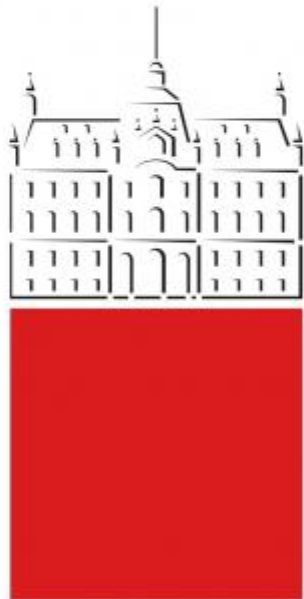


# Univerza v Ljubljani



## Fizika Cunamijev

Avtor: Gašper Šenk

Mentor: prof. dr. Rudolf Podgornik

Ljubljana, april 2012

## Kazalo

1	Povzetek .....	2
2	Uvod .....	2
3	Oceanski val.....	3
3.1	Linearna teorija .....	4
3.2	Nelinearni prispevek.....	5
4	Cunami.....	5
4.1	Nastanek cunamija .....	6
5	Osnovni matematični model [8].....	8
5.1	Stranski linearni problem .....	8
5.2	Izvor dolgih valov.....	10
5.3	Rezultati.....	11
6	Zaključek.....	11
7.	Viri .....	12

## 1 Povzetek

V seminarju sem želel predstaviti delovanje cunamija ter pogoje za njegov nastanek. Preden se osredotočimo na cunami je primerno prikazati ozadje gravitacijskega valovanja v morju, na temeljih katerega lahko osnujemo fiziko cunamija. Zapleten proces valovanja, v katerega lahko vključimo veliko pojavov in popravkov sem želel predstaviti na razumljiv način, brez zahtevanja poglobljenega znanja s strani bralca. Za konec sem povzel matematične osnove nelinearnega modeliranja cunamija po dveh znanstvenikih Moskvske univerze, M.A. Nosov in S.N Skachko.

## 2 Uvod

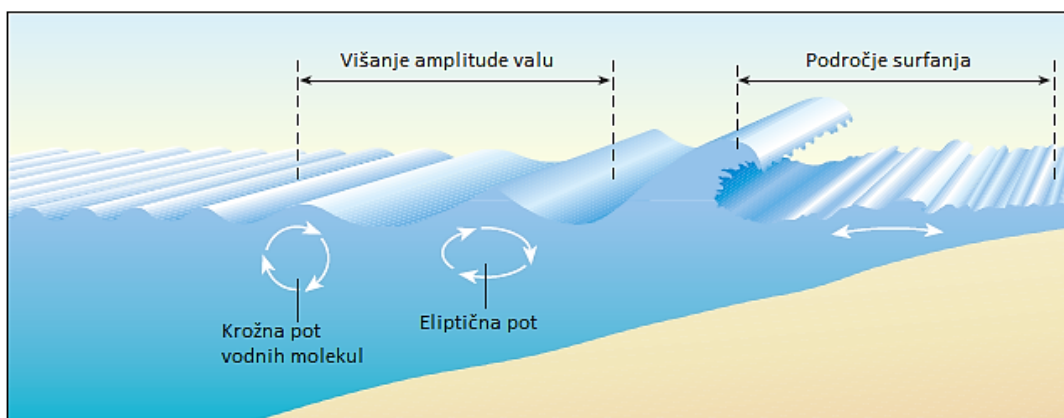
Cunami je naraven pojav, katerega ime izhaja z Japonske besede za pristaniški val. Zemlja se vsakodnevno spreminja, en od številnih procesov so tektonski premiki. Izredno aktivne prelomnice se nahajajo na obrobju Tihega in Indijskega oceana, te so zaslužne za največ potresov pod oceanskim dnom, ki so najpogostejši vzrok za nastanek uničujočega cunamija. Cunami povzročen na tem področju lahko ogrozi veliko število ljudi ki živijo na obalah zahodne Amerike, Japonske, Indonezije, Indije in drugih bližnjih ozemljih. Ljudi želimo zaščititi predvsem s hitrim obveščanjem ob možnosti nastanka cunamija, s katerim omogočimo umik prebivalstva na varno preden jih val lahko doseže.

### 3 Oceanski val

Običajno nastanejo zaradi trenja med površino vode(ocean) in premikajočim se zrakom(veter). Ta turbolenca ustvari valove imenovane **kapilarni valovi**, njihova dinamika je podvržena učinkom površinske napetosti. Ta z gravitacijo potegne vrhove valov nazaj v ravnovesje in s tem povzroči nihanje.

Ko postane valovna dolžina valovanja daljša od 2 cm, naš pojav postane **gravitacijsko valovanje**, točka prehoda se nahaja na mestu kjer so učinki gravitacijske sile močnejši od površinske napetosti. Ko veter in pridruževanje drugih valov večata energijo valu, se valovna dolžina, perioda in hitrost višajo, kar omogoča premagovanje velikih razdalj. Nastali valovi lahko potujejo hitreje, kot veter, ki jih je ustvaril.

V globokih vodah, torej ko je valovna dolžina veliko krajša od globine vode, lahko gibanje molekul opišemo z **krožnim gibanjem**. V plitkih vodah, oziroma ko je  $1/2$  valovne dolžine valovanja več od globine vode je to **gibanje eliptično**, razmerje med horizontalnim in vertikalnim gibanjem je proporcionalno razmerju med valovno dolžino in globino vode. Blizu obale se voda **giblje naprej** in molekule potujejo skupaj z valom. Prehod med krožnim in eliptičnim gibanjem si razlagamo z ekponentnim krajšanjem radija po katerem se giblje molekula vode in vplivom morskega dna na višje plasti vode, če je to gibanje pri tleh dovolj veliko. Globina do katere pridejo učinki valu so okoli pol valovne dolžine pod to mejo gibanja ne moremo pripisati površinskemu valu [1].



Slika 1: Tirnice gibanja molekul pri različnih globinah

V oceanu je gibanje seveda bolj kompleksno, svoje dodajo plimovanje, prečni vetrovi, oblika obale in valovi z vseh strani, kar vpliva na višino, hitrost in smer valu. Zaradi velike dolžine ki jo mora val prepotovati na odprtem oceanu se lahko manjši valovi združijo in osnujejo val z daljšo valovno dolžino, ki bo višji od dosegu obale.

Ker oceanski valovi vsebujejo veliko različnih period, višin in smeri, lahko občasno veliko teh komponent pride skupaj v fazo in ustvari »freak wave«, katerega višina je nekajkrat višja od ostalih valov v okolici.

Linearna teorija nam pove da tak val obstaja le kratek čas, ko je vse v fazi. Vendar v velikih valovih dominirajo nelinearni učinki in ti omogočajo skoraj nespremenjeno potovanje valu.

### 3.1 Linearna teorija

Naša teorija upošteva predpostavke

- Tekočina ima konstantno globino je nestisljiva in homogena  $\rightarrow$  gostota  $\rho = \text{konst}$
- Tok je nevskozen, nevrtničen
- Zanimarimo površinsko napetost, Coriolisovo silo
- Valovi so ravni, amplituda je majhna, tlak na gladini je konstanten in enak po celi površini

Predpostavka o nevrtničnem toku nam omogoči uporabo skalarnega potenciala hitrosti  $\Phi$ . Gradient te funkcije nam poda vektor hitrosti v vsaki točki. Hitrost v smereh  $x$  in  $z$  dobimo

$$v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad v_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

Zaradi kontinuitetne enačbe  $\nabla \cdot (\rho v) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$ , ki se zaradi nestisljivosti tekočine poenostavi v  $\nabla \cdot v = 0$  mora potencial zadostiti Laplacevi enačbi

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0$$

Za rešitev enačbe potrebujemo robne pogoje, prvi od teh je konstantna globina vode  $H$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \text{ pri } z = H$$

Na gladini je, za majhne valove navpično, premik toka enak hitrosti v smeri  $z$ , kar nam poda drugi robni pogoj

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \text{ pri } z = \eta(x, t) \quad (1)$$

Ker dviga gladine ne poznamo, nam konstanten tlak na gladini pogojuje dinamični robni pogoj

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0 \text{ pri } z = \eta(x, t) \quad (2)$$

Obliko valu nam podaja spodnja enačba,  $\lambda$  predstavlja valovno dolžino, torej razdaljo med sosednima hrbtoma,  $k$  je valovni vektor  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\omega$  pa krožna frekvenca  $\omega = kc$ , kjer je  $c$  hitrost valovanja

$$\eta = a \cos(kx - \omega t)$$

Z upoštevanjem vseh pogojev dobimo enačbo za hitrostni potencial

$$\Phi(x, z, t) = \frac{gh}{2\omega} \frac{\cosh[k(z + H)]}{\cosh(kh)} \sin(kx - \omega t) \quad (3)$$

Kjer  $h$  predstavlja višino valu, z odvajanjem  $\Phi$  definiramo še hitrost valovanja  $z$  smeri

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = v_z = \frac{gh}{2c} \frac{\sinh[k(z + H)]}{\cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (4)$$

Ko vstavimo enačbo za potencial hitrosti (3) v dinamični robni pogoj (2).  $\eta$  vstavimo v (1) in primerjamo s (4), dobimo povezavo med hitrost valovanja  $c$  in globino vode  $H$

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi H}{\lambda}\right)}$$

$$c = \sqrt{g/k} \quad \text{globoka voda} \quad H > 0.4\lambda$$

$$c = \sqrt{gH} \quad \text{plitka voda} \quad H < 0.04\lambda$$

$g = 9.81 \frac{m}{s^2}$  je gravitacijska konstanta

Energija oceanskega valu je odvisna samo od višine  $h$

$$E = \frac{1}{8} \rho g h^2$$

$E$  je povprečna valovna energija na horizontalno površino ( $J/m^2$ ). Ta energija potuje z valovi in hitrost imenujemo grupna hitrost.

$$C_g = \frac{1}{2}c: \text{ globoka voda} \qquad c_g = c: \text{ plitva voda}$$

Energijo valov lahko uporabljamo za proizvodnjo električne energije.

## 3.2 Nelinearni prispevek

Močni podvodni potresi, ki ustvarijo cunami, povzročijo tudi nihanje tal. Ko se morsko dno začne dvigati, postanejo pomembni nelinearni advekcijski procesi v gibalnih in kontinuitetnih enačbah. V plitki vodi na spodnjem robu ne smemo pozabiti na trenje in posledični ponor energije.

## 4 Cunami

Cunami se od običajnih valov razlikuje po njegovi dolgi valovni dolžini. Zaradi te karakteristike se cunami tudi v globoki vodi obnaša kot gravitacijski val v plitkih vodi, zato je hitrost valovanja povezana z globino oceana.

Kot primer podam Sundski jarek (globina 7700m [2]), kot odličen inkubator za cunami po potresu na Sumatri leta 2004, kjer je val dosegel teoretično hitrost  $989 \frac{km}{h}$ .

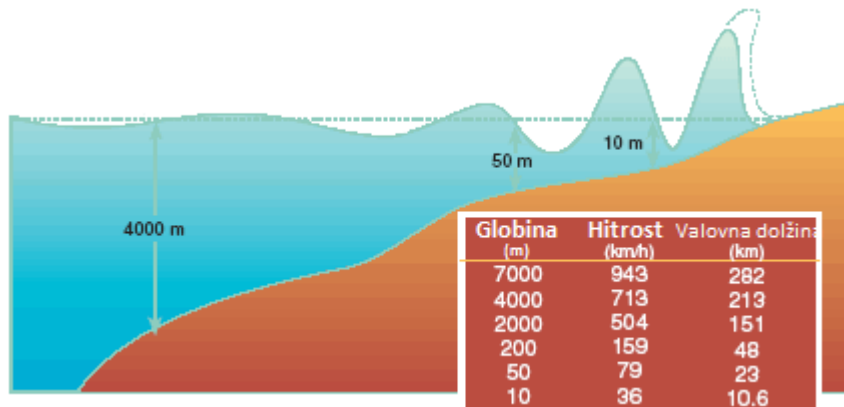
Amplituda valov se pri širjenju niža s treh razlogov

- Val se razširi po celi površini vode
- Disperzija valu, ker daljše valovne dolžine potujejo hitreje
- Disipacija energije zaradi viskoznosti vode

Širjenje valu je odvisno od dogodka, ki ga je ustvaril, če je bila to potresna prelomnica, se valovi večinoma širijo pravokotno na prelomnico in ne na vse strani enako. Za izjemno dolge valovne dolžine, se val malo razprši, ker je hitrost odvisna od korena globine oceana in ne valovne dolžine.

Viskoznost se z večanjem valovne dolžine niža, ker viskoznost narašča s krajevnimi odvodi hitrosti delov vode, ti so pa obratno sorazmerni z valovno dolžino [3]. Zaradi teh lastnosti lahko cunami potuje zelo daleč z majhno izgubo energije in prenese svojo energijo na obalo v katero trešči.

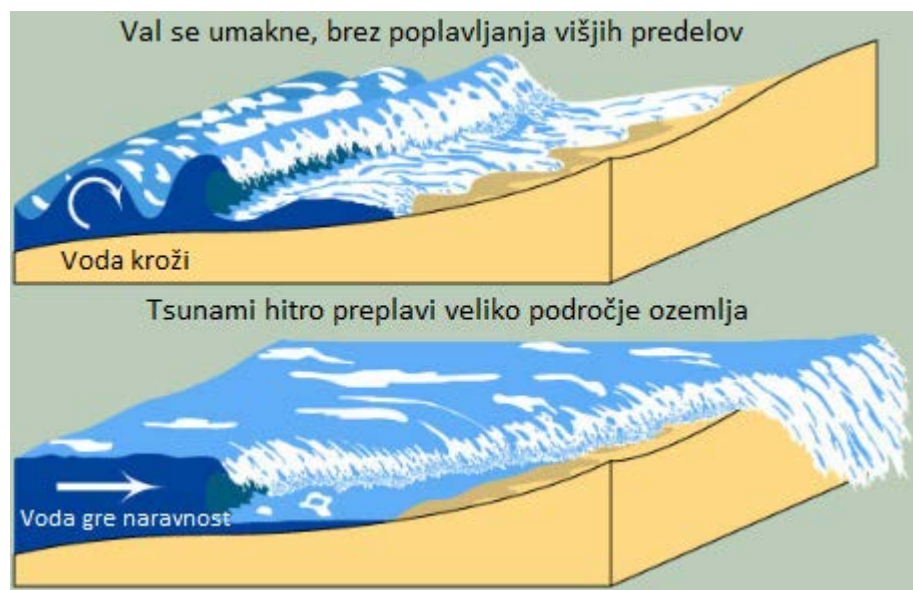
Ko se val bliža obali, svoje hitrosti in valovne dolžine ne more obdržati. Zaradi ohranjanja energijske gostote v valu se mu močno zviša amplituda. Ko tangenta na val postane navpična se val začne lomiti. Lomljenje se začne v točki in se širi navzven v smeri  $y$  s hitrostjo sorazmerno s korenem časa, koeficient je odvisen od začetnih pogojev [4]. Teorija je osnovana na neviskoznih tekočinah ob naupoštevanju tlaka.



Slika 2: Primerjava vrednosti pri različnih globinah

Če se morska globina hitro spreminja, klif, konec jarka, se temu prilagodi tudi hitrost valu, del energijskega toka se odbije. Zato cunami povzroči največ škode v predelih kjer morsko dno enakomerno narašča, če bi se zaletel v klif, bi se samo odbil.

Potrebno je dodati, da lahko močna nevihta ustvari podobno visoke valove, vendar so ti zaradi kratke valovne dolžine manj nevarni, voda se giba krožno in ne v eni smeri kot pri cunamiju. Prvi val cunamija ni najnevarnejši, prekašajo ga valovi od tretjega do osmega valu. [5]



Slika 3: Skrivna moč cunamija

## 4.1 Nastanek cunamija

Cunami je val, ki ga ponavadi povzroči nek dogodek, s sproščeno energijo prevzame cunami in s tem pridobi svojo značilnost, dolgo valovno dolžino. Poznamo nekaj vzrokov za nastanek cunamija

- Padec asteroida v morje
- Eksplozija vulkana
- Plaz
- Potres na morju

Primer eksplozije vulkana je Krakatoa (1883), eden večjih vulkanskih izbruhov v nedavni zgodovini, povzročil je valove do višine 40m [6].

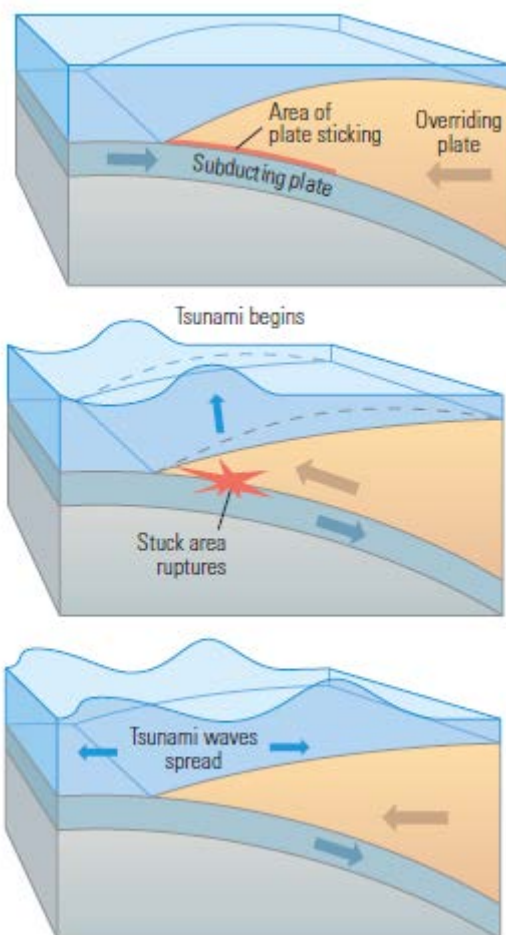
Najpogostejši povzročitelji cunamijev so podmorski potresi, v zadnjih letih 3x, leta 2004 (Sumatra), 2010 (Čile) in 2011 (Japonska).

Litosfera je sestavljena s trdnih plošč, ki »plavajo« na mobilnejši, bolj vroči astenosferi, pod njo sta zunanji in notranji plašč, v središču je jedro. Tektonske plošče se nenehno gibljejo, ker so oceanske plošče tanjše in gostejše se rinejo pod lažje kontinentalne plošče. Ko se plošči zatakne se v prelomnici nabira energija, ki se sprosti ob potresu, količina energije v prelomnici določa moč potresa.

Da ima potres možnost ustvariti cunami mora biti površju bližje od 100 km, njegova moč, merjena v »moment magnitude«  $M_w$  pa dovolj visoka.

$$M_w = \frac{2}{3}(\log_{10} M_0) - 6.067$$

Kjer je  $M_0$  magnituda potresnega momenta v  $Nm$ , konstante so izbrane tako, da poda lestvica velikost momenta ob enakem potresu podobno vrednost kot Richterjeva lestvica, ki je lažje izračunljiva [7].



Slika 4: Slikovni prikaz narivanja tektonskih plošč in sprostitve ujete energije <- prevedi

Earthquake Depth	Earthquake Location	Earthquake Magnitude, $M_w$	Description of Tsunami Potential	Bulletin Type
< 100 km	Under or very near the sea	6.5 to 7.0	Very small potential for a destructive tsunami	Tsunami information
		7.1 to 7.5	Potential for a destructive local tsunami	Local tsunami watch
		7.6 to 7.8	Potential for a destructive regional tsunami	Regional tsunami watch
		$\geq 7.9$	Potential for a destructive ocean-wide tsunami	Ocean-wide tsunami watch
	Inland	$\geq 6.5$	No tsunami potential	Tsunami information
$\geq 100$ km	All locations	$\geq 6.5$	No tsunami potential	Tsunami information

Slika 5: Tabela potrebnih količin za nastanek cunamija <- prevedi

## 5 Osnovni matematični model [8]

Če je pri podvodnem potresu frekvenca nihanj višja od  $\sqrt{g/H}$  in potresa ne spremljajo ostali premiki, nastanek cunamija ni možen (Nosov, 1999). To je rezultat linearne teorije. Vendar velike podvodne potrese spremljajo nihanja dovolj visoke hitrosti, ki onemogočajo uporabo linearne teorije. Zato posežemo po ustvarjanju gravitacijskih valov s strani nelinearnih hitrih nihanj vodnih plasti. Cilj je povezati amplitudo dolgega gravitacijskega valu z nihanjem tal.

V našem osnovnem modelu računamo z nestisljivo, homogeno tekočino pri konstantni globini  $H$  v gravitacijskem polju  $g$ . Izhodišče našega kartezičnega sistema se nahaja na površini tekočine v točki brez motenj, os  $z$  usmerimo navzgor.

Predpostavimo sestavljeno gibanje z nihanja (hitrih) in časovno povprečnih (počasnih) členov.

$$u \Sigma(x, z, t) = z(x, z) \cos(\omega t) + U(x, z, t) \quad (5)$$

$$w \Sigma(x, z, t) = w(x, z) \cos(\omega t) + W(x, z, t) \quad (6)$$

Kjer sta  $u$  in  $w$  vzporedna in vertikalana komponenta hitrosti tekočine. Z vstavitvijo (5) in (6) v levi del Eulerjeve enačbe in povprečenjem izraza dobimo

$$\frac{\partial u \Sigma}{\partial t} + u \Sigma \frac{\partial u \Sigma}{\partial x} + w \Sigma \frac{\partial u \Sigma}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} - f_x$$

In

$$\frac{\partial w \Sigma}{\partial t} + u \Sigma \frac{\partial w \Sigma}{\partial x} + w \Sigma \frac{\partial w \Sigma}{\partial z} = \frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} - f_z$$

Kjer

$$f_x(x, z) = -\frac{1}{2} \left[ u(x, z) \frac{\partial u(x, z)}{\partial x} + w(x, z) \frac{\partial u(x, z)}{\partial z} \right] \quad (7)$$

$$f_z(x, z) = -\frac{1}{2} \left[ u(x, z) \frac{\partial w(x, z)}{\partial x} + w(x, z) \frac{\partial w(x, z)}{\partial z} \right] \quad (8)$$

Nelinearnosti v Eulerjevi enačbi so usvarile dodaten člen časovno povprečnega toka tekočine. Ta člena (7), (8) lahko obravnavamo kot zunanja sila v  $x$  in  $z$  smeri.

### 5.1 Stranski linearni problem

Za izračun zunanje sile potrebujemo definicijo hitrostnega polja idelane tekočine. Polje definiramo kot linearni odgovor idealne tekočine na nihanje tal  $\eta(x, t)$ . Stranski linearni problem lahko zapišemo v potencial hitrosti tekočine  $F(x, z, t)$

$$F_{xx} + F_{zz} = 0 \quad (9)$$

$$F_{tt} = -g F_z, \quad z = 0 \quad (10)$$



$$F_z = \eta_t, \quad z = -H \quad (11)$$

Potencialno enačbo (9) z površinskim robnim pogojem (10) in spodnjim (11) rešimo s separacijo spremenljivk. Splošno rešitev v Laplacevem in Fourierjevem prostoru zapišemo

$$F(x, z, t) = -\frac{1}{4\pi^2 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{\infty} dk \, p \frac{e^{pt-ikx} \operatorname{ch}(kz) [gk - p^2 \tanh(kz)]}{k \operatorname{ch}(kH) [gk \tanh(kH) + p^2]} G(p, k)$$

Kjer

$$G(p, k) = \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dx \, e^{-pt+ikx} \eta(x, t)$$

Hitrost lahko izrazimo s potenciala

$$u(x, z, t) = \frac{\partial F}{\partial x} \qquad w(x, z, t) = \frac{\partial F}{\partial z}$$

Za nihanja tal privzamemo privzamemo

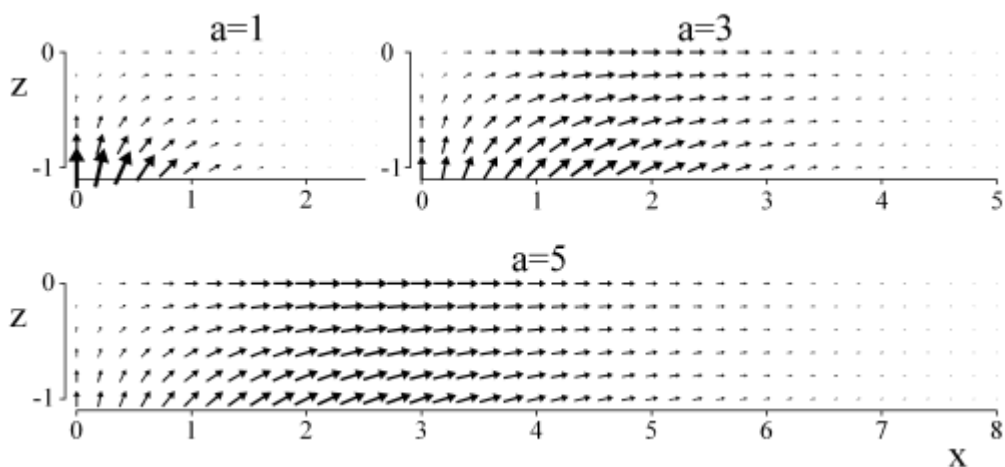
$$\eta(x, t) = \eta_i(x) \theta(t) \sin(\omega t), \quad i = 1, 2 \quad (12)$$

$$\eta_1(x) = \eta_0 \exp(-x^2 a^{-2})$$

$$\eta_2(x) = \begin{cases} \eta_0, & |x| \leq b \\ \eta_0 c^{-1}(b - |x|) + 1, & b < |x| \leq b + c \\ 0, & |x| > b + c \end{cases}$$

Kjer sta  $\eta_0$  amplituda in  $\omega$  frekvenca nihanja tal,  $\theta$  je Heavisidova stopnica,  $a, b$  pa izbrana parametra. Vse zapakiramo v brezdimenzijske spremenljivke (\* bo kasneje izpuščena)

$$\begin{aligned} k^* &= Hk & t^* &= t \sqrt{\frac{g}{H}} & \omega^* &= \omega \sqrt{\frac{H}{g}} \\ \{x^*, z^*, a^*, b^*, c^*\} &= H^{-1}\{x, z, a, b, c\} & \{u^*, w^*\} &= \{u, w\} / (\eta_0 \omega) \end{aligned}$$



Slika 6: Rešitve enačbe (7), (8), za  $a=1,3,5$

Končne enačbe za komponente hitrosti tekočine so

$$u(x, z, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\sin(kx) \operatorname{ch}(kz) X_i(k)}{\operatorname{ch}(k)(p_0^2 - \omega^2)} \quad (13)$$

$$\times \{ \cos(\omega t) [k + \omega^2 \tanh(kz)] - \cos(p_0 t) [k + p_0^2 \tanh(kz)] \}$$

$$w(x, z, t) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\cos(kx) \operatorname{ch}(kz) X_i(k)}{\operatorname{ch}(k)(p_0^2 - \omega^2)} \quad (14)$$

$$\times \{ \cos(\omega t) [k \tanh(kz) + \omega^2] - \cos(p_0 t) [k \tanh(kz) + p_0^2] \}$$

Kjer

$$p_0^2 = k \tanh(k) \quad X_i(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp(ikx) \eta_i(x)$$

Numerična analiza izrazov v (13), (14) nam poda osnovo za trditev: v frekvenčnem področju  $\omega > 2\pi\sqrt{g/H}$  vsaka točka niha v skladu z enačbama (5), (6). Ker imamo eksplicitno podana  $u(x, z)$  in  $w(x, z)$ , torej lahko zračunamo komponenti sile  $f_x$  in  $f_z$  zapisani v (7) in (8). Dvodimenzionalna rešitev teh enačb za spodnji robni pogoj  $\eta_1(x)$  (12) za različne dolžine izvora je prikazana v Slika 6. S slike je razvidno, da lahko taka porazdelitev sile povzroči dolg gravitacijski val (cunami). Ko se večja dolžina izvora, navpična komponenta postane nepomembna v primerjavi s vodoravno, ta smer v cunamiju običajno zelo presega globino morja, torej lahko uporabimo teorijo za plitko vodo pri oceni gravitacijskih valov, vzbujenih s silo mase tekočine.

## 5.2 Izvor dolgih valov

Enačbe linearne teorije za plitko vodo, ki vsebujejo vodoravno silo  $f(x, t)$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + f(x, t) \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} + H \frac{\partial U}{\partial x} = 0$$

Lahko reduciramo in zapišemo v brezdimenzijski obliki

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{H}{g} \frac{\partial f}{\partial x}$$

Kjer je  $\xi$  odmik proste površine s ravnovesne točke. Analitična rešitev te enačbe je znana

$$\xi(x, t) = \frac{H}{2g} \int_0^t d\sigma \int_{x-(t-\sigma)}^{x+(t-\sigma)} \frac{\partial f}{\partial \zeta} d\zeta \quad (15)$$

Predpostavimo nihanje tal s konstantno frekvenco ( $\omega$  v 12) in amplitudo ( $\eta_0$  v 12), dolžino nihanja označimo s  $\tau$ . Našo funkcijo  $f(x, t)$  zapišemo sledeče

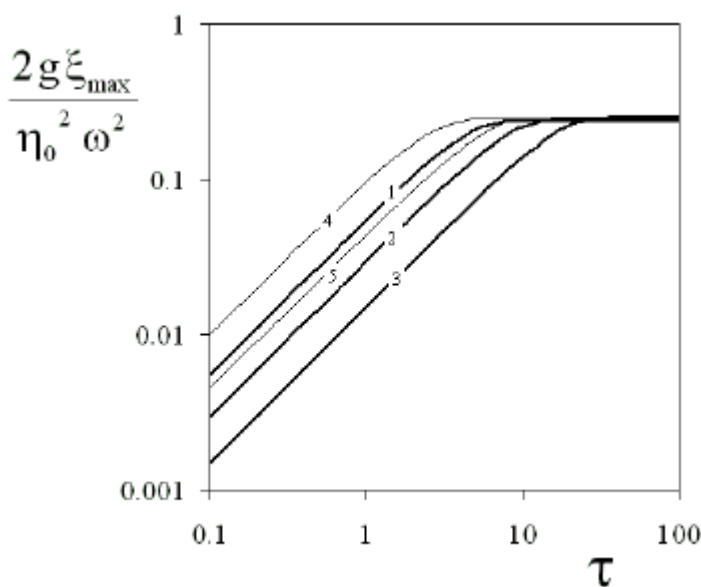
$$f(x, t) = f(x) [\theta(\sigma) - \theta(\sigma - \tau)]$$

To vstavimo v enačbo (15), integriramo in dobimo

$$\xi(x, t) = -\frac{H}{2g} \int_0^t [\theta(\sigma) - \theta(t - \sigma)] [f(x + (t - \sigma)) - f(x - (t - \sigma))] d\sigma \quad (16)$$

S pomočjo (7) lahko definiramo  $f(x) = f_x(x, -0,5)$

### 5.3 Rezultati



Slika 7: Maksimalna amplituda dolgega valu, kot funkcija trajanja nihanja tal. Krivulje 1,2,3 ustrezajo  $\eta_1(x)$  z formule (12),  $a=5,10,20$ . Klivulji 4,5 ustrežajo  $\eta_2(x)$ :  $b = 2, c = 3(4)$  in  $b = 1, c = 9(5)$

Z uporabo (16) dobimo odmik proste površine, ki ga povzroči nelinearni mehanizem. Slika 7 prikazuje največji odklon  $\xi_{max}$  odvisen od trajanja nihanj  $\tau$ . Največja amplituda z daljšanjem časa raste monotono do najvišje vrednosti 0.25 za velik  $\tau$ . Pomembno tega ne spremeni različna vzporedna velikost izvora ali prostorska porazdelitev  $\eta_i(x)$ .

To si lahko razložimo na sledeč način. Amplituda nihanja delcev tekočine v določeni točki se niža, ko se točka oddaljuje od izhodišča. To je tudi razlog da se delci tekočine po periodi ne vrnejo v začetni položaj. V dolgih gravitacijskih valovih, so s področij intenzivnega nihanja delci iztisnjeni, amplituda valu je odvisna od prostorske porazdelitve nihanj tal, od amplitude hitrosti nihanja  $\eta_0\omega$  in trajanja  $\tau$ .

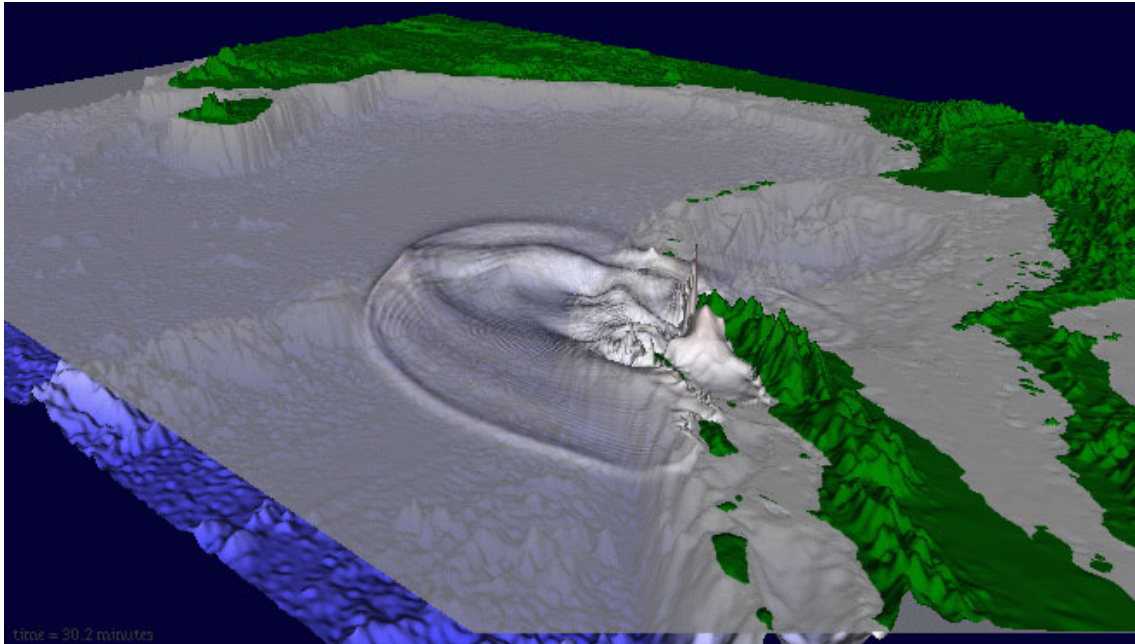
S pomočjo Slika 7 lahko ocenimo prispevek nelinearnih mehanizmov v amplitudi cunamija. Če predpostavimo  $H = 1km$ ,  $a = 10km$ (prostorska porazdelitev  $\eta_1$ ), hitrost nihanj tal  $10m/s$ , enačbe predvidevajo val višine  $0.8m$  v  $60s$ .

V primeru visoko frekvenčnih nihanj tal moramo uporabiti teorijo, ki vsebuje stisljivo tekočino. Novikova in Ostrovsky (1982) sta preučevala nelinearno ustvarjanje cunamija v katero sta vključila stisljivo tekočino. Vendar sta za definicijo spremenljivk uporabila teoretično akustično polje, poledično nista vzpostavila povezave med nihanjem tal in gravitacijskim dolgim valom.

## 6 Zaključek

Pri računanju fizike cunamija naletimo na veliko težav. Velik problem predstavljajo še nerešeni problemi turbolenc, nezmožnost ponavljanja meritev na primerni skali. Znanstveniki se trudijo predvsem z simulacijami Slika 8, kjer ponovno nastanejo problemi računske moči, ki onemogočajo modeliranje nekaterih pojavov, omejujejo resolucijo modela. Za lajšanje teh problemov v modelu predpostavimo veliko pogojev in poenostavitev, te nam ponovno zmanjšujejo natančnost. Ker bi radi dobili čim boljši rezultat se selektivno odločimo kaj zanemarimo in kdaj v simulaciji zanemarimo. Na odprtem morju lahko uporabimo mrežo z veliko slabšo resolucijo in še vedno dobimo dovolj lepe

rezultate, ko se približujemo obali, manjšamo razdalje med točkami, vključujemo pod mrežje procese preko parametrov in računamo višje popravke.



Slika 8: Kompleksna simulacija cunamija na Sumatri s strani U.S. Geological Survey

## 7. Viri

[1] <http://faculty.gvsu.edu/videticp/waves.htm>

[2] [http://en.wikipedia.org/wiki/Sunda\\_Trench](http://en.wikipedia.org/wiki/Sunda_Trench)

[3] <http://www.kvarkadabra.net/article.php/cunami>

[4] Y. Pomeau, T. Jamin, M. Le Bars, P. Le Gal in B. Audoly, *Law of spreading of the crest of a breaking wave* (The Royal Society 2008).

[5] T. Bunting, C. Chapman, P. Christie, S. C. Singh in J. Sledzik, *The Science of Tsunamis* (Oilfield Review 2007)

[6] [http://vulcan.wr.usgs.gov/Volcanoes/Indonesia/description\\_krakatau\\_1883\\_eruption.html](http://vulcan.wr.usgs.gov/Volcanoes/Indonesia/description_krakatau_1883_eruption.html)

[7] <http://earthquake.usgs.gov/learn/glossary/?termID=118>

[8] M.A. Nosov in S.N. Skachko, *Nonlinear tsunami generation mechanism* (European Geophysical Society 2001)