

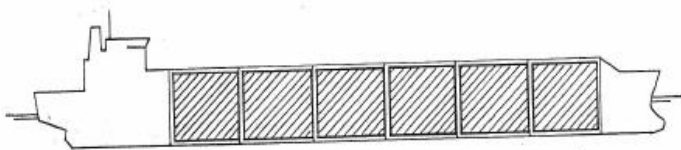
Kazimierz TRĘBACKI, Agnieszka KRÓLICKA

ROZKŁAD CIŚNIEŃ HYDRODYNAMICZNYCH NA ŚCIANKACH DRGAJĄCYCH ZBIORNIKÓW

W artykule przedstawiono przyczyny powstawania drgań w transporcie morskim. W zbiornikach ładunkowych na zbiornikowcach czy statkach LNG znajduje się ciecz. Drgające zbiorniki wywołują ruch cieczy, który indukuje ciśnienia hydrodynamiczne na ściankach konstrukcyjnych zbiorników. Na podstawie analizy teoretycznej w ramach teorii liniowej i nieliniowej wyznaczono potencjały prędkości ruchu cieczy. Znając funkcje potencjału prędkości cieczy otrzymano rozkłady ciśnień hydrodynamicznych na ściankach zbiorników. Na końcu podano wykresy rozkładów ciśnień dla obu teorii w funkcji częstości drgań.

WSTĘP

Na ścianki drgających zbiorników zawierających ciecz działa ciśnienie pochodzące od ruchu tej cieczy. Ciecz zazwyczaj znajduje się wewnątrz zbiornika. Na ściankach wewnętrznych pojawia się ciśnienie hydrostatyczne i ciśnienie hydrodynamiczne, które wywołuje ścianka drgającego zbiornika. Jest to tzw. hydrosprężystość wewnętrzna. Mogą wystąpić również przypadki zbiorników zanurzonych w cieczy. Wypełnienie zbiornika może być całkowite lub częściowe. Jeżeli chodzi o geometrię mogą to być zbiorniki długie lub krótkie, prostopadłościowe lub kuliste. Dotyczy to zbiorników okrętowych i oceanotechnicznych. Należy dokonać analizy teoretycznej i eksperymentalnej dotyczącej rozkładu ciśnień hydrodynamicznych na ściankach zbiornika, określenie odkształcenia tych ścianek, kształtu powierzchni swobodnej oraz wpływu napełnienia na wielkość obciążeń. Konstrukcje zbiorników na tankowcach czy statkach LNG ze względu na duże rozmiary narażone są na znaczny wzrost obciążeń hydrodynamicznych [8]. Wzrost tych obciążeń spowodował pęknięcia poszycia stalowego zbiorników. Zbiorniki samonośne i membranowe są wyłączone z konstrukcji kadłuba (patrz rys.1) ale ze względu na zamocowania są narażone także na drgania.



Rys.1. Statek LNG ze zbiornikami membranowymi.

1. DRGANIA ZBIORNIKÓW ŁADUNKOWYCH

Mogą być wywołane:

- Kolidacją dwóch statków
- Uderzeniem o nabrzeże portowe lub podłoże sztywnie
- Drgania wymuszone powstające od źródeł lokalnych (urządzeń i silnika pracujących na statku)

Głównym źródłem drgań wymuszonych kadłuba jest praca śruby, a szczególnie wywołane przez nią zjawiska hydrodynamiczne. Śruba pracuje w strumieniu nadążającym o nierównym rozkładzie ciśnień i prędkości. Za każdym przejściem skrzydła w bezpośrednim sąsiedztwie tylnicy lub poszycia występuje zmiana ciśnienia hydro-

dynamicznego. Zmiana ta przenosząca się w otaczającym ją środowisku powoduje powstanie obszaru zmiennych ciśnień. Impulsy te są odbierane przez rufową część kadłuba, głównie poprzez poszycie i ster umiejscowiony za śrubą.

Drgania kadłuba wzbudzone przez łożyska wału śrubowego. W czasie pracy śruby w polu strumienia nadążającego o nierównomiernym rozkładzie ciśnień i prędkości powstają siły i momenty powodujące drgania giętne i skrętne wału śrubowego i znacznego odcinka wału pośredniego. Te drgania przenoszą się poprzez łożyska do konstrukcji kadłuba, wymuszając drgania całego kadłuba.

Drgania wahadłowo-wzdłużne łożyska oporowego. Ponieważ śruba pracuje w strumieniu nadążającym wielkość naporu śruby jest zmienna i powoduje drgania wzdłużne wału pośredniego, które muszą być przejmowane przez łożysko oporowe i jego podstawę, skąd przenoszą się na konstrukcję kadłuba.

Drgania wzbudzone przez silnik. Drgania poprzeczne całego silnika na skutek pracy poszczególnych układów tłokowych, przenoszonych przez krzyżulce na kolumny silnika, a przez korbowody na wykorbienia wału, dalej na wał pośredni i śrubę, a przez fundamenty na konstrukcję kadłuba.

Drgania niższej częstotliwości powstające w wyniku ruchu statku.

- Kołysania wzdłużne,
- Kołysania boczne,
- Myszowanie,
- Nurzania,
- Kołysania burtowe,
- Kołysania postępowe.

Awarie zbiorników ładunkowych wymusiły analizę teoretyczną i eksperymentalną. Każde rozwiązanie konstrukcyjne musi być poddane badaniom modelowym. Chodzi o ustalenie związku między zmianami ciśnienia cieczy w zbiorniku, a ruchami statku oraz okresowym odkształceniem kadłuba.

2. ANALIZA TEORETYCZNA

Kształty zbiorników ładunkowych uproszczone zostały do kształtów prostopadłościennych celem dogodniejszych obliczeń. Zakładamy, że ścianki zbiornika są nieodkształcalne, a zbiornik jest otwarty od góry, wtedy ciśnienie na powierzchni swobodnej równe jest ciśnieniu atmosferycznemu. Zakładamy również, że wymusze-

nie jest typu sinusoidalnego. Ciecz znajdująca się w zbiorniku jest nieściśliwa i nielepka.

Z założenia ruchu bezwrotnego (potencjalnego) potencjał hydrodynamiczny prędkości ϕ spełnia równanie Laplace'a:

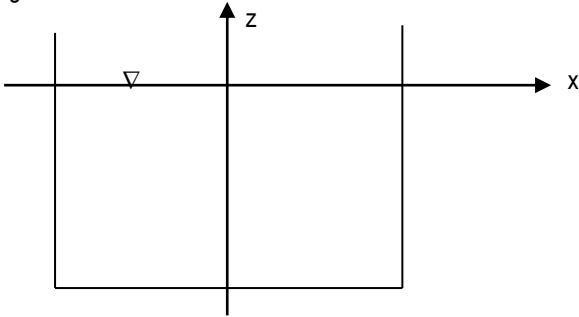
$$\nabla^2 \phi = 0$$

Rozpatrujemy przepływ dwuwymiarowy.

Ruch cieczy można rozpatrywać w ramach teorii liniowej i nieliniowej.

2.1. Teoria liniowa

Zadanie liniowe otrzymamy przyjmując następujące warunki brzegowe:



a) nieodkształcalność ścianek

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$$

b) warunek na swobodnej powierzchni

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{na } z=0$$

c) warunek dynamiczny

$z = \eta(x, t)$ - równanie powierzchni swobodnej

$$g \eta(x, t) = -\frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{na } z=0$$

d) warunek kinematyczny

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \text{na } z=0$$

Warunek b) otrzymujemy z c) i d).

2.2. Teoria nieliniowa

Bardziej dokładne jest nieliniowe podejście do zagadnienia. Różnice występują przy formułowaniu warunków brzegowych, które są w tym wypadku nieliniowe:

a) warunek dynamiczny na powierzchni swobodnej

$$g \eta + \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0 \quad \text{na } z = \eta(x, t)$$

b) warunek kinematyczny na powierzchni swobodnej

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial \phi \partial n}{\partial x \partial x} = 0 \quad \text{na } z = \eta(x, t)$$

c) warunek brzegowy na powierzchni zwilżonej zbiornika

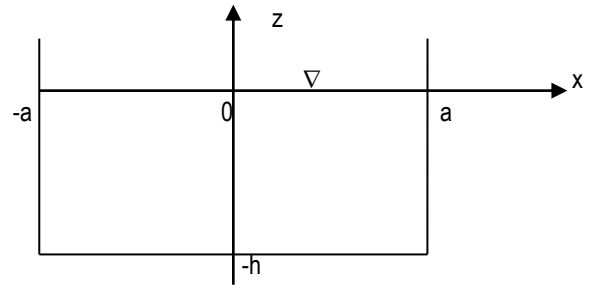
$$\frac{DF}{Dt} = 0 \quad \text{na } F(x, z, t)$$

$F(x, z, t)$ - powierzchnia zwilżona zbiornika.

Wykorzystując warunki brzegowe możemy obliczyć funkcję potencjału prędkości ϕ .

3. DRGANIA ZBIORNIKÓW Z CIECZĄ W PŁASZCZYŹNIE POZIOMEJ

Przyjmujemy zbiornik prostokątny w układzie współrzędnych Oxz o wymiarach podanych na rysunku. Poddany on jest wymuszeniu $A \sin \omega t$ w kierunku x .



Rys. 2. Ruch poziomy zbiornika z cieczą

Z tego samego punktu wynikają warunki brzegowe:

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1)$$

$$\frac{DF}{Dt} = 0 \quad \text{na } F(x, z, t) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{na } z=0 \quad (3)$$

$$F(x, z, t) = x \pm a - A \sin \omega t \quad \text{dla } x = \mp a \quad (4)$$

Rozpisując (2) otrzymamy (5). Z warunku (5) i (4) otrzymamy warunek (6).

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = A \omega \cos \omega t \quad \text{dla } x = \pm a \quad (6)$$

$$F(x, z, t) = z + h \quad \text{dla } z = -h \quad (7)$$

Po podstawieniu do (5) otrzymujemy warunek:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{dla } z = -h \quad (8)$$

3.1. Drgania swobodne

Przewidujemy postać funkcji potencjału prędkości w postaci:

$$\phi = A \omega \cos \omega t \cdot f_n(x) \cdot q_n(z) \quad (9)$$

Podstawiając (9) do równania (1) otrzymamy:

$$A \omega \cos \omega t \cdot f_n''(x) \cdot q_n(z) + A \omega \cos \omega t \cdot f_n(x) \cdot q_n''(z) = 0$$

$$\frac{f_n''(x)}{f_n(x)} = -\frac{q_n''(z)}{q_n(z)}$$

Po lewej stronie znajduje się funkcja zależna tylko od zmiennej x , po prawej funkcja zależna tylko od zmiennej z . Równość jest więc możliwa wtedy i tylko wtedy, gdy funkcje te są tożsamościowo równe pewnej stałej.

Zatem:

$$f_n''(x) + k^2 f_n(x) = 0 \quad (10)$$

$$q_n''(z) - k^2 q_n(z) = 0 \quad (11)$$

Rozwiązaniem równania (10) jest funkcja $f_n(x)$ w postaci:

$$f_n(x) = C_1 \sin n' k x + C_2 \cos n' k x \quad (12)$$

zaś równania (11)

$$q_n(z) = D_1 \operatorname{sh} n' k z + D_2 \operatorname{ch} n' k z \quad \text{gdzie } n' = g(n) \quad (13)$$

$$f_n(x) = C_1 \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a} \quad (14)$$

lub

$$f_n(x) = C_2 \cos \frac{n\pi x}{a} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} q_n(z) &= shn'khshn'kz + chn'khchn'kz \\ q_n(z) &= chn'k(z+h) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Z uwagi na dwa równoważne rozwiązania układu otrzymamy dwa równoważne potencjały prędkości dla drgań swobodnych:

$$\phi = \sum_{n=0}^{\infty} C_1 A \omega \cos \omega t \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a} ch \frac{(2n+1)\pi}{2a} (z+h) \quad (17)$$

$$\phi = \sum_{n=0}^{\infty} C_2 A \omega \cos \omega t \cos \frac{n\pi x}{a} ch \frac{n\pi}{a} (z+h) \quad (18)$$

Podstawiając potencjały (17) i (18) do warunku (3) wyznaczmy częstotliwości drgań własnych cieczy.

$$\omega_n^2 = g \frac{(2n+1)\pi}{2a} th \frac{(2n+1)\pi h}{2a} \quad (19)$$

$$\omega_n^2 = g \frac{n\pi}{a} th \frac{n\pi h}{a} \quad (20)$$

3.2. Drgania wymuszone

Przewidujemy potencjał w postaci:

$$\phi = A \dot{\phi} \omega \cos \omega t$$

$$\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial x} = 1 \text{ dla } x = \pm a$$

$$\frac{\partial \dot{\phi}}{\partial z} = 0 \text{ dla } z = -h$$

Możemy więc napisać:

$$\dot{\phi} = x + \phi$$

gdzie: ϕ - potencjał prędkości cieczy

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \text{ na } x = \pm a$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ na } z = -h$$

Potencjał prędkości cieczy przewidujemy w postaci szeregu na podstawie drgań swobodnych:

$$\dot{\phi} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a} ch \frac{(2n+1)\pi}{2a} (z+h) \quad (21)$$

Zatem ogólna postać potencjału dla drgań poziomych jest następująca:

$$\phi = A \omega \cos \omega t \left(x + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a} ch \frac{(2n+1)\pi}{2a} (z+h) \right)$$

x- rozwijamy w szereg Fouriera w przedziale (-2a, 2a).

$$x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8a}{(2n+1)^2 \pi^2} (-1)^n \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a} \quad (22)$$

$$C_n = \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2} (-1)^n \frac{8a}{(2n+1)^2 \pi^2} \left(ch \frac{(2n+1)\pi h}{2a} \right)^{-1} \quad (23)$$

Zatem potencjał dla ruchu poziomego ma postać:

$$\phi = A \omega \cos \omega t \cdot \left\{ x + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{8a}{(2n+1)^2 \pi^2} \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2} \cdot \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2a} ch \frac{(2n+1)\pi}{2a} (z+h) \left(ch \frac{(2n+1)\pi h}{2a} \right)^{-1} \right\} \quad (24)$$

4. RUCH POZIOMY ZBIORNIKA Z CIECZĄ WG TEORII NIELINIOWEJ

Zagadnienie to rozwiązujemy metodą małego parametru. Rozwiązania poszukujemy w postaci sumy potencjałów $\phi_T = \phi + \phi_c$, gdzie ϕ_c jest potencjałem prędkości ciała sztywnego, a ϕ potencjałem prędkości cieczy w postaci szeregu potęgowego. Założenia dla zadania nieliniowego podane są w p.2.2.

Do rozważań przyjmujemy zbiornik o przekroju prostokątnym o wymiarach podanych na rys.2. Poddawany on jest wymuszeniu $A \sin \omega t$ w kierunku x.

Przyjmujemy mały parametr ε .

$$\varepsilon = \frac{A}{2a}$$

$$\nabla^2 \phi_T = 0 \quad (25)$$

Mamy następujące warunki brzegowe dla zadania nieliniowego:

$$g \eta + \frac{\partial \phi_T}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial z} \right)^2 \right] = 0 \quad (26)$$

na $z = \eta(x, t)$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \phi_T}{\partial z} + \frac{\partial \phi_T}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \text{ na } z = \eta(x, t) \quad (27)$$

$$\frac{DF}{Dt} = 0 \text{ na } F(x, z, t) = 0 \quad (28)$$

Z teorii liniowej możemy wyznaczyć najniższą częstotliwość drgań własnych cieczy

$$\omega_0^2 = \frac{g\pi}{2a} th \frac{\pi h}{2a} \quad (29)$$

W związku z tym, że chcemy badać zachowanie cieczy w pobliżu rezonansu, słuszną będzie zależność:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \varepsilon^{n/3} \alpha_1 \quad (30)$$

Wiedząc, że wymuszenie ma postać $A \sin \omega t$ możemy obliczyć

$$V_x = \frac{\partial \phi_c}{\partial x} = A \omega \cos \omega t \text{ z warunku (33) dla } x = \pm a$$

Po scałkowaniu mamy potencjał prędkości dla ciała sztywnego

$$\phi_c = 2a \varepsilon x \omega \cos \omega t \quad (31)$$

Potencjał prędkości dla cieczy poszukujemy w postaci

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n \varepsilon^{n/3} \quad (32)$$

Równanie powierzchni swobodnej poszukujemy w postaci

$$\eta = \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n \varepsilon^{n/3} \quad (33)$$

η i ϕ poszukujemy do trzeciego przybliżenia.

Mamy zatem

$$\eta = \eta_1 \varepsilon^{1/3} + \eta_2 \varepsilon^{2/3} + \eta_3 \varepsilon \quad (34)$$

$$\phi_T = \phi_1 \varepsilon^{1/3} + \phi_2 \varepsilon^{2/3} + \phi_3 \varepsilon \quad (35)$$

Do warunku na pierwsze przybliżenie bierzemy czony występujące przy $\varepsilon^{1/3}$. Analogicznie dla następnych przybliżeń, $\varepsilon^{2/3}$ dla drugiego i ε dla trzeciego.

Dalszej analizy teoretycznej ze względu na obszerność nie przytaczamy. W obliczeniach numerycznych zostały uwzględnione wzory końcowe na potencjał prędkości cieczy ϕ oraz powierzchnię swobodną η .

5. OBLICZENIA CIŚNIENIA NA ŚCIANKACH ZBIORNIKA

Korzystając z twierdzenia Bernoulli'ego można obliczyć ciśnienie p w dowolnym punkcie objętości cieczy.

$$\frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} + U + \frac{\partial \phi}{\partial t} = M(t) \quad (36)$$

gdzie:

q - wypadkowa prędkości w danym punkcie cieczy

ϕ - potencjał prędkości cieczy

ρ - gęstość cieczy

U - potencjał sił grawitacyjnych

M - funkcja zależna od czasu i parametrów początkowych ruchu cieczy

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{q^2}{2} - U + M(t) \quad (37)$$

Wprowadzamy nowy potencjał ϕ_1 oraz zależności na U i q .

$$\phi_1 = \phi - \int_0^t M(t) dt \quad (38)$$

$$U = g(z + \eta) \quad (39)$$

$$q^2 = \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z}\right)^2 \quad (40)$$

η - wysokość poziomu cieczy powyżej poziomu w stanie spoczynku
 z - odległość od punktu w którym liczymy ciśnienie do poziomu cieczy w stanie spoczynku

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial \phi_1}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z}\right)^2 \right] - g(z + \eta) \quad (41)$$

Opuszczając wskaźnik przy potencjale możemy napisać:

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2 \right] - \rho g(z + \eta) \quad (42)$$

5.1. Teoria liniowa

Pomijając w (42) wyrażenie nie będące w pierwszej potęgce, możemy napisać:

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g(z + \eta) \quad (43)$$

Warunek dynamiczny na swobodnej powierzchni ma postać:

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0} - g\eta = 0 \quad (44)$$

Korzystając z powyższej zależności otrzymamy:

$$p = -\rho g z - \rho \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0} \right] \quad (45)$$

5.1. Teoria nieliniowa

Wykorzystując analogicznie jak w teorii liniowej warunek dynamiczny na swobodnej powierzchni możemy napisać:

$$p = -\rho g z - \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial x}\right)^2 \Big|_{z=0} \right] - \rho \left[\frac{\partial \phi_T}{\partial t} - \frac{\partial \phi_T}{\partial t} \Big|_{z=0} \right] \quad (46)$$

$$\phi_T = \phi_1 \varepsilon^{1/3} + \phi_2 \varepsilon^{2/3} + \phi_3 \varepsilon + \phi_c \quad (47)$$

Podstawiając (47) do (46) otrzymamy:

$$p = -\rho \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \varepsilon^{1/3} + \rho \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \varepsilon^{1/3} \Big|_{z=0} - \rho \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \varepsilon^{2/3} + \rho \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \varepsilon^{2/3} \Big|_{z=0} - \rho \frac{\partial \phi_3}{\partial t} \varepsilon + \rho \frac{\partial \phi_3}{\partial t} \varepsilon \Big|_{z=0} - \rho \frac{\partial \phi_c}{\partial t} + \rho \frac{\partial \phi_c}{\partial t} \Big|_{z=0} - \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)^2 \varepsilon^{2/3} + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)^2 \varepsilon^{2/3} \Big|_{z=0} - \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z}\right)^2 \varepsilon^{2/3} + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z}\right)^2 \varepsilon^{2/3} \Big|_{z=0} - \rho \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \varepsilon + \rho \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \varepsilon \Big|_{z=0} - \rho \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \varepsilon + \rho \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \varepsilon \Big|_{z=0} - \rho g z \quad (48)$$

Korzystając ze wzoru (45) lub (48) można wyznaczyć ciśnienie w dowolnym punkcie objętości cieczy. Obliczenia zostały przeprowadzone w ramach teorii liniowej i nieliniowej dla dwóch wartości

$\frac{h}{2a}$: 0,4 i 0,8 uwzględniając tylko ciśnienia dynamiczne (pomijając $\rho g z$). Ciśnienia wypadkowe na ścianie pionowej zbiornika otrzymaliśmy w pięciu punktach o współrzędnych $(a, -h)$, $(a, -0,75h)$, $(a, -0,5h)$, $(a, -0,25h)$, $(a, 0)$.

Jednocześnie obliczyliśmy punkt przyłożenia tego wypadkowego ciśnienia. Ponieważ ciśnienia w punktach jak i ciśnienia wypadkowe są zmienne w czasie, szukamy maksymalnej wartości tego ciśnienia w przedziale $(0, h)$. Wyniki obliczeń dla ruchu poziomego przedstawiono na wykresach 3,4,5.

5.2. Wykresy ciśnień

Wyniki obliczeń przedstawione są w postaci wykresów

$\frac{p}{\rho g 2a} = f(\omega)$ przy maksymalnej amplitudzie wymuszenia $B=0,1m$

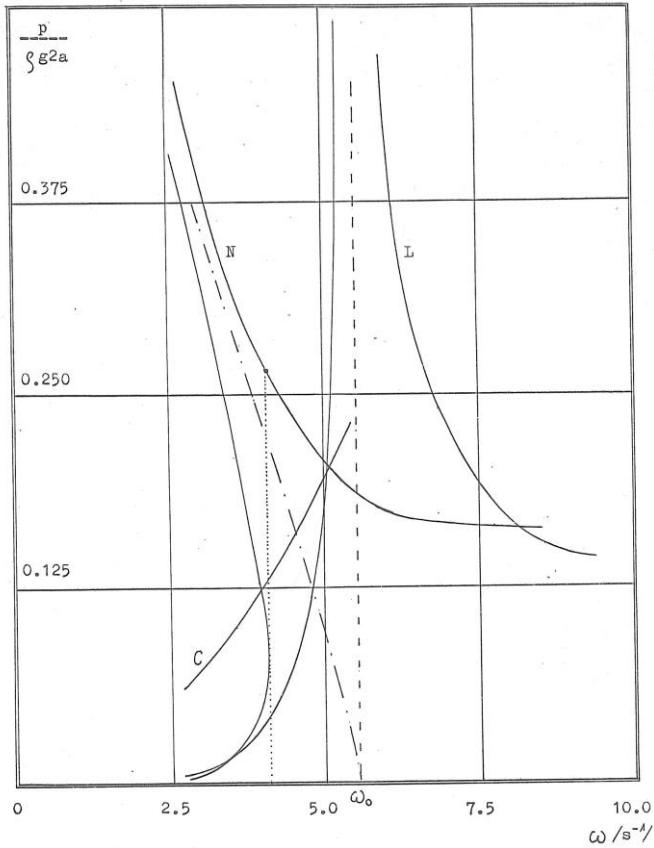
dla ruchu poziomego. Częstości wymuszające były tak dobrane by objąć zakres rezonansowy ruchu cieczy w zbiorniku. Linia przerywaną zaznaczona jest najniższa częstość drgań własnych cieczy

(ω_0) . Wykres $\frac{p}{\rho g 2a} = f(\omega)$ dla zagadnienia nieliniowego

oznaczony jest literą N a dla zagadnienia liniowego literą L. Dla ruchu poziomego mamy wykresy ciśnienia wypadkowego liczonego dla ciała sztywnego i oznaczyliśmy je literą C.

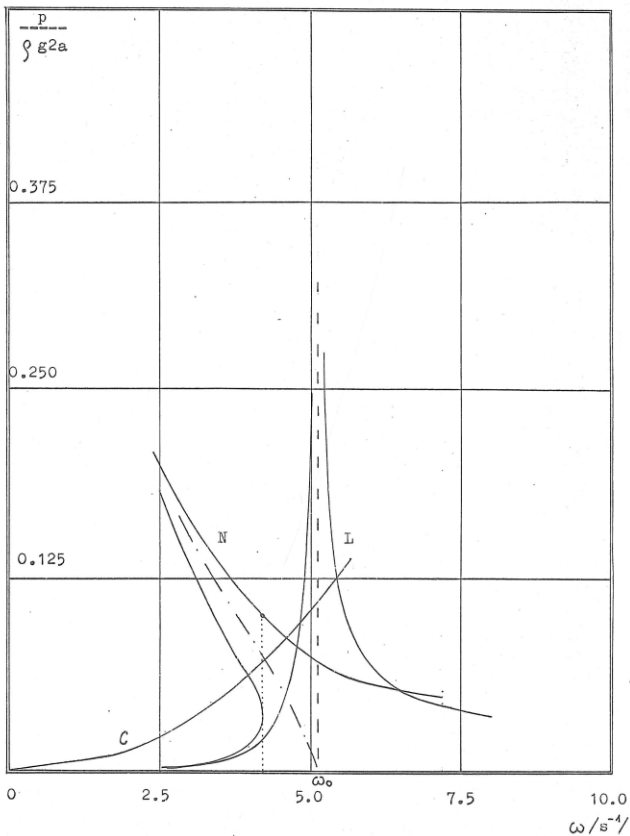
Na rys. 6, 7, 8 i 9 przedstawiono rozkłady max ciśnienia w czasie.

RUCH POZIOMY $a = 0.5$ $h = 0.8$

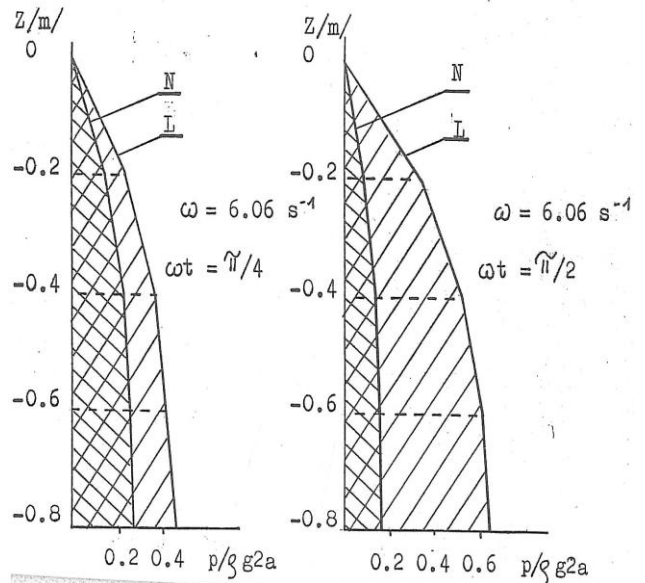


Rys. 3. Wykres dla ruchu poziomego dla $a=0,5$ i $h=0,4$

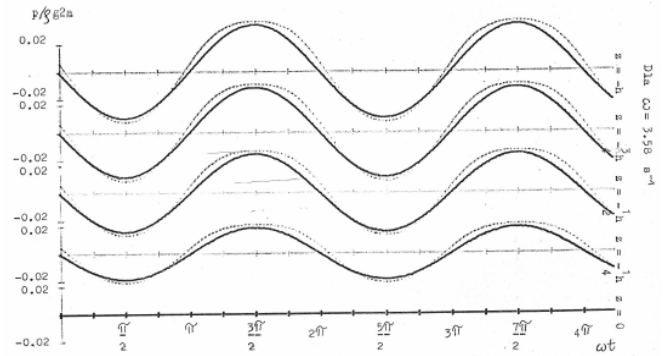
RUCH POZIOMY $a = 0.5$ $h = 0.4$



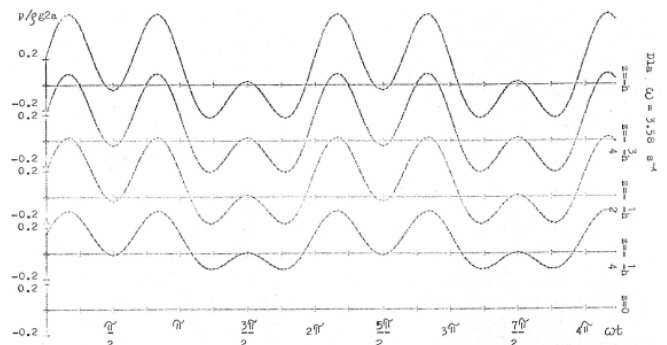
Rys. 4. Wykres dla ruchu poziomego dla $a=0,5$ i $h=0,8$



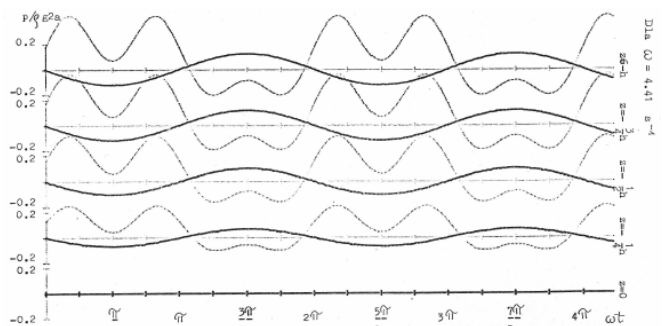
Rys. 5. Rozkład ciśnienia na ściankach pionowych wg teorii liniowej i nieliniowej



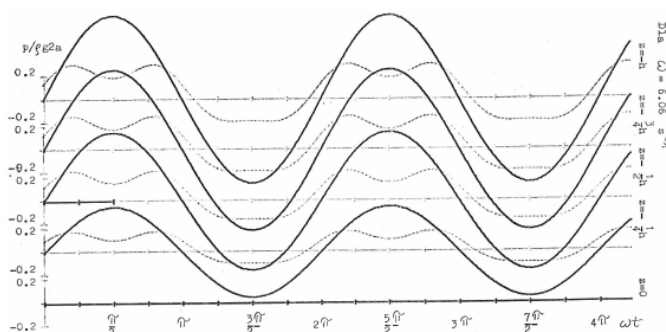
Rys.6



Rys.7



Rys.8



Rys.9

PODSUMOWANIE

1. Na podstawie wykresów można stwierdzić, że podobne wyniki daje teoria liniowa i nieliniowa dla częstości wymuszenia

$$\omega < \frac{1}{2} \omega_0.$$

2. Rozbieżności zachodzą w pobliżu częstości rezonansowej ω_0 .
3. Wzrost stosunku $\frac{h}{2a}$ wpływa na wzrost ciśnienia na ścianie zbiornika.
4. Wraz ze wzrostem wartości $\frac{h}{2a}$ zmniejsza się nieliniowość układu.

Na podstawie badań modelowych można stwierdzić:

1. Zjawisko „sloshingu” występuje przy napełnieniu poniżej 90%, przy wzroście napełnienia do 100% ciśnienie dynamiczne gwałtownie maleje.
2. Rezonans występuje przy napełnieniu 60%-90% w tym przypadku przyrost ciśnienia jest nawet kilkakrotny.

W artykule przedstawiono obliczenia teoretyczne ciśnień na ściankach zbiorników prostopadłościennych w ramach teorii liniowej i nieliniowej. Słuszność tych teorii jest dla określonej głębokości cieczy. Zbiorniki nie mają górnej ścianki. Wskazane byłyby badania modelowe. Znając wyniki z badań modelowych i obliczenia teoretyczne można określić przedziały stosowalności obu teorii. Czynniki, które zapobiegają powstawaniu rezonansu to geometria zbiornika oraz głębokość cieczy.

BIBLIOGRAFIA

1. Cho J.R., Lee H.W. and Kim K.W., *Free vibration analysis of baffled liquid-storage tanks by the structural-acoustic finite element formulation*, J.Sound and Vibration, 258 847, 2002.

2. Trębacki K., *Experimental investigations of the hydroelasticity of a liquid-filled tank*, The archive of mechanical engineering, Vol LV, Warsaw, 2008.
3. Trębacki K., *Theoretical and numerical analysis of free vibration of liquid-filled tanks*, Marine Technology Transactions, Vol.16 pp.289-316, Gdańsk 2005.
4. Trębacki K., *Drgania swobodne zbiorników wypełnionych cieczą*, Cz.I-Analiza teoretyczna, Zeszyty naukowe Politechniki Gdańskiej nr 418, Budownictwo Okrętowe XLVII, ss.197-210, 1990.
5. Trębacki K., *Wpływ bezwładności obrotowej ścian szczytowych zbiornika z cieczą na widmo częstości drgań*, Polish Academy of Sciences, Branch in Gdańsk, Marine Technology Transaction, Vol.4, ss.224-246, 1993.
6. Trębacki K., *Aspekty bezpieczeństwa zbiorników wypełnionych częściowo cieczą*, Materiały IX Kongresu Eksploatacji Urządzeń Technicznych, 25-28 IX, tom I, ss.239-250, Radom-Krynica 2001.
7. Trębacki K., *Obciążenia hydrodynamiczne dla konstrukcji przybrzeżnych*, BOiGM, Nr 7-8, ss.24-26, Gdańsk 2002.
8. Trębacki K., Królicka A., *Ruch cieczy w zbiorniku w ruchu poziomym*, Autobusy, Technika, Eksploatacja, Systemy Transportowe Nr 10/2016, ss.97-102, Konferencja Naukowa Logistyka w Ratownictwie, IX 2016, Mikołajki.
9. Trębacki K., Królicka A., *Ruch cieczy w zbiorniku w ruchu obrotowym*, Autobusy, Technika, Eksploatacja, Systemy Transportowe Nr 10/2016, ss.107-110, Konferencja Naukowa Logistyka w Ratownictwie, IX 2016, Mikołajki.

Distribution of hydrodynamic pressure on walls a tanks vibrations

The article presents causes of vibration in maritime transport. There is liquid in cargo tank on tankers or LNG vessels. The vibrations reservoirs cause a movement of the liquid that induces hydrodynamic pressure on the tank walls. On the basis of theoretical analysis, linear velocity and non-linear theories have been determined for the potential of velocity liquid motion. Knowing the functions of the fluid velocity potential, hydrodynamic pressure distributions have been obtained on tank walls. At the end, pressure plots for both theories as a function of vibration frequencies are given.

Autorzy:

dr inż. **Kazimierz Trębacki** – Politechnika Gdańska,
Wydział Oceanotechniki i Okrętownictwa,
e-mail: katre@pg.gda.pl
mgr inż. **Agnieszka Królicka** – Uniwersytet Gdański,
e-mail: agnieszka.krolicka@ug.edu.pl