

ZYGMUNT KOWALIK
Polska Akademia Nauk
Zakład Oceanologii Instytutu Geofizyki — Sopot

ZJAWISKA SEJSZOWE W CIEŚNINIE ŚWINY ŁĄCZĄCEJ ZATOKĘ POMORSKĄ Z ZALEWEM SZCZECIŃSKIM

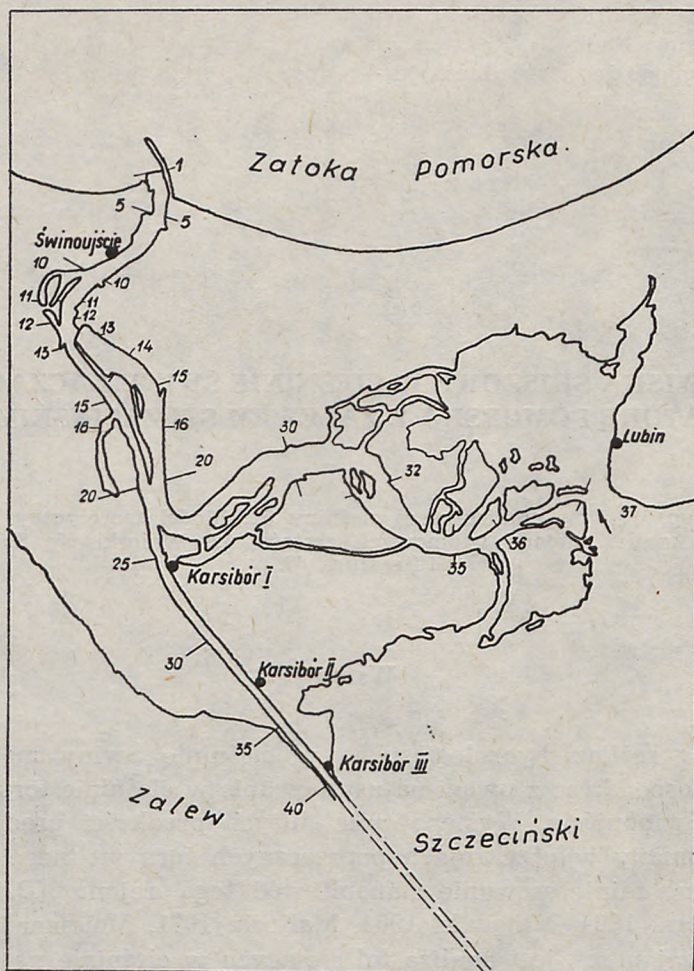
Treść: Wstęp 51; Opis analizowanej cieśniny 51; Model teoretyczny wahań sejszowych 53; Analiza metodą widmowych gęstości 62; Wnioski 65; Summary 67; Literatura 67.

Wstęp

Badania reżimu hydrologicznego w cieśninie Świny mają istotne znaczenie gospodarcze z uwagi na usytuowanie w cieśninie toru wodnego Szczecin—Świnoujście. Występowanie dużych prędkości prądów powodujących zmiany w przekrojach poprzecznych toru wodnego spowodowało znaczne zainteresowanie stanami wód tego rejonu (Dziadziuszko 1962, Jednorał 1964, Majewski 1964, Maliński 1971, Meissner 1916). Celem niniejszej pracy jest analiza fal stojących w cieśninie na podstawie danych pomiarowych oraz modeli teoretycznych. Określenie charakterystyki sejszy uzupełnia dotychczasowe prace o jeden z elementów koniecznych do pełnego rozpoznania dynamiki stanów wody. Ze względu na skomplikowany układ kanałów łączących Zalew Szczeciński z Zatoką Pomorską rozwiązanie przedstawionego problemu ma również znaczenie teoretyczne w zakresie zjawisk hydrodynamicznych zachodzących w rozlewiskach deltowych i związanych z nimi wielokanałowych cieśninach.

OPIS ANALIZOWANEJ CIEŚNINY

Rozpatrywany w pracy obszar wodny stanowi cieśninę wielokanałową obustronnie otwartą. Na południu cieśnina połączona jest z Zalewem Szczecińskim a na północy łączy się z otwartym morzem poprzez Zatokę Pomorską. Sytuacja cieśniny przedstawiona jest na ryc. 1. Prę-



Ryc. 1. Szkic sytuacyjny rozpatrywanego układu cieśnin z oznaczonymi przekrojami poprzecznymi

Fig. 1. Situation plan of the system of straits studied with cross-sections marked

kości prądów są bardzo zróżnicowane w zależności od aktualnej sytuacji hydrologicznej oraz wyboru punktu pomiarowego. Średnie prędkości z pomiarów przeprowadzonych na odcinku Świny w latach 1954—1957 wynosiły ca 32 cm/sek. (Majewski 1964). Obliczając prędkości średnie w korycie na podstawie objętości przepływu można otrzymać w zawężonych odcinkach cieśniny prędkość do 2 m/sek. Kierunki prądów, ich prędkość oraz częstość występowania uzależnione są od stanów wody w Zalewie Szczecińskim oraz w Zatoce Pomorskiej. Zmiany stanów wody w części północnej cieśniny mogą być uważane za bardzo dokład-

nie rozpoznane z uwagi na położenie w tym rejonie mareografu Świnoujścia, który ze względu na długość serii obserwacyjnej jest często uważany za reprezentacyjny nie tylko dla Zatoki Pomorskiej i Bałtyku, ale również oceanu światowego (Kowalik, Wróblewski 1972 i 1973). Część południowa cieśniny w zakresie stanów wody nie jest tak dokładnie rozpoznana i może być charakteryzowana przez mareografy w Karsiborze I, Karsiborze III oraz w Lubinie. Szersze omówienie i analiza dotychczasowych badań w tym rejonie zawarte są w podanej literaturze.

MODEL TEORETYCZNY WAHAŃ SEJSZOWYCH

Ponieważ przepływy w kanałach wydłużonych są jednokierunkowe to przyjmując, że ruch odbywa się wzdłuż osi x możemy zapisać równanie ruchu w postaci (Druet, Kowalik 1970).

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (1)$$

gdzie: u — prędkość przepływu, η — zmiany poziomu wody od położenia średniego, $g = 981 \text{ cm/sek}^2$, t — czas.

Wprowadzimy też dodatkowo równanie ciągłości, w równaniu bowiem (1) występują dwie niewiadome u oraz η :

$$b \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (Au) = 0, \quad (2)$$

gdzie: b — szerokość kanału, A — pole przekroju poprzecznego kanału. Układ dwóch równań (1) i (2) pierwszego rzędu sprowadzimy do jednego równania drugiego rzędu dla jednej niewiadomej u lub η . W tym celu zróżniczkujemy równanie (2) przez czas t i podstawimy do równania (1), w wyniku otrzymujemy:

$$b \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = 0. \quad (3)$$

Równanie to z odpowiednimi warunkami brzegowymi i początkowymi opisuje zmiany swobodnej powierzchni w kanale.

Można wprowadzić również inne równanie niezwykle przydatne dla dalszych rozważań wykorzystując równanie ciągłości.

Przed wszystkim prędkość poziomą u wyrazimy za pomocą przemieszczenia ξ jako $\frac{\partial \xi}{\partial t}$.

Równanie (2) przepiszemy:

$$b\eta + \frac{\partial}{\partial x} (A\xi) = 0 \quad (4)$$

lub wprowadzając zmienną $z = A\xi$, mamy:

$$b\eta + \frac{\partial z}{\partial x} = 0. \quad (4a)$$

Na podstawie równania ruchu (1) oraz równania (4a), otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = gAb \frac{\partial^2 z}{\partial v^2}, \quad (5)$$

gdzie:

$$v = \int_0^x b(x) dx.$$

Zapis w postaci (5) uzyskany przez wprowadzenie zmiennych z , v , wykazuje znaczne uproszczenie w porównaniu z (3).

W dalszym ciągu będziemy rozpatrywać tylko zmiany okresowe, charakteryzujące się częstościami własnymi ω_n ($n = 0, 1, 2, \dots$).

Rozwiązanie równania (5) przedstawimy w postaci:

$z_n = \bar{z}_n(v) \cdot e^{+i\omega_n t}$, gdzie $\bar{z}_n(v)$ opisuje zbiór funkcji własnych (według Tichonowa i Samarskiego 1963).

Podstawiając powyższą postać rozwiązania do równania (5), otrzymujemy:

$$-\omega_n^2 \bar{z}_n = gAb \frac{d^2 \bar{z}_n}{dv^2}. \quad (6)$$

Zbiór częstości własnych ω_n jest zbiorem przeliczalnym. Dla przeprowadzanej analizy nie są przydatne wszystkie jego wartości a tylko częstości własne opisujące drgania pierwszego, drugiego i trzeciego rzędu. Drgania te posiadają najdłuższe okresy i największe amplitudy. Jest oczywiste, że ω_n winny być liczbami rzeczywistymi, co umożliwi istnienie drgań okresowych. Ta własność częstości własnych z łatwością może być pokazana, jeśli uwzględnimy, że funkcje własne na długości kanału spełniają warunek normalizacji:

$$\int_0^v \bar{z}_n \bar{z}_m \frac{1}{gbA} \cdot dv = \delta_{nm} = \begin{cases} 1, & n = m \\ 0, & n \neq m \end{cases} \quad (7)$$

oraz warunek brzegowy $\frac{d\bar{z}_n}{dv} = 0$ na końcach kanału otwartego. (8)

Mnożąc równanie (6) przez \bar{z}_m i całkując, mamy:

$$-\omega_n^2 \int_0^{v^{(1)}} \frac{\bar{z}_n \bar{z}_m}{gbA} dv = \int_0^{v^{(1)}} \frac{d^2 \bar{z}_n}{dv^2} \cdot \bar{z}_m dv,$$

$$-\omega_n^2 = \int_0^{v^{(1)}} \frac{d^2 \bar{z}_n}{dv^2} \bar{z}_n dv = \frac{d \bar{z}_n}{dv} \bar{z}_n \Big|_0^{v^{(1)}} - \int_0^{v^{(1)}} \left(\frac{d\bar{z}_n}{dv} \right)^2 dv. \quad (9)$$

Wykorzystując warunek brzegowy (8) otrzymujemy:

$$\omega_n^2 = \int_0^{v(1)} \left(\frac{dz_n}{dv} \right)^2 dv, \quad (10)$$

co jednoznacznie wskazuje, że $\{\omega_n\}$ stanowi zbiór liczb rzeczywistych.

Zanim przystąpimy do bardziej szczegółowych rozwiązań zatrzymamy się przy najprostszym rozwiązaniu — dla kanału otwartego z obu stron.

Wtedy zgodnie z równaniem (6) przedstawimy rozwiązanie w postaci:

$$\bar{z}_n = A_n \cos k_n v + B_n \sin k_n v. \quad (11)$$

Z warunkami brzegowymi $\frac{d\bar{z}_n}{dv} = 0$ przy $v = 0$ oraz $v = v(1)$.

W równaniu (11) k_n równe jest $\frac{\omega_n}{\sqrt{gAb}}$.

Z powyższymi warunkami brzegowymi równanie (11) prowadzi do następującej zależności dla częstości własnych:

$$\frac{\omega_n}{\sqrt{gAb}} v(1) = n\pi \quad (12)$$

lub wprowadzając okres T_n :

$$T_n = \frac{2 v(1)}{n \sqrt{gAb}} = \frac{2 \int_0^1 b(x) dx}{n \sqrt{gAb}} \quad (13)$$

i zakładając, że szerokość kanału b nie zależy od x , otrzymamy znany wzór dla okresu sejszy:

$$T_n = \frac{2l}{n \sqrt{gH}}, \quad (14)$$

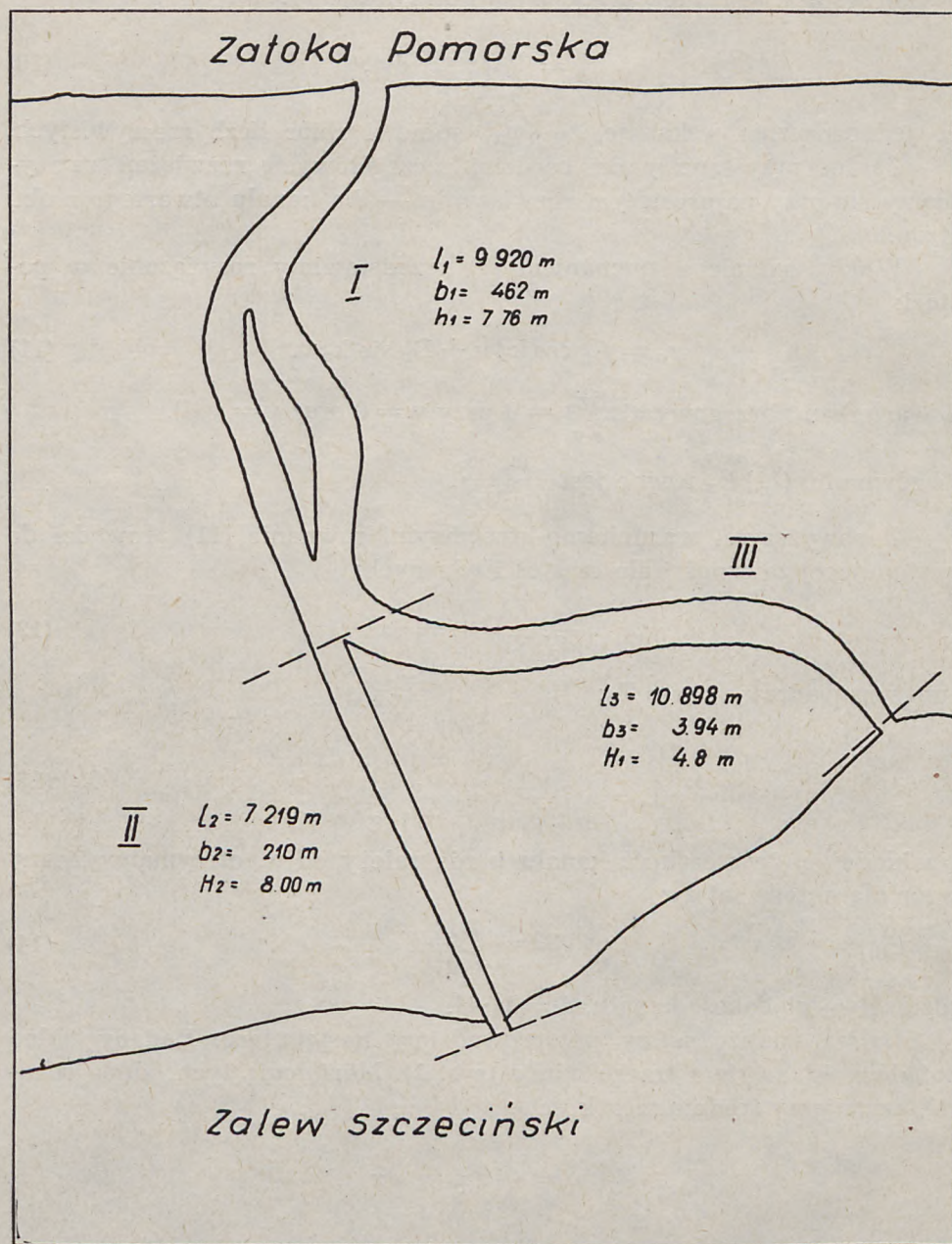
gdzie: H — głębokość kanału, $A = b \cdot H$.

Dalszą analizę sejszy przeprowadzimy następująco. Badany układ kanałów składa się z trzech odnóg (ryc. 2). Morfologię tych odnóg scharakteryzujemy średnią szerokością:

$$b_i = \frac{1}{l_i} \int_0^{l_i} b(x) dx$$

oraz średnią głębokością $H_i = \frac{1}{l_i} \int_0^{l_i} H(x) dx$,

gdzie $i = 1, 2, 3$ oznacza kolejne odnogi. W związku z tym równanie (14) dla każdej odnogi przepiszemy w postaci:



Ryc. 2. Schemat kanałów rozpatrywanej cieśniny
Fig. 2. Diagram of canals in the strait studied

$$\omega_n^2 \bar{z}_n + g b_i^2 \cdot H_i \frac{d^2 z_n}{b_i^2 \cdot d^2 x} = 0. \quad (15)$$

Oznaczając gH_i jako c_i^2 otrzymamy ostatecznie:

$$\frac{\omega_n^2}{c_i^2} \bar{z}_n + \frac{d^2 \bar{z}_n}{d^2 x} = 0. \quad (15a)$$

Rozwiązaniem tego równania jest wyrażenie:

$$\bar{z}_n^i = A_n^i \cos \frac{\omega_n}{c_i} x + B_n^i \sin \frac{\omega_n}{c_i} x. \quad (16)$$

Warunki brzegowe przyjętego układu:

a) na końcach kanału:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{z}_n^1}{dx} = 0; (x=0); \frac{d\bar{z}_n^2}{dx} = 0; (x=l_1+l_2) \\ \frac{d\bar{z}_n^3}{dx} = 0; (x=l_1+l_3), \end{aligned} \quad (17a)$$

b) w punkcie rozgałęzienia kanału $x=l_1$,

$$\bar{z}_n^1 = \bar{z}_n^2 = \bar{z}_n^3. \quad (17b)$$

Warunki te prowadzą do jednoznacznego rozwiązania zagadnienia częstotliwości własnych w postaci wyznacznika:

$$\begin{vmatrix} \cos \frac{\omega_n}{c_1} l_1, & -\cos \frac{\omega_n}{c_2} l_2, & -\cos \frac{\omega_n}{c_3} l_3 \\ \frac{\sin \frac{\omega_n}{c_1} l_1}{b_1 c_1}, & \frac{\sin \frac{\omega_n}{c_2} l_2}{b_2 c_2}, & 0 \\ \frac{\sin \frac{\omega_n}{c_1} l_1}{b_1 c_1}, & 0, & \frac{\sin \frac{\omega_n}{c_3} l_3}{b_3 c_3} \end{vmatrix} = 0 \quad (18)$$

Wyznacznik sprowadzimy do bardziej przejrzystej postaci:

$$\sum_{i=1}^3 b_i c_i \operatorname{ctg} \frac{\omega_n}{c_i} l_i = 0. \quad (18a)$$

Podstawiając wartości l_i , b_i oraz H_i z ryc. 2 do (18a) otrzymujemy wielomian:

$$\frac{2,1665}{\operatorname{tg}(q)} + \frac{1}{\operatorname{tg}(q7,166)} + \frac{1,454}{\operatorname{tg}(13,962q)} = F(q) = 0 \quad (19)$$

gdzie: $q = \omega_n \cdot 113,7$.

Zera wielomianu $F(q)$ będą wyznaczały częstotliwości drgań własnych w układzie trzech połączonych odnóg I + II + III z ryc. 2.

Poszukiwanie miejsc zerowych przeprowadzono za pomocą EMC.

Oprócz drgań własnych w trzech odnogach jednocześnie wyznaczono drgania w układzie I + II oraz I + III. Wtedy odpowiednio poszukiwano zer wielomianów:

$$F_1(q) = \frac{2,1665}{\operatorname{tg}q} + \frac{1}{\operatorname{tg}(7,166q)} \quad (20)$$

oraz:

$$F_2(q) = \frac{2,1665}{\operatorname{tg}q} + \frac{1}{\operatorname{tg}(13,962q)}. \quad (21)$$

Dla ułatwienia dalszych rozważań system trzech odnóg I + II + III nazwiemy układem 1, system odnóg I + II — układem 2, system odnóg I + III — układem 3.

Wyniki obliczeń przedstawiono w tab. 1.

Tabela 1

Wycinki obliczeń teoretycznych okresów sejszy

Okresy (min.)	Układ 1	Układ 2	Układ 3
Pierwsza harmoniczna T_1	55,5	54,2	105,8
Druga harmoniczna T_2	52,9	29,0	55,5
Trzecia harmoniczna T_3	29,8	18,2	35,2
Czwarta harmoniczna T_4	27,1	14,6	27,8

Wykorzystując poprzednio obliczone okresy przystąpimy obecnie do opisu kształtu fali sejszowej w zależności od okresu drgań własnych. Jest oczywiste, że jeśli chcemy uzależnić to zjawisko od morfologii kanałów to rozwiązania zagadnienia należy poszukiwać na drodze numerycznej. W tym celu wydzielono na poszczególnych odnogach przekroje poprzeczne. Przekrojów tych wyznaczono 40 w układzie 2 oraz 37 w układzie 3.

Pozornie najłatwiejszym sposobem wydaje się rozwiązanie numeryczne równania (3) z uwzględnieniem warunków brzegowych $\eta(x=0) = \eta(x=1) = 0$. Ponieważ jednak warunki brzegowe wprowadzają zerowe wartości na końcach kanałów to rozwiązanie numeryczne prowadziłoby

do stwierdzenia faktu, że $\eta = 0$ na całej długości kanału. Z kolei rozpatrzmy metodę Defanta (1961), polegającą na przemianległym rozwiązywaniu równania (4a) oraz równania:

$$\omega_n^2 \bar{z}_n = gA \frac{d\bar{\eta}_n}{dx}. \quad (22)$$

Równanie (22) łatwo daje się wyprowadzić na podstawie równania ruchu (1):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}.$$

Mnożąc obie strony przez A i zakładając, że η ma postać $\eta = \eta_n e^{i\omega_n t}$, otrzymamy równanie (22).

Wprowadzimy z kolei indeks obliczeń numerycznych k — charakteryzujący poszczególne przekroje poprzeczne. Tak określony indeks przyjmuje wartości od 1 do 40 w układzie 2 i od 1 do 37 w układzie 3.

Postać numeryczną równania (4a) zapiszemy:

$$b_k \bar{\eta}_k = \frac{\bar{z}_{k+1} - \bar{z}_k}{x_{k+1} - x_k}, \quad (23)$$

równania (22) zaś:

$$\omega^2 \bar{z}_k = gA_k \frac{\bar{\eta}_{k+1} - \bar{\eta}_k}{x_{k+1} - x_k}. \quad (24)$$

W powyższych równaniach dla uproszczenia zapisu opuszczamy indeks oznaczający numer harmoniki. Przy $x = 0$ ($k = 1$) warunkami brzegowymi będą $\eta_1 = 0$ oraz $z_1 = z_2$.

Zakładając dowolną wartość $\bar{z}_1 \neq 0$ możemy poprowadzić rozwiązanie równań (23) oraz (24) w głąb odnogi I systemu kanałów. Rozwiązanie to komplikuje się w punkcie rozgałęzienia kanałów przy $x = l_1$ bowiem tutaj obowiązuje warunek ciągłości dla amplitudy $\bar{\eta}^1 = \bar{\eta}^2$ w układzie 2 oraz $\bar{\eta}^1 = \bar{\eta}^3$ w układzie 3, a jednocześnie warunek (17b). W rezultacie tych trudności wybrano drogę pośrednią rozwiązania zagadnienia. Od $k = 1$ do $k = 7$ prowadzono rozwiązanie za pomocą układu równań (23) i (24) otrzymując w przekroju $k = 7$ określoną amplitudę fali sejszowej $\bar{\eta}_7$. Wynik ten wykorzystano dalej rozwiązując równanie (3) od $k = 7$ do $k = 40$ lub 37 i przechodząc przez rozwidlenie kanałów $x = l_1$ z uwzględnieniem warunku:

$$\bar{\eta}_k^1 = \bar{\eta}_k^2 \quad \text{lub} \quad \bar{\eta}_k^1 = \bar{\eta}_k^3,$$

Dla dalszych rozważań równanie (3) przepisujemy w postaci:

$$b\omega^2 \bar{\eta} + g \frac{d}{dx} \left(A \frac{d\bar{\eta}}{dx} \right) = 0. \quad (25)$$

W powyższym równaniu dla uproszczenia opuszczono indeks n .

Postać numeryczną równania (25) ujmijmy jako:

$$\omega^2 b_k \bar{\eta}_k + g \varphi_k \frac{\bar{\eta}_{k+1} - \bar{\eta}_{k-1}}{x_{k+1} - x_{k-1}} + g A_k \frac{\bar{\eta}_{k+1} + \bar{\eta}_{k-1} - 2\bar{\eta}_k}{\left(\frac{x_{k+1} - x_{k-1}}{2}\right)^2} = 0, \quad (26)$$

gdzie $\varphi_k = \frac{dA}{dx}$.

Oznaczając:

$$s_k = \frac{4A_k \cdot g}{(x_{k+1} - x_{k-1})^2}; \quad r_k = \frac{g\varphi_k}{x_{k+1} - x_{k-1}},$$

przepiszemy (26):

$$\bar{\eta}_{k+1} + \frac{\omega^2 b_k - 2s_k}{s_k + r_k} \bar{\eta}_k + \frac{s_k - r_k}{s_k + r_k} \bar{\eta}_{k-1} = 0. \quad (27)$$

Rozwiązanie równania (27) przeprowadzimy metodą przegnania opisaną przez Demidowicza, Marona i Szuwałową (1965), zakładając, że:

$$\bar{\eta}_k = c_k (d_k - \bar{\eta}_{k+1}), \quad (28)$$

gdzie:

$$c_k = - \frac{s_k + r_k}{c_{k-1} \cdot (s_k + r_k) - (\omega^2 b_k - 2s_k)} \quad (29)$$

$$d_k = - \frac{s_k - r_k}{s_k + r_k} \cdot c_{k-1} \cdot d_{k-1}. \quad (30)$$

Algorytm rozwiązania (28) ma dwie części. Najpierw obliczane są współczynniki c_k oraz d_k . W tym celu wykorzystuje się warunek brzegowy przy $k=7$. Zakładamy bowiem, że znamy $\bar{\eta}_1, \bar{\eta}_2, \dots, \bar{\eta}_7$ na podstawie obliczeń metodą Defanta.

Wtedy porównując $\bar{\eta}_{k+1}$ przy $k=6$ z równań (27) i (28) otrzymamy następujące wartości dla c_7 i d_7 :

$$c_7 = \frac{s_7 + r_7}{\omega^2 b_7 - 2s_7}. \quad (31)$$

$$d_7 = -\bar{\eta}_6 \cdot \frac{s_7 - r_7}{s_7 + r_7}. \quad (32)$$

Znając wartości c_7 i d_7 z łatwością znajdziemy c_k i d_k na podstawie (29) oraz (30). Jest to tzw. pierwsze przegnanie, dla którego wykorzystano pierwszy warunek brzegowy. Drugie przegnanie polega na wyliczeniu $\bar{\eta}_k$ z równania (28) od $k=40$ do $k=7$, poprzez wykorzystanie warunku na końcu kanału przy $k=40$ lub $k=37$.

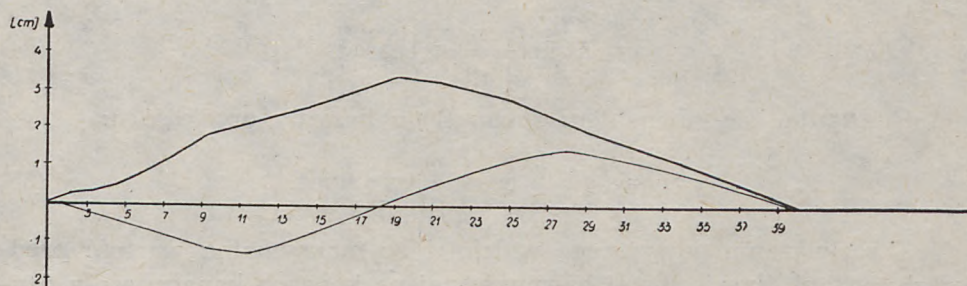
Stąd otrzymujemy:

$$\bar{\eta}_{39} = c_{39} \cdot d_{39}, \quad (33)$$

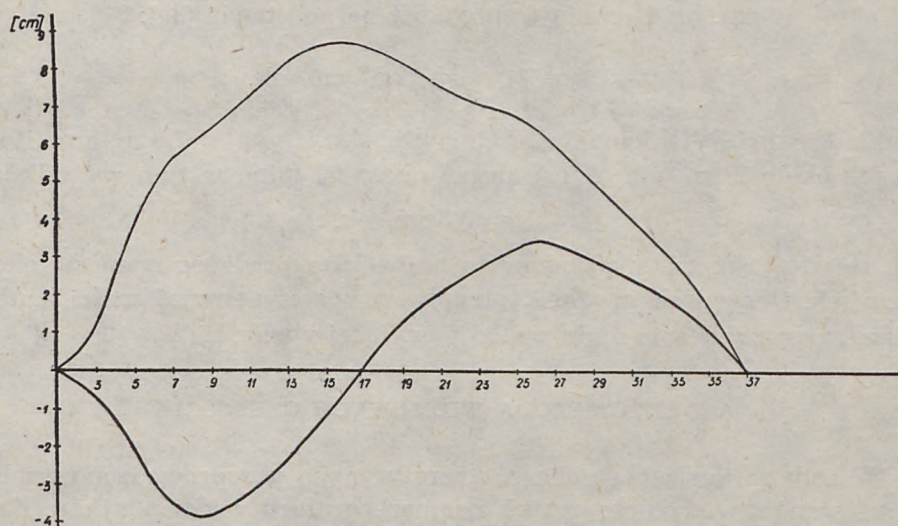
bowiem:

$$\bar{\eta}_{40} = 0.$$

Rezultaty obliczeń dla układu 2 odnogi I + II dla okresu $T_1 = 54,2$ min. oraz $T_2 = 29,0$ przedstawiono na ryc. 3. Na ryc. 4 zaś ujęto wyniki



Ryc. 3. Rozkład amplitudy sejszy w układzie 2
Fig. 3. Seiche amplitude distribution in system 2



Ryc. 4. Rozkład amplitudy sejszy w układzie 3
Fig. 4. Seiche amplitude distribution in system 3

dla układu 3 dla okresu $T_1 = 105,8$ min. i $T_2 = 55,5$ min. Ryciny te wykazują, że największą amplitudę posiada sejsza z $T_1 = 105,8$ min. Linie węzłowe zaś dla drugiej składowej występują przy $k = 17$ i $k = 18$, co

wskazuje, że tutaj obok końców kanałów występować będą największe prędkości przepływów.

Oprócz amplitudy fali sejszowej niewątpliwie najważniejszą charakterystyką jest prędkość przepływu. Ocenimy zależność między amplitudą fali i prędkością na podstawie rozwiązania prostego, ale dostatecznie dokładnego dla potrzeb praktycznych.

W tym celu rozwiążemy równanie (25) dla kanału ze stałą głębokością H i stałą szerokością b . Jako wynik otrzymujemy:

$$\eta = a \sin\left(\frac{\omega}{\sqrt{gH}} x\right) \cos\omega t. \quad (34)$$

Posługując się równaniem ruchu (1) obliczymy prędkość u :

$$u = a \sqrt{\frac{g}{H}} \cos\frac{\omega}{\sqrt{gH}} x \cdot \sin\omega t. \quad (35)$$

Z rozwiązania powyższego widzimy, że maksymalna wartość prędkości wystąpi dla pierwszej harmonicznej na końcach kanału, a dla drugiej składowej w punkcie wewnętrznym kanału w tzw. węźle. Rozpatrzmy teraz układ 3 (I + III) kanałów, tutaj średnia głębokość wynosi 6,2 m. Maksymalna amplituda drgań sejszowych z okresem około 110 min. wynosi około 10 cm. Stąd oceniając prędkość na podstawie (35):

$$u_{\max} = a \sqrt{\frac{g}{H}} = 12,57 \text{ cm/sek.}$$

W układzie 2 (I + II) kanałów średnia głębokość wynosi 7,9 m, amplituda fali zaś około 3 cm, dla okresu drgań około 60 min., w tym wypadku:

$$u_{\max} = 3,3 \text{ cm/sek.}$$

Jeśli te wielkości zostaną dodane to największa prędkość wyniesie około 16 cm/sek. Oczywiście prędkość przepływu w wewnętrznej części kanału będzie zawsze znacznie mniejsza od powyższej wielkości.

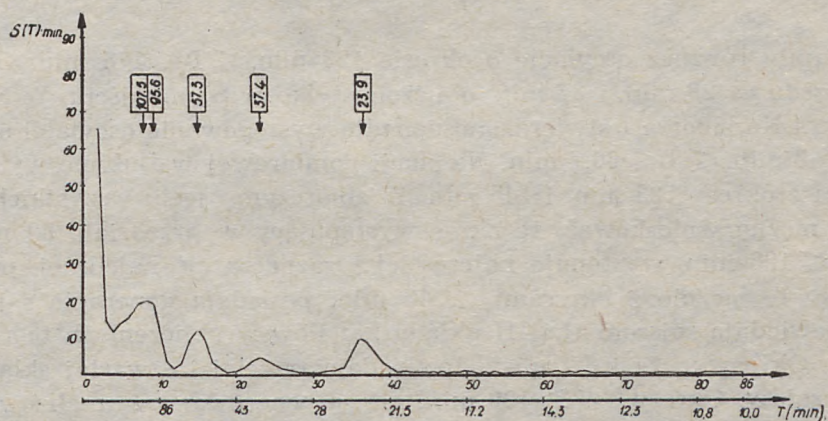
ANALIZA METODĄ WIDMOWYCH GĘSTOŚCI

W celu sprawdzenia obliczeń teoretycznych przeprowadzono analizę wahań stanów wody notowanych na mareografach w Świnoujściu, Karsiborze III, Karsiborze I oraz Lubinie. Numeryczne obliczenia widmowych gęstości wykonano na maszynie ITC w Zakładzie Elektronicznej Techniki Obliczeniowej w Gdyni. Podstawą obliczeń były mareogramy z lat 1970—1971, na których można było zauważyć oscylacje o okresach zbliżonych do wykonanych obliczeń teoretycznych. Wyniki obliczeń zestawione są w tab. 2. Wykresy widmowej gęstości niektórych serii obliczeniowych przedstawione są na ryc. 5 i ryc. 6.

Tabela 2

Okresowość oscylacji stanów wody w rejonie toru wodnego Szczecin—Świnoujście na podstawie analizy widmowych gęstości wybranych serii pomiarowych

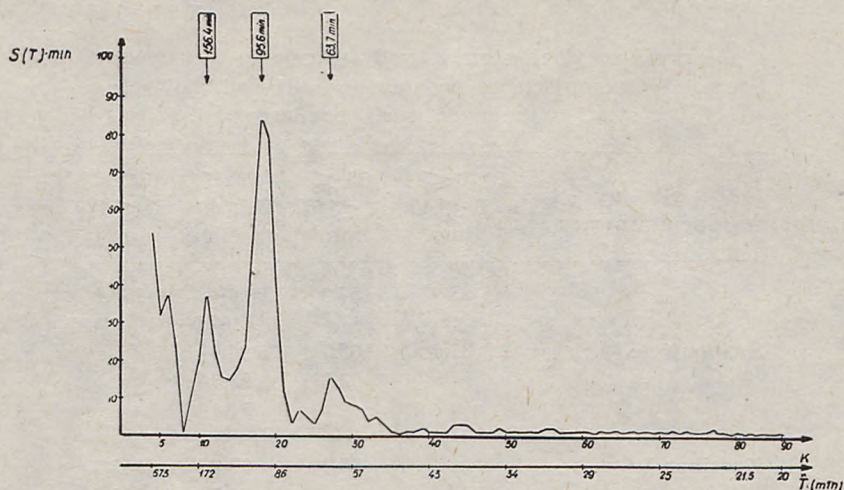
Stacja pomiarowa	$20 \leq T \leq 40$ min	$55 \leq T \leq 67$ min	$89 \leq T \leq 198$ min	$123 \leq T \leq 178$ min
Świnoujście	23,9	57,3	95,6— 107,5	156,4
	37,4	63,7 62,9	95,6 93,3 91,4	
Karsibór I		66,7	93,3 95,7	165,0 169,2
Karsibór III			91,4	169,2
Lubin			89,2	145,0 123,0 177,8



Ryc. 5. Widmo energii dla mareografu. Dane pomiarowe: $N = 864$, $M = 86$, $\Delta t = 5$ min; seria pomiarowa mareografu Świnoujście 7.X.1970 r. godz. 13.00 — 10.X.1970 r. godz. 13.00

Fig. 5. Sea-level spectrum; measurement data: $N = 864$, $M = 86$, $\Delta t = 5$ min; measurement series — Świnoujście 7.10.1970, 13.00 hrs. to 10.10.1970 13.00 hrs

Na podstawie danych zamieszczonych w tabelicy można niewątpliwie stwierdzić występowanie na wszystkich stacjach oscylacji o okresie zawartym w przedziale $89 \text{ min.} \leq T \leq 108 \text{ min.}$ Na wszystkich stacjach



Ryc. 6. Widmo energii dla mareografu. Dane pomiarowe: $N = 864$, $M = 86$, $\Delta t = 10$ min; seria pomiarowa mareografu Świnoujście 12.X. 1971 r. godz. 7.00 — 18.X.1971 r. godz. 00

Fig. 6. Sea-level spectrum; measurement data: $N = 864$, $M = 86$, $\Delta t = 10$ min; measurement series — Świnoujście 12.10.1971, 07.00 hrs to 18.10.1971, 00 hrs

wystąpiły również oscylacje o okresie 123 min. $\leq T \leq 178$ min. Oscylacje rzędu ca 23 min. i 37 min. obliczono tylko w Świnoujściu. W Świnoujściu i Karsiborze I stwierdzono ponadto występowanie oscylacji o okresie 57.3 min. $\leq T \leq 66,7$ min. Na stacji pomiarowej w Lubinie wykazano również okresy 123 min. i 145 min. W zbiorczym ujęciu wszystkich obliczeń można wnioskować, że okres występujący w przedziale 89 min. $\leq T \leq 108$ min. występuje najczęściej i zaznacza się najsilniej, oraz że okresy te łącznie z okresami ca 63 min. posiadają generację sejszową i odpowiadają sejszom II i III układu kanałów w obliczeniach teoretycznych. Okresy ca 24 i 37 min. odpowiadają trzeciej i czwartej składowej tych sejszy. Okresy o $T > 120$ min. nie są generowane w analizowanych kanałach. Wynikająca z danych obliczeniowych nieregularność w czasie trwania okresów o zbliżonych długościach ma niewątpliwie uzasadnienie w dynamice akwenu. Wniosek ten jest aktualny nawet po uwzględnieniu różnic długości okresów wynikających z różnej rozdzielczości poszczególnych obliczeń estymatorów widmowej gęstości. Zmiany długości okresów mogą być spowodowane zmianami prędkości i głębokości wody podczas występowania zjawisk sejszowych.

Obliczenia wykazały również, że stany wody analizowanych serii w Karsiborze I są w dużym stopniu powiązane z wahaniami zwierciadła wody w Świnoujściu. W Karsiborze III związek ten występuje jedynie

dla okresów przekraczających ca 7 godz. Bardziej szczegółowe wnioski są utrudnione ze względu na jakość posiadanego materiału obserwacyjnego, który tylko dla Świnoujścia odpowiada w pełni wymogom obliczeń. Uwzględniając ilość mareogramów przejranych przed obliczeniami widmowych gęstości oraz wybór do obliczeń tylko tych pomiarów dla których optycznie stwierdzano występowanie oscylacji mogących odpowiadać poszukiwanym sejszom, można wnioskować, że w przekroju rocznych obserwacji okresowe oscylacje generowane na opisywanym torze są zjawiskiem niezbyt częstym. Wykazane wielkości widmowych gęstości nie są duże w porównaniu z danymi reprezentowanymi w literaturze (Kowalik, Wróblewski 1973), co pozwala stwierdzić, że opisywane zjawiska tylko nieznacznie uczestniczą w tworzeniu okresowej struktury oscylacji stanów wody. Bardziej szczegółowe informacje dotyczące sejszy i wynikające z obliczeń widmowych gęstości mogą być dostarczone jedynie po otrzymaniu odpowiednich materiałów pomiarowych. W szczególności pożądanym jest zainstalowanie stacji obserwacyjnych mogących rejestrować stany wody w Zalewie Szczecińskim i Zatoce Pomorskiej nie skażone oscylacjami opisywanej cieśniny.

Wnioski

Okresowe zmiany obserwowane w zapisach mareograficznych w kanałach łączących Zatokę Pomorską i Zalew Szczeciński nie występują w sposób ciągły w czasie i są zależne od zjawisk hydrometeorologicznych je wywołujących. Maksymalna amplituda tych zmian jak wynika z obserwacji wykonanych w latach 1970—1971 nie przekracza 10 cm. Obecne badania wykazują, że istnieją dwa podstawowe okresy zmian około 110 min. i około 60 min. Badania zapisów mareograficznych za pomocą analizy spektralnej stwierdzają, że okresy te nie są stałe, co prawdopodobnie jest związane zmienną morfologią kanałów. Obliczenia teoretyczne w sposób jednoznaczny wskazują, że okresy te są okresami sejszy występujących w rozpatrywanych kanałach. W związku z tym można też określić prędkość prądów, które charakteryzuje te sejsze i wskazać, że ich maksymalna prędkość występuje na końcach kanału i wynosi około 16 cm/sek., co w porównaniu ze średnimi przepływami występującymi w kanałach jest wartością niewielką. Oczywiście gdyby amplituda fali sejszowej była większa od 10 cm, to prędkość prądu przekroczyłaby przytoczoną powyżej wartość, jednak czas trwania takich oscylacji jest krótki (około 6 godz.) i nie powinien prowadzić do notowanych w literaturze zmian w morfometrii kanałów. Z przeprowadzonych obliczeń jednoznacznie wynika, że oscylacje sejszowe nie przyczyniają się w wyraźny sposób do erozji kanałów.

Inne zagadnienie, które wypływa z obecnej pracy to potrzeba rozszerzenia sieci pomiarowej (mareograficznej) na otwarte akweny Zatoki Pomorskiej i Zalewu Szczecińskiego, które posłużyłyby jako dane wyjściowe do badań prowadzonych w kanałach łączących te zbiorniki.

Analizując otrzymane wyniki można bezsprzecznie stwierdzić, że maksima w wykresach widmowej gęstości otrzymane dla okresów około 1 godz. i około 100 min. wywołane są zmianami okresowymi generowanymi w kanałach łączących Zatokę Pomorską i Zalew Szczeciński. Ten wniosek opiera się oczywiście nie tylko na porównaniu okresów obliczonych teoretycznie i otrzymanych na podstawie widmowych gęstości, lecz także na tym, że przy ujściu kanałów (Karsibór I oraz Lubin) jak wykazują obliczenia widmowej gęstości amplituda drgań dąży do zera, co świadczy o tym, że drgania te są generowane w kanałach, a nie w akwenach przylegających.

Analizując bardziej szczegółowo otrzymane wyniki zawarte w tabelach zauważymy, że:

1. W układzie 1 okresy drgań nie są na osi czasu rozłożone zgodnie z wyrażeniem (13), lecz występują pary okresów o bardzo bliskich parametrach.

2. Najdłuższy okres (105,8 min.) występuje w układzie 3, jednak drgania z tym samym okresem mogą pojawiać się też w odnodze III w wyniku wypromieniowania części energii przez połączenie między kanałami.

3. Okresy drgań własnych w układzie 1 (pierwsza harmoniczna), w układzie 2 (pierwsza harmoniczna) i w układzie 3 (druga harmoniczna) są bardzo zbliżone.

4. Obliczone okresy charakteryzują określone i stałe parametry kanałów, w rzeczywistości parametry te nieznacznie się zmieniają w rezultacie zmian głębokości i szerokości, co zostało wykazane za pomocą analizy spektralnej.

5. Najlepszą zgodność wartości obliczonych z wykazanymi przez analizę spektralną wykazuje ryc. 5, gdzie oprócz podstawowych okresów — około 110 min. i około 57 min. — występują składowe harmoniczne: druga i trzecia.

Z. KOWALIK

Polish Academy of Sciences Institute of Geophysics — Sopot

SEICHES IN THE ŚWINA STRAITS CONNECTING THE GULF OF POMERANIA
WITH SZCZECIN FIRTH

Summary

Measurements of water levels by means of marigraphs revealed, among other things, the existence of periodic oscillations of level in the Świna straits. The role of these changes in the dynamics of the straits, as well as their origin, are discussed in this paper.

Assuming that the straits can be illustrated in the form of a system of canals, as in Fig. 2 — the periods of the system were calculated basing on the equation of motion and continuity, then the distribution of the amplitudes of standing waves on the whole length of particular branches of the canal. The solution to this problem was obtained by means of a computer.

In the next stage, utilizing the marigraph measurements, the distributions of spectral density of energy were calculated at periodic intervals similar to periods of natural oscillations. The existence of two fundamental maxima in the spectral density was noted — with periods of about 60 minutes and about 110 minutes. These periods are very similar to those calculated theoretically. From this and the cross-correlation calculations it can be concluded that these maxima belong to natural oscillations of the standing waves type — seiches.

Basing on data concerning seiche waves obtained from marigraph observations, the influence of these waves on currents in the straits was also analyzed.

LITERATURA

REFERENCES

- Bendat I.S., Piersol A.G. (1966), *Measurements and Analysis of Random Data*, New York.
- Defant A. (1961), *Physical Oceanography*, vol. 2. Perg. Press, Oxford-Parsis.
- Demidowicz B.P., Maron I.A., Szuwałowa E.J. (1965), *Metody numeryczne*, cz. II, Warszawa.
- Druet Cz., Kowalik Z. (1970), *Dynamika morza*, Gdańsk.
- Dziadziuszko Z. (1962), *Materiały do monografii hydrologicznej Zalewu Szczecińskiego*. *Stany wody*, t. 2, rozdz. V, Gdynia.
- Jednorzał T. (1964), *Prawdopodobieństwo występowania dwukierunkowych przepływów wody na torze wodnym Szczecin-Świnoujście*, Gdańsk.
- Kowalik Z., Wróblewski A. (1972), *Long-term oscillations of annual mean sea level in the Baltic Sea*, *Acta Geophysica Polonica*, vol. XX, no 4, Warszawa.

- Kowalik Z., Wróblewski A. (1973), *Okresowe wahania stanów wody u polskich wybrzeży Południowego Bałtyku*, Arch. Hydrot. t. 20, z. 2, Gdańsk.
- Majewski A. (1964), *Ruchy wód Zalewu Szczecińskiego*, z. 69, Warszawa.
- Maliński J. (1971), *Teoretyczne obliczenia rozkładu przepływów w Cieśninie Świny metodą numeryczną, cz. I, II*, Gdańsk.
- Meissner O. (1916), *Über den örtlichen Einfluss von Luftdruck und Wind auf den Wasserstand der Ostsee*, Ahn. d. Hydr. u. Marit. Meteor.
- Tichonow A.N., Samarski A.A. (1963), *Równania fizyki matematycznej*, Warszawa.