



DENİZLERDE, RÜZGARLA, EĞİMLİ SAHİLDEN ÇEKİLEN SU KÜTLESİNİN RÜZGAR ANİDEN KESİLİNCE YARATTIĞI SALINIMLARIN RADYASYONLA SÖNÜMLENMESİ

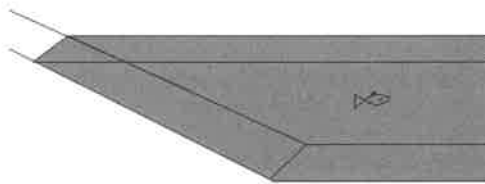
Nazmi Postacıoğlu¹ ve M. Sinan Özeren²
İstanbul Teknik Üniversitesi

ÖZET

Bu çalışmada derinliğin sabit bir eğimle değiştiği bölgede denize rüzgarın uyguladığı kuvvetin ani bir şekilde durması halinde orata çıkan salınımların radyasyonla sönümlenmesini matematiksel olarak inceliyoruz. Rüzgarın denizden karaya veya karadan deniz doğru estiği durumlarda farklılıklar içeren bu problem için iki farklı çözüm yöntemi öneriyoruz. Bu yöntemlerden biri, kısa zaman önce yayınlanan bir yöntemle radyasyon sönümlenmesi ekleyerek elde ettiğimiz çözüm, diğeryse Green fonksiyonları yoluyla formüle edilen yeni bir yöntem. Burada Green fonksiyonu temelli yöntemin diğer yöntemin radyasyon sönümü eklenmiş versiyonuyla neredeyse birebir örtüşen bir sonuç verdiğini gösteriyoruz ve sönümün batimetrik süreksizliğin şiddetinin bir fonksiyonu olarak nasıl değiştiğini inceliyoruz.

GİRİŞ

Marmara Denizi gibi bazı içdenizlerde derinlik sahilden açığa doğru lineer olarak artar ve daha sonra da aniden çok artar. Biz bu problemde böyle bir geometriyi gözönüne alıyoruz ve problemi 1-boyutlu bir kanalda inceliyoruz. Derinliğin sabit eğimle arttığı bölge problemde kullanılan matematiksel notasyonla birlikte Şekil-1'de görülüyor.



Şekil-1: Batimetrik süreksizlik yokken problemin geometrisi.

¹ Prof. Dr., Fizik Müh. Böl., E-posta: nposta@itu.edu.tr

² Dr., Jeoloji Müh. Böl., E-posta: ozerens@itu.edu.tr

Rüzgarın denizden karaya doğru ve karadan denize doğru estiği durumlarda ortaya çıkan statik denge durumları simetrik değildir. Rüzgarın denizden karaya doğru estiği zaman karaya tırmanan su tabakası belli bir kritik kalınlığın altında olduğu zaman ağırlığın bu tabakayı geri çekme kuvveti (tabaka kalınlığıyla doğru orantılı) ve rüzgarın uyguladığı sürtünme kuvveti (su tabakasının kalınlığından bağımsız) dengeye gelemeyiz. Buna karşılık rüzgar ters istikamette estiğinde sahil şeridi geriye çekilir ve sahil şeridinin alçaldığı oranda statik basınç meydana gelir. Derinlik sahilden uzaklaştıkça sürekli olarak arttığından dolayı belli bir aşamada rüzgarın uyguladığı kuvvet ile statik basınca bağlı kuvvetler dengeye gelmek zorundadırlar. Rüzgar kesildiğinde rüzgar çıkmadan önceki sahil hattı etrafında bir salınım olur. Biz bu çalışmada bu tür salınımların çeşitli konfigürasyonlar için radyasyonla sönümlenmesi problemini inceleyeceğiz.

Analizimize sıg su hareket denklemleriyle başlayalım [1] :

$$\frac{D}{Dt}[(\alpha x' + \eta')u'] = -g(\alpha x' + \eta') \frac{\partial}{\partial x'} \eta' + \tau_{xy} / \rho \quad (1)$$

Burada boyutlu büyüklükler $\eta', x', u', \tau_{xy}, \rho$ sırasıyla serbest yüzeyin denge konumuna göre dikey pozisyonunu, rüzgar ile bozulmamış sahil şeridinden yatay uzaklığı, derinlik boyunca ortalaması alınmış yatay akışkan hızını, rüzgarın yüzeye uyguladığı birim alan başın yatay kuvvet, ve sıvının yoğunluğunu gösteriyor. Bu hareket denkleminde yerkürenin dönmesinden kaynaklanan etkiler

ihmal edilmiştir. Denge durumunda $u' = 0$ ve $\frac{D}{Dt}[(\alpha x' + \eta')u'] = 0$ olacağından denklemi

$$-g(\alpha x' + \eta') \frac{\partial}{\partial x'} \eta' + \tau_{xy} / \rho = 0 \quad (2)$$

şeklini alır. Burada $x = x' / L$ ve $\eta = \eta' / (\alpha L)$ terimleri kullanılarak boyutsuzlaştırma yapılırsa boyutsuz denge denklemi

$$(x + \eta)\eta_x = \frac{\tau_{xy}}{g\alpha^2 L \rho} \quad (3)$$

halini alır. Burada x 'i η cinsinden çözmeye kalkarsak ve diferansiyel denklemin boyutsuz sağ tarafı için de

$$\gamma = \frac{\tau_{xy}}{g\alpha L^2 \rho} \quad (4)$$

notasyonunu kullanırsak $-1 < x < -\eta$ aralığı için

$$x = (\gamma + 1) \exp(\gamma \eta) - \eta - \gamma \quad (5)$$

çözümünü elde ederiz. Eğer σ yardımcı değişkenini

$$\sigma^2 = x + \eta \quad (6)$$

olarak tanımlarsak bu koordinatta yüzeyin şekil değişimi yaklaşık olarak

$$\eta = \gamma \ln \left(\frac{\sigma^2 + \gamma}{1 + \gamma} \right) \quad (7)$$

olarak hesaplanabilir [2]. Bu çözüm bir çok çalışmada ele alınan zorlamaların yapısına temel teşkil etmiştir.

1. Temel formülasyon ve büyük batimetrik süreksizlik için çözüm

Derinliğin lineer olarak değiştiği bölgede Carrier-Greenspan hodograf dönüşümü kullanıyoruz. Geçmiş Carrier ve Greenspan'ın non-lineer sıg su denklemlerini yardımcı değişkenlerle lineer hale dönüştürmek için yaptıkları çalışmaya dayanan bu dönüşümler o zamandan bugüne bir çok

araştırmada kullanılmıştır [3,4]. Boyutsuz zaman $t = \sqrt{\frac{\alpha g}{L}} t'$ olarak tanımlanırsa ve $\lambda = t - u$

olarak tanımlanırsa η ve u , φ potansiyelinden aşağıdaki şekilde türetilir:

$$\eta = \varphi_\lambda - \frac{\varphi_\sigma^2}{8\sigma^2} \quad (8)$$

$$u = -\frac{\varphi_\sigma}{2\sigma}. \quad (9)$$

Bu potansiyel dalga denklemini

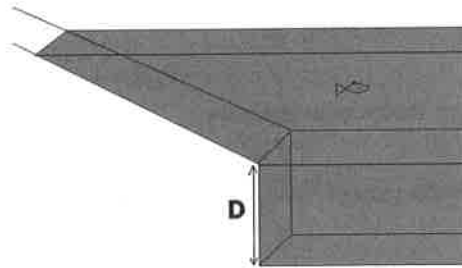
$$4\varphi_{\lambda\lambda} - (\sigma\varphi_\sigma)_\sigma = 0 \quad (10)$$

sağlar. Alt endisler kısmi türev anlamına gelmektedir. Bu probleme klasik bir yaklaşım ([1] tarafından kullanılan) potansiyeli sıfırıncı mertebeden Bessel fonksiyonları cinsinden açmaktır.

$$\varphi_\lambda = \sum_n a_n J_0(k_n \sigma) \cos\left(\frac{1}{2} k_n \lambda\right) \quad (11)$$

ve daha sonra da a_n katsayıları başlangıç koşullarını sağlayacak şekilde seçmektir. Bu a_n katsayılarının hesaplanmasında Bessel fonksiyonlarının diklik koşulundan yararlanılır ve k_n katsayıları bu dikliği sağlayacak ($J_0(k_n) = 0$) şekilde seçilir. Boyusuzlaştırmadan sonra sabit eğimli bölgenin uzunluğu 1 olmaktadır. Yapay olarak eklenen $J_0(k_n) = 0$ sınır koşulu dalgalar eğimli bölgenin açığa bakan ucundan tamamen geriye yansımalarını sağlar. Şekil 2 deki (boyutsuz) süreksizliği D ile gösterirsek ve $D \gg 1$ olduğu durumu ele alırsak açığa doğru yayılan dalgalar büyük oranda süreksizlikten geri yansılacaklarından $J_0(k_n) = 0$ sınır koşulunu kullanan çözüm, dalgalar uyarıldıktan sonra, belli bir süre geçerliliğini korur. İki bölge arasında (eğimli ve sabit derinkili) fiziksel sınır koşullarının sağlayan homojen dalga denkleminin bir çözümünü önerelim.

$$\eta = \begin{cases} A J_0(k_m \sigma) \exp(i\omega t), & 0 < \sigma < 1 \\ B \exp(-i|k_{out}| \text{sign}(\omega)x) \exp(i\omega t), & 1 < x < +\infty \end{cases} \quad (12)$$



Şekil-2: Batimetrik süreksizlik varken problemin geometrisi.

Sabit derinlikli bölgede ($x > 1$) faz hızı sahilden açığa doğru alınmıştır. Böylece dalga enerjisinin sahilden açığa doğru akması sağlanır (ışırma şartı). Her iki bölgede de dalga frekanslarının eşit olacağından

$$\omega = \frac{1}{2} k_m = \sqrt{(D+1)} k_{out} \quad (13)$$

bulunur. Akı korunumunu kullanırsak

$$\sigma_x \eta_\sigma|_{\sigma=1^-} = (D+1) \eta_x|_{x=1^+}, \quad (14)$$

elde edilir. Frekansların eşit olmasından $k_{in} = 2\sqrt{(D+1)} k_{out}$ bağlantısı elde edilir. Bu son bağlantı denklem (14)'de yerine konularak

$$B/A \propto 1/\sqrt{D+1} \quad (15)$$

olduğu görülür. Buradan $D \rightarrow +\infty$ limitinde $B = 0$ olacağı aşıkardır, dolayısıyla iç çözümü ($AJ_0(k_{in}\sigma)$) sınırda sıfır almak yerinde olacaktır. Burada k_{in} Bessel fonksiyonunun köklerini göstermektedir. Sonlu D için sınır koşulları (akının ve dalga yüksekliğinin sürekliliği)

$$\sigma_x \eta_\sigma \Big|_{\sigma=l^-} = (D+1) \eta_x \Big|_{x=l^+} \quad (16)$$

$$\eta \Big|_{\sigma=l^-} = \eta \Big|_{x=l^+} \quad (17)$$

olarak verilir. Sınır koşullarından A ve B katsayıları ile ilgili 2 homojen denklem elde edilir. Bu denklemlerin aşıkâr çözüm (A ve B nin her ikisinde sıfır olduğu) dışında çözümü olabilmesi için dalga sayısı sistemin determinantını sıfır yapmalıdır. Şimdi ışıma şartı altında determinantı sıfır yapan dalga sayılarının reel eksen boyunca olamayacağını göstereceğiz. Öncelikle eğimli bölgede aşağıdaki gibi bir çözümü göz önünde tutalım

$$\eta = J_0(k_{in}\sigma) \exp(i\omega t) . \quad (18)$$

Bu dalga formuna karşılık gelen Poynting vektörünün zaman ortalaması, k_{in} reel ise sıfırdır.

Poynting vektörünün büyüklüğünden kanal boyunca akan gücün kanal genişliğine oranını kastediyoruz. Sığ su denklemlerinde basıncın dalgadan dolayı tedirgemesi statik basıncın değişimi $g\rho\eta'$ eşit alınır. Bu basıncın bütün derinlik ($\alpha x'$) boyunca meydana getirdiği güç ise $\rho g \alpha x' \eta' u'$ tarafından verilir. Linearize edilmiş hareket denkleminde bakarak u nun $i\eta_x / \omega$ ile doğru orantılı olduğunu görürüz. Bu yüzden Poynting vektör ifadesinde bulunan u ile η arasında, k_{in} reel olduğunda, 90 derecelik bir faz farkı ortaya çıkar. Bu da net enerji iletimini önler.

2. Radyasyon koşuluyla yaklaşık ve kesin çözüm

Bir önceki bölümde ışıma koşulu altında neden dalga sayılarının kompleks olması gerektiğini açıklamıştık. Kompleks dalga sayıları ile denklem (11) tekrar yazıldığında Bessel fonksiyonları için artık diklik koşulu geçerli değildir çünkü bu fonksiyonlar artık iki boyutta Laplacian (∇^2) operatörünün kompleks özdeğerlerine karşılık gelen öz fonksiyonlardır. Kompleks özdeğerli operatör, Hermit türü operatör olamayacağından özvektörlerinin dikliği söz konusu değildir. Fakat derinlikteki süreksizlik D çok büyük olduğu zaman determinantın dalga sayısına göre kökleri reel eksene çok yakın olmak zorundadır. İdeal durumda ($D \rightarrow +\infty$) bu köklerin Bessel fonksiyonlarının reel köklerine dönüştüğünü görmüştük. Bu yüzden derinlikteki süreksizlik büyük olduğu zaman $J_0(k_{in}\sigma)$ kompleks sayısının büyüklüğünü esas olarak $\Re(k_{in})$ bağlıdır. Bu durumda denklem (10) tekrar aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\varphi_x \approx \sum_n a_n J_0(\Re(k_n)\sigma) \cos\left(\frac{1}{2} \Re(k_n)\lambda\right) \exp\left(\frac{-1}{2} |\Im(k_n)|\lambda\right) . \quad (19)$$

Bu ifadede kompleks frekansın işareti zaman sonuza giderken dalga ıraksamayacak şekilde seçilir. Burdaki a_n katsayıları için sanki ışıma yokmuş gibi ref[1] 'den aldığımız ifadeyi kullandık. Sonuçları ileride yaklaşım yapmadan gerçekleştirdiğimiz çözümle $D = 20$ için karşılaştık ve bu kadar yüksek derinlik süreksizliğinde her iki çözümünde birbirleri şaşırtıcı şekilde çok iyi uyum içinde olduğunu gördük. Denklem (19) de kullandığımız yaklaşık çözüm sabit derinlikli bölgede ($x > 1$)

$$\sum_n b_n \exp(-ik_{out,n}x) \exp(i\omega_n t) \quad (20)$$

gibi davranmaktadır ve $k_{out,n}$ sanal kısmı yüzünden $x \gg 1$ bölgesinde ıraksamaktadır. Denklem (19) da a_n katsayıları, başlangıç koşullarını sabit eğimli kanal üzerinde yaklaşık olarak sağlanacak şekilde seçilmişlerdi. Denkem (20) görüldüğü üzere sabit derinlikli bölgede başlangıç koşulları yaklaşık olarak bile sağlanmamaktadır. Fakat ışıma şartından dolayı dalgalar açığa doğru

ilerlediklerinden, açıklardaki başlangıç koşullarını eğimli bölge hiçbir zaman görememektedir ve bu yüzden açıkta yanlış başlangıç koşulu ile başlamanın zararı yoktur.

Bu başlangıç değer probleminin kesin çözümünü bulabilmek için önce sistemin periodik zorlamaya cevabını hesaplıyalım. Sistemin doğal salınım frekanslarının artık kompleks olduğunu Bölüm 2 de göstermiştik. Bundan dolayı sistemi reel frekanslarla zorlarsak, sistemin tepkisi aynı frekansta ve sonlu genlikte bir salınım olacaktır. Zamana göre Fourier dönüşümünden yararlanarak $\lambda = 0$ anında doğru başlangıç koşulunu üretecek zorlamayı bulabiliriz. Eğer eğimli bölgenin tabanı

$$h = \theta(\lambda)\gamma \ln\left(\frac{\sigma^2 + \gamma}{1 + \gamma}\right) \quad (21)$$

olarak alınırsa ve "zaman" λ da adım fonksiyonu gibi dikey bir hareket yaparsa, denklem (7) den serbest yüzey için doğru başlangıç koşullunu üreteceği görülür. Yeni bir ara değişken

$$\psi = \varphi_\lambda \quad (22)$$

tanımlayalım ve hareket denklemini deniz tabanının dikey hareket yaptığı durum için tekrar yazalım,

$$4\psi_{\lambda\lambda} - \frac{1}{\sigma}(\sigma\psi)_\sigma = 4Jh_{\lambda\lambda} \quad (23)$$

Burada J CG dönüşümüne ait Jakobiendir. Negatif zamanlar için ($\lambda \leq 0$), $J = 1$ olduğundan denklem (22) de jakoben göz önünde tutulmayacaktır. Pozitif zamanlarda ise $h_{\lambda\lambda} \equiv 0$ dır.

Öncelikle zamanda periodik bir noktada yoğunlaşmış zorlamaya sistemin tepkisini bulalım

$$4\psi_{\lambda\lambda} - \frac{1}{\sigma}(\sigma\psi)_\sigma = \delta(\sigma - \sigma_0)\exp(i\omega\lambda) \quad (24)$$

Bu tür zorlamaya cevap olarak ara değişken ψ

$$\psi(\omega, \sigma, \lambda) = G(\omega, \sigma, \sigma_0, \lambda)\exp(i\omega\lambda) \quad (25)$$

değerlerini alır. Burda G Green fonksiyonudur. Green fonksiyonu $\sigma = \sigma_0$ noktası haricinde homojen Helmholtz denklemini sağlar. Bu Green fonksiyonu, sabit derinlikli bölgede ($x > 1$) ışıma şartını yerine getirmelidir. Green fonksiyonun σ göre ikinci türevi Dirac fonksiyonunu ($\delta(\sigma - \sigma_0)$) üretmelidir. Ayrıca Green fonksiyonu $\sigma = 0$ noktasında tanımlı olmalıdır. Bütün bu şartları aşağıda önerdiğimiz Green fonksiyonu sağlamaktadır:

$$G(\omega, \sigma, \sigma_0) = \begin{cases} \frac{Y_0(k_{in}(\omega)\sigma_0) \cdot J_0(k_{in}(\omega)\sigma)}{W\{Y_0(k_{in,\omega}\sigma_0), J_0(k_{in,\omega}\sigma_0)\}} + A(\omega)J_0(k_{in}(\omega)\sigma); 0 \leq \sigma < \sigma_0 \\ \frac{J_0(k_{in}(\omega)\sigma_0) \cdot Y_0(k_{in}(\omega)\sigma)}{W\{Y_0(k_{in,\omega}\sigma_0), J_0(k_{in,\omega}\sigma_0)\}} + A(\omega)J_0(k_{in}(\omega)\sigma); \sigma_0 \leq \sigma < 1 \\ B(\omega)\exp(-i|k_{out}(\omega)|\text{sign}(\omega)x); x > 1 \end{cases} \quad (26)$$

Burada W , $Y_0(k_{in}\sigma_0)$ ve $J_0(k_{in}\sigma_0)$ fonksiyonlarını σ_0 'a göre Wronskiyenidir. Wronskian

$$W = \frac{d}{d\sigma_0} Y_0(k_{in}(\omega)\sigma_0) J_0(k_{in}(\omega)\sigma_0) - Y_0(k_{in}(\omega)\sigma_0) \frac{d}{d\sigma_0} J_0(k_{in}(\omega)\sigma_0) \quad (27)$$

olarak tanımlanır ve $W = 2/(\pi\sigma_0)$ olduğu açıktır. Green fonksiyonu içindeki A ve B katsayıları $\sigma = 1$ deki süreklilik ve akı korunumundan yararlanılarak bulunabilir (Denklem 16,17).

Şimdi adım fonksiyonunu periodik fonksiyonların toplamı şeklinde ifade edelim.

$$\frac{1}{2} \text{sign}(\lambda) = \theta(\lambda) - \frac{1}{2} = \frac{1}{4\pi i} P \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \frac{\exp(i\omega\lambda)}{\omega} \right\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} d\omega \frac{\sin(\omega\lambda)}{\omega} \quad (28)$$

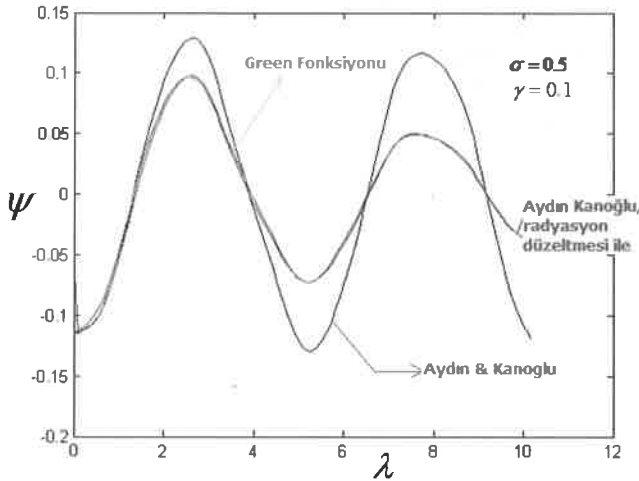
Denklem (28) de P kompleks integralin asal değerini göstermektedir. Bu ifadenin $\lambda = 0$ süreksiziği (sağdan ve soldan limitlerinin farkı) 1'e eşittir. Gündülen dalgaların denkleminde (Denklem.23) sağ taraf $h_{2,\lambda}$ idi. Bu durumda denklem (28)'in iki defa λ ya göre türevini alıp,çıkan sonucun $G(\omega, \sigma_0, \sigma) h_{ik}(\sigma_0)$ ile konvolusyonunu gerçekleştiriyoruz. Burda $h_{ik}(\sigma_0)$ rüzgar altında dengede olan yüzeyin şeklidir. Konvolüsyon sonucunda .

$$\psi(\lambda, \sigma) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} d\omega \omega \int_0^1 d\sigma_0 G(\omega, \sigma_0, \sigma) h_{ik}(\sigma_0) \sin(\omega\lambda) \quad (29)$$

elde edilir.

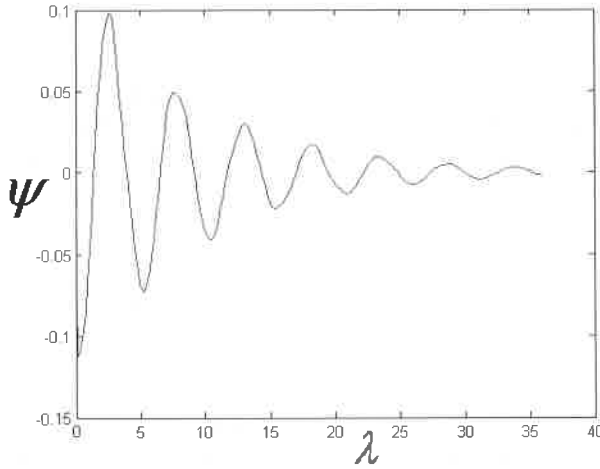
Sonuçlar

Şekil-3'de referans [2]de ışıma sönümü olmayan ve bizim ışıma sönümünü içerecek şekilde yeniden organize ettiğimiz çözümü ve aynı zamanda ışıma sönümünü kendiliğinden içeren Green fonksiyonu bazlı kesin çözüm görülmektedir.



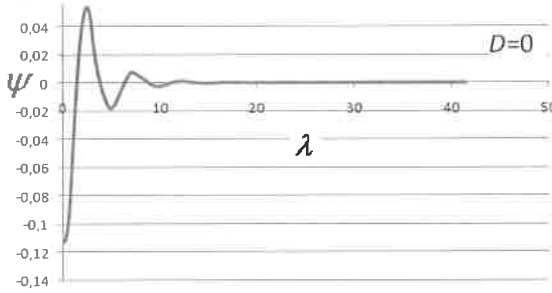
Şekil-3: Işıma sönümü olmayan ve bizim ışıma sönümünü içerecek şekilde yeniden organize ettiğimiz çözümü ve aynı zamanda ışıma sönümünü kendiliğinden içeren Green fonksiyonu bazlı kesin çözüm.

Bu şekilde ψ_λ , $\sigma = 0.5$ noktasında λ fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Burada ilginç olan, Aydın ve Kanoğlu çözümüne [2] ışıma sönümlenmesi uygulanırken, diklik bağıntısının geçerli olmamasına rağmen aynı katsayılarla iyi bir sonuç vermesidir. Bu kadar iyi sonuçlar elde edilmesi derinlikteki süreksizliğin çok yüksek olmasına bağlıdır (bu örnekte $D = 20$). Şekil 4 te, Şekil-3'deki parametreler kullanılmış fakat salınımların davranışına daha uzun süre bakılmıştır.



Şekil-4: Salınımların uzun süreli davranışı. Parametreler Şekil-3 ile aynıdır.

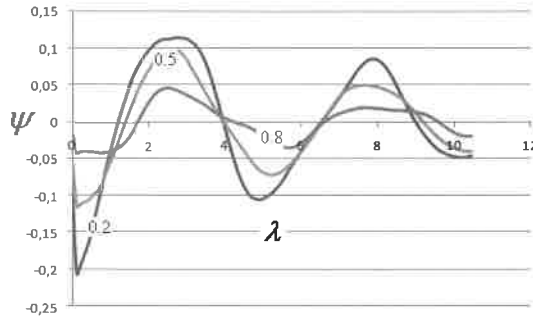
Şimdiye kadar baktığımız örneklerde derinlikteki süreksizlik çok yüksekti, Şekil 5 de ise $D = 0$ olduğundan diğer uç duruma karşılık gelmektedir. Dalgalar ara yüzeyde yansımada açık denize doğru devam ettiklerinden eğimli bölgede sönümlü durağan dalgalar oluşmamaktadır, enerji hızlı bir biçimde açığa doğru ışıkmaktadır.



Şekil-5: Batimetrik süreksizlik olmayan durumda ($D = 0$) davranış. $\gamma = 0.1$ olarak alınmıştır.

Rüzgar altında denge konumuna karşılık gelen başlangıç koşulunun bir ilginç tarafı $\gamma \rightarrow 0$ limitinde logaritmik fonksiyona dönüşmesidir. Bilindiği üzere $\sigma = 0$ bölge dışında bırakıldığında, log fonksiyonu $\nabla^2 = \partial_{\sigma\sigma} + \frac{1}{\sigma} \partial_{\sigma}$ operatörünün sıfır özdeğerine karşılık gelen öz fonksiyonudur. Bu

nedenden ötürü $\sigma \propto \gamma$ bölgesinde başlangıçta hiç birşey olmamakta, bu bölgedeki yüzey ancak sahil şeridinde yakınlarda uyarılan dalgalar bu bölgeye ulaştıktan sonra rüzgarın kesilmesine tepki vermektedirler. Bu cevaptaki gecikme Şekil 6'da açık şekilde görülmektedir. Eğrilerin üzerindeki sayılar σ değerlerine karşılık gelmektedir.



Şekil-6: Çeşitli σ değerleri için zamanın fonksiyonu olarak ψ .

Bu çalışmada sabit genişlikli kanallar üzerinde yoğunlaştık. Denklem (26)'da verilen Green fonksiyonun elde edilmesinde açık olarak kanal genişliğinin korunmasını kullanmıştık. Eğer sabit derinlikli kanalın genişliği, eğimli kanalınkinden farklı ise akı korunum denlemini yazarken genişliklerin oranını göz önünde tutmak gerekirdi (Bak Denklem 16). Bu makalenin sonuçlarını değişken genişlikli kanallara sadece denklem 16 daki bir katsayıyı değiştirerek uyarlama ancak kanallardan en genişinin kullanılan dalga boylarına göre çok daha küçük olması ile mümkün olur. Bu kısıtlamaya uyulmadığı takdirde problem 1 boyutta yayılan dalgalar olmaktan çıkar.

Ele alınabilecek bir ilginç durum da sabit eğimli ve sonlu genişlikteki kanalın sabit derinlikli açıkdenize bağlanmasıdır. Bu durumda eğer uyarılan dalgaboyları kanal genişliğinden çok daha fazlaysa Huygens ilkesi gereğince kanalın ağzı açıkdenizde noktasal bir kaynak gibi davranır ve açıkdenize buradan yarım dairesel dalgalar yayılır. Bu durumda açıkdenizde Green fonksiyonunun alacağı değerler

$$\frac{WB(\omega)k_{out}H_0^{(2)}(kr)}{2i} \quad (30)$$

olur. Burada W kanal genişliği ve $H_0^{(2)}$ sıfırıncı mertebeden ikinci tip Hankel fonksiyonunu

göstermektedir. Burada $\frac{Wk_{out}}{2i}$ çarpanının işlevi Denklem (30)'daki Hankel fonksiyonunun taşıdığı

akı ile daha önceden bulduğumuz $B(\omega)\exp(-i|k_{out}(\omega)|\text{sign}(\omega)x)$ ifadesine tekabül eden akının eşit olmasını sağlamaktır.

Kaynaklar

- [1] Nof, D.; Paldor, N. (1992): Are there oceanographic explanations for Israelites' crossing of the Red Sea? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73**, pp. 305–314.
- [2] Aydın, B. & Kanoğlu, U. 2007 Wind set-down relaxation. *CMES-Computer Modeling in Engineering Sciences* **21**, 149-155.
- [3] Carrier, G.F. & Greenspan, H.P. 1958 Water waves of finite amplitude on a sloping beach. *J. Fluid Mech* **4**, 97-109.
- [4] Carrier, G.F. F., Wu, T. T. & Yeh, H. 2003 Run-up and draw-down on a plane beach. *J. Fluid Mech.* **475**, 79-99.