



SİĞLAŞAN KIYILARDA DALGA KIRILMASININ İNCELENMESİ İÇİN SAYISAL BİR YÖNTEM

Barbaros Okan
İ.T.Ü. Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi, İstanbul

ÖZET

Derinliği sınırlı kıyılarda yapı tasarlamakta olan bir mühendis yapıya etki etmesi muhtemel en büyük kuvvetleri hesaplayabilmek zorundadır. Açık literatürde lineer olmayan dalgaları incelemek için çeşitli teoriler mevcuttur ve bu teorilerin çoğu kırılmayan dalgalarla ilgilidir. Oysa, denizlerdeki herhangi bir yapının karşılaştığı en büyük dalga yükleri kırılan dalgalardan ötürü ortaya çıkar. Son otuz yıl içerisinde kırılan dalgaların incelenebilmesi için önemli gelişmeler kaydedilmiştir. Bu makalede, kırılan dalgalar konusunda kaydedilen gelişmelerden yararlanarak, kıyı yapılarının tasarımında kullanılacak sayısal bir yöntem sunulmaktadır. Yöntem bir dizi probleme uygulanmış ve elde edilen sonuçlar ümit verici gözükmektedir.

ABSTRACT

An engineer designing a marine structure in coastal waters has to be able to predict the extreme wave forces likely to act on the structure. Several theories are available to investigate nonlinear waves and of those theories available the earlier ones are mainly restricted to the non-breaking waves. The most severe forces experienced by marine structures, however, are those inflicted by the breaking waves. In the last three decades there has been significant a contribution to the investigation of the breaking waves. In this paper a numerical method, exploiting the recent progress on breaking waves, is presented. The method is applied to a number of cases and the results are promising.

GİRİŞ

Kıyı yapılarıyla ilgilenen bir mühendis için en önemli sorunlardan biri yapıya etki eden kuvvetlerin belirlenmesidir. Bu kuvvetleri hesaplamak için biri ampirik bir yaklaşım olan Morison formülasyonu [5] diğeri de potansiyel teoriden yola çıkarak formüle edilmiş sınır elemanları yöntemi olmak üzere iki yol kullanılmaktadır. Bunlardan birincisi viskoz etkilerin önem kazandığı dalga boylarının yapının karakteristik boyutuna göre büyük olduğu hallerde ($\lambda > 0.2D$) uygundur. Bu yöntemde, yapının boyutu nedeniyle gelen dalgalar üzerinde herhangi bir etkisi olmadığı varsayılarak akışkan bölgesinde hız ve basınç alanları doğrudan gelen dalga potansiyelinden hesaplanır.

Sınır elemanları yöntemi ise boyutları dalga boyuna oranla küçük sayılamayacak boyutlardaki elemanlar için uygundur ve viskozite tamamen ihmal edilerek potansiyel teori kullanılır. Burada gelen dalga potansiyeline, yapıdan ötürü ortaya çıkacak değişmeyi de hesaba katabilmek için, bilinmeyen bir pertürbasyon potansiyeli ilave edilir. Problem bu potansiyelin hesaplanabilmesine indirgenmiştir ve lineer olmayan çözümü oldukça karmaşıktır. Bu nedenle bu yöntemi kırılan dalgaları modellemek amacı ile kullanmak olanaksızdır.

Bu yöntemler dışında kırılan dalgaları inceleyebilmek için bir de hesaplamalı akışkanlar dinamiği (CFD) mevcuttur. Bu yöntemler genellikle sonlu elemanlar veya sonlu farklar yöntemlerinin akışkanlar mekaniği problemlerine uygulamaları olup oldukça karmaşık, pahalı ve kullanımı önemli ölçüde uzmanlık gerektirmektedir. Bu nedenle bu yöntemlerin kolaylıkla kullanılabilmesi çok sınırlı haller dışında olanaklı değildir. Oysa son otuz yıl içerisinde kırılan dalgalar konusunda uygulama açısından çok kolay olan teoriler geliştirilmiştir. İki boyutlu olan bu yöntemler Green fonksiyonu yöntemi [4] ve Cauchy integral teoremi yöntemi [2,3] olup birbirine çok yakındır. Ancak zaman içerisinde bu yöntemlerden Cauchy integral teoremi yöntemi pratikliği açısından daha yaygın kullanılır hale gelmiştir.

Daha önceki bir çalışmada [1] Cauchy integral teoremi yöntemi periyodik dalgaların kırılmasını incelemek için sayısal bir yöntem geliştirilmiş ve elde edilen sonuçlar literatürdeki deney sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve iyi sonuçlar elde edilmiştir. Ancak o yöntemin periyodik dalgalarla sınırlı kalması ve dip yapısının değişkenliğe müsaade etmemesi pratik açısından sınırlayıcı olmaktadır. Bu makalede yöntemin karışık dalgaları ve değişken dip yapısını da kapsayacak genişletilmesi anlatılmaktadır.

GENEL DENKLEMLER

Ele alınan problemde dalgaların uzun cepheli dalgalar olduğunu ve bu nedenle problemin iki boyutlu olarak ele alınabileceğini varsayıyoruz. Bir C eğrisi ile sınırlanmış olan B bölgesinde sıkıştırılmaz, viskozitesiz bir akışkanın bölgedeki girdapsız hareketlerini inceleyelim. Bu hareketin hızlar alanı $\beta(z,t)$ karmaşık potansiyeli cinsinden

$$u(z,t) - iv(z,t) = \frac{d\beta(z,t)}{dz} \quad (1)$$

şeklinde verilir. Burada $z = x + iy$ karmaşık değişken karmaşık potansiyel $\phi(x,y,t)$ potansiyel fonksiyonu ve $\psi(x,y,t)$ akım fonksiyonu cinsinden

$$\beta(z,t) = \phi(x,y,t) + i\psi(x,y,t)$$

olarak tanımlanmıştır. Bernoulli denklemi

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} p_0 - gy - \frac{1}{2} [u^2 + v^2]$$

ve hareketi takiben alınan türev tanımı

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \nabla\phi \cdot \nabla\phi$$

göz önüne alınırsa B bölgesinin herhangi bir (x,y) noktasının ve bu noktadaki potansiyelin değişimi

$$\frac{dx}{dt} = u(x,y,t) \quad (2a)$$

$$\frac{dy}{dt} = v(x,y,t) \quad (2b)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{1}{\rho} p_0 - gy + \frac{1}{2} [u(x,y,t)^2 + v(x,y,t)^2] = f(x,y,t) \quad (2c)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklemlerden açıkça görülmektedir ki $\beta(z,t)$ karmaşık potansiyelinin belli olması halinde (2) denklemlerinin integrasyonu ile problemin çözümü elde edilir.

Bu noktada, karmaşık potansiyelin analitik bir fonksiyon olduğu hatırlanırsa, Cauchy integral teoremi yardımıyla herhangi bir z_0 noktasında karmaşık potansiyel değerini bölgenin C sınırı üzerindeki karmaşık potansiyel dağılımı cinsinden

$$\alpha\pi i\beta(z_0,t) = \oint_C \frac{\beta(z,t)}{z - z_0} dz \quad (3)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada α katsayısı z_0 noktasının konumuna göre

$$\alpha = \begin{cases} 2 & z_0 \in B \\ 1 & z_0 \in C \\ 0 & z_0 \notin B \cup C \end{cases}$$

değerlerini alır. Göz önüne alınan noktanın noktanın bölge ve sınırının dışında olması halinde bu denklem

$$\oint_C \frac{\beta(z,t)}{z-z_0} dz = 0 \quad (4)$$

şeklini alır ve karmaşık potansiyelin belirlenmesi için kullanacağımız temel denklemi oluşturur. Bu haliyle (4) denklemi homojen bir denklem olduğu için karmaşık potansiyelin tek olarak belirlenmesine olanak tanımaz. Ancak bölgenin C sınırının C_ψ bölümünde $\phi(x,y,t)$ potansiyeli ve C_ψ bölümünde $\psi(x,y,t)$ akım fonksiyonu sınır koşulu olarak verilmişse $C = C_\phi \cup C_\psi$ olmak koşuluyla bu denklem sağ taraflı bir denkleme dönüşeceği için karmaşık fonksiyonun tanımı tek olarak elde edilir. Karmaşık potansiyelin elde edilmesiyle (1) ve (3) denklemleri yardımıyla herhangi bir z_0 noktasında hız ve hızın zamana göre türevi alınarak ivme değerleri de

$$\bar{w}(z,t) = u(x_0, y_0, t) - iv(x_0, y_0, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{\beta(z,t)}{(z-z_0)^2} dz \quad (5a)$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + \bar{w} \frac{dw}{dz} = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{1}{(z-z_0)^2} \frac{\partial \beta(z,t)}{\partial t} dz + \frac{\bar{w}}{2\pi i} \oint_C \frac{\beta(z,t)}{(z-z_0)^3} dz \quad (5b)$$

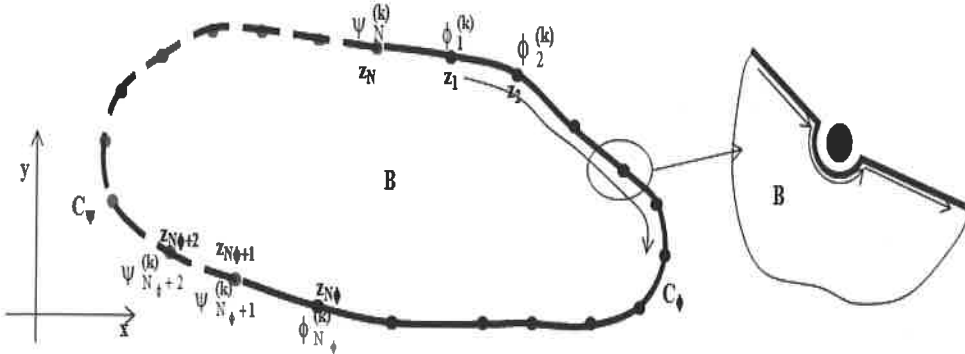
formüllerinden kolaylıkla elde edilebilir. Akım alanının bu şekilde belirlenmesiyle kırılan dalgaların incelenmesi ve karakteristik boyutları küçük olan silindirik kazıklar veya platform ayakları gibi kıyı yapıları üzerindeki kuvvetleri Morison formülasyonu ile hesaplamak olanağı olur.

SAYISAL YÖNTEM

Yukarıda (4) denklemi ile verilen başlangıç sınır değer problemini genelde analitik olarak çözebilme olanaksızdır. Bu nedenle problemi sayısal bir yöntemle çözmek uygun olur. Bu amaçla karmaşık potansiyeli B bölgesinin C kapalı sınırı üzerinde seçilmiş sonlu sayıda $\{z_n\}$ $n = 1, 2, \dots, N$ adet noktadaki (Şekil 1) karmaşık potansiyel şiddetine bağlı olarak

$$\beta(z,t) = \sum_{n=1}^N \beta_n(t) f_n(z)$$

şeklinde göstermek uygun olur. Burada $\beta_n(t)$ karmaşık potansiyelin z_n noktasındaki zamana bağlı şiddetidir ve herhangi bir $t = t_k$ anında sabit $\beta_n^{(k)} = \beta_n(t_k)$ değerini alır. Öte yandan $f_n(z)$ de karmaşık potansiyelin uzaydaki değişimini gösteren bir şekil fonksiyonudur.



Şekil 1 : Problemin tanımlandığı B bölgesi ve C sınırının ayrıklaştırılması

Bu gösterilimi herhangi bir $t = t_k$ anı için (4) denklemine yerleştirirsek

$$\sum_{n=1}^N \Delta_{mn} \beta_n^{(k)} = 0 \quad \Delta_{mn} = \oint_C \frac{f_n(z)}{z-z_m} dz \quad (6)$$

şeklinde homojen bir lineer denklem sistemi elde ederiz. Keyfi olarak seçilebilecek olan şekil fonksiyonu

$$f_n(z) = \begin{cases} \frac{z - z_{n-1}}{z_n - z_{n-1}} & z_{n-1} \leq z \leq z_n \\ \frac{z - z_{n+1}}{z_n - z_{n+1}} & z_n \leq z \leq z_{n+1} \\ 0 & z_1 < z < z_{n-1} \cup z_{n+1} < z < z_N \end{cases}$$

olarak tanımlanırsa Δ_{mn} karmaşık etkileşim matrisi için de

$$\Delta_{mn} = \frac{1}{z_n - z_{n-1}} \int_{z_{n-1}}^{z_n} \frac{z - z_{n-1}}{z - z_m} dz + \frac{1}{z_n - z_{n+1}} \int_{z_n}^{z_{n+1}} \frac{z - z_{n+1}}{z - z_m} dz \quad (7)$$

denklemini elde edilir. Burada integrasyonlar analitik olarak yapılabilir ve sadece z_m alan noktasının z_n noktası ile çakışması halinde tekillik ortaya çıkmasıyla integrasyon dikkatli ele alınmayı gerektirir. Karmaşık etkileşim matrisinin hesabı Ek 1'de verilmiştir.

Bir önceki bölümde de belirtildiği gibi (6) lineer denklem sistemi homojen olduğu için doğrudan çözüme olanak vermez. Ancak herhangi bir $t = t_k$ anında sınırın C_{\square} bölümünde $\{\phi_n^{(k)}\} n = 1, 2, \dots, N_{\square}$ potansiyel ve C_{\cup} bölümünde $\{\psi_n^{(k)}\} n = N_{\square} + 1, N_{\square} + 2, \dots, N$ akım fonksiyonu değerleri sınır koşulu olarak

$$\Delta_{mn} = \Delta_{mn}^r + i\Delta_{mn}^i \quad \beta_n^{(k)} = \phi_n^{(k)} + i\psi_n^{(k)}$$

tanımlarını kullanarak

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{N_{\square}} \Delta_{mn}^i \psi_n^{(k)} - \sum_{n=N_{\square}+1}^N \Delta_{mn}^r \phi_n^{(k)} &= \sigma_m^{(k)} \quad m = 1, 2, \dots, N_{\square} \\ \sum_{n=1}^{N_{\square}} \Delta_{mn}^r \psi_n^{(k)} + \sum_{n=N_{\square}+1}^N \Delta_{mn}^i \phi_n^{(k)} &= \sigma_m^{(k)} \quad m = N_{\square} + 1, N_{\square} + 2, \dots, N \end{aligned} \quad (8a)$$

çözümü tek olan sağ taraflı lineer denklem sistemini elde ederiz. Burada sağ taraflar

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{N_{\square}} \Delta_{mn}^r \phi_n^{(k)} - \sum_{n=N_{\square}+1}^N \Delta_{mn}^i \psi_n^{(k)} &= \sigma_m^{(k)} \quad m = 1, 2, \dots, N_{\square} \\ -\sum_{n=2}^{N_{\square}} \Delta_{mn}^i \phi_n^{(k)} - \sum_{n=2}^{N_{\square}} \Delta_{mn}^r \psi_n^{(k)} &= \sigma_m^{(k)} \quad m = N_{\square} + 1, N_{\square} + 2, \dots, N \end{aligned} \quad (8b)$$

olarak elde edilir. Karmaşık potansiyel (8) denklemlerinden belirlendikten sonra hızlar alanı (5a) denklemini yardımıyla

$$u_m^{(k)} - iv_m^{(k)} = \sum_{n=1}^N \beta_n^{(k)} \left\{ \frac{1}{z_n - z_{n-1}} \int_{z_{n-1}}^{z_n} \frac{z - z_{n-1}}{(z - z_m)^2} dz + \frac{1}{z_n - z_{n+1}} \int_{z_n}^{z_{n+1}} \frac{z - z_{n+1}}{(z - z_m)^2} dz \right\}$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada dikkat edilmesi gereken husus integraldeki iki katlı tekillik nedeniyle sınır üzerinde analitik integrasyon olanaklı değildir. Bu nedenle sınır üzerinde hızlar alanını (1) denklemini uyarınca sayısal türetme ile

$$w_m = \frac{1}{z_{m+1} - z_{m-1}} \left[\frac{z_{m+1} - z_m}{z_{m-1} - z_m} \beta_{m-1} - \frac{z_{m-1} - z_m}{z_{m+1} - z_m} \beta_{m+1} \right]$$

şeklinde elde ederiz. Hızlar alanının belli olmasıyla potansiyeldeki artım da (2c) denkleminde

$$f_m^{(k)} = \frac{1}{2} [(u_m^{(k)})^2 + (v_m^{(k)})^2] - gy_m$$

şeklinde elde edilir.

Bu durumda $t = t_k$ anında bölge ve bölgedeki bütün büyüklükler belirlemiştir ve (2) denklemleri zamana göre tek adımlı Euler metodu ile sayısal olarak integre edilerek bir sonraki zaman adımı $t_k + \Delta t$ anı için sınır koşullarını oluşturmak mümkündür. Ancak tek adımlı yöntemlerin hesap hassasiyeti zaman zaman yetersiz kalabildiği için çok adımlı bir yöntem kullanmakta yarar vardır. Literatürde Adam-Bashforth-Moulton yöntemiyle Hammings yöntemi üzere iki yöntem vardır. Bunlardan birincisi çok daha yüksek hassasiyete sahip olması nedeniyle çok daha yaygın olarak

kullanılmakla birlikte ikinci yöntem sayısal stabilitesi açısından çok daha üstündür ve bu nedenle bu çalışma sırasında tercih edilmiştir.

Herhangi bir $t = t_k$ anında ($k > 4$ olmak üzere) hızlar alanı ve skaler potansiyeldeki artım belirlendikten sonra bir sonraki zaman adımı için integrasyona ilk yaklaşım

$$\begin{bmatrix} X_m^{r(k+1)} \\ y_m^{r(k+1)} \\ \phi_m^{r(k+1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_m^{r(k-3)} \\ y_m^{r(k-3)} \\ \phi_m^{r(k-3)} \end{bmatrix} + \left[\frac{8}{3} \begin{bmatrix} u_m^{(k)} \\ v_m^{(k)} \\ f_m^{(k)} \end{bmatrix} - \frac{4}{3} \begin{bmatrix} u_m^{(k-1)} \\ v_m^{(k-1)} \\ f_m^{(k-1)} \end{bmatrix} + \frac{8}{3} \begin{bmatrix} u_m^{(k-2)} \\ v_m^{(k-2)} \\ f_m^{(k-2)} \end{bmatrix} \right] \Delta t$$

şeklinde yapılır. İlk yaklaşım hesaplandıktan sonra düzeltme değerleri bir önceki zaman adımı için hesaplanmış hata terimleri yardımıyla

$$\begin{bmatrix} X_m^{n(k+1)} \\ y_m^{n(k+1)} \\ \phi_m^{n(k+1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_m^{r(k+1)} \\ y_m^{r(k+1)} \\ \phi_m^{r(k+1)} \end{bmatrix} - \frac{112}{121} \begin{bmatrix} \varepsilon_x^{(k)} \\ \varepsilon_y^{(k)} \\ \varepsilon_\phi^{(k)} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} \varepsilon_x^{(k)} \\ \varepsilon_y^{(k)} \\ \varepsilon_\phi^{(k)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_m^{n(k)} \\ y_m^{n(k)} \\ \phi_m^{n(k)} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} X_m^{m(k)} \\ y_m^{m(k)} \\ \phi_m^{m(k)} \end{bmatrix}$$

şeklinde elde edilir. Burada hesaplanan düzeltme terimleri yukarıda anlatılan sınır değer probleminde kullanılmasıyla $u_m^{n(k+1)}v_m^{n(k+1)}$ hız alanı düzeltmesi ve $f_m^{n(k+1)}$ skaler potansiyel artımı düzeltmesi hesaplanır. Bu değerlerin kullanılması sonucu konum ve potansiyel değerleri için düzeltme terimleri

$$\begin{bmatrix} X_m^{m(k+1)} \\ y_m^{m(k+1)} \\ \phi_m^{m(k+1)} \end{bmatrix} = \frac{9}{8} \begin{bmatrix} X_m^{(k)} \\ y_m^{(k)} \\ \phi_m^{(k)} \end{bmatrix} - \frac{1}{8} \begin{bmatrix} X_m^{(k-2)} \\ y_m^{(k-2)} \\ \phi_m^{(k-2)} \end{bmatrix} + \left[3 \begin{bmatrix} u_m^{n(k+1)} \\ v_m^{n(k+1)} \\ f_m^{n(k+1)} \end{bmatrix} + 6 \begin{bmatrix} u_m^{(k)} \\ v_m^{(k)} \\ f_m^{(k)} \end{bmatrix} - 3 \begin{bmatrix} u_m^{(k-1)} \\ v_m^{(k-1)} \\ f_m^{(k-1)} \end{bmatrix} \right] \Delta t$$

olarak hesaplanır. Düzeltme terimleri de kullanılarak $t = t_{k+1}$ anında noktaların yeni konumu ve potansiyel değerleri

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_x^{(k+1)} \\ \varepsilon_y^{(k+1)} \\ \varepsilon_\phi^{(k+1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_m^{n(k+1)} \\ y_m^{n(k+1)} \\ \phi_m^{n(k+1)} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} X_m^{m(k+1)} \\ y_m^{m(k+1)} \\ \phi_m^{m(k+1)} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} X_m^{(k+1)} \\ y_m^{(k+1)} \\ \phi_m^{(k+1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_m^{m(k+1)} \\ y_m^{m(k+1)} \\ \phi_m^{m(k+1)} \end{bmatrix} + \frac{9}{121} \begin{bmatrix} \varepsilon_x^{(k+1)} \\ \varepsilon_y^{(k+1)} \\ \varepsilon_\phi^{(k+1)} \end{bmatrix}$$

denklemlerinden bulunur.

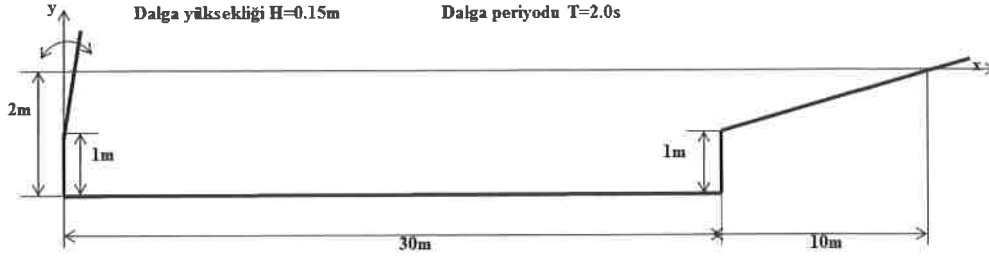
Çözümün başarısı zaman üzerindeki integrasyonların yeterli hassasiyetle yürütülmesine bağlıdır. Bu nedenle her zaman adımında hassasiyetin korunduğunu kontrol etmek amacıyla toplam kütle ve toplam enerjinin artıp artmadığına bakılır. Bu amaçla her zaman adımında

$$\dot{m} = \rho \oint_c \frac{\partial \psi}{\partial s} ds = \dot{m}_0, \quad E = \frac{\rho}{2} \oint_c \phi \frac{\partial \psi}{\partial s} ds + \frac{\rho g}{2} \oint_c y^2 n_y ds = E_0$$

denklemleri hesaplanarak hatanın belirli bir değerin altında kalıp kalmadığı kontrol edilir. Bu kontrol dalğanın kırılmasına kadar geçerlidir ancak kırılan dalğanın dönerek serbest yüzeye başka bir noktada temas etmesiyle geçerliliğini yitirir. Bu stabilize problemi kırılma sonucu kaybedilen enerjinin göz önüne alınmamasından kaynaklanmakta olup gerçek bir fiziksel olayı yansıtmaktadır. Bu noktadan itibaren çözümün bir anlamı kalmaz.

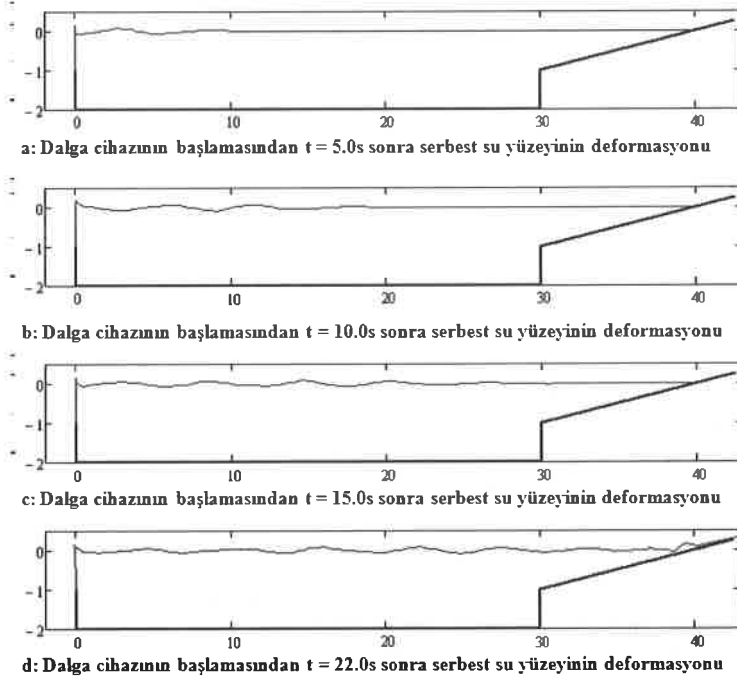
UYGULAMALAR

Bu yöntem için bir program geliştirilmiş ve çeşitli problemlere uygulanmıştır. İlk olarak dalga yansımaları söndürmek amacıyla sahili olan bir model havuzunda periyodik dalga üreten bir flapın çalışması ele alınmıştır. Ele alınan tankın geometrisi ve üretilen periyodik dalgaya ait bilgiler Şekil 2'de verilmektedir.



Şekil 2 : Tank geometrisi ve yaratılan periyodik dalgalara ait temel bilgiler

Ele alınan problemde flap yüksekliği $h = 1.0\text{m}$, tankın flap hizasında derinliği $D = 2.0\text{m}$, zaman integrasyonunda artım $\Delta t = 0.01\text{s}$ olarak seçilmiştir. Serbest su yüzeyi $N_p = 120$, tankın sahil kısmı $N_1 = 30$, dibi $N_3 = 90$, düşey topukları $N_2 = N_4 = 4$ er ve flap $N_5 = 6$ nokta ile gösterilmektedir. Programda flap $N_t = 2200$ zaman adımı, yani 22 saniye süreyle, yüksekliği $H = 0.15\text{m}$ ve periyodu $T = 2.0\text{s}$ olan dalga yaratacak şekilde çalışmış ve bundan sonra stabilitesini kaybederek durmuştur. Serbest su yüzeyinde dalga ilerlemesiyle ilgili olarak 5 saniyede aralıklarla serbest su yüzeyinin elde edilen deformasyonları Şekil 3' de verilmektedir.

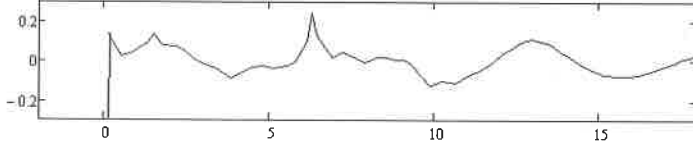


Şekil 3 : $H = 0.15\text{m}$, $T = 2.0\text{s}$ olan periyodik dalganın ilerlemesi

Dalga cihazının çalışmasından itibaren $t = 22.0$ saniye sonra sahilde kırılma meydana geldiği gözükmemektedir. Bu tanka konulacak olan sahilden yapması beklenen bir sonuçtur. Aynı sistemde dalga yüksekliğini $H = 0.2\text{m}$ 'ye yükselttiğimizde dalga periyodu ve dolayısıyla dalga uzunluğu sabit kaldığı takdirde dalga dikliği artacağı için kırılmanın daha evvel olmasını bekleriz. Gerçekten de dalga cihazı çalışmaya başladıktan $t = 12.5\text{s}$ sonra kırılma meydana gelmektedir. Ancak burada kırılma dalgaların sahile erişmesinden önce meydana gelmekte ve flapa yakın olan dalgalar kırılırken sahil yakın olan dalgalar çok daha düzgün kalmaktadır (Şekil 4).



a: Dalga cihazının başlamasından $t = 12.5s$ sonra serbest su yüzeyinin kırılmanın oluşumu



b: Dalga kırılmasının yakından incelenmesi

Şekil 4 : $H = 0.2m$, $T = 2.0s$ olan periyodik dalganın kırılması

Bu olgu gerçekten de model deney havuzlarında sıkça karşılaşılan bir durumdur. Dalga yüksekliğinin lineer kabul edilebilecek diklik sınırını aştığı hallerde flaptan çıkan dalgalarda köpüklü kırılma oluştuğu ve dalgalar flaptan uzaklaştıkça düzgünleştikleri gözlenebilir. Şekil 4b'de kırılma yakından incelendiğinde dalga tepesinin sivrileştiği ve dalgada kıvrılarak kırılmaya karşı gelecek bir dönme olmadığı göz önüne alınırsa sayısal sonuçların da köpüklü kırılma olduğunu kabul edebiliriz.

Buraya kadar sadece periyodik dalgalar için uygulamaları verdik ve dip yapısının etkilerini göz önüne aldık. Oysa bu çalışmada dip yapısını göz önüne alabilmek kadar karışık dalgaları da incelemek amaçlanmıştır. Bu nedenle son uygulamada karakteristik yüksekliği $H_s = 0.15m$, sıfır geçme periyodu $T_z = 0.2s$ ve germe faktörü $\square = 3.3$ olan JONSWAP spektrumu ile elde edilen bir dalga dizisini ele alacağız.

SONUÇLAR

Bu makalede sığlarda kıyılarda dalga kırılmasının ve kırılan dalgalardan doğan dalga kuvvetlerinin incelenmesi için Cauchy integral teoreminden yararlanan sayısal bir yöntem ve bu yöntemin bazı uygulamaları sunulmaktadır. Henüz tam anlamıyla tamamlanmış olmamakla birlikte yöntem dalga kırılması oluşana dek iyi sonuçlar vermekte ancak dalga kırılmasıyla birlikte yöntem geçerliliğini yitirmektedir. Yöntemin dalga kırılmasından sonra da geçerli sonuçlar verebilmesi için kırılma sırasındaki enerji kaybının uygun bir şekilde modellenmesi ve yazılıma katılması gerekmektedir. Bu konu daha ilerideki aşamalarda ele alınacak ve elde edilen sonuçlar daha sonraki bir makalede sunulacaktır.

Kaynaklar

- [1] Okan, M.B., Downie, M.J. and Incecik, A., 'Investigation of wave loads on wind turbine structures in shallow waters', MAREC 2002., International Conference on Marine Renewable Energy, Newcastle, UK, 2002
- [2] New, A. L., McIver, P., Peregrine, D. H., 'Computation of Overtopping Waves', J. Fluid Mech., Vol. 150, pp 233 – 251, 1985
- [3] Vinje, T. ve Brevig, P., 'Numerical Simulation of Breaking Waves', Adv. Water Resources, Vol. 4, pp 77 – 82, 1981
- [4] Longuet-Higgins ve M.S., Cokelet, E. D., 'The Deformation of Steep Surface Waves on Water I. A Numerical Method of Computation', Proc. R. Soc. Lond. Serie A, Vol. 350, pp 1 – 26, 1976
- [5] Morison, J.R., O'Brien, M.P., Johnson, J.P. ve Schaaf, S.A., 'The Forces Exerted by Surface Waves on Piles', Petroleum Transactions, American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, Vol 189, TP 2846, pp 149 – 154, 1950

Ek 1: Karmaşık Etkileşim Matrisinin Hesabı

Etkileşim matrisi Δ_{mn} (3.4) denkleminin analitik olarak entegre edilmesi

$$\Delta_{mn} = \frac{z_m - z_{n-1}}{z_n - z_{n-1}} \log \frac{z_n - z_m}{z_{n-1} - z_m} + \frac{z_m - z_{n+1}}{z_n - z_{n+1}} \log \frac{z_{m+1} - z_m}{z_n - z_m} \quad (\text{A.1})$$

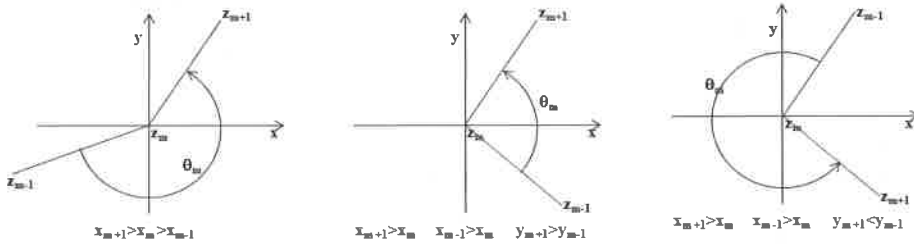
şeklinde hesaplanır. Ancak alan noktası z_m , z_{n-1} veya z_{n+1} noktalarıyla çakıştığında logaritma terimlerinde paydalardan biri sıfıra gitmektedir. Ancak her iki hal için de sorun yaratan terimin limitlerinin sıfıra gideceğini gösterebiliriz ve bu haller için etkileşim matrisini

$$\Delta_{mn} = \begin{cases} \frac{z_m - z_{n+1}}{z_m - z_{n+1}} \log \frac{z_{n+1} - z_m}{z_n - z_m} & m \Rightarrow n-1 \\ \frac{z_m - z_{n-1}}{z_n - z_{n-1}} \log \frac{z_n - z_m}{z_{n-1} - z_m} & m \Rightarrow n+1 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

olarak elde ederiz. Ancak alan noktası z_m , z_n noktasına yaklaşırken her iki terimde de logaritmik tekillik ortaya çıkar ve normalde bu tekillikten kurtulabilmek çok zordur. Ancak burada kullanılan şekil fonksiyonu nedeniyle logaritmalı terimlerin önündeki terimler düşer ve sadece logaritmik terimler kalır. Ayrıca $z_m - z_n$ teriminin iki logaritmik terimden birinde payda değerinde ise paydada yer alması nedeniyle birbirlerini götürüleceğinden sonuçta etkileşim matrisi için tekil olmayan

$$\Delta_{mn} = \log \frac{z_{m+1} - z_m}{z_{m-1} - z_m} = \log \left| \frac{z_{m+1} - z_m}{z_{m-1} - z_m} \right| + i\theta_m \quad (\text{A.3})$$

değerini elde ederiz. Burada θ_m açısının hesabında integrasyon yönünün önemi vardır ve hesaplanmasında dikkatli olmak gerekir (Şekil A1).



Şekil A1: Karmaşık etkileşim matrisi hesabında θ_m açısının doğru seçimi