

POLITECHNIKA GDAŃSKA



**ĆWICZENIE LABORATORYJNE
NR 25**

*Nurzania pionowego cylindra kołowego
Eksperymentalne wyznaczanie charakterystyki amplitudowej nurzań*

Janusz Stasiak

**Wydział Oceanotechniki i Okrętownictwa
Katedra Teorii i Projektowania Okrętu**



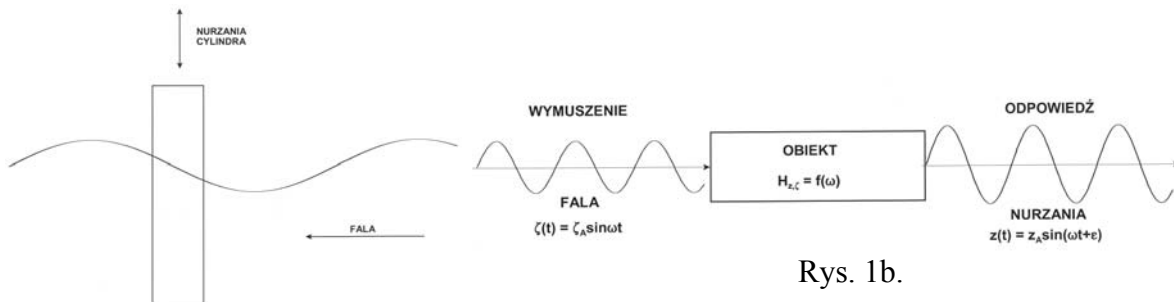
Gdańsk 2005

1. Przedmiot i cel ćwiczenia

1.1 **Przedmiotem ćwiczenia** będzie badanie (pomiar i analiza pomierzonych wartości) ruchu pionowego cylindra pływającego w pozycji pionowej na wodzie sfalowanej.

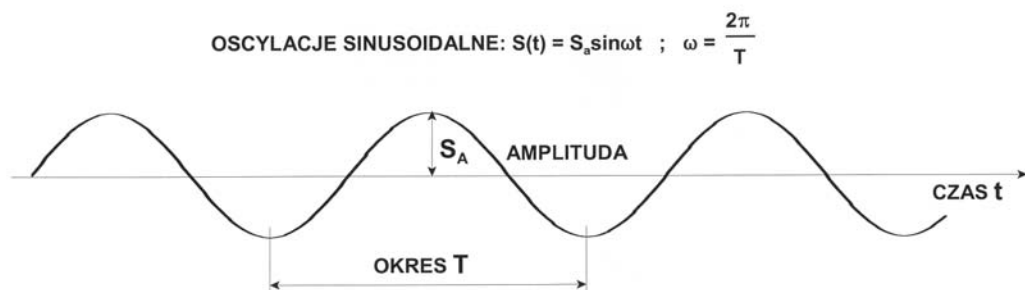
W szczególności zagadnienie będzie się sprowadzać do badania:

- **nurzań** – pionowych ruchów (oscylacji) cylindra,
- wymuszanych (powodowanych) **falami regularnymi** – sinusoidalnymi.



Rys. 1b.

Rys. 1a.



Rys. 1c.

1.2 **Celem ćwiczenia** będzie wyznaczenie **charakterystyki amplitudowej nurzań** pionowego cylindra, definiowanej jako:

$$\boxed{H_{z,\zeta}(\omega) = \frac{z_A}{\zeta_A} = f(\omega)} \quad (1)$$

gdzie: z_A jest amplitudą nurzań,

ζ_A jest amplitudą fali regularnej,

$\omega = \frac{2 \cdot \pi}{T}$ jest częstotliwością tak nurzań jak i fali regularnej (T jest okresem nurzań i fali regularnej).

2. Ogólna charakterystyka tematu ćwiczenia i jego umiejscowienie w ogólnej problematyce badań i projektowania okrętowego

2.1 Nurzania tu badanego cylindra i ich charakterystyka amplitudowa (1) mogą być:

- samym w sobie problemem badawczym lub też
- **badaniami modelowymi**, które są częścią szerszego problemu badawczego, którego celem jest wyznaczenie (prognozowanie) nurzań elementu nośnego jakiegoś rzeczywistego obiektu oceanotechnicznego, np. pływającej platformy wiertniczej.

Aby tu przeprowadzone badania mogły być badaniami modelowymi obiektu rzeczywistego, muszą być spełnione następujące warunki i zależności:

- badany cylinder musi być **geometrycznie podobnym modelem** odpowiedniego obiektu rzeczywistego co oznacza, że wszystkie jego wymiary geometryczne, np. średnica D_M i zanurzenie h_M , muszą pozostawać w tym samym stosunku (skali geometrycznej) $\lambda = const.$ z odpowiednimi wymiarami D_R i h_R obiektu rzeczywistego:

$$\lambda = \frac{D_R}{D_M} = \frac{h_R}{h_M} = \dots = const.$$

- charakterystyka amplitudowa $H_{z,\zeta}(\omega_M)$, właściwa dla geometrycznie podobnego modelu, musi być przeliczona na charakterystykę amplitudową $H_{z,\zeta}(\omega_R)$ obiektu rzeczywistego z zachowaniem odpowiednich **praw podobieństwa kinematycznego (podobieństwa prędkości) i dynamicznego (podobieństwa sił)**.

Ponieważ z założenia nasze ćwiczenie ogranicza się tylko do wyznaczenia charakterystyki $H_{z,\zeta}(\omega)$ właściwej dla bezpośrednio badanego cylindra, nie potrzeba tutaj bardziej precyzować problematyki modelowania hydromechanicznego. Ważne jest, aby wiedzieć, że takie, jak tu przeprowadzone badanie może być, i najczęściej jest, badaniem modelowym służącym dla prognozowania określonej rzeczywistości – kołysań statków i innych obiektów oceanotechnicznych funkcjonujących w rzeczywistych warunkach morskich.

2.2 Zagadnienie będące przedmiotem i celem tego ćwiczenia należy do problematyki **teorii okrętu** (teorii obiektów pływających), a w szczególności, do tego zakresu teorii okrętu, który nazywany jest **właściwościami morskimi**, których zadaniem jest badanie i przewidywanie zjawisk związanych z zachowaniem się statku (a ogólnie, obiektu pływającego) w rzeczywistych warunkach morskich – w warunkach wiatru i falowania morskiego.

Zjawiskami tymi są ruchy – kołysania statku na fali i wszystkie zjawiska tym ruchom towarzyszące: przyspieszenia wywołujące dynamiczne obciążenia konstrukcji statku, zalewanie pokładu statku, spadek szybkości postępowej, pogorszenie stateczności i zdolności manewrowych i wreszcie, pogorszenie się warunków pracy załogi statku lub/i komfortu pasażerów statku.

Wszystkie te zjawiska zawsze niekorzystnie wpływają na funkcjonowanie statku, a przede wszystkim są zagrożeniem (mniejszym lub większym) dla jego bezpieczeństwa. To określa bardzo ważne znaczenie problematyki właściwości morskich i prowadzonych w tych ramach badań.

2.3 Jak to już stwierdzono, pionowy cylinder, którego nurzania będą w tym ćwiczeniu badane może być geometrycznie podobnym modelem np. elementu nośnego **pływających**

platform wiertniczych. Przewidywanie i minimalizowanie ruchów na fali tych platform jest niezbędną częścią ich projektowania.

Zawsze bowiem chodzi o to, aby te obiekty oceanotechniczne możliwie najmniej kołysały (nurzały) się na morzu. Chodzi również o to, aby tak zaprojektować urządzenia tych platform (przede wszystkim ich urządzenia wiertnicze), aby mogły one pracować – funkcjonować nie tylko w warunkach wody spokojnej (niesfalowanej), która jest raczej zjawiskiem rzadkim, ale także przy wyższych stanach morza.

Projektowe minimalizowanie kołysań na fali platform ma tym większe znaczenie dla ich bezpieczeństwa, że platformy są, w odróżnieniu od np. statków towarowych, pasażerskich lub okrętów wojennych, stacjonarnymi obiektami morskimi. Nie mają własnego napędu i nie mogą „uciec” przed sztormem lub kursowo dopasować się do niego. Są zdane na każde możliwe warunki morskie i powinny je przetrwać w stanie nieuszkodzonym i bez zagrożenia dla zdrowia lub życia ich załogi.

3. Teoria problemu badawczego

3.1 Model matematyczny układu „pionowy cylinder – fala regularna” (Równanie ruchu – nurzań – cylindra na fali regularnej)

Nurzania cylindra wywołane (wymuszone) falą regularną są (mogą być traktowane) ruchem periodycznym, który odbywa się zgodnie z powszechnie znanym, drugim **prawem dynamiki Newtona**, według którego:

$$\sum_i F_i = M \cdot \ddot{z} = M \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} \quad (2)$$

gdzie:

$\ddot{z} = \frac{d^2 z}{dt^2}$ jest przyspieszeniem ciała o masie M wywołanym działaniem na to ciało sumy sił F_i o wypadkowej $\sum_i F_i$

W naszym przypadku – w przypadku cylindra o masie M pływającego na sfalowanej powierzchni wody, której profil jest falą regularną (sinusoidalną), siłami F_i są następujące siły:

- **siła wymuszenia** falowego: $F_W = F_A \sin(\omega t) = \alpha \cdot \zeta_A \cdot \sin(\omega \cdot t)$, gdzie α jest współczynnikiem zależności między siłą F_W , a falowaniem ζ ,
- **siła przywracająca** (sprężystości), przeciwna do siły F_W i proporcjonalna do przemieszczenia (nurzenia) z : $F_P = -c \cdot z$, gdzie c jest współczynnikiem sztywności cylindra,
- **siła oporu** (tłumienia) ruchu z , przeciwna do F_W i proporcjonalna do szybkości $v = \dot{z} = \frac{dz}{dt}$ ruchu: $F_T = -b \cdot \dot{z}$,
- **siła bezwładności masy wody towarzyszącej**: $F_B = -m_{zz} \cdot \ddot{z}$, która jest przeciwna do siły F_W i równoważna sile, jaka jest potrzebna do zmiany pędu (nadania przyspieszenia) masie m_{zz} wody w otoczeniu cylindra.

Podstawiając wszystkie te siły do równania (2) otrzymamy **równanie ruchu cylindra**:

$$\begin{aligned} M \frac{d^2 z}{dt^2} &= F_W + F_P + F_T + F_B \\ &= F_W - c \cdot z - b \frac{dz}{dt} - m_{zz} \frac{d^2 z}{dt^2} \end{aligned} \quad (3)$$

które po przegrupowaniu wyrazów ma postać:

$$(M + m_{zz}) \frac{d^2 z}{dt^2} + b \frac{dz}{dt} + c \cdot z = \alpha \cdot \zeta_A \cdot \sin(\omega \cdot t) = F_A \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (4)$$

Równania (3) i (4) są, z matematycznego punktu widzenia, **zwyczajnymi, liniowymi równaniami różniczkowymi rzędu drugiego**.

Dzieląc równanie (4) obustronnie przez wielkość $(M + m_{zz})$ i wprowadzając oznaczenia:

- $\omega_0 = \sqrt{\frac{c}{M + m_{zz}}}$, która to wielkość jest **częstotliwością własną nietłumionych nurzań cylindra**,
- $\nu = \frac{b}{(M + m_{zz}) \cdot \omega_0}$, która to wielkość jest **bezwymiarowym współczynnikiem tłumienia nurzań cylindra**,
- $\kappa = \frac{\alpha}{M + m_{zz}}$, która to wielkość jest współczynnikiem proporcjonalności między amplitudą siły wymuszającej nurzania, a amplitudą fali: $F_A = \kappa \zeta_A$

otrzymamy taką oto postać równania nurzań cylindra:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \nu \cdot \omega_0 \cdot \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 \cdot z = \kappa \cdot \zeta_A \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (6)$$

Równanie (6) jest oczywiście również zwyczajnym, liniowym równaniem różniczkowym, którego rozwiązanie jest identyczne, jak rozwiązania równań (3) lub (4).

3.2 Rozwiązanie równania nurzań

W stanie ustalonym – w stanie równowagi – **nurzania cylindra** (poszukiwane rozwiązanie równania (6)) **muszą mieć dokładnie taką samą częstotliwość, jak siła je wymuszająca**, która z kolei ma częstotliwość fali. Równanie (6) będzie więc tylko spełnione dla częstotliwości ω .

Skutkiem powyższego, rozwiązania równania (6), a tym samym równań (3) i (4) poszukujemy w postaci:

$$z(t) = z_A \cdot \sin(\omega \cdot t + \varepsilon) \quad (7)$$

w której faktycznie szukanymi wielkościami są:

- **amplituda nurzań** z_A , (która szczególnie nas tu interesuje),
- **kąt przesunięcia fazowego** między falą, a nurzaniem (mówiąc precyzyjniej, jest to kąt, o jaki maksimum nurzań wyprzedza maksimum fali – kąt między najbliższymi wartościami amplitudowymi fali i nurzań).

Nie ma potrzeby, aby przedstawiać tu całą procedurę dochodzenia do rozwiązania. Wystarczy zaznaczyć, że procedura ta zaczyna się od wyznaczenia pochodnych wyrażenia (7) opisującego przewidywaną postać rozwiązania:

- pierwszej pochodnej, która wynosi: $\frac{dz}{dt} = \omega \cdot z_A \cdot \cos(\omega \cdot t + \varepsilon)$,

- i drugiej pochodnej: $\frac{d^2 z}{dt^2} = -\omega^2 \cdot z_A \cdot \sin(\omega \cdot t + \varepsilon)$,

Pochodne te podstawiamy następnie do równania (6), które w ten sposób staje się równaniem trygonometrycznym dającym następujące rozwiązanie finalne:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varepsilon &= \frac{\omega \cdot \omega_0 \cdot \nu}{\omega^2 - \omega_0^2} \\ z_A &= \frac{\kappa \cdot \zeta_A}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega \cdot \omega_0 \cdot \nu)^2 \right]^{1/2}} \end{aligned} \quad (8)$$

Analizą tego rozwiązania, a przede wszystkim analizą wyrażenia określającego amplitudę z_A nurzań, zajmiemy się w następnym rozdziale.

3.3 Jakościowa analiza rozwiązania równania nurzań

Zanim przystąpimy do interpretacji rozwiązania określonego wyrażeniami (8), poczynimy następujące przekształcenia:

- wprowadzamy wielkość $\Lambda = \frac{\omega}{\omega_0}$ oznaczającą **zestrojenie** częstotliwości ω wymuszeń falowych (również częstotliwości nurzań) z własną częstotliwością ω_0 nietłumionych nurzań (porównaj wyrażenie ze zbioru (5)),
- przekształcimy rozwiązanie określające z_A do postaci, interesującej nas tu przede wszystkim, **charakterystyki amplitudowej** $H_{z,\zeta}$ (porów. wyrażenie (1)).

Wtedy rozwiązania (8) będą miały postać:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\Lambda \cdot \nu}{\Lambda^2 - 1} \quad ; \quad H_{z,\zeta}(\Lambda, \omega_0) = \frac{z_A}{\zeta_A} = \frac{\kappa}{\omega_0^2 \cdot \sqrt{(1 - \Lambda^2)^2 + (\Lambda \cdot \nu)^2}} \quad (9)$$

Rozpatrzmy teraz następujące przypadki:

1. **Zestrojenie** $\Lambda < 1$, co oznacza, że $\omega < \omega_0$.

W tych przypadkach $\operatorname{tg} \varepsilon \rightarrow 0$, $\varepsilon \rightarrow 0$, a $H_{z,\zeta} \rightarrow \frac{\kappa}{\omega_0^2} = \frac{\alpha}{c}$, co oznacza, że:

- **nurzania** są zgodne w fazie z falą,
- ich **amplitudy** z_A i wartości charakterystyki $H_{z,\zeta}$ są raczej niewielkie, a decyduje o nich współczynnik sztywności c (a nie tłumienie lub masa).

2. **Zestrojenie** $\Lambda = 1$, co oznacza, że $\omega = \omega_0$ i mamy do czynienia z **rezonansem**.

W tym przypadku $\operatorname{tg} \varepsilon \rightarrow \infty$, $\varepsilon \rightarrow -\frac{\pi}{2}$, a $H_{z,\zeta} = \frac{\kappa}{\omega_0^2 \cdot \nu} = \frac{\alpha}{\omega_0 \cdot b}$, co oznacza, że:

- **nurzania** są przesunięte w fazie względem fali o kąt $\pi/2$,
- **amplitudy** z_A i wartości charakterystyki $H_{z,\zeta}$ są względnie duże i tym większe, im mniejsze jest tłumienie nurzań (im mniejszy jest współczynnik tłumienia b).

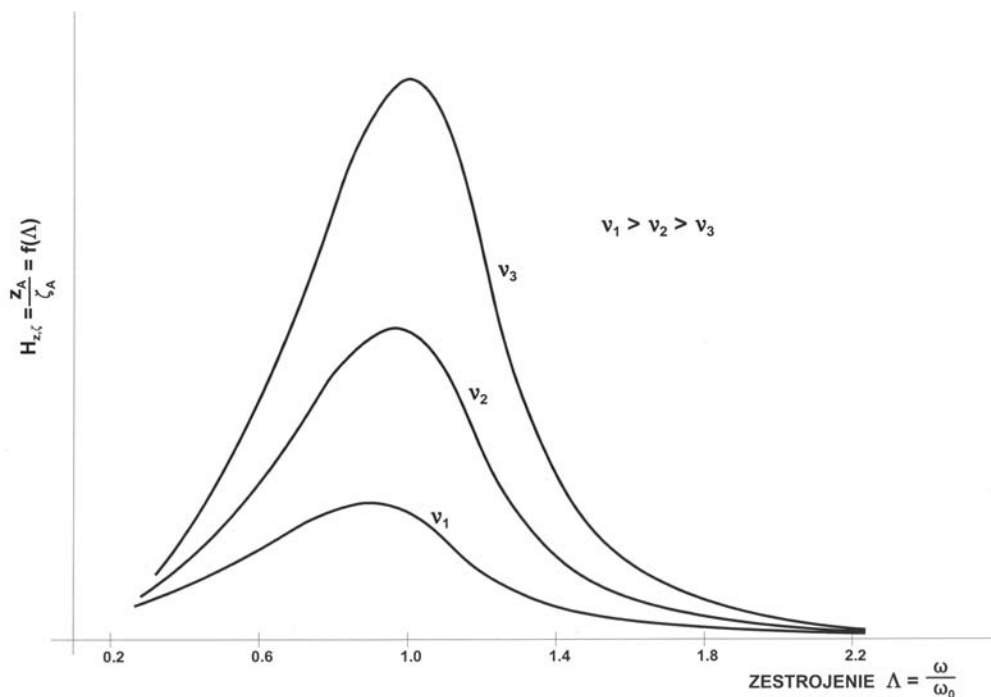
Należy zauważyć, że **maksymalne amplitudy** z_A i **najwyższe wartości** $H_{z,\zeta}$ występują dla częstotliwości $\omega = \omega_0 \sqrt{\left(1 - \frac{v^2 \cdot \omega_0^2}{2}\right)} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{b^2}{2 \cdot (M + m_{zz})^2}}$. W przypadku jednak, gdy tłumienie nurzań jest małe, **maksimum** $H_{z,\zeta}$ występuje dla $\omega = \omega_0$, a więc dla $\Lambda = 1$.

3. **Zestrojenie** $\Lambda > 1$, co oznacza, że $\omega > \omega_0$.

W tych przypadkach $\varepsilon \rightarrow -\pi$, a $H_{z,\zeta} \rightarrow \frac{\kappa}{\omega^2} = \frac{\alpha}{(M + m_{zz}) \cdot \omega^2}$, co oznacza, że wraz ze wzrostem częstotliwości ω wartości charakterystyk amplitudowych znacząco maleją, a ich wartości przede wszystkim zależą od masy cylindra M i masy wody towarzyszącej m_{zz} .

Na **rys.2** pokazano przykładowe funkcje $H_{z,\zeta}(\Lambda, v)$ charakterystyk amplitudowych nurzań. Odzwierciedlają one **dwie zasadnicze prawidłowości**, że charakterystyki te zawsze:

- przyjmują wartości największe dla zestrojenia $\Lambda \approx 1$,
- mają wartości tym większe, im mniejsze jest tłumienie nurzań.



Rys. 2.

4. Doświadczalne wyznaczanie charakterystyki amplitudowej nurzań pionowego cylindra

W tym ćwiczeniu będziemy wyznaczać (identyfikować) zależną od zestrojenia Λ charakterystykę amplitudową $H_{z,\zeta}(\Lambda)$ nurzań pionowego cylindra, którego podstawowe wymiary są następujące:

- przekrój poprzeczny cylindra jest kołem o średnicy $D = 0,16 \text{ m}$,
- zanurzenie cylindra w warunkach pływania na wodzie spokojnej (niesfalowanej) wynosi $d = 0,30 \text{ m}$,
- odpowiednia temu zanurzeniu masa cylindra wynosi $M = 6,00 \text{ kg}$.

Cylinder będzie pływał w wodzie o gęstości $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$. Jego nurzania będą wymuszane falami regularnymi (sinusoidalnymi), których okresy T będą miały wartości z przedziału: $T \in [0,75\text{s}; 2,20\text{s}]$.

Podstawowym zadaniem będzie *pomiarzenie*, zarejestrowanie elektroniczne, odczytanie i zapisanie w tabeli, *wartości następujących wielkości*, właściwych dla każdej pojedynczej próbie (pojedynczą próbą są nurzania na jednej fali regularnej):

- amplitudy ζ_A (lub wysokości $h = 2 \zeta_A$, czyli podwójnej amplitudy) oraz okresu T fali regularnej,

- amplitudy $\ddot{z}_A = \frac{d^2 z_A}{dt^2} = \omega^2 \cdot z_A$ przyspieszenia nurzania cylindra oraz okresu

$T_z = \frac{2 \cdot \pi}{\omega}$ tego nurzania. (amplitudy przyspieszeń, a nie wprost amplitudy nurzań, mierzymy tylko ze względów technicznych; tak naprawdę interesują nas amplitudy nurzań, które obliczamy zgodnie z powyższym wzorem).

Dodatkowo, ze względu na to, że chcemy wyznaczyć charakterystykę $H_{z,\zeta}(\Lambda)$ w funkcji zestrojenia $\Lambda = \frac{\omega}{\omega_0}$, musimy wyznaczyć częstotliwość ω_0 nietłumionych nurzań własnych badanego cylindra. Sposób wyznaczania częstotliwości ω_0 jest, między innymi, omówiony w **Załączniku 1**.

Tabela, w której pomierzone wartości będą zapisywane i odpowiednio przeliczane, jest zamieszczona w **Załączniku 2**.

Tak otrzymane, dyskretne (wyznaczone dla kilku wartości Λ_i zestrojenia) wartości $H_{z,\zeta}(\Lambda_i)$, poszukiwanej charakterystyki amplitudowej nurzań, należy jeszcze uogólnić wykonując odpowiedni *wykres* ciągłej funkcji $H_{z,\zeta}(\Lambda)$, której kształt powinien być podobny do jednej z krzywych pokazanych na **rys.2**. Wykonanie tego wykresu kończy dzieło – jest finalnym rozwiązaniem, postawionego na początku, zadania badawczego.

Załącznik 1 Współczynniki sił hydromechanicznych określających nurzanie cylindra

Jak to wynika z zależności pokazanych w **rozdz.3**, nurzania zależą od parametrów fali wymuszającej te nurzania, ale także od:

- **częstotliwości ω_0 własnych, nietłumionych nurzań cylindra**,
- **współczynników sił hydromechanicznych**: współczynnika c sztywności cylindra i współczynnika b tłumienia nurzań,
- **masy m_{zz} wody towarzyszącej** nurzaniom cylindra.

Wartości wszystkich w/w wielkości, właściwych dla badanego cylindra mogą być, w ramach tego ćwiczenia, stosunkowo łatwo wyznaczone.

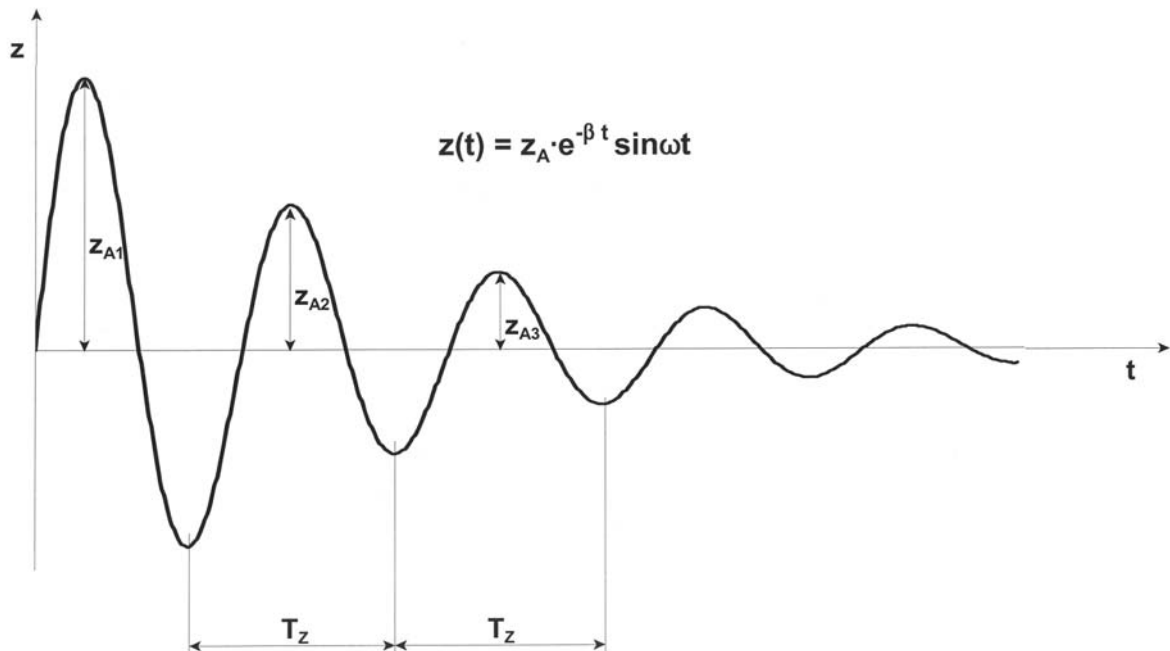
Współczynnik c określający siłę przywracającą $F_P = -c z$, można dla badanego cylindra wyznaczyć obliczeniowo zauważając, że siła F_P jest **dotychczasowym wyporem ΔP cylindra** dodatkowo zanurzonego (ponad jego normalne – wynikające z jego masy M – zanurzenie d) o wartość z .

Ten dodatkowy wypór (siła wyporu) dla cylindra kołowego o średnicy D jego poprzecznego przekroju wynosi, co oczywiste: $\Delta P = - \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot z \cdot \rho \cdot g = F_P - c z$.

Stąd współczynnik $c = \rho \cdot g \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4}$

Właściwe dla badanego cylindra, wartości wielkości ω_0 , m_{zz} oraz b mogą być wyznaczone jako wynik specjalnej **próby swobodnych nurzań** tego cylindra na wodzie spokojnej.

Próbie tę realizuje się poprzez impulsowe wyprowadzenie swobodnie pływającego cylindra z jego stanu równowagi pływalnościowej. Można to zrobić albo „wciskając” albo „wyciągając” cylinder dodatkową siłą, którą następnie zwalniamy w sposób nagły. Cylinder zacznie się wówczas **swobodnie** (bez działania zewnętrznej siły wymuszającej) **nurzać** tak, jak to pokazano na **rys.3**.



Rys. 3.

Te swobodne nurzania przebiegają w czasie t zgodnie z zależnością:

$$z(t) = z_A \cdot e^{-\beta \cdot t} \cdot \sin \omega \cdot t \quad (1.1)$$

i charakteryzują się:

- stałym okresem $T_{0z} = \frac{2 \cdot \pi}{\omega_{0z}}$, który jest *okresem swobodnych nurzań tłumionych*,
- sukcesywnie malejącą (zanikającą) amplitudą $z_A(t)$

Równanie ruchu tych – swobodnych nurzań jest szczególnym przypadkiem równania (6) (porów. rozdz.3) – przypadkiem, w którym siła wymuszająca (prawa strona równania) jest równa zero. Ma więc ono następującą postać:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \nu \cdot \omega_0 \cdot \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 \cdot z = 0 \quad (1.2)$$

Jeżeli wyrażenie (1.1) ma być rozwiązaniem równania (1.2), to można wykazać, że:

$$\beta = \frac{b}{2 \cdot (M + m_{zz})} = \frac{I}{2} \cdot \nu \cdot \omega_0$$

$$\omega_{0z} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2 \cdot (M + m_{zz})} \right)^2} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\nu}{2} \right)^2} \quad (1.3)$$

Mając zapis (zapis z próby) kołysań swobodnych można, wyznaczyć współczynnik β który, w oparciu o wyrażenie (1.1), wynosi:

$$\beta = \frac{I}{T_{0z}} \cdot \ln \frac{z_A(t)}{z_A(t + T_{0z})} \quad (1.4)$$

Ponieważ odpowiednia wartość współczynnika ν jest wartością małą (jest ułamkiem mniejszym od 1), to z dobrym przybliżeniem przyjmuje się (porów. wyrażenie (1.3)), że:

$$\omega_{0z} \cong \omega_0 \quad \text{i stąd} \quad T_{0z} \cong T_0$$

Znając wartość częstotliwości ω_0 oraz wartość współczynnika c można, posługując się odpowiednią zależnością ze zbioru (5), wyznaczyć wartość masy wody towarzyszącej m_{zz} , która wynosi:

$$m_{zz} = \frac{c}{\omega_0^2} - M$$

Znając wartość m_{zz} oraz wartość β wyznaczoną z próby w oparciu o (1.4), można na mocy (1.3) wyznaczyć wartości współczynników b lub/i ν .

Załącznik 2 Tabela do zapisywania i przeliczania wyników badań

Nr próby	FAŁA			NURZANIA				CHARAKTERYSTYKA AMPLTUDOWA dla $\omega_0 = \dots\dots$		
	wysokość $2\zeta_A$ [cm]	okres T [s]	częstotliwość ω [s^{-1}]	okres T_z [s]	częstotliwość ω_z [s^{-1}]	amplituda \ddot{z}_A [m/s^2]	amplituda z_A [cm]	częstotliwość $\omega_{sr}=0,5(\omega+\omega_z)$ [s^{-1}]	zestrojenie $\Lambda = \omega_{sr}/\omega_0$ [-]	charakterystyka $2 z_A/2\zeta_A$ [-]
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										
9										
10										
11										
12										