

Laila Hosia

YHTEENVETO: Tässä artikkelissa käsitellään erikokoisiin sylinterimäisiin kappaleisiin kohdistuvia aallokosta aiheutuvia voimia, esitetään lasku-
rusteita sekä yksinkertaisiin tapauksiin laskukaavat. Kappaleen koon ja
aallon pituuden perusteella erotetaan Morisonin kaavan, diffraktioteorian
ja täydellisen heijastumisen teorian sovellutusalueet. Lisäksi selvitetään
epäsäännöllisen aallokon energiaspektrin käyttöä. Lopuksi esitetään esimerk-
ki pohjassa olevaan putkeen kohdistuvien aaltokuormien laskemisesta.

1. YLEISTÄ

Merirakenteiden suunnittelu ja rakentaminen on lisääntynyt viime vuosina me-
renalaisten öljyesiintymien käyttöönoton vaikutuksesta. Rakenteiden koon
kasvaessa ja sijoituspaikan siirtyessä kauemmaksi rannikolta rakenteisiin
kohdistuvien kuormitusten tarkka arviointi on tullut yhä tärkeämmäksi.

Merirakenteiden kuormitukset aiheutuvat lähinnä tuulesta, virtauksista, aal-
lokosta sekä jäästä. Yleensä tuulen välitön vaikutus muihin kuormiin verrat-
tuna on vähäinen. Virtausten vaikutus voi joskus olla melkoinen, mutta ta-
vallisesti, mikäli jääkuormia ei esiinny, aallot aiheuttavat rakenteen suu-
rimmat kuormitukset.

Aalloissa vesi ei varsinaisesti siirry eteenpäin, vaan nestepartikkelit
kiertävät rataa tasapainoasemansa ympäri. Aallokossa olevaan kappaleeseen
kohdistuu nestepartikkelien kiertoliikkeestä aiheutuva voima, joka jaetaan
kahteen osaan, vastusvoimaksi ja hitausvoimaksi. Vastusvoiman suuruus riip-
puu nestepartikkelin liikenopeudesta ja hitausvoima on verrannollinen par-
tikkelin kiihtyvyyteen. Vastus- ja hitausvoimien keskinäinen suuruussuhde
muuttuu kappaleen koon, aallon koon ja veden syvyyden mukaan. Mikäli aalto
murtuu kappaletta vasten, esiintyy lisäksi impulssivoima.

2. AIRYN AALTOTEORIA

Meriaaltojen teoreettisen tarkastelun perustana on Airyn kehittämä lineaari-

nen aaltoteoria. Airyn teoriassa oletetaan nestepartikkelien kiertoliike kitkattomaksi. Tästä seuraa, että on olemassa ns. nopeuspotentiaali ϕ , jonka derivaattoina saadaan partikkelien kiertoliikkeen nopeuden komponentit v_x ja v_z , joista edelleen saadaan derivoimalla kiihtyvyyden komponentit a_x ja a_z

$$v_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad v_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (1)$$

$$a_x = \frac{dv_x}{dt} \quad a_z = \frac{dv_z}{dt} \quad (2)$$

Jos oletetaan, että aalto on matala ja symmetrinen ja kiertorata suljettu ellipsi, saadaan nopeuspotentiaalin ϕ lausekkeeksi Airyn mukaan

$$\phi = \frac{Hg}{2\omega} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(kx - \omega t) \quad (3)$$

jossa $k = 2\pi/L$ on ns. aaltoluku, $\omega = 2\pi/T$ on aallon taajuus, H , L , T ovat aallon korkeus, pituus ja jaksoaika, g on maan vetovoiman kiihtyvyys, h on veden syvyys, x ja z ovat koordinaatit vaaka- ja pystysuunnissa ja t on aika, kuva 1.

Airyn aallon muotoa kuvaa yhtälö

$$\eta = \frac{H}{2} \sin(kx - \omega t) \quad (4)$$

Käyttämällä hyväksi nopeuspotentiaalin lauseketta (3) voidaan Airyn aallon etenemisnopeudelle, c , johtaa lauseke

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh(2\pi \frac{h}{L})} \quad (5)$$

Yhtälön (3) perusteella voidaan laskea myös partikkelien kiertoradan akselit r_1 ja r_2 .

Käytännössä laskelmien helpottamiseksi aallot jaetaan kahteen pääryhmään, syvän veden pinta-aaltoihin, joilla veden syvyyden suhde aallon pituuteen on suuri, $h/L > 0,5$, sekä matalan veden pitkiin aaltoihin, joilla h/L on pieni, $h/L < 0,05$. Väliryhmä $0,5 > h/L > 0,05$ luetaan tarvittaessa matalan veden aaltojen ryhmään. Syvän veden aalloissa partikkelien kiertorata on ympyrä, jonka säde pienenee pohjaa kohti. Matalan veden aalloissa partikkelien radat ovat ellipsejä, joiden vaaka-akselit pysyvät syvyyssuunnassa vakioina, mutta pystyakselit pienenevät pohjaa kohti, kuva 2.

Eri aaltotyypeillä voidaan nopeuden ja kiihtyvyyden lausekkeissa esiintyvät

hyperboliset funktiot korvata likiarvoilla. Taulukossa 1 on esitetty syvän ja matalan veden aaltojen etenemisnopeus c sekä partikkelien nopeuden ja kiihtyvyyden maksimiarvot vaakasuunnassa; $v_{x\max}$ esiintyy aallon harjan tai pohjan kohdalla, $a_{x\max}$ esiintyy aallon keskikorkeudella. Lisäksi taulukossa on esitetty partikkelin kiertoradan akselit.

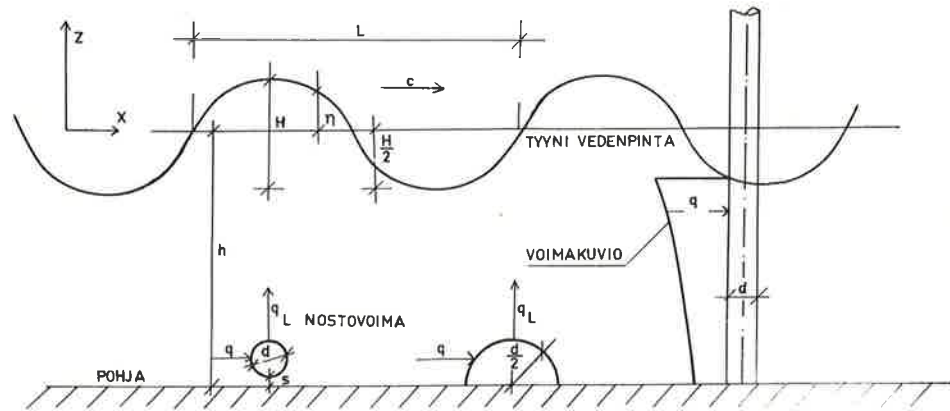
	$h/L > 0,5$	$h/L < 0,05$
c	$\sqrt{\frac{gL}{\pi^2}}$	\sqrt{gh}
$v_{x\max}$	$\frac{\pi Hc}{L} e^{kz}$	$\frac{Hc}{2h}$
$a_{x\max}$	$\frac{\pi gH}{L} e^{kz}$	$\frac{\pi gH}{L}$
r_1	$\frac{H}{2} e^{kz}$	$\frac{HL}{4\pi h}$
r_2	$\frac{H}{2} e^{kz}$	$\frac{H(H+z)}{2h}$

Taulukko 1. Aallon etenemisnopeus, nestepartikkelien nopeus ja kiihtyvyys sekä kiertoradan akselit syvän veden ja matalan veden aalloilla Airyn teorian mukaan.

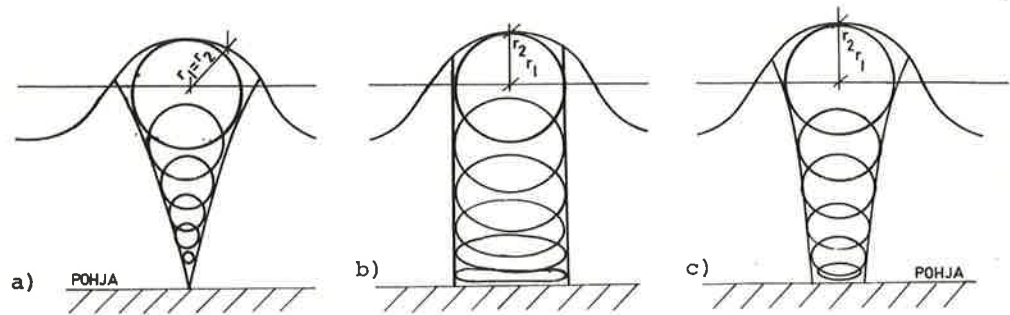
Airyn aaltoteorian on kokeellisesti todettu pätevän loiville aalloille, joilla aallon korkeuden suhde aallon pituuteen on pieni, $H/L < 0,01 \dots 0,02$. Teoria ei päde korkeille ja murtuville aalloille. Näille aalloille on kehitetty tarkempia epälineaaraisia aaltoteorioita, jotka kuitenkin ovat siksi monimutkaisia, että niiden käyttö teknisissä sovellutuksissa on vielä vähäistä. Stokesin kehittämiä kolmannen ja viidennen asteen epälineaaraisia aaltoteorioita on jonkin verran sovellettu laskettaessa aaltojen aiheuttamia kuormia suuriläpimittaisiin paaluihin ja vedenalaisiin säiliöihin. Stokesin teorian mukaan äärellisen aallon potentiaali ja eri ominaisuudet voidaan esittää pienten häiriöitten summana. Mitä useampi termi otetaan mukaan, sitä tarkempi tulos saadaan. Teorian asteluku määräytyy summana termien lukumäärän mukaan. Stokesin teoriassakin virtaus oletetaan kitkattomaksi, mutta partikkelien kiertoradat eivät ole suljettuja, vaan tapahtuu siirtymistä aallon etenemissuuntaan. Aalto ei myöskään ole symmetrinen, vaan harja on terävämpi kuin aallon pohja, kuva 3.

3. EPÄSÄÄNNÖLLINEN AALLOKKO

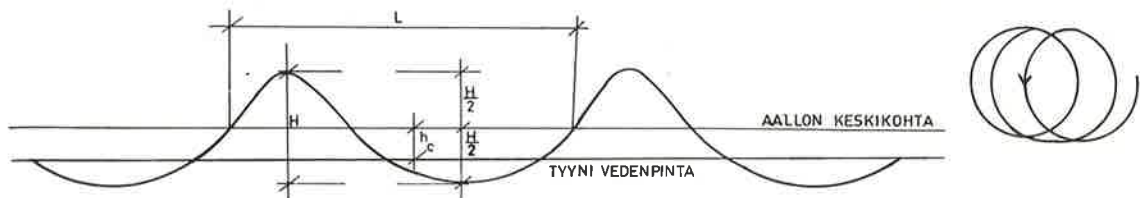
Tuulen synnyttämä aaltoilu on luonteeltaan täysin epäsäännöllistä, yksittäisten aaltojen korkeus, pituus ja jaksoaika vaihtelevat jatkuvasti. Teo-



Kuva 1. Airyn aalto ja aallokossa olevien sylinterimäisiä kappaleita.



Kuva 2. Nestepartikkelin kiertorata Airyn aaltoteorian mukaan. a) syvän veden aalto $h/L > 0,5$ b) matalan veden aalto $h/L < 0,05$ c) välialue $0,5 > h/L > 0,05$.



Kuva 3. Aallon muoto ja nestepartikkelin kiertorata Stokesin teorian mukaan.

reettisiä tarkasteluja helpottaa kuitenkin se, että epäsäännöllinen aallokko voidaan likimäärin kuvitella syntyneeksi äärettömän monen äärettömän matalan Airyn aallon summana, kun näiden elementtiaaltojen vaihe ja suunta vaihtelevat satunnaisesti. Kiinteässä pisteessä mitattu aaltoilevan vedenpinnan korkeus voidaan likimäärin olettaa lyhyenä aikavälinä normaalisesti jakautuneeksi, suhteellisen kapeakaistaiseksi, stationääriseksi satunnaisprosessiksi, mistä seuraa, että yksittäisten aaltojen huippujen korkeus noudattaa ns. Rayleighin jakautumaa.

Epäsäännöllisen aallokon ominaisuuksien ja vaikutuksen tutkimisessa on aallokon energiaspektri osoittautunut erittäin hyödylliseksi apuneuvoksi. Spektrin avulla saadaan selville, mille taajuusalueelle epäsäännöllisen aallokon energia on keskittynyt. Spektri voidaan esittää joko aaltoluvun $k = 2\pi/L$ tai aallon taajuuden $\omega = 2\pi/T$ funktiona. Spektri voi olla joko kaksidimensionaalinen, jolloin otetaan huomioon myös elementtiaaltojen suunta-
kulman satunnainen vaihtelu, tai yksidimensionaalinen, jolloin vain vaihe-
kulman vaihtelu huomioidaan. Toistaiseksi aaltotietojen vähäisyyden vuoksi tyydytään yleensä yksidimensionaaliseen spektriin $S_{\eta\eta}(\omega)$. Spektrifunktio määritellään yleensä sen ehdon perusteella, että tulon $S_{\eta\eta}(\omega_i)\Delta\omega$, jossa $S_{\eta\eta}(\omega_i)$ on spektrifunktion arvo taajuudella ω_i , on oltava verrannollinen epäsäännöllisessä aallokossa taajuusväliltä $\omega_i - \frac{\Delta\omega}{2} < \omega < \omega_i + \frac{\Delta\omega}{2}$ olevien yksittäisten aaltojen kokonaisenergian summaan yksikön suuruisella aallokon pinta-alalla. Spektrifunktiota hyväksikäyttäen epäsäännöllistä vedenpintaa voidaan likimäärin kuvata Airyn aaltojen summana.

$$\eta(t) = \sum_{i=1}^N \sqrt{2S_{\eta\eta}(\omega_i) \Delta\omega} \cos(\omega_i t + \epsilon_i) \quad (6)$$

jossa $\sqrt{2S_{\eta\eta}(\omega_i) \Delta\omega}$ on aallon amplitudi ja ϵ_i on satunnainen vaihekulma. Yhtälö (6) on tapana kirjoittaa integraalimuotoon

$$\eta(t) = \int_0^{\infty} \sqrt{2S_{\eta\eta}(\omega)} d\omega \cos(\omega t + \epsilon(\omega)) \quad (7)$$

Integroimalla spektrifunktio $S_{\eta\eta}(\omega)$ ω :n suhteen saadaan yksikön suuruisen aaltokentän kokonaisenergia.

Matemaattisesti funktio $S_{\eta\eta}(\omega)$ saadaan vedenkorkeuden autokorrelaatiofunktioista Fourierin muunnoksen avulla.

Epäsäännöllisen aallokon ns. merkitsevän aallon korkeus H_s saadaan jakamal-

la kaikki esiintyvät aallot kolmeen korkeusryhmään ja laskemalla korkeimman kolmasosan keskiarvo. Jos spektri on muodoltaan kapea, pätee likimäärin

$$H_s = 4 \sqrt{\int_0^{\infty} S_{\eta\eta}(\omega) d\omega} \quad (8)$$

Yhtälön (8) perusteella merkitsevän aallon korkuisen säännöllisen aallon energia on kaksinkertainen verrattuna vastaavan epäsäännöllisen aallokon kokonaisenergiaan.

Jos on käytettävissä aallokon vedenkorkeuden mittaustuloksia, spektri $S_{\eta\eta}(\omega)$ voidaan laskea valmiita tietokoneohjelmia käyttäen. Jos H_s tunnetaan, voidaan kokemusperäisiä kaavoja käyttäen valita vastaava matemaattinen spektrifunktio. H_s pystytään likimäärin määrittämään myös käyrästöistä tuulen nopeuden ja ulapan pituuden funktiona. Ihmissilmän havainnot aallokon suurimmista aalloista vastaavat melko tarkoin aallokon merkitsevän aallon korkeutta. Mikäli mittaustuloksia ei ole lainkaan käytettävissä, voidaan valita matemaattinen spektrifunktio, joita on johdettu aikaisempien mahdollisimman vastaavanlaisissa olosuhteissa suoritettujen mittausten pohjalta. Matemaattiset spektrit soveltuvat yleensä vain syvänveden aallokkoon. Rannikolla spektri muuttuu ja sen teoreettinen määrittäminen ilman paikalla suoritettuja mittauksia on varsin epävarmaa ja hankalaa. Toistaiseksi useimmat matemaattiset spektrit ovat yksidimensionaalisia, mutta mittaustulosten lisäantymässä kaksidimensionaaliset spektrit yleistynevät, sillä mm. laivoihin ja kelluviin kappaleisiin kohdistuvien aaltokuormien arvioinnissa tarvitaan kaksidimensionaalisia spektrejä.

Suomen rannikolla tarkemmat aaltomittaukset ja spektrien laskeminen on vasta aloitettu ja tuloksia on vain vähän käytettävissä. Ruotsin rannikolla on suoritettu runsaammin mittauksia ja niitä voidaan soveltaa Suomen oloihin. Rakenteiden kuormitusnormien maininta, että Suomen rannikolla 5 m korkuiset aallot ovat harvinaisia ja 2 m aallot tavallisia, vastaa hyvin mittaustuloksia.

4. AALTOKUORMIEN LASKEMINEN MORISONIN YHTÄLÖLLÄ

Aaltojen aiheuttamia vastus- ja hitausvoimia tutkittaessa voidaan sylinterimäisen kappaleen läpimitan d ja aallon pituuden L suhteen perusteella erottaa kolme toisistaan poikkeavaa aluetta. Kappaleen ollessa suuri aallon pituuteen verrattuna, $d/L > 1$, aalto heijastuu täydellisesti kappaleen pinnasta, mikäli vesisyvyys on riittävä, niin ettei aalto murru. Jos kappale on pieni aallon pituuteen verrattuna, $d/L < 0,1 \dots 0,2$, kappale ei lainkaan vai-

kuta aaltoliikkeeseen ja aaltokuormat voidaan laskea ns. Morisonin yhtälöllä. Välialueella $0,2 < d/L < 1$ aallot osittain heijastuvat kappaleesta ja kuormitukset lasketaan ns. diffraktioteoriaa soveltaen, jolloin vastusvoimia ei yleensä huomioida. Kuvassa 4 on kaavamaisesti esitetty eri teorioitten soveltuvuusalueet.

Morisonin mukaan ohuisiin kappaleisiin, $d < 0,2L$, kohdistuva aaltovoima voidaan esittää vastusvoiman ja hitausvoiman summana. Pyöreään paaluun tai putkeen kohdistuva kuormitus saadaan Morisonin mukaan yhtälöstä

$$q_x = \frac{1}{2} C_D \rho d v_x |v_x| + C_M \rho \frac{\pi d^2}{4} a_x \quad (9)$$

jossa q_x on paalun pituusmetriä kohden syvyydessä z hetkellä t x -suunnassa vaikuttava kokonaisvoima, C_D on vastuskerroin, C_M on hitausvoimakerroin, ρ on nesteen tiheys, v_x ja a_x ovat nestepartikkelin nopeus ja kiihtyvyys x -suunnassa hetkellä t syvyydessä z .

Morisonin yhtälöä on sovellettu yleisesti suunnittelussa muihinkin kuin ympyränmuotoisiin ohuisiin kappaleisiin. Kertoimia C_D ja C_M on tutkittu paljon. Kertoimien kokeellisesti saadut arvot vaihtelevat kuitenkin huomattavasti ja on esitetty epäilyksiä, että Morisonin yhtälön perusoletukset ovat virheelliset. Kertoimet C_D ja C_M , joiden pitäisi Morisonin mukaan olla toisistaan riippumattomat, saattavat olla joko toisistaan tai samasta muuttujasta riippuvat, mikä selittäisi kokeellisten arvojen suuren hajonnan. Pyöreälle pilarille $C_M \approx 2$. C_D muuttuu voimakkaasti Reynoldsin luvun, $Re = \frac{vd}{\nu}$ mukaan, jossa ν on veden kinemaattinen viskositeetti, kuva 5. Suunnittelussa käytetään arvoja $C_D = 0,5 \dots 1,5 / 20/$.

Määritettäessä kokeellisesti C_D :tä mitataan kappaleeseen kohdistuvat voimat ja aallon koko. Aallon koon perusteella lasketaan partikkelien kiertoliikkeen teoreettinen nopeus v kappaleen uppouman painopisteessä olettaen, ettei kappale vaikuta lainkaan aaltoon. Laskelmissa käytetään yleensä Airyn yksinkertaista aaltoteoriaa. C_D määritetään mitatun voiman ja lasketun nopeuden perusteella. C_D :n määristystä vaikeuttaa se, että laboratorio-olosuhteissa Re -luku jää tavallisesti alle kriittisen 10^5 , kun sensijaan luonnossa Re -luku on yleensä suurempi kuin 10^6 , minkä vuoksi virtaustila kappaleen ympärillä on oleellisesti erilainen laboratorioissa ja luonnossa.

Kitkavoiman ja hitausvoiman keskinäinen suuruussuhde muuttuu ns. Keulegan-Carpenterin luvun N_{KC} mukaan /12/.

$$N_{KC} = \frac{v_{\max} L}{cd} \quad (10)$$

jossa v_{\max} on nestepartikkelin maksiminopeus, L ja c ovat aallon pituus ja etenemisnopeus. Jos $N_{KC} < 5\pi$, hitausvoima on suurempi kuin vastusvoima, jos $N_{KC} > 5\pi$, vastusvoima on suurempi kuin hitausvoima. Hitau- ja vastusvoiman suurimmat arvot esiintyvät aallon eri vaiheissa. Vastusvoimalla on maksimi-arvo ja hitausvoima on nolla, kun aallon harja tai pohja sivuuttaa kappaleen. Aallon keskikohdan sivuuttaessa kappaleen hitausvoimalla on maksimi-arvo ja vastusvoima on nolla.

Yleensä Morisonin kaavaa käytettäessä nopeus ja kiihtyvyys lasketaan Airyn teorian avulla, vaikka aalto on korkea. Jonkun verran on sovellettu myös epälineaarisia aaltoteorioita. Saadut kuormitusarvot vaihtelevat melkoisesti laskelmissa käytetyn aaltoteorian mukaan /8/.

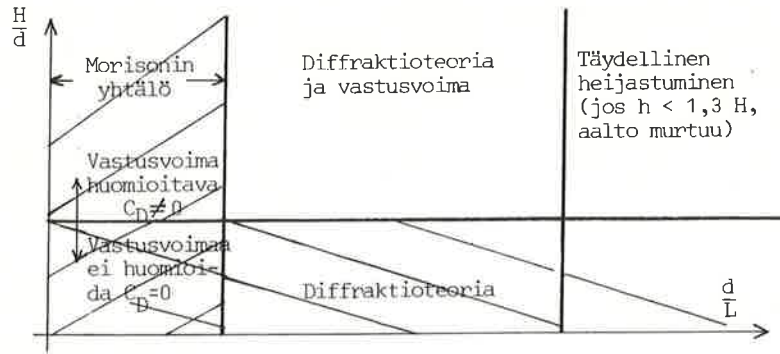
Pystysuoraan ohueen paaluun kohdistuva kokonaiskuorma saadaan integroimalla paalun pituusyksiköllä tuleva kuorma yli paalun kokonaispituuden. Tavallisesti laskelmissa kertoimet C_D ja C_M oletetaan vakioiksi syvyyden suhteen, vaikka näin ei tarkasti ottaen olekaan laita. Integrointirajaksi pinnassa otetaan laskujen helpottamiseksi tyynen veden pinta eikä aaltoilevaa veden pintaa. Jos aallot ovat selvästi syvän tai matalan veden aaltoja, käytetään hyperbolisten funktioiden likiarvoja, mikä helpottaa suuresti laskutyötä.

Paaluryhmissä paalun asema vaikuttaa jonkin verran siihen kohdistuvaan kuormitukseen. Jos kolme paalua on vierekkäin aallon harjan suuntaisesti ja niiden vapaa väli on suurempi kuin $1,5d$, kuormituksen voi otaksua samaksi kaikille paaluille. Jos vapaa väli on pienempi, keskimmäiseen paaluun kohdistuu suurempi kuorma kuin laitimmaisiin paaluihin. Esimerkiksi jos vapaa väli on $0,5d$, keskimmäistä paalua kuormittava momentti pohjassa on noin 2,4-kertainen verrattuna ulompiin paaluihin kohdistuvaan momenttiin. Jos paalut sijaitsevat peräkkäin aaltojen etenemissuunnassa, keskimmäiseen paaluun kohdistuva kuorma saattaa edellisen paalun vanaveden vaikutuksesta olla pienempi kuin laitimmaisten paalujen kuormitus /17/.

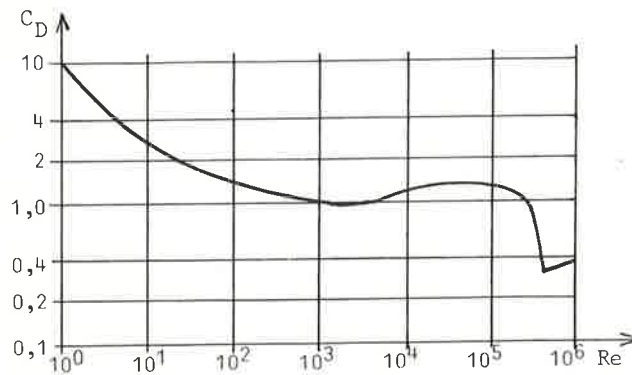
Nestepartikkelien liikkeestä johtuen vaikuttaa epäsymmetriseen kappaleeseen nopeutta vastaan kohtisuorassa suunnassa nostovoima q_L

$$q_L = \frac{1}{2} C_L \rho d v |v| \quad (11)$$

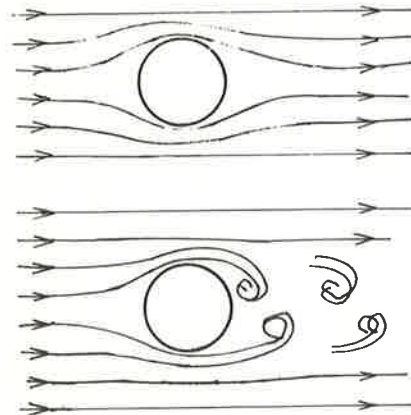
jossa C_L on nostovoimakerroin. Nostovoima vaikuttaa esim. pohjassa lepävään putkeen, kuva 1. Nostovoimakerroin C_L vaihtelee suuresti putken ja pohjan välisen etäisyyden mukaan. Pohjassa olevalle karkealle putkelle $C_L \approx 0,5$. Jos putken etäisyys pohjasta on suurempi kuin $0,1d$, $s > 0,1d$, nostovoimaa ei synny symmetriseen putkeen ja $C_L = 0$, /1/, /21/.



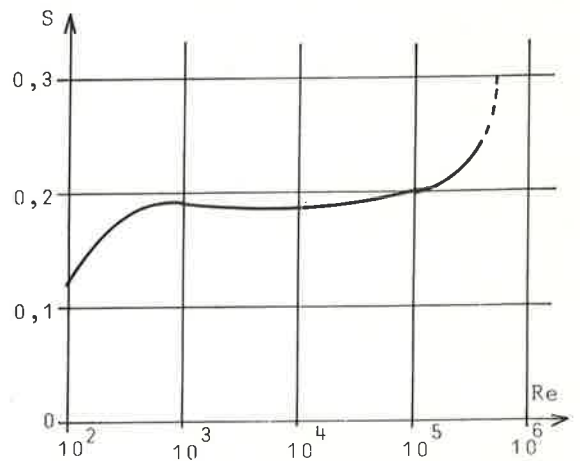
Kuva 4. Kuormitusteorioiden soveltuvuusalueet kaavamaisesti /12/.



Kuva 5. Vastuskerroin C_D pyöreälle pilarille.



Kuva 6. Virtaus ympyräsylinterin ohitse a) kitkätön neste b) kitkallinen neste.



Kuva 7. Strouhalin-luvun ja Reynoldin luvun keskinäinen riippuvuus ympyräsylinterillä.

5. VÄRÄHTELY JA KUORMITUSSPEKTRI

Syvässä vedessä paalujen ja tukijalkojen värähtely saattaa rakenteen kestävyuden kannalta olla vaarallista. Nestepartikkelien edestakaisen liikkeen vuoksi vastus- ja hitausvoiman suunta vaihtelee jatkuvasti. Rakenteen ominaistajuus ei saa osua samalle alueelle kuin aaltokuorman taajuus. Toinen värähtelyä synnyttävä tekijä on virtauksen vanaveden vuorottainen irtoaminen paalusta, kuva 6. Säännöllisen painevaihtelun vaikutuksesta kappale voi alkaa värähdellä virtaukseen nähden poikittaisessa suunnassa ja mikäli tämän värähtelyn taajuus ja kappaleen ominaistajuus ovat samalla alueella, syntyy vaarallinen resonanssi. Poikittaisen värähtelyn taajuus f saadaan yhtälöstä

$$f = \frac{Sv}{d} \quad (12)$$

jossa S on ns. Strouhalin luku. Alikriittisellä alueella, $Re < 10^5$, Strouhalin-luvun kriittinen arvo ympyräsylinterille on $S = 0,2$, kuva 7. Jos $Re > 10^6$, pyörreerata ei esiinny säännöllisenä, eikä tarkkaa kriittistä Strouhalin-lukua voida määrittää. Teräväreunaisilla kappaleilla S -luku on Reynoldsin-luvusta riippumaton.

Epäsäännöllisen aallokon vaikutusta tutkittaessa voidaan aallokko usein likimäärin korvata säännöllisellä aallolla, jonka korkeus on joko sama kuin aallokon merkitsevän aallon korkeus tai esiintymistiheyden perusteella erityisesti valitun suunnitteluaallon korkeus. Syvässä vedessä hoikkaan kappaleeseen kohdistuvan kuormituksen jaksottaisuudella on kuitenkin siksi suuri merkitys, että vain todellista kuormitusspektriä S_{qq} käyttäen saadaan oikea kuva kuormituksesta, kuva 8. Jos aallon korkeus ei ole kovin suuri kappaleen läpimittaan verrattuna, $H < 5d$, syvässä vedessä vastusvoiman vaikutus voidaan hitausvoiman rinnalla jättää huomioimatta. Tällöin Airyn ja Morisonin teorioihin perustuva kuormitusspektri on aallokon energiaspektrin yksinkertainen lineaarinen muunnos /16/. Matalassa vedessä vedenkorkeuden ja kuormituksen riippuvuus on epälineaarinen, mutta rakenteet ovat yleensä siksi jäykkiä, että kuormitukset voidaan olettaa staattisiksi. Kuormitusspektrille S_{qq} on johdettu käyttökelpoinen likiarvo myös siihen tapaukseen, että sekä vastus- että hitausvoima on otettava huomioon /2/.

6. DIFFRAKTIOTEORIA

Jos aallokossa olevan pystyn sylinterin läpimitta on suurempi kuin noin viidesosa aallon pituudesta, aalto ei enää häiriintymättä sivuuta kappaletta, vaan osittain heijastuu siitä. Samoin pohjassa matalassa vedessä oleva suuri kappale heijastaa aaltoja. Morisonin teoria ei tällöin enää ole riittävä,

vaan on käytettävä diffraktioteoriaa, jota on viime vuosina kehitetty suuriläpimittaisten paalujen ja suurten vedenalaisten säiliöiden aaltokuormitusten arviointiin. Diffraktioteoria on matemaattisesti hankala ja sen soveltaminen käytäntöön vaatii yleensä tietokoneiden hyväksikäyttöä.

Diffraktioteoriassa aaltoliike oletetaan kitkattomaksi potentiaalivirtaukseksi, jonka kokonaispotentiaali ϕ muodostuu kahdesta osapotentiaalista, $\phi = \phi_a + \phi_h$. ϕ_a on alkuperäisen aaltoliikkeen tunnettu potentiaali, joka lasketaan Airyn aaltoteorialla. ϕ_h on kappaleen pinnasta heijastuneen häiriöaaltoliikkeen potentiaali, joka täytyy erikseen ratkaista /10/, /11/.

Diffraktioteoriaa on sovellettu likimääräisesti joihinkin erikoistapauksiin. Garrison ja Rao /12/ ovat tutkineet pohjassa olevaa puolipalloa, säde = $d/2$, ja saaneet Airyn aaltoteoriaa käyttäen yksinkertaiset kuormien lausekkeet tapaukselle, kun $h/d > 1$ ja $\pi d/L < 4$, lisäksi H/d on oletettu niin pieneksi, ettei kitkavoimaa tarvitse huomioida.

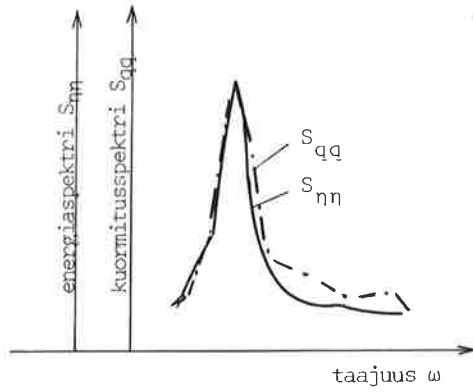
Suuriläpimittaiseen pystyyn sylinteriin kohdistuvia voimia ovat tutkineet mm. MacCamy ja Fuchs sekä koneellisesti Charakbarti ja Tam /7/. Jos pelkästään hitausvoima otetaan huomioon, sylinteriin kohdistuva kuorma voidaan laskea analyyttisellä lausekkeella, joka pätee kokeitten mukaan ainakin alueella $H/h \leq 0,25$ ja $kd \leq 6$. Horisontaalivoima on

$$q_x = \frac{4\rho}{k^2} \frac{1}{\left[J_1^2\left(\frac{kd}{2}\right) + Y_1^2\left(\frac{kd}{2}\right) \right]^{1/2}} a_x \quad (13)$$

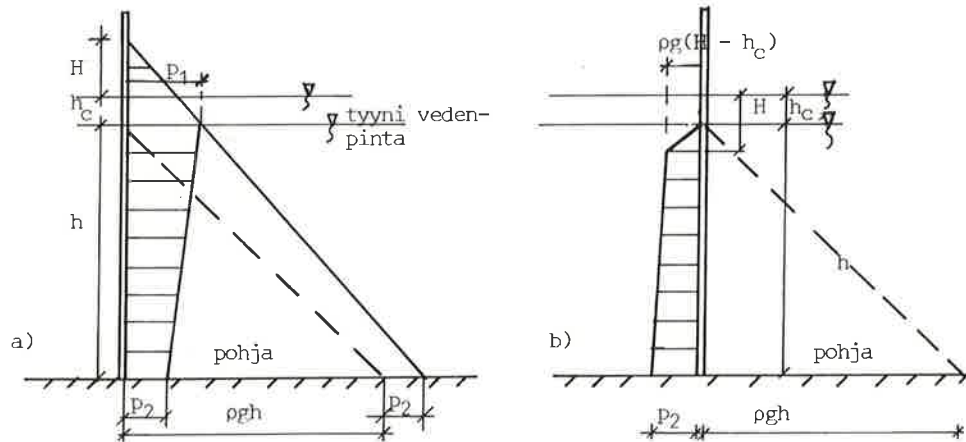
jossa q_x on pituusyksiköllä tuleva kokonaishorisontaalikuorma hetkellä t syvyydessä z . J_1' on ensimmäisen lajin ensimmäisen kertaluvun Besselin funktion derivaatta ja Y_1' on toisen lajin ensimmäisen kertaluvun Besselin funktion derivaatta.

7. TÄYDELLINEN HEIJASTUMINEN

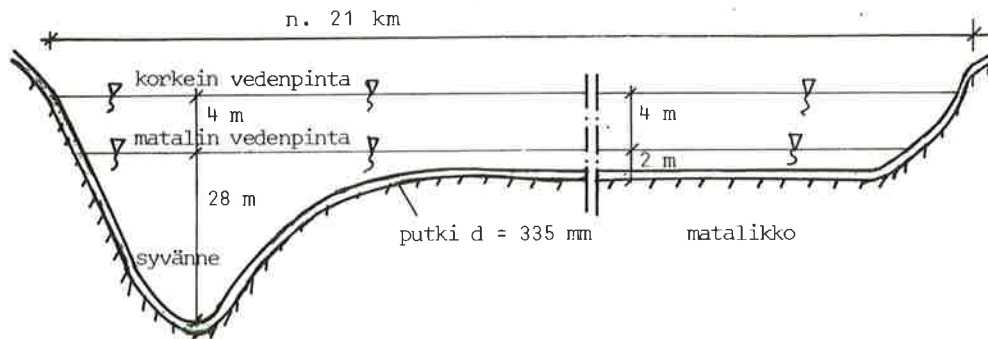
Jos pystyssä olevan paalun tai sylinterin läpimitta on hyvin suuri, $d/L > 1$, ja veden syvyys on riittävä $h/H > 1,3$, aalto heijastuu murtumatta kappaleen pinnasta. Täydellisesti heijastuvan aallon kappaleeseen aiheuttaman paineen laskemiseksi on kehitetty sekä kokeellisia että teoreettisia kaavoja, esim. Antonellin, Airy-Laplacen ja Sainfloun kaavat. Yleensä Sainfloun kaavaa pidetään luotettavimpana /17/, kuva 9. Sainfloun mukaan seinään kohdistuva paine saadaan kuvan 9 mukaisen painekuvion avulla, jossa



Kuva 8. Epäsäännöllisen aallokon energia- ja kuormitussekttri kaavamaisesti.



Kuva 9. Pystysuorasta seinästä heijastuvan aallon seinään aiheuttama paine Sainfloun mukaan, a) aallon harja, b) aallon pohja.



Kuva 10. Kaaviokuva pohjan muodosta vesijohtoputken upotuspaikalla.

$$\begin{aligned}
 p_1 &= (\rho gh + p_2) \frac{H + h_c}{H + h + h_c} \\
 p_2 &= \frac{\rho g H}{\cosh \frac{2\pi H}{L}} \\
 h_c &= \frac{\pi H^2}{L} \coth \frac{2\pi h}{L}
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

jossa p_1 on maksimipaine, p_2 on paine seinän alaosassa ja h_c on seinistä heijastuvien aaltojen symmetriatason etäisyys tyynestä vedenpinnasta, H on saapuvan aallon korkeus.

8. LASKUESIMERKKI: POHJASSA OLEVAAN PUTKEEN KOHDISTUVA KUORMITUS

Esimerkkinä aaltovoimien laskemisesta olkoon kirjoittajan tekemä arvio aaltokuormista merenpohjassa olevaan vesijohtoputkeen. Putken rakennuspaikka sijaitsee Kuwaitissa; putken sijaintipaikan pohjan muoto ja vuoroveden korkeusvaihtelut oli annettu, mutta tiedot virtauksista olivat puutteelliset ja tiedot aaltojen korkeuksista puuttuivat täysin, kuva 10.

Putken upotuspaikka jakautuu kahteen selvästi erottuvaan alueeseen, syvänteeseen ja laajaan matalikkoon. Vertaamalla ympäröivää merialuetta mm. Suomenlahteen arvioitiin aaltojen korkeudeksi aavalla merellä noin 4 m. Matalassa vedessä aalto murtuu, jos $h < 1,3H$. Matalikolla esiintyy näin ollen korkeintaan 1,6 m aaltoja vedensyvyyden ollessa 2 m, ja 4 m aaltoja vasta kun vedensyvyys on yli 5 m. Ottamalla huomioon, että meriaaltojen jyrkkyys H/L on noin $1/20$, saadaan aaltojen tyyppi eri tilanteissa; esimerkiksi vaarallisimmaksi osoittautuneella aallolla, jolla korkeus on 4 m, pituus on noin 80 m ja vedensyvyys on 5 m, suhde h/L saa arvon 0,06, joten tämä aalto on ns. pitkäaalto eli matalanvedenaalto.

Pohjaan asetettavan vesijohtoputken halkaisija oli $d = 335$ mm. Jos suurimpien aaltojen pituudeksi arvioidaan varovasti $L = 50$ m, saadaan suhteen d/L arvoksi $d/L \approx 0,007 \ll 0,02$, joten Morisonin yhtälöä voidaan käyttää. Laske-malla Keulegan-Carpenterin luvun pienin arvo matalassa vedessä saadaan $N_{KC} \approx 40 > 15$, joten vastusvoima on selvästi suurempi kuin hitausvoima ja kuormitus voidaan arvioida yhtälöllä

$$q_x = \frac{1}{2} C_D \rho d v_x^2 \tag{15}$$

Käyttämällä taulukon (1) kaavoja laskettiin esimerkkitapauksessa $v_{x\max}$ eri

vedensyvyyksillä esiintyville suurimmille aalloille. Tuloksia tarkistettiin Quinnin esittämien kertoimien avulla /17/. Saadun $v_{x\max}$ -arvon perusteella laskettiin Re -luku ja kuviosta (5) saatiin C_D . Matalikon suurilla aalloilla $C_D = 0,5$. Kun v ja C_D tunnettiin, saatiin kuormitus kaavasta (15). Koska aaltojen korkeuden, aaltojen tyyppin ja partikkelin nopeuden laskemisessa tehtiin likimääräistyksiä, laskelmia suoritettiin vertailun vuoksi eri lähtöoletuksin ja menetelmin. Saatujen tulosten eroavuuksien perusteella pyrittiin arvioimaan likiarvojen tarkkuutta. Laskelmien mukaan aalto, jonka korkeus on 4 m, aiheuttaa 5 m vesisyvyudessa suurimman kuorman putkeen, $q = 700 \text{ N/m}$. Kun putki on pohjassa, vaikuttaa siihen lisäksi saman suuruinen nostovoima ylöspäin, $q_L = 700 \text{ N/m}$. Virtauksen vaikutus kuormitukseen saattaa olla suuri. Hogben mukaan /12/ virran nopeus on lisättävä kaavassa (15) nestepartikkelin nopeuteen v_x . Tällöin 1 m/s virta, jollaisia nopeuksia oli mitattu putken upotuspaikalla, nostaa kuormituksen arvoon $q = 1400 \text{ N/m}$. Lähtötietojen puutteellisuuden vuoksi tyydyttiin edellä esitettyyn likimääräiseen laskutapaan.

LOPPUSANAT

Kiitän tekn.lis. Tuomo Karppista ja apul.prof. Erkki Pennalaa ystävällisistä neuvoista, jotka ovat auttaneet minua tämän artikkelin kirjoittamisessa.

KÄYTETTYJÄ MERKINTÖJÄ:

- a = nestepartikkelin kiihtyvyys
- c = aallon etenemisnopeus
- C_D C_M C_L = vastus-, hitaus- ja nostovoimakerroin
- d = kappaleen halkaisija
- g = maan vetovoiman kiihtyvyys
- H = aallon korkeus
- h = veden syvyys
- k = $2\pi/L$
- L = aallon pituus
- q = aallon aiheuttama kuormitus pituusyksikköä kohti
- r_1, r_2 = kiertoellipsin akselit
- $S_{\eta\eta}$ = aallokon energiaspektri
- t = aika
- T = aallon jaksoaika
- v = nestepartikkelin nopeus
- x, z = koordinaatit vaaka- ja pystysuunnassa
- ϵ = aallon satunnainen vaihekulma
- ϕ = nopeuspotentiaali

η = veden pinnan koordinaatit
 ω = $2/T$
 ρ = nesteen tiheys

KIRJALLISUUTTA

ASCE = American Society of Civil Engineers

HY = Journal of Hydraulics Division

WW = Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering
(ennen Waterways and Harbors) Division

- [1] Beckmann, H. & Thibodeaux, M.H., Wave force coefficients for offshore pipelines. ASCE, Vol. 88, No. WW2, Proc. Paper 3141, May 1962, s. 125...138.
- [2] Borgman, L.L., Spectral analysis of ocean wave forces on piling. ASCE, Vol. 93, No. WW2, Proc. Paper 5247, May 1967, s. 129...156.
- [3] Chakrabarti, S.K., Nonlinear wave forces on vertical cylinder. ASCE, Vol. 98, No. HY11, Proc. Paper 9333, Nov. 1972, s. 1895...1909.
- [4] Chakrabarti, S.K., Wave forces on pile including diffraction and viscous effects. ASCE, Vol. 99, No. HY8, Proc. Paper 9935, Aug. 1973, s. 1219...1233.
- [5] Chakrabarti, S.K., Wave forces on submerged objects of symmetry. ASCE, Vol. 99, No. WW2, Proc. Paper 9698, May 1973, s. 147...164.
- [6] Chakrabarti, S.K. & Naftzger, R.A., Nonlinear wave forces on halfcylinder and hemisphere. ASCE, Vol. 100, No. WW3, Proc. Paper 10710, Aug. 1974, s. 189...204.
- [7] Chakrabarti, S.K., & Tam, W.A., Interaction of waves with large vertical cylinder. Journal of Ship Research. Vol. 19, No. 1, March 1975, s. 23...33.
- [8] Dean, R.G., Relative validities of water wave theories. ASCE, Vol. 96 No. WW1, Proc. Paper 7092, Feb. 1970, s. 105...119.
- [9] Dynamic Waves in Civil Engineering. Toim. Howells, D.A. & Haigh, I.P. & Taylor, C. Lontoo, Wiley Interscience, 1971. 575 s.
- [10] Garrison, C.J. & Chow, P.Y., Wave forces on submerged bodies. ASCE, Vol. 98, No. WW3, Proc. Paper 9098, Aug. 1972, s. 375...392.
- [11] Garrison, C.J. & Rao, S., Interaction of waves with submerged objects. ASCE, Vol. 97, No. WW2, Proc. Paper 8111, May 1971, s. 259...277.
- [12] Hogben, N., Fluid loading of offshore structures, a state of art appraisal: Wave loads. Maritime Technology Monograph. No. 1. The Royal Institution of Naval Architects. 1974. 42 s.
- [13] McCormic, M.E., Ocean Engineering Wave Mechanics, New York, John Wiley & Sons, 1973. 179 s.
- [14] Milgram, J.H. & Halkyard, J.E., Wave forces on large objects in the sea. Journal of Ship Research. Vol. 15, No. 2, June 1971, s. 115...124.
- [15] Nath, J.H. & Harleman, D.R.F., Dynamics of fixed towers in deep-water random waves. ASCE, Vol. 95, No. WW4, Proc. Paper 6924, Nov. 1969, s. 539...556.
- [16] Nath, J.H. & Harleman, D.R.F., Response of vertical cylinder to random waves. ASCE, Vol. 96, No. WW2, Proc. Paper 7285, May 1970, s. 373...386.
- [17] Quinn, A.D., Design and Construction of Ports and Marine Structures, New York, McGraw-Hill, 1961.

- [18] Press, H. & Schröder, R., Hydromechanik im Wasserbau. Berliini, Wilhelm Ernst & Sohn, 1966, s. 413...448.
- [19] Symposium on Offshore Hydrodynamics. Toim. Oosterveld M.W.C. Netherlands Ship Model Basin. Publication No. 375. Wageningen, 1971.
- [20] Wiegel, R.L., Ocean wave spectra, eddies and structural response. Flow-induced Structural Vibrations. Toim. Naudascher E. IUTAM-IAHR Symposium Karlsruhe 1972, s. 531...586.
- [21] Yamamoto, T. & Nath, J.H. & Slotta, L.S., Wave forces on cylinders near plane boundary. ASCE, Vol. 100, No. WW4, Proc. Paper 10944, Nov. 1974, s. 345...359.

Laila Hosia, tekn.lis., Oulun yliopisto, Oulu