

BORYS A. SZULAK

Akademia Nauk ZSRR

Instytut Geografii — Moskwa

OCENA PARAMETRÓW NAPŁYWU FALI NA SKŁON BRZEGOWY PO JEJ ZAŁAMANIU

Treść: Tekst główny; Summary; Wykaz oznaczeń.

Zadanie dotyczące określenia rozprzestrzeniania się fal na skłonie brzegowym i ich deformacji jest interesujące nie tylko z teoretycznego punktu widzenia. Ma ono również duże znaczenie praktyczne, jak na przykład przy rozwiązywaniu problemów związanych z dynamiką procesów brzegowych. Jednakże mimo swej aktualności zadanie to do czasów obecnych nie zostało rozwiązane głównie z powodu dużych trudności technicznych, związanych z nieliniową postacią równań ruchu i warunków granicznych, a także ich nieciągłością w przypadku deformacji fal załamujących się, przechodzących w płaski, równoległy potok napływu.

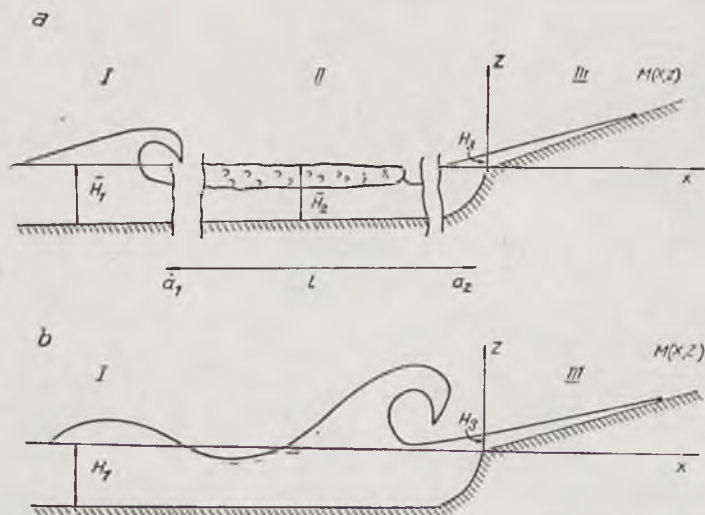
Zaden z problemów dotyczących dynamiki procesów strefy brzegowej nie może być rozwiązany bez uwzględnienia parametrów napływu powstającego po załamaniu fali. Dlatego też celowe wydaje się poszukiwanie rozwiązania przybliżonego, z wykorzystaniem równania zachowania energii uzupełnionym dodatkowymi informacjami z ogólnych rozważań i danych obserwacyjnych.

Takie podejście wyklucza oczywiście możliwość pełnego i całkowitego opisanie ruchu potoków, jednakże przy umiejętnym wykorzystaniu pozwala bez trudu na uzyskanie zależności dla szeregu głównych charakterystycznych wielkości ruchu.

Na początku rozpatrzmy w ogólnej postaci zadanie płaskie dotyczące załamania fal przed filtrującym stokiem brzegowym i przejścia ruchu falowego cieczy w nieustabilizowany potok płaski, kończący się napływem na nadwodnej części brzegu (ryc. 1).

Przyjmijmy:

1. Fala o parametrach: wysokości h , okresie τ , długości λ , i prędkości fazowej C , rozprzestrzeniania się na powierzchni cieczy o głębokości H , z lewa na prawo z obszaru I w kierunku obszaru III. Załamanie fali odbywa się w okolicy punktu a_1 , na prawo od którego powstaje płaski nieustabilizowany potok o prędkości $u_2(x, z, t)$, i głębokości $H_2(x, t)$, a w pobliżu



Ryc.. Schemat nabiegania napływów na skłon brzegowy po ostatnim załamaniu fali (objaśnienia symboli w tekście artykułu)

Fig. 1. Schematic diagram of swash development after ultimate wave breaking (notations are given in the paper)

punktu a_2 potok ten przechodzi w napływ (obszar III), mający parametry $u_3(x, z, t)$, $H_3(x, t)$, o równaniu swobodnej powierzchni $\zeta = \zeta(x, t)$, i przemieszczający się w górę po skłonie brzegowym do momentu całkowitego zatrzymania się. Z uwagi na złożony związek parametrów tych potoków trudno jest ustalić ich zależność dla dowolnego odcinka czasu. Jednakże dla pewnych charakterystycznych momentów czasowych współzależności energetyczne mogą w sposób prosty wiązać główne parametry tych potoków.

2. Charakter załamania fal zależy od wielkości kąta nachylenia podwodnego skłonu brzegowego i samych parametrów fal. Nabieganie napływów na skłon brzegowy może być poprzedzone jednorazowym lub wielokrotnym załamaniem grzbietów fal. Ponadto ostatniemu załamaniu fal może towarzyszyć ruch potoku w postaci boru przed nabieganiem na skłon brzegowy (patrz ryc. 1a) lub może on przechodzić bezpośrednio w napływ (ryc. 1b). Nie wnikając w przyczyny różnego rodzaju ruchu, wydzielmy te dwa charakterystyczne przypadki w celu oddzielnego ich rozpatrzenia.

3. Straty energii na pulsacje turbulencje podczas załamania potoku falowego i straty filtracyjne będą uwzględniane tylko sumarycznie — poprzez współczynniki dysypacji κ^* i odpowiednio κ_1^* lub odwrotnie w stosunku do nich współczynniki energii nierozproszonej: $\kappa = 1 - \kappa^*$ i $\kappa_1 = 1 - \kappa_1^*$.

4. Parametry potoków we wszystkich trzech obszarach są funkcjami czasu, jednakże ze względu na to, że stopień tych zależności jest różny, będziemy uważać, że w obszarze II można ich nie uwzględniać (w porównaniu z obszarem III), tzn. możemy napisać że: $u_2(x, z, t) = \bar{u}_2 H_2(x, t) = \bar{H}_2 \simeq \bar{H}_1$, ale dla obszaru III będziemy rozpatrywać zarówno wielkości uśrednione, jak i zależne od czasu: $V_3(x, t)$ itd.

5. Przy załamaniu fali będziemy uważać, że tylko część energii fali, a mianowicie część znajdująca się pod jej grzbietem, tj. $\frac{1}{2} E_1$, jest przekształcona w energię ruchu płaskiego potoku równoległego.

W przypadku ogólnym z warunku zachowania energii i pędu dla załamującej się fali i płasko skierowanego potoku (ryc. 1a) mamy:

$$\frac{\rho}{\tau} \int_0^{\tau} \int_{-H_1}^{\zeta} \int_0^{\lambda} v(x, z, t) dx dz dt = \rho \int_0^l \int_{-H_1}^0 u_2 dx dz \quad (1)$$

Całka po lewej stronie w (1) daje uśrednioną po okresie (lub długości) fali wielkość pędu w objętości $\lambda \bar{H}_1$ obszaru I, a prawa — wielkość pędu w potoku napływu o rozciągłości l i objętości $l \bar{H}_2 \simeq l \bar{H}_1$.

Z warunku zachowania energii przy przejściu potoku w obszar II (ryc. 1 a) lub bezpośrednio w obszar III, kiedy $l \rightarrow 0$ (ryc. 1 b), mamy w pierwszym przypadku:

$$\frac{1}{2} \kappa E_1 = \frac{\partial \kappa}{\tau} \int_0^{\tau} \int_{-H_1}^{\zeta} \int_0^{\lambda} V^2(x, z, t) dx dz dt = \frac{\rho}{2} \int_0^l \int_{-H_1}^0 \bar{u}_2^2 dx dz \quad (2)$$

i odpowiednio w drugim:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \kappa E_1 = \frac{\kappa \rho}{\tau} \int_0^{\tau} \int_{-H_1}^{\zeta} \int_0^{\lambda} V^2(x, z, t) dx dz dt = \frac{\rho}{2} \int_0^{x_d(t)} \int_{z_1}^{z_3(t)} V_3(x, z, t) dx dz + \\ + \rho g \int_0^{x_d(t)} \int_{z_1}^{z_3(t)} Z dx dz \end{aligned} \quad (2')$$

gdzie całka z lewej strony przedstawia uśrednioną energię fali $E_1 = \frac{1}{8} \rho g h^2 \lambda$, a całka z prawej strony — energię kinetyczną E_3^K i potencjalną E_3^P napływu w dowolnych momentach czasu t .

W ostatnim równaniu V_3 , a także przedziały całkowania $x_d(t)$ i $z_3(t)$ są funkcjami czasu. Dlatego też wykorzystanie (2') do określenia szukanych wielkości jest bardzo złożone. Jednakże w pewnych charakterystycznych momentach czasowych, jak na przykład przy $t = t_0$, który odpo-

wiada początkowi nabiegania potoku napływu na skłon brzegowy, lub $t = t_1$, odpowiadający całkowitemu zatrzymaniu napływu na plaży, E_3^P i E_3^K stają się odpowiednio zerem. W konsekwencji mamy:

a) przy $t = t_1$

$$\frac{1}{2} \kappa E_1 \equiv \frac{\kappa}{2} \frac{\varrho g h^2 \lambda}{8} = \varrho g \int_0^{x_d} \int_{z_1}^{z_2} Z dx dz \quad (2'')$$

b) przy $t = t_0$

$$\frac{1}{2} \kappa E_1 = \frac{\varrho}{2} \bar{u}_3^2 \int_0^{x_d} \int_{z_1}^{z_2} dx dz \quad (2''')$$

gdzie: $\bar{u}_3 = V_3(x_0, t)$ — średnia prędkość, z którą objętość cieczy Ω przechodzi przez przekrój $x_0 = 0$; $t_0 < t \leq t_1$; $\Omega = \int \int dx dz$ i x_d — rzędna najwyższego punktu, do którego dochodzi napływ.

Równanie linii skłonu brzegowego, po którym porusza się napływ, może być określone niezależnie od charakterystyk napływu i ogólnie mówiąc — czasu ¹:

$$z_1 = f_1(x, t) = f_1(x) \quad (3)$$

Dla równania swobodnej powierzchni taka aproksymacja jest niemożliwa — jest ono funkcją parametrów fal (energii), profilu skłonu brzegowego i czasu:

$$\zeta = z_3 = f_2(E_1, \kappa, z_1, t, \dots) \quad (4)$$

W przypadku gdy funkcje f_1 i f_2 są ustalone, możliwe jest określenie jednej z głównych poszukiwanych charakterystyk — rzędnej punktu $M(x_d, z_d)$:

$$x_d = f_4(f_1, f_2) \quad (5)$$

$$z_d = f_5(f_1, f_2) \quad (6)$$

Łączne wykorzystanie warunków (2) — (6) pozwala na uzyskanie wyrażenia również dla innych parametrów napływu. Zasadnicza trudność zadania polega na odpowiednim doborze przybliżonych wartości dla f_1 i f_2 .

W celu zilustrowania drogi rozwiązania rozpatrywanego zadania zatrzymamy się na szczególnym przypadku załamania się fal przed skłonem brzegowym, kiedy potok falowy po załamaniu się fali od razu przechodzi w napływ (obszar III, ryc. 1b).

W tym przypadku nie można wykorzystać równania (1), pozostaje nam jedynie wykorzystanie systemu (2) — (4).

¹ Jest to niewątpliwie słuszne w przypadku rozwiązywanego zadania, a niesłuszne w przypadku zadania dotyczącego dynamiki brzegu.

Wprowadźmy kartezjański system współrzędnych zgodnie z ryc. 1b i przedstawmy równanie (3) funkcją liniową:

$$z_1 = f_1(x) = a, x \quad (7)$$

w której dla przeciętnych warunków $a \cong 0,2$.

Z uwagi na niewielką wartość nachylenia skłonu brzegowego równa nie powierzchni napływu można przedstawić również w przybliżeniu liniowym:

$$\zeta = f_2(x, t) = b(E_1, t, \dots) a, x + H_3(E_1, t, \dots) \quad (8)$$

które dla momentu czasu $t = t_1$ będą odpowiadać maksymalnemu zasięgowi napływu o zaznaczonych wartościach b i H_3 :

$$\zeta = b a x + H_3 \quad (8')$$

Warunki graniczne (8') i (7) określają rzędne punktów $M(t)$ poruszającego się frontu napływu w dowolnych momentach czasowych, a przy $t < t_1$ — górną granicę nabiegania napływu na skłón brzegowy:

$$x(t) = \frac{H_3(t)}{a[1 - b(t)]} \quad (9)$$

$$z(t) = \frac{H_3(t)}{1 - b(t)} \quad (10)$$

oraz

$$x_d = x(t_1) = \frac{H_3}{a(1 - b)} \quad (9')$$

$$z_d = z(t_1) = \frac{H_3}{1 - b}$$

W wyrażeniach tych pozostają nie określone wielkości $b(t, \dots)$ i $H_3(t, \dots)$. Obie te wielkości mogłyby być określone, gdyby poza równaniem energii można było napisać równanie dla objętości cieczy przepływającej z obszaru I (ryc. 1b) do obszaru III. Ponieważ w niniejszej pracy nie rozpatrujemy tego zagadnienia, ograniczmy się jedynie do określenia wielkości b z warunku zachowania energii. Dla momentu $t = t_1$ energia kinetyczna w momencie zatrzymania się potoku napływu jest równa zeru, dlatego z (2'') mamy:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \times \frac{g \varrho h^2 \lambda}{8} &= \varrho g \int_0^{x_d} \int_{z_1}^{z_2} z \, dx \, dz = \\ &= \frac{1}{2} \varrho g \left(\frac{a^2 b^2 x^3}{3} d + abx_d^2 H_3 + x_d H_3^2 - \frac{a^2 x^3}{3} d \right) \end{aligned} \quad (11)$$

lub z uwzględnieniem (9'):

$$\frac{1}{2} \approx \frac{\rho g h^2 \lambda}{8} = \frac{1}{6} \rho g H_3^3 \frac{2-b}{(1-b)^2} \quad (12)$$

Wprowadzając dla udogodnienia oznaczenia:

$$\mu = \frac{3a \approx E_1}{\rho g H_3^3} = \mu_1 \frac{1}{H_3^3} \quad (13)$$

możemy napisać (12) w postaci:

$$\mu b^2 + (1 - 2\mu)b + (\mu - 2) = 0, \quad (14)$$

w którym b zgodnie z ograniczeniami nałożonymi na równanie swobodnej powierzchni linią (7) powinno być spełnione warunkiem:

$$0 < b < 1 \quad (15)$$

Z równania kwadratowego (14) z uwzględnieniem (15) uzyskujemy:

$$1 - b = \frac{(1 + 4\mu)^{\frac{1}{2}}}{2\mu} + \frac{1}{2\mu} \quad (16)$$

Oceńmy rząd wielkości μ . W przypadku niezbyt małych parametrów fal, dochodzących do samej linii brzegowej przed ich ostatnim załamaniem, tj. przy $h \geq 30$ cm, $\lambda \geq 1000$ cm, $H_3 \approx 10$ cm, ocena μ daje:

$$\mu \geq 2 \quad (17)$$

W wyrażeniu (16) można odrzucić drugą składową, jak również jedność w mianowniku pierwszej składowej jako wielkości małego rzędu. Wówczas:

$$1 - b \approx \mu^{-\frac{1}{2}} \quad (18)$$

skąd dla $x_d(t_1)$, $z_d(t_1)$ i $\zeta(x, t_1)$ uzyskujemy:

$$x_d(t_1) \equiv x_d \approx \frac{h}{2} \left(\frac{3}{2} \approx \frac{\lambda}{a H_3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

$$z_d(t_1) \equiv z_d \approx \frac{h}{2} \left(\frac{3}{2} \approx \frac{a \lambda}{H_3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

$$\zeta(t_1) = (1 - H_3^{\frac{3}{2}} \mu_1^{-\frac{1}{2}}) a x + H_3 \quad (21)$$

Z uzyskanych wzorów dla rzędnych maksymalnego punktu napływu $M_{(x_d, z_d)}$ równania jego powierzchni swobodnej w momencie $t = t_1$ łatwo można uzyskać zależności i dla dowolnego momentu t , jeśli wykorzystać wzór dla prędkości maksymalnej (patrz poniżej).

Nieco bardziej złożony jest problem określenia tych prędkości w napływie, które są nie tylko funkcjami czasu, ale i funkcjami obu rzędnych x i z .

Napływ jest nieustalonym ruchem po równi pochyłej. Dlatego poszczególne jego warstwy powinny poruszać się z różnymi prędkościami. Jednakże jeśli głębokość napływu jest niewielka i w następstwie silnego ruchu turbulentnego można nie uwzględniać zależności od z , to dla określenia dowolnej prędkości maksymalnej i — tej cząstki — V_3^1 , należy uwzględniać tylko skrajny punkt $M_1(t_1)$ o współrzędnej $x_d^1(t_1)$, który jest osiągany w momencie $t = t_1$.

Z wszystkich cząstek napływu najbardziej interesują nas te, które poruszają się po czołowej krawędzi napływu. Poruszają się one z prędkością V_3 i osiągają rzędną $x_d(t_1)$.

Dla każdej z cząstek napływu interesujące są również ich średnie prędkości na skłonie brzegowym $\bar{V}_3^1$ oraz ogólna charakterystyka — średnia prędkość wszystkich cząstek na skłonie — $\bar{u}_3 = \frac{1}{2} \bar{u}_3$.

Na początek napiszmy wyrażenia dla u_3 . Z warunku (2'') mamy:

$$\frac{1}{2} \kappa \frac{\rho g h^2 \lambda}{8} = \frac{\rho \bar{u}_3^2}{2} \int_0^{x_d} \int_{z_1}^{z_3} d\Omega = \frac{\rho \bar{u}_3^2}{2} \Omega \quad (22)$$

Ponieważ w rozpatrywanym przybliżeniu dla f_1 i f_2

$$\Omega = \int_0^{x_d} \int_{z_1}^{z_3} d\Omega = \frac{1}{2} x_d(t_1) H_3(t_1) \quad (23)$$

to dla $\bar{u}_3$ uzyskujemy:

$$\bar{u}_3 \approx \left(\frac{\kappa}{6} a g^2 h^2 \lambda H_3^{-1} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (24)$$

Skąd dla średniej ze wszystkich cząstek na skłonie mamy:

$$\bar{u}_3 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa}{6} a g^2 h^2 \lambda H_3^{-1} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (25)$$

Dla określenia maksymalnej prędkości wystarczy znajomość współrzędnej Lagrange'a $x_1 = x_1(t)$ cząstki w dowolnym momencie czasowym w skrajnym punkcie $M^1(x_d^1, z_d^1)$, do którego cząstka ta dociera po skłonie brzegowym.

Z prostych wzorów kinematycznych dla dowolnego momentu czasowego t , spełniającego warunek:

$$t_0 < t \leq t_1 \quad (26)$$

mamy:

$$V_3^1(x, t) = (2 ag)^{\frac{1}{2}} \left[(x_d^1)^{\frac{1}{2}} - x_1^{\frac{1}{2}}(t) \right] \quad (27)$$

gdzie $(2 ag x_d^1)^{\frac{1}{2}}$ — wielkość maksymalnej prędkości cząstki i — tej, którą posiada ona przy przejściu punktu $x_0 = 0$, aby osiągnąć skrajny punkt x_d^1 w momencie t_1 , a $x_1(t)$ — współrzędna Lagrange'a w dowolnym momencie czasowym. Dla cząstek najszybszych czoła napływu zgodnie z (27) i (19) dla maksymalnej wielkości prędkości mamy:

$$V_3(t) = (2 ag)^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{3}{8} \frac{\kappa h^2 \lambda}{a H_3} \right)^{\frac{1}{4}} - x^{\frac{1}{2}}(t) \right] = \left(\frac{3}{2} \kappa ag^2 \frac{h^2 \lambda}{H_3} \right)^{\frac{1}{4}} - gt \quad (28)$$

Dlatego maksymalna wielkość $V_3 = V_3(x_0)$ jest równa:

$$V_3 = (2 ag x_d)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{3}{2} \kappa ag^2 h^2 \lambda H_3^{-1} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (29)$$

Przytoczymy jeszcze średnią wielkość prędkości cząstek cieczy, poruszających się na czele napływu, która będzie potrzebna do oceny czasu ruchu potoku po skłonie:

$$\bar{V}_3 = \frac{1}{2} V_3(x_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} \kappa ag^2 h^2 \lambda H_3^{-1} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (30)$$

Zatrzymajmy się teraz na zagadnieniu oceny wpływu filtracji cieczy na parametry potoku spływu. Filtracja powoduje straty energii. Można je łatwo określić poprzez straty energii potencjalnej, zawartej w objętości cieczy filtrującej w skłon brzegowy. Jeśli część objętości cieczy powstająca do momentu początku spływu $t + \delta t$ jest równa κ_1 , to do tego momentu z energii potencjalnej cieczy pozostaje jej część równa:

$$\kappa_1 \kappa \cdot \frac{1}{2} E_1 \quad (31)$$

Z zestawienia tej wielkości z (2'') wynika, że przy uwzględnieniu filtracji współczynnik κ powinien być zamieniony na $\kappa_1 \kappa$. Dlatego w momencie $t_1 + \delta t$ współrzędne skraju napływu przesuną się na δx_d i $\delta z_d \sim \kappa^{\frac{1}{2}} (1 - \kappa_1)^{\frac{1}{2}}$ i w przybliżeniu możemy napisać:²

$$x_d(t_1 + \delta t) \approx \frac{h}{2} \left(\frac{3}{2} \frac{\kappa_1 \kappa \lambda}{a H_3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

$$z_d(t_1 + \delta t) \approx \frac{h}{2} \left(\frac{3}{2} \frac{\kappa_1 \kappa a \lambda}{H_3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (33)$$

² W rzeczywistości filtracja zachodzi na całej powierzchni skłonu brzegowego. Jednakże najbardziej intensywnie zachodzi ona w skrajnej górnej części napływu.

Analogiczna zmiana będzie miała miejsce i dla równania swobodnej powierzchni:

$$\zeta(t_1 + \delta t) \approx \left(1 - H_3^2 \kappa_1^{-1} \mu^{-\frac{1}{2}}\right) ax + H_3 \quad (34)$$

W końcu dla uśrednionej (z danej objętości) prędkości $\bar{u}_3^*$ przy ruchu powrotnym uzyskujemy:

$$\bar{u}_3^* \approx \left(\frac{\kappa_1 \kappa ag^2 h^2 \lambda}{6 H_3}\right)^{\frac{1}{4}} = \kappa_1^{\frac{1}{4}} \cdot \bar{u}_3 \quad (35)$$

Jak wynika z napisanego powyżej wzoru, jeśli straty na filtrację są małe ($\sim 20\%$, $\kappa_1 = 0,8$), efektu tego można nie uwzględniać, gdyż κ_1 występuje w potęgę $\frac{1}{4}$ i wpływa zaledwie w 5% , co jest błędem znacznie mniejszym od dokładności uzyskiwanych za pomocą samych wzorów. Oczywiście analogiczne będą wzory i dla u_3 , V_3 , $\bar{V}_3$ itd.

Uzyskane rezultaty pozwalają na ocenę również czasu ruchu potoku napływu i spływu — odpowiednio T i T^* . W pierwszym przypadku dla T mamy:

$$T = \frac{\int_0^{x_d} [1 + (z'_3)^2] dx}{\frac{1}{x_d} \int_0^{x_d} V_3 dx} = \frac{2x_d \left(1 + \frac{1}{2} a^2\right)}{\bar{V}_3} = \left(1 + \frac{1}{2} a^2\right) \left(\frac{3}{2} \frac{\kappa h^2 \lambda}{a^3 g^2 H_3}\right)^{\frac{1}{4}} \approx \left(\frac{3}{2} \frac{\kappa h^2 \lambda}{a^3 g^2 H_3}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (36)$$

gdzie $\int_0^{x_d} [1 + (z'_3)^2] dx$ — długość skłonu brzegowego znajdującego się pod napływem, $\frac{1}{x_d} \int_0^{x_d} V_3 dx$ — średnia prędkość ruchu czoła napływu.

Zgodnie z przedstawioną wartością wpływu κ_1 można napisać wzór dla czasu trwania spływu:

$$T^* = \kappa_1^{\frac{1}{4}} T \quad (37)$$

lub też, ponieważ $\kappa_1^{\frac{1}{4}} \approx 1$, przy małych stratach na filtrację, można napisać:

$$T^* \approx T \quad (38)$$

Zatrzymajmy się jeszcze na związku pomiędzy czasem ruchu potoku napływu T i spływu T^* a okresem fali τ . Będziemy uważali dla uproszczenia, że $T \approx T^*$, w związku z czym możemy zamienić sumę $T + T^*$ na $2T$.

Mamy:

$$2T \cong 2 \left(1 + \frac{1}{2} a^2 \right) \left(\frac{3}{2} \frac{\kappa h^2 \lambda}{a^3 g^2 H_3} \right)^{\frac{1}{4}} \approx 2 \left(\frac{3}{2} \frac{\kappa h^2 \lambda}{a^3 g^2 H_3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (39)$$

lub

$$2T = \frac{\lambda}{c} \left(\frac{6}{\pi^2} \frac{\kappa \delta h (kH_1)^2}{a^3 H_3} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{\lambda}{c} \eta \quad (39')$$

gdzie δ , kH_1 — odpowiednio — stromość fali i bezwymiarowa głębokość wody przed załamaniem fal. Dlatego:

$$2T \approx \eta \tau \quad (40)$$

Oceńmy rząd wielkości η dla dowolnych parametrów potoku. Tak więc przy $h \approx 50$ cm, $\lambda = 10^3$ cm, $H_1 = 50$ cm, $H_3 = 10$ cm i $a \cong 0,2$ mamy:

$$\eta \approx 1 \quad (41)$$

Ponieważ δ i kH_1 w strefie załamania fal w pobliżu linii brzegowej zmieniają się niezbyt silnie i zależność od nich jest bardzo mała, η będzie zmieniać się ze zmianą parametrów fal.

Dlatego z pewnym przybliżeniem można napisać:

$$\eta = \text{const.} \approx 1 \quad (42)$$

co daje nam:

$$2T \approx \tau \quad (43)$$

lub

$$T \approx T^* \approx \frac{\tau}{2} \quad (44)$$

Uzyskane przybliżone zależności pozwalają na wyprowadzenie szacunkowego wzoru również dla nie określonej dotąd wielkości H_3 . Podstawiając (43) do lewej strony (39), uzyskujemy:

$$H_3 \approx \frac{6}{\pi^2} \frac{\kappa \delta h (kH_1)^2}{a^3} \quad (45)$$

Możliwe jest też wykorzystanie (45) dla wyeliminowania H_3 ze wzorów uzyskanych powyżej dla parametrów potoku napywu. Podstawiając na przykład (45) do (19), (20), (21), (24) i (28), uzyskujemy:

$$x_d \approx \frac{\pi}{4} \frac{a \lambda}{kH_1} = \frac{a \lambda^2}{8H_1} \quad (46)$$

$$z_d \approx \frac{\pi}{4} \frac{a^2 \lambda}{kH_1} \quad (47)$$

$$\zeta = 1 - \mu^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{kH_1}{a} \right)^3 \left(\frac{6\kappa \delta h}{a} \right)^{\frac{3}{2}} a x + \frac{6\kappa \delta h (kH_1)^2}{\pi^2 a^3} \quad (48)$$

$$\bar{u}_3 \approx \frac{a \lambda}{2\sqrt{3}} \left(\frac{g}{H_1} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} a \frac{C_\infty^2}{C_H} \quad (49)$$

$$V_3 \approx \frac{1}{2} a \lambda \left(\frac{g}{H_1} \right)^{\frac{1}{2}} = \pi a \frac{C_\infty^2}{C_H} \quad (50)$$

Oдноśnie do uzyskanych przybliżonych wyrażeń (46) — (50), jak i samego wyjściowego wzoru szacunkowego (45) konieczna jest pewna dość istotna uwaga. Wielkość H_3 wchodzi do wzoru dla η w potęgę $\frac{1}{4}$. Dlatego niedokładność, nawet dość istotna w ocenie H_3 , nie może wpływać zauważalnie na η oraz wszystkie pozostałe wzory, zawierające H_3 w potęgę $\frac{1}{4}$, a nawet w potęgę $\frac{1}{2}$. W (45) zależność została odwrócona i H_3 już silnie zmienia się ze zmniejszaniem się parametrów potoku. Dlatego jej określenie ze wzoru (45) może dawać istotne błędy, jeżeli η w (41) znacznie różni się od jedności. Należy to uwzględniać przy wykorzystaniu wzorów (45) — (50).

BORYS A. SHULYAK

Academy of Sciences ZSRR

Department of Geography — Moscow

ESTIMATION OF SWASH PARAMETERS

Summary

The results of two-dimensional analysis are presented for swash due to breaking waves on a filtering beach.

The relationships obtained for swash parameters permit the swash limit M (x_d , z_d), maximum and mean velocities of water particles in swash flow, $V_s(t)$, $\bar{u}_s$, duration of motion, T , and other parameters to be correlated with the parameters of breaking waves:

$$V_s(t) \approx \frac{3}{2} \left(\kappa a g^2 h^2 \lambda H_3^{-1} \right)^{\frac{1}{4}} - (2 g a x) t^{\frac{1}{2}}$$

$$\bar{u}_s \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{6} \kappa a g^2 h^2 \lambda H_3^{-1} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$T \approx \left(1 + \frac{1}{2} a^2 \right) \left(\frac{3}{2} \kappa \frac{h^2}{a^3 g^2 H_3} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Approximated as they are, the relationships still have interesting practical implications, particularly because of their contribution to a possible mathematical model of transformation of an accretion due to sea waves.

WYKAZ OZNACZEŃ

LIST OF NOTATIONS

- E — energia
energy
- H — głębokość akwenu
water depth
- H_3 — głębokość akwenu w początkowej fazie napływu
water depth at the beginning of swash phase
- T, T^* — czas trwania napływu i spływu
duration of alternating swash phases ("ebb" and "tide")
- x, z — współrzędne prostokątne
rectangular co-ordinates
- x_d, z_d — współrzędne czoła napływu
co-ordinates of swash front
- g — przyspieszenie ziemskie
acceleration due to gravity

- t — czas
 time
 l — rozciągłość napływu
 swash stretch
 C — prędkość fazowa fali
 wave celerity
 h — wysokość fali
 wave height
 λ — długość fali
 wave length
 τ — okres fali
 wave period
 δ — stromość fali $\left(\frac{h}{\lambda}\right)$
 wave steepness $\left(\frac{h}{\lambda}\right)$
 η — współczynnik bezwymiarowy
 dimensionless coefficient
 μ, V — średnia i maksymalna prędkość cząstek cieczy w napływach
 mean and maximum speed of particles in swash
 ζ — rzędna położenia punktu na swobodnej powierzchni morza
 free surface ordinate
 Ω — objętość cieczy
 volume of fluid
 κ, κ₁ — współczynniki energii nierozproszonej
 undissipated energy coefficients
 κ*, κ*₁ — współczynniki dysypacji energii
 energy dissipation coefficients