wyniki eksperymentów, w postaci adiabaty uderzeniowej MW, wykorzystuje się do wyznaczenia stałych w budowanych równaniach).

Opis reakcji chemicznych w skondensowanych MW jest obecnie przedmiotem intensywnych badań. Wydaje się, że najbardziej obiecującymi metodami konstrukcji równań

makrokinetyki są metody z grupy B, których istota polega na wykorzystaniu zarówno modeli teoretycznych zjawisk jak i wyników eksperymentów.

Podsumowując przedstawione rozważania należy stwierdzić, że dla zwiększenia dokładności oraz rozszerzenia zakresu obowiązywania równań stanu i makrokinetyki konieczne są dalsze poszukiwania modeli teoretycznych, opisujących przebieg reakcji chemicznych oraz właściwości PD i MW. Modele te należy weryfikować badaniami doświadczalnymi dotyczącymi procesu detonacji, przejścia inicjującej fali uderzeniowej w falę detonacyjną, właściwości MW oraz gazów i ciał stałych, stanowiących składniki PD.

Literatura

1. К. П. СТАНОКОВИЧ, *Неустановившиеся движения сплошной среды*, Наука, Москва, 1971.
2. Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, Ю. П. РАЙЗЕР, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва, 1966.
3. Ф. А. БАУМ, Л. П. ОРЛЕНКО, К. П. СТАНОКОВИЧ, В. П. ЧЕЛЫШЕВ, Б. И. ШЕХТЕР, *Физика взрыва*, Наука, Москва, 1975.
4. К. И. ЩЕЛКИН, Я. К. ТРОШИН, *Газодинамика горения*, Изд. АН СССР, Москва, 1963.
5. J. HENRYCH, *The dynamics of explosion and its use*, Academia, Prague, 1979.
6. А. Н. ДРЕМИН, С. Д. САВРОВ, В. С. ТРОФИМОВ, К. К. ШВЕДОВ, *Детонационные волны в конденсированных средах*, Наука, Москва, 1970.
7. W. FICKETT, W. C. DAVIS, *Detonation*, University of California Press, Berkeley — Los Angeles — London, 1979.
8. A. GASEK, S. KALISKI, J. TYL, *Biul. WAT*, **28**, 3, 1979.
9. E. WŁODARCZYK, *J. Tech. Phys.*, **25**, 3-4, 1984.
10. E. WŁODARCZYK, A. WIŚNIEWSKI, *J. Tech. Phys.*, **23**, 2, 1982.
11. E. WŁODARCZYK, *J. Tech. Phys.*, **21**, 4, 1980.
12. E. WŁODARCZYK, *J. Tech. Phys.*, **24**, 3, 1983.
13. E. WŁODARCZYK, *Rozprawy Inżynierskie*, **32**, 1, 1984.
14. E. WŁODARCZYK, *J. Tech. Phys.*, **24**, 1, 1983.
15. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Rozprawy Inżynierskie*, **29**, 3, 1981.
16. R. ŚWIERCZYŃSKI, J. TYL, E. WŁODARCZYK, *J. Tech. Phys.* (in print).
17. R. ŚWIERCZYŃSKI, J. TYL, E. WŁODARCZYK, *J. Tech. Phys.* (in print).
18. CH. L. MADER, *Numerical modeling of detonation*, Berkeley — Los Angeles — London, 1979.
19. J. WERLE, *Termodynamika fenomenologiczna*, PWN, Warszawa, 1957.
20. Л. ЛАНДАУ, Е. ЛИФШИЦ, *Статистическая физика*, Москва, 1951.
21. D. SMOLEŃSKI, *Spalanie materiałów wybuchowych*, MON, Warszawa 1979.
22. Л. Д. ЛАНДАУ, К. П. СТАНОКОВИЧ, *ДАН СССР*, **46**, 399, 1945.
23. В. Н. ЖАРКОВ, В. А. КАЛИНИН, *Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах*, Наука, Москва, 1968.
24. R. KINSLow, *High — velocity impact phenomena*, Academic Press, New York, London, 1970.
25. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Biul. WAT*, **31**, 9, 1982.
26. М. В. ЖЕРНОКЛЕТОВ, В. Н. ЗУБАРЕВ, Г. С. ТЕЛЕГИН, *ПМТФ*, **4**, 1969.
27. E. L. LEE, H. C. HORNIG, J. W. KURY, *Rept. UCRL-50422*, 1968.
28. H. FINGER, E. LEE, F. HELM, V. HAYES, H. HORNIG, R. MCGUIRE, M. KAHARA, M. GUIDRY, *Proc. 6-th Symp. Int. on Detonation*, Coronado, 1976.
29. W. FICKETT, *Phys. Fluids*, **6**, 7, 1963.
30. В. Н. ЗУБАРЕВ, Г. С. ТЕЛЕГИН, *ДАН СССР*, **147**, 5, 1962.
31. В. Н. ЗУБАРЕВ, Г. С. ТЕЛЕГИН, *ДАН СССР*, **158**, 2, 1964.
32. CH. L. MADER, *Rept. LA-3704*, 1967.

33. H. B. LEVINE, R. E. SHARPLES, Rept. UCRL-6815, 1962.
34. W. E. WIEBENSON, W. H. ZWISLER, L. B. SEELY, S. R. BRINKLEY, SRI Publication, Z 106, 1968.
35. CH. L. MADER, Rept. LA-2900, 1963.
36. J. TYL, E. WŁODARCZYK, Biul. WAT, **31**, 6, 1982.
37. M. J. KAMLET, S. J. JACOBS, J. Chem. Phys., **48**, 1, 1968.
38. P. CARDIOLA, H. KNOEPFEL, *Physics of high energy density*. New York—London, 1971.
39. И. М. Воскобойников, А. Я. Апин, ДАН СССР, **130**, 4, 1960.
40. M. VAN THIEL, *Compendium of shock wave data*, Rept. UCRL-50108, 1977.
41. М. В. БАТАЛОВА, С. М. БАХРАХ, В. Н. ЗУБАРЕВ, ФГиВ, **3**, 1977.
42. М. В. БАТАЛОВА, С. М. БАХРАХ, В. Н. ЗУБАРЕВ, ФГиВ, **2**, 1980.
43. Н. Х. АХМАДБЕВ, ФГиВ, **1**, 1981.
44. L. GREEN, E. NIDICK, E. LEE, C. TERVER, Symp. H.D.P., Paris, 1978.
45. E. LEE, C. TARVER, Phys. Fluids, **23**, 12, 1980.
46. А. А. КАЛМЫКОВ, В. Н. КОНДРАТЬЕВ, Н. В. НЕМЧИНОВ, ПМТФ, **5**, 1966.
47. J. TYL — Raport IFPiLM 3/82 (81).
48. J. TYL — Biul. WAT, **31**, 1, 1982.
49. М. В. БАТАЛОВА, С. М. БАХРАХ, В. Л. ЗАГУСКИН, В. Н. ЗУБАРЕВ, ПМТФ, **3**, 1971.
50. Э. Влодарчик, УСПЕХИ МЕХАНИКИ, **8**, 2, 1985.
51. Г. И. КАНЕЛЬ, А. Н. ДРЕМИН, ФГиВ, **1**, 1977.
52. Г. И. КАНЕЛЬ, ФГиВ, **1**, 1978.
53. Ю. М. БАЛИНЕЦ, А. Н. ДРЕМИН, Г. И. КАНЕЛЬ, ФГиВ, **3**, 1978.
54. A. SCHILPEROOD, Proc. 6-th Symp. Int. on Detonation, Coronado, 1976.
55. В. Ф. ЛОВАНОВ, ФГиВ, **6**, 1980.

Резюме

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ (ПД)
И ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ (ВВ). УРАВНЕНИЯ МАКРОКИНЕТИКИ ВЗРЫВА.
(СИНТЕЗ ЛИТЕРАТУРНЫХ ДАННЫХ)

Представлены, применяемые в расчетных анализах, уравнения состояния продуктов детонации и взрывчатых веществ, а также уравнения химической макрокинетики. Проведена их классификация, выбирая как критерий методику построения уравнений. Обсуждены характеристические свойства, области применимости, а также основные достоинства и недостатки представленных уравнений. Приведены условия дальнейшего увеличения их точности.

Summary

EQUATIONS OF STATE OF DETONATION PRODUCTS (DP) AND EXPLOSIVES (E)
EQUATIONS OF EXPLOSION MACRO-KINETICS. (SYNTHESIS OF THE LITERATURE DATA)

The equations of state are presented for the detonation products, the explosives, and the chemical macro-kinetics, these equations being employed in the computational analyses. Their classification is performed by choosing as the criterion the method of constructing the equations. The characteristic features of the equations in question are discussed, as well as the range of their application, their advantages and disadvantages. The conditions are given for further enhancing their accuracy.

Praca została złożona w Redakcji dnia 12 kwietnia 1985 roku.

STRUKTURY KOHERENTNE OSIOWO-SYMETRYCZNEJ STRUGI SWOBODNEJ

STANISŁAW DROBNIAK

*Instytut Maszyn Ciepłych
Politechniki Częstochowskiej*

Wstęp

Zagadnienia struktur koherentnych będące dziś tematem znacznej liczby prac badawczych na świecie są z jednej strony problematyką nową (pierwsze wzmianki pochodzą z przełomu lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych) z drugiej zaś pewne formy ruchu zorganizowanego były doskonale znane od kilkudziesięciu lat. Przykładem może tu być ścieżka wirowa za opływającym ciałem odkryta przez Kármána w 1912 roku, której dokładny ilościowy opis podał w r. 1949 Kovasznay [1]. Opracowane w latach siedemdziesiątych komputerowe techniki cyfrowej obróbki sygnałów pomiarowych umożliwiły szerszą popularyzację metod warunkowego próbkowania, prowadząc w efekcie do szeregu znaczących odkryć w dziedzinie nazywanej dziś dynamiką dużych struktur wirowych. Badania te nie są jedynie rezultatem chwilowej „mody” lecz mają także jak się wydaje bardzo ważny aspekt poznawczy. Jak wykazali to bowiem Corino i Brodkey [2] struktury koherentne odpowiedzialne są za ok. 75% produkcji naprężeń w strefie przyległej do podwarstwy lepkiej, co stało się istotnym impulsem do dokonania zasadniczych korekt programów prac zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych. W dziedzinie teorii najbardziej obiecująca wydaje się koncepcja strukturalnego modelowania turbulencji, której oryginalność polega na odejściu od klasycznego operowania wielkościami uśrednionymi w czasie. Przyszłościowym kierunkiem tego typu badań jest modelowanie dużych struktur wirowych (Large Eddy Simulation), obszerną bibliografię tego zagadnienia podaje m.in. Hirata [3]. Również i w dziedzinie eksperymentu stwierdzić można znaczny postęp: sytuacja jest tu jednak znacznie mniej klarowna i pod wieloma względami przypomina typowe „kłopoty bogactwa”. Wynika to z faktu, że ilość odkrytych do tej pory rodzajów i form struktur koherentnych jest tak wielka, że wyklucza ona jakkolwiek uwieńczoną sukcesem próbę syntezy.

Mimo upływu kilkunastu lat od opublikowanej pionierskiej w tej dziedzinie pracy Browna i Roshko [4] poglądy autorów na temat mechanizmu powstawania struktur koherentnych są nadal dalekie od jednoznaczności. Jak twierdzą to m.in. Brown, Roshko [4], Browand [17], czy Cantwell [18] struktury koherentne są nieodłącznym elementem

każdego przepływu burzliwego i występują zarówno w strefie początkowej jak i w obszarze w pełni rozwiniętej turbulencji. Odmiennie zdanie reprezentują natomiast Bradshaw [16], Crow i Champagne [15], Laufer [19] i wielu innych twierdząc, iż „Stopień organizacji przepływu jest odwrotnie proporcjonalny do jego wieku” [5]. Oznacza to, że struktury koherentne tworzą się głównie w początkowym obszarze przepływu (a ściślej w strefie przejścia laminarno-turbulentnego), zaś formy tego ruchu obserwowane w wykształconym przepływie turbulentnym są jedynie zanikającą pozostałością wykształconych wcześniej struktur wirowych.

Niniejsza praca poświęcona jest analizie struktur koherentnych tworzących się w początkowym obszarze strugi osiowo-symetrycznej wypływającej do nieruchomego ośrodka wypełnionego tym samym płynem. Mieści się ona zatem w nurcie prac wiążących powstawanie ruchu zorganizowanego z procesami niestabilności, uznając struktury koherentnej za formę przejściową między idealnie uporządkowanym przepływem laminarnym i chaosem turbulencji.

1. Hipoteza podwójnego mechanizmu przejścia laminarno-turbulentnego w strudze osiowo-symetrycznej

Sposób rozwoju struktur koherentnych determinuje prawa ewolucji rozpatrywanego przepływu średniego, dotyczy to zwłaszcza przepływów swobodnych, w których szybkość narastania dużych struktur wirowych określa zdolność tegoż przepływu do zwiększania wymiarów geometrycznych. Oznacza to, że na podstawie potęgowych praw ewolucji parametrów ruchu średniego oszacować można sposób rozwoju struktur koherentnych. Jednym z podstawowych parametrów charakteryzujących warunki koherencji przepływu jest wg [6] tzw. częstotliwość struktury spójnej

$$f_{ch} \sim \frac{\Delta U_{ch}}{b_{ch}} \quad (1)$$

gdzie ΔU_{ch} i b_{ch} są charakterystycznymi skalami odpowiednio prędkości średniej i wymiaru poprzecznego przepływu.

Zależność powyższa po przyjęciu następujących potęgowych praw podobieństwa [20]:

$$\begin{aligned} \Delta U_{ch} &\sim X^{-a} \\ b_{ch} &\sim X^b \quad a; b > 0 \end{aligned} \quad (2)$$

prowadzi do związku

$$f_{ch} \sim X^{-a-b} \quad (3)$$

Bardzo użyteczna może tu być również analiza zmienności tzw. długości koherencji definiowanej jako odległość, wzdłuż której charakterystyczna częstotliwość struktury f_{ch} może zmieniać się o połowę, tzn.

$$L_{ch} = \frac{X_{\frac{1}{2}f_{ch}} - X_{f_{ch}}}{X_{f_{ch}}} \quad (4)$$

co po uwzględnieniu związków (1) ÷ (3) prowadzi do ostatecznej relacji

$$L_{ch} = 2 \frac{1}{a+b} - 1 \quad (5)$$

W tabelicy przedstawiono zmienność charakterystycznych parametrów (3) i (5) dla kilku przykładowych rodzajów przepływów swobodnych.

Rodzaj przepływu	f_{ch}	L_{ch}
Przepływ fikcyjny, w którym występowałyby warunki idealnej spójności	$\sim X^0$	∞
Swobodna warstwa ze ścinaniem	$\sim X^{-1}$	1
Swobodna struga płaska	$\sim X^{-1,5}$	0,59
Swobodna struga kołowa	$\sim X^{-2}$	0,44
Przepływ fikcyjny o możliwie najgorszych warunkach koherencji		0

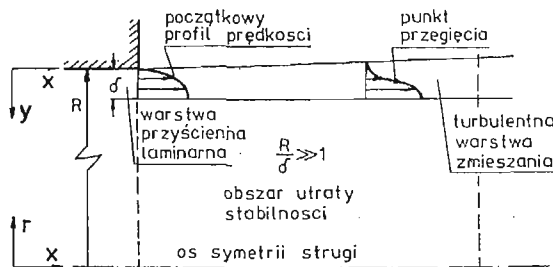
Z powyższego zestawienia wynika, że osiowo-symetryczna struga swobodna charakteryzuje się najgorszymi strukturalnymi warunkami koherencji spośród wszystkich rozpatrywanych przepływów swobodnych. Wyjaśnienia tego problemu upatrywać można w pewnej dwoistości charakteru strugi osiowo-symetrycznej spowodowanej specyfiką jej geometrycznego ukształtowania. Zjawiska rozgrywające się w początkowym obszarze strugi, w którym występuje przejście laminarno-turbulentne analizować bowiem można dwojako, a mianowicie:

- jako proces utraty stabilności warstwy spływowej z bezpośredniej bliskości wylotu,
- jako proces utraty stabilności cylindrycznej powierzchni nieciągłości otaczającej potencjalny rdzeń strugi.

W dalszej części pracy rozpatrzone zostaną wnioski wypływające z analizy procesu utraty stabilności w obydwu tych przypadkach.

1.1. Analityczny opis utraty stabilności swobodnej warstwy ze ścinaniem w bezpośredniej bliskości wylotu.

Rozpatrując początkowy obszar strugi jako cienką laminarną warstwę spływową (rys. 1) możemy uznać jej grubość δ za znikomo małą w porównaniu z promieniem krzywizny R .



Rys. 1. Schemat geometrii swobodnej warstwy spływowej

Oznacza to, że rozpatrywany przypadek sprowadzić można do przepływu dwuwymiarowego, co znacznie upraszcza dalszą analizę. Profil prędkości laminarnej warstwy spływowej ma początkowo charakter bezwzględnie stabilny, jednak w miarę gdy przekształca się ona w swobodną warstwę ze ścinaniem powstaje w niej punkt przegięcia, którego istnienie zgodnie z twierdzeniami Tollmiena [7] stanowi warunek wystarczający dla utraty stabilności przepływu. Proces ten dla dwuwymiarowego przepływu płynu nielepkiego opisany być może równaniem Rayleigh'a:

$$(\bar{U} - \bar{c})(\bar{\Phi}'' - \alpha_i \bar{\Phi}) - \bar{U}'' \bar{\Phi} = 0 \quad (6)$$

z następującymi warunkami brzegowymi:

$$\bar{\Phi}'(-\infty) = \bar{\Phi}(-\infty) = \bar{\Phi}'(+\infty) = \bar{\Phi}(+\infty) \quad (6a)$$

opisującymi zmienność amplitudy zaburzeń:

$$\bar{\Phi}(y) = \bar{\Phi}_r + i\bar{\Phi}_i \quad (7)$$

zespolonej funkcji prądu zaburzenia

$$\Psi(x, y, t) = \bar{\Phi}(y) \exp[i(\alpha x - \omega t)] \quad (8)$$

Równanie (6) zapisano w postaci bezwymiarowej, przyjmując charakterystyczne skale prędkości U_0 i wymiaru liniowego L_0 , co prowadzi do następujących związków określających odpowiednio:

— bezwymiarową liczbę falową zaburzenia

$$\alpha_i = \alpha \cdot L_0 \quad (9)$$

— bezwymiarowy rozkład prędkości średniej

$$\bar{U}(y) = \frac{U(y)}{U_0} \quad (10)$$

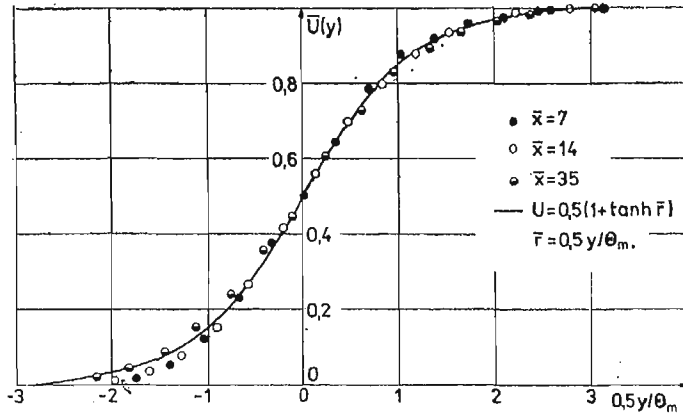
— bezwymiarową prędkość propagacji zaburzeń

$$\bar{c} = \frac{c}{U_0} = \frac{c_r + ic_i}{U_0} = \frac{\omega}{\alpha} \quad (11)$$

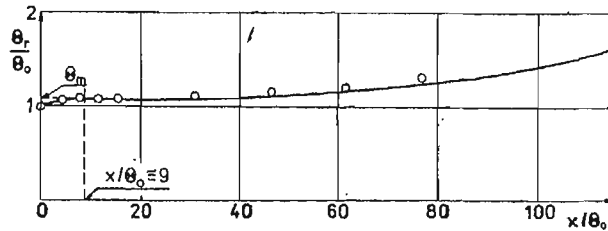
gdzie $\omega = \omega_r + i\omega_i$ jest częstością kołową zaburzeń. Jak pokazano na rys. 2 rzeczywisty profil prędkości w swobodnej warstwie ze ścinaniem aproksymowany być może zależnością

$$\bar{U}(y) = 0.5[1 + \tanh(\bar{y})]; \quad \bar{y} = \frac{y}{L_0} \quad (12)$$

zapropionowaną m.in. w [8]. Charakterystycznym wymiarem liniowym L_0 jest tutaj grubość straty pędu Θ_m określana w odległości $x = 9\Theta_0$ (Θ_3 — grubość straty pędu w płaszczyźnie wylotu) gdzie jak to wynika z rys. 3 kończy się proces przekształcania spływowej warstwy przyściennej w swobodną warstwę ze ścinaniem. Równanie (6) rozwiązano numerycznie dla dwóch przypadków, otrzymując dwa zasadnicze związki określające wartości własne równania (6):



Rys. 2. Zmienność prędkości średniej w swobodnej warstwie zmieszania



Rys. 3. Zmienność grubości straty pędu swobodnej warstwy zmieszania wzdłuż kierunku przepływu

— rozwiązanie w domenie czasu

$$c_t = c_t(\alpha) \quad (\alpha = \alpha_r; \omega = \omega_r + i\omega_i) \quad (13)$$

— rozwiązanie przestrzenne

$$\alpha = \alpha(\omega) (\alpha = \alpha_r + i\alpha_i; \omega = \omega_r) \quad (14)$$

Sens fizyczny uzyskanych rozwiązań interpretować można następująco:

— współczynnik wzmocnienia amplitudy a :

$$a = -\alpha_i \quad (\text{rozwiązanie przestrzenne}) \quad (15a)$$

$$a = \omega_i \quad (\text{rozwiązanie czasowe}) \quad (15b)$$

— prędkość propagacji

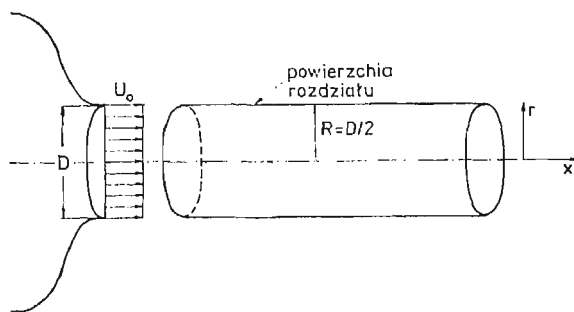
$$U_k = \frac{\omega_r}{\alpha_r} \quad (\text{dla obydwu rozwiązań}) \quad (16)$$

Związki (15a) i (15b) mają formalnie ten sam sens fizyczny, lecz w przypadku (15b) rozwiązanie otrzymuje się w ruchomym układzie współrzędnych, poruszającym się z prędkością propagacji zaburzeń U_k . Po to, aby możliwe było porównanie rezultatów rozwiązania czasowego z eksperymentem, czasowy współczynnik wzrostu amplitudy należy sprowadzić do układu stałoprzestrzennego za pomocą zależności:

$$a = \alpha_r \frac{\omega_i}{\omega_r} \quad (17)$$

1.2. Analityczny opis utraty stabilności cylindrycznej powierzchni nieciągłości. Rozważania niniejsze oparte są na założeniu, że obszar początkowy strugi traktować można jako cylindryczne jądro potencjalne otoczone ruchomą, nieskończenie cienką powierzchnią rozdziału (rys. 4). Powierzchnia ta wykazuje swój własny charakter utraty stabilności znany w literaturze jako niestateczność nieciągłości stycznych [9]. Ze względu na kształt rozważanego przepływu ten typ niestabilności nazywany jest także w literaturze modem kolumnowym lub niestabilnością kolumnową. Dla uproszczenia zakładamy, że kąt rozszerzania się strugi jest w analizowanym obszarze pomijalnie mały (rys. 4), zaś grubość warstwy granicznej jest nieznaczną w porównaniu z rozmiarami całego przepływu, tak że można przyjąć:

$$\begin{aligned} U &= U_0 & \text{dla } r < R \\ U &= 0 & \text{dla } r > R \end{aligned} \quad (18)$$



Rys. 4. Konfiguracja geometryczna cylindrycznej powierzchni nieciągłości

Konwencjonalny sposób postępowania sprowadzałby się do podstawienia zależności opisujących przyjętą zmienność składowych prędkości zaburzenia do równania typu (6) i następujących po tym prób uzyskania ścisłego lub przybliżonego rozwiązania. Jak wykazano w [11] przyjęty model strugi umożliwia znacznie prostsze analityczne ujęcie problemu, co wynika z faktu, że rozpatrywany przepływ jest bezwirowy wszędzie poza nieskończenie cienką powierzchnią nieciągłości. Załóżmy, że przemieszczenie promieniowe warstwy granicznej spowodowane istnieniem oscylacyjnych niestabilności dane jest zależnością:

$$\eta = A \exp[in\varphi + i\alpha(x - \omega t)]; \quad A \text{ — stała} \quad (19)$$

wówczas potencjały prędkości zaburzeń określone będą związkami:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_0 &= \Phi_0(r) \exp[in\varphi + i\alpha(x - \omega t)] & \text{dla } r < R + \eta \\ \bar{\Phi}_1 &= \Phi_1(r) \exp[in\varphi + i\alpha(x - \omega t)] & \text{dla } r > R + \eta \end{aligned} \quad (20)$$

Ponieważ przepływ jest bezwymiarowy, zatem prędkość zaburzeń może być wyrażona przez odpowiedni gradient funkcji potencjału $\Phi_{0;1}$ wewnątrz cylindra i po jego stronie zewnętrznej. Obydwa potencjały prędkości spełniać muszą równanie Laplace'a, które dla zaburzeń o postaci (20) przekształca się do związku:

$$\left[\Phi_{0;1}'' + \frac{1}{r} \Phi_{0;1}' - \left(\alpha^2 + \frac{h^2}{r} \right) \Phi_{0;1} \right] = 0 \quad (21)$$

Jest to zmodyfikowane równanie Bessela, którego ogólnym rozwiązaniem jest

$$\Phi(r) = CI_n(\alpha r) + DK_n(\alpha r) \quad (22)$$

gdzie I_n ; K_n są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela. Rozwiązania szczególne

$$\begin{aligned} \Phi_0(r) &= CI_n(\alpha r) \\ \Phi_1(r) &= DK_n(\alpha r) \end{aligned} \quad (23)$$

spełniać muszą następujące warunki brzegowe:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (25)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (26)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial t} + U \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right)_{r=R} = \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \right)_{r=R} \quad (27)$$

W efekcie otrzymujemy następujące wyrażenia określające odpowiednio:

— prędkość konwekcji zaburzeń

$$U_k = \omega r = \frac{U_0}{1 + L_n(\alpha R)} \quad (28)$$

— współczynnik wzmocnienia amplitudy zaburzeń w ruchomym układzie współrzędnych

$$a = \omega_i = U_0 \frac{[L_n(\alpha R)]^{0.5}}{1 + L_n(\alpha R)} \quad (29)$$

gdzie

$$L_n(\alpha R) = \frac{K_n(\alpha R) I_n'(\alpha R)}{K_n'(\alpha R) I_n(\alpha R)} \quad (29a)$$

Podkreślić należy, iż w odróżnieniu od rozwiązań z rozdziału poprzedniego istotnym staje się w tym przypadku wpływ krzywizny powierzchni nieciągłości, gdyż promień R rdzenia potencjalnego jest tutaj jednym z parametrów rozwiązania.

2. Opis stanowiska badawczego i przyjętej w pracy metody detekcji struktur koherentnych

Z rozważań zamieszczonych w rozdziale poprzednim wynika, że możliwe jest jednoczesne występowanie w omawianym przepływie kilku różnych form ruchu zorganizowanego, co w sposób oczywisty komplikuje przebieg eksperymentu. Przebiegi prędkości chwilowych są bowiem w tym przypadku rezultatem superpozycji zarówno turbulentnych drobnoskalowych ruchów fluktuacyjnych jak i kilku jednoczesnych form ruchu okresowego, co zapisać można zależnością:

$$A(x, t) = \bar{A}(x) + a(x, t) + \gamma_1 \tilde{A}_1(x, t) + \gamma_2 \tilde{A}_2(x, t) + \dots \quad (30)$$

gdzie:

\bar{A} — składowa średnia

a — składowa fluktuacyjna (turbulentna)

\tilde{A}_i — poszczególne składowe periodyczne wynikające z istnienia zjawisk okresowych w przepływie,

γ_i — wielkość analogiczna do współczynnika intermittencji, określająca udział i -tej struktury koherentnej w całkowitym czasie obserwacji.

Jednoznaczne rozdzielanie części sygnału pochodzących od koherentnych form ruchu zorganizowanego może być dokonane przy pomocy jednej z dwóch, przedstawionych poniżej metod:

a) zastosowanie warunkowego próbkowania sygnału z uwzględnieniem odpowiedniego kryterium umożliwiającego wydzielenie tylko tej części sygnału, która pochodzi od konkretnej struktury wirowej

$$A(x, t) = \tilde{A}_i(x, t)_{\text{kryterium } i} \quad (31)$$

b) uporządkowanie pola zjawisk okresowych polegające na wzmocnieniu jednego tylko typu struktur z jednoczesną eliminacją form pozostałych

$$A'(x, t) = \bar{A}(x) + a(x, t) + \tilde{A}_i(x, t) \uparrow \quad (32)$$

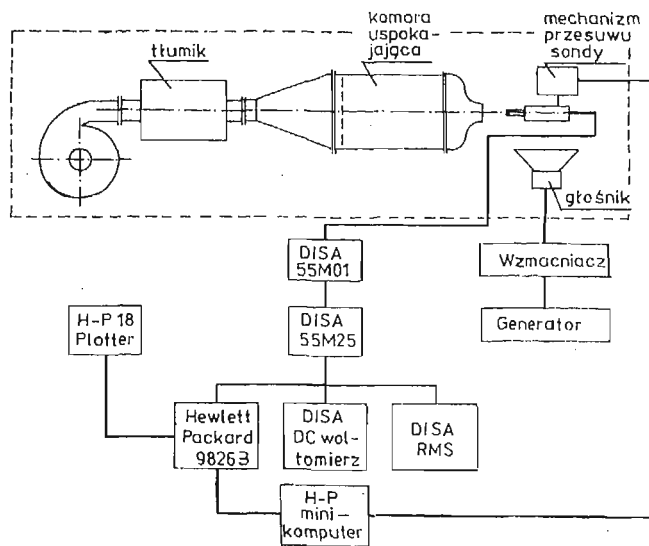
Porównanie sygnałów $A'(x, t)$ i $A(x, t)$ pozwala wnioskować o istnieniu w omawianym przepływie zjawisk okresowych, mimo iż na składową okresową $\tilde{A}_i(x, t)$ nałożone są pozostałe części sygnału tzn.: \bar{A} i a . Wyodrębnienie informacji o składowej $\tilde{A}_i(x, t)$ możliwe jest przez wyeliminowanie składowej stałej $\bar{A}(x)$ i następujące po tym wąskopasmowe odfiltrowanie składowej okresowej. Szerokość pasma filtracji winna być przy tym na tyle mała, aby możliwe było zaniedbanie udziału składowej fluktuacyjnej $a(x, t)$, co narzuca konieczność stosowania cyfrowych technik obróbki sygnału. Jedynie bowiem w tym przypadku uzyskać można odpowiedni stosunek sygnału okresowego do turbulentnego tła. Jak wykazano to m.in. w [12; 13] najbardziej dogodnym rodzajem oddziaływania porządkującego przepływ jest zastosowanie zewnętrznego pola akustycznego o odpowiednio dobranej amplitudzie i częstotliwości wymuszenia. Pole akustyczne ma zdolność sterowania rozwojem struktur koherentnych na tej samej zasadzie, na której oparte jest zjawisko rezonansu układów mechanicznych. Jeżeli zatem średnia częstotliwość istniejących w strudze struktur zorganizowanych pokrywa się z częstotliwością zewnętrznego wymuszenia, wówczas amplituda ruchu okresowego ulega na tyle znaczącemu wzmocnieniu ponad poziom turbulentnego tła, że możliwa jest rejestracja tegoż ruchu nawet konwencjonalnymi metodami uśrednienia czasowego.

Jak wykazano to m.in. w [13] zewnętrzne pole akustyczne nie ingeruje bezpośrednio w strukturę drobnoskalowego ruchu turbulentnego co sugerowano w swoim czasie w [14] wykazując jedynie działanie sterujące rozwojem istniejących w przepływie struktur koherentnych.

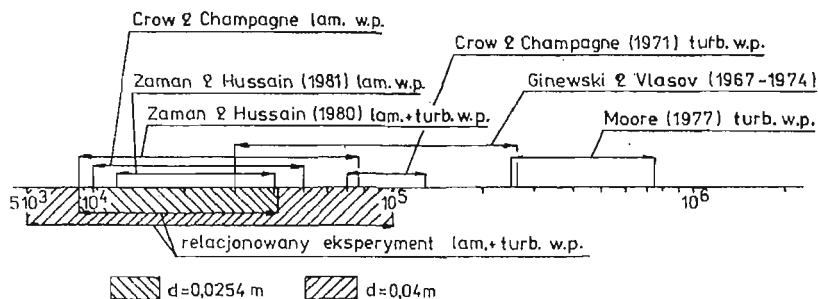
Schemat stanowiska badawczego umożliwiającego realizację powyższej metody pomiarowej przedstawiono na rys. 5, przy czym liczbę Reynoldsa

$$\text{Re}_d = \frac{U_0 \cdot d}{\nu}$$

zmieniano w zakresie $(9 \times 10^4 \div 4 \times 10^4)$ dla dyszy $d = 0,025$ [m] i $(5 \times 10^3 \div 1 \times 10^5)$ dla $d = 0,04$ [m] (rys. 6). Za wyborem takiego właśnie zakresu Re_d przemawiały dane literaturowe (m.in. [10, 12, 13, 15]) sugerujące istnienie w omawianym przepływie dla powyższych wartości Re_d przynajmniej kilku różnych struktur koherentnych. Pomiary pól



Rys. 5. Schemat stanowiska badawczego i aparatury pomiarowej

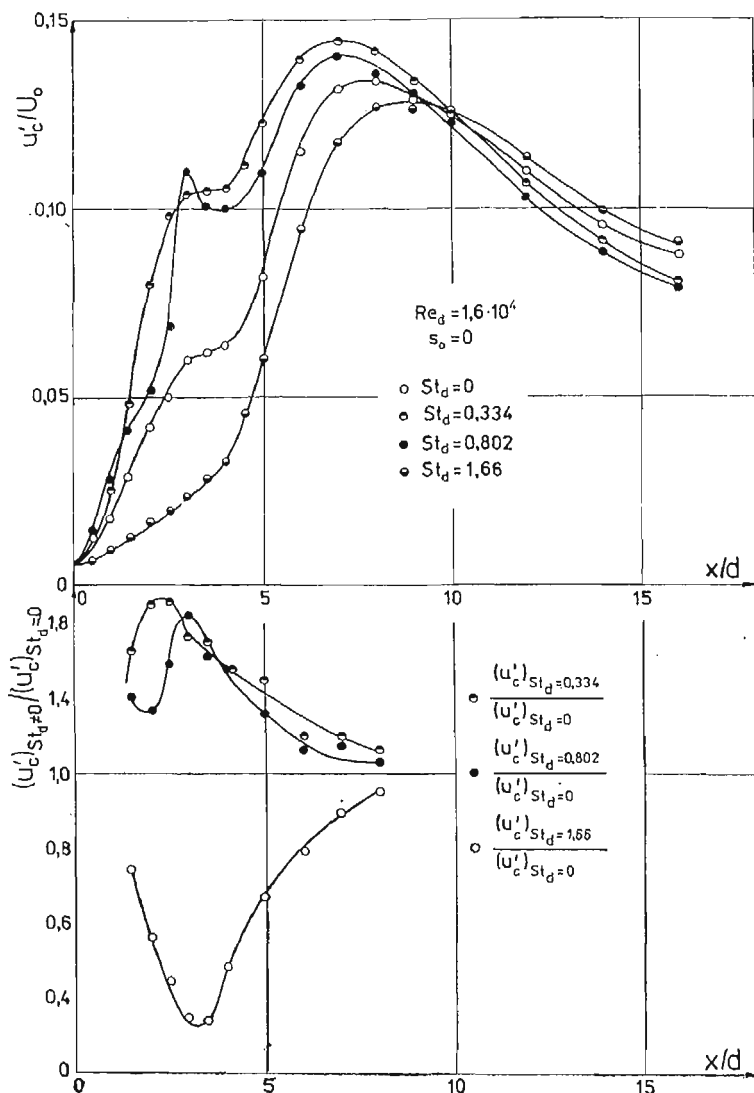


Rys. 6. Porównanie zakresu zastosowanych w pracy liczb Reynoldsa z danymi literaturowymi

prędkości w strudze wykonywano przy pomocy zestawu termooanemometrycznego CTA f-my DISA. Zlinearyzowany sygnał napięciowy z mostków termooanemometru podawany był do komputera pomiarowego Hewlett-Packard typ 9826 B. Częstotliwość próbkowania sygnału zmieniała się od 10 Hz do 1.2 MHz. w zależności od szerokości pasma analizowanego sygnału, a jako efektywną szerokość elementarnego przedziału częstotliwości przyjęto wartość 3.125 Hz.

3. Eksperymentalna weryfikacja hipotezy o podwójnym mechanizmie utraty stabilności w strudze osiowo-symetrycznej

Na rys. 7 przedstawiono typowe przebiegi sumarycznej intensywności fluktuacji prędkości u'_c/U_0 *) dla tych częstotliwości pola wymuszającego, przy których obserwuje się lokalne ekstrema wzmocnień. Wielkość u'_c/U_0 jako konwencjonalna średnia czasowa jest w rzeczywistości sumą fluktuacji turbulentnych i ruchu oscylacyjnego. Zgodnie jednak



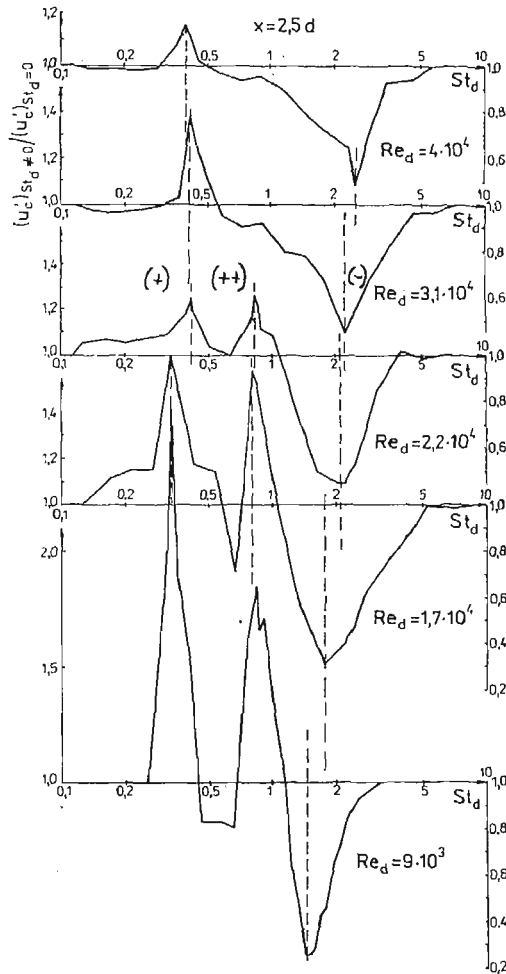
Rys. 7. Zmienność intensywności wzdłużnych fluktuacji prędkości przy różnych oddziaływaniach zewnętrznych

*) $u'_c = \sqrt{u'^2 + \tilde{u}'^2}$

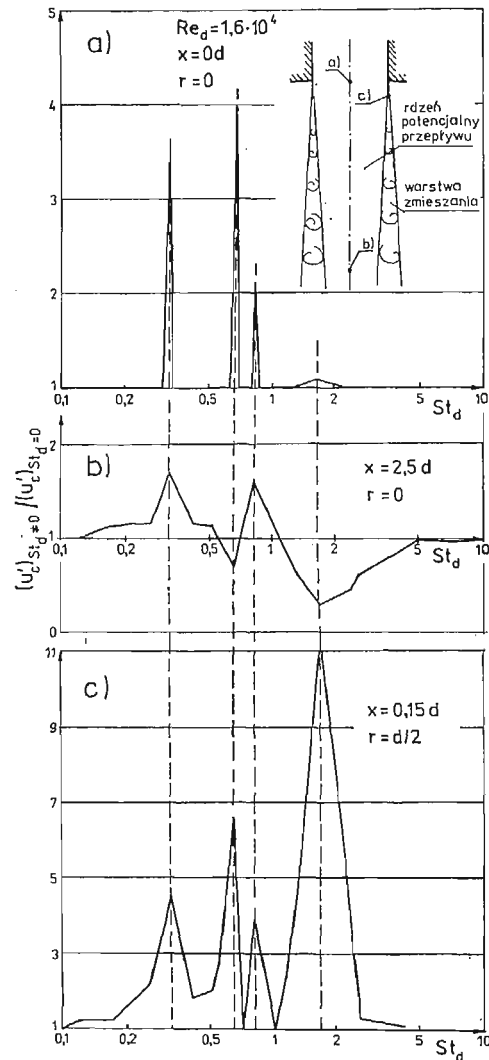
z rozważaniami paragrafu poprzedniego (zależności (32) i (30)) na podstawie porównania sygnałów zarejestrowanych zarówno w przepływie niezakłóconym ($St_d = 0$) jak i w obecności wymuszenia ($St_d \neq 0$) można wnioskować o obecności w analizowanej strudze struktur koherentnych. Ponieważ w omawianym przepływie występują wyraźne zjawiska okresowe, stąd też jako parametr charakterystyczny wprowadzono liczbę Strouhala definiowaną następująco:

$$St_d = \frac{f \cdot d}{U_0} \quad \text{lub} \quad St_\Theta = \frac{f \cdot \Theta}{U_0}$$

Jak wynika z danych zamieszczonych na rys. 7 maksymalne efekty oddziaływania akustycznego obserwuje się w początkowym obszarze strugi, przy czym wzmacnianie poszczególnych struktur prowadzić może zarówno do wzmocnienia jak i osłabienia sumarycznej intensywności fluktuacji prędkości u'_c/U_0 . Sumaryczne zestawienie efektów oddziały-



Rys. 8. Odpowiedź pola fluktuacji prędkości na zewnętrzne wymuszenia okresowe



Rys. 9. Odpowiedź pola fluktuacji prędkości na wymuszenia zewnętrzne w trzech charakterystycznych punktach przepływu

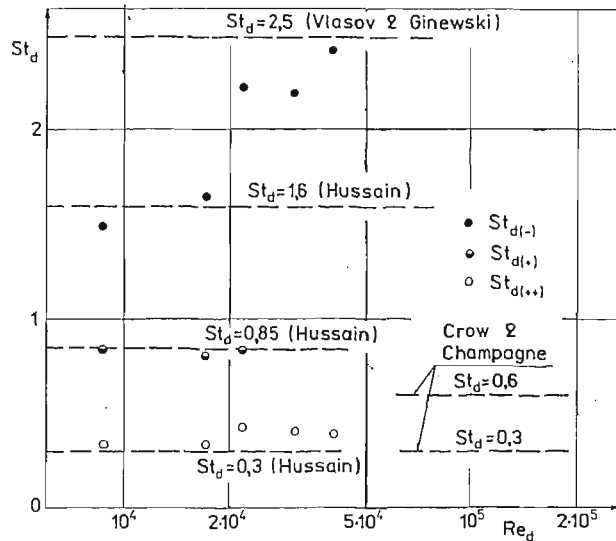
wania akustycznego w płaszczyźnie kontrolnej $x = 2,5d$ dla wszystkich analizowanych wartości Re_d przedstawiono na rys. 8. Jak wynika z zamieszczonych tutaj wyników badań, oddziaływania zewnętrzne charakteryzujące się niskimi wartościami liczby Strouhala ($St_d < 1$) wywołują w rejonie początkowym strugi wyraźny przyrost fluktuacji prędkości. W strefie tego typu oddziaływań które w dalszej części pracy nazywane będą niskoczęstotliwościowymi wyróżnić można dwa oddzielne podobszary:

- zakres liczb Strouhala $St_d = (0,3 \div 0,4)$ występujący w całym rozpatrywanym zakresie liczb Reynoldsa i oznaczany dalej symbolem (+)
- pasmo $St_d \cong 0,8$ w którym możliwość skutecznego wzmacniania fluktuacji prędkości ogranicza się do liczb Reynoldsa $< 3 \times 10^4$ (oznaczane dalej symbolem (+ +)).

Oddziaływania zawarte w obszarze liczb Strouhala $St_d = (1,6 \div 2,5)$ (rys. 8) nazywane dalej wysokoczęstotliwościowymi i oznaczone symbolem (-) prowadzą w analizowanym przekroju do osłabienia intensywności turbulencji, co jest wynikiem w pewnym sensie nieoczekiwanym. W trakcie dalszych badań okazało się jednak, iż przebiegi z rys. 8 nie mają charakteru uniwersalnego. Na rys. 9 zestawiono przebiegi wzmocnienia intensywności fluktuacji prędkości w trzech wybranych punktach rozmieszczonych odpowiednio:

- w osi strugi w płaszczyźnie wylotowej (pkt a)
- w osi strugi w płaszczyźnie $x = 2,5d$ (pkt b)
- w początkowym obszarze warstwy zmieszania (pkt c).

Widoczna jest wyraźna zależność między położeniami punktu pomiarowego a charakterem wzmocnień rezonansowych, zaś uzyskane wyniki pozwalają stwierdzić, iż dla każdej z charakterystycznych częstotliwości oddziaływania otrzymujemy wzmocnienie turbulencji w miejscu naturalnego występowania odpowiedniej struktury koherentnej. Zmiany obserwowane w przekrojach dalszych są natomiast jedynie skutkiem przemian zachodzących w strukturze ruchu fluktuacyjnego w obszarach początkowych. W punkcie „a” (rys. 9) oprócz trzech zidentyfikowanych do tej pory struktur pojawia się też i czwarta o częstotliwości równej dokładnie podwojonej wartości $2f_{(+)}$. W trakcie dalszych badań okazało się, że struktury (+) i $2(+)$ są tylko dwiema różnymi postaciami tego samego rodzaju struktur koherentnych.

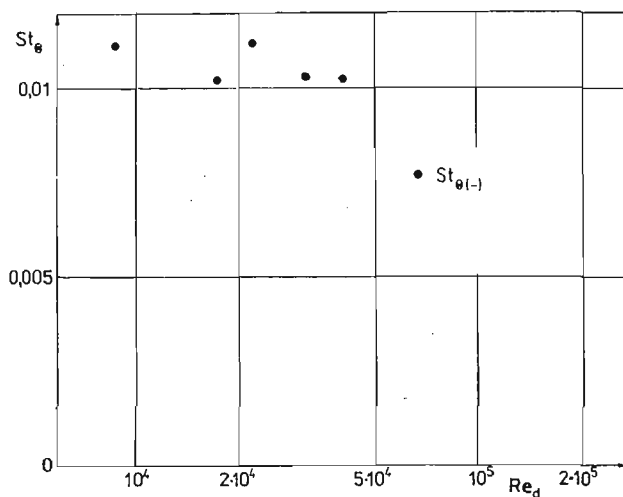


Rys. 10. Zmienność liczby Strouhala opartej na średnicy dyszy wylotowej w funkcji liczby Reynoldsa

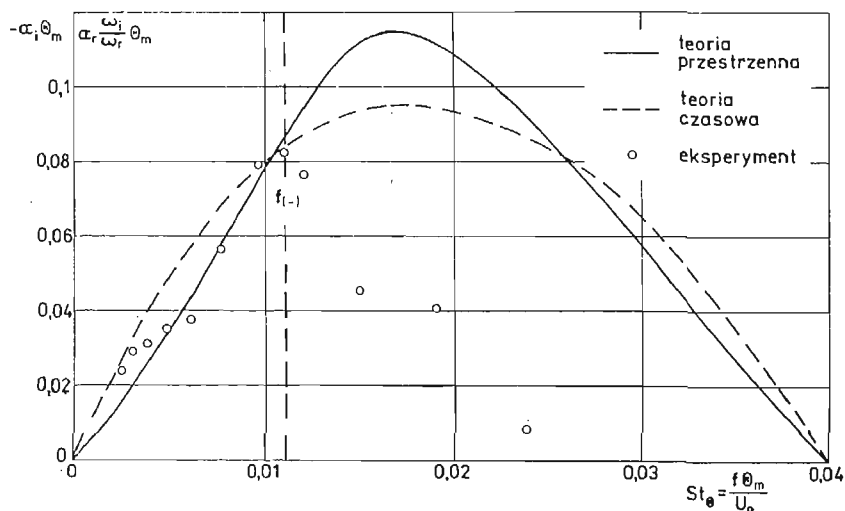
Wyniki zebrane na rys. 10 sugerują istnienie pewnego związku między strukturami niskoczęstotliwościowymi i makroskopowymi parametrami geometrycznymi strugi osiowo-symetrycznej. Wprowadzenie bowiem średnicy geometrycznej dyszy jako charakterystycznego wymiaru liniowego w definicji liczby Strouhala nadaje wielkościom $St_{d(+)}$ i $St_{d(++)}$ charakter uniwersalny (tzn. niezależny od liczby Reynoldsa). Pamiętając, iż wymiar R był jednym z parametrów w analizie niestabilności kolumnowej można sądzić, iż struktury

koherentne (+) i (+ +) są rezultatem takiego właśnie mechanizmu utraty stabilności przez przepływ.

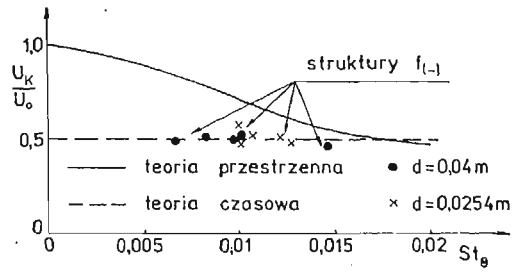
Struktury wysokoczęstotliwościowe (–) wydają się być natomiast związane z parametrami spływowej warstwy granicznej, co wynika z faktu, że zastosowanie grubości straty pędu warstwy Θ_m jako wymiaru liniowego sprawia, iż St_Θ dla wszystkich wartości Re_d ustala się na praktycznie stałym poziomie $St_\Theta = 0,0105$ (rys. 11). Oznaczać by to mogło, iż struktury typu (–) są rezultatem utraty stabilności swobodnej warstwy ze ścinaniem opisanego w rozdz. 1.1. Potwierdzają to także dane z rys. 12, gdzie porównano teoretyczne przebiegi współczynników wzrostu amplitudy rozwiązań czasowego i przestrzennego



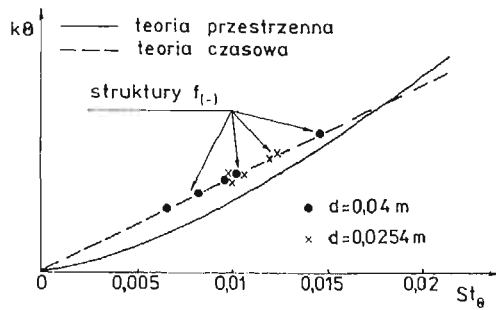
Rys. 11. Zmienność liczby Strouhala opartej na grubości straty pędu warstwy spływowej w funkcji liczby Reynoldsa



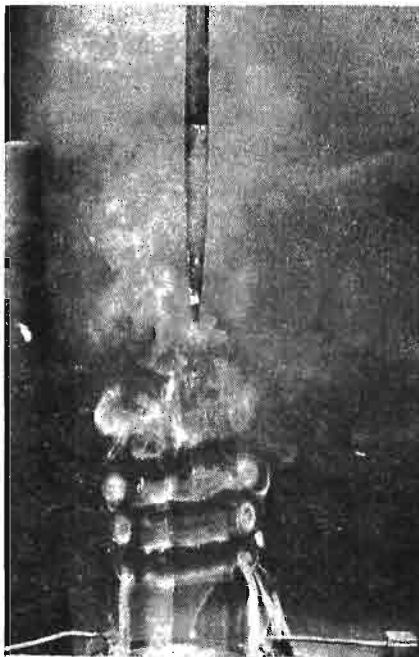
Rys. 12. Zmienność współczynnika wzmocnienia amplitudy zaburzeń w swobodnej warstwie mieszania



Rys. 13. Zmienność prędkości konwekcji struktur typu (-)



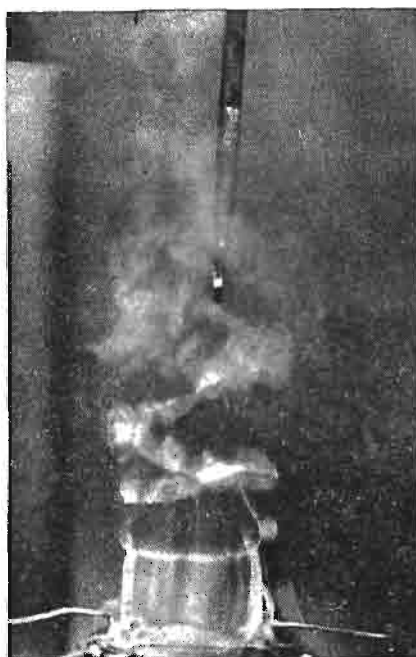
Rys. 14. Zmienność charakterystycznej liczby falowej struktur typu (-)



Rys. 15. Chwilowy obraz struktur typu (-)



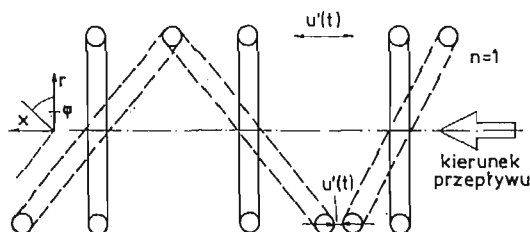
Rys. 16. Chwilowy obraz struktur typu (+ +)



Rys. 17. Chwilowy obraz struktur typu (+)

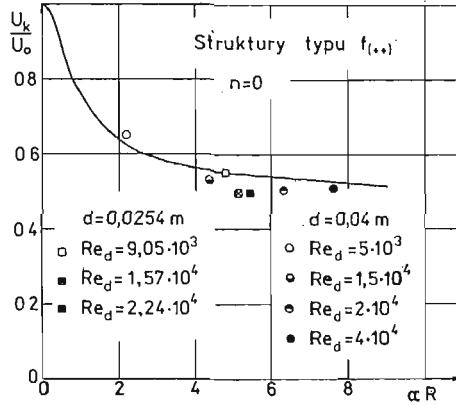
z rezultatami eksperymentu. W obydwu przypadkach (tzn. czasowym i przestrzennym) maksymalny wzrost amplitudy niestabilności winien wystąpić przy $St_{\theta} = 0,017$, podczas gdy przeprowadzony eksperyment wykazuje, iż w rzeczywistości ma to miejsce dla $St_{\theta} = 0,011$. Uzyskane w trakcie badań wartości prędkości propagacji struktur (rys. 13) jak również ich charakterystyczne liczby falowe (rys. 14) odpowiadają bardzo ściśle krzywym teoretycznym rozwiązaniom czasowego. Oznacza to, że struktury typu (-) są rzeczywiście wynikiem procesu utraty stabilności swobodnej, laminarnej warstwy ze ścinaniem, co potwierdza prawdziwość pierwszej części hipotezy sformułowanej w rozdz. 2. Badania wizualizacyjne (rys. 15) wykazały, iż przestrzennie czasowy rozwój niestabilności warstwy prowadzi w efekcie do wykształcenia symetrycznych pierścieni wirowych widocznych zwłaszcza w obszarze bezpośrednio przyległym do wylotu.

W obszarze struktur niskoczęstotliwościowych stwierdzono występowanie zarówno symetrycznych pierścieni wirowych (rys. 16) będących rezultatem rozwoju struktur typu

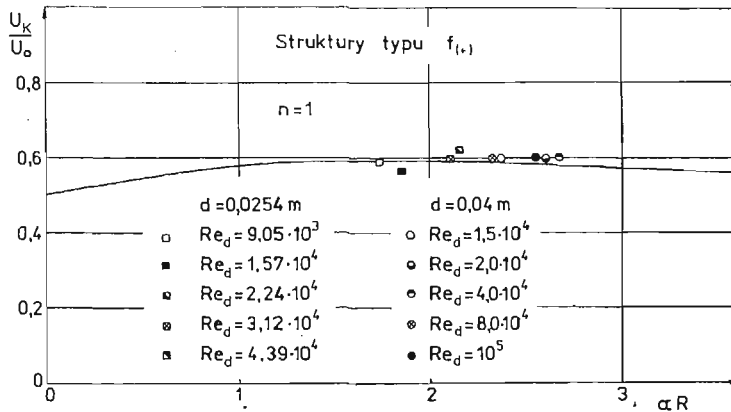


Rys. 18. Ilustracja procesu parowania struktur asymetrycznych typu (+)

(++) jak również form asymetrycznych (+) (rys. 17). Przypomnieć należy, iż zgodnie z rozważaniami z rozdz. 1.2. struktury symetryczne otrzymuje się dla $n = 0$, podczas gdy $n \neq 0$ odpowiada formom asymetrycznym. Otrzymany dla (+) obraz odpowiada przypadkowi wymuszenia $n = 1$, a mechanizm tworzenia się takich struktur wyjaśniono na rys. 18. Teoretyczne przebiegi prędkości konwekcji U_k otrzymane z (28) modu symet-



Rys. 19. Zmienność prędkości konwekcji struktur typu (++)



Rys. 20. Zmienność prędkości konwekcji struktur typu (+)

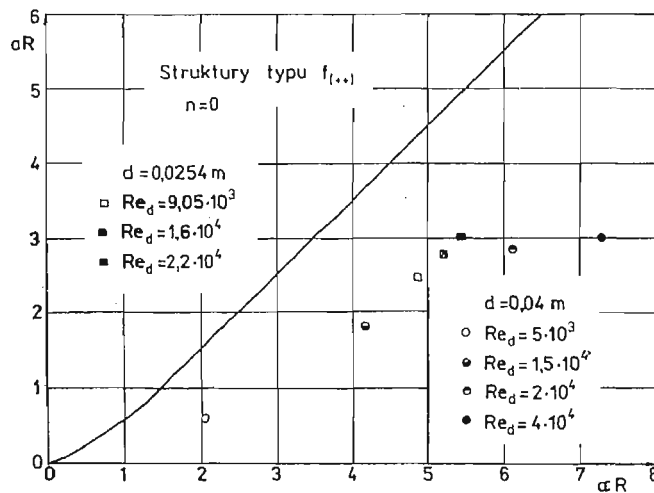
rycznego ($n = 0$) i asymetrycznego ($n = 1$) porównano z rezultatami eksperymentu na rys. 19 i 20. Wyniki te przedstawiono w postaci bezwymiarowej $U_k/U_0 = f(\alpha R)$, gdyż zarówno rezultaty analizy z rozdz. 1 jak i obserwacje prawideł skalowania (rys. 10) wykazują, że właściwą dla rozważanego problemu skalą liniową jest promień wylotu dyszy $R = d/2$. Jak wykazują to dane z rys. 19 w rozpatrywanym zakresie liczb falowych prędkość konwekcji struktur asymetrycznych (+) jest w zasadzie stała i wynosi

$$U_{k(+)} \cong 0.6U_0$$

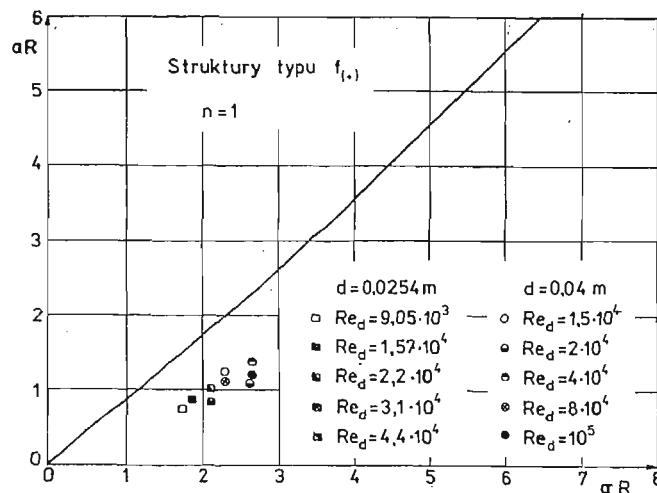
co odpowiada dość dokładnie wynikom teorii. Prędkość propagacji zaburzeń dla struktur symetrycznych zależy natomiast od liczby falowej rozpatrywanej formy ruchu (rys. 20)

co również zgadza się z rezultatami analizy teoretycznej. W ogólności stwierdzić można, iż w tym samym zakresie liczb Reynoldsa struktury spiralne transportowane są znacznie szybciej niż ma to miejsce w przypadku form symetrycznych.

W odróżnieniu od prędkości konwekcji, które z bardzo małym rozrzutem układają się wokół krzywych teoretycznych, współczynniki wzmocnienia amplitudy (αR) mają wartości znacznie niższe od teoretycznych (patrz rys. 21 i 22). Wydaje się, że główną przyczyną tych rozbieżności są zbyt drastyczne założenia upraszczające wprowadzone przy formułowaniu modelu (patrz rozdz. 1.2). Stwierdzić jednak można, iż pozostałe wyniki (rys. 11, 19, 20) z wystarczająco dużym marginesem pewności potwierdzają drugą część wysuniętej w pracy hipotezy, w myśl której struktury niskoczęstotliwościowe zarówno symetryczne



Rys. 21. Zmienność współczynnika wzmocnienia amplitudy struktur typu (+ +)

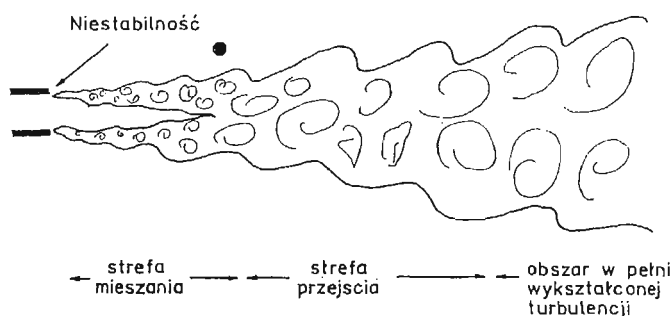


Rys. 22. Zmienność współczynnika wzmocnienia amplitudy struktur typu (+)

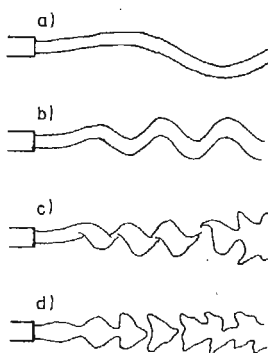
(++) jak i asymetryczne (+) są rezultatem procesów niestabilności kolumnowej prowadzących do występowania zjawisk przejścia laminarno-turbulentnego w obrębie powierzchni nieciągłości otaczającej potencjalne jądro strugi.

Podsumowanie

Uzyskane w pracy wyniki potwierdzają tezę, w myśl której proces przejścia laminarno-turbulentnego prowadzi do występowania trzech różnych form ruchu zorganizowanego. Struktury koherentne będące wynikiem utraty stabilności swobodnej warstwy ze ścinaniem bądź też niestabilności kolumnowej stanowią więc stadium pośrednie między doskonale uporządkowaną strukturą przepływu laminarnego i całkowicie chaotycznym ruchem turbulentnym.



Rys. 23. Mechanizm przejścia laminarno-turbulentnego w strudze kołowej wg Laufera [19]



Rys. 24. Mechanizm przejścia laminarno-turbulentnego w strudze kołowej wg Crow i Champagne'a [15]

Przedstawiony w pracy mechanizm przejścia laminarno-turbulentnego w swobodnej strudze osiowo-symetrycznej odegrać może istotną rolę w wyjaśnieniu istniejących w tej materii rozbieżności interpretacyjnych. W literaturze przedmiotu proces ten interpretowany jest dwojako:

- według Laufera [19] (rys. 23) struga osiowo-symetryczna przechodzi w przepływ turbulentny w rezultacie utraty stabilności warstwy spływowej,

— według Crow i Champagne [15] struga kołowa przechodzi w przepływ turbulentny przy niskich wartościach Re_d przez sinusoidalne oscylacje (rys. 24a i b), a następnie przy wzroście Re_d rozpada się ona w tzw. struktury kłębkowe (puff structures) najpierw asymetrycznie (rys. 24c) później zaś symetryczne (rys. 24d).

Rezultaty niniejszej pracy wskazują natomiast, iż wszystkie opisane powyżej formy ruchu zorganizowanego są wynikiem procesów utraty stabilności i występują w strudze osiowo-symetrycznej jednocześnie. Specyficzna geometria tego przepływu sprawia bowiem, iż obraz przejścia laminarno-turbulentnego jest znacznie bardziej złożony niż w innych przepływach swobodnych obejmując trzy różne formy struktur koherentnych.

Literatura

1. L. S. G. KOVASZNY, *Measurement in Intermittent and Periodic Flow*. Proc. of the Dynamic Flow Conf., Marseille, 1978.
2. CORRINO E. R., BRODKEY R. S., *A visual investigation of the wall region in turbulent flow*. J. F. M. vol. 37, 1969.
3. HIRATA M., TANAKA H., KAWAMURA H., KASAGI N., *Heat Transfer in Turbulent Flows*. The VII Int. Heat Transfer Conf. Mundren 1982.
4. BROWN, ROSKO A., *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 64, 1974.
5. LUMLEY J. L., *Coherent Structures in Turbulence*. Transition and Turbulence, Academic Press 1981.
6. FIEDLER H. E., *On turbulence structure and Mixing Mechanism in Free Turbulent Shear Flows*. A Project Squid Workshop — Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows, Plenum Press, 1975.
7. SCHLICHTING H., *Grenzschicht Theorie*, wyd. przetł. na jęz. rosyjski, Moskwa 1974.
8. MICHALKE A., *On the Inviscid Instability of the Hyperbolic Tangent Profile*. J. F. M. vol. 19, 1964.
9. LANDAU L., LIFSZYC E., *Mechanika ośrodków ciągłych*. PWN, 1958.
10. HUSSAIN A. K., CLARK A. R., *On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer*. A Flow Visualization Study J. F. M.
11. BATCHELOR G., GILL A. E., *Analysis of the Stability of Axisymmetric jets*, J. F. M. vol. 14, 1962.
12. HUSSAIN A. K., ZAMAN K. B., *Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation*. J. F. M. vol. 101, 1980.
13. JANIK M. — Praca doktorska, Politechnika Częstochowska, 1983.
14. ГИНЕВСКИ А., ВЛАСОВ Е., *Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики воздушной струи*. Изв. А. Н. СССР Механика жидкости и газа. Нр. 4, 1967.
15. CROW S. C., CHAMPAGNE F. H., *Orderly Structures in Jet Turbulence*, J. F. M., vol. 48, 1971.
16. BRADSHAW P., *The effect of initial conditions on the development of a free shear layer*, J. F. M., 1966, v. 26.
17. BROWAND F. K., *A note on spanwise structure in the two-dimensional mixing layer*, J. F. M., 1980, v. 917.
18. CANTWELL, *Organized motion in turbulent flow*, Ann. Rev. Fluid Mech., 1981, v. 13.
19. LAUFER J., *Instability and turbulences in jets*, Transition and Turbulences, 1981, Academic Press.
20. ELSNER J. W., *Turbulencja przepływów* (monografia złożona do druku w PWN).

Резюме

КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУГИ

Предметом работы является анализ процесса возникновения когерентных структур в свободной осесимметричной струе. Из полученных результатов видно, что процесс ламинарно-турбулентного перехода в рассматриваемом течении приводит к появлению трех различных форм организованного движения.

Когерентные структуры, являясь результатом потери стабильности свободного слоя со сдвигом, характеризуются числом Струохаля $St_\theta = 0,011$, в то время как колонная неустойчивость приводит к появлению как симметричных структур так и асимметричных с более низкими числами.

S u m m a r y

COHERENT STRUCTURES OF AXISYMMETRIC FREE JET

The paper presents an analysis of coherent structures existing in the initial region of the axisymmetric free jet. The results of the experiment support the thesis, that the laminar — turbulent transition results in the existence of three different forms of organised vorticity. Coherent structures resulting either from the instability of free shear-layer or from the jet — column instability constitute a link between the perfectly organised laminar motion and the fully chaotic turbulent flow.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 12 kwietnia 1985 roku.

OPRZYRZĄDOWANIE ORAZ METODY EKSPERYMENTALNYCH BADAŃ PRZEPIYU PARY PRZEZ OSTATNIE STOPNIE TURBIN KONDENSACYJNYCH

STANISŁAW MARCINKOWSKI

IMP PAN Gdańsk

W pracy przedstawiono w ogólnym zarysie zakres prowadzonych badań oraz opis oprzyrządowania użytego do badań przepływu pary mokrej w ostatnich stopniach turbiny kondensacyjnej dużej mocy. Pokazano również wybrane przykładowe wyniki badań.

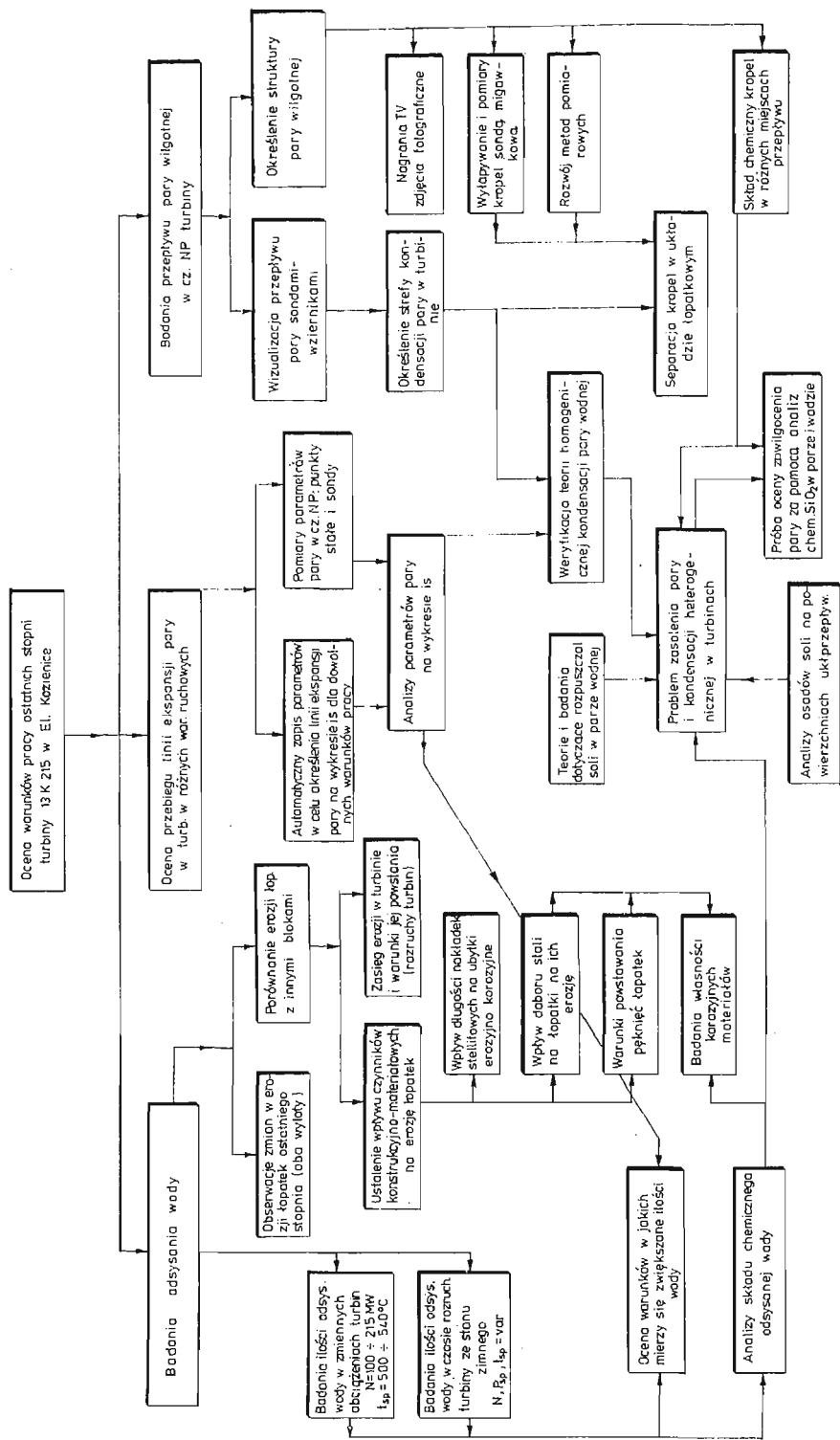
1. Wstęp

Badania przepływu pary wilgotnej w ostatnich stopniach prowadzone są na turbinie typu 13K215 zainstalowanej w Elektrowni Koźienice. Turbina ta została wyprodukowana przez ZAMECH-Elbląg i zainstalowana w 1974 r. Turbiny tego typu stanowią zmodernizowaną wersję turbin typu PWK 200 produkcji LMZ (PWK 200, TK 200, 13K200, 13K215). Na rys. 1 pokazany jest schemat obrazujący zakres prowadzonych badań.

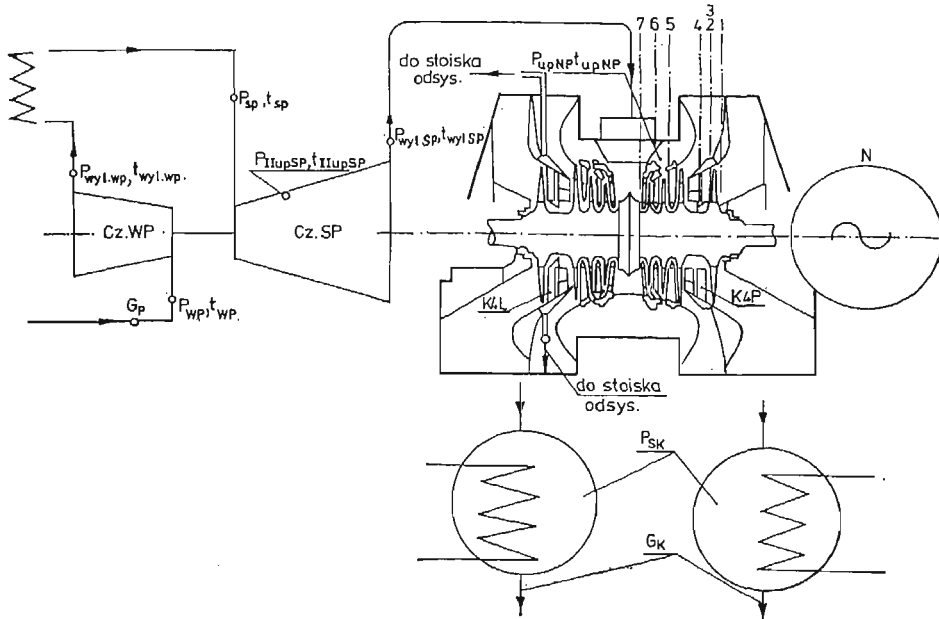
Badania obejmują:

1. Badania efektywności odsysania wody z eksperymentalnych tarcz powłokowych zainstalowanych w 4-tych stopniach cz. NP. oraz ocenę wpływu ich pracy na zmniejszenie erozji łopatek wirnikowych.
2. Zebranie informacji o warunkach pracy bloku w tym:
 - ocenę przebiegu linii ekspansji pary w turbinie (ustalenie parametrów pary w ostatnich stopniach w różnych warunkach ruchowych),
 - badania przepływu przestrzennego w ostatnich stopniach w celu weryfikacji metod obliczeniowych.
3. Badanie przepływu pary wilgotnej w turbinie w tym:
 - określenie strefy kondensacji pary w turbinie,
 - określenie struktury pary wodnej (obserwacje tworzenia się filmów wodnych, kropel),
 - określenie składu chemicznego kropel.

Na rys. 2 podany jest schemat oprzyrządowania pomiarowego zainstalowanego w badanej turbinie do chwili obecnej. Na schemacie cieplnym turbiny zaznaczono rejestrowane automatycznie parametry pary pozwalające na analizę linii ekspansji pary w turbinie,



Rys. 1. Schemat graficzny ujmujący zagadnienia podane w ocenie warunków pracy ostatnich stopni turbiny energetycznej 13K215. Liniami i strzałkami oznaczono zależności między poszczególnymi tematami lub ich wynikanie z określonego tematu



Rys. 2. Schemat ciepłny turbiny z zaznaczonymi punktami pomiaru ciśnien i temperatur pary oraz schemat części NP z zaznaczonym umiejscowieniem stoisk odsysania i badania przepływu pary.

- p_{WP}, t_{WP} — ciśnienie i temperatura pary na wlocie do cz. WP
 G_p — ilość pary świeżej
 p_{wylWP}, t_{wylWP} — ciśnienie i temperatura pary na wlocie z cz. WP
 p_{SP}, t_{SP} — „ „ „ na wlocie do cz. WP
 p_{IIupSP}, t_{IIupSP} — „ „ „ w II upuście cz. SP
 p_{wylSP}, t_{wylSP} — „ „ „ na wlocie z cz. SP
 p_{upNP}, t_{upNP} — w upuście cz. NP (przed 3-cim stopniu z NP)
 p_{sk} — ciśnienie pary w skraplaczu
 G_k — ilość kondensatu
 N — moc turbiny.

oraz podstawowe parametry mówiące o pracy bloku takie jak: moc turbiny (N), ilość pary (G_p), ilość kondensatu (G_k).

Na schemacie części niskoprężnej pokazane jest umiejscowienie sond pomiarowych w przepływie (prawy wylot — od strony generatora) oraz tarczy powłokowej podłączonej do stoiska zewnętrznego odsysania (lewy wylot — od strony części SP). Badania prowadzone są od 1976 r. a zainstalowane oprzyrządowanie montowane było w kolejnych kampaniach remontowych bloku w oparciu o projekty i nadzór ze strony IMP PAN.

Bez gromadzenia wyżej opisanych informacji z badań nie jest możliwa weryfikacja uproszczonych modeli teoretycznych dotyczących zarówno przepływu fazy gazowej jak i fazy ciekłej. Nie byłoby również możliwe zrozumienie tych zjawisk mających tak istotne znaczenie zarówno dla konstrukcji, eksploatacji oraz projektowania układów przepływowych ostatnich stopni turbin parowych dużej mocy.

Jednocześnie złożoność zadania polegającego na badaniach prowadzonych na turbinie będącej w normalnej eksploatacji stanowi o specyfice tego typu badań w odróżnieniu od badań laboratoryjnych na stoiskach modelowych. Złożoność zjawisk zachodzących w przepływie pary przez ostatnie stopnie turbin parowych dużej mocy wymaga gromadzenia

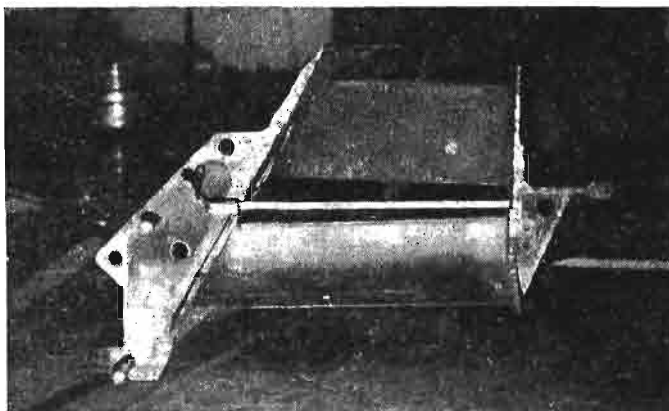
informacji „in situ”. Jest to skomplikowane zadanie, bowiem spełnionych winno być kilka podstawowych elementów stanowiących o powodzeniu prowadzonych badań a mianowicie:

- a) dostosowaniu sond pomiarowych do wymiarów elementów turbiny i kanałów przepływowych,
- b) realne winny być z punktu widzenia konstrukcji turbiny i jej eksploatacji konieczne przeróbki w istniejących maszynach oraz zapewnienie możliwości wykonawczych dla realizacji tych przeróbek,
- c) zapewnienia bezpieczeństwa w czasie badań z uwagi na możliwość spowodowania awarii turbiny przy sondowaniu przepływu pary w pobliżu łopatek wirnikowych,
- d) pomiary powinny być zsynchronizowane z wymogami eksploatacyjnymi bloku energetycznego.

2. Opis stoisk pomiarowych

a) Stoisko do badań efektywności odsysania wody

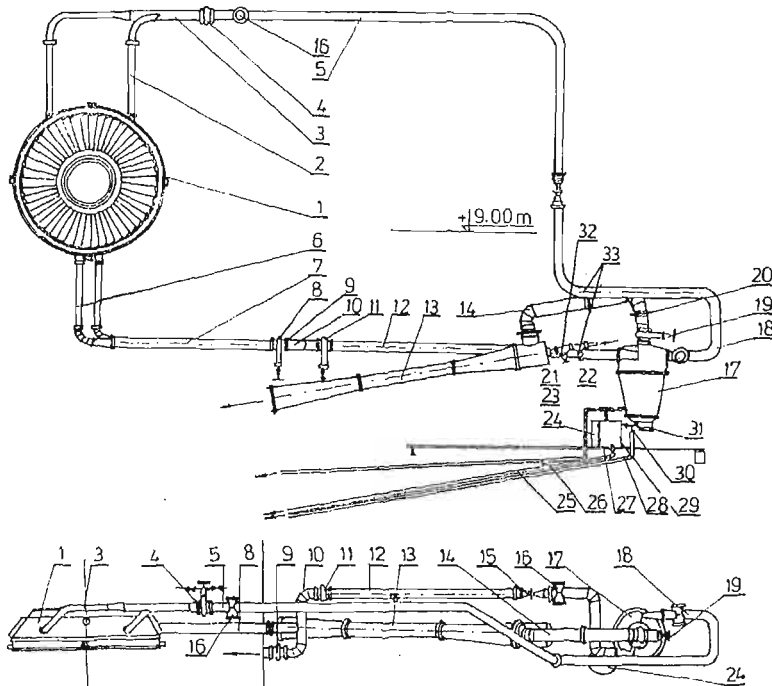
Stoisko do badania efektywności odsysania powstało w 1976 r. W okresie remontu turbiny zostały wyjęte typowe tarcze kierownicze czwartego stopnia cz. NP, a na ich miejsce zamontowano eksperymentalne tarcze powłokowe z odsysaniem. Na prawym wylocie zainstalowano eksperymentalną tarczę kierowniczą przystosowaną do ciągłego odsysania wody (tarcza K4P). Na lewym wylocie zainstalowano eksperymentalną tarczę kierowniczą przystosowaną do odsysania wody (tarcza K4L) — patrz rys. 3. Tarcza ta połączona



Rys. 3. Widok na płaszczyznę podziału tarczy powłokowej z odsysaniem (jedna strona tarczy)

jest rurociągami ze stoiskiem zewnętrznego odsysania. Schemat tej instalacji pokazany jest na rys. 4. Instalacja ta składa się z 5 głównych części:

1. tarczy powłokowej K4L,
2. rurociągów górnego (poz. 5) i rurociągu dolnego (poz. 12),
3. separatora zawilgocenia (poz. 17),
4. zbiornika pomiarowego (poz. 24),
5. układu wspomaganie odsysania wody (smoczek parowy (poz. 13)).



Rys. 4. Stoisko zewnętrznego odsysania. Ważniejsze elementy omówione w tekście

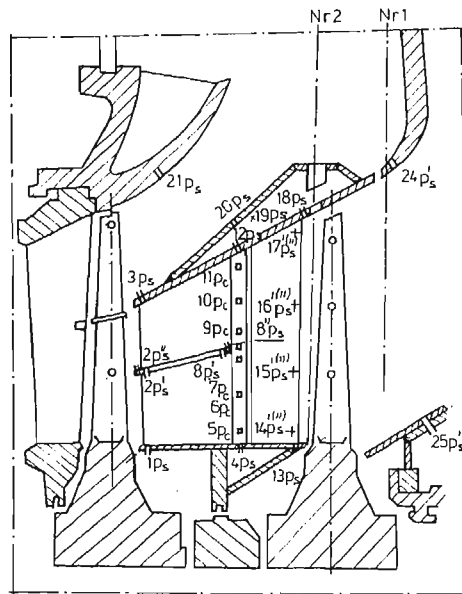
Na rurociągach odsysających zamontowane zostały okna wizerne (poz. 16) umożliwiające obserwację czynnika przepływającego w rurociągach. Tarcze powłokowe oraz stoisko do badania odsysania zostało wykonane przez ZAMECH w oparciu o koncepcję i częściowo dokumentację wykonaną w IMP PAN w oparciu o [1] [2]. Montaż został wykonany przez brygady Elektrowni pod nadzorem Instytutu.

Stoisko zapewnia możliwość pomiaru ilości odessanej wody szczelinami umieszczonymi na powierzchni łopatek kierowniczych w różnych warunkach pracy turbiny. Możliwe jest również pobranie próbek wody do analizy składu chemicznego.

b) Stoisko do badań przepływu fazy ciekłej i gazowej w części NP

Stoisko do badań przepływu fazy ciekłej i gazowej wykonywane było w dwóch etapach: badania przepływu pary w ostatnim stopniu cz. NP oraz badań przepływu pary w całej części NP. Do badań przepływu pary w ostatnim stopniu w tarczy kierowniczej K4P zainstalowano na stałe 35 punktów pomiarowych ciśnień statycznych i dynamicznych oraz zainstalowane zostały na stałe w korpusie turbiny dwa gniazda umożliwiające montaż sond pomiarowych (gniazdo Nr. 1,2) — patrz rys. 5.

Do pomiarów rozkładu ciśnień opracowano konstrukcję sond pomiarowych których końcówki pomiarowe pokazane są na rys. 6. W konstrukcji końcówek wzorowano się na końcówkach znanych z opisów w literaturze [3]. Zapewniają one możliwość ustalenia kierunku napływu pary (kąta α) oraz określenie wielkości ciśnienia statycznego lub dynamicznego (lub 4 ciśnień dynamicznych na różnych kierunkach merydionalnych przepływu—



Rys. 5. Schemat umieszczenia punktów pomiarowych ciśnienia statycznych i dynamicznych w obrębie tarczy K4P (na rys. nie pokazano punktów pomiarowych umieszczonych w innych przekrojach na wylocie z turbiny)

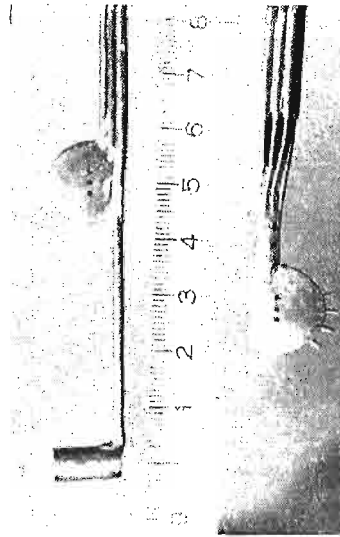
1, 2, ... 25 — Numery punktów pomiarowych; p_s — ciśnienie statyczne; p_c — ciśnienie całkowite; p_s'' — ciśnienia mierzone po obu stronach przepływu np. w palisadzie kierowniczej na stronie wypukłej i wklęsłej profilu

co umożliwi określenie kierunku przestrzennego wektora prędkości napływu pary, patrz rys. 6 końcówka prawa). Przeprowadzono miniaturyzację końcówek, dostosowując je do możliwości pomiarów parametrów pary w szczelinie międzywieńcowej ostatniego stopnia.

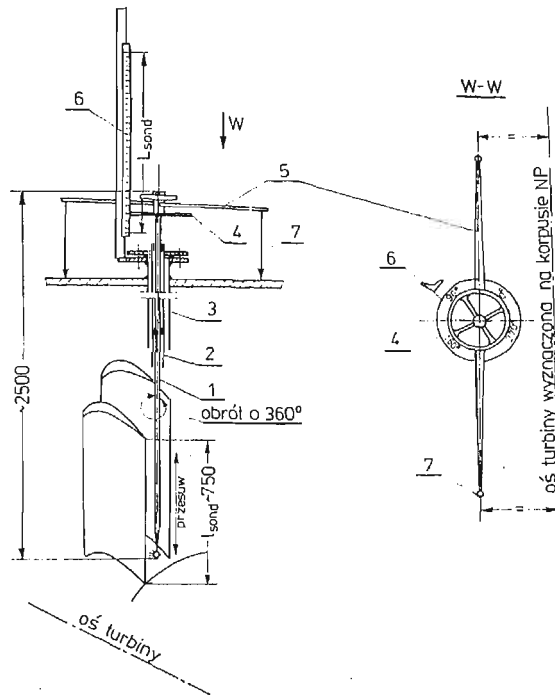
Dla uniknięcia błędów w pomiarach ciśnień w obszarze pary mokrej opracowano metodę modyfikacji powierzchni sondy i przewodów pomiarowych dla wyeliminowania wpływu korków wodnych na wielkość mierzonych ciśnień (polerowanie wewnątrz rurek oraz pokrycie powierzchni teflonem lub innymi substancjami hydrofobowymi oraz stosowanie przedmuchu sond przed każdym pomiarem) [4].

Opracowane w IMP PAN sondy można instalować w zamontowane na turbinie gniazda zarówno przy postoju turbiny jak i w czasie pracy turbiny bez zakłóceń w ich pracy. Opracowana konstrukcja sond umożliwi włożenie sondy bez uszkodzenia końcówek pomiarowych oraz ustalenie położenia końcówki pomiarowej wewnątrz turbiny w stosunku do kanału łopatkowego z dokładnością do kilku milimetrów. Dokładność taka wymagana jest w badaniach przepływu przestrzennego oraz ze względów bezpieczeństwa (możliwość kolizji z wirującymi łopatkami). Schemat ustalenia położenia końcówki pomiarowej sondy wewnątrz turbiny pokazano na rys. 7. Oprzyrządowanie pokazane na rys. 7 pozwala na określenie położenia sondy w czasie pomiarów w zakresie ustalenia:

a) kierunku na jaki ustawiona jest końcówka pomiarowa sondy α (dokładność $+ \sim \pm 0,5^\circ$),



Rys. 6. Końcówki pomiarowe ciśnień używane w sondach



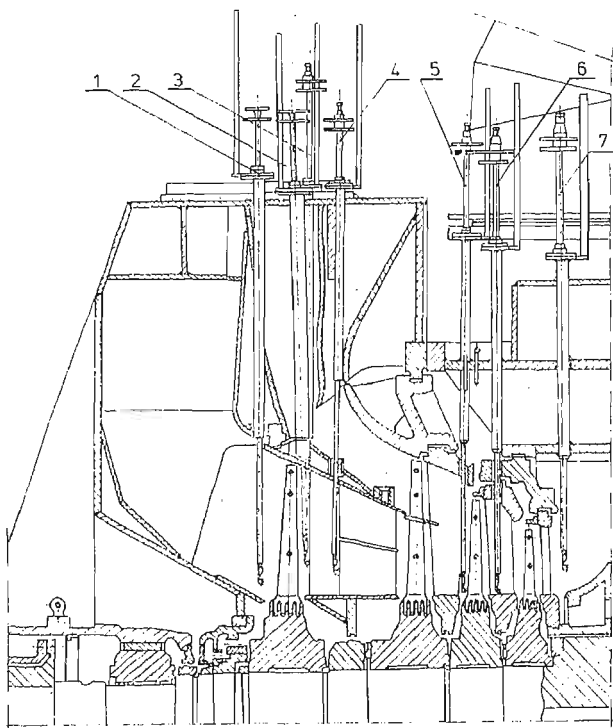
Rys. 7. Schemat ustalenia położenia końcówki pomiarowej sondy wewnątrz turbiny

1 — trzon sondy z końcówką pomiarową; 2 — Pochwa sondy wraz z łożyskami prowadzącymi zabezpieczająca sondę w czasie wkładania do turbiny przed uszkodzeniem; 3 — gniazdo prowadzące sondy wstawiane na stałe w korpus 4 — tarcza kontromierza (pomiar kąta α wektora prędkości pary oraz wysokości sondowania (l_{sond})); 5 — pręty do ustalenia kierunku końcówki pomiaru ciśnienia w stosunku do osi turbiny (osiowanie sondy przed pomiarami); 6 — listwa z podziałką do wskazań kąta obrotu sondy (α) i wysokości sondowania. Skala ustala położenie końcówki sondy w stosunku do palisady kierowniczej; 7 — piony do ustalenia odczytania prętów ustalających położenie końcówki sondy w stosunku do osi turbiny

b) wysokość sondowania w stosunku do elementów kanału palisady kierowniczej (dokładność $\sim \pm 2$ mm).

Położenie osi sondy ustalone jest w czasie wstawiania gniazd w korpus turbiny co wymaga kontroli wewnątrz zamkniętej turbiny (zdemontowane zbędne tarcze kierownicze i wirnik).

Do badań przepływu pary w całej części NP zainstalowano w turbinie 7 gniazd sond pomiarowych, których umiejscowienie w turbinie pokazane jest na rys. 8. Do chwili

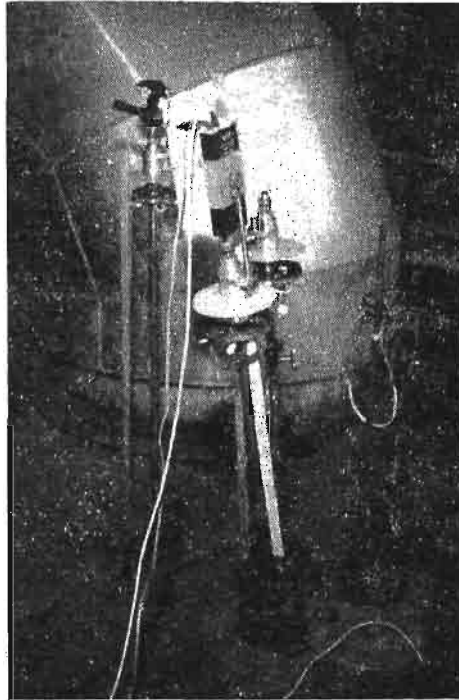


Rys. 8. Rozmieszczenie w turbinie sond pomiarowych (na części przepływowej prawego wylotu, patrz rys. 2)

obecnej wykorzystywane było sześć gniazd (jedno (7) zainstalowano w ostatnim remoncie turbiny), z tego gniazda (1) i (2) w badaniach przepływu przestrzennego w ostatnim stopniu, natomiast gniazda (3÷6) w badaniach wizualizacyjnych przepływu pary mokrej w turbinie.

Badania wizualizacyjne prowadzono opracowanymi we własnym zakresie sondami wziernikami. Badania te miały na celu lokalizację strefy kondensacji pary wodnej w turbinie oraz obserwację dużych kropeł i filmów wodnych, zjawisk związanych z separacją wody itp. Na rys. 9. pokazane są zamontowane 3 sondy wzierniki w turbinie. Sondy te wyposażone są w: przystawkę do mikrofotografii, kamerę tv, lunetkę obserwacyjną.

Układ optyczny sondy zapewnia obserwację przepływu w zakresie od $0 \div \infty$ (w praktyce z uwagi na oświetlenie do ~ 250 mm), przy czym pole obserwacji ma wymiary w pobliżu

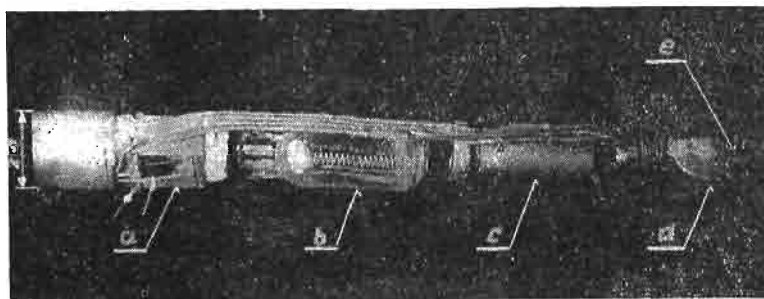


Rys. 9. Widok na górną część korpusu cz. NP od strony generatora z zamontowanymi 3 sondami wzniesionymi oraz sondą-świetlaczem. Sondy wyposażone są w: przystawkę do mikrofotografii, kamerę tv, lunetkę obserwacyjną

pryzmatu sondy ($16 \times 16 \text{ mm}^2$) i ($40 \times 40 \text{ mm}^2$) w odległości $\sim 200 \text{ mm}$ od powierzchni pryzmatu. Każda sonda ma własne oświetlenie żarówką halogenową. W czasie pomiarów wykonywane były zdjęcia fotograficzne oraz nagrywano obserwowane obrazy na taśmę magnetowidową. Na rys. 10 pokazana jest końcówka uniwersalnej sondy pomiarowej opracowana ostatnio do badań przepływu pary wilgotnej. Sonda ta wyposażona jest w: układ optyczny do obserwacji przepływu fazy ciekłej, sondę migawkową do określenia wielkości kropeł ($d_k > 10 \mu\text{m}$) oraz wielkości grubokropelkowego zawilgocenia pary, końcówkę do określenia rozkładu ciśnień statycznych i dynamicznych oraz kierunku wektora prędkości (przestrzennego), wymienną z sondą migawkową przystawkę separatora do wyłapywania kropeł wody i określenia ich składu chemicznego (do poboru próbek wody) oraz termopary do określenia temperatury czynnika. Sonda przystosowana jest do zamontowania innych przystawek specjalnych, które zapewnią badania innych wielkości związanych z przepływem pary wilgotnej. Sondy tego typu zapewnią możliwość kompleksowych badań przepływu pary wilgotnej w cz. NP.

c) Automatyczna rejestracja wytypowanych parametrów pary i podstawowych parametrów ruchowych turbiny

W celu określenia warunków pracy turbiny i parametrów pary w ostatnich stopniach turbiny w czasie badań automatycznie rejestrowane są wytypowane parametry pary



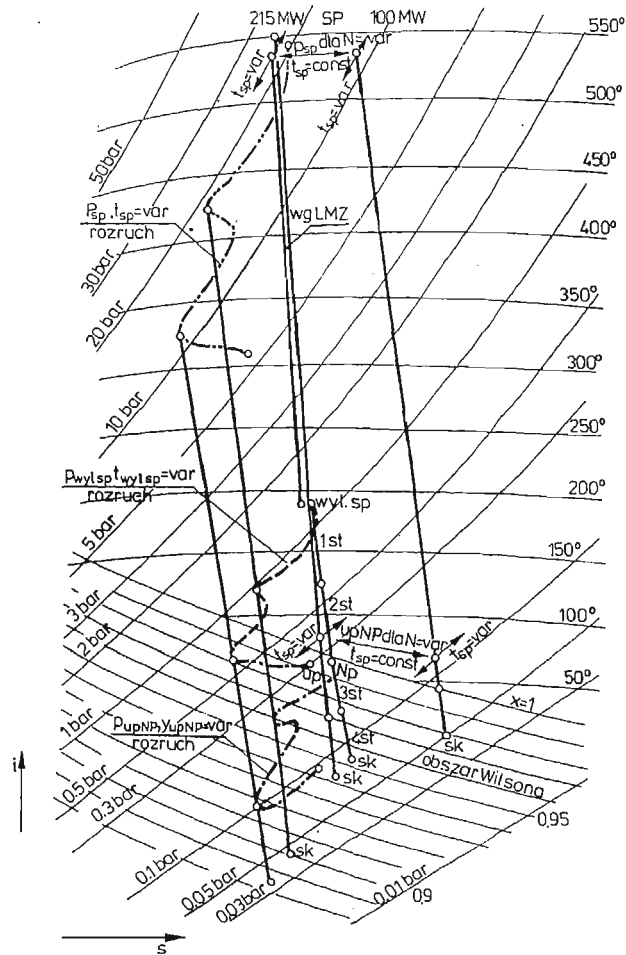
Rys. 10. Końcówka pomiarowa uniwersalnej sondy pomiarowej do badań przepływu pary wilgotnej *a* — pryzmat układu optycznego sondy (strzałkami oznaczono wycieraczkę oraz pręciak wskaźnikowy $\varnothing 0,6$ odległy od pryzmatu $\sigma \sim 5$ mm), *b* — żarówka halogenowa HFAA 225V, 1000W, *c* — sonda migawkowa do wyłapywania kropeł wody na płytce pokrytą miękkim podkładem (pomiar wielkości dużych kropeł $d > 10 \mu\text{m}$, określenie zawilgocenia grubokropłowego pary) *d* — końcówka sondy do pomiarów ciśnień statycznych oraz kierunku napływu pary (α), 4 ciśnień dynamicznych i kierunku wznosu wektora prędkości, *e* — termopary do pomiaru temperatury pary

pozwalające na określenie linii ekspansji pary w turbinie w dowolnych warunkach ruchowych oraz moc turbiny (N) ilość pary (G_p) ilość kondensatu (G_k). Schemat cieplny bloku z zaznaczeniem mierzonych parametrów podany został na rys. 2. Dla zwiększenia pewności i dokładności pomiarów w części NP ciśnienie i temperatura pary w upuście były okresowo mierzone manometrem rtęciowym oraz termometrem. W czasie ostatniego remontu turbiny zainstalowano dodatkowe gniazdo sondy (7) do ustalenia parametrów pary na wlocie do cz. NP. (dotychczasowe wyposażenie bloku nie posiadało punktów pomiarowych w cz. NP w obszarze pary przegrzanej pozwalających na sprawdzenie położenia linii ekspansji w pierwszych stopniach cz. NP, zamontowane punkty pomiarowe w ostatnim stopniu leżą w obszarze pary wilgotnej). W związku z dużymi różnicami parametrów pary w okresie rozruchu turbiny w stosunku do normalnych warunków ruchowych dokonano analizy dotychczasowych mierników ruchowych zainstalowanych na bloku, część mierników wymieniono na mano-wakumetry, zmieniono zakresy pomiarowe i klasę przyrządów, zastosowano przekaźniki elektryczne do automatycznego zapisu wskazań. Użyte przyrządy przecechowano.

3. Przykłady uzyskanych wyników badań

a) Przebiegi linii ekspansji pary wodnej w cz. SP-NP

Na rys. 11 pokazane są linie ekspansji pary w cz. SP-NP w różnych warunkach ruchowych turbiny. Z wykresu widać, że w okresie rozruchowym turbiny ze stanu zimnego pokazanych liniami ($p, t = \text{var}$) silnym zmianom ulegają ciśnienia i temperatury pary powodując silne zmiany zawilgocenia końcowego pary (y). Przy pokazanych na wykresie zmianach parametrów pary w początkowym okresie rozruchu możliwe było powstanie zawilgocenia pary już na wlocie do cz. NP ($p_{\text{wyl. SP}}, t_{\text{wyl. SP}}$). W okresie pracy turbiny w zmienionych obciążeniach w zakresie 100 ÷ 215 MW temperatury pary w cz. SP-NP były prawie stałe, przy zmiennym w pewnym zakresie ciśnieniu pary (zależnym od mocy turbiny). W tym okresie mierzone parametry pary przegrzanej w cz. SP-NP występowały do 3-go



Rys. 11. Wykres is z liniami ekspansji pary w cz. SP i NP badanej turbiny

Linia wg LMZ — zmiany parametrów w cz. SP, NP wg obliczeń LMZ (zaznaczono parametry w poszczególnych stopniach cz. NP),

P_{SP} dla $N = var$ — zmiany ciśnienia pary na wlocie do cz. SP spowodowane zmianami mocy turbiny

$t_{SP} = var$ zmiany temperatury przegrzewu pary na wlocie do cz. SP spowodowane zmianą ilości lub kaloryczności spalonego w kotle węgla

$P_{SP}, t_{SP} = var$ zmiany parametrów pary w okresie rozruchu turbiny ze stanu zimnego na wlocie do cz. SP

$P_{wylSP}, t_{wylSP} = var$ zmiany parametrów pary w okresie rozruchu turbiny ze stanu zimnego na wylocie z cz. SP

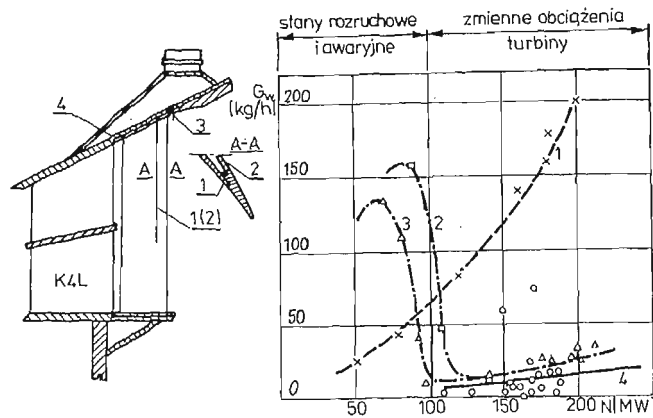
$P_{upNP}, t_{upNP} = var$ zmiana ciśnienia i zawilgocenia pary w upuście cz. NP (wlot do 3-go stopnia) w okresie rozruchu turbiny ze stanu zimnego

SP ciśnienie w skraplaczu — zawilgocenie końcowe pary wg wykresu

stopnia cz. NP przy $N \sim 215$ MW i do 4-go stopnia cz. NP przez $N \sim 100$ MW. Wykres podaje tendencję zmian parametrów pary zależnie od zmian mocy turbiny $N = var$ lub temperatury przegrzewu pary $t_{SP} = var$.

b) Ilości odsysanej wody w różnych warunkach ruchowych turbiny

Na rys. 12 pokazane są wyniki pomiarów ilości odsysanej wody w różnych warunkach ruchowych turbiny (patrz rys. 11) przy różnej ilości szczelin odsysających użytych w bada-



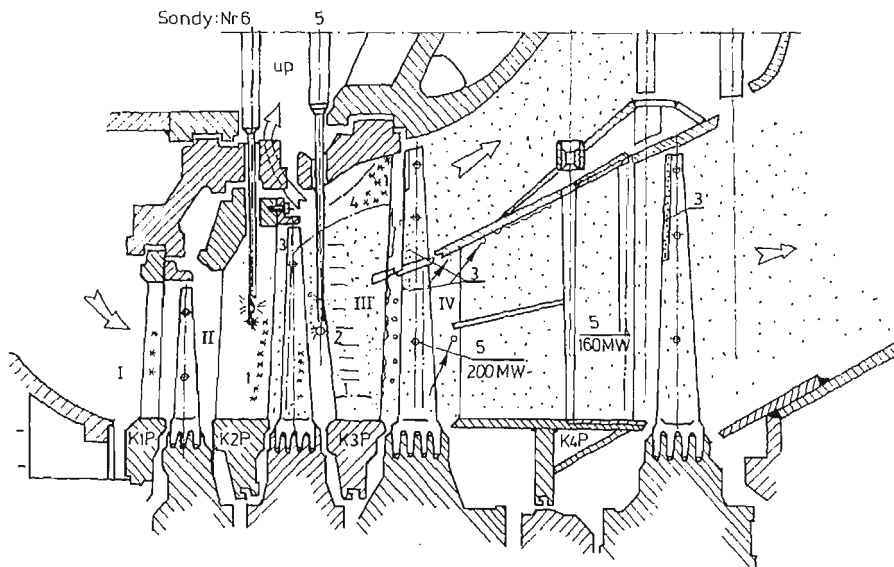
Rys. 12. Ilości odsysanej wody w różnych warunkach pracy turbiny oraz położenie szczelin odsysających

krzywa 1 — x — x — badania w 1977 odsysanie ze wspomaganiami szczelinami (1), (2), (3), (4) przy zanizonej t_{SP} do $\sim 500^{\circ}\text{C}$

krzywa 2 — □ — □ — badania w 1980 r odsysanie szczelinami (1), (2) w okresie rozruchu turbin

krzywa 3 — △ — △ — badania w 1981 r odsysania szczelinami (1), (2) w okresie rozruchowym i zmiennych obciążeniach turbin P_{WP} , t_{WP} nominalne

krzywa — o — o — badania w zmiennych obciążeniach turbiny (przy $t_{SP} = 540 \div 500^{\circ}\text{C}$),



Rys. 13. Położenie obszaru kondensacji pary wodnej w turbinie oraz schemat rozmieszczenia sond w turbinie w czasie badań.

1. miejsca występowania uwodnionych soli na powierzchni układu przepływowego; 2. ślady strug wodnych na powierzchni łopatek — wynite osady w kształcie strug; 3. — erozja łopatek wirnikowych; 4. obszar początku kondensacji pary wodnej wg obserwacji sondami w turbinie dla mocy $N = 215 \div 100 \text{ MW}$; 5. obliczone położenie początku kondensacji pary wodnej wg [4] I ÷ IV stopnie turbinowe; K1P, K2P, K3P, K4P tarcze kierownicze stopni 1, 2, 3, 4 w prawym wylocie cz. NP (patrz rys. 2)

niach. Maksymalne ilości odsysanej wody mierzono przy czynnej szczelinie odsysającej (4) patrz rys. 12 oraz w okresie rozruchowym turbiny, przewyższały ono około dziesięciokrotnie ilości wody odsysanej szczelinami z powierzchni łopatek kierowniczych ostatniego stopnia w warunkach normalnej pracy turbiny.

c) **Wyniki badań wizualizacyjnych przepływu fazy ciekłej**

W wyniku badań wizualizacyjnych ustalono położenie obszaru kondensacji pary wodnej w cz. NP turbiny, patrz rys. 13. Przy pracy turbiny dla $N = 100 \div 215$ MW kondensacja pary wodnej zachodzi przed wlotem do 3-go stopnia cz. NP, przypuszczalnie w wirniku 2-go stopnia cz. NP, przy czym w wierzchołkowej partii przepływu w 3-cim



Rys. 14. Zdjęcie zamglenia pary oraz kropeł wody utworzonych lub osiadłych na powierzchni pryzmatu sondy na wlocie do 3-go stopnia cz. NP (gniazdo Nr 5 ma rys. 5)



Rys. 15. Zdjęcie mikroskopowe kropeł wylapywanych sondą migawkową (patrz rys. 8) na płytkę pokrytą kauczukiem silikonowym. Krople zostały wylapane w rejonie początku kondensacji pary patrz. położenie sondy rys. 13

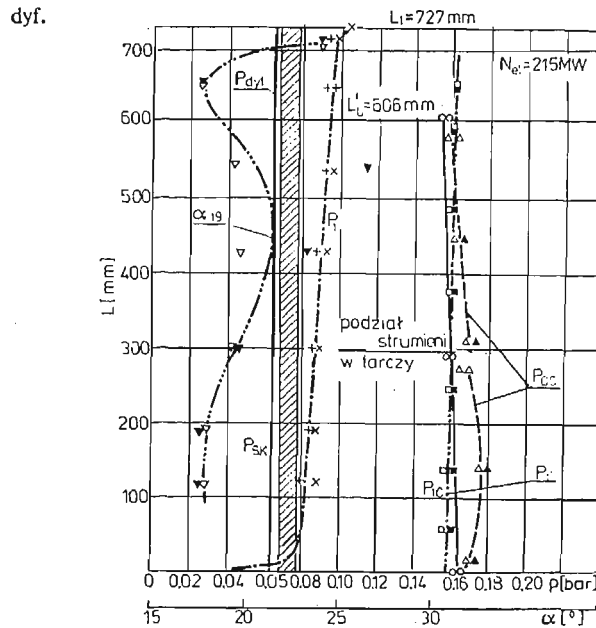
stopniu zasilającym upust cz. NP nie zaobserwowano fazy ciekłej. Na rysunku pokazano również obliczeniowe położenie strefy kondensacji wg [5] [6] dla mocy 200 MW i 160 MW (5). Badania potwierdziły położenie strefy kondensacji pary w turbinie w rejonie wydzielania z pary soli przewidywane uprzednio w [7] i stanowią przykład konieczności weryfikacji teorii „in refum nature”.

Przykładowe wyniki obserwacji pokazane są na fotografii rys. 14, gdzie pokazano obserwowany obszar pary wilgotnej na wlocie do 3-go stopnia poniżej średnicy podziałowej stopnia (patrz. położenie sondy (5) na rys. 13).

Na zdjęciu widoczne jest zamglenie pryzmatu oraz krople osiadłe na powierzchni pryzmatu (największa kropla ma $\sim \varnothing 1$ mm). Podobnej wielkości krople zmierzono w tej strefie sondą migawkową. Pokazane na rys. 15 zdjęcie mikroskopowe płytki pokrytej miękkim podkładem (polastosilem M56) z widocznymi licznymi kroplami wody złapanymi w turbinie (położenie sondy Nr 5 jak na rys. 13).

d. Przykładowe wyniki pomiarów rozkładu ciśnień w ostatnim stopniu cz. NP

Na rys. 16 pokazane są przykładowe wyniki pomiarów [8] wykonanych przy obciążeniu turbiny $N = 215$ MW w ostatnim stopniu cz. NP turbiny na tarczy K4P (patrz schemat rys. 5).



Rys. 16. Rozkłady ciśnień oraz kąta wypływu z palisady kierowniczej tarczy K4P, dla $N = 215$ MW

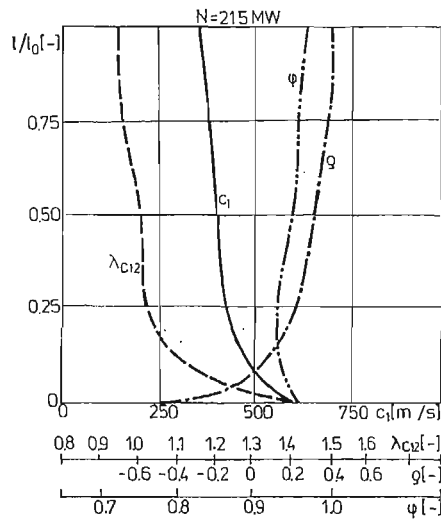
- $\frac{\circ}{\circ}$ — ciśnienie statyczne na wlocie do palisady kierowniczej — p_0
- $\frac{\Delta}{\Delta}$ — ciśnienie dynamiczne na wlocie do palisady kierowniczej — p_{dc}
- $\frac{\pm}{x}$ — ciśnienie statyczne na wylocie z palisady kierowniczej (zmierzone sondą oraz punkty stałe na średnicach zewn. i wewnętrznych przepływu) — p_1
- $\frac{\square}{\square}$ — ciśnienie dynamiczne na wylocie z palisady kierowniczej (zmierzone sondą) — p_{1c}
- — — — — obszar ciśnień statycznych mierzonych w dyfuzorze wylotowym za tarczą K4P — p_{dyf}
- — — — — ciśnienie w skraplaczu — p_{sk}
- ∇ — — — — — kąta wypływu pary w płaszczyźnie poziomej — α_{19}

Podane są mierzone rozkłady ciśnień w punktach stałych:

- ciśnienie statycznych na wlocie do palisady kierowniczej (P_0)
- dynamiczne „ „ (P_{0c})
- ciśnienie w dyfuzorze wylotowym za stopniem (P_{dyt})
- ciśnienie w skraplaczu (P_{sk})

Podane są również rozkłady ciśnień w szczelinie międzywieńcowej zmierzone sondą Nr. 2:

- ciśnienia statycznego (P_1)
- ciśnienia dynamicznego (P_{1c})
- kąta wektora prędkości w płaszczyźnie poziomej ($\alpha_{1\vartheta}$)



Rys. 17. Obliczone dla podanego na rys. 16 przykładu rozkłady:

- c_1 — prędkość pary na wylocie z palisady kierowniczej;
- λ_{c12} — liczby Laval'a na wylocie z kierownicy;
- φ — współczynnik strat przepływu w palisadzie kierowniczej;
- ρ — reakcyjności stopnia

Na rys. 17 pokazane są przykładowe wyniki obliczeń prędkości pary (c_1) liczby Laval'a na wylocie z kierownicy (λ_{c12}) reakcyjności stopnia (ρ), współczynnika strat przepływowych (φ) dla pokazanych na rys. 16 warunków.

Literatura

1. PUZYREWSKI R., *Założenia do projektu stoiska do badań efektywności odsysania wody z kierownicy ostatniego stopnia turbiny TK 200*. Opracowanie IMP PAN Um. 28/69 — III/1, 1969 r.
2. PUZYREWSKI R., MARCINKOWSKI S., *Projektowanie i wymiarów szczelin odsysających na powłokowych łopatkach kierowniczych w turbinie PWK-200*. Opracowanie IMP PAN ER-67-3/11, 1969 r.
3. ЛАГУН В. П., СИМОЮ Л. Л., *Комбинированный зонд схема и методика измерения параметров потока в ступенях низкого давления паровых турбин*. Теплоэнергетика Нр. 6, 1966 г.

4. MARCINKOWSKI, *Metoda zapobiegania błędom pomiaru ciśnień spowodowanym występowaniem korków cieczy w trakcie pomiarowym*. Wniosek racjonalizatorski Nr. 75/2/77.
5. DUDZISZ J., KRZYŻANOWSKI J., KRUPA A., MARCINKOWSKI St., WEIGLE B., *Untersuchung des Teillastverhaltens einer Dampfturbine großer Leistung*. Energietechnik H 4, 1978.
6. KRZYŻANOWSKI J., *Wajukonis K Comments on Steam Condensation in Turbines*. Particulate Laden Flows in Turbomachinery ASME 1982 AJAA ASME Joint Fluids, Plasma Thermophysics and Heat Transfer Conference St. Louis Missouri June 1982.
7. MARCINKOWSKI S., *Obserwacje przepływu pary mokrej w ostatnim stopniu turbiny 13K215 z tarczami powłokowymi*. Prace IMP z 82, 1982 (Oprac. IMP PAN nr 53/79 1979 r.).
8. DUDZISZ J., MARCINKOWSKI S., *Wyniki pomiarów ciśnień w ostatnim stopniu turbiny 13K-215 w warunkach naturalnych (Elektr. Kozienice)*. Oprac. IMP PAN Nr. 25/76, 1976.

Р е з ю м е

ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ТЕЧЕНИЯ ПАРА В ПОСЛЕДНИХ СТУПЕНЯХ КОНДЕНСАЦИОННЫХ
ТУРБИН

В работе представлены схемы систем измерений установленных на турбине 13K215 в Электростанции Козенице для исследования течения влажного пара в последних ступенях турбины.

Представлены описания:

Установки для исследования эффективности отсоса воды из полых направляющих диафрагм последней ступени.

Экспериментальные направляющие диафрагмы имеют отсасывающие зазоры на поверхности. Одна из двух диафрагм подсоединена к наружной установке позволяющей измерить количество отсасываемой воды.

- Установка для исследования течения жидкой и газовой фаз в цилиндре НД. Эта установка состоит из оборудованной для измерений направляющей диафрагмы (35 точек измерений статического и полного давлений) а также замонтированных в корпусе турбины семь гнезд зондов, обеспечивающих возможность вставления и измерения, наблюдения либо исследования течения влажного пара в целом цилиндре НД.

Описаны зонды использованные для исследования течения пара: зонды для измерения распределений давлений, зонды для наблюдений (фотографирование, магнетотелевизионная запись), универсальный зонд (распределение давлений, наблюдение и тд., измерения размеров капель и определение их химического состава, измерения температур).

- Аппаратуры автоматического регистрирования параметров пара и эксплуатационных параметров турбины, дающих возможность проведения анализов линии экспансии в турбине.

Приведены примерные результаты измерений:

- линии экспансии пара в разных условиях эксплуатации турбины;
- количества отсасываемой воды с полых направляющей диафрагмы последней ступени;
- результаты наблюдательных исследований, в том: определение зоны конденсации пара в турбине, фотографирование капель в зоне начала конденсации, а также выхватываемых в этой зоне с помощью зонда с затвором;
- результаты исследования течения пара в последней ступени турбины.

S u m m a r y

INSTRUMENTATION AND METHODS OF INVESTIGATION OF STEAM FLOW THROUGH
THE LOST STAGES OF L P TURBINES

The schemes of measurement systems have been presented on 13 K 215 turbine performed at the power plant Kozienice for the investigations of the wet-steam flow through the last turbine stages. By means of the stands and probes mounted on the turbine the following investigations have been performed:

— Effectiveness of water extraction from hollow stator blades of the last stage. The experimental blades have suction slots enabling to extract water just flowing on the blade surface. One of the two last stage stator diaphragms in the double exhaust LP turbine was connected with a tank to measure the amount of extracted water.

— The last stage diaphragm with 35 measuring points of static and total pressure and with 7 movable probes enables to measure and observe the wet steam flow in the whole LP turbine.

The probes are of several types, namely: probes for measuring pressure distribution, periscope probes for observations (photograph and TV recording), universal probes (pressure and temperature distribution measurements, observations, droplet size measurements and their chemical composition).

— Automatic recording of some selected steam parameters and turbine operation conditions enabling to analyse the expansion line in the turbine.

Some experimental results have been presented:

— the steam expansion line for different turbine operation conditions;

— the amount of water removed from the hollow stator blade of the last stage;

— observation results (localization of the condensation zone, photographs of the drops in this zone and captured on sampling slides with an appropriate probe equipment);

— steam flow investigations in the last stage.

Praca została złożona w Redakcji dnia 18 kwietnia 1985 roku

DYNAMIC STABILITY OF VISCOELASTIC CONTINUOUS SYSTEMS UNDER TIME-DEPENDENT LOADINGS

ANDRZEJ TYLIKOWSKI

Warsaw Technical University

1. Introduction

The problem of static buckling of viscoelastic columns under constant axial forces has been solved by DE LEEUW [1]. Applying the correspondence principle and analysing the properties of elasticity moduli the critical loadings for several viscoelastic models have been obtained. One of the first analyses of the dynamic stability of viscoelastic continuous systems has been made by GENIN and MAYBEE [2]. In this paper the stability of a beam made up of a linear Voigt-Kelvin material with viscoelastic boundary conditions has been investigated. In the next significant study PLAUT [3] has used the Liapunov method to determine the stability criteria of viscoelastic columns subjected to compressive axial loadings. Using the same method WALKER and DIXON [4] have examined the effect of a linear structural damping on the stability of plane membranes adjacent to a supersonic airstream.

The dynamic stability of continuous systems under time-dependent deterministic or stochastic loadings has also received much attention, e.g. (KOZIN [5], ARIARATNAM and TAMM [6], TYLIKOWSKI [7]). The problem was solved not only for a simple elastic column subjected to an axial time-dependent force but also for arches, panels, plates and shells. In most papers the dissipation of energy was described by an external viscous model of damping.

In the present article the applicability of the Liapunov method is extended to linear Voigt-Kelvin systems subjected to time-dependent deterministic or stochastic parametric excitations. Using appropriate functionals general sufficient conditions for the asymptotic stability, the almost sure asymptotic stability as well as the uniform stochastic stability are derived. The paper describes the two general approaches to the stability analysis and present some illustrative examples.

2. Problem Formulation

Consider a Hilbert space \mathcal{H} of all summable functions having all generalized derivatives of order $\leq 2n$ on the open set Ω , summable to the power 2, independent of time,

possessing a suitable inner product $\langle \cdot, \cdot \rangle$ and a dynamic system, which is assumed to be well defined by the equation

$$\ddot{u} + D\dot{u} + Ku + \sum_{i=1}^l (\xi_i + q_i)L_i u = 0, \quad x \in \Omega, \quad (1)$$

under the condition that at every fixed $t \in [0, \infty)$ the state of the system (u, \dot{u}) belongs to the product $Y \times Y$, where Y ($Y \subset \mathcal{H}$) is a subset of functions belonging to \mathcal{H} , which satisfy given linear time-independent boundary conditions on the boundary $\partial\Omega$ of Ω . Operators K, D, L_i are linear differential with respect to spatial variables. K is self-adjoint of order $2n$, D is of order $\leq 2n$, L_i are self-adjoint of order $\leq n$, q_i and ξ_i are constant and time-dependent loading components, respectively.

The question of interest is the stability of the equilibrium $(u, \dot{u}) = (0, 0)$ for a general system of the form (1). To estimate deviations of solutions from the equilibrium state we introduce formal stability definitions using a scalar measure $\|\cdot\|$, which is the distance between a solution of equation (1) with nontrivial initial conditions and the trivial solution. The study of stability of equilibrium state splits into three branches. First, under the assumption that the time-dependent components of forces are deterministic functions of time, conditions of the asymptotic stability of the trivial solution, i.e. conditions that imply

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \|u\| = 0$$

are derived.

Our second purpose is to discuss the almost sure asymptotic stability of the trivial solution, i.e. that corresponding to the equality

$$P\{\lim_{t \rightarrow \infty} \|u\| = 0\} = 1,$$

if the forces ξ_i are stochastic „nonwhite” processes.

In the third case, if the forces are the Gaussian white noises, we investigate the uniform stochastic stability, i.e. we formulate conditions implying the logic sentence

$$\bigwedge_{s>0} \bigwedge_{\delta>0} \bigvee_{r>0} \|u(\cdot, 0)\| < r \Rightarrow P\left\{\sup_{t \geq 0} \|u(\cdot, t)\| > \delta\right\} < \varepsilon.$$

We are going to study the foregoing kinds of stability via the Liapunov functional approach. In order to employ the direct Liapunov method we construct the class of functionals as follows

$$V = \alpha \langle \dot{u}, \dot{u} \rangle + (1 - \alpha) \langle \dot{u} + Du, \dot{u} + Du \rangle + \langle u, Ku \rangle + \left\langle u, \sum_{i=1}^l q_i L_i w \right\rangle, \quad (2)$$

where $0 < \alpha \leq \frac{1}{2}$.

For $\alpha = \frac{1}{2}$ we have the functional similar to „the best” functional applied by KOZIN [5]. The mentioned functionals are the same only if the dissipation operator corresponds

to the viscous model of damping. For α arbitrarily small but positive we obtain the functional similar to that introduced by PLAUT and INFANTE [8].

The functional V satisfies the desired positive definite property if

$$\langle u, Ku \rangle + \left\langle u, \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle \geq 0, \quad (3)$$

i.e. if the classical condition for the static stability is fulfilled.

3. Asymptotic Stability and Almost Sure Asymptotic Stability

We can give a unified treatment of stability analysis for both deterministic and stochastic „nonwhite” processes. Under this assumption a classical stability analysis can be applied. We choose the Liapunov functional in the form (2) inserting $\alpha = \frac{1}{2}$.

$$V_1 = \frac{1}{2} \langle \dot{u}, \dot{u} \rangle + \frac{1}{2} \langle \dot{u} + Du, \dot{u} + Du \rangle + \langle u, Ku \rangle + \left\langle u, \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle. \quad (4)$$

If condition (3) is satisfied functional (4) is positive definite and its time-derivative along equation (1) is

$$\frac{dV_1}{dt} = - \left\langle \left(K + \sum_{i=1}^l q_i L_i \right) u, Du \right\rangle - \left\langle 2\dot{u} + Du, \sum_{i=1}^l \xi_i(t) L_i u \right\rangle. \quad (5)$$

Our object is to obtain bounds on V_1 that will guarantee the asymptotic stability or the almost sure asymptotic stability. In order to do this we transform (5) into the form

$$\frac{dV_1}{dt} = -2\lambda V_1 + 2U_1, \quad (6)$$

where U_1 is the known functional and λ is a parameter describing the intensity of damping. We now attempt to construct a bound

$$U_1 \leq \chi V_1, \quad (7)$$

where the function χ is to be determined. Substituting (7) into (6) and solving the obtained differential inequality we have

$$V_1(t) \leq V_{10} \exp \left\{ -2\lambda t + 2 \int_0^t \chi(s) ds \right\}. \quad (8)$$

Thus, it immediately follows that the sufficient stability condition for the asymptotic stability with respect to the measure $\|\cdot\| = \sqrt{V_1}$ is

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t \chi(s) ds \leq \lambda, \quad (9)$$

or for the almost sure asymptotic stability, if the processes ξ_i are ergodic and stationary, is

$$E\chi \leq \lambda, \quad (10)$$

where E denotes the operator of the mathematical expectation.

4. Uniform Stochastic Stability

If the excitations are the Gaussian white noises equation (1) should be rewritten in the Itô differential form

$$\begin{aligned} du &= v dt, \\ dv &= -\left(Ku + Dv + \sum_{i=1}^l q_i L_i u\right) dt - \sum_{i=1}^l \xi_i L_i u dw_i, \end{aligned} \quad (11)$$

where w_i are the standard uncorrelated Wiener processes with intensities σ_i . As realizations of the Wiener processes are not differentiable the Itô calculus has to be applied in the stability analysis (see e.g. CURTAIN and FALB [9]). Taking functional (2) we calculate its differential

$$\begin{aligned} dV &= \left\{ 2\alpha \left\langle v, -Ku - Dv - \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle + 2(1-\alpha) \left\langle v + Du, -Ku - \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle + \right. \\ &\quad \left. + 2\langle v, Ku \rangle + 2 \left\langle v, \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle + \sum_{i=1}^l \sigma_i^2 \langle L_i u, L_i u \rangle \right\} dt + \\ &\quad + 2 \left\langle v + (1-\alpha) Du, - \sum_{i=1}^l q_i L_i u dw_i \right\rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

On integrating with respect to t from s to $\tau_\delta(t)$, where

$$\tau_\delta(t) = \min \{ \tau_\delta, t \},$$

$$\tau_\delta = \inf \{ t : \|u\| > \delta > 0 \}$$

and rearranging the integrand it follows that

$$\begin{aligned} V(\tau_\delta(t)) &= V(s) - 2 \int_s^{\tau_\delta(t)} \left\{ \alpha \langle v, Dv \rangle + (1-\alpha) \langle Ku, Du \rangle + (1-\alpha) \left\langle Dw, \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^l \sigma_i^2 \langle L_i u, L_i u \rangle \right\} dt + 2 \int_s^{\tau_\delta(t)} \left\langle v + (1-\alpha) Du, \sum_{i=1}^l \sigma_i L_i u dw_i \right\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

We now take the conditional average of equation (13) remembering that the second integral is a stochastic one, so the conditional average of it is equal to zero

$$\begin{aligned} EV(\tau_\delta(t)) &= V(s) - 2E \int_s^{\tau_\delta(t)} \left\{ \alpha \langle v, Dv \rangle + (1-\alpha) \langle Ku, Du \rangle + \right. \\ &\quad \left. + (1-\alpha) \left\langle Du, \sum_{i=1}^l q_i L_i u \right\rangle - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^l \sigma_i^2 \langle L_i u, L_i u \rangle \right\} dt. \end{aligned} \quad (14)$$

We see that the functional $V(\tau_\delta(t))$ is a supermartingale, i.e. $EV(\tau_\delta(t)) \leq V(s)$, if the integrand of equation (14) is nonnegative. Neglecting the first positive term $\alpha \langle v, Dv \rangle$ and proceeding similarly to the proof of the Chebyshev inequality we have the following chain of inequalities

$$V(s) \geq EV(\tau_\delta(t)) = \int_{\Gamma} V(\tau_\delta(t))P(d\gamma) \geq \int_{\{\gamma: \sup_{t \geq s} \|u\| > \delta\}} V(\tau_\delta(t))P(d\gamma) \geq \delta^2 P\{\sup_{t \geq s} \|u\| > \delta\},$$

where $\gamma \in (\Gamma, \beta, P)$, i.e. γ belongs to the probability space Γ with σ — algebra β and probability measure P . Setting $s \rightarrow 0$ we conclude that the trivial solution of equation (11) is uniformly stochastically stable with respect to measure $\|\cdot\| = V^{1/2}$, if the following inequality is satisfied for every $u \in Y$

$$(1 - \alpha) \langle Du, Ku + \sum_{i=1}^l q_i L_i u \rangle - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^l \sigma_i^2 \langle L_i u, L_i u \rangle \geq 0. \tag{15}$$

If α is arbitrarily small but positive, we shall obtain the largest stability region as a function of damping parameter and intensities σ_i , so the weak inequality (15) becomes

$$\langle Du, \left(K + \sum_{i=1}^l q_i L_i \right) u \rangle - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^l \sigma_i^2 \langle L_i u, L_i u \rangle > 0, \tag{16}$$

5. Asymptotic Stability and Almost Sure Asymptotic Stability of a Viscoelastic Beam Compressed by a Time-Dependent Force

Let us consider a straight simply supported beam of constant cross section. If the linear Voigt-Kelvin material is assumed the equation of transverse motion obtained by the correspondence principle has the form

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\lambda v'''' + u'''' + (\xi + q)u'' = 0, \quad x \in (0, 1) \tag{17}$$

where prime denotes the partial differentiation with respect to the spatial variable x , $v = \frac{\partial u}{\partial t}$, λ is the dimensionless retardation time, q and ξ are constant and time-dependent components of the axial force, respectively.

We choose the functional in the form (4)

$$V_1 = \int_0^1 \left[\frac{1}{2} v^2 + \frac{1}{2} (v + 2\lambda u'''')^2 + (u'')^2 - q(u'')^2 \right] dx. \tag{18}$$

The functional (18) is positive definite if the Euler condition is fulfilled $q < \pi^2$. Upon differentiating V_1 along any solution of equation (17) we obtain the equation (6) where

$$U_1 = \int_0^1 [-\lambda(v'')^2 - \lambda(u''''')^2 - \lambda v u' + \lambda \xi(u''''')^2 + \lambda q(u''')^2 + \lambda(v^2 + 2\lambda v u'''' + 2\lambda^2(u''''')^2 + (u'')^2 - q(u')^2)] dx.$$

In order to determine the function χ that satisfies the inequality (7) we apply the variational calculus and solve the problem $\delta(U_1 - \chi V_1) = 0$ via the associated Euler equations. After extensive but straightforward computations we find the function χ to be

$$\chi = \lambda + \max_{n=1,2,\dots} \left\{ n\pi \left| \lambda^2(n\pi)^6 + \frac{\xi}{2} \right| \sqrt{(n\pi)^2 [1 + \lambda^2(n\pi)^4] - q} - \lambda(n\pi)^4 \right\}.$$

The asymptotic stability regions as functions of σ^2 , q , evaluated numerically in the case when the load is a deterministic periodic (sinusoidal) process are shown in Fig. 1,

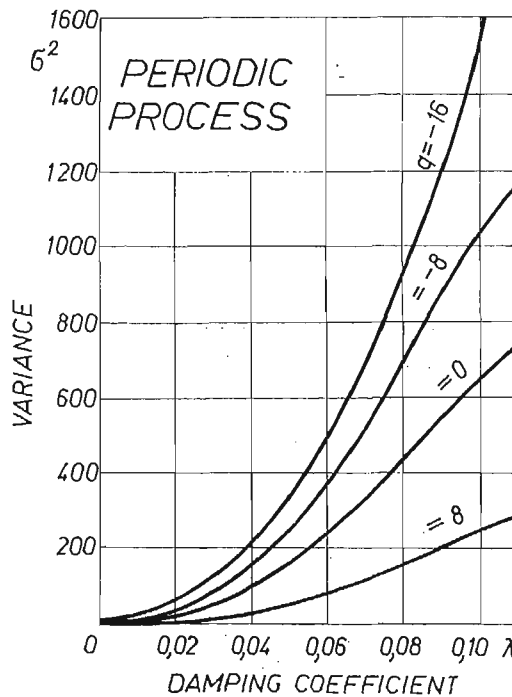


Fig. 1.

where the variance of the sinusoidal process is equal to the half of the amplitude squared. As the second numerical example we take the beam compressed by a Gaussian process. The dependence of the stability regions on the retardation time λ , variance σ and constant load q is shown in Fig. 2.

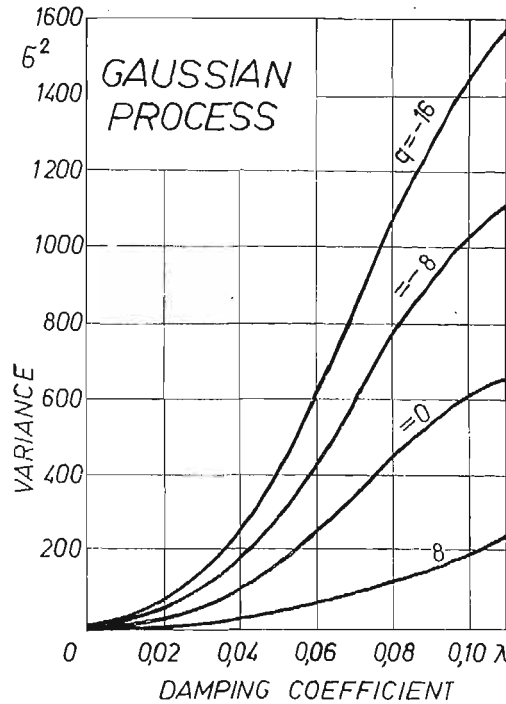


Fig. 2.

6. Uniform Stochastic Stability of a Viscoelastic Beam Compressed by the Gaussian white noise

If the load acting in the beam axis is a broad-band Gaussian process we model the excitation by means of a white noise of intensity σ and rewrite equation (17) in the Itô differential form

$$\begin{aligned} du &= v dt, \\ dv &= -(u'''' + 2\lambda v'''' + qu'') dt - \sigma u' dw, \end{aligned} \tag{19}$$

where w is the standard Wiener process. Using the functional V defined by (2) we obtain the simpler form of the general stability condition

$$\int_0^1 \left(\lambda (u''''')^2 - \lambda q (u''''')^2 - \frac{\sigma^2}{4} (u'')^2 \right) dx > 0.$$

Finally the condition for the uniform stochastic stability of the undeflected beam is given by

$$\lambda > \sigma^2 / 4\pi^2 (\pi^2 - q).$$

7. Uniform Stochastic Stability of a Plane Bending Form of a Viscoelastic Thin-Walled Double-Tee Beam

Let us consider the flexural-torsional stability of a thin-walled double-tee simply supported beam subjected to broad-band Gaussian couples m acting on both ends in the plane of greater bending stiffness. Assuming the technical theory of thin-walled beams we neglect rotatory inertia terms and an influence of transverse forces on displacements of the beam and describe the displacement state by the axis displacements and the angle of torsion. As we are going to examine the stability of the plane form we can omit the equation of motion in the plane of the couples and describe the deviations from the plane state by the transverse displacement u of the beam axis and the angle of torsion φ . Using the correspondence principle we have the equations of motion in the form

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial t} + 2\lambda e_1 v'''' + e_1 u'''' + m\varphi'' &= 0, \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} + 2\lambda e_2 \psi'''' + e_2 \varphi'''' - 2\lambda e_3 \psi'' - e_3 \varphi'' + mu'' &= 0,\end{aligned}\tag{20}$$

where v and ψ are linear and angular velocities, respectively. Constants e_1, e_2, e_3 denote bending, warping and torsional stiffnesses, respectively. λ is the retardation time of a Voigt-Kelvin material. Modelling the broad-band couples as a sum of the constant component q and the white noise w with an intensity σ we rewrite equations (20) in the Itô differential form

$$\begin{aligned}du &= vdt, \\ dv &= -(e_1 u'''' + 2e_1 v'''' + q'')dt - \sigma\varphi''dw, \\ d\varphi &= \psi dt, \\ d\psi &= -(e_2 \varphi'''' + 2\lambda e_2 \psi'''' - e_3 \varphi'' - 2\lambda e_3 \psi'' + qu'')dt - \sigma u''dw.\end{aligned}\tag{21}$$

We can now identify the operators

$$\begin{aligned}K &= \begin{bmatrix} e_1(\cdot)'''' & 0 \\ 0 & e_2(\cdot)'''' - e_3(\cdot)'' \end{bmatrix} \\ L &= \begin{bmatrix} 0 & (\cdot)'' \\ (\cdot)'' & 0 \end{bmatrix} \\ D &= 2\lambda K.\end{aligned}$$

The functional is specified as follows

$$\begin{aligned}V &= \int_0^1 \{ \alpha(v^2 + \psi^2) + (1 - \alpha) ((v + 2\lambda e_1 u'''')^2 + (\psi + 2\lambda e_2 \psi'''' - 2\lambda e_3 \varphi'')^2) + \\ &\quad + e_1(u'''')^2 + e_2(\varphi'''')^2 + e_3(\varphi'')^2 - 2qu''\varphi \} dx.\end{aligned}\tag{22}$$

The form (22) is similar to the functional used in a stochastic stability analysis of thin-walled beams with external viscous damping (TYLIKOWSKI [10]).

Assuming that the both ends are simply supported and are free to warp we have the following boundary conditions

$$\begin{aligned} \varphi(t, 0) = \varphi(t, 1) = \varphi''(t, 0) = \varphi''(t, 1) = 0, \\ u(t, 0) = u(t, 1) = u''(t, 0) = u''(t, 1) = 0. \end{aligned} \tag{23}$$

Functional (22) is positive definite if the well-known Timoshenko condition for lateral stability is satisfied by the constant component q

$$q < \pi \sqrt{e_1(e_3 + e_2\pi^2)}.$$

Specifying general stability condition (16) we get

$$\begin{aligned} \int_0^1 \left\{ e_1^2(u''''')^2 + e_2^2(\varphi''''')^2 + e_3^2(\varphi'')^2 + 2e_2e_3(\varphi''')^2 + qe_1u'''''\varphi'' + \right. \\ \left. + qe_2\varphi''''u'' - qe_3\varphi''u'' - \frac{1}{2\lambda}\sigma^2((u'')^2 + (\varphi'')^2) \right\} dx > 0. \end{aligned} \tag{24}$$

Integrating by parts and using boundary conditions (23) one can show that

$$\int_0^1 u'''''\varphi'' dx = \int_0^1 u''\varphi'''' dx,$$

Using this property and applying the elementary inequality

$$\pm ab \geq -\frac{1}{2\alpha^2}a^2 - \frac{1}{2}\alpha^2b^2$$

to condition (24) we have

$$\begin{aligned} \int_0^1 \left\{ [e_1^2 - (e_1 + e_2)^2/2\alpha^2](u''''')^2 - 1/2\alpha^2e_3^2(u'')^2 + e_2^2(\varphi''''')^2 + \right. \\ \left. + e_3^2(\varphi'')^2 + 2e_2e_3(\varphi''')^2 - q^2\alpha^2(\varphi'')^2 - \sigma^2/2\lambda[(u'')^2 + (\varphi'')^2] \right\} dx \geq 0, \end{aligned}$$

where α^2 is to be determined. Taking into account the extremal property of minimal eigenvalue of boundary problem (23) we obtain the following inequality

$$\begin{aligned} \int_0^1 \left\{ [(e_1^2 - (e_1 + e_2)^2/2\alpha^2)\pi^4 - e_3^2/2\alpha^2 - \sigma^2/2\lambda](u'')^2 + \right. \\ \left. + [(e_2\pi^2 + e_3)^2 - q^2\alpha^2 - \sigma^2/2\lambda](\varphi'')^2 \right\} dx \geq 0. \end{aligned} \tag{25}$$

Setting the first coefficient of integrand equal to zero and solving for the coefficient α^2 we find

$$\alpha^2 = [(e_1 + e_2)^2\pi^4 + e_3^2/[2(e_1^2\pi^4 - \sigma^2/2\lambda)]].$$

Substituting α^2 into inequality (25) we obtain the sufficient condition for the uniform stochastic stability with respect to measure $\|\cdot\| = V^{1/2}$

$$q < q_{cr} \sqrt{\left[1 - \frac{\sigma^2}{2\lambda(e_2\pi^2 + e_3)^2}\right] \left[1 - \frac{\sigma^2}{2\lambda\pi^4 e_1^2}\right]}, \tag{26}$$

where

$$q_{cr} = \sqrt{\frac{2\pi^4 e_1^2 (e_2 \pi^2 + e_3)}{(e_1 + e_2)^2 \pi^4 + e_3^2}}$$

The condition (26) generates a stability region shown in Fig. 3.

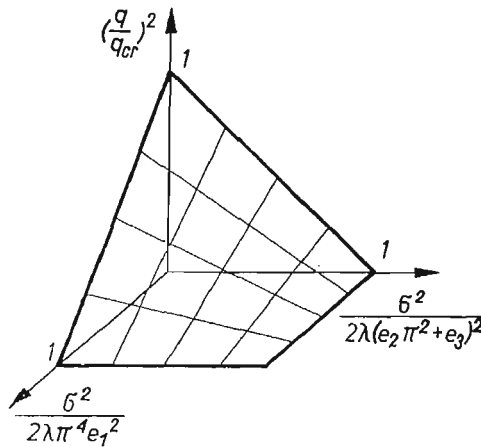


Fig. 3.

8. Conclusions

The applicability of the Liapunov method has been extended to linear Voigt-Kelvin continuous systems subjected to time-dependent deterministic as well as stochastic parametric excitations. Two different dynamical models have been used, the first when the excitations are deterministic processes or stochastic nonwhite processes, the second one is applicable to describing the Gaussian white excitations. The class of Liapunov functionals useful for analysing both asymptotic stability and uniform stochastic stability has been proposed. Obtaining asymptotic stability and almost sure asymptotic stability criteria for the first model has been reduced to solving an auxiliary variational problem. The explicit stability criteria for stability of an Euler beam compressed by a periodic or stochastic force and a thin-walled double-tee beam bending by two broad -band Gaussian couples have been obtained as an application of the derived theory.

References

1. S. L. DE LEEUW, *Buckling criterion for linear viscoelastic column*, AIAA Journal 1 (1963) 2665-2666.
2. J. GENIN, J. S. MAYBEE, *On the asymptotic stability of solutions of a linear viscoelastic beam*, J. of The Franklin Inst. 293 (1972) 191-197.
3. R. H. PLAUT, *Asymptotic stability and instability criteria for some elastic systems by Liapunov's direct method*, Quart. Appl. Math. 29 (1972) 535 - 540.
4. J. A. WALKER, M. W. DIXON, *Stability of the general plane membrane adjacent to a supersonic airstream*, J. Appl. Mech. 40 (1973) 395 - 398.

5. F. KOZIN, *Stability of the linear stochastic system*, Lect. Not. in Math. 294 (1972) 186 - 229.
6. S. T. ARIARATNAM, D. S. F. TAMM, *Stochastic problems in stability of structures*, in: Applications of Statistics, P. R. KRISHNAIAH (ed.), North-Holland Publishing Company (1977) 43 - 53.
7. A. TYLIKOWSKI, *Stability of a nonlinear rectangular plate*, J. Appl. Mech. 45 (1978) 583 - 585.
8. R. H. PLAUT, E. F. INFANTE, *On the stability of some continuous systems subjected to random excitations*, J. Appl. Mech. 37 (1970) 623 - 627.
9. R. F. CURTAIN, P. L. FALB, *Itô's lemma in infinite dimensions*, J. Math. Anal. Appl. 31 (1970) 434 - 448.
10. A. TYLIKOWSKI, *Dynamic stability of plane bending form of thin-walled double-tee beams*, (in Polish), Kwartalnik Mechanika AGH 2 (1983) No 4, 5 - 18.

Р е з ю м е

ДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВЯЗКОУПРУГИХ СИСТЕМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАГРУЗКИ ЗАВИСИМОЙ ОТ ВРЕМЕНИ

В работе представлена возможность применения прямого метода Ляпунова к исследованию устойчивости линейных непрерывных вязкоупругих систем при воздействии зависимого от времени детерминистического и стохастического параметрического возбуждения. Введен общий класс функционалов Ляпунова удобный в анализе устойчивости разнообразных непрерывных систем. Эффективно получены достаточные условия асимптотической устойчивости, асимптотической устойчивости с вероятностью 1 и равномерной стохастической устойчивости невыпученных форм систем из материала Фойгта-Кельвина. В виде примеров исследовано динамическую устойчивость стержня Эйлера сжатого периодической или стохастической силой и задачу динамической устойчивости плоской формы изгиба тонкостенного стержня при воздействии широкополосных нормальных моментов.

Streszczenie

Streszczenie

DYNAMICZNA STATECZNOŚĆ LEPKOSPĘŻYSTYCH UKŁADÓW PODDANYCH DZIAŁANIU ZALEŻNEGO OD CZASU OBCIĄŻENIA

W pracy pokazano możliwość zastosowania bezpośredniej metody Lapunowa do badania stateczności liniowych lepkospężystych układów ciągłych poddanych działaniu zależnego od czasu deterministycznego lub stochastycznego wymuszenia parametrycznego. Wprowadzono klasę funkcjonałów Lapunowa wygodnych w analizie stateczności różnych układów ciągłych. Efektywnie otrzymano dostateczne warunki asymptotycznej stateczności, prawie pewnej asymptotycznej stateczności i jednostajnej stateczności stochastycznej nieodkształconych postaci (rozwiązań trywialnych) układów Voigta-Kelvina. Jako przykłady zbadano dynamiczną stateczność pręta Eulera ściskanego okresową lub stochastyczną siłą oraz dynamiczną stateczność płaskiej postaci zginania cienkościennego pręta pod działaniem szerokopasmowych normalnych momentów.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 24 maja 1985 roku.

WPLYW RAKIETOWEGO UKŁADU HAMUJĄCEGO NA RUCH ZASOBNIKA LOTNICZEGO*)

JERZY MARYNIAK

Politechnika Warszawska

KAZIMIERZ MICHAŁEWICZ

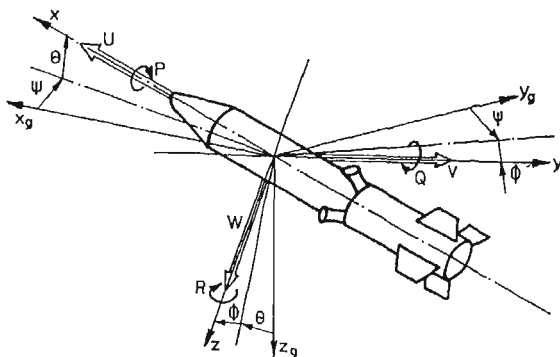
ZYGMUNT WINCZURA

Instytut Techniczny Wojsk Lotniczych

1. Wstęp

W pracy zbadano wpływ układów hamująco-przyspieszających na ruch zasobnika zrzuconego z samolotu.

Zasobnik traktowano jako bryłę sztywną o zmiennej masie i sześciu stopniach swobody: przemieszczenie podłużne U , poprzeczne W , boczne V oraz kątowne pochylenie Θ , przechylenie P i odchylenie R [3, 6, 7].



Rys. 1. Przyjęte układy współrzędnych

Przyjęto następujący schemat działania układu: — lot hamowany w wyniku pracy silnika raketowego lub spadochronu, — lot swobodny, — lot przyspieszany pod wpływem pracy silnika przyspieszającego, — lot swobodny do osiągnięcia celu [6, 7].

*) Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w lotnictwie” — Warszawa 19.I.1984 r.

Charakterystyki aerodynamiczne uzyskano w wyniku badań aerodynamicznych w ITL i MS PW, a masowe na drodze badań i obliczeń teoretycznych [4, 5, 6, 7].

Wyniki obliczeń do zasobników klasycznych o masach 100 kg i 250 kg oraz zasobnika ze spadochronowym układem hamująco-stabilizującym zostały zweryfikowane w badaniach w locie.

Opracowany model matematyczny ma charakter uniwersalny i można go stosować bezpośrednio do opisu ruchu dowolnych nieodkształcalnych, niekierowanych obiektów swobodnych zrzuconych i odpalanych z nosicieli [6].

2. Przyczynowy model matematyczny ruchu zasobnika

Model matematyczny opisanego wyżej modelu fizycznego wyprowadzono w głównym, centralnym układzie współrzędnych $O x y z$ sztywno związanym z obiektami [1, 2, 6, 7]. Układ ten, wraz z inercjalnym układem współrzędnych $Ox_1 y_1 z_1$ oraz układem $Oxg yg zg$ wyznacza kąty położenia Φ , Θ , Ψ zwane lotniczymi [1, 3].

Równania ruchu zasobnika wyprowadzono stosując podstawowe równania dynamiki brył o zmiennej masie tj. prawo o zmianie pędu i krętu [1, 6].

Sprowadzono je do równań Mieszczerskiego i Eulera otrzymując:

— układ sześciu równań ruchu zasobnika:

$$m(t)(\dot{U} + QW - RV) + \dot{m}(t)U + m(t)g \sin \Theta + \\ - \frac{1}{2} \rho S V_a^2 (-C_x \cos \alpha \cos \gamma + C_y \sin \gamma + C_z \sin \alpha \cos \gamma) - X = 0, \quad (1)$$

$$m(t)(\dot{V} + RU - PW) + \dot{m}(t)V - m(t)g \cos \Theta \sin \Phi + \\ - \frac{1}{2} \rho S V_a^2 (-C_x \cos \alpha \sin \gamma - C_y \cos \gamma + C_z \sin \alpha \sin \gamma) - Y - Y_M = 0, \quad (2)$$

$$m(t)(\dot{W} + PV - QU) + \dot{m}(t)W - m(t)g \cos \Theta \cos \Phi + \\ + \frac{1}{2} \rho S V_a^2 (-C_x \sin \alpha + C_z \cos \alpha) - Z - Z_M = 0, \quad (3)$$

$$J_x(t)\dot{P} + \dot{J}_x(t)P - \frac{1}{2} \rho S V_a^2 l_{ch} (C_l \cos \alpha \cos \gamma - C_m \sin \gamma - C_n \sin \alpha \cos \gamma) - L = 0, \quad (4)$$

$$J_y(t)Q + \dot{J}_y(t)Q + [J_x(t) - J_z(t)]PR - \frac{1}{2} \rho S V_a^2 l_{ch} (C_l \cos \alpha \sin \gamma + \\ + C_m \cos \gamma - C_n \sin \alpha \sin \gamma) - M - M_M - x_c^2(t)m(t)g \cos \Theta \cos \Phi = 0, \quad (5)$$

$$J_z(t)\dot{R} + \dot{J}_z(t)R + [J_y(t)]PQ - \frac{1}{2} \rho S V_a^2 l_{ch} (C_l \sin \alpha + \\ + C_n \cos \alpha) - N - N_M - x_c^2(t)m(t)g \cos \Theta \sin \Phi = 0, \quad (6)$$

— sześć równań związków kinematycznych:

$$\dot{\Phi} = P + Q \sin \Phi \operatorname{tg} \Theta + R \cos \Phi \operatorname{tg} \Theta, \quad (7)$$

$$\dot{\Theta} = Q \cos \Phi - R \sin \Phi, \quad (8)$$

$$\dot{\Psi} = Q \sin \Phi \sec \Theta + R \cos \Phi \sec \Theta, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 = & U \cos \Theta \cos \Psi + V(\sin \Theta \sin \Phi \cos \Psi - \cos \Phi \sin \Psi) + \\ & + W(\cos \Phi \sin \Theta \cos \Psi + \sin \Phi \sin \Psi), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{y}_1 = & U \cos \Theta \sin \Psi + V(\sin \Theta \sin \Phi \sin \Psi + \cos \Phi \cos \Psi) + \\ & + W(\cos \Phi \sin \Theta \sin \Psi - \sin \Phi \cos \Psi), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\dot{z}_1 = -U \sin \Theta + V \sin \Phi \cos \Theta + W \cos \Phi \cos \Theta \quad (12)$$

Kąty natarcia α i ślizgu γ zdefiniowano jako funkcje zmian prędkości opływu:

$$\alpha = \arcsin \frac{W - W_w}{\sqrt{(U - U_w)^2 + (W - W_w)^2}} \quad (13)$$

$$\gamma = \arcsin \frac{V - V_w}{V_a}. \quad (14)$$

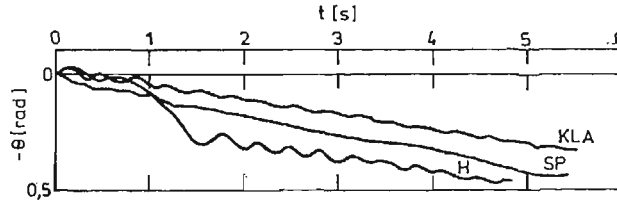
Gęstość powietrza ρ zmienia się wg zależności:

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{z_1}{44300} \right)^{4,256} \quad (15)$$

Prędkość opływu V_a jest sumą geometryczną składowych prędkości środka masy zasobnika U , V , W oraz prędkości wiatru U_w , V_w , W_w :

$$V_a^2 = (U - U_w)^2 + (V - V_w)^2 + (W - W_w)^2 \quad (16)$$

Na zasobnik w ruchu działają siły i momenty sił aerodynamicznych, masowych, rakietowych i od spadochronu. W ogólnym przypadku są one funkcjami zmiennymi opisujących ruch i położenie obiektu w przestrzeni U , V , W ; P , Q , R , [1, 3, 4, 5, 6, 7].



Rys. 2. Zmiany kąta pochylenia Θ na torze lotu

Siły i momenty wyraża się zależnościami:

— masowe:

$$mg = Agmg \quad (17)$$

$$mg \Delta x^2 = Agmg \Delta x^2 \quad (18)$$

— raketowe:

$$T = \sum_j T_j \quad (19)$$

$$M_T = \sum \xi \times T_j \quad (20)$$

— od spadochronu:

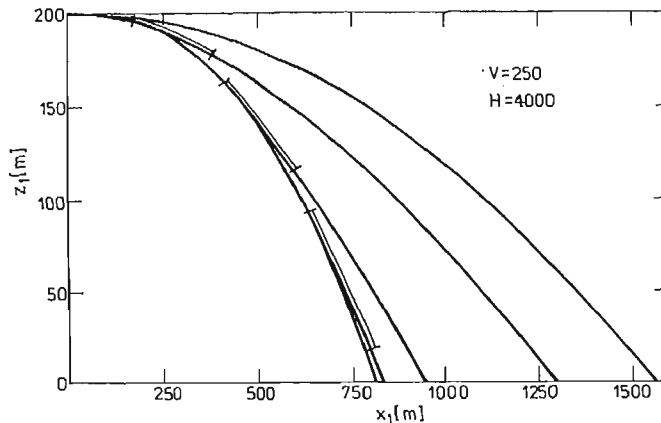
$$P_s = \frac{1}{2} \rho S V_a^2 C_s \quad (21)$$

$$M_s = \frac{1}{2} \rho S V_a^2 C_s l_s \quad (22)$$

gdzie: A_g — macierz transformacji [6, 7]; ΔX — współrzędna ruchu środka masy; ξ — odległość między środkiem masy zasobnika, a dyszą silnika; $S = \frac{\pi d^2}{4}$ — powierzchnia przekroju poprzecznego zasobnika; l_s — odległość od środka masy zasobnika do węzła mocowania spadochronu [6].

3. Przykład liczbowy i wnioski

Równania ruchu opisujące przestrzenny ruch zasobnika zrzuconego z samolotu są równaniami silnie nieliniowymi o zmiennych współczynnikach. Scałkowano je numerycznie, wykorzystując metodę MERSONA, w Instytucie Technicznym Wojsk Lotniczych [4, 5, 6, 7].

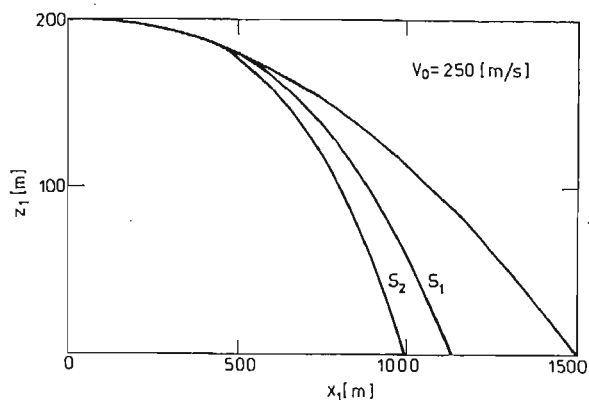


Rys. 3. Profil toru lotu zasobnika z raketowym UHP

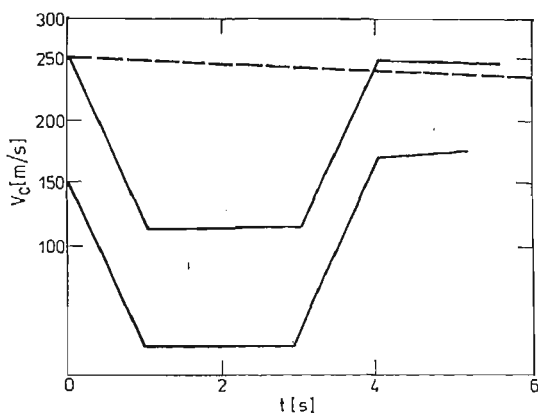
Wyniki obliczeń przedstawiono na wykresach, porównując odpowiednie charakterystyki dla zasobnika z raketowym oraz spadochronowo-raketowym układem hamująco-przyspieszającym.

Z analizy uzyskanych wyników widać, że profil toru lotu zasobników rys. 3 i 4 w istotny sposób zależy od parametrów konstrukcyjnych układów przy zadanych warunkach początkowych lotu. Donośność zasobników szczególnie zależy od wielkości przerwy czasowej między okresami pracy silników raketowych oraz wielkości spadochronów przy ustalonych pozostałych parametrach.

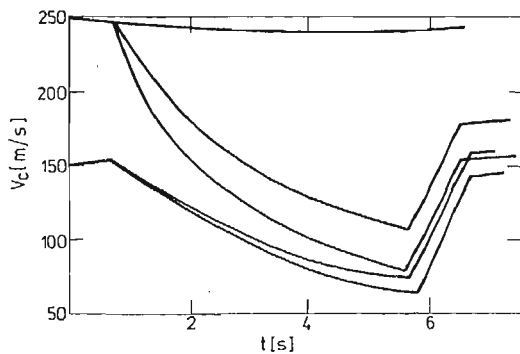
Zmiana kąta pochylenia θ na torze ma charakter oscylacyjny rys. 2. Zasadniczy wpływ



Rys. 4. Profil toru lotu zasobnika ze spadochronowo-rakietowym UHP



Rys. 5. Charakter zmian wektora prędkości całkowitej V_c na torze zasobnika z rakietowym UHP

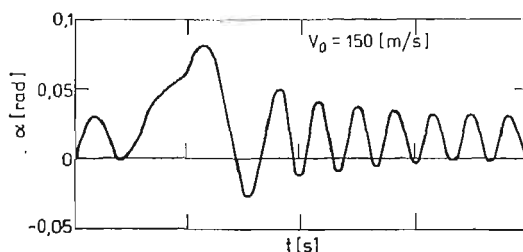


Rys. 6. Charakter zmian wektora prędkości całkowitej V_c na torze zasobnika ze spadochronowo-rakietowym UHP

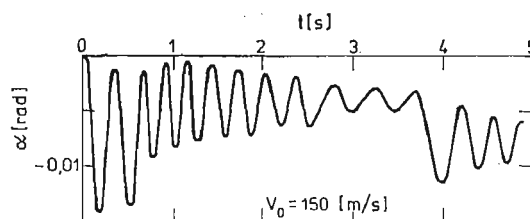
na wielkość kąta upadku ma czas włączenia silnika przyspieszającego, efektywność hamowania przy ustalonych pozostałych parametrach konstrukcyjnych.

Interesujący przebieg ma zmiana wektora prędkości całkowitej V_c rys. 5, 6. Zwiększenie przyłożonej siły hamującej oraz efektywności hamowania spadochronu powoduje większy spadek prędkości całkowitej i analogicznie zwiększenie siły przyspieszającej — wzrost prędkości całkowitej. Na prędkość końcową obiektu ma wpływ czas włączenia silnika przyspieszającego, wielkość siły rakietowej oraz warunki początkowe.

Z wykresów przedstawiających zmianę kąta natarcia na torze rys. 7, 8 wynika, że zasobnik w czasie lotu wykonuje ruch periodyczny, przy czym amplituda i częstość wahań zależą od wielkości i czasu przyłożenia sił. W czasie ruchu na torze zasobnik ustaje się. Włączenie silnika przyspieszającego powoduje chwilowe uniestatecznienie a następnie silne tłumienie oscylacji.



Rys. 7. Zmiana kąta natarcia α na torze lotu zasobnika z rakietowym UHP



Rys. 8. Zmiana kąta natarcia α na torze lotu zasobnika ze spadochronowo-rakietowym UHP

Analizowane w niniejszej pracy zasobniki mają zastosowanie do zrzutów z małych wysokości. Najważniejszą fazą ruchu takiego zasobnika jest lot hamowany, gdyż powstają warunki do uzyskania wymaganego kąta zakrzywienia Θ i prędkości V_a . Zarówno układ rakietowy jak i spadochronowy spełniają stawiane wymagania przy czym:

- pierwszy gwarantuje duże i szybkie zakrzywienie toru, jednakże wymaga zachowanie obliczeniowych warunków zrzutu,
- układ spadochronowy powoduje większe tłumienie wahań podczas lotu, łagodniejsze zakrzywienie toru i nie narzuca ostrych wymagań na warunki zrzutu.

Literatura

1. ETKIN B., *Dynamics of Atmospheric Flight*, John Wiley, New York 1972.
2. DŻYGADŁO Z., KRZYŻANOWSKI A., PIOTROWSKI E., *Dynamika lotu osiowosymetrycznego ciała z wiotkim urządzeniem hamującym*, Biuletyn WAT nr 1/257, Warszawa 1974.

3. MARYNIAK J., *Dynamiczna teoria obiektów ruchomych*, Prace naukowe PW, Mechanika nr 32, WPW Warszawa 1975.
4. MARYNIAK J., MICHAŁEWICZ K., WINCZURA Z., *Badanie teoretyczne własności dynamicznych obiektów zrzuconych z samolotu*, Mechanika Teoretyczna i Stosowana 1/15, Warszawa 1977.
5. MARYNIAK J., MICHAŁEWICZ K., WINCZURA Z., *Теоретические испытания динамических свойств падающего объекта с тормозным парашютом*, VIII International Conference on Nonlinear oscillations, Prague 1978.
6. MICHAŁEWICZ K., *Modelowanie matematyczne i badanie stateczności ruchu przyspieszanych obiektów zrzuconych z samolotu i hamowanych aerodynamicznie*, Praca doktorska PW 1978 (niepublikowana).
7. WINCZURA Z., *Badanie teoretyczne własności dynamicznych obiektów osłowo-symetrycznych z rakielowym układem hamująco-przyspieszającym, zrzuconych z nosiciela*. Praca doktorska, PW 1978 (niepublikowana).

Резюме

ВЛИЯНИЕ РАКЕТНОЙ СИСТЕМЫ ТОРМОЖЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ
АВИАЦИОННОГО КОНТЕНЕРА.

Авиационный контейнер сбрасываемый из самолета носителя принято как механическую систему о шести степенях свободы. Контейнер имеет ракетный двигатель для торможения и ускорения. Для принятой физической модели выведено динамические уравнения движения. Примерно, вычислено траекторию движения, скорость, равновесие и устойчивость движения.

Summary

AN INFLUENCE OF THE ROCKET BRAKING SYSTEM ON THE MOTION OF AN AIR
CONTAINER

An Air Container dropped by a carrier is treated as the mechanical system of the six degrees of freedom. Air container is equipped with the rocket braking system, acting as an accelerator. Dynamic equations of the motion were derived. As an example the trajectory of a motion and its stability were computed and analysed in detail.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku

UWAGI O HIPOTEZIE MAŁEJ NIELINIOWOŚCI DRGAŃ KONSTRUKCJI PŁATOWCÓW*

JERZY MARYNIAK

Politechnika Warszawska

WITOLD WIŚNIEWSKI

Instytut Lotnictwa

Wstęp

Hipoteza małej nieliniowości drgań konstrukcji płatowców jest jednym ze sposobów usprawiedliwienia przyjęcia liniowego modelu matematycznego drgań. Parametry równań przyjętego modelu można określić na drodze eksperymentalnej, co jednocześnie stwarza okazję do obserwacji słuszności przyjętej hipotezy.

Jednym ze sposobów eksperymentalnej identyfikacji parametrów równań liniowego modelu matematycznego drgań są próby rezonansowe. Próby te polegają na harmonicznym wymuszaniu drgań rezonansowych badanej konstrukcji i na pomiarze ich częstości i postaci. Każdy z badanych rezonansów zostaje wyizolowany poprzez wymuszenie określonymi siłami przyłożonymi w odpowiednich punktach tak, że przypomina rezonans układu o jednym stopniu swobody. Zmierzone parametry rezonansu są utożsamiane z odpowiednimi parametrami modelu matematycznego: częstości rezonansowe z wartościami własnymi, postaci z wektorami własnymi.

Podczas badań rezonansowych w pewnej liczbie przypadków stwierdzono wyraźną zależność częstości drgań rezonansowych od wartości siły wymuszającej (amplitudy drgań). Nie jest to zgodne z hipotezą małej nieliniowości drgań i dlatego stało się przedmiotem systematycznego badania. Zależność tę analizowano 164 razy podczas prób 3 szybowców, 2 samolotów dyspozycyjnych, 1 samolotu rolniczego, 1 samolotu bojowego oraz śmigła ogonowego śmigłowca.

2. Metoda pomiarów

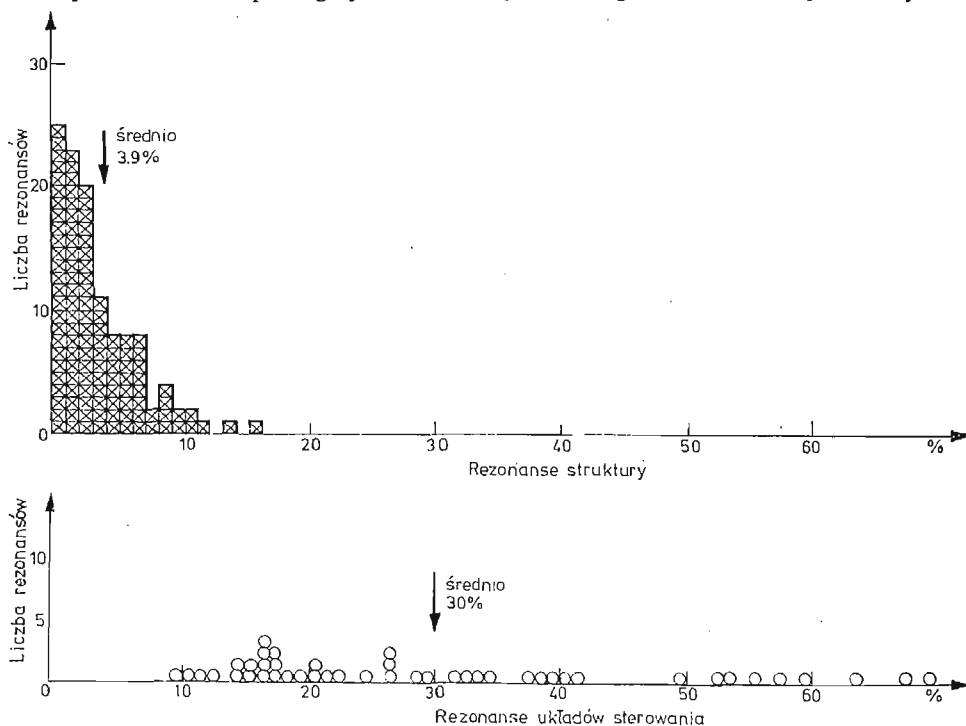
Pomiary wykonano przy pomocy aparatury wzbudząco-pomiarowej firmy Prodera. Drgania wymuszano wzbudnikami elektrodynamicznymi (1—8) i mierzono przy pomocy kilkudziesięciu piezoelektrycznych czujników przyspieszeń. Droga kolejnych przybliżeń

* Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w Lotnictwie” — Warszawa 19 I 1984 r.

poprzez zmiany wartości poszczególnych sił wymuszających, punktów ich przyłożenia oraz częstości wymuszenia doprowadzano drgania do stanów możliwie najbliższych stanom rezonansów. Efekty kolejnych manipulacji obserwowano na ekranie wielokanałowego oscyloskopu w postaci krzywych Lissajous, które w miarę przybliżania się drgań do rezonansu w każdym z punktów pomiaru przekształcały się z elipsy w odcinek ukośny. Obraz najbliższy pojedynczemu rezonansowi, a więc taki do którego dążono to jak najwięcej ukośnych odcinków i minimalna powierzchnia ewentualnych nieujrzańionych elips. Pomiar zależności częstości drgań rezonansowych od wartości siły wymuszającej przeprowadzano poprzez zadawanie kolejnych wartości sił wymuszających bez zmiany proporcji pomiędzy nimi i poszukiwanie takiej częstości wymuszenia, przy której w wybranym charakterystycznym punkcie postaci wystąpi rezonans. Jako kryterium wyznaczania częstości rezonansu stosowano kryterium fazowe. Badania przeprowadzano w takim zakresie wartości siły wymuszającej, w których amplituda drgań nie przekraczała 20 mm ze względu na skok wzbudników i mieściła się w granicach przyspieszeń 1 do $150 \frac{m}{sek^2}$ ze względu na zakres pomiarowy aparatury.

3. Omówienie wyników

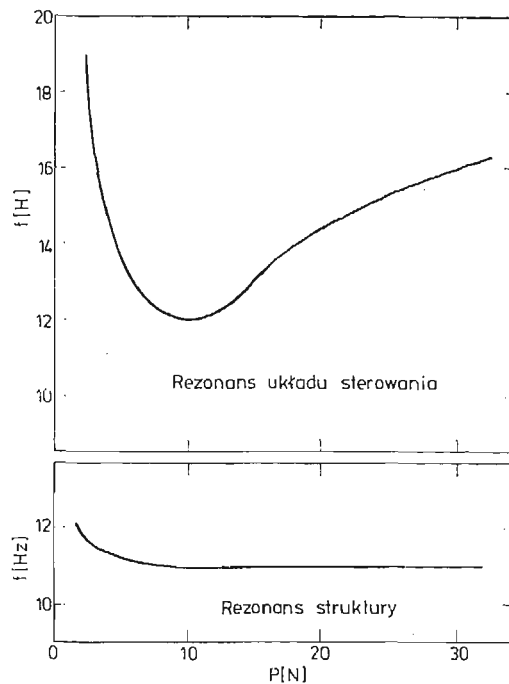
Podczas analizy wyników starano się uzyskać odpowiedzi na następujące pytania: Jak dużym zmianom podlegały badane częstości drgań rezonansowych? Czy istnieje



Rys. 1. Procentowy zakres zmienności częstości 119 zbadanych rezonansów struktury oraz 45 rezonansów układów sterowania 4 typów samolotów oraz 3 typów szybowców

związek pomiędzy rodzajem postaci drgań i wielkością zmian częstości rezonansowych? Jaki jest przebieg badanej zależności oraz czy jest on powtarzalny czy przypadkowy?

Na rys. 1 przedstawiono wielkość zmian częstości drgań rezonansowych wszystkich badanych rezonansów. Rysunek ten rozbito na część a i b w związku ze stwierdzeniem niewielkiej zależności częstości rezonansów struktury (średnio 3,9%) i stosunkowo dużej zależności rezonansów układów sterowania (średnio 30%). Przebiegi badanych zależności posiadały podobny charakter. W najbardziej rozbudowanych przypadkach był on następujący: W zakresie względnie małych amplitud drgań wraz ze wzrostem amplitudy, częstość gwałtownie malała, by przy dalszym wzroście osiągnąć minimum i ponownie wzrastać przechodząc często w zakres zbliżony do liniowego.



Rys. 2. Typowy przebieg zależności częstości drgań rezonansowych od wielkości siły wymuszającej

Na rys. 2 pokazano dwa typowe przebiegi. Jeden z grupy rezonansów układów sterowania, drugi z grupy rezonansów struktury. Pierwszy w całym badanym przedziale zależy od siły wymuszającej drugi w niewielkim stopniu jedynie dla małych amplitud.

4. Wnioski

W świetle analizy uzyskanych wyników stwierdzono że:

1. Hipotezy o małej nieliniowości drgań nie zaleca się stosować podczas analizy zjawisk drganiowych zachodzących przy względnie małych amplitudach.

2. Hipotezy o małej nieliniowości drgań nie zaleca się stosować podczas analizy drgań układów sterowania.

3. Hipoteza o małej nieliniowości drgań jest słuszna dla drgań struktury w zakresie większych amplitud.

Резюме

ЗАМЕЧАНИЯ О ГИПОТЕЗЕ МАЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ КОЛЕБАНИЙ АВИАЦИОННЫХ КОНСТРУКЦИЙ.

Экспериментальное исследование зависимости частоты резонансных колебаний от величины возмущающей гармонической силы (амплитуды колебаний), указывает существование характерных нелинейностей, в диапазоне малых амплитуд колебаний. Исследование этих нелинейностей сделало возможным уточнение диапазона применения гипотеза малой нелинейности колебаний авиационных конструкций.

Summary

REMARKS ON SMALL NONLINEARITY HYPOTHESIS OF THE AIRPLANE VIBRATIONS

Experimental investigation of frequency of resonance vibrations as a function of harmonic excitation force value (or of the amplitude of vibration) reveals characteristic non-linearities in the low range of the amplitude of vibration. Analysis of the non-linearities in question enabled the scope of application of the theory of small non-linearity of vibration of aircraft structure to become more precise.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku

SPRZEŻENIE RUCHÓW PRZESTRZENNYCH ŚMIGŁOWCA W PROSTOLINIOWYM POZIOMYM ŁOCIE USTALONYM*

KRZYSZTOF JANKOWSKI
JERZY MARYNIAK

Politechnika Warszawska

1. Wstęp

Rozwój techniki śmigłowniczej i nowe dziedziny zastosowania śmigłowców wymagają coraz dokładniejszych badań ich własności dynamicznych. Szczególnie istotne jest rozpatrzenie sprzężeń ruchów podłużnych i bocznych kadłuba śmigłowca w przestrzeni oraz sprzężeń ruchów poszczególnych elementów śmigłowca: kadłuba, łopat wirnika nośnego i łopat śmigła ogonowego. Analiza jakościowa i ilościowa tego rodzaju sprzężeń potrzebna jest przy rozpatrywaniu szeregu problemów z dziedziny dynamiki śmigłowców.

2. Model matematyczny automatycznie sterowanego śmigłowca

Dla przeprowadzenia analizy sprzężeń ruchów przestrzennych poszczególnych zespołów śmigłowca należało wyprowadzić odpowiedni model dynamiczny śmigłowca, uwzględniający ruchy względem kadłuba łopat wirnika nośnego, łopat śmigła ogonowego, statecznika i turbin silników.

Jako model fizyczny rozpatrywanego jednowirnikowego śmigłowca przyjęto układ mechaniczny składający się z kadłuba i powiązanych z nim ruchomych elementów [1, 3]: turbin silników, przegubowych łopat wirnika i śmigła ogonowego, statecznika poziomego. Ruch układu skrępowany jest więzami wynikającymi ze struktury kinematycznej śmigłowca oraz z oddziaływania automatycznego układu podwyższania stateczności i sterowania lotem. Układ ten wiąże kąty sterowania śmigłowcem z parametrami jego ruchu według następujących praw [6]:

* Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w Lotnictwie” — Warszawa 19 I 1984 r.

— kąt sterowania w ruchu podłużnym:

$$\alpha = \frac{1}{T_1 s + 1} [k_\theta(\Theta - \Theta_z) + k_q Q + k_x(x_g - x_{gz}) + k_{\dot{x}}(\dot{x}_g - \dot{x}_{gz}) + \alpha_0], \quad (1)$$

— kąt sterowania w ruchu bocznym:

$$\eta = \frac{1}{T_2 s + 1} [k_\phi(\Phi - \Phi_z) + k_p P + k_y(y_g - y_{gz}) + k_{\dot{y}}\dot{y}_g + k_{1\psi}(\Psi - \Psi_z) + \eta_0], \quad (2)$$

— kąt skoku ogólnego łopata wirnika nośnego:

$$\varphi_g = \frac{1}{T_3 s + 1} [k_z(z_g - z_{gz}) + k_{\dot{z}}\dot{z}_g + \varphi_{g0}], \quad (3)$$

— kąt ustawienia łopata śmigła ogonowego:

$$\varphi_s = \frac{1}{T_4 s + 1} [k_\psi(\Psi - \Psi_z) + k_r R + \varphi_{s0}]. \quad (4)$$

W równaniach tych $T_1 \div T_4$ oznaczają stałe czasowe członów inercyjnych, opisujących charakterystyki dynamiczne urządzeń wykonawczych autopilota; x_g, y_g, z_g — współrzędne środka masy kadłuba śmigłowca w nieruchomym, ziemskim układzie współrzędnych; Φ, Θ, Ψ — kąty quasi — eulerowskie przechylenia, pochylenia i odchylenia kadłuba śmigłowca; P, Q, R — rzuty wektora prędkości kątowej kadłuba na osie układu sztywno związanego z kadłubem. Wielkości z indeksem „z” oznaczają zadane wartości parametrów lotu, a indeks „0” przy symbolach kątów sterowania oznacza ich wartości w stanie ustalonym (początkowym). Wybrany stan pracy układu automatycznego sterowania lotem otrzymuje się przez nadanie odpowiednich wartości (w tym zerowych) współczynników wzmocnienia k_a .

Kąt ustawienia łopaty wirnika nośnego φ_i w następujący sposób zależy od kątów sterowania:

$$\varphi_i = \varphi_g + (\alpha \sin \psi_0 + \eta \cos \psi_0) \sin \psi_i + (\alpha \cos \psi_0 - \eta \sin \psi_0) \cos \psi_i + k \beta_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (5)$$

gdzie:

ψ_i — kąt azymutu, przy oglądaniu wirnika z góry skierowany zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara,

ψ_0 — kąt wyprzedzenia sterowania,

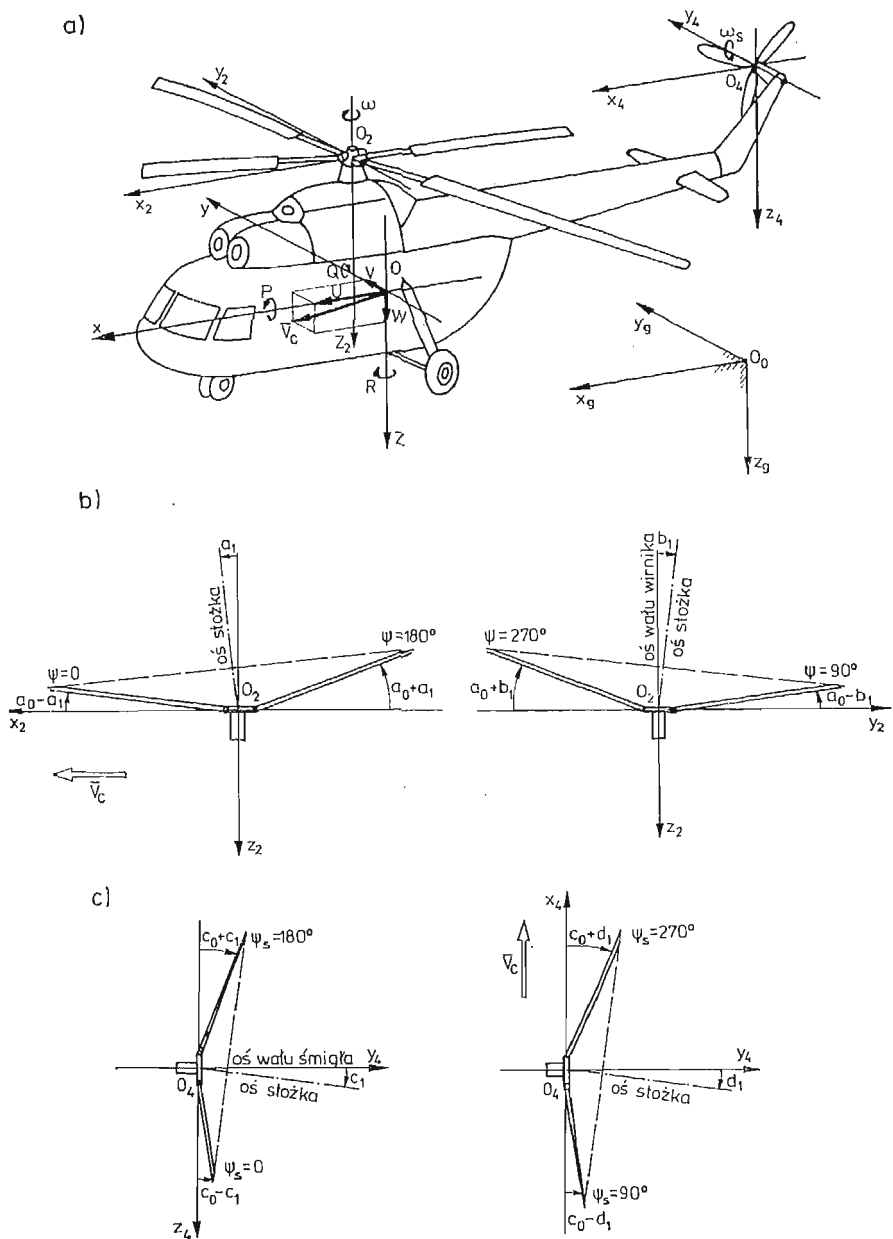
k — współczynnik kompensatora wzniosu łopata,

β_i — kąt obrotu i -ej łopaty wirnika wokół przegubu poziomego,

n — liczba łopat wirnika nośnego.

Po uwzględnieniu więzów ustalono zbiór $k = 2n + m + 13$ współrzędnych uogólnionych, opisujących położenie rozpatrywanego układu (m — liczba łopat śmigła ogonowego) [1, 3]. Następnie korzystając z równań Boltzmanna-Hamela [4] dla układów nieholonomicznych wyprowadzono równania różniczkowe ruchu modelu śmigłowca. Ich liczba jest równa $4n + 2m + 22$, np. dla śmigłowca Mi-2: 36 (16 stopni swobody), a dla Mi-6: 50 (23 stopnie swobody).

Dla umożliwienia efektywnego wykorzystania układ równań różniczkowych nieliniowych z okresowymi współczynnikami uproszczono, zachowując główne człony nieliniowe,



Rys. 1. Schematy śmigłowca z zaznaczonymi parametrami występującymi w opisie matematycznym jego ruchu: a) widok ogólny śmigłowca, b) widoki z boku i z tyłu „stożka” opisywanego przez łopaty wirnika nośnego, c) widoki z tyłu i z góry „stożka” łopat śmigła ogonowego

do układu równań z nieokresowymi współczynnikami [1, 5, 6]. Współrzędne kątowe opisujące ruch łopat wirnika nośnego i śmigła ogonowego zastąpiono pierwszymi harmonicznymi ich rozwinięciem w szeregi Fouriera:

— kąty wahań łopat wirnika:

$$\beta_i = a_0 - a_1 \cos \psi_i - b_1 \sin \psi_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (6)$$

— kąty obrotów łopat wirnika wokół przegubów pionowych:

$$\xi_i = e_0 + e_1 \cos \psi_i + f_1 \sin \psi_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (7)$$

— kąty wahań łopat śmigła ogonowego:

$$\zeta_j = c_0 - c_1 \cos \psi_{sj} - d_1 \sin \psi_{sj}, \quad (j = 1, 2, \dots, m), \quad (8)$$

gdzie a_0, a_1, \dots, d_1 są nowymi funkcjami czasu. Dzięki tym podstawieniom przy liczbach łopat $n \geq 3$ i $m \geq 3$ redukują się w równaniach ruchu funkcje kątów azymutów ψ_i i ψ_{sj} .

Po dokonaniu często stosowanych w opisie dynamiki śmigłowców przekształceń i pominięciu współrzędnej cyklicznej ψ układ równań ruchu zapisano w postaci [1]:

$$A \frac{dy}{dt} + B(y) = C(y), \quad (9)$$

gdzie:

$$-y[35] = [U, V, W, P, Q, R, \omega, \dot{a}_0, \dot{a}_1, \dot{b}_1, \dot{e}_0, \dot{e}_1, \dot{f}_1, \dot{c}_0, \dot{c}_1, \dot{d}_1, x_g, y_g, z_g, \Phi, \Theta, \Psi, a_0, a_1, b_1, e_0, e_1, f_1, c_0, c_1, d_1, \kappa, \eta, \varphi_g, \varphi_s], \quad (10)$$

a U, V, W są rzutami prędkości liniowej kadłuba śmigłowca na osie układu związanego z kadłubem, $\omega = \dot{\psi}$ — prędkość obrotowa wirnika nośnego (rys. 1), pozostałe wielkości zostały wcześniej opisane;

— $A[35 \times 35]$ — macierz, której elementy są funkcjami składowych wektora y ;

— $B(y), C(y)$ — funkcje wektorowe, przy czym $C_i(y)$, ($i = 1, 2, \dots, 16$) odpowiadają działającym na układ siłom uogólnionym.

Równania (9) tworzą model matematyczny śmigłowca o 16-tu stopniach swobody.

3. Analiza postaci drgań swobodnych śmigłowca

Po rozwinięciu funkcji wektorowych z równania (9) w szeregi Taylora i odpowiednich przekształceniach otrzymuje się układ równań różniczkowych ruchu zaburzonego [1]:

$$\frac{dx}{dt} = Gx + \varphi(x), \quad (11)$$

gdzie:

— $x = y - y_0$ — oznacza wektor odchylenia rozwiązania y od stanu ruchu ustalonego opisanego wektorem y_0 ,

— $G = A_0^{-1}(D - F)$ — macierz stanu,

— A_0 — macierz analogiczna do macierzy A , przy wyznaczaniu jej elementów podstawia się $y = y_0$,

Tabela 1.

	Wartości własne	Postacie drgań — główne ruchy	Uwagi
I	$\lambda_{1,2} = \xi_{1,2} \pm i\eta_{1,2}$	$W, (V)$	ruch krótkookresowy
	$\lambda_{3,4} = \xi_{3,4} \pm i\eta_{3,4}$	W	slabo tłumiony ruch krótkookresowy, dla $V_c > 240 \left[\frac{\text{km}}{\text{h}} \right]$; $\xi_{3,4} > 0$
	$\lambda_{5,6} = \xi_{5,6} \pm i\eta_{5,6}$	W, V, U, ω	$V_c > 160 \left[\frac{\text{km}}{\text{h}} \right]$ slabo tłumiony ruch długookresowy
	$\lambda_5 = \xi_5$	W, V	$V_c < 160 \left[\frac{\text{km}}{\text{h}} \right]$
	$\lambda_6 = \xi_6$	W, ω	
	$\lambda_{7,8} = \xi_{7,8} \pm i\eta_{7,8}$	$V, (W)$	$V_c > 130 \left[\frac{\text{km}}{\text{h}} \right]$
	$\lambda_7 = \xi_7$	V, W	$V_c < 130 \left[\frac{\text{km}}{\text{h}} \right]$
	$\lambda_8 = \xi_8$	V, W	
II	$\lambda_9 = \xi_9$	$V, W, \overset{\circ}{a}_1, (\overset{\circ}{e}_1, \overset{\circ}{d}_1)$	
	$\lambda_{10,11} = \xi_{10,11} \pm i\eta_{10,11}$	$V, W, U, \overset{\circ}{a}_1$	
	$\lambda_{12,13} = \xi_{12,13} \pm i\eta_{12,13}$	$V, W, \overset{\circ}{e}_0$	slabe tłumienie
	$\lambda_{14} = \xi_{14}$	$\overset{\circ}{a}_0, \overset{\circ}{a}_1, \overset{\circ}{d}_1, \overset{\circ}{c}_0, \overset{\circ}{c}_1$	duże tłumienie
	$\lambda_{15,16} = \xi_{15,16} \pm i\eta_{15,16}$	$\overset{\circ}{a}_0, \overset{\circ}{a}_1, W, (\overset{\circ}{d}_1)$	$\eta_{15,16} \approx \omega$
	$\lambda_{17} = \xi_{17}$	$\overset{\circ}{a}_0, \overset{\circ}{a}_1, \overset{\circ}{d}_1$	duże tłumienie
	$\lambda_{18,19} = \xi_{18,19} \pm i\eta_{18,19}$	$\overset{\circ}{a}_1, \overset{\circ}{b}_1, \overset{\circ}{c}_1, P, (\overset{\circ}{e}_1, \overset{\circ}{f}_1)$	$\eta_{18,19} \approx 3\omega$
	$\lambda_{20} = \xi_{20}$	$\overset{\circ}{b}_1, \overset{\circ}{c}_1, P, (\overset{\circ}{e}_1, \overset{\circ}{c}_0)$	duże tłumienie
	$\lambda_{21,22} = \xi_{21,22} \pm i\eta_{21,22}$	$\overset{\circ}{e}_1, \overset{\circ}{f}_1, V, U$	$\eta_{21,22} \approx \frac{4}{3}\omega$
	$\lambda_{23,24} = \xi_{23,24} \pm i\eta_{23,24}$	$\overset{\circ}{e}_1, \overset{\circ}{f}_1, V$	przy $V_c \nearrow$ rośnie udział V , $\eta_{23,24} \approx \frac{2}{3}\omega$
III	$\lambda_{25,26} = \xi_{25,26} \pm i\eta_{25,26}$	$\overset{\circ}{c}_0$	$\eta_{25,26} \approx \omega_s = i_s \omega (\text{Mi}-6; i_s = 5,66)$
	$\lambda_{27,28} = \xi_{27,28} \pm i\eta_{27,28}$	$\overset{\circ}{c}_1, \overset{\circ}{d}_1$	$\eta_{27,28} \approx 2\omega_s$
	$\lambda_{29,30} = \xi_{29,30} \pm i\eta_{29,30}$	$\overset{\circ}{c}_1, \overset{\circ}{d}_1$	$\eta_{29,30} \ll \omega_s$
	$\lambda_{31} = \xi_{31}$	$\overset{\circ}{d}_1, \overset{\circ}{c}_0, \overset{\circ}{c}_1 (\overset{\circ}{a}_1)$	duże tłumienie

$$\lambda_{32} \approx \lambda_{33} \approx \lambda_{34} \approx \lambda_{35} \approx 0$$

- $D = C'(y_0) = [C'_{ik}(y_0)]$ — macierz Jacobi'ego z pochodnymi sił uogólnionych,
- $F = B'(y_0) = [B'_{ik}(y_0)]$ — macierz Jacobi'ego funkcji $B(y)$,
- $\varphi(x)$ — funkcja wektora z wyrazami rzędu wyższego od pierwszego.

Badając własności dynamiczne modelu śmigłowca razem z wartościami własnymi λ_j macierzy stanu G oblicza się odpowiadające im wektory własne w_j . Pozwala to przeprowadzić analizę modalną, polegającą na obliczeniu częstości drgań i współczynników tłumienia oraz wyznaczeniu postaci drgań. Stwierdza się w ten sposób, które ruchy obiektu śmigłowca — układ sterowania są charakteryzowane przez kolejne wartości własne macierzy stanu.

Obliczeń numerycznych dokonano dla modelu ciężkiego śmigłowca klasy Mi-6. Parametry ruchu ustalonego — prostoliniowego lotu poziomego — wyznaczono według metody, przedstawionej w [2]. Analizując unormowane liniowo i fazowo wektory własne macierzy stanu stwierdzono, że mimo dużej liczby współrzędnych w każdej z postaci można wyodrębnić kilka ruchów o największym udziale. Wyniki analizy postaci drgań własnych dla lotu poziomego w zakresie prędkości od 80 do 280 [km/h] przedstawiono w tabeli I.

Postacie ruchów, odpowiadające poszczególnym wartościom własnym, podzielono na 3 grupy. Do pierwszej należą postacie odpowiadające głównie sprzężonym podłużnym i bocznym ruchom kadłuba śmigłowca w przestrzeni; do drugiej: sprzężone ruchy kadłuba, wirnika i śmigła ogonowego; a do trzeciej: ruchy śmigła ogonowego.

Jako charakterystyczne dla ciężkiego śmigłowca, dla którego przyjęto położenie środka parcia kadłuba za SM śmigłowca, należy wskazać postacie odpowiadające ruchom krótkookresowemu ($\lambda_{1,2}, \lambda_{3,4}$) i długookresowemu ($\lambda_{5,6}$), nie zawierające ruchu pochylenia.

Interesujące są złożone postacie ruchów nutacyjnych wirnika nośnego i śmigła ogonowego. Charakteryzują je wartości własne: $\lambda_{15,16}$ — zaburzenia kątów „stożka” opisywanego przez łopaty wirnika: a_0 i a_1 oraz ruchu pionowego śmigłowca; $\lambda_{18,19}$ — zaburzenia kątów a_1 i b_1 (pochylenie i przechylenie „stożka” wirnika), silnie sprzężone z przechyleniem „stożka” śmigła ogonowego (zaburzenia kąta c_1) oraz z przechyleniem całego śmigłowca (rys. 1); dla śmigła ogonowego: $\lambda_{25,26}$ — oscylacyjne zmiany kąta c_0 ; $\lambda_{27,28}$ — zaburzenia kątów przechylenia c_1 i pochylenia d_1 „stożka” łopat śmigła ogonowego.

Cztery zerowe wartości własne macierzy stanu wynikają z 4-ro wymiarowej rozmaitości ruchu ustalonego [2] i nie są równoznaczne z przypadkiem krytycznym w teorii stateczności.

4. Wnioski

Analizując wyniki przedstawionej pracy zaobserwowano występowanie silnego sprzężenia ruchów podłużnych i bocznych śmigłowca. Wynika z tego, że mechanikę lotu śmigłowca jednowirnikowego należy w jej dokładniejszym ujęciu rozpatrywać zgodnie z zasadami ruchu przestrzennego. Sprzężenie ruchów podłużnych i bocznych wskazuje na potrzebę włączenia w prawa sterowania w kanałach pochylenia i wysokości parametrów ruchów bocznych, a w kanale przechylenia — parametrów ruchów podłużnych. Pozwoliłoby to

uprzedzić zaburzenia wynikające ze sprzężeń i polepszyć jakość stabilizacji. Ten sposób sterowania nie jest wykorzystany w prawach sterowania (1)÷(4), opracowanych według prac z lat 70-tych [6 i in.].

Z powodu występowania sprzężeń ruchów przestrzennych kadłuba i wirnika nośnego celowe byłoby rozważenie możliwości włączenia parametrów kątowych ruchu wirnika do praw sterowania śmigłowcem w kanałach pochylania i przechylania.

Przedstawiony model matematyczny może być przydatny przy poszukiwaniu sposobów eliminacji drgań, przenoszonych z wirnika na kadłub. Jeśli okaże się niezbędne, analizując częstości wspólnych drgań kadłuba i wirnika można otrzymać wskazania co do doboru parametrów dynamicznego tłumika drgań, montowanego do głowic niektórych śmigłowców (np. Sikorsky, Lynx).

Literatura

1. JANKOWSKI K., *Modelowanie fizyczne i matematyczne własności dynamicznych sterowanego śmigłowca w ruchu przestrzennym*, Rozprawa doktorska, Politechnika Warszawska, Warszawa 1982.
2. JANKOWSKI K., *Metodyka wyznaczania parametrów ruchu ustalonego śmigłowca na przykładzie lotu poziomego i zawisu*, Mech. Teoret. i Stos., T. 23, z. 3/4, Warszawa 1985.
3. JANKOWSKI K., MARYNIAK J., *Modelowanie matematyczne automatycznie sterowanego śmigłowca w ruchu przestrzennym*, Mech. Teoret. i Stos., T. 23, z. 3/4, Warszawa 1985.
4. NEJMARK J. I., FUAJE N. A., *Dynamika układów nieholonomicznych*, PWN, Warszawa 1971.
5. ЕСАУЛОВ С. Ю., БАХОВ О. П., ДМИТРИЕВ И. С., *Вертолет как объект управления*, Машиностроение, Москва 1977.
6. КОЖЕВНИКОВ В. А., *Автоматическая стабилизация вертолетов*, Машиностроение, Москва 1977.

Резюме

СОПРЯЖЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ВЕРТОЛЕТА В УСТАНОВИВШЕМСЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПОЛЕТЕ

Анализ результатов математического моделирования и машинных вычислений показывает существование сопряжений между продольным и боковым движениями фюзеляжа вертолета в пространстве и сопряжений между движениями различных элементов вертолета: фюзеляжа, лопастей несущего винта, лопастей рулевого винта. Это указывает на необходимость включения в законы управления вертолетом параметров всех движений фюзеляжа, а также рассмотрение возможности включения в эти законы параметров углового движения несущего винта. Представленная математическая модель может быть использована при разработке способов защиты от вибраций, передаваемых с несущего винта на фюзеляж.

Summary

COUPLINGS BETWEEN THREE-DIMENSIONAL MOTIONS OF A HELICOPTER IN THE STEADY RECTILINEAR HORIZONTAL FLIGHT

Analysis of the mathematical modelling effects and machine computation results shows existence of couplings between fuselage longitudinal and lateral motions and couplings between motions of the different helicopter elements: fuselage, main rotor blades, tail rotor blades. It implicates the need for

including all fuselage states in each control channel of the helicopter stabilization system. It seems to be interesting to consider the possibility of including rotor states in the control channels. Mathematical model presented here can be useful in the engineering development of main rotor — fuselage coupled vibration absorbers.

Praca została złożona w Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku

ZASTOSOWANIE DYSKRETNEGO MODELU ODKSZTAŁCALNEGO SAMOLOTU DO BADANIA DRGAŃ WŁASNYCH*

ZBIGNIEW DŻYGADŁO
IDZI NOWOTARSKI
ALEKSANDER OLEJNIK

WAT

1. Wstęp

Zastosowanie metody elementów skończonych stwarza szerokie możliwości numerycznej analizy problemów statyki i dynamiki złożonych konstrukcji (por. [1]÷[8]).

W niniejszej pracy przedstawiono dynamiczny model odkształcalnego samolotu do badania częstości i postaci drgań własnych, stosując w odróżnieniu od artykułów [4]÷[7] inny sposób formułowania równań równowagi na poziomie elementu oraz metodę ich składania. W konsekwencji uzyskano możliwość budowy jednolitego matematycznego modelu do analizy drgań własnych struktur o dowolnej konfiguracji geometrycznej i masowej.

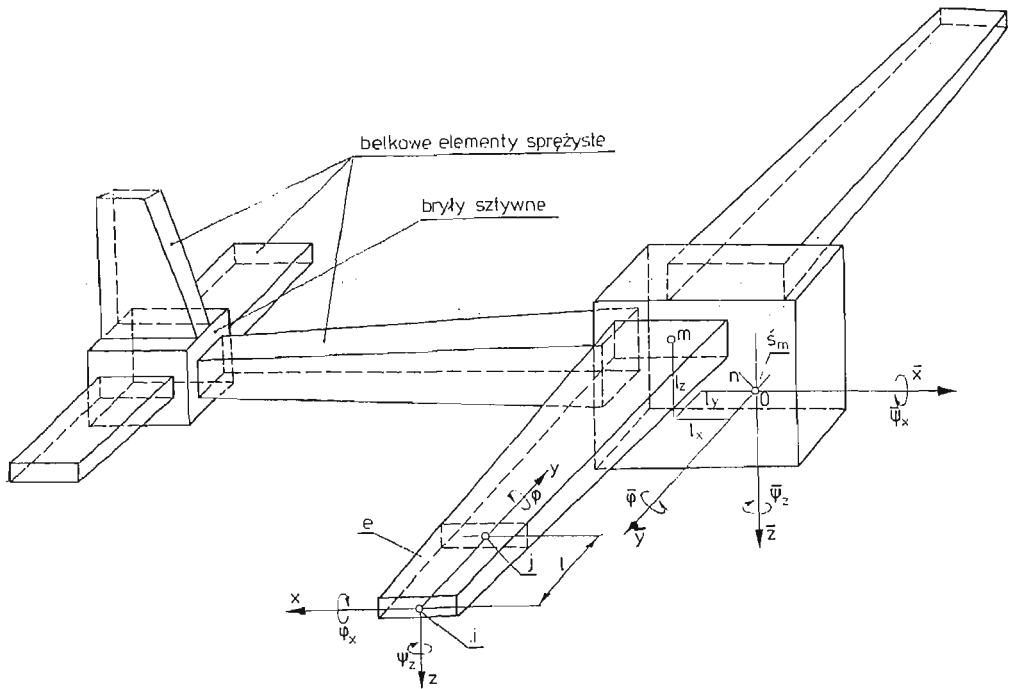
Przyjęto, że skrzydło, środkowa część kadłuba i usterzenia są odkształcalnymi zespołami, których parametry masowe i sztywnościowe zmieniają się w sposób ciągły i skokowy wzdłuż długości. Przednią część kadłuba samolotu traktuje się jako sztywną bryłę, do której są przymocowane odkształcalne zespoły.

Przy tych założeniach, zastosowano jednowymiarową dyskretyzację odkształcalnych zespołów konstrukcyjnych za pomocą przemieszczeniowej metody elementów skończonych. Dokonano podziału struktury na dowolnie usytuowane w przestrzeni odkształcalne elementy belkowe o liniowo zmiennych parametrach geometrycznych i masowych oraz nieodkształcalne elementy w postaci sztywnych brył (rys. 1).

Uwzględniono możliwość analizy drgań samolotu w przypadku skrzydła o dużym wydłużeniu, dowolnym kącie skosu i wzniosu, z podwieszeniami zewnętrznymi oraz w przypadku braku symetrii masowej.

Zastępując rzeczywistą konstrukcję samolotu jej modelem belkowo-bryłowym, sfor-

* Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w Lotnictwie” — Warszawa 19 I 1984 r.

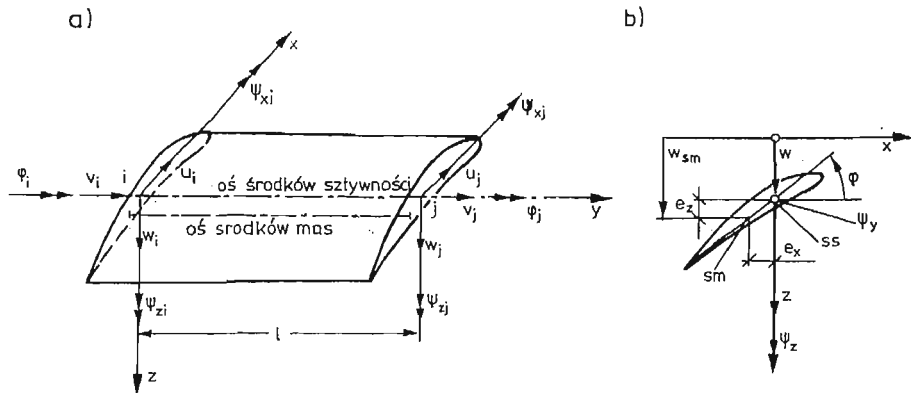


Rys. 1

mułowano ogólną postać równań równowagi dynamicznej, pozwalającą na numeryczną analizę podstawowych charakterystyk dynamicznych układu.

2. Macierz sztywności i mas elementu belkowego

Z rozpatrywanej konstrukcji samolotu (rys. 1) wydzielony element „e” o węzłach i oraz j i długości l , z którym związany jest układ współrzędnych lokalnych $Oxyz$ (rys. 2).



Rys. 2

Wprowadzając bezwymiarową współrzędną $\xi = y/l$, przemieszczenia dowolnego punktu osi sztywności elementu określone są przez składowe wektora f o postaci

$$f(\xi, t) = [u(\xi, t), v(\xi, t), w(\xi, t), \psi_x(\xi, t), \varphi(\xi, t), \psi_z(\xi, t)]^T, \quad (2.1)$$

gdzie: u, v, w oraz ψ_x, φ, ψ_z oznaczają odpowiednio przemieszczenia i obroty względem osi lokalnego układu x, y, z , przy czym

$$\psi_x = \frac{dw}{dy} = \frac{dw}{l d\xi}, \quad \psi_z = \frac{du}{dy} = \frac{du}{l d\xi}, \quad (2.2)$$

Oznaczając wektor przemieszczeń węzłów elementu przez

$$\delta_e(\xi, t) = [\delta_i(\xi, t), \delta_j(\xi, t)]^T, \quad (2.3)$$

zaś jego składowe jako

$$\delta_k(\xi, t) = [u_k^\circ(\xi), v_k^\circ(\xi), w_k^\circ(\xi), \psi_{x_k}^\circ(\xi), \varphi_k^\circ(\xi), \psi_{z_k}^\circ(\xi)]^T e^{i\omega t} = \delta_k^\circ(\xi) e^{i\omega t}, \quad k = i, j \quad (2.4)$$

oraz macierz funkcji kształtu przez N , przemieszczenia dowolnego punktu osi sztywności elementu możemy przedstawić w formie

$$f = N\delta_e = N\delta_e^\circ e^{i\omega t} \quad (2.5)$$

Elementy macierzy funkcji kształtu $N(\xi)$ otrzymano wykorzystując liniową funkcję Lagrange'a [8]

$$L_i = 1 - \xi, \quad L_j = \xi \quad (2.6)$$

i dwie funkcje Hermite'a trzeciego stopnia

$$\begin{aligned} H_i &= 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3, & H_j &= 3\xi^2 - 2\xi^3, \\ K_i &= (\xi - 2\xi^2 + \xi^3) \cdot l, & K_j &= (-\xi^2 + \xi^3) \cdot l, \end{aligned} \quad (2.7)$$

W związku z tym możemy napisać

$$N = [N_i, N_j] \quad (2.8)$$

gdzie

$$N_k = \begin{bmatrix} H_k & 0 & 0 & 0 & 0 & K_k \\ 0 & L_k & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H_k & K_k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H'_k & K'_k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L_k & 0 \\ H'_k & 0 & 0 & 0 & 0 & K'_k \end{bmatrix}, \quad k = i, j,$$

natomiast indeksem prim oznaczono pierwsze pochodne funkcji (2.7) względem zmiennej ξ .

Jeżeli znane są przemieszczenia elementu, to można wyznaczyć odkształcenia w dowolnym jego punkcie na podstawie zależności

$$e(\xi, t) = Lf = LN\delta_e^\circ e^{i\omega t} = B\delta_e^\circ \cdot e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

gdzie macierz operatorów L wynosi

$$L = \begin{bmatrix} \frac{1}{l^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial \xi} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{l^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial \xi} & 0 \end{bmatrix}$$

Działając zgodnie z (2.9) operatorem L na macierz funkcji kształtu N otrzymano poszukiwaną macierz odkształceń elementu B w postaci

$$B = [B_i, B_j], \quad (2.10)$$

gdzie

$$B_k = \begin{bmatrix} H_k'' & 0 & 0 & 0 & 0 & K_k'' \\ 0 & L_k' & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H_k'' & K_k'' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L_k' & 0 \end{bmatrix}, \quad k = i, j$$

przy czym indeksem prim oraz bis oznaczono pierwsze i drugie pochodne funkcji (2.6) i (2.7) względem zmiennej ξ .

Wprowadzimy macierz sprężystości D o postaci

$$D = \begin{bmatrix} EI_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & EA & 0 & 0 \\ 0 & 0 & EI_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & GI_0 \end{bmatrix},$$

w której oznaczono: $A = A(\xi)$ — pole przekroju poprzecznego elementu, $I_x = I_x(\xi)$, $I_z = I_z(\xi)$, $I_0 = I_0(\xi)$ — geometryczne momenty bezwładności przekroju, odpowiednio względem osi x , z , y oraz E , G — stałe materiałowe. Macierz sztywności elementu zgodnie z powszechnie przyjętą formą zapisu wynosi

$$K^e = l \int_0^1 B^T D B d\xi \quad (2.11)$$

W celu wyznaczenia macierzy mas elementu napiszemy wyrażenie na energię kinetyczną w następującej postaci

$$T = \frac{1}{2} l \int_0^1 [m(\dot{u}_{sm}^2 + \dot{v}_{sm}^2 + \dot{w}_{sm}^2) + I_{m_x} \dot{\psi}_x^2 + I_{m_o} \dot{\varphi}^2 + I_{m_z} \dot{\psi}_z^2] d\xi \quad (2.12)$$

gdzie oznaczono: $m = m(\xi)$ — masa elementu na jednostkę długości, $I_{m_x} = I_{m_x}(\xi)$, $I_{m_z} = I_{m_z}(\xi)$, $I_{m_o} = I_{m_o}(\xi)$ — masowe momenty bezwładności elementu na jednostkę długości, odpowiednio względem osi x , z , y . Natomiast kropkami oznaczono pochodne

względem czasu przemieszczeń środków mas elementu względem środka sztywności, które na podstawie rys. 2b można zapisać jako

$$\begin{aligned} u_{sm}(\xi, t) &= u(\xi, t) + e_z(\xi)\varphi(\xi, t), \\ v_{sm}(\xi, t) &= v(\xi, t) - e_x(\xi)\psi_z(\xi, t), \\ w_{sm}(\xi, t) &= w(\xi, t) + e_x(\xi)\varphi(\xi, t), \end{aligned} \quad (2.13)$$

Po przedstawieniu (2.13) do (2.12) i niezbędnych przekształceniach, wyrażenie na energię kinetyczną elementu można zapisać w następującej macierzowej postaci

$$T = \frac{1}{2} l \int_0^1 \dot{\mathbf{f}}^T \mathbf{I}_m \dot{\mathbf{f}} d\xi \quad (2.14)$$

gdzie $\dot{\mathbf{f}}$ jest wektorem uogólnionych prędkości o postaci analogicznej do (2.1), zaś \mathbf{I}_m jest macierzą określającą masowe i bezwładnościowe charakterystyki elementu

$$\mathbf{I}_m = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 & me_z & 0 \\ 0 & m & 0 & 0 & 0 & -me_x \\ 0 & 0 & m & 0 & me_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_{m_x} & 0 & 0 \\ me_z & 0 & me_x & 0 & I_{m_0} + m(e_x^2 + e_y^2) & 0 \\ 0 & -me_x & 0 & 0 & 0 & I_{m_x} + me_x^2 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Uzależniając prędkości w dowolnym punkcie elementu od przemieszczeń węzłów δ_e i odpowiednio dobranych funkcji kształtu N na podstawie zależności (2.5) można zapisać

$$\dot{\mathbf{f}} = i\omega N \delta_e^\circ e^{i\omega t}, \quad (2.16)$$

a następnie po podstawieniu (2.16) do (2.14) otrzymamy

$$T = -\frac{1}{2} \omega^2 e^{i\omega t} (\delta_e^\circ)^T \mathbf{M}_e \delta_e^\circ e^{i\omega t},$$

gdzie \mathbf{M}_e jest poszukiwaną macierzą mas elementu

$$\mathbf{M}_e = l \int_0^1 N^T \mathbf{I}_m N d\xi, \quad (2.17)$$

3. Macierz mas nieodkształcalnej części samolotu (sztywnej bryły)

Wykorzystując postępowanie analogicznie do opisanego w p. 2 oraz uwzględniając następujące założenia:

- 1) środek masy sztywnej bryły jest jednocześnie węzłem elementu,
- 2) początek układu lokalnego jest umieszczony w węźle.

Macierz mas sztywnej bryły można otrzymać bezpośrednio z (2.15) przyjmując: $e_x = e_y = e_z = 0$; $m = m_B$ — masa sztywnej bryły; $I_{m_x} = I_{m_{xB}}$, $I_{m_0} = I_{m_{yB}}$, $I_{m_x} = I_{m_{zB}}$ — masowe momenty bezwładności odpowiednio względem osi x , y , z .

4. Matematyczny model połączenia elementu odkształcalnego i sztywnego

Przyjęty model dyskretyzacji struktury na odkształcalne elementy i sztywne bryły stwarza konieczność opracowania matematycznego modelu połączenia węzła odkształcalnego elementu z węzłem sztywnej bryły, który z fizycznego punktu widzenia pokrywa się z jej środkiem masy. Model fizyczny omawianego połączenia można sprowadzić do połączenia typu sztywnego. Za takim potraktowaniem połączenia skrzydło — kadłub lub usterzenie — kadłub przemawia fakt, że te elementy łączone są za pośrednictwem siłowych elementów konstrukcyjnych płatowca (wzmocnione wręgi i żebra), których sztywność jest wielokrotnie większa od pozostałych elementów konstrukcji.

Jeżeli między węzłami m i n (rys. 1) istnieje sztywne sprzężenie to przemieszczenia węzła n spowodują przemieszczenia węzła m , co w zapisie macierzowym można wyrazić w następującej formie

$$\bar{\delta}_m = \mathfrak{g} \bar{\delta}_n \quad (4.1)$$

gdzie macierz \mathfrak{g} przy założeniu niewielkich przemieszczeń (małych kątów obrotu) wynosi

$$\mathfrak{g} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & l_z & -l_y \\ 0 & 1 & 0 & -l_z & 0 & l_x \\ 0 & 0 & 1 & l_y & -l_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4.2)$$

a wprowadzone oznaczenia l_x, l_y, l_z są równe

$$l_x = \bar{x}_m - \bar{x}_n, \quad l_y = \bar{y}_m - \bar{y}_n, \quad l_z = \bar{z}_m - \bar{z}_n,$$

Tak więc w układzie o M węzłach, w którym przemieszczenia M - N węzłów są związane z przemieszczeniami węzłów sąsiednich zależnością (4.1), przemieszczenia $\bar{\delta}$ możemy wyrazić przez N niezależnych przemieszczeń $\bar{\delta}'$ jako [1]

$$\bar{\delta}_{M \times 1} = \Theta_{M \times N} \bar{\delta}'_{N \times 1}, \quad (4.3)$$

gdzie Θ — macierz koincydencji układu, mająca budowę prostokątnej macierzy pasmowej o elementach składających się z macierzy jednostkowych w przypadkach gdy $\bar{\delta}_m = \bar{\delta}_n$ lub macierzy w przypadku spełnienia relacji (4.1).

Wykorzystując (4.3) na etapie formułowania podstawowego równania równowagi metody elementów skończonych macierze sztywności i mas wynoszą

$$\begin{aligned} \bar{K}' &= \Theta^T \bar{K} \Theta, \\ \bar{M}' &= \Theta^T \bar{M} \Theta, \end{aligned} \quad (4.4)$$

Przytoczone postępowanie, zwane zwięźaniem obiektu, pozwala za pomocą równań (4.4) dokonać sprzężenia między elementami sztywnym i odkształcalnymi rozpatrywanej struktury.

5. Końcowy układ równań

Postępując w sposób analogiczny do omówionego w p. 2-3 w odniesieniu do wszystkich elementów rozpatrywanego układu i wykorzystując zasadę transformacji elementu belkowego opisaną w pracy [8] oraz ogólnie przyjęty proces agregacji, a następnie proces zwięzania obiektu zgodnie z p. 4 (równanie 4.4) ostatecznie otrzymamy

$$(\bar{K}' - \omega^2 \bar{M}') \bar{\delta}^0 = 0, \tag{5.1}$$

Zerowanie się wyznacznika charakterystycznego układu równań

$$\det(\bar{K}' - \omega^2 \bar{M}') = 0 \tag{5.2}$$

daje poszukiwane wartości częstości drgań własnych, a odpowiadające im wektory własne reprezentują postacie tych drgań.

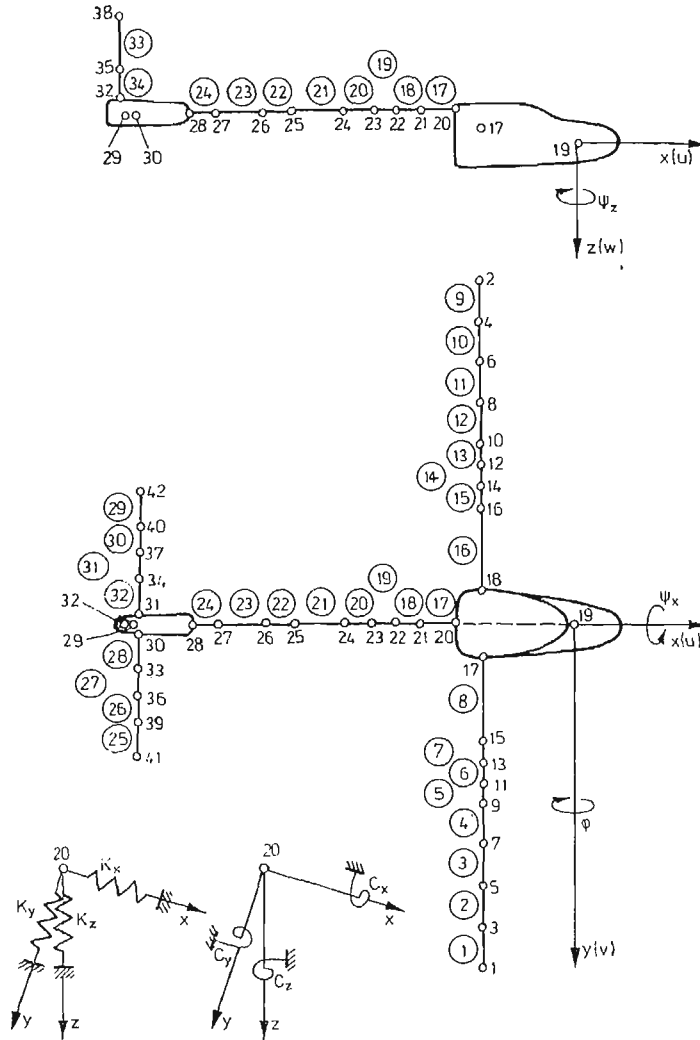
6. Analiza numeryczna

Opracowano algorytm numerycznych obliczeń, zredagowano program DSP1 w języku FORTRAN na EMC ODRA 1305. Sprawdzono poprawność działania programu oraz zbieżność opracowanej metody. Obliczenia testujące prowadzono na przykładzie hipotetycznego samolotu (stałe rozkłady mas i sztywności wzdłuż długości odkształcalnych zespołów), otrzymane wyniki porównywano z wynikami zamieszczonymi w pracach [4] ÷ [6].

Tabela 1

	k	CZĘSTOŚĆ [Hz]			Symetryczna postać	Niesymetr. postać
		Θ_1	Θ_2	Θ_3		
Częstości drgań podpór sprężystych	1	0,01702	0,053826	0,17011		*
	2	0,02238	0,070783	0,22373	*	
	3	0,025627	0,081086	0,25631	*	
	4	0,026936	0,085223	0,26940	*	
	5	0,031354	0,099253	0,31376		*
	6	0,037490	0,118460	0,37440		*
Częstości drgań od- kształcalnych zespo- łów	7	7,553	7,555	7,559	*	
	8	11,265	11,268	11,270		*
	9	12,771	12,773	12,775	*	
	10	15,005	15,005	15,005		*
	11	17,863	17,863	17,863		*
	12	19,211	19,211	19,211	*	
	13	19,833	19,833	19,833		*
	14	20,834	20,834	20,834		*
	15	21,499	21,499	21,499	*	

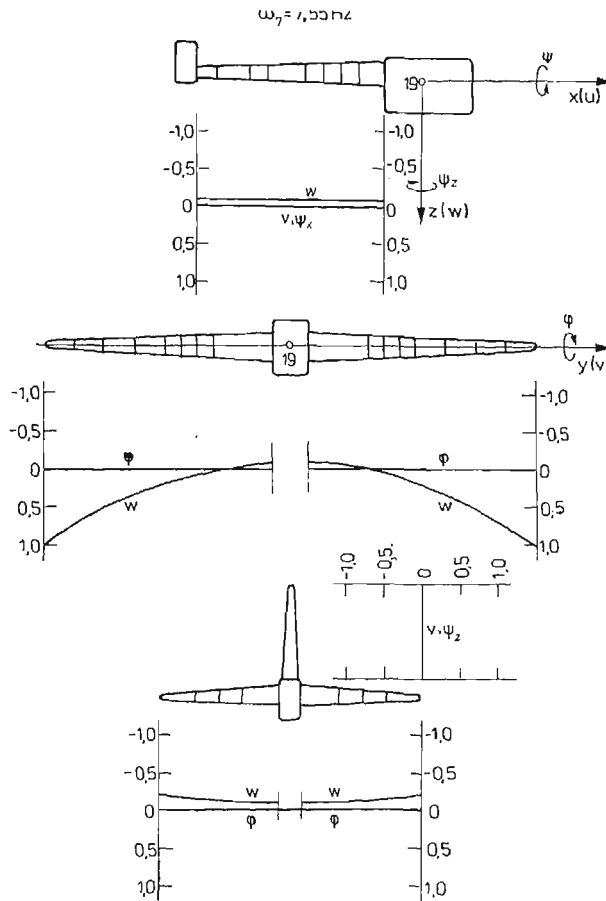
Przyjęto do obliczeń: $\Theta = \Theta(k_x, k_y, k_z, c_x, c_y, c_z)$; $\Theta_2 = \Theta_1 \cdot 10$; $\Theta_3 = \Theta_1 \cdot 100$



Rys. 3

Analizie numerycznej poddano samolot szkolno-bojowy z napędem odrzutowym. Wartości parametrów masowych i sztywnościowych przyjęto analogicznie jak w pracach [4] ÷ [6].

Odkształcalne zespoły samolotu podzielono na 34 elementy (rys. 3) o różnej długości, zależnie od rozkładów masy i sztywności. Całą konstrukcję podparto w węzle 20 — w pobliżu środka masy samolotu. Podparcie zamodelowano sześcioma sprężynami, trzema k_x, k_y, k_z — pracującymi na zginanie i trzema c_x, c_y, c_z — pracującymi na skręcanie. Przez realizację takiego podparcia w sposób „naturalny” spełniono warunek brzegowy. Wpływ sztywności sprężyn na częstotliwości drgań zespołów samolotu przedstawiono w tabeli 1. Z otrzymanych rezultatów widać, że zmiana sztywności podparcia ma jedynie wpływ na częstotliwości drgań masy przedniej części samolotu, natomiast wpływ na częstotliwości drgań



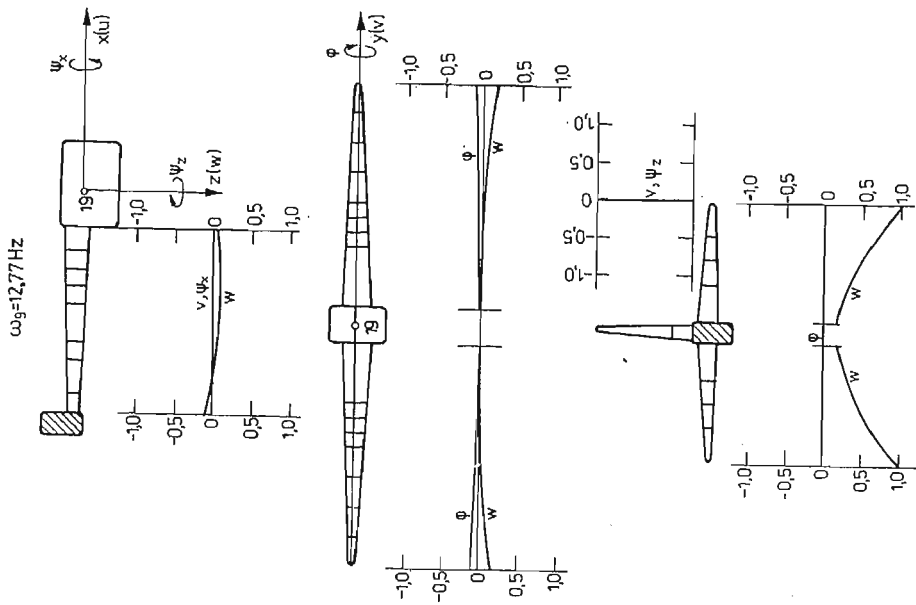
Rys. 4

zespołów odkształcalnych jest nieznaczący. Takie zachowanie konstrukcji zostało zapewnione przez dobranie odpowiednich sztywności podpór. W praktyce wymaganie to jest traktowane jako warunek minimum użyteczności stanowiska na którym prowadzone są badania rezonansowe samolotu.

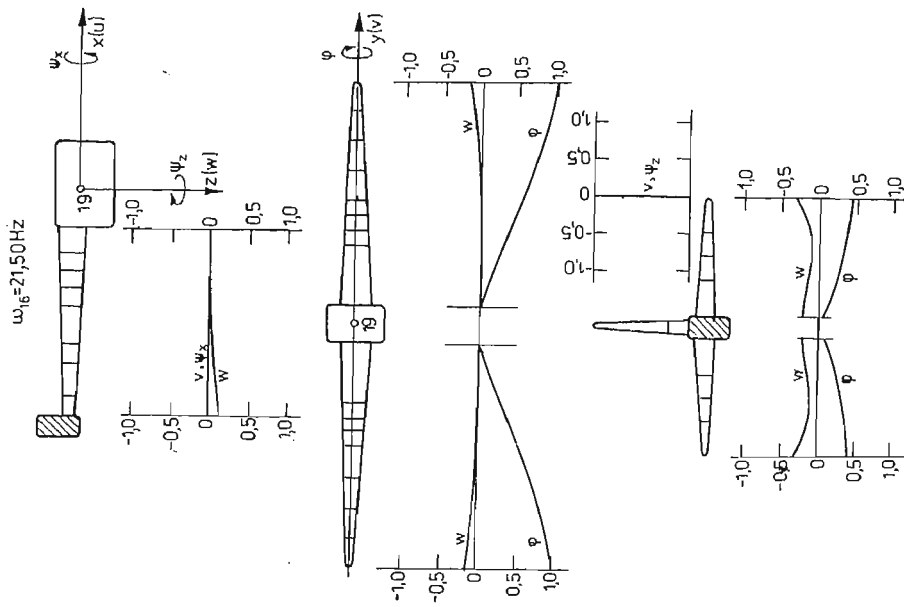
Na rys. 4÷6 przedstawiono wyniki obliczeń częstości ω_7 , ω_9 , ω_{15} i odpowiadających im postaci (pierwsze sześć częstości odpowiada drganiom masy przedniej części samolotu). Wykresy przedstawiają przebiegi linii ugięcia i skręcenia odkształcalnych zespołów samolotu.

W wyniku przeprowadzonych obliczeń można stwierdzić, że:

- $\omega_1 \div \omega_6$ — częstości drgań masy przedniej części samolotu;
 - ω_7 — jest pierwszą częstością drgań giętnych skrzydła w ruchu symetrycznym;
 - ω_9 — jest pierwszą częstością drgań giętnych usterzenia wysokości w ruchu symetrycznym;
 - ω_{15} — jest pierwszą częstością drgań skrętnych skrzydła w ruchu symetrycznym.
- Zaproponowana metoda jest bardzo skutecznym narzędziem obliczania częstości



Rys. 5



Rys. 6

i postaci drgań samolotu ze skrzydłami o dużym wydłużeniu. Wyniki obliczeń na EMC realizowane są szybko i dokładnie. Przedstawionym programem, stosując jednowymiarową dyskretyzację, można prowadzić obliczenia dowolnie przestrzennie rozgałęzionych konstrukcji samolotów.

Literatura

1. Z. DŻYGADŁO, I. NOWOTARSKI, *Statyczne obliczenia wirujących układów powłokowo-plytowych metodą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXX, 4, 1981.
2. Z. DŻYGADŁO, *Dynamiczny model wirującej niejednorodnej tarczy turbiny gazowej do analizy giętych drgań za pomocą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXVI, 3, 1977.
3. Z. DŻYGADŁO, A. OLEJNIK, *Zastosowanie metody elementów skończonych do analizy samowzbudnych i wymuszonych drgań wieloprzędowej powłoki cylindrycznej w optywie naddźwiękowym*. Biul. WAT, XXVIII, 7, 1979.
4. J. BŁASZCZYK, Z. DŻYGADŁO, *Dynamiczny model odkształcalnego samolotu do badania drgań własnych metodą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXVI, 4, 1977.
5. Z. DŻYGADŁO, J. BŁASZCZYK, *Analiza podłużnych drgań własnych odkształcalnego samolotu metodą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXVII, 7, 1978.
6. Z. DŻYGADŁO, J. BŁASZCZYK, *Numeryczna analiza sprzężonych podłużno-bocznych drgań własnych niesymetrycznego samolotu*. Biul. WAT XXXI, 3, 1982.
7. J. BŁASZCZYK, *Analiza podłużnych drgań własnych odkształcalnego samolotu z zewnętrznymi podwieszaniami metodą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXXI, 5, 1983.
8. J. SZMELTER i in., *Programy metody elementów skończonych*. Arkady, Warszawa 1973.

Резюме

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ ДЕФОРМИРУЕМОГО САМОЛЕТА ДЛЯ АНАЛИЗА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Представлен метод анализа частот и вида собственных колебаний упругого самолета. Способ анализа является обобщением методики разработанной в предыдущих работах [4 - 7] и опирается на применение одномерной дискретизации деформируемых конструкционных агрегатов при помощи метода конечных элементов в перемещениях.

Разработана динамическая модель телобалкового типа, для которой выведены уравнения динамического равновесия деформируемых и жестких частей самолета, а также приведены условия сопрягающие эти уравнения.

Разработана программа на языке ФОРТРАН IV для расчетов на машине Одра 1305.

Расчеты проведены для гипотетического самолета с постоянным распределением параметров вдоль длины деформируемых частей, а также при использовании данных учебного самолета с реактивным приводом.

На основе полученных результатов можно констатировать, что предлагаемый метод является эффективным инструментом расчета частот и видов собственных колебаний самолета.

S u m m a r y

APPLICATION OF A DISCRETE MODEL OF A DEFORMABLE AEROPLANE FOR NATURAL VIBRATION ANALYSIS

In this paper a method of numerical analysis of frequencies and modes of natural vibrations of a deformable aeroplane is presented. The method constitutes a generalization of that employed in Refs. [4 - 7].

A one — dimensional discretisation of deformable structural units is applied by making use of the displacement finite element technique.

A dynamic model composed of deformable beams and rigid bodies has been proposed. The equations of dynamic equilibrium for deformable and rigid parts of the aeroplane have been derived together with the conditions of the coupling between those equations.

The program is prepared in the FORTRAN IV language for calculations on the ODRA 1305 computer.

The calculations were performed for a hypothetical aircraft with constant distributions of parameters over the length of deformable units, and by using the data of a training jet — aircraft.

Making use of the results obtained it can be stated that the method suggested constitutes an effective instrument for calculating frequencies and forms of the aircraft natural vibrations.

Praca została złożona w Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku.

DYNAMIKA NIEAUTONOMICZNEGO PRZESTRZENNEGO RUCHU SAMOLOTU Z ODKSZTAŁCALNYMI UKŁADAMI STEROWANIA*

ZBIGNIEW DŻYGADŁO
ADAM KRZYŻANOWSKI

WAT

1. Wstęp

Samolot jest przestrzennym obiektem, poddanym w czasie lotu działaniu wymuszeń, wywołanych siłami pochodzącymi od odrzutu strzelających działek pokładowych, odpalania rakiet, zrzutu bomb, ładunków itp. W wyniku działania tych wymuszeń występują zmiany wszystkich parametrów, charakteryzujących ruch samolotu i jego konfigurację w przestrzeni.

Poznanie zjawisk występujących w wyniku działania na samolot zewnętrznych wymuszeń umożliwia opracowanie skutecznych sposobów kontrolowania powstałych zaburzeń ruchu. Znajomość efektów oddziaływań zewnętrznych na dynamikę przestrzennego ruchu może być wykorzystana podczas projektowania samolotów do optymalnego doboru parametrów urządzeń automatycznego sterowania, a także w procesie symulacji walki powietrznej w urządzeniu treningowym, umożliwiając bezpieczne szkolenie i nabywanie prawidłowych nawyków przez pilota.

Niniejsza praca jest rozwinięciem [1], [2], [3], [4] w przypadku zewnętrznych wymuszeń jawnie zależnych od czasu. Rozpatrzono w niej dynamikę nieautonomicznego przestrzennego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania i ruchomymi ważkami sterami.

Wyznaczono pełny, nieliniowy układ równań przestrzennego ruchu z uwzględnieniem sprężystości i tłumienia w układach sterowania oraz niewyważenia lotek, steru wysokości i steru kierunku i przy wprowadzeniu zewnętrznych wymuszeń zależnych od czasu.

Opracowano program do numerycznego całkowania równań metodą Runge-Kutta-Gilla.

Przyjęto, że ustalony ruch został zaburzony serią impulsów pochodzących od strzelania z działka pokładowego zamontowanego na samolocie.

* Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w Lotnictwie” — Warszawa 19 I 1984 r.

Zbadano wpływ zewnętrznych wymuszeń na dynamikę przestrzennego ruchu samolotu przy ustalonych współczynnikach sztywności i tłumienia w układach sterowania.

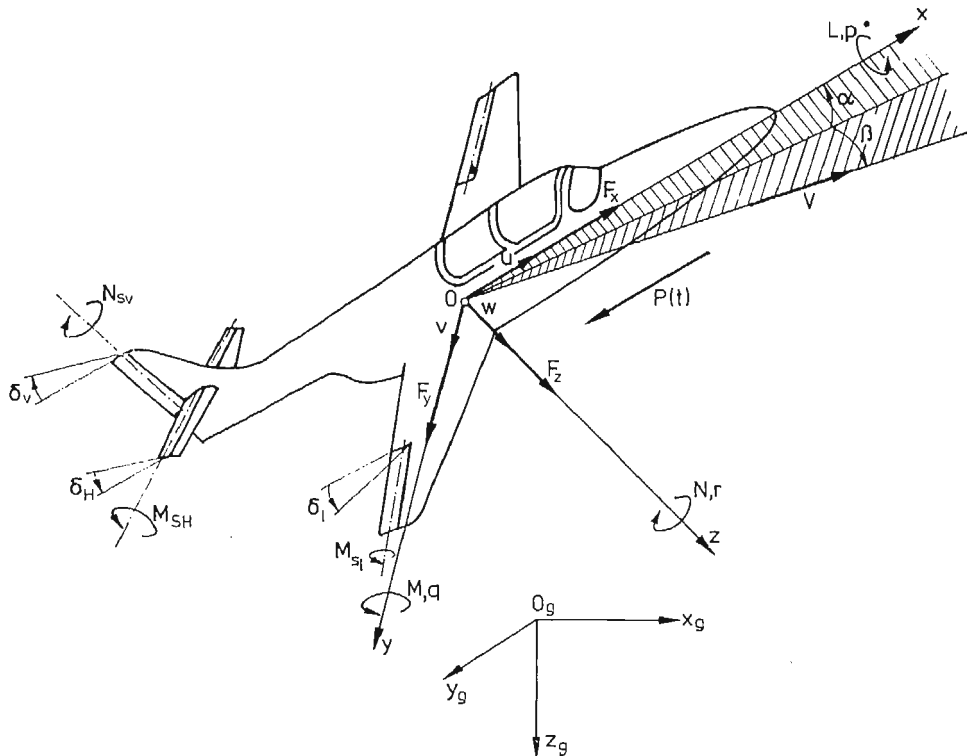
Przeprowadzono także numeryczną analizę wpływu sztywności i tłumienia w układach sterowania na dynamikę przestrzennego ruchu samolotu.

2. Sformułowanie problemu

Rozpatrzymy przestrzenny ruch samolotu o napędzie odrzutowym. Przyjęto, że niezaburzony lot odbywa się ze stałą prędkością postępową V_0 w pionowej płaszczyźnie, która pokrywa się z płaszczyzną symetrii samolotu. Równania ruchu zapisano posługując się układem osi centralnych z samolotem $Oxyz$ (rys. 1).

Założono, że samolot jest sztywną bryłą, ale układy sterowania lotkami, sterem wysokości i sterem kierunku są odkształcalne.

W związku z tym w czasie lotu, lotki, ster wysokości i ster kierunku mogą wychylać się pod wpływem sił aerodynamicznych i bezwładności. Dodatkowo zwroty sił i momentów działających na samolot, prędkości kątowych samolotu względem poszczególnych osi oraz momentów zawiasowych sterów i kątów ich obrotu przyjęto tak, jak pokazano na rys. 1.



Rys. 1

Schematy odkształcalnych układów sterowania lotkami, sterem wysokości i sterem kierunku przedstawiono w pracy [4].

Przyjęto, że ustalony ruch jest zaburzony siłą zewnętrzną $P = P(t)$ działającą na samolot.

Równania ruchu mają postać:

$$\begin{aligned}
 m \left(\frac{du}{dt} + qw - rv \right) &= F_x; \\
 m \left(\frac{dv}{dt} + ru - pw \right) &= F_y; \\
 m \left(\frac{dw}{dt} + pv - qu \right) &= F_z; \\
 I_x \frac{dp}{dt} + (I_z - I_y)qr - I_{xz} \left(\frac{dr}{dt} + pq \right) &= L; \\
 I_y \frac{dq}{dt} + (I_x - I_z)pr + I_{xz}(p^2 - r^2) + I_w \omega_w r &= M; \\
 I_z \frac{dr}{dt} + (I_y - I_x)pq - I_{xz} \left(\frac{dp}{dt} - qr \right) - I_w \omega_w q &= N;
 \end{aligned} \tag{2.1a}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d\Phi}{dt} &= p + (q \sin \Phi + r \cos \Phi) \operatorname{tg} \Theta; \\
 \frac{d\Theta}{dt} &= q \cos \Phi - r \sin \Phi; \\
 \frac{d\Psi}{dt} &= \frac{1}{\cos \Theta} (q \sin \Phi + r \cos \Phi); \\
 \frac{dx_g}{dt} &= u \cos \Theta \cos \Psi + v (\sin \Phi \sin \Theta \cos \Psi - \cos \Phi \sin \Psi) + w (\cos \Phi \sin \Theta \cos \Psi + \sin \Phi \sin \Psi); \\
 \frac{dy_g}{dt} &= u \cos \Theta \sin \Psi + v (\sin \Phi \sin \Theta \sin \Psi + \cos \Phi \cos \Psi) + w (\cos \Phi \sin \Theta \sin \Psi - \sin \Phi \cos \Psi); \\
 \frac{dz_g}{dt} &= -u \sin \Theta + v \sin \Phi \cos \Theta + w \cos \Phi \cos \Theta;
 \end{aligned} \tag{2.1b}$$

$$\begin{aligned}
 2I_1 \frac{d^2 \delta_l}{dt^2} + 2m_l e_l \left(\frac{du}{dt} + qw - rv \right) &+ -I_1 \sin 2\delta_l p^2 + 2m_l e_l \sin \delta_l q^2 + \\
 &+ (I_1 \sin 2\delta_l + 2m_l e_l s_l \sin \delta_l) r^2 + \\
 &+ 2m_l e_l y_l \cos \delta_l \frac{dp}{dt} + 2m_l e_l y_l \cos \delta_l r q + \\
 &+ c_l \frac{d\delta_l}{dt} + \kappa_l \delta_l = M_{sl} + M_{slz};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{sH} \frac{d^2 \delta_H}{dt^2} + m_{sH} e_H \left[\left(\frac{du}{dt} + qw - rv \right) \sin \delta_H + \left(\frac{dw}{dt} + pv - qu \right) \cos \delta_H \right] + \\
+ [I_{sH} + m_{sH} e_H (s_H \cos \delta_H + z_H \sin \delta_H)] \frac{dq}{dt} + \\
+ m_{sH} e_H (s_H \sin \delta_H - z_H \cos \delta_H) q^2 + \\
+ \left(\frac{1}{2} I_{sH} \sin 2\delta_H + m_{sH} e_H s_H \sin \delta_H \right) r^2 + \\
- [I_{sH} \cos 2\delta_H + m_{sH} e_H (s_H \cos \delta_H - z_H \sin \delta_H)] pr + \\
+ c_H \frac{d\delta_H}{dt} + \kappa_H \delta_H = M_{sH} + M_{sHz} + Q_{sH} e_H \cos(\Theta + \delta_H) \cos \Phi; \tag{2.1c}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{sV} \frac{d^2 \delta_V}{dt^2} + m_{sV} e_V \left[\left(\frac{du}{dt} + qw - rv \right) \sin \delta_V - \left(\frac{dv}{dt} + ru - pw \right) \cos \delta_V \right] + \\
+ (I_{sV} + m_{sV} e_V s_V \cos \delta_V) \frac{dr}{dt} + m_{sV} e_V s_V \sin \delta_V (r^2 + q^2) + \\
+ m_{sV} e_V z_V \left(\frac{dp}{dt} \cos \delta_V + \frac{dq}{dt} \sin \delta_V \right) + \\
+ m_{sV} e_V z_V (p \sin \delta_V - q \cos \delta_V) r - \frac{1}{2} I_{sV} \sin 2\delta_V (p^2 - q^2) + \\
+ (I_{sV} \cos 2\delta_V + m_{sV} e_V s_V \cos \delta_V) pq + c_V \frac{d\delta_V}{dt} + \kappa_V \delta_V = \\
= N_{sV} + N_{sVz} + Q_{sV} e_V \cos \delta_V \cos \Theta \sin \Phi. \tag{2.1c}
\end{aligned}$$

Równania (2.1a) opisują ruch samolotu, (2.1b) są związkami kinematycznymi opisującymi zależności pomiędzy pochodnymi kątów przechylenia, pochylenia i odchylenia samolotu a rzutami prędkości kątowej oraz zależności między parametrami kinematycznymi ruchu samolotu i współrzędnymi toru lotu, zaś (2.1c) są równaniem ruchu lotek, steru wysokości i steru kierunku.

Wypadkowe sił i momentów aerodynamicznych oraz momentów zawiasowych przedstawiono w postaci:

$$\begin{aligned}
F_x &= T + P_x - Q \sin \Theta - P(t); \\
F_y &= P_y + Q \sin \Phi \cos \Theta; \\
F_z &= P_z + \Theta \cos \Phi \cos \Theta; \\
L &= L_{st} + L^p p + L^r r + L^{\delta_1} \delta_1 + L^{\delta_V} \delta_V + L^{\dot{\delta}_1} \dot{\delta}_1 + L^{\dot{\delta}_V} \dot{\delta}_V; \\
M &= M_{st} + M^q q + M^{\dot{\alpha}} \dot{\alpha} + M^{\delta_H} \delta_H + M^{\dot{\delta}_H} \dot{\delta}_H + M_T + P(t) z_d; \\
N &= N_{st} + N^r r + N^p p + N^{\delta_V} \delta_V + N^{\delta_1} \delta_1 + N^{\dot{\delta}_V} \dot{\delta}_V + N^{\dot{\beta}} \dot{\beta} + P(t) y_d; \\
M_{st} &= M_{sto} + M_{st}^p p + M_{st}^r r + M_{st}^{\delta_1} \delta_1 + M_{st}^{\dot{\delta}_1} \dot{\delta}_1 + M_{stz}; \\
M_{sH} &= M_{sHo} + M_{sH}^q q + M_{sH}^{\dot{\alpha}} \dot{\alpha} + M_{sH}^{\delta_H} \delta_H + M_{sH}^{\dot{\delta}_H} \dot{\delta}_H + M_{sHz}; \\
N_{sV} &= N_{sVo} + N_{sV}^p p + N_{sV}^r r + N_{sV}^{\delta_V} \delta_V + N_{sV}^{\dot{\delta}_V} \dot{\delta}_V + N_{sVz}; \tag{2.2}
\end{aligned}$$

Oznaczenia użyte w równaniach (2.1) o (2.2) oraz pozostałe zależności niezbędne do rozwiązania tego układu równań przedstawiono w [4] i [5].

Równania (2.1) i (2.2) stanowią układ nieautonomicznych nieliniowych równań przestrzennego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania lotkami, sterem wysokości i sterem kierunku.

Umożliwiają one przeprowadzenie analizy dynamiki ruchu samolotu przy wymuszeniu zewnętrznym zmiennym w czasie, z uwzględnieniem odkształcalności układów sterowania, niewyważenia sterów i szeregu innych parametrów.

3. Numeryczna analiza wpływu wymuszeń zewnętrznych na dynamikę przestrzennego ruchu samolotu

Numeryczną analizę dynamiki nieautonomicznego przestrzennego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania i ruchomymi ważkimi sterami przeprowadzono na przykładzie szkolno-treningowego samolotu odrzutowego TS-11 „Iskra”. Dane geometryczne, masowe i bezwładnościowe samolotu przyjęto takie same jak w [4] i [5], zaś aerodynamiczne charakterystyki otrzymane w wyniku badań tunelowych oraz obliczeń teoretycznych aproksymowano wielomianami algebraicznymi o postaci podanej w [4].

Do numerycznej analizy wpływu zewnętrznych wymuszeń na dynamikę przestrzennego ruchu samolotu przyjęto przykładowe wartości impulsu siły odrzutu działka pokładowego oraz jego szybkostrzelność, przy założeniu, że działko zamontowane jest niesymetrycznie w prawej części kadłuba.

Ponieważ znana jest wielkość maksymalnej siły odrzutu działka i jego szybkostrzelność, a nie znano rzeczywistego rozkładu siły w czasie, przyjęto do badania trzy rodzaje przebiegu siły wymuszającej $P = P(t)$.

$$\begin{aligned}
 \text{a) } & P(t) = P_0 |\sin \omega t|; \\
 \text{b) } & P(t) = \frac{1}{2} P_0 (1 - \cos \omega_1 t); \\
 \text{c) } & P(t) = P_0 \sin \omega_1 t; \quad \text{dla } \sin \omega_1 t > 0 \\
 & P(t) \equiv 0; \quad \text{dla } \sin \omega_1 t < 0 \\
 & \omega_1 = 2\omega
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Założono, że siła $P(t)$ działa w skończonym przedziale czasu

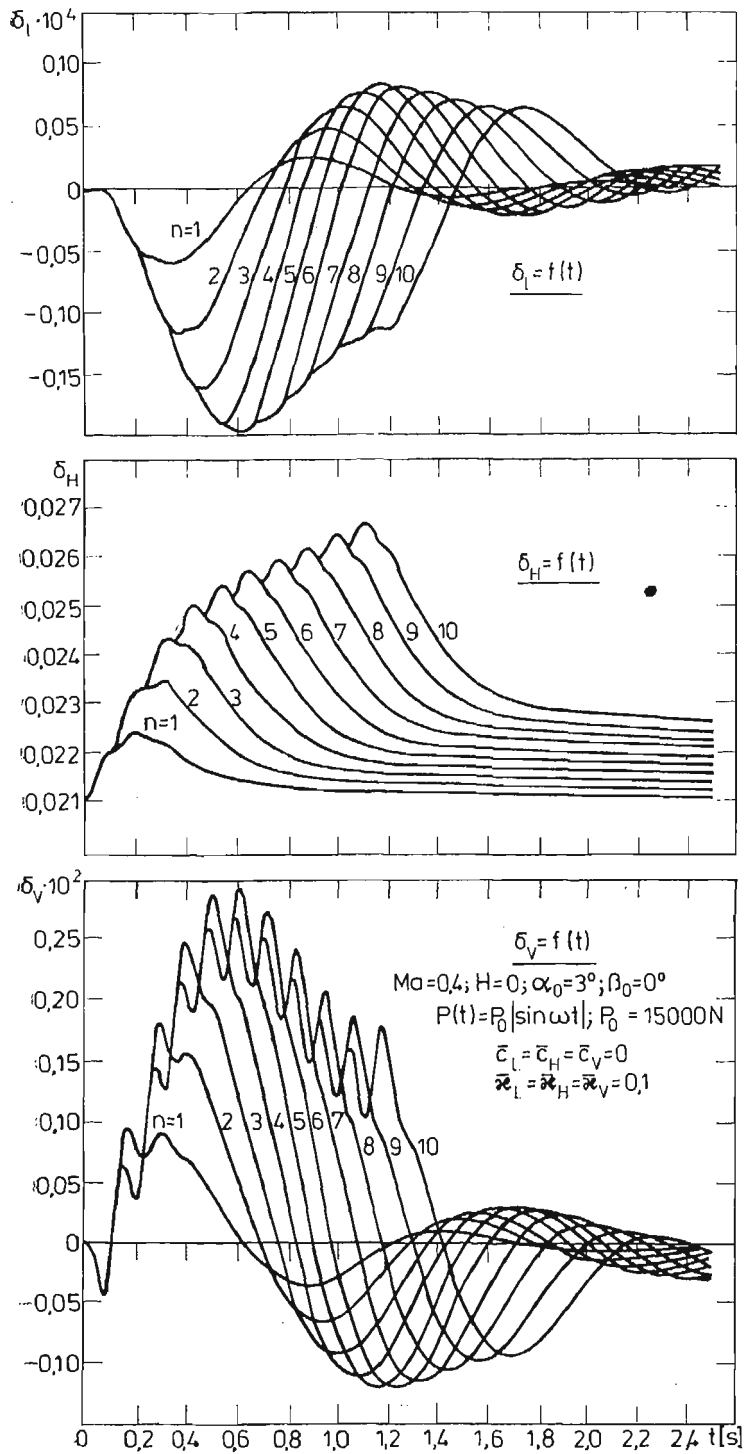
$$0 < t < nT$$

oraz

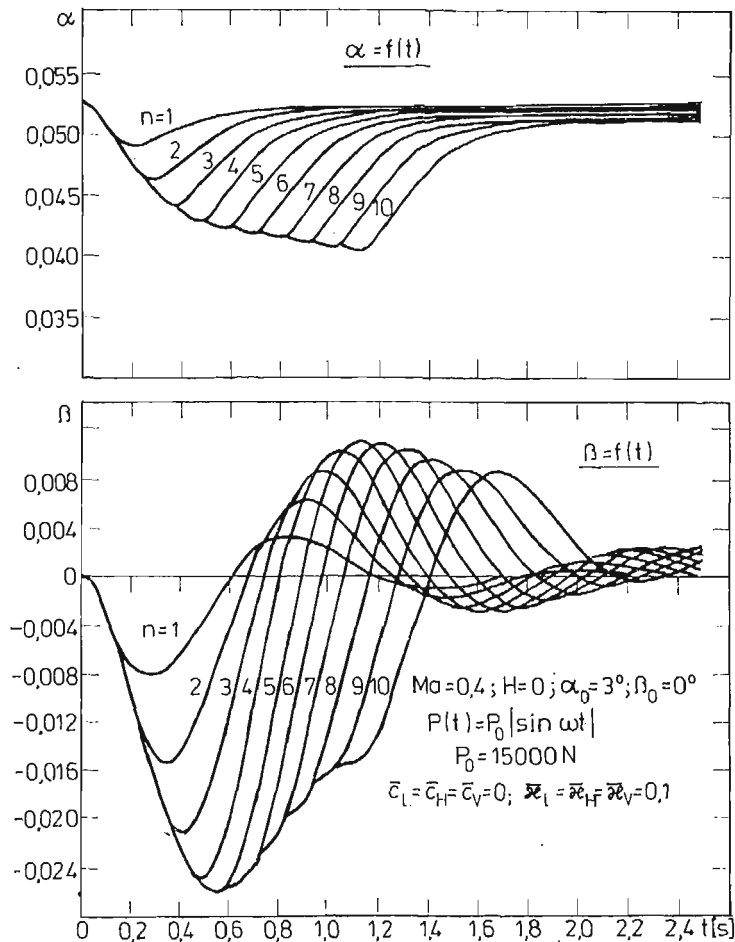
$$P(t) \equiv 0 \quad \text{dla} \quad t \geq nT$$

gdzie: n — liczba strzałów w serii,

$$T = \frac{\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\omega_1} \text{ — okres siły wymuszającej.}$$



Rys. 2

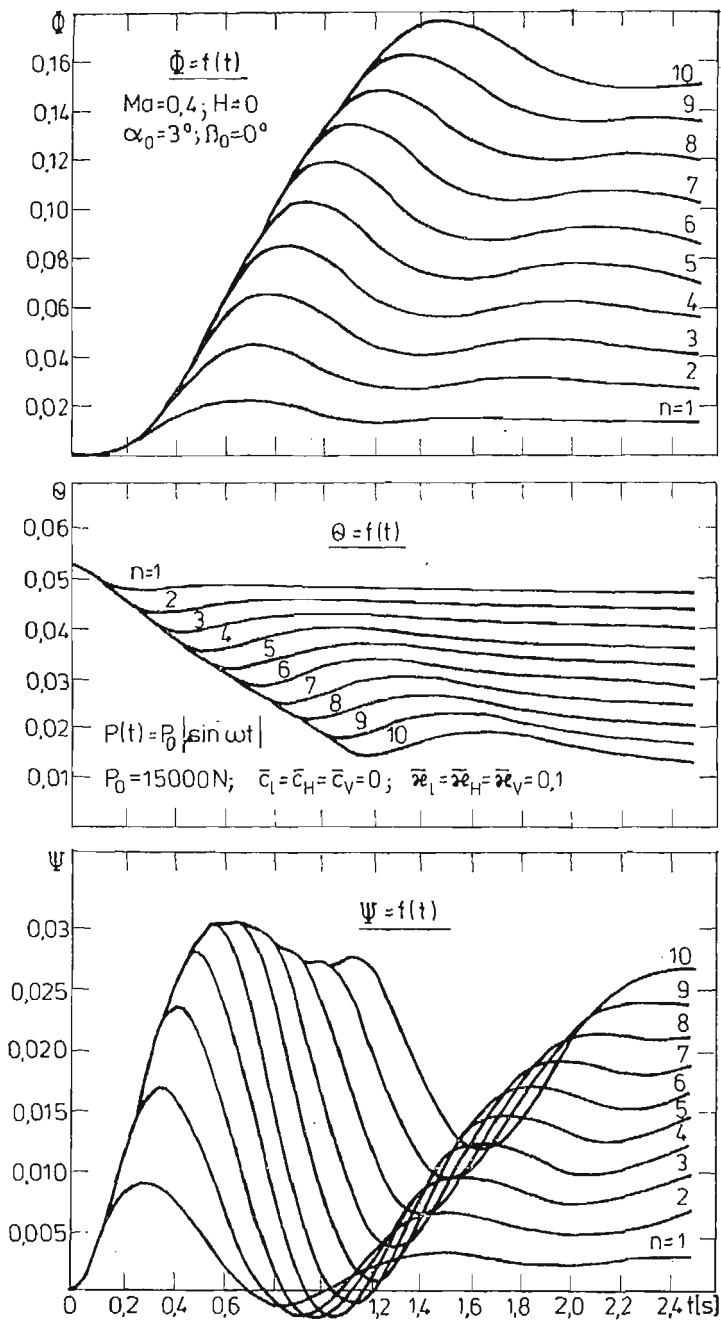


Rys. 3

Numeryczną analizę wpływu wymuszeń zewnętrznych (3.1) na dynamikę ruchu samolotu przeprowadzono dla lotu na wysokości $H \approx 0$ m, z prędkością odpowiadającą liczbie Macha $Ma = 0,4$, na kącie natarcia $\alpha_0 = 3^\circ$ bez ślizgu początkowego $\beta_0 = 0$, przy ustalonych współczynnikach sztywności ($\bar{x}_l = \bar{x}_H = \bar{x}_V = 0,1$) i tłumienia ($\bar{c}_l = \bar{c}_H = \bar{c}_V = 0$) w układach sterowania. Zbadano wpływ liczby impulsów przy maksymalnej sile wymuszającej $P_0 = 15000$ N i czasie trwania impulsu $T = t_{imp} = 0,112$ s.

Z analizy wykresów parametrów przestrzennego ruchu samolotu wynika, że charakter zmian poszczególnych parametrów dla zbadanych trzech przypadków wymuszeń jest analogiczny. Najmniejsze wartości zaburzeń parametrów ruchu uzyskano dla przypadku wymuszenia (3.1b) t.j. $P(t) = \frac{1}{2} P_0 (1 - \cos \omega_1 t)$.

Wynika to z faktu, że porównanie przeprowadzono przy stałej maksymalnej sile wymuszającej $P_0 = 15000$ N. Impuls pochodzący od wymuszenia (3.1b) jest wtedy mniejszy od dwóch pozostałych.



Rys. 4

Przeprowadzono także badania dla tej samej wartości impulsu przy wymuszeniu $P_1(t) = P_{01}|\sin\omega t|$ i $P_2(t) = \frac{1}{2}P_{02}(1 - \cos\omega_1 t)$

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^{t_k} P_1(t) dt = \int_0^{t_k} P_{01}|\sin\omega t| dt; \\ I_2 &= \int_0^{t_k} P_2(t) dt = \int_0^{t_k} P_{02}(1 - \cos\omega_1 t) dt; \\ I_1 &= I_2 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Z numerycznej analizy wynika, że przy tej samej wielkości impulsu uzyskuje się wyniki jakościowo i ilościowo identyczne dla obu przypadków wymuszeń. W związku z tym w pracy tej ograniczymy się do podania przykładowych wyników obliczeń przy wymuszeniu $P(t) = P_0|\sin\omega t|$, w postaci wykresów obrazujących zmianę parametrów ruchu w czasie dla $n = 1 \div 10$ impulsów w serii.

Na rys. 2 pokazano zmianę kątów wychylenia lotek, steru wysokości i steru kierunku.

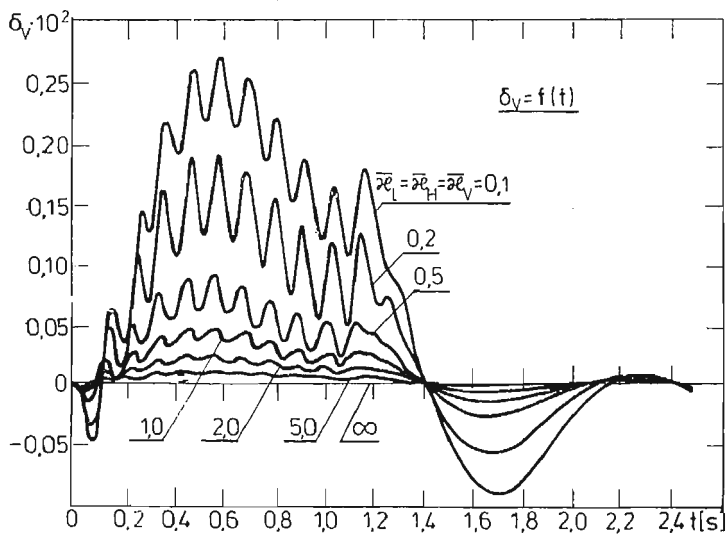
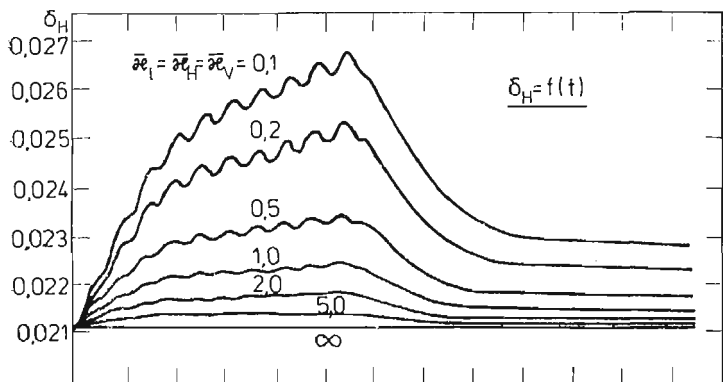
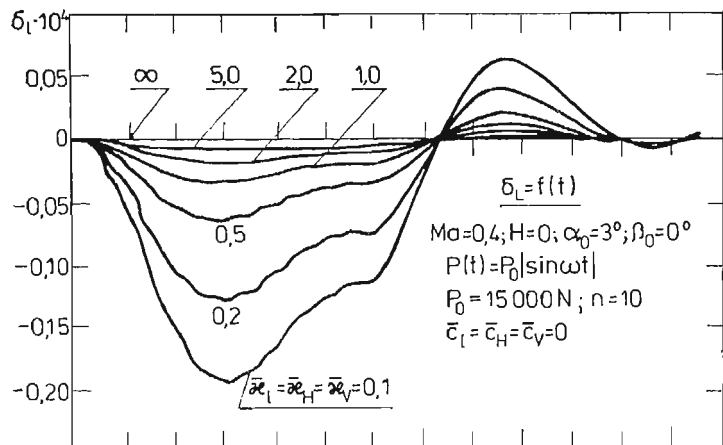
Przebiegi zmian kąta wychylenia lotek i steru kierunku mają charakter oscylacyjny, silnie tłumiony po zakończeniu działania wymuszenia. Maksymalne odchylenia od wartości początkowych występują dla $n = 5$ impulsów. Zaburzenie kąta wychylenia steru wysokości rośnie wraz ze wzrostem liczby impulsów, a po zakończeniu działania wymuszenia ma charakter długookresowego ruchu odbywającego się wokół położenia równowagi.

Na rys. 3 i 4 przedstawiono zmianę kątów natarcia i ślizgu oraz przechylenia, pochylenia i odchylenia samolotu. Zaburzenia kątów natarcia, pochylenia i przechylenia rosną wraz ze wzrostem liczby impulsów. Po zakończeniu działania wymuszenia parametry te zmierzają do wartości początkowych w długookresowym ruchu. Przebiegi kątów ślizgu i odchylenia samolotu mają charakter ruchów oscylacyjnych, przy czym maksymalne odchylenie od warunków równowagi występuje przy $n = 5$ impulsów.

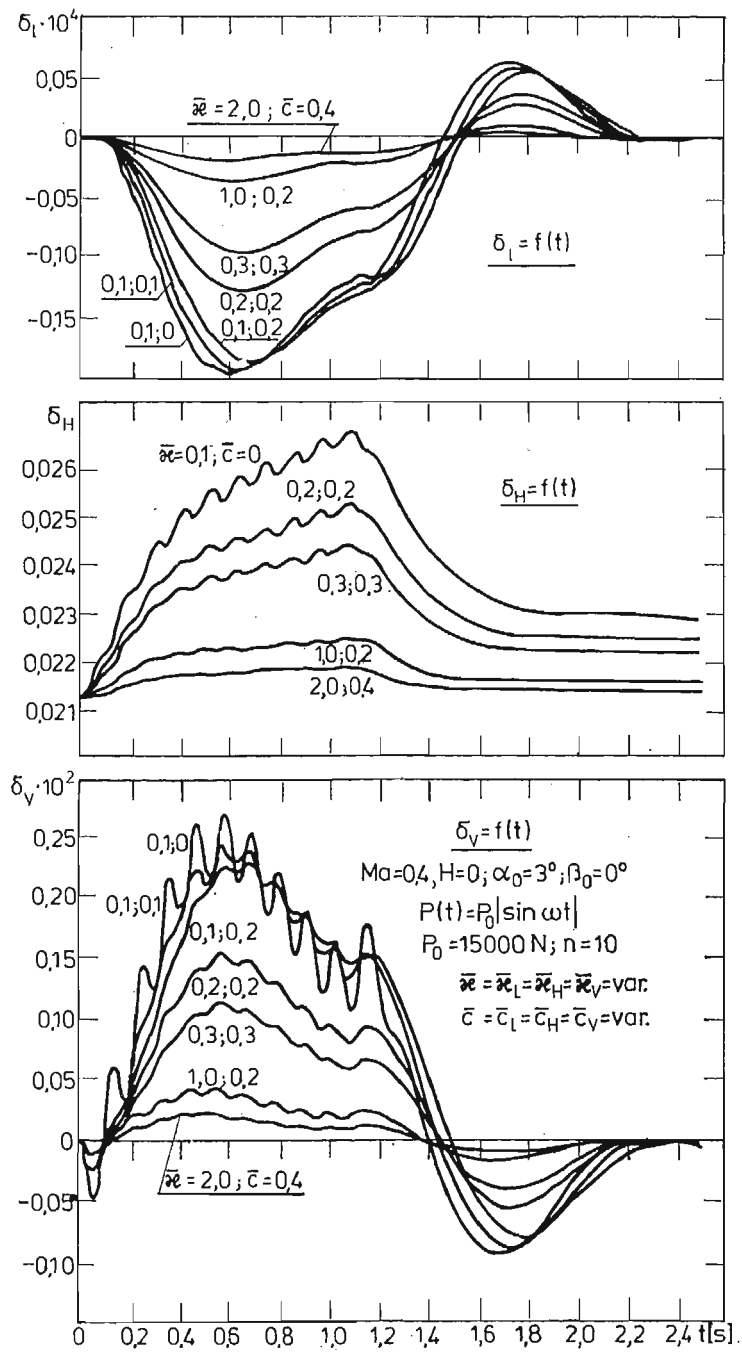
Z analizy wpływu wymuszenia zewnętrznego na dynamikę przestrzennego ruchu samolotu wynika, że wielkość serii impulsów wywiera wpływ nie tylko na zmianę parametrów ruchu samolotu, lecz także wywołuje zaburzenia pulsujące sterów o częstości równej częstości wymuszenia, które poprzez układy sterowania przenoszą się na dźwignie sterowe utrudniając pilotowanie samolotu.

4. Analiza wpływu sztywności i tłumienia w układach sterowania przy ustalonym wymuszeniu zewnętrznym na dynamikę przestrzennego ruchu samolotu

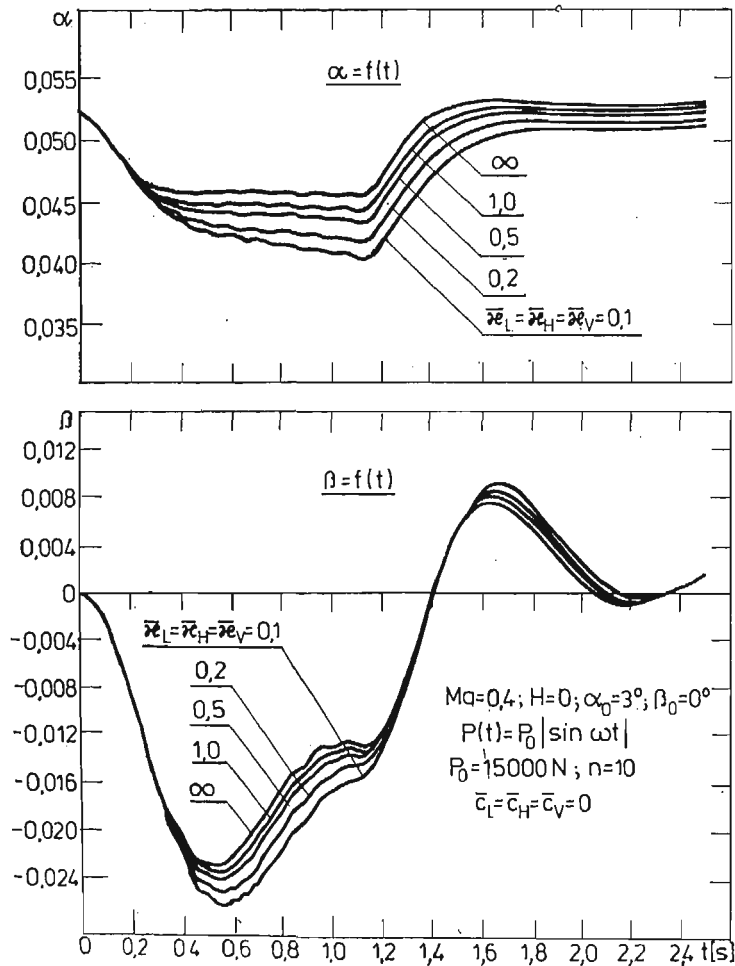
Badania przeprowadzono dla przedstawionych warunków lotu. Obliczenia wykonano dla względnych wartości współczynników sztywności i tłumienia w układach sterowania $\bar{\kappa}_l = \bar{\kappa}_H = \bar{\kappa}_v = 0,1 \div \infty$ i $\bar{c}_l = \bar{c}_H = \bar{c}_v = 0 \div 1,0$ oraz wymuszenia $P(t) = P_0|\sin\omega t|$ dla $P_0 = 15000 N$, $n = 10$ impulsów w serii i $t_{imp} = 0,112 s$. Przykładowe wyniki badań wpływu sztywności i tłumienia w układach sterowania na kąty wychylenia sterów i parametry ruchu samolotu w czasie pokazano na rys. 5÷7.



Rys. 5



Rys. 6



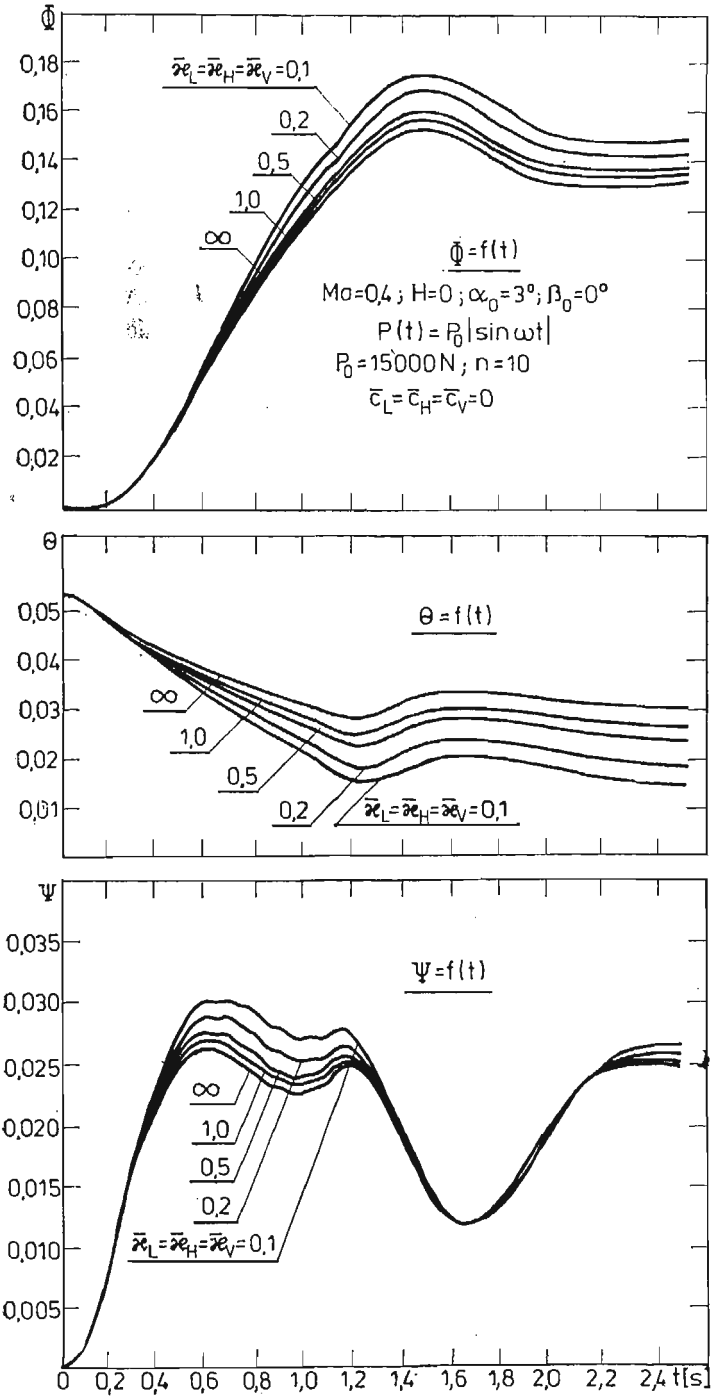
Rys. 7

Na rys. 5 przedstawiono zmianę kąta wychylenia lotek, steru wysokości i steru kierunku w czasie dla względnych współczynników sztywności $\bar{\kappa}_l = \bar{\kappa}_H = \bar{\kappa}_V = 0,1; 0,2; 0,5; 1; 2; 5; \infty$ przy tłumieniu $\bar{c}_l = \bar{c}_H = \bar{c}_V = 0$ i wyważonych hstatycznie sterach $e_l = e_H = e_V = 0$.

Wzrost sztywności układów sterowania przy $\bar{c}_l = \bar{c}_H = \bar{c}_V = 0$ powoduje zmniejszenie amplitudy i pulsacji wahań sterów, przy czym pulsacje te odbywają się z częstotliwością odpowiadającą częstotliwości wymuszenia. Przy $\bar{\kappa}_l = \bar{\kappa}_H = \bar{\kappa}_V = 5,0$ przebiegi krzywych są gładkie i bliskie przypadkowi nieskończone sztywnych układów sterowania.

Na rys. 6 pokazano jednoczesny wpływ sztywności i tłumienia na kąty wychylenia sterów. Wzrost tłumienia w układach sterowania przy małej sztywności $\bar{\kappa}_l = \bar{\kappa}_H = \bar{\kappa}_V = 0,1$ nieznacznie zmniejsza amplitudy oraz wygładza pulsacje zmian kątów wychylenia sterów.

Jednoczesny wzrost sztywności i tłumienia w układach sterowania sumarycznie wpływa na zmniejszenie amplitudy i oscylacji wahań sterów.



Rys. 8

Na rys. 7 i 8 pokazano wpływ sztywności w układach sterowania na kąty natarcia i ślizgu oraz przechylenia, pochylenia i odchylenia samolotu. Wzrost sztywności w układach sterowania powoduje zmniejszenie zaburzeń kątów α , β , Φ , Θ i Ψ , przy czym większy wpływ obserwuje się dla współczynników sztywności w przedziale $\bar{\kappa}_I = \bar{\kappa}_H = \bar{\kappa}_V = 0,1 \div 1,0$ i bardzo mały w zakresie $\bar{\kappa}_I = \bar{\kappa}_H = \bar{\kappa}_V = 1,0 - \infty$.

Wpływ tłumienia w układach sterowania na wymienione parametry ruchu jest bardzo nieznaczny i dlatego na wykresach nie przedstawiono tych przebiegów w zależności od tłumienia.

Reasumując należy podkreślić, że dobór optymalnych wartości sztywności i tłumienia w układach sterowania może mieć istotny wpływ nie tylko na wahania sterów i dźwigni sterowania w czasie działania zewnętrznego wymuszenia, ale także na zmniejszenie zaburzeń parametrów ruchu samolotu.

5. Uwagi końcowe

Dynamikę nieautonomicznego przestrzennego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania zbadano w przypadku zewnętrznych wymuszeń zależnych od czasu. Wyznaczono odpowiedź układu na działanie serii impulsów w zależności od szeregu parametrów.

W wyniku analizy ustalono, że:

1. Nieautonomiczny ruch jest ruchem złożonym, w którym ruch wymuszony zewnętrznymi obciążeniami nakłada się na ruchy własne a po zakończeniu działania wymuszeń zmiany parametrów przyjmują postać ruchów własnych.

2. Długość serii impulsów przy ich ustalonej wielkości ma istotny wpływ na zaburzenie parametrów przestrzennego ruchu. Im liczba impulsów w serii większa, tym większe są odchylenia parametrów ruchu od ich wartości w ustalonym ruchu i dłuższy czas powrotu do wyjściowych warunków lotu. Wielkość serii wywiera wpływ nie tylko na zmiany parametrów ruchu samolotu, lecz także wywołuje zaburzenia pulsacyjne sterów o częstości równej częstości wymuszenia, które poprzez układy sterowania przenoszą się na dźwignie sterowe i utrudniają pilotowanie.

3. Wzrost sztywności i tłumienia w układach sterowania wywiera istotny wpływ nie tylko na pulsację sterów i dźwigni sterowania, lecz także powoduje zmniejszenie zaburzeń parametrów nieautonomicznego przestrzennego ruchu samolotu. Można określić optymalne wartości $\kappa(\kappa_I, \kappa_H, \kappa_V)$ i $c(\bar{c}_I, \bar{c}_H, \bar{c}_V)$, przy których odchylenia parametrów ruchu samolotu są zbliżone do wartości przy nieskończonej sztywności układów sterowania, zwiększając w ten sposób sterowalność samolotu i likwidując wibracje dźwigni sterowania.

Literatura

1. Z. DŻYGADŁO, A. KRZYŻANOWSKI, *Dynamika podłużnego ruchu samolotu z odkształcalnym układem sterowania*. Biul. WAT XXXI, 5, 1982.
2. Z. DŻYGADŁO, A. KRZYŻANOWSKI, *Dynamika nieautonomicznego podłużnego ruchu samolotu z odkształcalnym układem sterowania*. Biul. WAT, XXXI, 10, 1982.

3. Z. DŻYGADŁO, A. KRZYŻANOWSKI, *Dynamika nieautonomicznego przestrzennego ruchu samolotu z nieruchomymi układami sterowania*. Biul. WAT, XXXI, 12, 1982.
4. Z. DŻYGADŁO, A. KRZYŻANOWSKI, *Dynamika przestrzennego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania*. Biul. WAT, XXXII, 5, 1983.
5. A. KRZYŻANOWSKI, *Dynamika nieautonomicznego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania*. Rozprawa doktorska, WAT, Warszawa, 1982.

Р е з ю м е

ДИНАМИКА НЕАВТОНОМНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ДВИЖЕНИЯ
САМОЛЕТА С ДЕФОРМИРУЕМЫМИ СИСТЕМАМИ УПРАВЛЕНИЯ

Рассмотрена динамика пространственного движения самолета с деформируемыми системами управления и подвижными вескими поверхностями управления (элероны, руль высоты и руль направления) в случае внешнего вынуждения в виде серии импульсов, действующих на самолет в конечном интервале времени.

Применена полная нелинейная система уравнений пространственного движения самолета совместно с уравнениями движения элеронов, руля высоты и руля направления с учетом внешних воздействий явно зависящих от времени.

Разработана программа для численного интегрирования уравнений методом Рунге-Кутты-Гилла.

Исследовано влияние внешнего вынуждения, при установленных значениях коэффициентов жесткости и затухания в системах уравнения, на динамику пространственного движения самолета. Проведен также численный анализ влияния жесткости и затухания в системах управления, а также резонансный анализ колебаний рулей и их влияния на динамику движения самолета при внешних вынуждениях.

S u m m a r y

DYNAMICS OF NON-AUTONOMOUS SPATIAL MOTION OF AN AEROPLANE WITH
A DEFORMABLE CONTROL SYSTEM

Spatial-motion dynamics was studied of an aircraft with deformable controls and movable ponderable control surfaces (ailerons, elevator and rudder) in the case of the external force in the form of pulses acting upon the aircraft in a finite time interval.

A full nonlinear set of equations of the aircraft spatial motion was employed along with the equations of motion of the ailerons, the elevator and the rudder on consideration of external actions explicitly time-dependent. A program was prepared for numerical integration of the equations by the Runge-Kutt-Gill method.

The effect was studied of the external force at fixed values of the rigidity and damping coefficients in the control systems upon the spatial motion dynamics of the aircraft. A numerical analysis was also performed of the effect of rigidity and damping in the control systems, as well as a resonance analysis of vibrations of the control surfaces and of their effect upon the aircraft motion dynamics at external forces.

Praca złożona w Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku.

WPLYW PARAMETRÓW KONSTRUKCYJNYCH PIASTY NA CHARAKTERYSTYKI DYNAMICZNE ŁOPATY WIRNIKA NOŚNEGO ŚMIGŁOWCA*

WIESŁAW SOBIERAJ

WAT

1. Wstęp

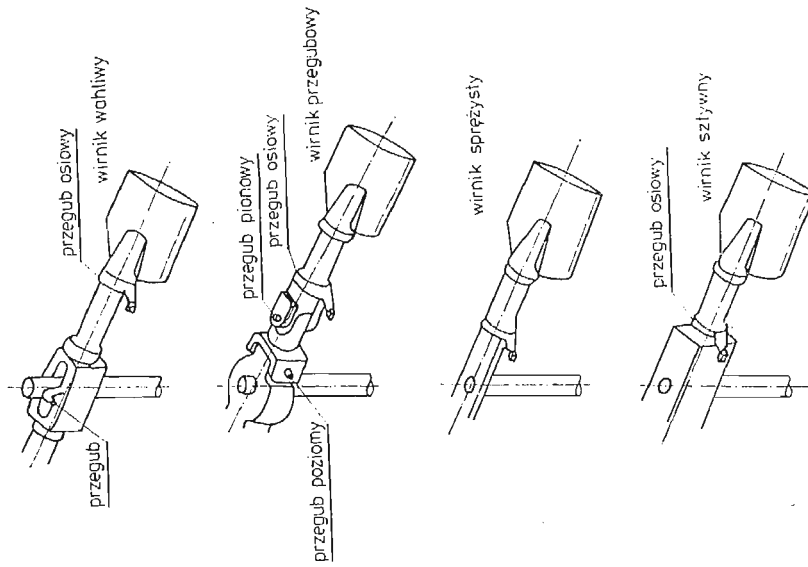
We współczesnych konstrukcjach wirników nośnych śmigłowców stosowane są różne rodzaje piast wirników nośnych. Różnice występujące pomiędzy poszczególnymi rodzajami piast wirników nośnych związane są ze sposobem przenoszenia momentów zginających i momentu skręcającego przez ramię piasty z łopaty na wał wirnika. Rodzaj wirnika nośnego określamy w zależności od rodzaju zastosowanej piasty i liczby łopat. Występujące w praktycznych zastosowaniach wirniki nośne, tj. wirnik wahliwy, przegubowy, sprężysty i sztywny przedstawiono na rys. 1.

Traktując poszczególne elementy konstrukcyjne piasty wirnika nośnego (przeguby) jako warunki brzegowe wirującej łopaty, rozłożone wzdłuż ramienia piasty, można opracować ogólny model obliczeniowy dla łopaty i ramienia piasty dowolnego wirnika nośnego.

W przyjętym modelu obliczeniowym bazujemy na najbardziej skomplikowanym kinematycznie rodzaju wirnika nośnego, tj. na przegubowym wirniku nośnym ze sprężystym układem sterowania kątem ustawienia łopaty i kompensacją wahań pionowych (rys. 2). Pozostałe rodzaje wirników uzyskujemy poprzez eliminację w przyjętym modelu obliczeniowym tych warunków brzegowych, które dla rozpatrywanego typu wirnika nośnego nie występują. W rozważaniach rozpatrujemy skręcanie łopaty wokół osi przekreń i zginanie w płaszczyźnie pionowej (patrz [1], [2] i [3]), pomijając zginanie w płaszczyźnie poziomej.

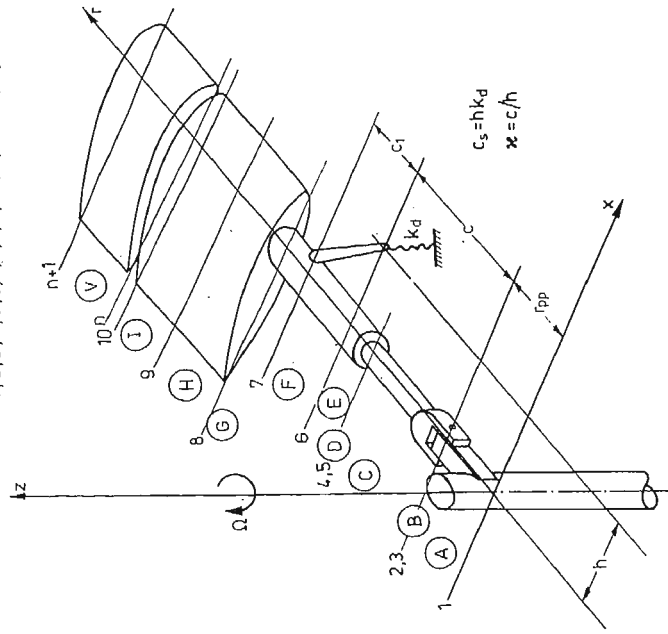
Przedstawiony w [6] dynamiczny model łopaty po uwzględnieniu ramienia piasty stanowi dogodny narzędnik do analizy własności dynamicznych łopaty wirnika nośnego. Opracowany w oparciu o ten model algorytm i program obliczeniowy na EMC pozwala na określenie wpływu rodzaju piasty i jej parametrów konstrukcyjnych na przebieg cha-

* Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w Lotnictwie” — Warszawa 19 I 1984 r.



Rys. 1

A, B, C, D, E, F, G, H, I, ..., V - elementy
1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, ..., n, n+1 - węzły



Rys. 2

rakterystyk rezonansowych i postaci drgań dla sprzężonych, giętno-skrętnych drgań własnych łopaty.

2. Metodyka obliczeń

Za podstawę do opracowania algorytmu obliczania częstości własnych i postaci sprzężonych, giętno-skrętnych drgań łopaty przyjęto określone w [1], [2] i [3] zależności, pozwalające na zapisanie macierzowego równania równowagi dynamicznej elementu w postaci:

$$D_j \cdot U_j = F_j, \quad (2.1)$$

gdzie D_j — jest macierzą współczynników d_{klj} będących sumą macierzy mas, sztywności itp, odpowiednich składników

U_j — jest kolumnowym wektorem uogólnionych przemieszczeń j -tego elementu,

F_j — jest kolumnowym wektorem uogólnionych sił krawędziowych.

Macierzowe równanie równowagi dynamicznej łopaty wraz z ramieniem piasty

$$D \cdot U = \sum_{j=1}^n D_j U_j = F, \quad (2.2)$$

gdzie D — jest macierzą struktury łopaty i ramienia piasty,

U — jest kolumnowym wektorem przemieszczeń uogólnionych,

F — jest kolumnowym wektorem sił uogólnionych,

n — jest liczbą elementów na jaką podzielono łopatę i ramię piasty,

otrzymujemy wykorzystując klasyczny sposób budowy macierzy struktury przedstawiony w [7] i [8].

Wprowadzając warunki brzegowe poprzez modyfikację macierzy struktury łopaty (patrz [6]), otrzymamy macierzowe równanie równowagi dynamicznej łopaty i ramienia piasty wirnika nośnego w postaci równania

$$D_M \cdot U = D \cdot U + D_{WB} \cdot U = 0, \quad (2.3)$$

gdzie D_M — jest zmodyfikowaną macierzą struktury,

D_{WB} — jest sumaryczną macierzą warunków brzegowych.

Warunkiem istnienia niezerowych rozwiązań macierzowego układu równań (2.3) jest zerowanie się jego wyznacznika charakterystycznego

$$\det D_M = \det D_M(\omega, \Omega) = 0, \quad (2.4)$$

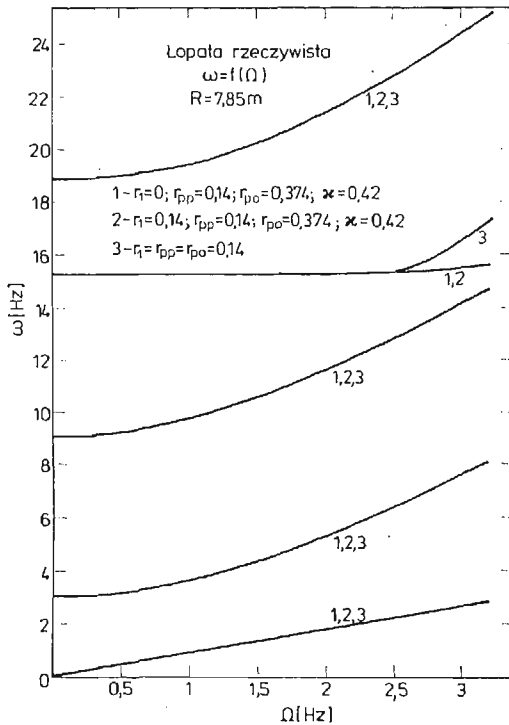
gdzie Ω — jest prędkością obrotową łopaty,

ω — jest częstością sprzężonych, giętno-skrętnych drgań własnych.

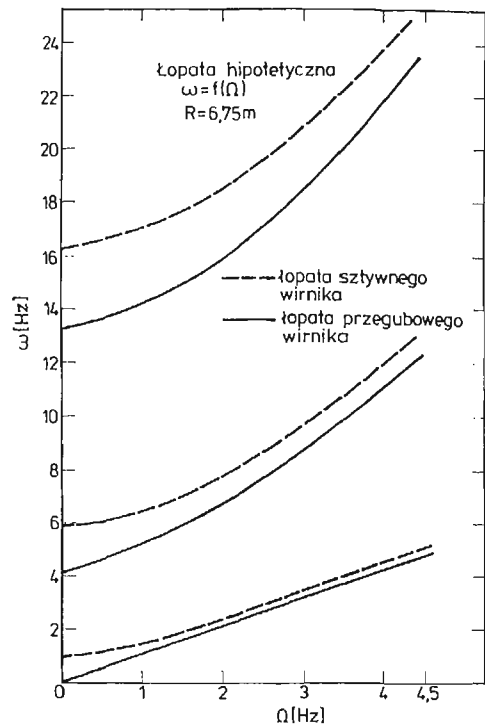
Równania (2.1), (2.2) i (2.3) wraz z zależnościami określonymi w pracach [1], [2], [3] i [6], określają metodykę analizy sprzężonych, giętno-skrętnych drgań własnych łopaty i ramienia piasty dowolnego wirnika nośnego śmigłowca, stanowiąc algorytm numerycznej analizy częstości własnych i odpowiadających im postaci drgań. W oparciu o powyższe rozważania opracowano program obliczeniowy na EMC pozwalający na obliczenie częstości własnych i postaci drgań własnych łopaty dla określonej prędkości obrotowej wirnika Ω .

3. Przykładowe wyniki analizy numerycznej

Przedstawione w niniejszej pracy wyniki obliczeń dotyczą dwóch łopaty o różnych charakterystykach geometrycznych, łopaty rzeczywistego wirnika nośnego o promieniu $R = 7,85 \text{ m}$ i zmiennych wzdłuż długości parametrach oraz hipotetycznej łopaty wirnika nośnego o promieniu $R = 6,75 \text{ m}$ i stałych wzdłuż długości parametrach. Dla obydwu łopat obliczenia wykonywano dla różnych rodzajów wirnika nośnego, a więc różnych warunków brzegowych.



Rys. 3



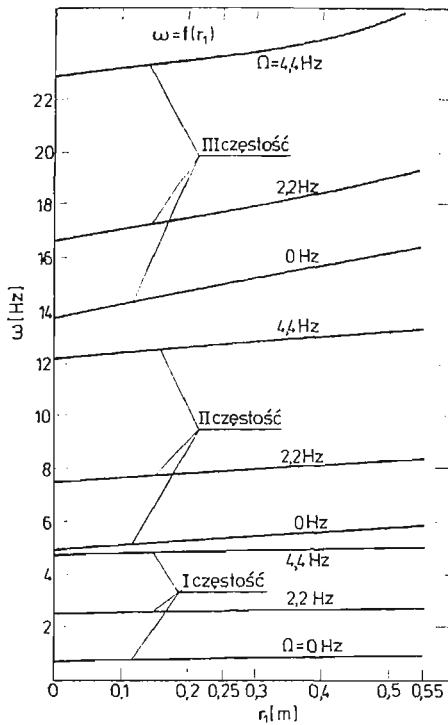
Rys. 4

Dla łopaty rzeczywistego wirnika nośnego obliczono między innymi przedstawione na rys. 3 charakterystyki rezonansowe, dla trzech modeli obliczeniowych (model 1, 2 i 3), Model 1 jest wiernym odzwierciedleniem łopaty i ramienia piasty wirnika przegubowego, w modelu 2 pominięto odcinek ramienia piasty od osi obrotu do przegubu poziomego, a w modelu 3 sprowadzono wszystkie warunki brzegowe do jednego węzła. Jak wynika z przedstawionej na rys. 3 charakterystyki, różnice pomiędzy modelem 1 i 2 są pomijalne. Natomiast przy sprowadzonych do jednego węzła warunków brzegowych (model 3), różnice w przebiegu charakterystyk rezonansowych są już istotne gdyż zmiana charakteru drgań dla III i IV częstości własnej, występująca dla $\Omega > 3 \text{ Hz}$ (model 1 i 2) w tym modelu występuje już dla $\Omega = 2,5 \text{ Hz}$.

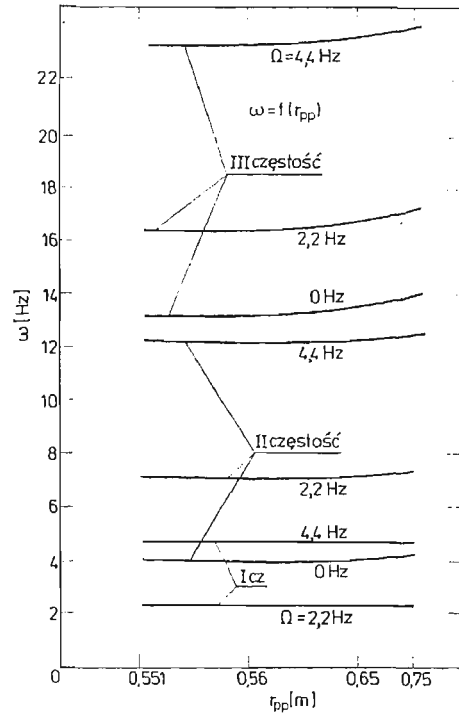
Ze względu na czasochłonność obliczeń dla łopaty rzeczywistej, wynikającą z konieczności podziału łopaty na co najmniej 29 elementów dla wiernego odtworzenia jej para-

metrów, większość obliczeń wykonano dla łopaty hipotetycznej, dla której wystarczający był jej podział na 10 elementów.

Na rys. 4 przedstawiono charakterystyki rezonansowe dla hipotetycznej łopaty wirnika sztywnego i przegubowego. Prezentowane charakterystyki mają przebieg zgodny z porównywalnymi charakterystykami łopatek przedstawionymi w opracowaniach innych autorów (np. [3]).



Rys. 5

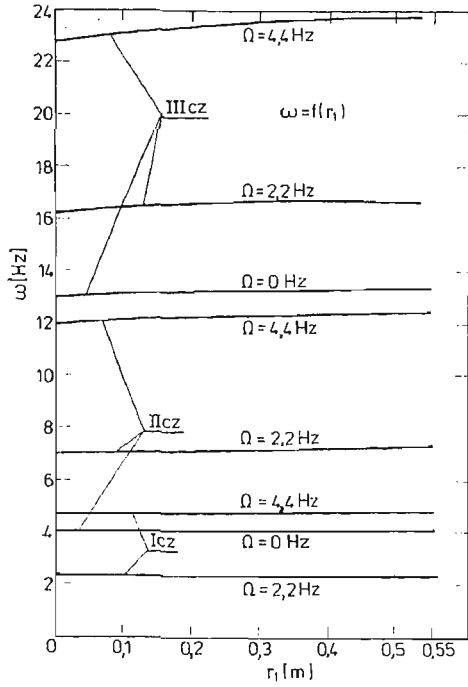


Rys. 6

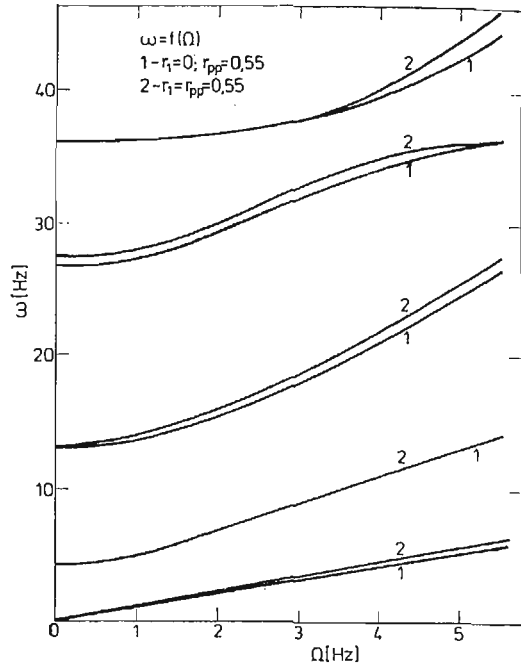
Wpływ zmiany położenia punktu zamocowania łopaty w zakresie $0 < r_1 < 0,55$, dla łopaty o promieniu $R = 6,75$ m i przegubie osiowym znajdującym się na $r_{po} = 0,55$ m oraz $c_s = 1 \cdot 10^{12}$ Nm/rad przedstawiono na rys. 5. Widzimy, że dla wzrastającej wartości r_1 mamy do czynienia ze wzrostem wartości częstoty własnej, rosnącym dla wyższych częstoty i większych prędkości obrotowych.

W podobny sposób zachowują się częstoty własne dla łopaty przegubowego wirnika nośnego przy przemieszczaniu przegubu poziomego w zakresie $0,55 < r_{pp} < 0,75$ m co co przedstawiono na rys. 6. Zmieniające się położenie zamocowania łopaty przegubowego wirnika nośnego przy stałym usytuowaniu przegubu poziomego (rys. 7), wywiera nieznaczny wpływ na wielkość częstoty własnych, jednakże dla wyższych częstoty i większych prędkości obrotowych wpływ ten rośnie.

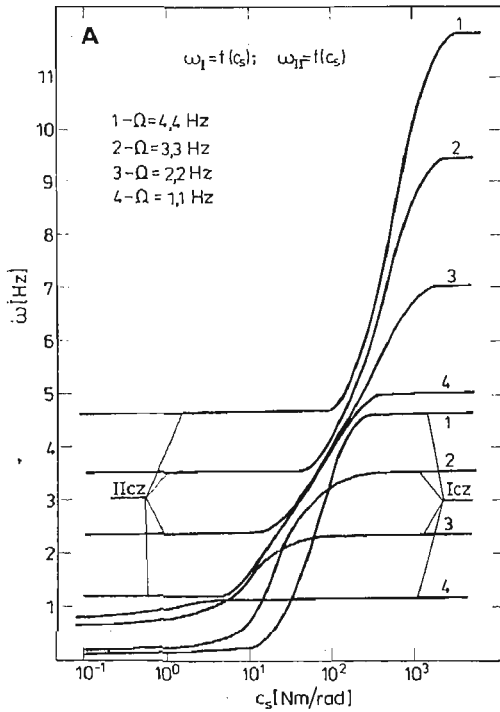
Na rys. 8 przedstawiono charakterystyki rezonansowe dla łopaty przegubowego wirnika nośnego z uwzględnieniem ramienia piasty (1) i bez ramienia piasty (2). Dla roz-



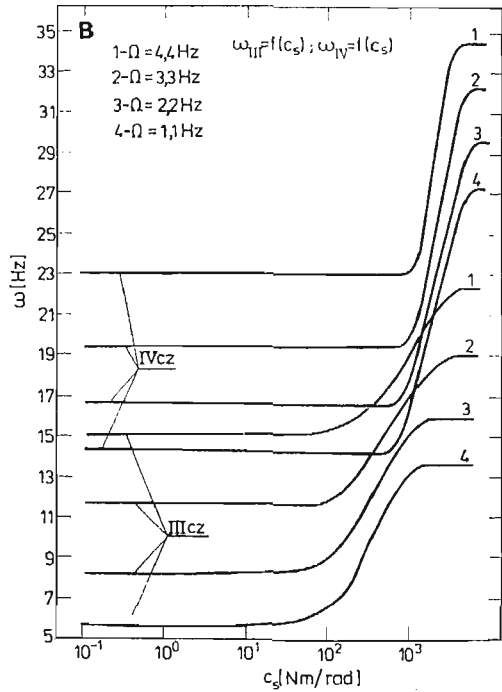
Rys. 7



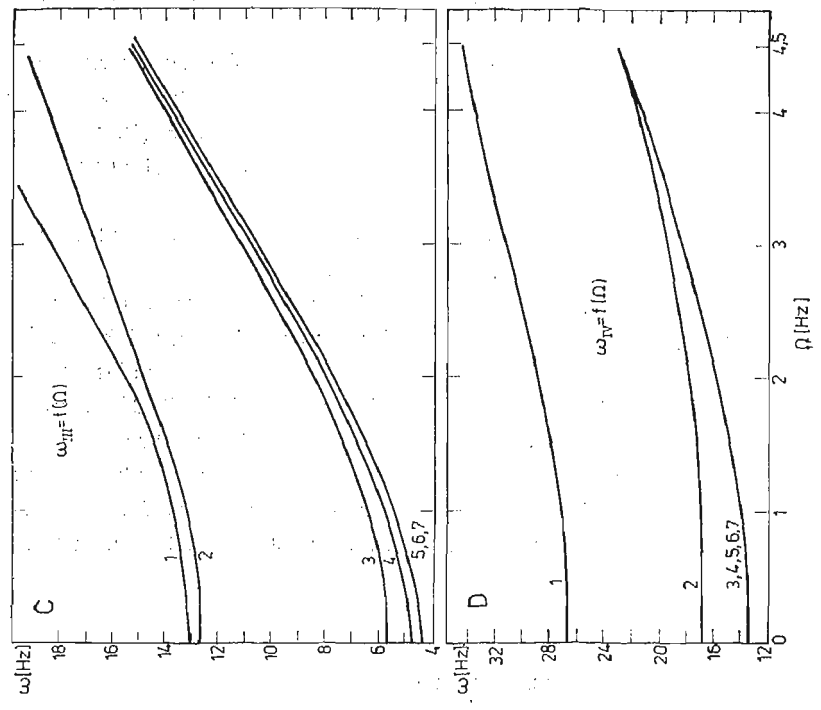
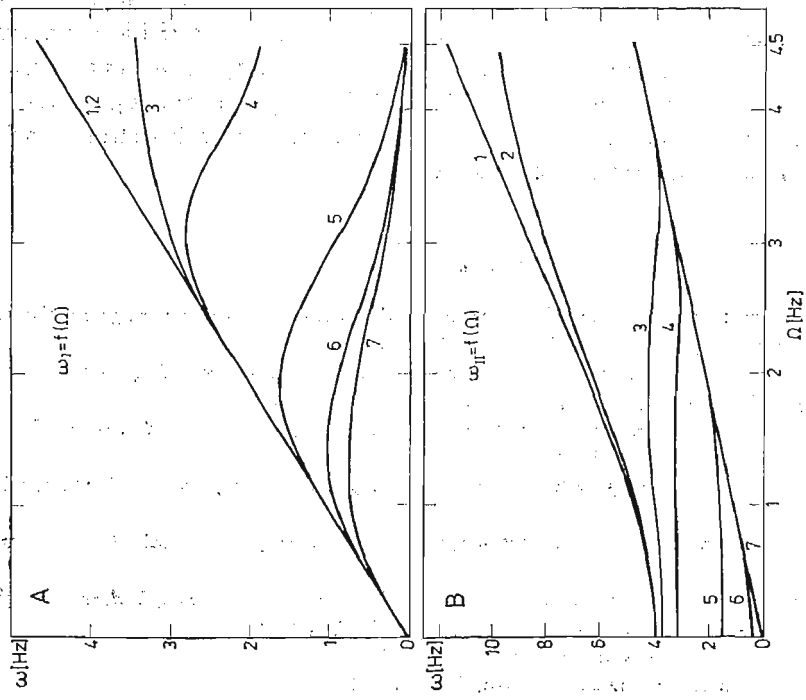
Rys. 8



Rys. 9a



Rys. 9b



Rys. 10 — 1 — $c_3 = 6,5 \cdot 10^3 \text{ Nm/rad}$

- 2 — $c_3 = 10^3$
- 3 — $c_3 = 10^2$
- 4 — $c_3 = 5 \cdot 10^1$
- 5 — $c_3 = 10^1$
- 6 — $c_3 = 10^0$
- 7 — $c_3 = 10^{-1}$

patrywanej łopaty ramię piasty stanowi 8,1% promienia wirnika i jego wpływ jest wyraźnie widoczny.

Z przedstawionych na rys. 8 charakterystyk rezonansowych wynika, że znaczące różnice występują dla III, IV i V częstości własnej. Dla IV częstości występujące różnice zanikają przy $\Omega = 5,5 \text{ Hz}$, kiedy częstość ta staje się częstością drgań skrętnych. Pojawiają się natomiast na V częstości gdy ta częstość zmienia swą postać ze skrętnej na giętą przy $\Omega \approx 3,3 \text{ Hz}$.

Ciekawy wpływ na wielkość częstości własnych łopaty wywiera wielkość współczynnika sprężystości układu sterowania kątem ustawienia łopaty — c_s .

Na rys. 9a i rys. 9b przedstawiono zależność I, II, III i IV częstości własnej od wartości tego współczynnika dla czterech prędkości obrotowych łopaty $\Omega = 1,1; 2,2; 3,3; 4,4 \text{ Hz}$. Z wykresów tych wynika, że wpływ podatności układu sterowania jest zróżnicowany i największa wrażliwość częstości własnych występuje dla $c_s = 8 \cdot 10^9 \div 3 \cdot 10^3 \text{ Nm/rad}$. Charakterystyki rezonansowe wykonane dla czterech kolejnych częstości własnych przedstawione na rysunkach: rys. 10a ÷ rys. 10d przy różnych wartościach c_s , pozwalają wyciągnąć dalsze wnioski dotyczące już nie tylko wrażliwości poszczególnych częstości na zmianę c_s , a nawet na określenie kiedy dana częstość zmienia swą postać z giętej na skrętną lub na odwrót.

4. Wnioski końcowe

Ze względu na ograniczoną objętość niniejszej pracy, nie zostały włączone do analizy wpływu parametrów konstrukcyjnych piasty na charakterystyki dynamiczne łopat postaci drgań odpowiadające obliczonym częstościom własnym. Kształt postaci i jego zmiany w funkcji prędkości obrotowej oraz poszczególnych parametrów piasty pozwala na obszerniejszą analizę własności dynamicznych łopaty. Odpowiednio opracowane wyniki takiej analizy mogą stanowić podstawę do określania optymalnych rozwiązań konstrukcyjnych łopaty (i piasty) dla której wykonywano obliczenia.

Literatura

1. Z. DŻYGADŁO, W. SOBIERAJ, *Analiza giętno-skrętnych drgań własnych łopat wirnika nośnego śmigłowca za pomocą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXVI, 11, 1977.
2. Z. DŻYGADŁO, W. SOBIERAJ, *Analiza samowzbudnych drgań łopat wirnika nośnego śmigłowca metodą elementów skończonych*. Biul. WAT, XXIX, 10, 1980.
3. Z. DŻYGADŁO, W. SOBIERAJ, *Dynamiczny model łopaty wirnika nośnego śmigłowca do analizy drgań za pomocą metody elementów skończonych*, Mechanika i komputer, tom 2, 1980.
4. J. LIPKA, *Częstość drgań własnych wirujących łopat wirników nośnych śmigłowca*, Arch. Bud. Maszyn 3, 4, 1956.
5. R. ŁĄCZKOWSKI, *Skrętno-giętne drgania własne prętów o jednej płaszczyźnie symetrii*. Arch. Bud. Maszyn, 14, 1, 1967.
6. W. SOBIERAJ, *Dynamiczny model łopaty wirnika śmigłowca do analizy charakterystyk dynamicznych z uwzględnieniem zróżnicowanych warunków brzegowych*, Biul. WAT, 9, 1983.
7. J. SZMELTER, *Metody komputerowe w mechanice*, Warszawa 1980.
8. O. C. ZIENKIEWICZ, *Metoda elementów skończonych*, Warszawa 1972.

Р е з ю м е

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ВТУЛКИ НЕСУЩЕГО ВИНТА
ВЕРТОЛЕТА НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОПАСТИ НЕСУЩЕГО ВИНТА
ВЕРТОЛЕТА

Представлен численный анализ позволяющий определить динамические свойства лопасти несущего винта вертолета. Используя представленную в [6] динамическую модель лопасти с учетом разных граничных условий и метод конечных элементов в перемещениях, разработаны алгоритм и программа для численного анализа динамических свойств лопасти и втулки несущего винта. Анализируя результаты расчетов, определено влияние отдельных конструктивных параметров втулки на динамические характеристики лопасти несущего винта вертолета.

S u m m a r y

INFLUENCE OF CONSTRUCTIONAL PARAMETERS OF THE MAIN ROTOR HUB ON THE
DYNAMIC CHARACTERISTICS OF THE HELICOPTER ROTOR BLADE

A numerical analysis is presented permitting us to determine the of constructional parameters of the main rotor hub on the dynamic characteristics of the helicopter rotor blade. Making use of the dynamic model of a blade, presented in Ref [6], and taking into account different boundary conditions, and the displacement method of finite elements, the algorithm and the program were elaborated for a numerical analysis of the dynamic properties of the rotor hub and blade. By the analysis of the results of the calculations the influence has been determined of the respective constructional parameters of the rotor hub on the dynamic characteristics of the helicopter rotor blade.

Praca została złożona w Redakcji dnia 12 lutego 1985 roku.

DYNAMIKA RUCHU FOTEŁA ODRZUCANEGO WZGLĘDEM SAMOŁOTU W LOCIE SYMETRYCZNYM*

CZESŁAW SZENDZIELORZ

WAT

1. Wstęp

Przedmiotem analizy jest ruch fotela odrzucanego w locie symetrycznym samolotu z uwzględnieniem obrotu fotela względem osi poprzecznej. Rozpatruje się dwa przypadki ruchu samolotu w płaszczyźnie pionowej:

- lot poziomy,
- lot z przeciążeniem ($n_{za} \neq 1$) na odcinku toru, na którym kąt pochylenia toru lotu samolotu w trakcie katapultowania zmienia się nieznacznie w stosunku do toru lotu poziomego.

Do analizy ruchu fotela zastosowano 4 układy współrzędnych. Ustalono równania ruchu fotela w układzie ruchomym związanym z fotelem. Równania równowagi sił zapisano w układzie prędkościowym fotela.

Do rozważań przyjęto, że fotel porusza się po doskonale sztywnych prowadnicach, a w końcowej fazie tego ruchu doznaje przyspieszeń kątowych i po zejściu z prowadnic znajduje się w ruchu postępowym i obrotowym.

Charakterystyki aerodynamiczne fotela, przyjęte z literatury, wyrażono analitycznie w funkcji kąta natarcia fotela w postaci wielomianów algebraicznych.

Ustalono poprawki do obliczeń trajektorii ruchu fotela, uwzględniające wpływ przeciążenia działającego na samolot i fotel przy katapultowaniu w locie krzywoliniowym.

2. Równania problemu

2.1. Układy współrzędnych. Do analizy ruchu fotela zastosowano następujące układy współrzędnych (rys. 1):

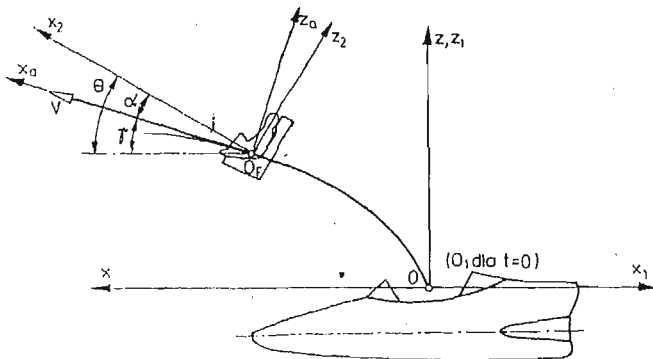
- układ nieruchomy Oxz ,

* Praca przedstawiona na I Ogólnopolskiej Konferencji „Mechanika w Lotnictwie” — Warszawa 19 I 1984 r.

- układ ruchomy związany z samolotem $O_1x_1z_1$,
- układ związany z fotelem $O_fx_2z_2$,
- układ prędkościowy fotela $O_fx_0z_0$.

Układy współrzędnych zorientowane są względem siebie przy pomocy następujących kątów:

- α — kąt natarcia fotela,
- Θ — kąt pochylenia fotela,
- γ — kąt pochylenia trajektorii fotela.



Rys. 1

Współrzędne środka masy fotela w układzie ruchomym i nieruchomym są związane wyrażeniami:

$$\begin{aligned} x &= x_{01} - x_1, \\ z &= z_1, \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie: $x_{01} = V_s t$ — współrzędna położenia punktu O_1 w nieruchomym układzie współrzędnych w rozpatrywanym momencie czasu,

V_s — prędkość ruchu samolotu.

Składowe prędkości ruchu fotela w nieruchomym i ruchomym układzie współrzędnych są związane zależnościami:

$$V_x = V_s - V_{x1}, \quad V_z = V_{z1}, \quad (2)$$

2.2. Siły aerodynamiczne. W ruchu symetrycznym na fotel działa wypadkowa siła aerodynamiczna o składowych w układzie prędkościowym P_{xa} i P_{za} oraz moment pochylający M . Siłę oporu P_{xa} , siłę nośną P_{za} i moment pochylający M można zapisać:

$$\begin{aligned} P_{xa} &= \frac{1}{2} \rho V^2 C_{xa} S, \\ P_{za} &= \frac{1}{2} \rho V^2 C_{za} S, \\ M &= \frac{1}{2} \rho V^2 C_m S l, \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie: C_{xa} , C_{za} , C_m — odpowiednio współczynniki siły oporu czołowego siły nośnej i momentu pochylającego działających na fotel,

S — powierzchnia przekroju poprzecznego fotela z pilotem,
 ρ — gęstość powietrza,
 V — prędkość fotela,
 l — liniowy wymiar charakterystyczny.

Charakterystyki aerodynamiczne fotela przedstawia się najczęściej w postaci funkcji $C_{xa}S = f(\alpha)$, $C_{za}S = f(\alpha)$, $C_mSl = f(\alpha)$. W praktyce przyjmuje się, że C_{za} i C_m nie zależą od prędkości lotu, uwzględnia się natomiast wpływ ściśliwości powietrza na C_{xa}

$$(C_{xa}S)_{Ma} = (C_{xa}S)_0 k, \quad (4)$$

gdzie: k — współczynnik poprawkowy, $k = f(Ma)$;

Ma — liczba Macha lotu.

2.3. Równania ruchu fotela. Jeżeli zapisać równania równowagi sił w układzie prędkościowym, to równania ruchu fotela mają postać:

$$\begin{aligned}
 m \frac{dV}{dt} &= -P_{xa} - mg \sin \gamma, \\
 mV \frac{d\gamma}{dt} &= P_{za} - mg \cos \gamma, \\
 \frac{dx}{dt} &= V \cos \gamma, \\
 \frac{dz}{dt} &= V \sin \gamma, \\
 \frac{d\Theta}{dt} &= \omega_y, \\
 I_y \frac{d\omega_y}{dt} &= M,
 \end{aligned} \quad (5)$$

Do obliczenia toru lotu fotela w nieruchomym (x, z) i w ruchomym, związanym z samolotem, układzie współrzędnych a więc toru lotu fotela względem samolotu (x_1, z_1) konieczne jest scałkowanie następujących równań ruchu:

$$\begin{aligned}
 \frac{dV}{dt} &= - \frac{(C_{xa}S)_0 k}{m} \frac{\rho V^2}{2} - g \sin \gamma, \\
 \frac{d\gamma}{dt} &= \frac{1}{V} \left(\frac{C_{za}S}{m} \frac{\rho V^2}{2} - g \cos \gamma \right), \\
 \frac{dx}{dt} &= V \cos \gamma, \\
 \frac{dz}{dt} &= V \sin \gamma, \\
 \frac{dx_1}{dt} &= V_s - V \cos \gamma, \\
 \frac{d\Theta}{dt} &= \omega_y,
 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{d\omega_y}{dt} = \frac{C_m S l}{I_y} \frac{\rho V^2}{2},$$

$$z_1 = z,$$

$$\alpha = \Theta - \gamma,$$

Charakterystyki aerodynamiczne fotela, będące funkcjami kąta natarcia α — zmiennego w trakcie ruchu, muszą być wprowadzone do równań ruchu w postaci wyrażeń analitycznych, wyrażających ich ciągłą zależność od kąta natarcia.

2.4. Warunki początkowe. Dla rozpatrywanych przypadków ruchu samolotu określono warunki początkowe. Zawsze zerowymi są wartości początkowe współrzędnych toru lotu fotela:

$$\text{dla } t = 0, \quad x = x_1 = 0, \quad z = z_1 = 0. \quad (7)$$

Przyjmuje się praktycznie, że początkowy kąt pochylenia fotela Θ jest równy kątowi nachylenia prowadnic fotela \varkappa .

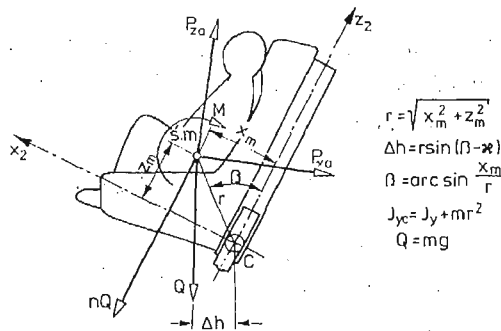
Początkowa prędkość fotela jest wypadkową prędkości lotu samolotu V_s i prędkości katapultowania V_0

$$V = \sqrt{(V_s - V_0 \sin \varkappa)^2 + V_0^2 \cos^2 \varkappa}, \quad (8)$$

Początkowy kąt pochylenia toru lotu fotela γ określamy z zależności

$$\gamma = \arcsin \frac{V_0 \cos \varkappa}{V}, \quad (9)$$

Obliczenie współrzędnych i prędkości kątowej w momencie rozpoczęcia przez fotel ruchu swobodnego jest nieco bardziej złożone. Fotel może uzyskać pewną prędkość kątową w czasie, gdy porusza się po prowadnicach jedynie na jednej, końcowej parze rolek (związany w jednym punkcie C — rys. 2).



Rys. 2 •

Równanie ruchu obrotowego fotela względem osi przechodzącej przez punkt C (oś ostatniej pary rolek) zapiszemy w postaci:

$$I_{yc} \frac{d\omega}{dt} = M_\alpha - M_J - M_Q, \quad (10)$$

Kąt natarcia fotela w trakcie jego ruchu po prowadnicach można przyjąć za stały ($\alpha =$

$= \kappa - \gamma$). Wtedy prawa strona równania (10) jest wielkością stałą i mamy następujące wyrażenie na prędkość kątową fotela po zejściu z prowadnic:

$$\omega = \frac{M_\alpha - M_J - M_Q}{I_{yc}} t_{pr}, \quad (11)$$

gdzie: t_{pr} — czas ruchu fotela w prowadnicach na ostatniej parze rolek.
Fotel obróci się w tym czasie o kąt

$$\Delta\Theta = \Theta - \kappa = \frac{M_\alpha - M_J - M_Q}{I_{yc}} \frac{t_{pr}^2}{2}, \quad (12)$$

Momenty działające na fotel w czasie ruchu po prowadnicach wyrażają się następująco:

$$\begin{aligned} M_\alpha &= M + P_{za}(x_m \cos \alpha - z_m \sin \alpha) + P_{xa}(z_m \cos \alpha + x_m \sin \alpha), \\ M_J &= mgnx_m, \quad M_Q = mg\Delta h, \end{aligned} \quad (13)$$

gdzie: x_m, z_m — współrzędne położenia środka masy fotela względem punktu obrotu C ,
 n — przeciążenie działające na fotel w ruchu po prowadnicach, Δh — ramię działania siły ciężkości.

Moment bezwładności fotela względem osi rolek (punkt C) jest równy

$$I_{yc} = I_y + mr^2 \quad (14)$$

Obliczoną z (12) zmianę kąta pochylenia fotela $\Delta\Theta$ bierzemy pod uwagę przy określaniu początkowego kąta natarcia, który po uwzględnieniu obrotu fotela przy zejściu z prowadnic będzie równy:

$$\alpha = \Theta - \gamma = \kappa + \Delta\Theta - \gamma, \quad (15)$$

2.5. Ruch fotela w locie z przeciążeniem. Przy pewnych założeniach upraszczających, określenie toru lotu fotela odrzucanego, przy wykonaniu w płaszczyźnie pionowej manewru z określonym przeciążeniem, wymaga:

1. obliczenia parametrów toru lotu fotela odrzucanego w locie poziomym z tą samą prędkością, jak przy manewrze,
2. wniesienia poprawki do wysokości trajektorii względem samolotu na skutek krzywoliniowego lotu z danym przeciążeniem.

Poprawka ta uwzględnia następujące czynniki:

1. zmianę pochylenia osi samolotu wskutek krzywoliniowości toru lotu,
2. krzywoliniowy charakter ruchu środka masy samolotu,
3. zmianę pochylenia osi samolotu spowodowaną różnicą kątów natarcia w locie krzywoliniowym i poziomym,
4. zmianę prędkości początkowej katapultowania spowodowaną wpływem sił bezwładności fotela — od przeciążenia działającego na samolot — na charakterystyki balistyczne mechanizmu strzałowego.

Uwzględniając powyższe można poprawkę wysokości trajektorii lotu fotela względem samolotu zapisać w postaci:

$$\Delta z = \frac{g}{V_s} (x_1 - t_f)(n_{za} - 1)t - \frac{g}{2} (n_{za} - 1)t^2 + \frac{m_s g (n_{za} - 1)}{S_s \frac{\rho V^2}{2} C_{za}^\alpha} x_1 + \Delta V_0 t, \quad (16)$$

gdzie: l_f — odległość (mierzona wzdłuż osi x) środka masy fotela w momencie katapultowania od środka masy samolotu ($l_f > 0$ jeżeli fotel znajduje się przed środkiem masy samolotu),

n_{za} — przeciążenie działające na samolot,

m_s — masa samolotu,

S_s — powierzchnia skrzydła,

$C_{za}^{\alpha} = \frac{\partial C_{za}}{\partial \alpha}$ — pochodna współczynnika siły nośnej samolotu względem kąta natarcia.

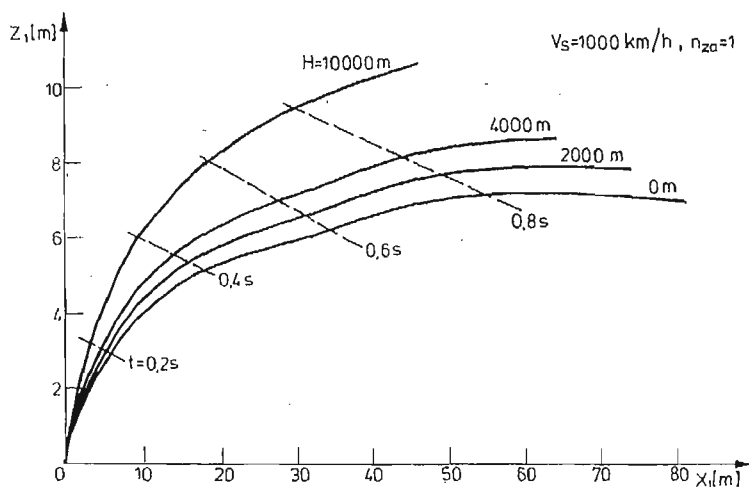
Współrzedną pionową trajektorii lotu fotela

$$z_1 = z_1|_{n_{za}=1} + \Delta z, \quad (17)$$

określa się dla danej chwili czasu t i współrzednej poziomej x_1 .

3. Analiza numeryczna

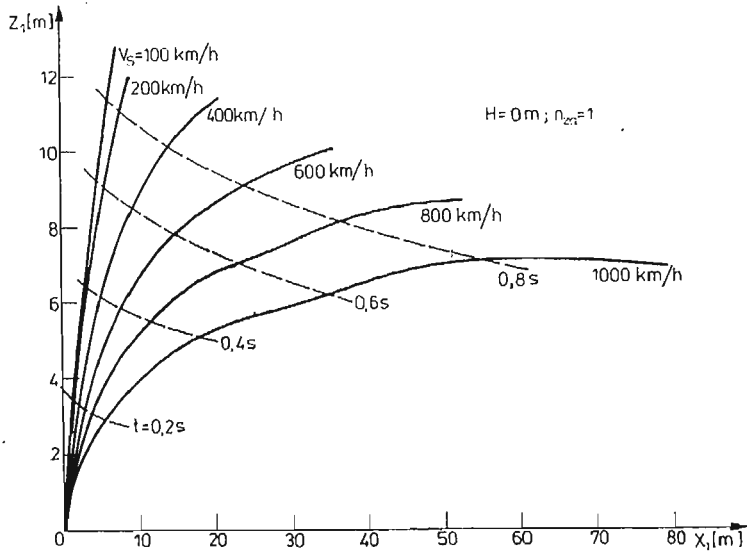
Opracowano program do obliczeń parametrów ruchu fotela odrzucanego względem samolotu w języku FORTRAN IV na EMC R-32. Obliczenia przeprowadzono na przykładzie fotela o charakterystykach masowych i prędkości katapultowania przyjętych statystycznie. Charakterystyki aerodynamiczne przyjęto na podstawie [1], [2] i aproksymowano wielomianami algebraicznymi.



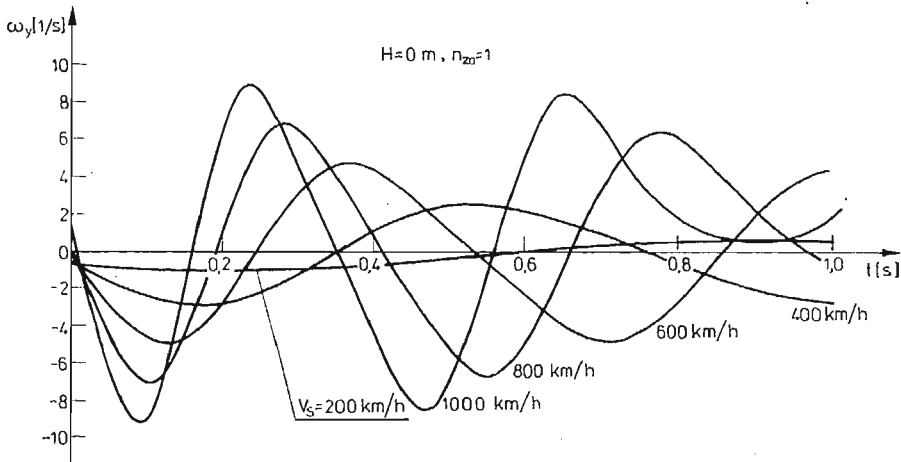
Rys. 3. Tor lotu fotela względem samolotu

Badano wpływ prędkości i wysokości lotu na dynamikę ruchu fotela względem samolotu, oceniając najbardziej niekorzystne dla katapultowania warunki lotu.

Wybrane ważniejsze parametry ruchu fotela przedstawiono na rys. 3—7. Ze względu na możliwość uderzenia fotela o statecznik pionowy najbardziej istotna jest analiza torów lotu fotela względem samolotu (rys. 3 i 4). Najbardziej niekorzystnym przypadkiem jest lot przy ziemi z dużą prędkością. Wzrost wysokości lotu czyni katapultowanie bar-



Rys. 4. Tor lotu fotela względem samolotu

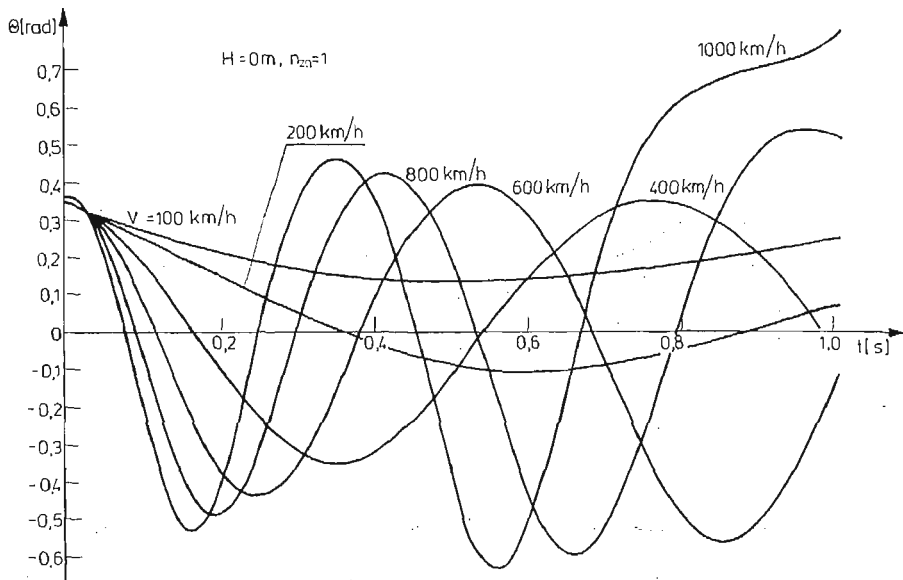


Rys. 5. Zmiana prędkości kątowej fotela w czasie

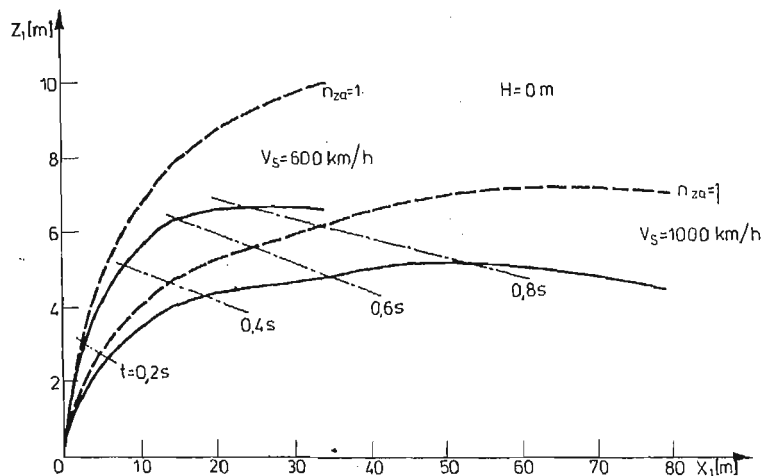
dziej bezpiecznym, co spowodowane jest zmniejszeniem się sił aerodynamicznych — silnie hamujących fotel — wskutek zmniejszania się gęstości powietrza.

Ze względu na ograniczoną zdolność człowieka do znoszenia przeciążeń (zwłaszcza w kierunku tułów — głowa), do ich oceny konieczna jest znajomość prędkości kątowej fotela (rys. 5). Podobnie jak w przypadku torów lotu fotela, najbardziej niekorzystnym jest lot na małej wysokości z dużą prędkością.

Aby określić czas, po którym należy uruchomić spadochron, wymagana jest analiza zmiany kąta pochylenia fotela w czasie (rys. 6), ponieważ ze względu na bezpieczeństwo spadochron może być wyrzucony przy określonym położeniu fotela a więc w jakimś



Rys. 6. Zmiana kąta pochylenia fotela w czasie

Rys. 7. Tor lotu fotela względem samolotu przy katapultowaniu w locie z przeciążeniem $n_{zn} = 2,5$

ograniczonym okresie czasu. Niestateczność pochylenia fotela przy dużych prędkościach lotu związana jest przede wszystkim z niekorzystną charakterystyką $C_m SI(\alpha)$. Można ją poprawić przez zastosowanie urządzeń stabilizujących.

Na rys. 7 przedstawiono tory lotu fotela przy katapultowaniu w locie z przeciążeniem $n_{za} = 2,5$. Dla porównania przedstawiono linią przerywaną tory lotu dla przeciążenia $n_{za} = 1$. Przeciążenie działające na samolot może w istotny sposób zmniejszać bezpieczeństwo katapultowania.

Literatura

1. Алексеев С. М., Балкинд Я. В., Гершкович А. М. и др., *Современные средства аварийного покидания самолёта*, Оборонгиз, Москва 1961.
2. Алексеев С. М., Балкинд Я. В., Гершкович А. М. и др., *Средства спасения экипажа самолёта*, Машиностроение, Москва 1975.

Резюме

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ КАТАПУЛЬТНОГО КРЕСЛА ОТНОСИТЕЛЬНО
САМОЛЁТА В СИММЕТРИЧЕСКОМ ПОЛЁТЕ

Рассмотрено движение катапультированного кресла относительно самолёта в горизонтальном полёте и в полёте с перегрузкой, с учётом вращения относительно поперечной оси.

Принималось, что кресло после схода с направляющих рельсов находится в поступательном и вращательном движении. Установлены поправки для расчёта траектории движения кресла, принимая во внимание перегрузку действующую на самолёт и кресло во время катапультирования в криволинейном полёте. Аэродинамические характеристики катапультированного кресла приняты из литературы.

Проведены численные расчёты используя программу написанную на языке ФОРТРАН IV для ЭМЦ Р-32.

Summary

DYNAMICS OF MOT

A
was cc
getting
T
of G-l
A
calcula

BIULETYN INFORMACYJNY

SPRAWOZDANIE Z DZIAŁALNOŚCI POLSKIEGO TOWARZYSTWA MECHANIKI TEORETYCZNEJ I STOSOWANEJ W ROKU 1984

1. Działalność naukowa

Zarządy Główne XX i XXI kadencji, przy zachowaniu określonych przepisów prawnych i statutowych realizowały działalność naukową poprzez:

- organizowanie zebrań naukowych, odczytów, wykładów, seminariów, kursów i sympozjów;
- popieranie badań naukowych;
- organizowanie konkursów naukowych z nagrodami;
- udzielanie informacji naukowych zainteresowanym instytucjom;
- utrzymywanie łączności z pokrewnymi stowarzyszeniami w kraju i za granicą;
- czynny udział w zjazdach krajowych i zagranicznych;
- wydawanie zeszytów naukowych, monografii i książek.

1.1. Zebrania naukowe.

Zebrania naukowe były formą ciągłej działalności. W roku 1984 zorganizowano w Oddziałach Towarzystwa w sumie 75 zebrań, na których wygłoszono 82 referaty o następującej tematyce:

Oddział w Bielsku-Białej

1. S. J. Gdula, S. Wiśniewski „Zagadnienia nauczania termodynamiki w szkołach wyższych” 84.01.09

Oddział w Bydgoszczy

2. E. Walicki „Zarys teorii cieczy nieniutonowskich” 84.02.22
3. J. Zadzwieja „Asymptotyczna metoda analizy przepływu dwóch niemieszających się cieczy między równoległymi ścianami” 84.10.06
4. M. Malec „Przyrząd do dynamicznego wyważenia elementów wirujących” 84.10.06

Oddział w Częstochowie

5. W. Wichowski „Profilaktyka w eksploatacji systemu ciepłowniczego” 84.02.16
6. A. Wanik „Komputerowa metoda obliczania wymienników ciepła” 84.02.23
7. A. Piskorek „O dwóch typach równań przewodnictwa cieplnego” 84.04.06
8. H. Zorski „Niektóre zagadnienia mechaniki pękania” 84.05.03
9. M. Hoffmeister (Akademia Nauk NRD) „Hot wire measurements in three — dimensional turbulent shear flows” 84.10.16

10. W. Kühn (Akademia Nauk NRD) „Heat transfer in oscillating flows” 84.10.16
 11. M. Marcinkowski „Oprządkowanie oraz metody eksperymentalnego wyznaczania przepływu pary przez ostatnie stopnie turbin kondensacyjnych” 84.11.29
 12. P. Sierputowski, J. Błażewicz „Badania modelowe opływu wiatrem fragmentów zabudowy miejskiej, o skomplikowanej konfiguracji geometrycznej” 84.11.29

Oddział w Gdańsku

13. B. Jankowski „Drgania prętów cienkościennych w zakresie nieliniowym” 84.02.29
 14. L. P. Nolte (Bochum — RFN) „On strain measures and finite element displacement formulation in the nonlinear analysis of elastic curved beams” 84.05.16
 15. E. Sadowski „Analiza numeryczna drgań wymuszonych oraz zagadnień stateczności dynamicznej powłok obrotowych” 84.05.31
 16. W. I. I. Huisman (Univ. w Eindhoven — Holandia) „Nowe kierunki rozwoju lekkich konstrukcji budowlanych” 84.06.29
 17. W. L. Fiedjajew (Kazań — ZSRR) „O badaniach w zakresie aerohydroelastyczności prowadzonych w pracowni mechaniki powłok KF — TI AN ZSRR” 84.10.30
 18. W. Borkowski „Dynamiczna analiza konstrukcji metodą elementów skończonych” 84.11.29
 19. A. L. Goldenweizer (Inst. Probl. Mechaniki AN ZSRR — Moskwa) „Metody asymptotyczne w mechanice powłok” — część I 84.12.17
 20. A. L. Goldenweizer (Inst. Probl. Mechaniki AN ZSRR — Moskwa) „Metody asymptotyczne w mechanice powłok” — część II 84.12.19

Oddział w Gliwicach

21. R. Wójcik „Skręcanie prętów fizycznie nieliniowych” 84.03.13
 22. M. Sarna „Wyznaczanie „zgodności” modelu matematycznego z modelowanym układem mechanicznym” 84.05.30
 23. A. Morecki „Współczesne tendencje w rozwoju robotyki” 84.06.18
 24. A. Olędzki „Silnik cieplny nowego typu oparty na elementach pamięci kształtu” 84.06.25
 25. A. Golaś „Wpływ parametrów dynamicznych procesu na generowane efekty wibroakustyczne” 84.11.27

Oddział w Kielcach

26. J. Wojnarowski „Metody grafów w mechanice” 84.04.27
 27. Z. Wesolowski „Jednowymiarowe fale w ośrodkach złożonych” 84.11.12
 28. H. Frąckiewicz „Nieliniowe problemy stateczności sprężystej” 84.11.16

Oddział w Krakowie

29. L. Martini „Model obliczeniowy słupów linii elektroenergetycznych na przykładzie zginanego trzonu kratowego” 84.01.24
 30. A. P. Zieliński „T — kompletne funkcje, nowe spojrzenie na metodę Trefftza” 84.02.24
 31. J. Wapiennik „Wpływ sposobu modelowania układów wibroizolacyjnych na ich analizę i syntezę” 84.06.19
 32. A. Golaś „Możliwości czynnej eliminacji drgań i hałasu poprzez sterowanie procesem dynamicznym” 84.10.30

Oddział w Lublinie

33. Z. Olesiak „Mechanika pękania a hipotezy wytrzymałościowe” 84.01.26
 34. T. Piech „Zastosowanie zjawiska Barkhausena do nieniszczących badań materiałów”
 35. C. Komorzycy „Wykorzystanie MES do analizy wytrzymałościowej niehertzowskiego zagadnienia kontaktu dwóch ciał odkształcalnych”
 36. „Zastosowanie metody elementów skończonych w obliczeniach układów prętowych statycznie niewyznaczalnych” 84.04.26
 37. „Nośne betonowe konstrukcje wiszące taśmociągów” 84.05.31
 38. „Model matematyczny układu pomiarowego masy” 84.06.28
 39. „Wybrane zagadnienia dynamiki układów przestrzennych” 84.10.25
 40. „Przepływ cieczy newtonowskiej w szczelinach cylindrycznych” 84.11.29
 41. „Wpływ temperatury na nośność łożysk aerodynamicznych” 84.12.13

Oddział w Łodzi

42. K. Grysa „Graniczne zagadnienia odwrotne dla równania falowego” 84.04.05
 43. S. Doerffer „Wpływ oscylacji na konwekcyjne przekazywanie ciepła w zastosowaniu do zbiorników okrętowych” 84.04.05
 44. J. Heymann „Badania modelowe w wybranych zagadnieniach mechaniki” 84.05.17
 45. T. Smoleń „Zginanie belek lepkosprężystych na podłożu reologicznym” 84.05.17
 46. J. Kołodziej „Określenie poprzecznej efektywnej przewodności cieplnej kompozytu o jednokierunkowo ułożonych włóknach metodą kolokacji brzegowej” 84.05.17
 47. F. Motta (Hiszpania) „Interaction of Wall-Frame — System Resting on the Elastic Foundation” 84.06.13
 48. B. Rogowski „O zagadnieniach inkluzji w materiałach kompozytowych” 84.06.13
 49. H. Aurich, E. Köhler (Technische Hoch Schule—Karl—Marx—Stadt) „Automatisierung der Arbeit in der Bekleidung Industrie” 84.10.11
 50. C. Woźniak „Alternatywna teoria mnogości, a podstawy mechaniki” 84.12.13

Oddział w Opolu

51. K. Wilmański „Opis makroskopowy procesów termodyfuzyjnych” 84.09.18
 52. J. Kubik „Stosowanie i potrzeby mechaniki w środowisku” 84.12.05
 53. T. Smoleń „Kontakt konstrukcji lepkosprężystej z podłożem” 84.12.12

Oddział w Poznaniu

54. F. Romanow „Uogólniona forma utraty stateczności konstrukcji warstwowych” 84.02.03
 55. J. Ignaczak „Fala silnej nieciągłości w liniowym ośrodku termosprężystym” 84.02.07
 56. Z. Cywiński „O wytrzymałości starych mostów stalowych” 84.02.14
 57. J. Kubik „Teoria mieszanin, a termodyfuzja” 84.03.26
 58. R. Lewandowski „Geometrycznie nieliniowe drgania siatek ciągnowych” 84.05.02
 59. R. Gutowski „Mechanika analityczna układów z więzami nieholonomicznymi wyższych rzędów” 84.05.17
 60. J. Vrbka (Czechosłowacja) „Optymalizacja wielopłaszczyznowych obrotowo-symetrycznych urządzeń przy wykorzystaniu metody elementów skończonych” 84.09.19
 61. K. Prileryl (Czechosłowacja) „Optymalizacja systemów napędowych klatek walcowniczych” 84.09.19
 62. C. Cempel „Przegląd problematyki badawczej Zakładu Dynamiki i Wibroakustyki Maszyn Politechniki Poznańskiej” 84.10.29

Oddział w Rzeszowie

63. Z. Klepacki „Metody optymalnego doboru podstawowych parametrów samolotu w fazie projektowania” 84.03.20
 64. J. Walczak „Nieliniowe problemy reologii konstrukcji w ujęciu MES” 84.04.17
 65. Z. Stojek „Dynamika i wibroakustyka konstrukcji” (cz. I) 84.11.06
 66. Z. Stojek „Dynamika i wibroakustyka konstrukcji” (cz. II) 84.11.20
 67. Z. Stojek „Dynamika i wibroakustyka konstrukcji” (cz. III) 84.12.18

Oddział w Szczecinie

68. Z. Meyer „Pionowa cyrkulacja w stratyfikowanym gęstościowo zbiorniku” 84.02.16
 69. M. Paprzycki, J. Jachimowicz, K. Rumiński, „System STRUDL-BRYŁA 82 analiz wytrzymałościowych metodą elementów skończonych” 84.04.26
 70. F. Ihlenburg (Wismar) „Aproksymacja funkcji nieciągłych metodą różnic skończonych” 84.05.18
 71. B. Tęczyńska „Analiza zastosowań silników głównych o małej ilości cylindrów w aspekcie drgań kadłuba statku” 84.05.31
 72. W. Kissing (Wismar) „Uogólnienie półmomentowej teorii powłok do obliczeń cienkościennych konstrukcji poddanych działaniu stacjonarnej pola temperatur” 84.06.30
 73. R. Sikora „Międzynarodowa konferencja maszyn elektrycznych ICEM 84 w Lozannie” 84.12.14
 74. M. Gramz „Międzynarodowe kolokwium w Ilmenenau w NRD” 84.12.14
 75. W. Lipiński „Referat sprawozdawczy z pobytu na stypendium Humboldta w Dortmundzie” 84.12.19
 76. R. Pałka „Referat sprawozdawczy z pobytu na stypendium Humboldta w Brunzswiku (RFN)” 84.12.18

Oddział w Warszawie

77. S. J. Gdula, S. Wiśniewski „Miejsce termodynamiki w wyższych studiach technicznych”, zebranie zorganizowane wspólnie z O/Bielsko-Bialskim 84.01.09

Oddział we Wrocławiu

78. A. Negrusz „Pobór próbek gazu przy pomiarach stężenia pyłu i jego emisji przez kanały spalinowe” 84.01.24
 79. J. Lagner „Wybrane problemy drgań konstrukcji pod obciążeniem ruchomym” zebranie organizowane wspólnie z Wrocław. Tow. Naukowym 84.02.24
 80. K. Biernatowski, W. Brzękała „Stochastyczne modele gruntu” 84.03.06
 81. M. Mieczysławski „Jednolity wywód funkcji termodynamicznych” 84.05.02
 82. E. Kalinowski „Niektóre aspekty II-giej zasady termodynamiki” 84.06.25
 83. M. Werszko „Czujniki do pomiaru ciśnienia wewnątrz czaszkowego” 84.11.05

1.2. Organizowanie sympozjów i konferencji naukowych w Oddziałach:

W roku 1984 odbyło się 5 sympozjów, na których wygłoszono 266 referatów:

Oddział	Hasło sympozjonu	Liczba ref/uczestn.	Data
Gliwice	XXIII Sympozjum „Modelowanie w mechanice”	65/176	1984.04.9 - 14
Poznań	XI Sympozjon „Drgania w układach fizycznych”	67/149	1984.05.24 - 26

Warszawa	XI Sympozjum „Badania doświadczalne w me- chanice ciała stałego”	96/128	1984.09.6 - 8
Wrocław	IX Sympozjon „Reologii”	30/75	1984.11
Zielona Góra*	Nauczanie mechaniki w regionie zielonogórskim	8/40	1984.06
		266/568	

W roku 1984 zorganizowano 3 konferencje naukowe:

Oddział	Temat konferencji	Data
Zarząd Główny	Sesja naukowa zorganizowana z okazji 25-lecia PTMTS (towarzysząca Zjazdowi Deleg.)	1984.05.9 - 11
Gliwice	W ramach XXIII Sympozjonu „Modelowanie w mecha- niece” odbyła się III Sesja „Polioptymalizacji”	1984.04
Warszawa	I Ogólnopolska konferencja „Mechanika w lotnictwie”	1984.01.19

Zarząd Główny podjął po raz pierwszy działalność w zakresie zorganizowania szkoły naukowej nt. „sterowanie w mechanice”. Przewodn. Kom. Org. został prof. St. Dubiel.

1.3. Seminaria naukowe i kursy

Cztery Oddziały zorganizowały seminaria. I tak:

1. Częstochowa — 1984.09.14 — seminarium poświęcone zagadnieniom turbulentnego transportu w przepływach ze ścinaniem (3 referaty):

— M. Musiałik „Bilans energii w strudze zawirowanej”

— L. Kurzak „Procesy turbulentnego transportu w swobodnej strudze kołowej”

— R. Klajny „Rozwój pola temperatur w swobodnej strudze kołowej”

2. Gdańsk — 1984.10.12 — seminarium „Wstęp do dynamiki racjonalnej” — Henryk Wałukiewicz.

3. Poznań — 1984.06.13, 19 i 20 — „Wstęp do nieliniowej statyki układów prętowych” — Adam Borkowski.

4. Rzeszów — 1984.05.08 i 1984.06.29 — „Metody matematyczne w technice”.

1.4. Organizowanie konkursów

1. Częstochowa — Konkurs na prace z mechaniki płynów, 1984.09.20. Sąd Konkursowy w składzie: profesorowie J. Elsner (Przewodniczący), Z. Dźygadło (Sekr. Gen.), K. Orzechowski, Z. Kazimierski, R. Puzyrewski, E. Tuliszka, po wysłuchaniu 9 referatów przyznał:

dwie nagrody II stopnia po 8.000, — każda

— dr inż. S. Drobniakowi za pracę „Struktury koherentne strugi osiowo-symetrycznej”

— mgr inż. M. Marcinkowskiemu za pracę „Oprządkowanie oraz metody eksperymentalnego wyznaczenia przepływu pary przez ostatnie stopnie turbin kondensacyjnych”;

jedną nagrodę II stopnia — 4.000, —

— dr inż. M. Ciałkowskiemu za pracę „Rozwiązanie zagadnienia przepływu idealnego czynnika ściśniętego w palisadzie profili metodą wariacyjną”;

trzy wyróżnienia po 2.000,—

— dr inż. P. Sierputowskiemu i mgr inż. J. Błazewiczowi za pracę „Badania modelowe opływu wiatrem fragmentów zabudowy miejskiej o skomplikowanej konfiguracji geometrycznej”;

— mgr inż. J. Rokickiemu za pracę „Zagadnienia odwrotne w teorii układu profilów”;

— dr inż. T. Kowalskiemu za pracę „Dystrybucja kropeł zawiesiny w przepływie typu Poiseuille'a”.

* Sympozjum to zorganizowano wspólnie z Kuratorium Oświaty i Wychowania, Instytutem Kształcenia Nauczycieli w Zielonej Górze i Ośrodkiem Technologii Kształcenia WSI w Zielonej Górze.

Praca dr inż. P. Kubskiego „Uproszczona analiza procesu separacji kropeł z przepływu dwufazowego pod wpływem pola temperatur” nie została poddana ocenie, gdyż autor nie wziął udziału w sesji konkursowej i nie spełnił tym samym warunku przewidzianego regulaminem konkursu.

1.5. Zorganizowanie sesji naukowej z okazji 25-lecia Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej

Zarząd Główny XX kadencji zorganizował z okazji 25-lecia Towarzystwa sesję naukową towarzyszącą XXI Zjazdowi Delegatów w Bielsku-Białej. Szczegóły podane są w protokole Zjazdu.

1.6. Dyskusje okrągłego stołu

Zarząd Główny na zakończenie Zjazdu Delegatów zorganizował dyskusję okrągłego stołu na temat przyszłości i perspektyw mechaniki.

W Gliwicach dyskutowano nt. „Problemy projektowania silnie obciążonych profili skrzynkowych w maszynach górniczych”.

2. Działalność wydawnicza

W dniu 17.10.84 r. Prezydium Zarządu Głównego powołało Radę Redakcyjną kwartalnika „Mechanika Teoretyczna i Stosowana” na okres 1984 - 1987 w składzie:

Marek Dietrich — Przewodniczący Rady Redakcyjnej (PW)

Zbigniew Dzygadlo (WAT)

Janusz Elsner (Politechnika Częstochowska)

Stanisław Jerzy Gdula (Politechnika Łódzka)

Igor Kisiel (Politechnika Wrocławska, czł. rz. PAN)

Witold Nowacki (em. prof. UW, czł. rz. PAN)

Zenon Mróz (IPPT PAN)

Bogdan Skalmierski (Politechnika Śląska)

Piotr Wilde (Gdańsk IBW PAN, czł. koresp. PAN)

Józef Wojnarowski (Przewodniczący PTMTS, Politechnika Śląska)

Michał Życzkowski (Politechnika Krakowska, czł. koresp. PAN)

Zbigniew Olesiak — Redaktor Naczelny (UW)

Stanisław Dubiel — Redaktor (WAT)

Jacek Stupnicki — Redaktor (PW)

Andrzej Tylikowski — Redaktor (PW)

Czesław Woźniak — Redaktor (UW)

Felicja Kolińska — Sekretarz Redakcji

Decyzja Prezydium Zarządu Głównego została zatwierdzona na posiedzeniu Plenarnym PTMTS w dniu 14.11.84 r. Wydział IV PAN pismem z dnia 6.I.85 nie wniósł zastrzeżeń do zgłoszonych propozycji, ponadto stwierdził, że zgodnie z pkt 4 par. 32 Zarządzenia 6/77 Sekretarza Naukowego PAN z dnia 26 lipca 1977 r. Zarząd Główny lub Walne Zgromadzenia Towarzystw same powołują składy osobowe swych czasopism.

W okresie sprawozdawczym ukazały się drukiem następujące pozycje:

Zarząd Główny

— Kwartalnik „Mechanika Teoretyczna i Stosowana” — numery 1/1983, 2 - 3/1983 i 4/1983 — łącznie 57,5 ark. wydawniczego;

— Biuletyn „Polish Society of Theoretical and Applied Mechanics”, str. 14, Warszawa 1984, nakł. 300 egz.

O/Gliwice — zbiór referatów XXIII Sympozjonu „Modelowanie w mechanice”, z. 39, PTMTS, Gliwice 1984 r., str. 620.

— R. Ćwik, J. Wojnarowski „Dwudziestopięciolecie PTMTS Oddział Gliwice, z. 50, Gliwice 1984, str. 94, nakł. 350 egz.

- O/Poznań — zbiór referatów plenarnych i streszczeń referatów sekcyjnych XI Sympozjonu „Drgania w układach fizycznych” nakład Politechniki Poznańskiej, Poznań 1984, str. 313.
- O/Wrocław — zbiór referatów IX Sympozjonu poświęconego reologii, Wrocław 1984, str. 232, egz. 150.
- O/Wrocław — K. Biernatowski, S. Fuliński, M. Jokiel, H. Wzorek „Oddział Wrocławski PTMTS w latach 1958 - 1983”, Wrocław 1984, str. 56, nakł. 150 egz.
- O/Zielona Góra — „Nauczanie mechaniki w regionie Zielonogórskim”, Zielona Góra, czerwiec 1984, str. 44, nakł. 50 egz.

3. Współpraca Towarzystwa z zagranicą

3.1. Profesor Z. Olesiak został zaproszony przez Jugosłowiańskie Towarzystwo Mechaniki (Jugoslovensko Društvo za Mehaniku) na 16 Jugosłowiański Kongres Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej, który odbył się w Beżici w dniach 28 maja - 1 czerwca 1984. Kongres ten był związany z 30-leciem istnienia Jugosłowiańskiego Towarzystwa Mechaniki. Profesor Z. Olesiak przekazał na ręce Prezesa J. T. M. (Profesor dr Luka Vujošević) i Sekretarza Generalnego (Profesor dr Jovo Jarić) medal wybity z okazji 25-lecia naszego Towarzystwa oraz znaczki PTMTS i pozdrowienia oraz życzenia od Zarządu Głównego. Jugosłowiańskie Towarzystwo Mechaniki jest zainteresowane współpracą z PTMTS. Prof. Jovo Jarić zaproponował w imieniu Z. G. organizowanie w przyszłości polsko-jugosłowiańskich sympozjów. Pierwsze takie sympozjum miałyby się odbyć w Jugosławii w 1987 r. Prof. Jovo Jarić przebywał w Warszawie w sierpniu 1984, przed Kongresem Mechaniki w Danii, by wręczyć profesorowi Witoldowi Nowackiemu dyplom honorowego członka J. T. M. Uroczystość odbyła się w Ambasadzie Jugosłowiańskiej w Warszawie dnia 17 sierpnia 1984. Prof. Z. Olesiak wygłosił na Jug. Kongresie Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej referat pt. „Modelling of the moment theory of plasticity” i po Kongresie, na zaproszenie Wydziału Maszynowego Uniwersytetu w Belgradzie referat na temat zagadnień termicznych w teorii szczelin. Obszerne sprawozdanie z 16 Jug. Kongresu Mechaniki zostało złożone do publikacji w Biuletynie PTMTS 22/1984 zeszyt 4.

3.2. W dniu 3.12.1984 na X Konferencji Teorii Maszyn i Mechanizmów prof. J. Wojnarowski wręczył profesorowi L. Maunderowi z Anglii dyplom członka zagranicznego Towarzystwa wraz z biuletynem informacyjnym.

3.3. W dniu 4.07.1984 Z. Gł. przekazał do wydawnictwa The World of Learning 1984 - 85, s. 927 informacje o Towarzystwie.

3.4. Gośćmi zagranicznymi byli:

H. Aurich NRD, W. L. Fiedjajew ZSRR, A. L. Goldenweizer ZSRR, M. Granz NRD, M. Hoffmeister NRD, W. I. Huisman Holandia, F. Ihlenburg NRD, E. Köhler NRD, W. Kühn NRD, F. Motta Hiszpania, Sandor Nagy Węgry, L. P. Nolte RFN, K. Prileryl Czechosłowacja, P. Rix RFN, U. Schick RFN, J. Vrbka Czechosłowacja, W. Kissing NRD.

4. Działalność organizacyjna

4.1. Władze Towarzystwa

W okresie sprawozdawczym Zarząd Główny do dnia 10 maja 1984 r. działał w składzie:

prof. Zbigniew Olesiak	— Przewodniczący ZG
prof. Roman Gutowski	— Z-ca Przewodniczącego
prof. Józef Wojnarowski	— Z-ca Przewodniczącego
doc. Władysław Walczak	— Sekretarz Generalny
doc. Waldemar Bachmacz	— Z-ca Sekretarza Gen.
prof. Andrzej Wilczyński	— Skarbnik
doc. Zdzisław Sulimowski	— Z-ca Skarbnika
prof. Eugeniusz Brzuchowski	— Członek ZG
doc. Stanisław Kasprzyk	— Członek ZG
prof. Jan Kruszewski	— Członek ZG

zastępcami członków byli:

doc. Janusz Lipiński
 doc. Ryszard Parkitny
 doc. Marek Trombski

Skład Głównej Komisji Rewizyjnej był następujący:

profesorowie: Otton Dąbrowski, Janusz Dietrych, Czesław Cempel, Roman Kazimierzczak, Andrzej Tylikowski

Przewodniczącymi Oddziałów w XX kadencji byli:

prof. Stanisław J. Gdula — O/Bielsko-Biała
 prof. Janusz Elsner — O/Częstochowa
 doc. Edward Walicki — O/Bydgoszcz
 prof. Wojciech Pietraszkiewicz — O/Gdańsk
 doc. Walery Szuścik — O/Gliwice
 doc. Andrzej Radowicz — O/Kielce
 prof. Wiesław Krzyś — O/Kraków
 doc. Kazimierz Szabelski — O/Lublin
 doc. Waldemar Kobza — O/Łódź
 doc. Jerzy Gołaś — O/Opole
 doc. Ryszard Dziecielak — O/Poznań
 prof. Jan Madejski — O/Rzeszów
 doc. Karol Grudziński — O/Szczecin
 prof. Stanisław Dubiel — O/Warszawa
 prof. Kazimierz Biernatowski — O/Wrocław
 doc. Edward Goss — O/Zielona Góra

W dniach 9 - 11 maja 1984 roku odbył się w Bielsku-Białej XXI Zjazd Delegatów PTMTS, na którym w dniu 10 maja wybrano nowy Zarząd Główny, który ukonstytuował się jak następuje:

Zarząd Główny XXI kadencji

prof. J. Wojnarowski	— Przewodniczący
prof. E. Brzuchowski	— Z-ca Przewodniczącego
prof. W. Krzyś	— Z-ca Przewodniczącego
prof. Z. Dźygadło	— Sekretarz Generalny
prof. A. Wilczyński	— Skarbnik
doc. J. Lipiński	— Z-ca Sekretarza Generalnego
doc. R. Parkitny	— Zastępca Skarbnika
prof. B. Skalmierski	— Członek Zarządu
prof. K. Sobczyk	— Członek Zarządu
prof. M. Wizmur	— Członek Zarządu
doc. J. Gołaś	— Z-ca Członka Zarządu
doc. C. Mickiewicz	— Z-ca Członka Zarządu
doc. Z. Sulimowski	— Z-ca Członka Zarządu

Główna Komisja Rewizyjna

Prof. A. Tylikowski — Przewodniczący, prof. O. Dąbrowski, prof. K. Wrześniowski — członkowie, prof. S. Dubiel, doc. M. Skowronek — zastępcy członków.

Walny Zjazd Delegatów poprzedziły Walne Zgromadzenia w Oddziałach Towarzystwa, na których członkowie wybrali Przewodniczących i składy Zarządów Oddziałów oraz Komisje Rewizyjne. Po zebraniach kooptyacyjnych składy Zarządów Oddziałów XXI kadencji przedstawiają się jak następuje:

Oddział w Bielsku-Białej (25.IV.84)

Przewodniczący — prof. Stanisław J. Gdula
 Z-ca Przewodn. — doc. Roman Blocki
 Sekretarz — dr inż. Władysław Jakubiec
 Skarbnik — dr inż. Stanisław Wojciech
 Czł. Zarządu — dr inż. Andrzej Sucheta

Oddział w Bydgoszczy (22.II.84)

Przewodniczący — doc. Edward Walicki
 Sekretarz — dr inż. Anna Walicka
 Skarbnik — dr inż. Mirosław Malec
 Czł. Zarządu — dr inż. Jan Lorkowski
 Czł. Zarządu — mgr inż. Janusz Zachwieja

Oddział w Częstochowie (29.II.84)

Przewodniczący — prof. Janusz Elsner
 Z-ca Przewodn. — doc. Ryszard Parkitny
 Sekretarz — dr inż. Stanisław Drobniań
 Skarbnik — dr inż. Józef Zajdel
 Czł. Zarządu — doc. Lech Tomski
 Czł. Zarządu — doc. Waldemar Bachmacz

Oddział w Gdańsku (24.II.84)

Przewodniczący — prof. Eugeniusz Bielewicz
 Z-ca Przewodn. — doc. Wiesław Pudlik
 Sekretarz — dr inż. Edmund Wittbrodt
 Skarbnik — doc. Mirosław Skowronek
 Czł. Zarządu — doc. Henryk Spus

Oddział w Gliwicach (2.V.84)

Przewodniczący — doc. Walery Szuścik
 Z-ca Przewodn. — doc. Zbigniew Bogucki
 Sekretarz — dr inż. Henryk Skowron
 Z-ca Sekretarza — dr inż. Andrzej Buchacz
 Skarbnik — dr inż. Remigiusz Ćwik
 Z-ca Skarbnika — dr inż. Jerzy Kuczyński
 Czł. Zarządu — doc. Gerard Kosman
 Czł. Zarządu — dr Józef Suchoń

Oddział w Kielcach (5.IV.84)

Przewodniczący — doc. Andrzej Radowicz
 Z-ca Przewodn. — dr inż. Andrzej Piątkowski
 Sekretarz — dr inż. Adam Barchan
 Skarbnik — dr inż. Waclaw Gierulski
 Czł. Zarządu — dr inż. Marek Miksa
 Czł. Zarządu — doc. Marian Kargoł

Oddział w Krakowie (24.II.84)

Przewodniczący — doc. Stanisław Bednarz
 Z-ca Przewodn. — doc. Jacek Skrzypek
 Sekretarz — dr inż. Jerzy Wapiennik
 Skarbnik — dr inż. Maria Baczyńska
 Czł. Zarządu — prof. Wiesław Krzyś
 Czł. Zarządu — prof. Mieczysław Zabawa
 Z-ca członka — dr inż. Andrzej Gumiński
 Z-ca członka — dr inż. Jan Gaszyński
 Z-ca członka — dr inż. Leszek Głuch

Oddział w Lublinie (22.III.84)

Przewodniczący — doc. Zdzisława Rotter
 Z-ca Przewodn. — dr inż. Antoni Malicki
 Z-ca Przewodn. — dr inż. Marian Bartnik
 Sekretarz — dr inż. Bogusław Skierczyński
 Skarbnik — mgr inż. Franciszek Martinka

Oddział w Łodzi (8.III.84)

Przewodniczący — doc. Waldemar Kobza
Z-ca Przewodn. — dr inż. Andrzej Młotkowski
Sekretarz — dr inż. Leon Kowalczyk
Skarbnik — dr inż. Tadeusz Jeske

Oddział w Opolu (22.II.84)

Przewodniczący — doc. Jan Kubik
Z-ca Przewodn. — doc. Jerzy Golaś
Sekretarz — doc. Maciej Gryczmański
Skarbnik — dr inż. Tomasz Dziadek
Czl. Zarządu — dr inż. Lesław Tarczyński

Oddział w Poznaniu (12.I.84)

Przewodniczący — doc. Ryszard Dziecielak
Z-ca Przewodn. — doc. Andrzej Litewka
Sekretarz — doc. Ryszard Sygulski
Skarbnik — dr inż. Jan Kolodziej
Czl. Zarządu — dr Jerzy Rakowski
Z-ca członka — doc. Józef Kubik

Oddział w Rzeszowie (20.III.84)

Przewodniczący — doc. Henryk Kopecki
Sekretarz — dr inż. Wiesław Zyłski
Skarbnik — dr inż. Władysław Łakata
Czl. Zarządu — prof. Jan Madejski

Oddział w Szczecinie (23.II.84)

Przewodniczący — doc. Karol Grudziński
Z-ca Przewodn. — doc. Marian Kmiecik
Sekretarz — doc. Czesław Mickiewicz
Skarbnik — dr inż. Jerzy Honczarenko
Czl. Zarządu — doc. Bolesław Kuźniewski

Oddział w Warszawie (5.III.84)

Przewodniczący — prof. Andrzej Olędzki
Z-ca Przewodn. — prof. Wanda Szemplińska-Stupnicka
Sekretarz — dr inż. Zdobysław Goraj
Z-ca Sekretarza — dr inż. Jerzy Bajkowski
Skarbnik — prof. Przemysław Jastrzębski
Z-ca Skarbnika — dr inż. Wiesław Sobieraj
Czl. Zarządu — prof. Jerzy Maryniak
Czl. Zarządu — dr inż. Tadeusz Kuźmiczewicz

Oddział we Wrocławiu (6.III.84)

Przewodniczący — prof. Kazimierz Biernatowski
Z-ca Przewodn. — doc. Franciszek Romanów
Czl. Zarządu — doc. Mirosław Werszko
Czl. Zarządu — doc. Mieczysław Jokiel
Czl. Zarządu — doc. Edward Gawrych-Żukowski
Czl. Zarządu — doc. Jacek Wojciechowski
Z-ca Członka — dr inż. Zdzisław Sysak
Z-ca Członka — dr inż. Włodzimierz Brzękała

Oddział w Zielonej Górze (1.II.84)

Przewodniczący — doc. Leszek Szeloch
Z-ca Przewodn. — mgr inż. Stanisław Mazur

Sekretarz — dr inż. Stanisław Przyputniewicz
 Skarbnik — dr inż. Lucja Frąckowiak

4.2. Członkowie Towarzystwa

W roku 1984 liczba członków Towarzystwa wzrosła o 73 osoby. Zmiany liczby członków w poszczególnych Oddziałach ilustruje tablica:

Oddział	stan na koniec 1983 roku	w roku 1984			
		I kw.	II kw.	III kw.	IV kw.
Bielsko-Biała	24	24	21	21	21
Bydgoszcz	39	39	40	40	40
Częstochowa	73	71	72	72	79
Gdańsk	62	62	63	63	65
Gliwice	163	161	162	161	163
Kielce	—	25	31	31	31
Kraków	74	90	91	91	91
Lublin	44	49	49	49	49
Łódź	58	58	58	58	58
Opole	25	25	22	20	20
Poznań	72	77	79	79	78
Rzeszów	17	17	17	17	18
Szczecin	41	42	41	41	42
Warszawa	212	212	215	216	218
Wrocław	93	94	93	92	97
Zielona Góra	21	21	21	21	21
Razem:	1018	1067	1075	1072	1091

4.3. Członkowie zagraniczni Towarzystwa

Uchwałą Zarządu Głównego z dnia 15.12.83 niżej wymienieni profesorowie zostali powołani na członków zagranicznych Towarzystwa:

profesor Clifford Truesdell (Stany Zjednoczone) na wniosek prof. Z. Olesiaka i prof. Z. Wesolowskiego
 profesorowie Olaf Brulin (Szwecja) i Stig Wjalmars (Szwecja) obaj na wniosek prof. Z. Olesiaka i doc. M. Żórawskiego

Uchwała ta została zatwierdzona w IV kwartale roku 1984 przez Sekretarza Naukowego PAN.

Na przestrzeni 25 lat istnienia PTMITS w poczet członków zagranicznych Towarzystwa zostało przyjętych 63 profesorów. Zgodnie z uchwałą zebrania Zarządu Głównego z dnia 26 czerwca 1984 roku został przygotowany przez Przewodniczącego Zarządu Głównego Biuletyn Informacyjny (w języku angielskim) o 25-letniej działalności Towarzystwa. Biuletyn ten wydrukowano w grudniu 1984 roku i przekazano następującym członkom zagranicznym, profesorom:

A. T. Balewski — Bułgaria, G. Brankow — Bułgaria, — wraz z dyplomami przekazano przez prof. Konstatinowa — uczestnika X Konferencji Teorii Maszyn i Mech., M. Roy — Francja, E. Schmid — Austria, I. N. Sneddon — Wielka Brytania, Z. Sobotka — Czechosłowacja, K. Széchy — Węgry, G. Rieder — RFN, O. C. Zienkiewicz — Wielka Brytania, B. I. Dolapczjew — Bułgaria, H. Görtler — RFN, B. F. Veubeke — Belgia, L. Escande — Francja, F. J. Niordson — Dania, S. Crandall — USA, K. Frolow — ZSRR, O. Rodkiewicz — Kanada, J. Moszyński — USA, A. K. Oppenheim — USA, A. Cyras — ZSRR, P. Capodanno — Francja, M. Hoffmeister — NRD, A. Iljuszyn — ZSRR, O. Lepik — ZSRR, T. Lehmann — RFN, S. Kaliszky — USA, G. Maier — Włochy, L. Maunder — Anglia — wraz z dyplomem na X Konferencji Teorii Maszyn i Mechanizmów.

4.4. Członkowie honorowi

Na wniosek Oddziału PTMTS w Gliwicach XXI Zjazd Delegatów w dniu 9.V.1984 r. nadał godność Członka Honorowego prof. Oktawianowi Popowiczowi, doktorowi honoris causa Akademii Górniczej we Freibergu.

5, Zebrania organizacyjne

5.1. Walny Zjazd Delegatów

W dniach 9 - 11 maja 1984 r. w Bielsku-Białej odbył się XXI Zjazd Delegatów Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej. Protokół ze Zjazdu Delegatów został opublikowany w T. 23, z. 2, 1985 MTIS.

5.2. Zebrania Głównej Komisji Rewizyjnej i Komisji Oddziałowych

Walne Zgromadzenia w Oddziałach Towarzystwa były poprzedzane zebraniem Oddziałowych Komisji Rewizyjnych, które oceniały działalność Oddziałów w czasie XX kadencji i udzieliły absolutorium ustępującym Zarządom Oddziałów. Główna Komisja Rewizyjna zebrała się w dniu 8 maja 1984 w Bielsku-Białej. Jej uwagi i zalecenia zostały ujęte w protokole. W protokole Komisja wniosowała o udzielenie absolutorium ZG XX kadencji.

5.3. Zebrania Prezydium Zarządu Głównego

Prezydium Zarządu Głównego zebrało się 5 razy:

Data	Miejsce	Liczba obecnych
8.V.84	Bielsko-Biała	12
10.V.84	W-wa PKiN	7
6.VI.84	W-wa PKiN	5
17.X.84	W-wa PKiN	8
6.XII.84	W-wa PKiN	8

5.4. Zebrania Plenarne Zarządu Głównego

Zarząd Główny w roku 1984 odbył 4 posiedzenia Plenarne:

Data	Miejsce	Liczba obecnych	Uwagi
26.IV.84	W-wa PKiN	25	XX Kadencja
10.V.84	Bielsko-Biała	29	Konstytucyjne
27.VI.84	W-wa IPPT PAN	23	XXI Kadencja
14.XI.84	Częstochowa	29	XXI Kadencja

W XXI kadencji po raz pierwszy w historii Towarzystwa rozszerzono program zebrań Plenarnych Zarządu Głównego o część naukową.

W odbytych kolejnych zebraniach referaty wygłosili w dniu 27.VI.84 prof. Stanisław Dubiel — „Zagadnienia sterowania w układach mechanicznych” i w dniu 14.XI.84 doc. Ryszard Parkitny — „Podstawowe zagadnienia termodynamiki krzepnięcia”.

Na zebraniu w dniu 14.XI.84 podjęta została uchwała, aby główne tezy referatów wygłaszanych w ramach posiedzeń zebrań plenarnych były drukowane w biuletynie Kwartalnika Towarzystwa „Mechanika Teoretyczna i Stosowana”.

Dla lepszego poznania działalności poszczególnych Oddziałów zapoczątkowano również odbywanie zebrań Plenarnych Zarządu Głównego w Oddziałach terenowych PTMTS. Drugie Plenarne posiedzenie w XXI kadencji odbyło się w Oddziale Częstochowskim. Forma i sposób przygotowania zebrania przez

Oddział w Częstochowie zyskały ogólne uznanie uczestników. Na tym zebraniu prof. J. Wojnarowski wręczył w imieniu ZG prof. Z. Olesiakowi list z podziękowaniem za działalność na rzecz Towarzystwa. Z okazji 65 rocznicy urodzin prof. E. Brzuchowskiego ZG złożył Jubilatowi najlepsze życzenia.

5.5. Zebrania Zarządów w Oddziałach Towarzystwa

W roku 1984 odbyło się 85 zebrań organizacyjnych Zarządów i 15 Walnych Zgromadzeń i jedno zebranie inauguracyjne powstanie 16 Oddziałów w Kielcach.

6. Odznaczeni za zasługi dla Towarzystwa

Z okazji 25-lecia Towarzystwa Zarządy Oddziałów i Zarząd Główny wyłoniły spośród Członków PTMTS najbardziej zasłużonych w pracy na rzecz Towarzystwa.

Na XXI Zjeździe Delegatów prof. T. Zagajewski przew. PAN Oddziału Katowice wręczył w imieniu prezesa PAN listy z podziękowaniami następującym Członkom PTMTS:

Eugeniuszowi Bielewiczowi (Gdańsk), Eugeniuszowi Brzuchowskiemu (Wrocław), Markowi Dietrichowi (Warszawa), Stanisławowi Jerzemu Gduli (Bielsko-Biała), Przenysławowi Jastrzębskiemu (Warszawa), Zbigniewowi Kączkowskiemu (Warszawa), Wiesławowi Krzysiovi (Kraków), Jerzemu Mierzejewskiemu (Szczecin), Zbigniewowi Olesiakowi (Warszawa), Waleremu Szuścikowi (Gliwice), Władysławowi Walczakowi (Łódź), Józefowi Wojnarowskiemu (Gliwice).

W kwartalniku „Mechanika Teoretyczna i Stosowana” (nr 4/1983 — jubileuszowy) została wydrukowana lista 60 osób najbardziej zasłużonych w pracy społecznej w okresie 25-lecia na rzecz Towarzystwa. Wszystkie te osoby otrzymały listy z podziękowaniami od Zarządu Głównego XX kadencji.

W dniu 21.11.84 r. odbyło się w Oddziale Gliwickim uroczyste zebranie Zarządu, na którym Przewodniczący Wojewódzkiej Rady Narodowej prof. dr. Adam Szczurowski z okazji 25-lecia Oddziału Gliwice wręczył odznaki „Zasłużonego w Rozwoju Województwa Katowickiego” niżej wymienionym członkom Towarzystwa oraz instruktorce Oddziału za pracę na rzecz PTMTS.

Odnakę złotą otrzymała Jadwiga Wojda, odznaki srebrne: Andrzej Buchacz, Jerzy Kuczyński, Joachim Otte, Wojciech Pilich, Józef Suchoń.

W zebraniu tym wziął udział Przew. Z. Gł. prof. J. Wojnarowski, który wszystkim wyróżnionym wręczył listy z podziękowaniem od Zarządu Głównego.

W dniach 27 - 28.11.84 odbył się we Wrocławiu IX Sympozjon Reologii połączony z 25-leciem Oddziału Wrocławskiego. Z tej okazji za pracę na rzecz PTMTS złote odznaki „Zasłużonego w Rozwoju Województwa Wrocławskiego” otrzymali profesorowie: Augustyn Borcz, Eugeniusz Brzuchowski, Adam Cybulski, Igor Kisiel, Jerzy Zawadzki.

W czasie tej uroczystości prof. J. Wojnarowski — przew. ZG wręczył wyróżnionym oraz prof. K. Bieratowskiemu listy z podziękowaniem od Zarządu Głównego.

7. Powstanie nowego Oddziału PTMTS

W dniu 5.04.1984 odbyło się w Kielcach, z udziałem prof. J. Wojnarowskiego — z-cy przewodnicz. Z. Gł. XX kadencji, odpowiedzialnego za współdziałanie ZG z Oddziałem Towarzystwa, zebranie inauguracyjne działalność 16 Oddziału Towarzystwa.

8. Statut Towarzystwa

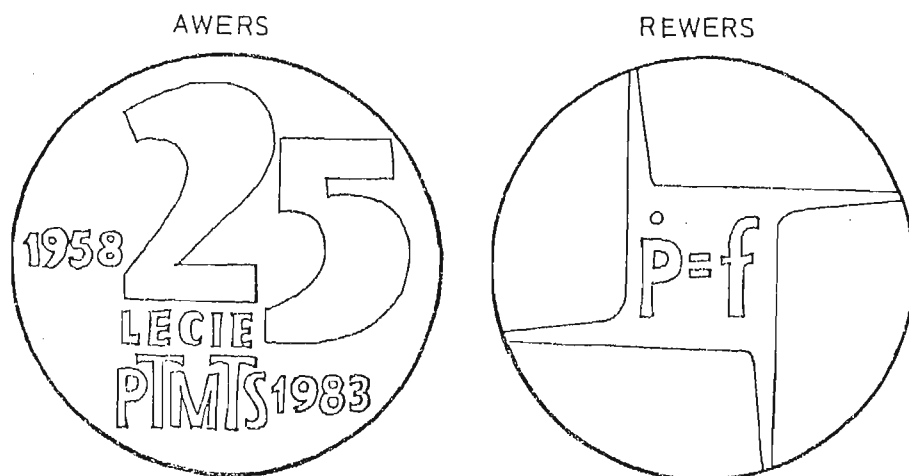
XXI Zjazd Delegatów PTMTS uchwalił poprawki w statucie Towarzystwa. Nowa wersja statutu została złożona w Wydziale Spraw Społeczno-Administracyjnych Urzędu miasta stołecznego Warszawa w dniu 10.10.84 r.

9. Inne formy działalności

W związku ze zbliżającym się III Kongresem Nauki Polskiej profesorowie K. Sobczyk i J. Wojnarowski opracowali ankietę dotyczącą stanu i perspektyw rozwoju nauk mechanicznych w Polsce. Ankietę przeprowadzono wśród samodzielnych pracowników nauki — członków Towarzystwa.

Prof. Gutowski — wiceprzewodniczący XX kadencji ZG PTMTS opracował propozycje i sugestie dotyczące rozwoju polskich specjalności w nauce i technice (ze szczególnym uwzględnieniem roli Polit. Warszawskiej).

W wyniku działania Komisji 25-lecia w składzie: doc. W. Bachmacz, prof. E. Brzuchowski, prof. J. S. Gdula, doc. Z. Sulimowski i prof. J. Wojnarowski, został przygotowany i wykonany w formie odlewów medal 25-lecia PTMTS (rys. 1).



Projekt medalu opracował mgr art. rzeźb. Stanisław Słodowy.

Również z okazji 25-lecia został opracowany i wykonany znaczek Towarzystwa. Projekt znaczka opracował prof. J. Wojnarowski.

10. Kontrole przeprowadzone w Towarzystwie

W dniu 14.09.84 r. p. Orłowska z Wydziału Spraw Społeczno-Administracyjnych Urzędu Miasta Krakowa przeprowadziła kontrolę działalności Oddziału PTMTS w Krakowie. Nie stwierdziła żadnych uchybień. Do chwili obecnej do Oddziału nie wpłynął protokół pokontrolny.

11. Etatowi pracownicy PTMTS

mgr inż. Małgorzata Jabłońska	— ZG PTMTS	cały etat
<u>Barbara Michalska-Czachor</u>	— ZG PTMTS	„ „
Barbara Krężlewicz	— ZG PTMTS	1/2
Cecylia Sarbinowska	— O/Bydgoszcz	1/5
Anna Sadek	— O/Częstochowa	1/4
Irena Wójcik	— O/Gdańsk	1/4
Jadwiga Wojda	— O/Gliwice	1/3
Maria Cabak	— O/Kraków	1/4
Irena Szmelter	— O/Łódź	1/4
Barbara Szymkow	— O/Opole	1/8
Maria Zwierzykowska	— O/Poznań	1/5
Mieczysława Mierzejewska	— O/Szczecin	1/4

Czesława Ostrowska	— O/Rzeszów	1/8
Małgorzata Mazurkiewicz	— O/Wrocław	1/4
Anna Nonckiewicz	— O/Zielona Góra	1/8

12. Źródło i wysokość środków finansowych na działalność Towarzystwa

a) dotacja PAN.

W roku 1984 Towarzystwo otrzymało 1.414.000,— zł (łącznie).

b) dochód ze składek członkowskich

Na dzień 1 stycznia 1984 zarejestrowano 1018 członków $\times 100$ zł = 101.800 zł

Stan konta wynosi 88.068 zł.

c) subwencje

24.930 zł koszt druku biuletynu pt. „Polish Society of Theoretical and Applied Mechanics” pokryty przez Politechnikę Śląską.

d) stan kont w Zarządzie Głównym i Oddziałach PTMTS na dzień 31.12.1984 roku wynosił:

Zarząd Główny:

konto podstawowe: bank	276.252.70.—
kasa	3.031.00.—
konto f. socjalnego	1.032.00.—
konto f. mieszkaniowego	2.030.00.—
	<u>282.395.70.—</u>

Oddziały	kasa	bank	razem
Bielsko-Biała	1.758.00.—	41.478.90.—	43.236.90.—
Bydgoszcz	—	633.54.—	633.54.—
Częstochowa	—	30.232.73.—	30.232.73.—
Gdańsk	918.00.—	55.40.—	973.40.—
Gliwice	1.000.00.—	266.477.95.—	267.477.95.—
Kielce	—	5.000.00.—	5.000.00.—
Kraków	4.790.30.—	16.164.00.—	20.954.30.—
Lublin	4.188.00.—	9.507.00.—	13.695.00.—
Łódź	5.50.—	4.007.12.—	4.012.62.—
Ópole	1.603.90.—	14.981.30.—	16.585.20.—
Poznań	1.569.48.—	37.208.47.—	38.777.95.—
Rzeszów	295.40.—	992.70.—	1.288.10.—
Szczecin	725.85.—	15.422.93.—	16.148.78.—
Warszawa	3.000.83.—	13.442.52.—	16.443.35.—
Wrocław	793.23.—	54.170.73.—	54.963.96.—
Zielona Góra	—	371.70.—	371.70.—
	Łącznie w Oddziałach:		530.795.48.—

Łącznie w kasach i na rachunkach bankowych PTMTS w dniu 31.12.84 roku znajdowała się kwota 813.191.18 złotych. Od 1985 r. składka członkowska zgodnie z uchwałą Zjazdu Delegatów wynosi 200 zł.

13. Realizacja uchwał Zjazdu Delegatów

Zarząd Główny XXI kadencji realizując uchwałę Zjazdu Delegatów podjął prace w zakresie:

1. Zorganizowania szkoły naukowej; Sterowanie w mechanice. Ustalono wstępnie program, a kierownictwo naukowe szkoły powierzono prof. S. Dubielowi.

2. Przygotowania biuletynu w j. angielskim o działalności Towarzystwa w okresie 25-lecia. Praca ta została wykonana i częściowo rozesłana do członków zagranicznych.
3. Sondażu opinii dotyczącej stanu i perspektyw rozwoju nauk mechanicznych w Polsce. Prace te częściowo zrealizowano, a wyniki ich zostaną wykorzystane w opracowaniu materiałów dla PAN w związku z III Kongresem Nauki Polskiej.

14. Analityczna ocena działalności Towarzystwa

W okresie 1984 r., który obejmował działalność XX i XXI kadencji zanotowano dalszy rozwój Towarzystwa

- w omawianym okresie liczba członków wzrosła o 73 osoby,
- liczba zebrań naukowych wyniosła 74,
- wygłoszono na nich 83 referaty.

W zebraniach tych wzięło udział 1296 uczestników, a 343 osoby zabrały głos w dyskusji.

Zorganizowano:

- Zjazd Delegatów połączony z Sesją Naukową, na której wygłoszono 7 referatów,
- 5 sympozjów, w których wzięło udział 568 uczestników i wygłoszono 275 referatów,
- 1 konkurs naukowy, na którym przyznano trzy nagrody i trzy wyróżnienia.

Gośćmi zagranicznymi Towarzystwa było 17 uczonych.

W ramach akcji wydawniczej wydano 57,5 (period.) + 85 (zwarte) = 142,5 ark. wyd.

Przyznano godność członka zagranicznego trzem uczonym.

Wprowadzono jako stały element zebrań plenarnych Zarządu Głównego referat naukowy. Zapoczątkowano organizowanie zebrań plenarnych Zarządu Głównego w Oddziałach Towarzystwa. Prowadzono ciągłą informację Członków Towarzystwa oraz zapoczątkowano przesyłanie informacji o Towarzystwie dla członków zagranicznych.

Czynnikiem osłabiającym większą efektywność pracy PTMTS są niskie dotacje Polskiej Akademii Nauk, przy ogólnym znacznym wzroście kosztów statutowej działalności Towarzystwa.

OCENA REALIZACJI

UCHWAŁ II KONGRESU NAUKI POLSKIEJ W ZAKRESIE MECHANIKI PŁYNÓW

Decyzja Prezydium PAN o zwołaniu III Kongresu Nauki Polskiej w roku 1985 pociąga za sobą naturalną potrzebę dokonania krytycznej oceny osiągnięć poprzedniego II Kongresu, mierzonym stopniem realizacji jego uchwał i zaleceń. Artykuł niniejszy zawiera wyniki takiej oceny, odnoszące się do mechaniki płynów, poprzedzone przypomnieniem treści i charakteru odpowiednich uchwał, a także procedury, która doprowadziła do ich sformułowania. Zawiera także pewne wnioski i postulaty, których punktem wyjścia są ogólne tendencje rozwojowe mechaniki płynów na świecie i jej aktualny stan w Polsce, w tym — zwłaszcza — wyposażenie we współczesne narzędzia badawcze.

1. Wprowadzenie

II Kongres Nauki Polskiej odbył się w czerwcu 1973 r. a więc przeszło 12 lat temu. W tymże roku 1973 opublikowano techniką małej poligrafii, w wydawnictwie zaopatrzonym klauzulą „do użytku wewnętrznego” — „Materiały” (1), stanowiące zapis wyników działania II Kongresu. Dopiero znacznie później „Materiały” zostały wydane drukiem, jako publikacja ogólnie dostępna. Jednak — w wyniku zarówno wspomnianej klauzuli, jak i opóźnienia w wydaniu wersji drukowanej, klauzulą nie obłożonej — „Materiały” były od początku i pozostały do dziś nieznanymi większości pracowników naukowych w Polsce, a także władzom odpowiednich resortów i uczelni wyższych — z wyjątkiem stosunkowo szczupłego grona osób, do których dotarły niejako z urzędu. W tej sytuacji wydaje się uzasadnionym przypomnienie niektórych szczegółów organizacyjnych, nazwisk, stwierdzeń i ustaleń, zawartych w „Materiałach”, a także w kongresowych drukach ulotnych (np. (2)).

Przypominamy zatem, że Komitet Organizacyjny II Kongresu, kierowany przez ówczesnego Prezesa PAN, Włodzimierza Trzebiatowskiego obejmował 17 Sekcji, poświęconych poszczególnym dziedzinom nauki, oraz 4 Zespoły Problemowe, których zadanie polegało na ustaleniu udziału „nauki w rozwiązywaniu problemów rozwoju społeczno-gospodarczego kraju”.

Oto nazwy poszczególnych Sekcji i Zespołów.

SEKCJE:

- I. Nauk Matematycznych,
- II. Nauk Fizycznych,
- III. Nauk Chemicznych,
- IV. Nauk o Ziemi i Górnictwie,
- V. Informatyki, Automatyki i Pomiarów,
- VI. Mechaniki,
- VII. Nauk Elektrycznych,
- VIII. Nauk Inżynierji — Budowlanych,
- IX. Architektury i Urbanistyki,
- X. Podstaw Budowy Maszyn i Urządzeń,
- XI. Metalurgii i Metaloznawstwa,
- XII. Nauk Rolniczych i Leśnych,
- XIII. Nauk Biologicznych,
- XIV. Nauk Medycznych,
- XV. Nauk Politycznych i Społecznych,
- XVI. Nauk Ekonomicznych, Demograficznych, Statystycznych oraz Organizacji i Zarządzania,
- XVII. Nauk Historycznych, Nauk o Literaturze, Języku i Sztuce.

ZESPOŁY:

- I. Nauka a rozwój społeczny kraju,
- II. Nauka a przestrzenne zagospodarowanie kraju,
- III. Nauka a unowocześnienie przemysłu i techniki,
- IV. Nauka a zdrowie i wyżywienie człowieka.

Zgodnie z „Regulaminem Obrad II Kongresu Nauki Polskiej”, podstawowe zadanie Prezydium Sekcji polegało na „... opracowaniu wniosków — uchwały sekcijnej”.

Działalność dotycząca mechaniki płynów była skoncentrowana w Podsekcji Mechaniki Cieczy i Gazów, wchodzącej w skład Sekcji VI Mechaniki.

Prezydium Sekcji Mechaniki stanowiły następujące osoby:

przewodniczący: Witold Nowacki,

zastępca przewodniczącego: Sylwester Kaliski, Antoni Sawczuk,

referent: Jan Rychlewski,

przewodniczący Podsekcji:

- Mechaniki Ciała Stałego: Michał Życzkowski,
- Mechaniki Cieczy i Gazów: Włodzimierz Prosnak,
- Zastosowań Mechaniki: Stefan Ziemba,
- Akustyki: Leszek Filipczyński.

W skład Podsekcji Mechaniki Cieczy i Gazów wchodził natomiast:

przewodniczący: Włodzimierz Prosnak,

zastępca przewodniczącego: Jan Madejski,

referent: Władysław Fiszdón,

członkowie:

- Wojciech Brzozowski,
- Jerzy Bukowski
- Zbigniew Dźygadło,
- Jerzy Litwiniszyn,
- Romuald Puzyrewski,

- Edmund Tuliszka,
- Stanisław Wójcicki.

Podsekcja wyłoniła zespoły problemowe i zleciła wybranym osobom opracowanie referatów przeglądowych na temat wybranych dziedzin mechaniki płynów, a także — na temat pewnych zagadnień ogólnych. Oto lista tytułów referatów i nazwisk autorów:

1. Magnetogazodynamika — W. Byszewski
2. Teoretyczne wyniki dynamiki gazów — J. Dalek
3. Ruch cieczy doskonałej — J. Dalek
4. Przepływy planów lepkich i warstwa przyścienna — P. Kijkowski
5. Dynamika gazów rozrzedzonych — J. Luboński
6. Turbulencja — J. Mączyński
7. Przepływy wielofazowe — R. Puzyrewski
8. Zagadnienia przepływowe w technice odpylania gazów — S. Jarzębski,
9. Przepływy niustalone w przewodach i instalacjach — W. Jungowski,
10. Zagadnienia ciepło-przepływowe w energetyce jądrowej — J. Madejski,
11. Zestawienie ośrodków polskich, w których uprawia się mechanikę płynów — E. Mzyk
12. Hydrodynamiczne prognozowanie pogody — J. Niesytto,
13. Badania w dziedzinie cieczy i gazów dla potrzeb maszyn wirnikowych — R. Puzyrewski,
14. Rozwój bazy pomiarowo-badawczej w mechanice płynów w minionym 25-leciu PRL — J. Stasiak,
15. Przepływ w maszynach tłokowych — E. Tuliszka,
16. Aerodynamika w budownictwie — J. Żurański.

Referaty 1-8 włącznie zostały opublikowane w wydawnictwie (3), natomiast pozostałe referaty, wraz z koreferatami na temat każdego z wymienionych szesnastu referatów — w wydawnictwie (4).

Koreferaty opracowali: W. Brzozowski, R. Herczyński, J. Kołodko, Z. Nowak, W. Jungowski, J. Ostrowski, Z. Sorbian, A. Tarnogrodzki, E. Wałicki, M. Zarzycki. W tymże wydawnictwie (4) znajduje się „Referat Podsekcji Mechaniki Cieczy i Gazów Komitetu Organizacyjnego II Kongresu Nauki Polskiej”, opracowany przez W. Fiszdona.

Podstawę referatu Podsekcji stanowiło przede wszystkim 16 wymienionych wyżej referatów szczegółowych wraz z koreferatami, a oprócz nich:

- wcześniejsze, niezależne opracowania (5) i (6);
- wnioski zgłoszone na posiedzeniach Podsekcji;
- wnioski zgłoszone na piśmie przez członków Sekcji Mechaniki Cieczy i Gazów Komitetu Mechaniki i Fizyki Ośrodków Ciągłych PAN.

Natomiast na podstawie referatów poszczególnych czterech Podsekcji został opracowany referat zbiorczy Sekcji Mechaniki; jego autorem był Jan Rychlewski. Referat Sekcji, jak również referat Podsekcji Mechaniki Cieczy i Gazów zostały opublikowane w Materiałach Kongresowych (1).

Przedstawione powyżej zestawienie nazwisk; fakty i liczby świadczą dobitnie o wielkim wysiłku organizacyjnym środowiska hydro- i aerodynamików, włożonym w przygotowanie II Kongresu Nauki Polskiej. Trzeba jednak pamiętać, że tę rozległą i ożywioną działalność zainicjował właśnie II Kongres Nauki Polskiej. Co więcej — umożliwił tę działalność: dzięki środkom finansowym, dostarczonym Podsekcjom z przeznaczeniem na honoraria referentów i koreferentów. Bez tego impulsu i tych środków nie byłoby zapewne możliwe skłonienie tak licznej grupy osób do podjęcia skoordynowanej pracy, zmierzającej do uzyskania „fotografii” aktualnego stanu mechaniki płynów, i do wytyczenia — na tej podstawie — drogi, którą należy kroczyć, aby stan ten zmieniać systematycznie na pożądaný: lepiej odpowiadający zarówno potrzebom rozwoju mechaniki płynów widzianej w skali ogólnościowej, jak i postulatowi wysuwanyemu w kraju pod adresem możliwości zastosowań tej dziedziny nauki w rozmaitych naukach pokrewnych, lub działach techniki.

W tym aspekcie ocena II Kongresu Nauki Polskiej wypada pozytywnie. II Kongres dobrze przysłużył się nauce polskiej, zarówno przez sam fakt zwołania go, jak i poprzez zorganizowanie go — zasadniczo — jako narzędzia oceny stanu; potrzeb i perspektyw rozwojowych poszczególnych dziedzin nauki. W odniesieniu do środowiska hydro- i aerodynamików II Kongres odegrał istotną rolę integracyjną, przyzwyczaja-

jając je do podejmowania wspólnych działań, wykraczających poza zakres codziennej pracy: z konieczności uprawianej w wąskim gronie.

Tej pozytywnej oceny II Kongresu nie umniejszają ewentualne zastrzeżenia, dotyczące realizacji jego niektórych, szczegółowych uchwał i zaleceń.

2. Rodzaje i zakres uchwał

Wszystkie wymienione materiały (1) - (6) zawierają — zresztą w niejednakowym stopniu — dwa elementy:

a) przedstawienie stanu mechaniki płynów bądź to jako całości, bądź też — w zakresie poszczególnych jej dziedzin, ze szczególnym uwzględnieniem osiągnięć okresu powojennego;

b) ocenę krytyczną tego stanu i sformułowanie — na tej podstawie — odpowiednich postulatów, wskazujących kierunki działań, zmierzających do poprawy stanu mechaniki płynów w Polsce.

W niniejszym artykule interesuje nas raczej drugi z tych elementów, tzn. oceny krytyczne i wynikające z nich postulaty. Ograniczymy się przy tym do postulatów już wyselekcjonowanych, więc tych, które zawarto we wspomnianych już dwu referatach: referacie Sekcji Mechaniki oraz referacie Podsekcji Mechaniki Cieczy i Gazów. Tylko tym postulatom można zresztą przypisywać rolę uchwał, a to dlatego — że oba referaty zostały formalnie zatwierdzone na plenarnych zebraniach, odpowiednio, Sekcji i Podsekcji. Postulaty zawarte w pozostałych referatach, opublikowanych w ramach (3) - (6), wyrażają — formalnie biorąc — poglądy prywatne, nie zostały więc uwzględnione w niniejszym artykule.

Wymienione uchwały podzielić można umownie, ze względu na stopień ogólności, na trzy grupy.

Pierwsza grupa uchwał wynika z rozpatrzenia mechaniki płynów w Polsce na tle innych dziedzin mechaniki, przy uwzględnieniu ogólnościowych proporcji w rozwoju tych dziedzin. Stwierdza się, w szczególności, co następuje: „... gdy w nauce światowej, w dziedzinie mechaniki, potencjał naukowo-badawczy, przypadający na mechanikę ciała stałego, mechanikę cieczy i gazów oraz mechanikę układów dyskretnych tworzy — w przybliżeniu biorąc — proporcję:

$$0,4:0,4:0,2,$$

to u nas ta proporcja wynosi szacunkowo

$$0,65:0,25:0,1.$$

Np. w IPPT — PAN tylko ok. 12% potencjału badawczego jest przeznaczony na mechanikę cieczy i gazów”.

W konsekwencji tego stwierdzenia, uchwały pierwszej grupy postulują przywrócenie światowych proporcji w zakresie udziału mechaniki płynów w ogólnopolskim rozwoju mechaniki, „... w najbliższych 5 - 10 latach”. Kończą się następującym ostrzeżeniem: „Niedostateczny rozwój mechaniki cieczy i gazów w Polsce może ... zahamować lub uniemożliwić rozwój wielu gałęzi techniki, jak np. przysłowiowych już przemysłów: lotniczego i energetycznego, a również znacznie utrudnić prowadzenie prac związanych z ochroną środowiska człowieka”.

Druga grupa uchwał dotyczy sposobów działania, którymi należałoby uzyskać pożądaną zmianę. Ma więc ona charakter bardziej szczegółowy. Postuluje się w ramach tej grupy uchwał:

1. „... unowocześnienie bazy pomiarowo-badawczej mechaniki cieczy i gazów”;
2. „... rozwijanie drugiego podstawowego narzędzia współczesnej mechaniki cieczy i gazów — badań numerycznych”, z podkreśleniem, że „... przewyższenie opóźnień w tym zakresie wymaga utworzenia wyspecjalizowanego ośrodka badawczego”;
3. „... stworzenie odpowiednich warunków dla kształtowania i rozwoju kadry naukowo-badawczej ...”. Ostatni — zwłaszcza — postulat jest potraktowany w referacie Podsekcji bardzo obszernie, precyzuje bowiem niezbędne zmiany organizacyjne, jakich należałoby dokonać na wyższych uczelniach, a zwłaszcza — na Politechnice Warszawskiej i na Uniwersytecie Warszawskim. Wsuwa też konkretne sugestie pod adresem dwu instytutów Polskiej Akademii Nauk a mianowicie: IPPT-PAN oraz IMP-PAN, wskazując na konieczność zwiększenia udziału badań podstawowych w zakresie mechaniki cieczy i gazów, rozbudowania i unowocześnienia laboratoriów oraz zwiększenia kadry naukowo-badawczej.

W ramach drugiej grupy uchwał znajduje się również postulat organizowania co dwa lata sympozjów krajowych z mechaniki cieczy i gazów, uzupełniających sympozja międzynarodowe, zapoczątkowane przez Profesora Juliana Bondera, członka rzeczywistego PAN.

Do tej grupy zalicza się też postulaty następujące:

- „Trzeba bardziej intensywnie rozwijać metody analityczne i numeryczne rozwiązywania przepływów rzeczywistych oraz stworzyć warunki, zachęcające matematyków do szerszego zainteresowania się mechaniką cieczy i gazów”.
- „Trzeba również stworzyć odpowiednie warunki, sprzyjające wydawaniu podręczników i monografii z dziedziny mechaniki cieczy i gazów”.

Trzecia i ostatnia grupa uchwał zawiera zestawienie tych dziedzin mechaniki płynów, na których należałoby skoncentrować badania w latach następujących po II Kongresie. Przytaczamy to zestawienie według syntetycznego Referatu Sekcji Mechaniki, opracowanego przez prof. Jana Rychlewskiego, przy czym dodaliśmy numerację, zwiększającą przejrzystość tekstu.

„Główne kierunki przyszłych badań zarysowują się następująco:

1. Przepływy z uwzględnieniem różnego rodzaju zjawisk fizycznych i chemicznych, jak np. spalanie, wrzenie, kondensacja, dysocjacja, jonizacja; przepływy te występują w energetyce, inżynierii chemicznej, lotnictwie, w zagadnieniach dotyczących ochrony środowiska.
2. Przepływy z wymianą masy i ciepła oraz przepływy wielofazowe i burzliwe — występujące w energetyce, górnictwie, inżynierii chemicznej, zagadnieniach ochrony środowiska.
3. Stacjonarne i niestacjonarne optymy profilów i brył — występujące w lotnictwie, energetyce, budownictwie.
4. Optymy brył w ośrodku ze swobodną powierzchnią — występujące w okrętownictwie.
5. Numeryczne badania mechaniki płynów (badania podstawowe, algorytmy obliczeniowe, optymalizacja elementów i układów aerohydrodynamicznych).
6. Problemy dynamiki morza, zwłaszcza dynamiki strefy przybrzeżnej Bałtyku — mające duże znaczenie w budownictwie morskim.
7. Problemy meteorologii dynamicznej.
8. Dynamika cieków otwartych, hydraulika — na potrzeby budownictwa wodnego i zagospodarowania wód śródlądowych.
9. Przepływy cieczy lepkich nienewtonowskich — na potrzeby licznych działów technologii przemysłowej.
10. Przepływy gazów z małymi prędkościami — na potrzeby biomechaniki.
11. Przepływy magneto hydrodynamiczne oraz przepływy plazmy — występujące w zagadnieniach związanych z budową generatorów magneto hydrodynamicznych oraz budową plazmotronów.
12. Przepływy gazów rozrzedzonych z uwzględnieniem zjawisk relaksacyjnych oraz badania nad przejściem od mikrostruktury gazu do jego makrowłasności; problematyka ta występuje w inżynierii chemicznej oraz fizykochemii.

Wszystkie powyższe problemy wymagać będą rozwoju metod analitycznych i numerycznych oraz badań doświadczalnych.

Należy podkreślić, że rozwój mechaniki cieczy i gazów wykazał u nas wolniejsze tempo niż rozwój innych działów mechaniki, zwłaszcza mechaniki ciała stałego ... stan obecny, wynikający z żywiołowego rozwoju poszczególnych dziedzin mechaniki, nie jest właściwy i powinien być zmieniony. W przeciwnym przypadku nie będzie możliwe zapewnienie harmonijnego rozwoju bazy badawczej dla wymienionych wyżej poważnych problemów gospodarczych.

Ważnym zadaniem jest unowocześnienie bazy pomiarowo-badawczej mechaniki cieczy i gazów. Z drugiej strony konieczne jest rozwijanie drugiego podstawowego narzędzia współczesnej mechaniki cieczy i gazów — badań numerycznych. Przewyciężanie opóźnień w tym zakresie wymaga utworzenia wyspecjalizowanego ośrodka badawczego”.

3. Ocena realizacji uchwał

Przechodząc do oceny realizacji uchwał II Kongresu Nauki Polskiej w zakresie mechaniki płynów, zestawionych w poprzednim rozdziale, należy przypomnieć przedtem dwa fakty, które realizację większości uchwał II Kongresu, w tym zwłaszcza — uchwał o znaczeniu ogólnym — niezmiernie utrudniły.

Po pierwsze, uchwały zostały sformułowane na ogół bez wskazania adresata, a więc osób i instytucji, zobowiązanych do przyjęcia ich do wiadomości i odpowiedzialnych za ich realizację. Wyjątek pod tym

względem stanowią te uchwały dotyczące mechaniki płynów, w których wymienia się cztery instytucje, tzn. Politechnikę Warszawską, Uniwersytet Warszawski, Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN oraz Instytut Maszyn Przepływowych PAN. Uchwały zaczynają się zwykle od słów: „trzeba” albo „należałoby”.

Po drugie, uchwały II Kongresu zostały niejako z góry skazane na to, by nie przedostały się do wiadomości szerokiego grona osób potencjalnie zainteresowanych. Wspomnieliśmy już o tym w rozdziale I.

W rezultacie, niezależnie od intencji Organizatorów II Kongresu, w które nie zamierzamy tu wnikać, uchwały jego nie odegrały takiej roli w rozwoju Nauki Polskiej, jaką by zapewne odegrać mogły, a wyniki rzetelnej działalności licznych i poważnie zaangażowanych zespołów ludzkich — zostały ukryte pod przysłowiowym korcem. Uchwały nie odegrały na przykład żadnej roli podczas „reorganizacji” szkół wyższych (7), polegającej na łączeniu katedr w instytuty, nie stanowiły bowiem „memento” oczywistego zapewne, ale niezbędnego — jak widać dziś zwłaszcza, iż każda reorganizacja uczelni musi uwzględniać dobro dyscyplin naukowych, bo na nich opiera się proces dydaktyczny. Zwłaszcza tych dyscyplin, które II Kongres uznał za wymagające szczególnej opieki...

Uproszczona, najogólniejsza odpowiedź na pytanie o stopień realizacji uchwał II Kongresu Nauki Polskiej w zakresie mechaniki płynów, brzmi więc w tych warunkach jak następuje: wszystkie uchwały, których realizacja zależała bezpośrednio od krajowego środowiska hydro- i aeromechaników, zostały zrealizowane; niemal wszystkie inne, których realizacja zależała od czynników spoza środowiska — zrealizowane nie zostały.

W szczególności, systematyczną działalność ukierunkowaną uchwałami II Kongresu Nauki Polskiej w zakresie mechaniki płynów, podjęło przede wszystkim krajowe środowisko hydro- i aeromechaników, skupione w Sekcji Mechaniki Cieczy i Gazów Komitetu Mechaniki PAN (aktualna nazwa: Sekcja Mechaniki Płynów). Właśnie Sekcja, kierowana od roku 1973 przez autora niniejszego opracowania, uznała formalnie za swój program działania wspomniane uchwały (8) i starała się realizować je — w miarę możliwości swych członków. Zjawisko to wydać się musi czymś naturalnym, zważywszy że środowisko samo ten program utworzyło. Godnym co najmniej zarejestrowania wydaje się natomiast fakt, że decydenci spoza środowiska absolutnie nie czuli się obowiązani do stosowania w praktyce zaleceń i postanowień II Kongresu, uważając je w gruncie rzeczy za zupełnie poślednią przesłankę przy podejmowaniu swych decyzji.

Po tym sformułowaniu ogólnym przejść już można do omówień szczegółowych, odnoszących się do trzech wyodrębnionych grup uchwał.

Uchwały pierwszej grupy, postulujące przywrócenie w Polsce światowych proporcji w zakresie poszczególnych dziedzin mechaniki — nie tylko nie zostały zrealizowane, ale nawet odnotować trzeba regres w ich przedmiocie. Stwierdzenie to zostanie dalej rozwinięte i uzasadnione. Już jednak w tym miejscu przypomnimy — częściowo dla odnotowania zjawiska pozytywnego, ale zarazem dla ilustracji powolności, z jaką przebiega proces wcielania w życie postanowień II Kongresu — że dopiero w bieżącym roku skład osobowy Komitetu Mechaniki PAN został ustalony w proporcji 0.4:0.4:0.2, w odniesieniu do członków, reprezentujących — odpowiednio — mechanikę płynów, mechanikę ciał stałych odkształcalnych i mechanikę analityczną.

Uchwały drugiej grupy, w zakresie zależnym od działalności środowiska hydro- i aeromechaników, zrealizowano natomiast w bardzo dużym stopniu. Oczywiście — z wyjątkiem postulatu o „... unowocześnieniu bazy pomiarowo-badawczej mechaniki cieczy i gazów”, ten bowiem niewiele od środowiska zależał. Rozważając kolejno dalsze postulaty tej grupy, wypada odnotować znaczny postęp w zakresie numerycznej mechaniki płynów: zgodnie z tendencją ogólnoswiatową jej metody stały się codziennym narzędziem pracy wielu instytutów badawczych, zwłaszcza instytutów PAN; zrealizowano też odpowiedni postulat organizacyjny poprzez powołanie Samodzielnej Pracowni Numerycznej Mechaniki Płynów w IMP-PAN. Zasadniczą przeszkodę na drodze rozwoju numerycznej mechaniki płynów w Polsce stanowi jednak nadal brak komputerów o odpowiedniej „mocy obliczeniowej”. Dysproporcje w tym zakresie w porównaniu z narzędziami stosowanymi za granicą, utrzymujące się i pogłębiające od paru dziesięcioleci — budzić muszą niepokój, i obawę o perspektywę rozwoju numerycznej mechaniki płynów.

Sprawa uchwały dotyczącej „... stworzenia odpowiednich warunków dla kształcenia i rozwoju kadry naukowo-badawczej ...” jest bardziej złożona. Sekcja Mechaniki Cieczy i Gazów wywiązała się z tej uchwały z nawiązką.

Powołano mianowicie:

1. Krajowe Konferencje Mechaniki Cieczy i Gazów, odbywające się co dwa lata i organizowane przez coraz to inny ośrodek w kraju, uprawiający tę dziedzinę zarówno w zakresie dydaktyki, jak i badań. Odbyło się dotychczas sześć takich Konferencji, w latach parzystych, poczynając od roku 1974; w toku są przygotowania do VII Konferencji. Spis ośrodków współorganizujących wraz z Sekcją Mechaniki Cieczy i Gazów kolejne Konferencje, a także nazwiska Przewodniczących odpowiednich Komitetów Organizacyjnych i nazw miejscowości, w których odbyły się Konferencje, przedstawia się, jak następuje:

- I Konferencja — Instytut Techniki Lotniczej i Hydrodynamiki Politechniki Warszawskiej, Jaszowiec 1974, W. Prosnak.
- II Konferencja — Instytut Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk 1976, J. Krzyżanowski
- III Konferencja — Instytut Maszyn Ciepłych Politechniki Częstochowskiej, Częstochowa 1978, J. Elsner.
- IV Konferencja — Instytut Maszyn Przepływowych Politechniki Łódzkiej, Łódź 1980, Z. Orzechowski,
- V Konferencja — Instytut Techniki Ciepłej i Silników Spalinowych Politechniki Poznańskiej, Poznań 1982, E. Tuliszka,
- VI Konferencja — Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych Politechniki Śląskiej, Gliwice 1984, M. Zarzycki.

Kolejną, siódmą konferencję zorganizuje w przyszłym roku 1986 Instytut Lotnictwa w Warszawie, przy czym Konferencja ma się odbyć w Rydzynie, pod przewodnictwem prof. Z. Dźygadły i dra J. Stasiaka.

2. Szkoły Letnie Mechaniki Płynów, organizowane przez stałego pełnomocnika Sekcji w osobie doc. dra hab. E. S. Burki, a finansowane w przeważającej mierze przez Akademię Rolniczo-Techniczną w Olsztynie. Odbyły się cztery takie Szkoły: trzy — w Mikołajkach, jedna — w Rudziskach Pasymskich, w latach nieparzystych 1977, 1979, 1981, 1983, na następujące tematy:

- zagadnienia nauczania mechaniki płynów,
- numeryczna mechanika płynów,
- metody doświadczalne w mechanice płynów,
- metody analityczne i numeryczne mechaniki płynów.

Piąte spotkanie tego rodzaju ma się odbyć w bieżącym roku 1985, na temat turbulencji, pod kierownictwem naukowym prof. J. Elsnera.

3. Sekcja zainicjowała także działalność w kierunku ogólnokrajowej wymiany doświadczeń na temat metod numerycznych, polegającej na rozwiązaniu ustalonego zadania przepływowego przez różne osoby i ośrodki badawcze, stosowanymi przez nie metodami a następnie — na porównaniu wyników, czasu obliczeń, dokładności wyników, czasu przygotowania programów itp.

4. Sekcja zorganizowała również — wraz z NOT oraz Instytutem Lotnictwa w Warszawie — roczny kurs aerodynamiki, mechaniki lotu i aeroelastyczności, przeznaczony dla inżynierów lotniczych, pracujących w przemyśle lotniczym i jego instytutach badawczych.

Dzięki systematycznym, corocznym spotkaniom, odznaczającym się niezłym i stale rosnącym poziomem naukowym, a także — rzeczową, bardzo dobrą koleżeńską atmosferą, środowisko osiągnęło taki stopień wzajemnego poznania, zwartości i aktywności, jaki przed dwunastoma laty nie wydawał się możliwy do uzyskania. Co najważniejsze, uaktywniły się wszystkie niemal ośrodki w Polsce, działające w zakresie mechaniki płynów; w efekcie nie występuje w tej dziedzinie żadna szkodliwa „centralizacja” — albo też „prowincjonalność”. Jednym z widocznych przejawów tego uaktywnienia jest powołanie w ramach Sekcji pewnej liczby Podsekcji, uprawiających samodzielną działalność w zakresie pewnych dziedzin Mechaniki Płynów, lub też w zakresie niektórych zagadnień ogólnych.

W działalności Podsekcji udział biorą liczne osoby spoza Komitetu Mechaniki PAN, a także spoza Sekcji Mechaniki Płynów. Z niektórymi Podsekcjami współpracuje na tej zasadzie ok. 50 osób. Zakres oddziaływania Sekcji jest dzięki temu znacznie szerszy niż niejednego Komitetu.

Pozostając przy ocenie uchwał, zaliczonych umownie do drugiej grupy, stwierdzić trzeba, że w przedmiocie uchwały, która mówi „...” o stworzeniu odpowiednich warunków dla kształcenia i rozwoju kadry naukowo-badawczej ...” towarzyszą wspomnianym pozytywnym objawom — zjawiska regresji, od Sekcji już niezależne.

Dotyczą one większości wyższych szkół technicznych, w których mechanika płynów uległa stopniowemu wyparciu z programów nauczania, na rzecz bądź to przedmiotów specjalistycznych, bądź też wy-

trzymałości materiałów i termodynamiki. Istnieje kilka przyczyn tego zjawiska: były one przedmiotem analizy ze strony zarówno Sekcji i jej poszczególnych członków (np. (7,9)). Brak miejsca nie pozwala na przytoczenie pełnych wyników tej analizy, wymienimy więc tylko i pokrótce omówimy trzy spośród wspomnianych przyczyn.

Są to:

- specyficzne własności mechaniki płynów jako dyscypliny naukowej i przedmiotu nauczania,
- polityka instytutów uczelnianych,
- pewne cechy przemysłu w Polsce.

Pierwszy z tych trzech elementów charakteryzuje wyrażenie następujące zdanie wybitnego uczonego szwedzkiego: mechanika płynów „... jest zapewne najtrudniejszą i najbardziej skomplikowaną dziedziną fizyki klasycznej ...” (10). W konsekwencji, tylko mniejszość studentów spośród tych, którym przypadło w udziale obowiązkowe „zaliczenie” tego przedmiotu, dostrzega po pokonaniu wstępnych trudności jego piękno, bogactwo i rozległą aplikacyjność. Dzieje się tak wskutek braku odpowiednich wykładowców *bo i pracownicy naukowci — mogąc wybrać — poszukują często podstaw do swego awansu naukowego* w dziedzinach, w których można go osiągnąć mniejszym nakładem pracy i w krótszym czasie, niż to jest możliwe w Polsce w dziedzinie mechaniki płynów.

Druga z wymienionych przyczyn, czyli polityka instytutów uczelnianych, manifestuje się tendencją do obsadzania wszelkich możliwych wykładów i ćwiczeń „swoimi” pracownikami, a to ze względu na pensum dydaktyczne, które decyduje o ilości etatów. Zdarza się aż nazbyt często, że i zajęcia z mechaniki płynów są przejmowane w tym trybie przez niespecjalistów, którzy następnie — nie mogąc sobie poradzić z niełatwym przedmiotem, jak również reakcją studentów, którzy widzą przecież natchemiasz, że wykłada ignorant — uciekają się do wybiegu, polegającego na wytwarzaniu u władz instytutu i wydziału poglądu, akoby mechanika płynów była przedmiotem niepotrzebnym w wykształceniu inżyniera. W dalszej konsekwencji, wbrew światowym tendencjom kształtowania programów nauczania (9), mechanika płynów znika z planu studiów wydziału: zastępuje ją inny przedmiot: „pożyteczny”. Opisany stan rzeczy nie nastęrcza możliwości do „... stworzenia warunków sprzyjających wydawaniu podręczników i monografii z dziedziny mechaniki cieczy i gazów ...”, co postuluje jedna z cytowanych uchwał. Sekcja zainicjowała wprawdzie utworzenie Biblioteki Mechaniki Płynów w Państwowym Wydawnictwie Naukowym; kilka podręczników i monografii znajduje się w rozmaitych fazach przygotowania do druku, ogólnie biorąc jednak — realizacja tej uchwały przebiega z oporami i opóźnieniami.

Przechodząc do trzeciej przyczyny stwierdzić trzeba, że polski przemysł wykazuje małe zapotrzebowanie pod adresem mechaniki płynów i — wobec tego — nie wywiera pożądanego nacisku na wyższe uczelnie w kierunku właściwego, nowoczesnego kształcenia w zakresie tego przedmiotu. Fakt ten jest spowodowany zarówno zanikiem oryginalnej myśli konstrukcyjnej w kraju — m. in. wskutek preferowania przez nazbyt długi okres czasu produkcji licencyjnej — jak i wskutek niskiego na ogół poziomu kultury technicznej.

Oczywiście, istnieją pod tym względem tradycyjne wyjątki w postaci przemysłu lotniczego, okrętowego i turbinowego, w których rola mechaniki płynów jest na ogół doceniana. Z natury rzeczy, i te przemysły nie stawiają dziś jednak w Polsce pod adresem mechaniki płynów żądań tak rozległych, złożonych i — w rezultacie — tak ostro wpływających na jej szybki rozwój, jak np. przemysł kosmiczny: w krajach, w których istnieje. Odnotowując dla porządku ów brak źródła inspiracji dla rozwoju mechaniki płynów i dla kształcenia w tym zakresie — w postaci wysoce rozwiniętego przemysłu, przypomnijmy zarazem, że sytuację w tym względzie pogarsza aktualnie kryzys gospodarczy, który m.in. pociąga za sobą — zrozumiałą skąd inąd — tendencję przemysłu do ograniczania dotacji na badania naukowe, zwłaszcza o charakterze podstawowym, w nadziei — że fundusze ustawowo na ten cel przeznaczone, uda się przecież przekształcić na fundusz plac.

Uwagi te należy zakończyć stwierdzeniem, że aktualny poziom przemysłu i niektóre, występujące w nim, chwilowe zapewne — skutki kryzysu — nie powinny i nie mogą wpływać na obniżenie poziomu i zakresu kształcenia — a także poziomu i zakresu badań naukowych w Polsce w dziedzinie mechaniki płynów, poniżej norm ogólnoswiatowych. Zapóźnienia w obu tych kierunkach działalności, ściśle powiązanych wzajemnie, są bowiem nie do odrobienia. W konsekwencji, zbytnie uzależnianie od opinii przemysłu podejmowania określonych badań naukowych, zwłaszcza podstawowych — jest szkodliwe, i trzeba

zachować w tym względzie umiar i zdrowy rozsądek. Należy też pamiętać, że przemysł nie jest jedynym odbiorcą mechaniki płynów; że są nimi — w wysokim stopniu — również inne dziedziny nauki, np. meteorologia, oceanologia, hydraulika cieków wodnych, a więc zapóźnienia w rozwoju mechaniki płynów rzutować będą i na te dziedziny.

Uchwały trzeciej grupy, postulujące skoncentrowanie badań na dwunastu tematach, wymienionych w rozdz. 2, mogą być, ogólnie biorąc, uznane za wykonane — w tym sensie, że istotnie uprawiano w kraju, w przeciągu minionego dwunastolecia — w węższym lub szerszym zakresie — określone nimi kierunki badań. Szczegółowy przegląd osiągnięć w każdym z tych tematów wykracza jednak poza ramy niniejszego artykułu. Zresztą informacja o tych osiągnięciach jest niepełna i niesystematyczna, zwłaszcza w przypadku, gdy odpowiednie badania były uprawiane w instytucjach, nie reprezentowanych w Sekcji swymi przedstawicielami. Wyjątek pod tym względem stanowią placówki Polskiej Akademii Nauk; raport o ich stanie (11) zawiera bardzo aktualne, systematycznie uporządkowane wiadomości o rezultatach badań — również, z natury rzeczy, w dziedzinie mechaniki płynów. Dokonania naukowe w tej dziedzinie, przypadające na lata 1973 — 1985 powinny być przedmiotem osobnego studium.

Już teraz można natomiast stwierdzić, że wydaje się uzasadnionym zachowanie wspomnianego spisu dwunastu tematów, zamieszczonego na końcu rozdz. 2, jako wytycznych do dalszego rozwoju mechaniki płynów w Polsce. Spis ten jest dostatecznie aktualny i obszerny na to, by objąć wszelkie badawcze programy szczegółowe w zakresie mechaniki płynów, jakie powstają lub powstaną w ramach kolejnych, powtarzanych co pięć lat akcji planowania działalności badawczej. Programy te opierają się zazwyczaj na sformułowaniu celów, którym służyć mają rezultaty tej działalności: mogą to być cele ekonomiczne, techniczne, społeczne, czy też nawet — cele z zakresu polityki naukowej, takie jak np. odrobienie określonych zapóźnień w odniesieniu do nauki światowej. Nie będziemy zajmować się nimi w ramach niniejszego opracowania, poprzestając na określeniu najogólniejszych tendencji rozwojowych w dziedzinie mechaniki płynów i na ustalenie warunków, umożliwiających działalność zgodne z owymi tendencjami.

4. Wnioski i postulaty

Z przytoczonych rozważań, jak również z obserwacji i spostrzeżeń, dotyczących rozwoju mechaniki płynów w okresie minionego dwunastolecia w kraju i na świecie — wynikają pewne oceny i wnioski, dotyczące skutków II Kongresu Nauki Polskiej, jak również pewne postulaty, adresowane może nie tylko do Organizatorów następnego, III Kongresu ale także do osób i instytucji, podejmujących podstawowe decyzje dotyczące rozwoju nauki: zarówno w zakresie spraw organizacyjnych, jak i w zakresie nakładów finansowych oraz inwestycji. Te spośród ocen i postulatów, które wydają się najważniejszymi, przedstawiamy poniżej:

a) **Ocena skutków II Kongresu Nauki Polskiej** zawiera — z punktu widzenia mechaniki płynów — zarówno elementy pozytywne, jak i negatywne. Do niewątpliwych pozytywów, uznawanych ogólnie przez krajowe środowisko hydro- i aeromechaników, należy sam fakt zwołania II Kongresu. Kongres zainicjował bowiem i umożliwił:

- dokonanie rzetelnej, wszechstronnej oceny stanu mechaniki płynów w Polsce;
- ujawnienie dysproporcji, występujących w Polsce między mechaniką płynów, a mechaniką ciał stałych,
- ustalenie globalnego programu działania dla mechaniki płynów jako całości: w sprawach kierunków badań, w sprawach kształcenia, w sprawach rozwoju kadry, w sprawach organizacyjnych,
- działania, zmierzające do skonsolidowania środowiska i jego uaktywnienia,
- podniesienie poziomu naukowego środowiska.

Do negatywów zaliczyć należy natomiast:

- brak rozpowszechnienia uchwał II Kongresu; zarzut ten dotyczy zresztą również I Kongresu Nauki Polskiej (12);
- brak „wzmocnienia” uchwał stwierdzeniem, że mają one stanowić co najmniej jedną z przesłanek przy podejmowaniu odpowiednich decyzji — przynajmniej przez Polską Akademię Nauk oraz resort Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

Najważniejszym jednak negatywnym jest fakt, że II Kongres Nauki Polskiej nie tylko nie spowodował złagodzenia wspomnianych dysproporcji w rozwoju mechaniki płynów w porównaniu z mechaniką ciała

stałego, ale nawet nie przyczynił się choćby do zachowania „stanu posiadania” tej dziedziny nauki, jako przedmiotu nauczanego w wyższych uczelniach technicznych. Ten fakt uznać należy za szczególnie groźny dla mechaniki płynów, a przy tym — jawnie sprzeczny z uchwałami II Kongresu.

b) **Postulaty, dotyczące warunków rozwoju mechaniki płynów w Polsce, w najbliższej przyszłości,** wynikają zarówno z powyższych ocen, jak i z aktualnych tendencji rozwojowych tej dziedziny nauki na świecie. Można tu wyróżnić tendencje trojakiemu rodzaju, ściśle zresztą powiązane ze sobą.

Pierwsza z nich — to tendencja w zakresie ukierunkowania badań teoretyczno-numerycznych, wyrażające się opracowywaniem **modeli fizycznych** coraz to bliższych rzeczywistości, przy odrzuceniu wielu założeń upraszczających, których wprowadzenie i utrzymywanie było dotychczas konieczne ze względu na ograniczone możliwości narzędzi badawczych.

Druga tendencja, będąca konsekwencją pierwszej, i wynikająca z potrzeby możliwie dokładnego przewidywania zjawisk przepływowych, przy wykorzystaniu pełnej informacji zawartej we wspomnianych modelach fizycznych, polega na coraz to szerszym stosowaniu **metod numerycznych**, a także — coraz powszechniej — metod **analitycznych**, realizowanych przy pomocy elektronicznych maszyn liczących. Wspomnianemu osłabianiu założeń upraszczających towarzyszyć musi — oczywiście — wzrost „mocy obliczeniowej” komputerów. Dzięki temu, już od kilku lat wyznacza się (za granicą) wspomnianymi, metodami przepływy trójwymiarowe i niestacjonarne płynów o skomplikowanych własnościach fizycznych co umożliwiała m.in. szybkie, tanie i skuteczne projektowanie zupełnie nowych urządzeń i maszyn przepływowych — w rodzaju promu kosmicznego.

Trzecia tendencja dotyczy **badania eksperymentalnych**, które — rzecz jasna — nie straciły bynajmniej swego dwójakiego znaczenia: jako źródła podstawowej informacji o nowych zjawiskach przepływowych, i jako ostatecznej „instancji”, weryfikującej wyniki badań teoretyczno-numerycznych. Badania te, a zwłaszcza badanie „weryfikacyjne”, są zwykle bardzo kosztowne w realizacji — ze względu na konieczność wykonywania ich przy pomocy specjalnych urządzeń, umożliwiających spełnienie warunków podobieństwa (tunele aerodynamiczne). Aby skrócić czas działania tych urządzeń, stosuje się coraz szerzej odpowiednią aparaturę elektroniczną, której zadaniem jest szybka rejestracja wyników pomiaru, ich automatyczne przetworzenie i przedstawienie w formie wygodnej dla badacza. Tej postępującej szybko na świecie „elektronizacji” urządzeń badawczych towarzyszy stosowanie nowych metod, opartych np. na technice laserowej.

Realizacja tych tendencji w Polsce napotyka na zasadnicze przeszkody, co w konsekwencji obniża poziom badań w zakresie mechaniki płynów. Zjawisko to, szkodliwe samo przez się, może być bowiem traktowane jako wyraz „prowinjonalności” naszych badań naukowych, ma ponadto niekorzystne konsekwencje. Mianowicie, aplikacyjność wyników tych badań np. do zagadnień projektowania, jest z konieczności niższa niż badań zagranicznych, co z jednej strony wpływa niekorzystnie na jakość projektowanego obiektu, z drugiej — przyczynia się do powstawania w świecie inżynierów krzywdzącej opinii o poziomie badań naukowych w kraju.

Biorąc pod uwagę przytoczone oceny i tendencje można sformułować następujące postulaty, dotyczące warunków uprawiania mechaniki płynów w Polsce na poziomie światowym — bo na taki nas stać, jako środowisko.

I. **Warunkiem podstawowym** uprawiania w Polsce badań teoretyczno-numerycznych w dziedzinie mechaniki płynów na poziomie współczesnym — stał się **import nowoczesnego komputera**, przynajmniej — komputera o takich własnościach, że jeszcze nie dotyczy go embargo. Komputery będące do dyspozycji badacza w kraju są urządzeniami przestarzałymi, a „uszlachetnienie” ich — w sensie rozszerzania pamięci, zaopatrywania w monitory ekranowe itp. jest wprawdzie celowe, ale ma bardzo ograniczone zakresy. Trzeba więc przeciwdziałać jak najrychlej katastrofalnemu zapóźnieniu — w Polsce — w zakresie wyposażenia w komputery i urządzenia pomocnicze. Ze względu na podstawowe znaczenie tej sprawy, **odpowiednia uchwała III Kongresu** powinna wskazać na konieczność uzdrowienia stanu rzeczy, poczynając od wypracowania przez oba odpowiednie resorty długofalowej polityki w tym zakresie, podanej do wiadomości ogółu zainteresowanych. Sprawa ma zresztą znacznie ogólniejsze nie ograniczające się bynajmniej do mechaniki płynów.

II. Pomimo aktualnego stanu gospodarki kraju, jest rzeczą absolutnie nieuniknioną daleko idące **unowocześnienie urządzeń eksperymentalnych i sprzętu pomiarowego** w dziedzinie mechaniki płynów. Stan bazy eksperymentalnej — zwłaszcza w uczelniach — jest zatrważający i wymaga natychmiastowej poprawy.

Warto przy tym podkreślić, że koszt takiego przedsięwzięcia byłyby w skali budżetu krajowego po prostu niedostrzegalne, natomiast skutki tego stanu — odbijają się na poziomie wykształcenia już w skali paru pokoleń studenckich.

III. Kolejny postulat, adresowany do Zespołu Dydaktyczno-Naukowego „Mechanika” w Ministerstwie Nauki i Szkolnictwa Wyższego oraz bezpośrednio do rektorów wyższych uczelni technicznych — dotyczy dokonania rewizji obowiązujących programów nauczania, zwłaszcza, dla wydziałów mechanicznych politechnik, i o uwzględnienie przedmiotu „mechanika płynów” w sposób zgodny z powszechnie przyjętymi dziś na świecie poglądami o nowoczesności kształcenia inżynierów.

IV. Jest rzeczą pożądaną okresowe dokonywanie oceny stanu mechaniki płynów w Polsce — na tle stanu światowego — poprzez referaty, poświęcone poszczególnym działom tej dziedziny nauki. Wiadomo, że w ramach III Kongresu Nauki Polskiej oceny takie nie będą przeprowadzone, m.in. ze względu na zupełnie odmienny charakter obu Kongresów. Wydaje się jednak możliwym wygospodarowanie odpowiednich funduszy na ten cel w ramach aktualnie opracowywanych programów badawczych: trzeba tylko o tej sprawie pamiętać.

V. Przedmiotem kolejnego postulatu jest finansowanie badań podstawowych w zakresie mechaniki płynów. Wykazywało ono bowiem w minionym dwunastolecu istotne dysproporcje w porównaniu z „docelowym” stosunkiem 0.4:0.4:0.2 przytoczonym w Rozdziale 2. Dla przykładu wystarczy porównać kwoty wydatkowane w ramach programu międzyresortowego MR-I-23 „Mechanika ciał stałych, cieczy i gazów” — na mechanikę ciał stałych z jednej strony, a na mechanikę cieczy i gazów — z drugiej. Na 11 tematów, przewidzianych do realizacji w ramach tego programu w r. 1984 — tylko dwa należą do mechaniki płynów. Proponuje się zatem utworzenie odrębnego programu międzyresortowego, poświęconego badaniom podstawowym w zakresie mechaniki płynów, koordynowanego przez instytut PAN, którego zasadniczym kierunkiem badań jest właśnie mechanika płynów i jej zastosowania.

VI. Ważnym krokiem w kierunku realizacji podstawowej uchwały II Kongresu o przywróceniu mechanice płynów warunków normalnego rozwoju — jest powołanie Komitetu Mechaniki Płynów PAN. Dokonanie tego kroku leży całkowicie w mocy Władz PAN, a odpowiednia uchwała Sekcji Mechaniki Cieczy i Gazów Komitetu Mechaniki PAN w tej sprawie została podjęta jednomyślnie już 23.04.1981, i ponownie — również jednomyślnie — dnia 1.12. 1983.

Uchwały te znalazły — częściowo — odbicie we wspomnianej już reorganizacji Komitetu Mechaniki PAN. Ustawienie organizacyjne określonej dziedziny nauki, a w tym — ustawienie jej na tle Komitetów PAN — nie decyduje, rzecz jasna, o jej rozwoju, może go jednak ułatwiać lub utrudniać. Wnioski Sekcji o utworzenie Komitetu Mechaniki Płynów nie są jednak rozumiane po prostu jako chęć udoskonalenia i ułatwienia pracy środowiska hydro- i aerodynamików, ale spotykają się z emocjonalnym nastawieniem części członków Komitetu Mechaniki i traktowane są jako przejaw tendencji wręcz „secesyjnych”. Nie tu miejsce na dyskusowanie szczegółów tej sprawy, poprzestajemy więc na stwierdzeniu, że jest ona nadal aktualna, a jej pozytywne załatwienie leży w interesie mechaniki płynów.

Nawiasem mówiąc, wydaje się celowym dokonanie przez Prezydium PAN rewizji zasad powoływania Komitetów, a w tym — zasad postępowania inicjującego. Zwłaszcza dlatego, że Komitety powołuje się tylko na okres kadencji Władz PAN, a więc ewentualny błąd wynikający z powołania „niewłaściwego” Komitetu — można szybko naprawić. Natomiast spetryfikowanie sieci Komitetów, od lat obserwowane, może okazać się przeszkodą na drodze rozwoju niektórych dyscyplin naukowych, co jest błędem wprawdzie mniej dostrzegalnym, ale — na dłuższą metę — bardziej brzemiennym w skutki.

5. Zakończenie

Podstawowe oceny i wnioski, przedstawione w niniejszym artykule, zostały zaaprobowane na zebraniu Sekcji Mechaniki Cieczy i Gazów Komitetu Mechaniki PAN w dniu 1. grudnia 1983 i uznane jednomyślnie za wyraz stanowiska Sekcji. Pierwszą wersję artykułu zaopiniowali listownie niektórzy Członkowie Sekcji — zbyt liczni na to, by można było w tym miejscu wymienić Ich nazwiska. Dziękując Im za cenne uwagi pragnę zarazem stwierdzić, że odpowiedzialność za aktualną formę artykułu obarcza wyłącznie. mnie.

Włodzimierz J. Prosnak

Literatura cytowana

1. *II Kongres Nauki Polskiej*, Materiały kongresowe: Sekcja VI Mechaniki, Wyd. PAN, Warszawa, czerwiec 1973.
2. *II Kongres Nauki Polskiej — Informator organizacyjny*, Warszawa, czerwiec 1973.
3. *Oceń osiągnięć mechaniki płynów w okresie 25-lecia PRL*. Komitet Mechaniki i Fizyki Ośrodków Ciągłych PAN, Sekcja Mechaniki Cieczy i Gazów, Warszawa, 1971.
4. *Materiały Podsekcji Mechaniki Cieczy i Gazów Komitetu Organizacyjnego II Kongresu Nauki Polskiej*. Polska Akademia Nauk, Komitet Mechaniki i Fizyki Ośrodków Ciągłych, Sekcja Mechaniki Cieczy i Gazów, Warszawa, 1973.
5. W. PROSNAK, J. MĄCZYŃSKI, *Prognozy rozwojowe mechaniki płynów*. Materiały Wydziału IV PAN dotyczące prognoz rozwoju nauk technicznych w Polsce do roku 1985. Wyd. PAN, cz. I, rok 1968.
6. J. BUKOWSKI, W. PROSNAK, *Kierunki rozwoju mechaniki płynów w dziesięcioleciu 1958 - 1967*. *Mechanika Teoretyczna i Stosowana*, 3, 7 (1969), str. 233 - 259.
7. W. J. PROSNAK, *Refleksje nad skutkami pewnej reformy*. *Nauka Polska*, nr 7 - 8, 1980, 53 - 66.
8. W. J. PROSNAK, *I Krajowa Konferencja Mechaniki Cieczy i Gazów*, *Nauka Polska*, nr 7, 1975, 72 - 76.
9. W. J. PROSNAK, *Koncepcja wykładu podstawowego mechaniki płynów*. *Zeszyty Naukowe ART w Olsztynie*, 5 (1978), 27 - 47.
10. M. T. LANDAHL, *Mathematical modelling in fluid mechanics*, *ZAMM*, 61, 4 (1981), str. 9 - 14.
11. *Raport o stanie placówek Polskiej Akademii Nauk*, Warszawa, 1983.
12. P. HÜBNER, *I Kongres Nauki Polskiej jako forma realizacji założeń polityki naukowej Państwa Ludowego*. Ossolineum, Wrocław, 1983.

**STRESZCZENIE REFERATU WYGŁOSZONEGO NA POSIEDZENIU PLENARNYM
ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTMTiS W DNIU 14 CZERWCA 1984 R. PRZEZ PROF. DR HAB. INŻ.
STANISŁAWA DUBIELA INAUGURUJĄCEGO NOWĄ FORMĘ POSIEDZEŃ**

Zagadnienie sterowania w układach mechanicznych

Prawa i zasady mechaniki rodziły się jako pewne pojęcia opisujące ruch w formie zjawiska naturalnego. Stały się źródłem metod analizy, a następnie syntezy układów mechanicznych. Badania ruchu w naturalnym polu sił rozwijały się w kierunku doskonalenia metod analizy.

Fundamentalne podstawy dla metod syntezy układów dały tzw. zasady wariacyjne dynamiki. Na ich tle rozwijają się znane metody optymalizacji procesów realizowanych w układach celowego działania tworzonych przez człowieka. Poważną rolę w rozwoju tych metod odegrały zasady najmniejszego działania, głównie zasada Hamiltona.

Zasady wariacyjne dynamiki rozwinęły się w kierunku metod optymalizacji w formie rachunku wariacyjnego. Uogólnione koncepcją programowania dynamicznego Bellmana a następnie zasadą maksimum Pontriagina, weszły w wyodrębnioną dziedzinę teorii sterowania. Znacznie wzbogacone i skutecznie rozwinięte w nowym ujęciu stanowią skuteczne narzędzie syntezy układów sterowania, w których układy mechaniczne, a szczególnie elektromechaniczne są wdzięcznym polem jego zastosowań.

Rosnące potrzeby optymalizacji układów mechanicznych celowego działania, zarówno w modelach dyskretnych jak i ciągłych, wymagają zwiększenia zainteresowania mechaników metodami syntezy układów. Jest to tym bardziej uzasadnione, że metody te wywodzą się z zasad stworzonych przez mechanikę.

Sterowanie układami mechanicznymi sprowadza się najczęściej do wyznaczenia odpowiedniego programu oraz sprzężenia tego programu z układem śledzenia i układem generującym siły sterujące. Problem analogiczny do nałożenia na układ mechaniczny więzów specjalnego typu. Ruch sterowany realizuje się więc poprzez nałożenie na naturalne pole sił, w którym ruch się odbywa „pola sił sterujących”. Podstawowym problemem jaki się wyłania jest optymalizacja związków sprzęgających układ mechaniczny z polem sił sterujących.

Niebagatelne znaczenie posiada ustalenie bezpiecznych warunków ruchu sterowanego. Problem sprowadza się do ustalenia obszarów sterowalności układu w ujęciu technicznym i wyodrębnienia w nich obszarów osiągalności. Cennym dla badań sterowalności są stworzone w polskiej nauce pojęcia calek asymptotycznych w sensie Ważewskiego, oraz pojęcie warunku orientorowego. Zezwala to na prowadzenie sterowanych układów mechanicznych do uogólnionych układów dynamicznych.

**SPRAWOZDANIE Z MIĘDZYNARODOWEJ KONFERENCJI AUTOMATYZACJI
PROJEKTOWANIA, ZORGANIZOWANEJ PRZEZ AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL
ENGINEERS W CINCINNATI W OKRESIE 10.09.—13.09.1985.**

Podczas konferencji wygłoszono łącznie 60 referatów, w tym 13 spoza USA, a mianowicie: z Japonii (2), Meksyku (2), Tajwanu (2), RFN (1), Kanady (1), Włoch (1), Indii (1), Wenezueli (1), Brazylii (1) ora z Nigerii (1).

Przewodniczącym konferencji był prof. P. Papalambros z Uniwersytetu Michigan, Ann Arbor. Referaty odbywały się w następujących sesjach:

Sesja 1. Obrady plenarne (Przewodn. prof. P. Papalambros); 1 referat.

Sesja 2. Metody optymalnego projektowania (Przewodn. prof. J. N. Siddall, Uniwersytet McMaster, Hamilton, Kanada); 6 referatów.

Sesja 3. Projektowanie strukturalne (Przewodn. prof. S. S. Rao, Uniwersytet San Diego); 5 referatów.

Sesja 4A. Analiza systemów dynamicznych (Przewodn. prof. R. W. Mayne, Uniwersytet New York, Buffalo); 5 referatów.

Sesja 4B. Analiza kinematyczna i projektowanie (Przewodn. prof. B. Rovani, Uniwersytet Wisconsin — Madison, Madison); 5 referatów.

Sesja 6A. Zastosowania optymalnego projektowania I (Przewodn. prof. D. J. Wilde, Uniwersytet Stanford); 5 referatów.

Sesja 6B. Układy dynamiczne z więzami (Przewodn. prof. C. Radcliffe, Uniwersytet Michigan, East Lansing); 5 referatów.

Sesja 7A. Geometria komputerowa i projektowanie (Przewodn. prof. D. Riley, Uniwersytet Minnesota, Minneapolis); 4 referaty.

Sesja 7B. Mechanizmy i urządzenia robotów (Przewodn. prof. G. L. Kinzel, Uniwersytet Ohio, Columbus); 7 referatów.

Sesja 9A. Zastosowanie sztucznej inteligencji (Przewodn. prof. J. N. Siddall); 4 referaty.

Sesja 9B. Projektowanie automatyczne (Przewodn. prof. S. Kramer, Uniwersytet Toledo); 5 referatów.

Sesja 10A. Zastosowanie optymalnego projektowania II (Przewodn. prof. H. A. Eschenauer, Uniwersytet Siegen, RFN); 5 referatów.

Sesja 10B. Sprężyste układy mechaniczne (Przewodn. prof. C. Radcliffe); 3 referaty.

Odbyły się również dwie sesje panelowe:

Sesja 5. Standaryzacja narzędzi projektowania wspomaganego komputerem dla środowiska inżynierskiego (Przewodn. dr. M. Y. Zarrugh, Schlumberger Wall Service, Houston).

Sesja 8. Znaczenie czasopism archiwalnych dla szerzenia informacji o softwerze (Przewodn. prof. G. E. Johnson, Uniwersytet Vanderbilt, Nashville).

Podczas obrad plenarnych referat pt. „Kierunki w badaniach projektowych” wygłosił dr. H. Moraff dyrektor Programu Teorii i Metodologii Projektowania z Narodowej Fundacji Wiedzy (NSF) w Waszyngtonie. Referaty w sesjach dotyczyły raczej konkretnych problemów projektowych zleczanych przez przemysł lub wykonywanych w ramach prac magisterskich i doktorskich. Wygłoszono również referaty ogólne. W zakresie optymalizacji konstrukcji, wymienić należy tutaj następujące prezentacje:

1. Prof. D. J. Wilde — „Zasada maksymalnego działania dla eliminacji przewarunkowanych problemów optymalizacji” (ASME Paper Nr. 85-DET-70).
2. Prof. J. N. Siddall — „System softwerowy dla optymalizacji strukturalnej przy użyciu metody elementów skończonych”.

3. Prof. R. T. Haftka (Uniwersytet Virginia, Blacksburg) — „Jednoczesna nieliniowa analiza strukturalna i projektowanie”.
4. Prof. P. Papalambros — „Wstępne przetwarzanie modeli optymalizacyjnych przy użyciu języka adresów symbolicznych”.

Autor sprawozdania w referatach:

1. „Strategia operacyjna modelowania matematycznego w projektowaniu optymalnym konstrukcji maszyn” (ASME Paper Nr. 85-DET-3, Trans. ASME, Journal of Mechanisms, Transmissions and Automation in Design).
2. „Metoda doboru optymalnej struktury w konstruowaniu maszyn” (praca zostanie opublikowana przez Trans. ASME).

przedstawił zagadnienia optymalnego projektowania konstrukcji maszyn. W czasie obrad współprzewodniczył w jednej z sekcji. Podkreślić należy wysoki poziom prezentacji oraz doskonałą organizację i atmosferę panującą podczas konferencji.

*Prof. dr Jerzy Kowalski
Uniwersytet Guanajuato, Meksyk*

V SZKOŁA LETNIA MECHANIKI PŁYNÓW

Mikołajki, 16—21 września 1985 roku

We wrześniu 1985 roku odbyła się w Mikołajkach V Szkoła Letnia Mechaniki Płynów stanowiąca kontynuację rozpoczętego w 1977 r. i powtarzanego co 2 lata cyklu szkolenia młodej kadry polskich hydro- i aerodynamików. Tym razem Szkoła poświęcona została w całości zagadnieniom turbulencji, która będąc przedmiotem zainteresowania wielu dyscyplin naukowych stanowi jednak przede wszystkim jeden z ważniejszych i dynamicznie rozwijających się działów mechaniki płynów.

V Szkoła Letnia odbyła się, jak i wszystkie poprzednie, z inicjatywy Sekcji Mechaniki Płynów Komitetu Mechaniki PAN i osobiście jej Przewodniczącego, członka koresp. PAN prof. dra hab. inż. Włodzimierza Prosnaka, przy czym trudu bezpośredniej organizacji podjęły się tym razem dwie jej podsekcje. Podsekcja Turbulencji kierowana przez prof. dra hab. inż. Janusza W. Elsnera, która przygotowała merytoryczno-naukowy program imprezy oraz Podsekcja Szkolenia Szkół Letnich prowadzona przez prof. dra hab. inż. Eustachego Burkę, która zgodnie z wieloletnią, dobrą już tradycją zajęła się administracyjno-techniczną stroną Szkoły. Współorganizatorem była również Akademia Rolniczo-Techniczna w Olsztynie, która pokryła część wydatków Szkoły i wydała swym kosztem jej materiały wykładowe oraz Politechnika Częstochowska w której materiały te zostały zebrane i przygotowane do druku. W skład kierownictwa Szkoły wchodził: Eustachy Burka (kierownik Szkoły), Wacław Ciania (sekretarz), Janusz Elsner (kierownik naukowy Szkoły) oraz Mieczysław Ożóg (z-ca kierownika Szkoły).

Idea zorganizowania Szkoły poświęconej tej właśnie tematyce zrodziła się z faktu, że zarówno zainteresowanie turbulencją, jak i znajomość jej podstaw były dotychczas w naszym kraju stosunkowo niewielkie. Stąd też zestaw wykładów stanowił, zgodnie z założeniem elementarne wprowadzenie w problematykę tematu, który dostarczyć miał uczestnikom Szkoły najbardziej podstawowy zasób wiadomości o istocie, własnościach i metodach badania turbulencji.

Głównym celem Szkoły było lepsze przygotowanie wykładowców mechaniki płynów do interpretacji zagadnień przepływów turbulentnych, wchodzących w zakres programów dydaktycznych tego właśnie przedmiotu. Celem ubocznym, chociaż również ważnym, było przybliżenie uczestnikom Szkoły piękna i złożoności turbulencji i zachęcenia w ten sposób młodych pracowników nauki do pojęcia badań w tej niezwykle interesującej i nierozpoznanej dotąd w pełni tematyce.

W programie wykładów zachowany został określony ciąg logiczny. Na wstępie omówione zostały współczesne definicje turbulencji oraz ogólna metodologia badań. Czysto matematyczne podejście do problemów turbulencji zaprezentował wykład z dziedziny teorii układów dynamicznych u zagadnień bifurkacji. Szczególną uwagę zwrócono jednak na statystyczny opis turbulencji, do którego wprowadzenie stanowił

wykład z elementów teorii procesów stochastycznych. Podstawowe problemy turbulencji ujęte zostały w ramach kolejnych wykładów dotyczących fizykalnego znaczenia funkcji korelacyjnych, zagadnień turbulentnego transportu oraz analizy spektralnej energii turbulencji. Sporo miejsca w programie Szkoły zajęły również sposoby konstruowania hipotez zamykających i modelowania turbulencji oraz problematyka struktur koherentnych, które stanowią współcześnie jedno z najciekawszych i nierozpoznanych dotąd w pełni zjawisk przepływowych.

Kilka godzin wykładowych poświęconych miało zostać również omówieniu określonych klas przepływów turbulentnych: turbulencji przyściennej, swobodnej i atmosferycznej. W tym zakresie program nie został jednak w pełni zrealizowany, ze względu na niespodziewaną absencję dwóch zaproszonych wcześniej wykładowców. Zajęcia Szkoły zakończone zostały wprowadzeniem do metrologii przepływów turbulentnych i zastosowania dopplerowskiej anemometrii laserowej oraz termoanemometrii w eksperymentalnej analizie przepływów turbulentnych.

Wykaz wykładów wygłoszonych ostatecznie w ramach zajęć Szkoły przedstawiał się następująco:

- Janusz W. Elsner: Wprowadzenie do zagadnień turbulencji — 1 godz.
 Zbigniew Peradzyński: Elementy teorii układów dynamicznych. Zagadnienia bifurkacji — 3 godz.
 Kazimierz Sobczyk: Elementy teorii procesów stochastycznych — 3 godz.
 Piotr Sierputowski: Funkcje korelacyjne i ich rola w analizie przepływów turbulentnych — 2 godz.
 Janusz W. Elsner: Równania transportu w przepływie turbulentnym — 4 godz.
 Piotr Sierputowski: Analiza spektralna w przepływach turbulentnych — 2 godz.
 Adam Wanik: Modelowanie przepływów turbulentnych. Hipotezy zamykające — 4 godz.
 Stanisław Drobnik: Przegląd form ruchu zorganizowanego w różnych klasach przepływów — 2 godz.
 Lech Bogusławski: Detekcja struktur koherentnych w strefie wewnętrznej turbulentnej warstwy przyściennej — 2 godz.
 Zbyszko Kazimierski: Wprowadzenie do turbulentnej ściśliwej warstwy przyściennej — 3 godz.
 Eugeniusz Dyban: Transport ciepła i pędu w przepływach turbulentnych — 2 godz. (w języku rosyjskim).
 Winfrid Kühn: Podstawowe problemy turbulentnej wymiany ciepła. Wymiana ciepła w przepływach oscylacyjnych — 2 godz. (w języku angielskim).
 Janusz W. Elsner: Meteorologia przepływów turbulentnych. Teoria termoanemometrii — 3 godz.
 Kazimierz Popiołek: Dopplerowski anemometr laserowy i jego zastosowanie w badaniach przepływów turbulentnych — 1 godz.

Zajęcia Szkoły obejmowały łącznie 34 godziny wykładowe oraz dwa zebrania dyskusyjne. Pierwsze z nich zorganizowane w drugim dniu trwania Szkoły poświęcone zostało ogólnym zagadnieniom turbulencji, metodyce jej badania, pracom podejmowanym w placówkach krajowych oraz istniejącym w tym zakresie tendencjom światowym. Zebranie drugie, stanowiące swojego rodzaju podsumowanie Szkoły, dotyczyło oceny jej programu, trafności doboru treści wykładów oraz innych spraw natury organizacyjnej. Wszystkie te elementy spotkały się z pozytywną opinią dyskutantów, którzy podkreślali zgodność celowości rozwiązania problematyki turbulencji w bardziej zaawansowanej formie, w ramach którejś z następnych Szkół Letnich.

Zainteresowanie V Szkołą Letnią było w środowisku polskich hydro- i aerodynamików wyjątkowo duże, o czym najlepiej świadczy fakt, że ośrodek wczasowy Olsztyńskich Zakładów Opon Samochodowych STOMIL, w którym zakwaterowani zostali uczestnicy, nie mógł pomieścić wszystkich zainteresowanych. Ostatecznie w Szkole wzięło udział 125 osób (w tym 24 profesorów i docentów) reprezentujących 24 uczelnie krajowe oraz 12 instytucji zarówno Polskiej Akademii Nauk jak i resortowych, co praktycznie wyczerpywało listę placówek naukowych zajmujących się w Polsce mechaniką płynów. Mimo że Szkoła miała charakter krajowy, na prawach gości wzięli w niej udział również Prof. E. P. Dyban z Instytutu Termofizyki Ukraińskiej Akademii Nauk oraz Dr W. Kühn z Instytutu Mechaniki Akademii Nauk NRD, którzy wygłosili zgłoszone wcześniej wykłady z zakresu turbulentnej wymiany pędu i ciepła.

Na zakończenie warto podkreślić, że opublikowane i oddane w ręce uczestników materiały wykładowe stanowią praktycznie pierwsze w języku polskim wydawnictwo dotyczące problematyki przepływów turbulentnych.

Janusz W. Elsner

SZKOŁA „STEROWANIE W MECHANICE”

Rudy Raciborskie 20.10.1985—25.10.1985

W dniach od 20.10.1985 do 25.10.1985 roku odbyła się w ośrodku wczasowym „Buk” kopalni „Knu-rów” w miejscowości Rudy Raciborskie Szkoła „Sterowanie w Mechanice” zorganizowana przez Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej.

Na decyzję zorganizowania Szkoły wpłynęło przekonanie Zarządu Głównego, że poza ogólnie przy-jętymi formami działalności, Towarzystwo powinno również uczestniczyć w procesie rozwoju nauki poprzez podnoszenie kwalifikacji kadr naukowych specjalizujących się w mechanice oraz fakt, że większość pra-cowników naukowo-dydaktycznych zajmujących się nauczaniem mechaniki w wyższych szkołach technicz-nych należy do Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej.

Nie przypadkowo pierwszą Szkołą Z. G. PTMTS zorganizował pod hasłem „Sterowanie w Mecha-nice”. Bezpośrednią decyzję powołania takiej Szkoły zrodziła potrzeba kształcenia młodszych pracowników nauki i kadry inżynierskiej we wspomnianym zakresie.

Głównym źródłem naukowej problematyki w mechanice są tworzone przez człowieka układy mecha-niczne celowego działania, a więc układy sterowane. Tymczasem rozwój metod syntezy takich układów w programach mechaniki pozostaje nieco w tyle za bogatym rozwojem metod analizy. Założeniem pro-gramu Szkoły było przedstawienie wiedzy w zakresie sterowania w układach mechanicznych oraz uwidocz-nienie znaczenia zasad wariacyjnych w nowoczesnych metodach badania procesów sterowanych. W skład komitetu organizacyjnego Szkoły wchodził:

doc. dr hab. inż. Stanisław Dubiel

prof. dr hab. inż. Roman Gutowski

dr inż. Krzysztof Sibilski

prof. dr hab. inż. Bogdan Skalmierski

prof. dr hab. in. Józef Wojnarowski

Program Szkoły obejmował następujące cykle wykładów:

— Nieswobodne układy mechaniczne (prof. dr hab. inż. Roman Gutowski, mgr inż. Elżbieta Jarzę-bowska)

— Wariacyjne zasady mechaniki (doc. dr hab. inż. Stanisław Bednarz)

— Elementy klasycznej teorii sterowania (dr inż. Jerzy Skrzypczyk)

— Układy mechaniczne celowego działania (ujęcie zdeterminowane) (prof. dr hab. inż. Stanisław Dubiel)

— Układy mechaniczne celowego działania (ujęcie stochastyczne) (prof. dr hab. inż. Bogdan Skalmierski)

— Sterowanie więzami ciała odkształcalnego (doc. dr hab. inż. Jan Grabacki).

W szkole uczestniczyło 59 osób z 20 placówek naukowych. Wśród uczestników szkoły było: sześciu profesorów, czterech docentów, dwudziestu siedmiu doktorów nauk technicznych oraz dwudziestu dwóch magistrów inżynierów.

Uczestnicy reprezentowali następujące dyscypliny naukowe i specjalności:

1. cybernetyka techniczna, elektromechanika, maszyn i urządzenia hydrauliczne, mechanika lotu, mecha-nika materiałów, mechanika maszyn i urządzeń wiertniczych, mechanika stosowana, optymalizacja konstrukcji, podstawy konstrukcji maszyn, pojazdy szynowe, teoria drgań, teoria maszyn i mecha-nizmów, tłokowe silniki spalinowe, układy sterowania.

Materiały szkoły „Sterowanie w Mechanice” zostały zebrane pod redakcją prof. dr hab. inż. Stanisława Dubiela i ukazały się dzięki życzliwemu zainteresowaniu:

prof. dr hab. Czesława Królikowskiego — podsekretarza stanu w Ministerstwie Nauki i Szkolnictwa Wyż-szego,

dr inż. Jerzego Stefańskiego — dyrektora Departamentu Technicznego Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego,

gen. bryg. prof. dr hab. inż. Edwarda Włodarczyka — komendanta Wojskowej Akademii Technicznej,

prof. dr hab. inż. Jerzego Antoniaka — prorektora Politechniki Śląskiej.

*Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego
i Kierownik Szkoły
Stanisław Dubiel*

Konferencje

1. Fourth International Conference on „Numerical Conference on „Numerical Methods in Fracture Mechanics”
San Antonio, Teksas, U.S.A.
22—26 marca 1987
Ms. Beatrice Moreno
Southwest Research Institute PO Drawer 28510
San Antonio, Texas 78284, U.S.A.
2. 5th International Conference on „Numerical Methods for Thermal Problems”
Montreal, Kanada
29 czerwca—2 lipca 1987
Professor R. W. Lewis
Department of Civil Engineering University
College of Swansea, Swansea SA2 8PP, Wielka
Brytania
3. 5th International Conference on „Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow”
Montreal, Kanada
6—10 lipca 1987
Dr C. Taylor
Department of Civil Engineering University
College of Swansea, Swansea SA2 8PP Wielka
Brytania
4. Sixth International Conference on „Mathematical Modelling”
St. Louis, Missouri, U.S.A.
10—13 sierpnia 1987
Prof. Ervin Y. Rodin
Dept. of Systems Science and Mathematics
Box 1040, Washington University, St. Louis,
Missouri 63130 U.S.A.

INSTRUKCJE DLA AUTORÓW

Ogólne

W Mechanice Teoretycznej i Stosowanej drukowane są prace przeglądowe oraz oryginalne teoretyczne i doświadczalne z zakresu mechaniki ciała stałego oraz cieczy i gazów. Publikujemy również dyskusję naukową oraz polemikę dotyczącą prac z mechaniki, które ukazały się w MTiS lub w innych czasopismach naukowych.

W Biuletynie Informacyjnym drukujemy sprawozdania z konferencji naukowych z zakresu mechaniki w kraju i za granicą oraz z działalności Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej.

Praca może być złożona do druku w MTiS pod warunkiem jej nieopublikowania w innym czasopiśmie.

Drukujemy w języku polskim oraz na życzenie autorów w języku angielskim pod warunkiem złożenia pracy w tym języku.

Prace należy nadsyłać na adres Redakcji bądź jednego z redaktorów, w dwóch egzemplarzach (oryginał + kopia).

Praca złożona do druku podlega recenzji.

Wszelkie zmiany (poprawki autorskie) po zakwalifikowaniu artykułu do druku i przekazaniu go do drukarni mogą być dokonane tylko w czasie I korekty (na koszt autora).

Po opublikowaniu autorzy otrzymują 25 egzemplarzy odbitek swojego artykułu.

Szczegółowe

1. Prace składane do publikacji w MTiS powinny zawierać (wg. kolejności)

- a) Tytuł
- b) Imię, Nazwisko z podaniem miejsca pracy
- c) Abstrakt (w języku polskim)
- d) Właściwą pracę
- e) Spis literatury
- f) Streszczenia w języku
 - praca w języku polskim — rosyjskim w maszynopisie i angielskim
 - praca w języku angielskim — polskim i rosyjskim.

5. Tekst powinien być napisany po jednej stronie (nie na papierze kredowym) z zachowaniem podwójnych odstępów i obustronnych marginesów — z lewej 6 cm, z prawej 1 cm.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, w kolorze czarnym, z zachowaniem numeracji po stronie prawej (należy zwrócić szczególną uwagę na rozróżnienie l oraz litery I, zera i litery o oraz literę q i p).

4. Życzenia autorów dotyczące formy graficznej pracy w tym kroju czcionki, liter greckich itp. powinny być dołączone na osobnej kartce, bądź na marginesie (ołówkiem).

5. Tablice występujące w tekście należy dołączyć na oddzielnych kartkach (jedna na stronie).

6. Podpisy pod rysunkami powinny być wyszczególnione oddzielnie, a nie pod rysunkami.

7. Prosimy o sporządzanie wykazu literatury w sposób następujący: W. Nowacki, Teoria Sprężystości, Warszawa PWN, 1970.

8. Odnośniki należy numerować kolejno w całej pracy, a nie wg strony.

9. Obowiązuje stosowanie układu jednostek SI.

- K. JANKOWSKI, J. MARYNIAK, Sprzężenie ruchów przestrzennych śmigłowca w prostoliniowym poziomym locie ustalonym. 151
Couplings between three-dimensional motions of a helicopter in the steady rectilinear horizontal flight.
Сопряжение пространственных движений вертолета в установившемся прямолинейном горизонтальном полете.
- Z. DŻYGADŁO, I. NOWOTARSKI, A. OLEJNIK, Zastosowanie dyskretnego modelu odkształcalnego samolotu do badania drgań własnych. 159
Application of a discrete model of a deformable aeroplane for natural vibration analysis.
Применение дискретной модели деформируемого самолёта для анализа собственных колебаний.
- Z. DŻYGADŁO, A. KRZYŻANOWSKI, Dynamika nieautonomicznego przestrzennego ruchu samolotu z odkształcalnymi układami sterowania. 171
Dynamics of non-autonomous spatial motion of an aeroplane with a deformable control system.
Динамика неавтономного пространственного движения самолёта с деформируемыми системами управления.
- W. SOBIERAJ, Wpływ parametrów konstrukcyjnych piasty na charakterystyki dynamiczne łopaty wirnika nośnego śmigłowca. 187
Influence of constructional parameters of the main rotor hub on the dynamic characteristics of the helicopter rotor blade.
Влияние конструкционных параметров втулки несущего винта вертолета на динамические характеристики лопасти несущего винта вертолета.
- Cz. SZENDZIELORZ, Dynamika ruchu fotela odrzucanego względem samolotu w locie symetrycznym. 197
Dynamics of motion of an ejection seat with respect to an airplane in asymmetric flight.
Динамика движения катапультного кресла относительно самолёта в симметрическом полёте.
- Biuletyn Informacyjny. 207

Cena zł 240,—

Prenumeratę na kraj przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsi oraz Oddziały RSW „Prasa-Książka-Ruch” w miastach;

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę przyjmuje RSW „Prasa-Książka-Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV Oddział w Warszawie Nr 1153-201045-139-11. Wysyłka za granicę pocztą zwykłą jest droższa od prenumeraty krajowej o 50% dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla zlecających instytucji i zakładów pracy.

Terminy przyjmowania prenumerat na kraj i za granicę:

- do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i na cały rok następny,
- do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa.

Subscription orders for all the magazines published in Poland available through the local press distributors or directly through the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland,

Our bankers:

BANK HANDLOWY WARSZAWA S.A.

MECHANIKA TEORETYCZNA I STOSOWANA jest organem Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej; ukazuje się poczynając od 1 stycznia 1967 r. jako kwartalnik. Zeszyty z lat poprzednich można nabywać w sekretariacie Zarządu Głównego PTMTS (Warszawa, Pałac Kultury i Nauki, Sala Kongresowa, pokój 309)

Mech. Teor. T. 24, z. 1—2, s. 1—240, Warszawa 1986, Indeks 36523