

154497

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

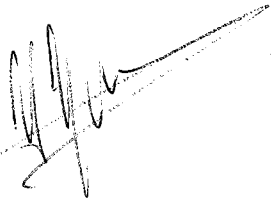
**DENİZALTI BORU HATLARINA TESİR EDEN  
HİDRODİNAMİK KUVVETLERİN MODELLENMESİ**

İnşaat ve Çevre Mühendisi Berna AYAT


FBE İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı Kıyı ve Liman Mühendisliği Programında  
Hazırlanan

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Yalçın YÜKSEL (YTÜ)



Prof. Dr. Yalçın YÜKSEL



Prof. Dr. Cem ANCA  
İSTANBUL, 2004



Doç. Dr. Esin GEVİK

# İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	iv
KISALTIMA LİSTESİ .....	vi
ŞEKİL LİSTESİ.....	vii
ÇİZELGE LİSTESİ .....	viii
ÖNSÖZ .....	ix
ÖZET .....	x
ABSTRACT.....	xi
1. GİRİŞ .....	1
2. DENİZALTI BORU HATLARINA TESİR EDEN HİDRODİNAMİK KUVVETLERİN MODELLENMESİ.....	3
2.1 Giriş.....	3
2.2 Akışkan Partiküllerinin Kinematığı .....	3
2.3 Morison Denklemi .....	5
2.4 Yatay Silindirik Yapılar Üzerinde Etkili Kuvvetler .....	5
2.4.1 Akıntı Nedenli Kuvvetler.....	6
2.4.2 Boru Hatları Üzerinde Etkili Kuvvetler.....	7
2.5 Dalga Kırılması.....	14
3. LİNEER DALGA TEORİSİ.....	27
3.1 Teori.....	27
3.2 Programlama Esasları .....	30
3.2.1 Programın Akış Şeması.....	31
3.2.2 Programlama Adımları.....	32
4. CNOİDAL DALGA TEORİSİ .....	35
4.1 Teori.....	35
4.2 Programlama Esasları .....	38
4.2.1 Programın Akış Şeması.....	39
4.2.2 Programlama Adımları.....	41
5. AKİM FONKSİYONU DALGA TEORİSİ.....	43
5.1 Giriş.....	43
5.2 Teori.....	43
5.3 Programlama Esasları .....	50
5.3.1 Programın Akış Şeması.....	51

5.3.2	Programlama Adımları.....	54
6.	STOKES DALGA TEORİSİ .....	58
6.1	Teori.....	58
6.2	Programlama Esasları .....	61
6.2.1	Programın Akış Şeması.....	62
6.2.2	Programlama Adımları.....	63
7.	SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	66
8.	SONUÇLAR.....	84
	KAYNAKLAR .....	86
	EK 1 AĞIRLIK DALGALARININ KARAKTERİSTİKLERİNİN DEĞİŞİMİ TABLOSU ..	88
	ÖZGEÇMİŞ .....	90



## SİMGE LİSTESİ

$c$	Dalga yayılma hızı
$C_D$	Direnç katsayısı
$C_L$	Kaldırma kuvveti katsayısı
$cnq$	Jacobian eliptik cosinüs fonksiyonu
$C_m$	Ek su kütlesi kuvveti katsayısı
$C_M$	Atalet katsayısı
$d$	Su derinliği
$d_b$	Kırılma derinliği
$D$	Boru çapı
$e$	Boru hattı ile deniz tabanı arasındaki açıklık
$E(k)$	2. Mertebeden eliptik integral
$F$	Toplam eksenel kuvvet
$F_D$	Direnç kuvveti
$F_F$	Boru hattının birim uzunluğuna etkiyen sürtünme kuvveti
$F_I$	Atalet kuvveti
$F_L$	Kaldırma kuvveti
$F_T$	Eksenel kuvvetin teğetsel bileşeni
$F_x$	Toplam eksenel kuvvetin x doğrultusundaki bileşeni
$g$	Yerçekimi ivmesi
$H$	Dalga yüksekliği
$\bar{H}$	Ortalama dalga yüksekliği
$H_0$	Derin su dalga yüksekliği
$H_b$	Kırılan dalga yüksekliği
$k$	Dalga numarası, Eliptik integral modülü
$k_s$	Pürüz yüksekliği
$KC$	Keulegan-Carpenter sayısı
$K(k)$	1. Mertebeden eliptik integral
$L$	Dalga boyu
$L_0$	Derin su dalga boyu
$p$	Basınç
$P_B$	Boyutsuz kuvvet
$P_S$	Boyutsuz stabilite parametresi
$Re$	Reynolds sayısı
$q$	Eliptik integral
$s$	Deniz taban eğimi
$snq$	Jacobian eliptik sinüs fonksiyonu
$SSS$	Sakin su seviyesi
$t$	Zaman
$T$	Periyot
$u$	Yatay yörüngesel partikül hızı
$u_c$	Akıntı hızı
$\bar{u}_c$	Boyutsuz akıntı hızı
$u_m$	Maksimum yatay yörüngesel hız
$\bar{u}_m$	Boyutsuz yatay yörüngesel hız
$V'$	Hacim
$w$	Düşey yörüngesel partikül hızı
$W'$	Boyutsuz kuvvet oranı
$W$	Borunun birim boyunun batmış ağırlığı
$W_I$	Borunun birim boyunun ağırlığı

$\beta$	Deniz tabanının yatay düzlemle yaptığı açı
$\xi$	Surf parametresi
$\eta$	Dalga profili
$\theta$	Dalga faz açısı
$\nu$	Kinematik viskozite
$\rho$	Suyun özgül kütlesi
$\rho_c$	Betonun özgül kütlesi
$\rho_s$	Çeliğin özgül kütlesi
$\rho_p$	Boru malzemesinin bileşke özgül kütlesi
$\phi$	Akıntı yaklaşım hızı, Potansiyel fonksiyon
$\psi$	Akım fonksiyonu
$\omega$	Açısal frekans



## **KISALTIMA LİSTESİ**

**CERC Coastal Engineering Research Center**



## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	a) Derin suda akışkan partikülünün hareketi. b) Geçiş derinliğinden itibaren akışkan partikülünün hareketi (Yüksel ve ark., 1998). ....	4
Şekil 2.2	Dalga teorilerinin geçerlilik sınırları (Komar, 1979). ....	4
Şekil 2.3	Deniz tabanına serbest olarak yerleştirilmiş boru hattı. ....	7
Şekil 2.4	Boru hattına etkiyen hidrodinamik kuvvetler. ....	8
Şekil 2.5	Spilling tipi dalga kırılması, (Yüksel ve ark., 1998).....	14
Şekil 2.6	Plunging tipi dalga kırılması, (Yüksel ve ark., 1998).....	15
Şekil 2.7	Surging tipi dalga kırılması, (Yüksel ve ark., 1998).....	15
Şekil 2.8	a) Kırılan dalga yüksekliğinin ( $H_b$ ) (Goda, 2000) b) Boyutsuz kırılma yüksekliğinin değişimi (CERC, 1984). ....	17
Şekil 2.9	Düzenli dalgalar için limit kırılma yüksekliği, (Goda, 2000).....	18
Şekil 2.10	Düzensiz dalga kırılması modeli, Goda (2000).....	19
Şekil 2.11	1/10 eğimli laboratuvar kanalında düzensiz dalga yüksekliklerinin uğradığı deformasyon, Goda (2000).....	21
Şekil 2.12	Skata Limanı'nda yapılan gözlemlere dayanılarak, belirgin ve en yüksek dalga değerlerinin değişimi.....	22
Şekil 2.13	Kırılma bölgesi içerisinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/10 taban eğimi için), Goda (2000). ....	23
Şekil 2.14	Kırılma bölgesi içerisinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/20 taban eğimi için), Goda (2000). ....	23
Şekil 2.15	Kırılma bölgesi içerisinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/30 taban eğimi için), Goda (2000). ....	24
Şekil 2.16	Kırılma bölgesi içerisinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/100 taban eğimi için), Goda (2000). ....	24
Şekil 6.1	Stokes Dalga Profili .....	59
Şekil 7.1	Lineer dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi. ....	71
Şekil 7.2	Cnoidal dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi. ....	73
Şekil 7.3	Akım fonksiyonu dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi.....	75
Şekil 7.4	Stokes dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi. ....	76
Şekil 7.5	Arazi verilerinden elde edilmiş direnç katsayıları, Sarpkaya (1981).....	77
Şekil 7.6	Arazi verilerinden elde edilmiş atalet katsayıları, Sarpkaya (1981). ....	78
Şekil 7.7	Tabana monte edilmiş yatay silindir için maksimum kaldırma kuvveti katsayısı, Sarpkaya (1981). ....	78

## ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1	Kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliklerinin belirlenmesi için katsayılar.	25
Çizelge 7.1	Programlardan elde edilen dalga boylarının Williams (1985) tarafından verilen dalga boyu ile karşılaştırılması.....	67
Çizelge 7.2	Programlardan elde edilen hidrodinamik kuvvetlerin ve güvenlik faktörlerinin karşılaştırılması. ....	68
Çizelge 7.3	Lineer dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar. ....	70
Çizelge 7.5	Akım fonksiyonu dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar.....	74
Çizelge 7.6	Stokes dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar. ....	76
Çizelge 7.7	Çeşitli su derinliklerinde D=500 mm. çaplı boru hattına etkiyen kuvvetler. ....	81



## **ÖNSÖZ**

Bu çalışmayı hazırlarken hem çok değerli bilgi birikimi hem de hayranlık veren zekası ile danışmanlığımı yapan kıymetli hocam Yalçın Yüksel'e teşekkürü bir borç bilirim.

Birlikte çalışmaktan gurur duyduğum, Yıldız Teknik Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Bölümü Hidrolik Anabilim Dalı'nın tüm değerli öğretim üyeleri ve araştırma görevlisi arkadaşlarıma çalışmama sağladıkları doğrudan ya da dolaylı destek için teşekkür ederim.

Tüm yaşamım boyunca bitimsiz sevgileri ve koşulsuz destekleri ile her zaman yanımda olan sevgili aileme teşekkürlerimi sunarım.



## ÖZET

Küçük ve sonlu genlikli dalga teorilerinden Lineer, Cnoidal, Akım Fonksiyonu ve Stokes dalga teorilerinin geçerlilik sınırları içerisinde denizaltı boru hatlarına etkiyen hidrodinamik kuvvetleri, Morison Denklemi'ni kullanarak hesaplayan ve boru hattının stabilitesini belirleyen bir model geliştirilmiştir.

Yüksel (1983)'in Fortran 90 programlama dilinde hazırlamış olduğu Lineer, Cnoidal ve Akım fonksiyonu dalga teorilerini esas alan üç ayrı bilgisayar programı, dalga kırılma bölgesi içerisinde boru hattına etki edecek hidrodinamik kuvvetleri hesaplayabilecek şekilde modifiye edilmiştir. Ayrıca Fortran 90 programlama dili kullanılarak, Stokes dalga teorisinin geçerlilik sınırları içerisinde hidrodinamik kuvvetleri hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmıştır.

Model kapsamında kullanılan tüm bilgisayar programları Goda (2000) ve CERC (1984) tarafından verilen bağıntılar kullanılarak dalga kırılma koşullarını hesaplayabilecek şekilde geliştirilmiştir. Programlara, kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliğini belirleyebilmek için Goda (2000) tarafından geliştirilen “düzensiz dalga kırılması modeli” esas alınarak yazılan bir altprogram dahil edilmiştir. Sonuçların değerlendirilmesinde bir örnek problem dikkate alınarak, geliştirilen tüm programlarda çözülmüştür. Elde edilen dalga boyu ve boyutsuz kuvvet değerleri karşılaştırılmıştır. Yine geliştirilen her bir program için,  $d/(gT^2)$  ve  $H/(gT^2)$ 'ye bağlı olarak, %100, %75, %50 ve %25 dalga kırılması halinde boru hattına etkiyen boyutsuz kuvvet değerlerini veren tablo ve grafikler oluşturulmuştur. Sonuçlar Yüksel ve Narayanan (1994) tarafından surf bölgesi içerisindeki boru hatları üzerinde etkili olan hidrodinamik kuvvetlerin hesaplandığı deneysel çalışmanın sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Kırılma bölgesi için Goda (2000)'in düzensiz dalga kırılması modelinden elde edilen dalga yükseklikleri kullanılarak hesaplanan kinematiklerin kırılma bölgesi içerisindeki akım yapısını benzeştirmede ve Morison denkleminin kırılma bölgesi içerisinde geçerli olmadığı görülmüştür.

**Anahtar kelimeler:** Denizaltı boru hatları, hidrodinamik kuvvetler, dalga kırılması, dalga teorileri.

## **ABSTRACT**

A model was developed to compute the hydrodynamic forces on submarine pipelines using Morison equation and four wave theories namely Linear, Cnoidal, Stream Function and Stokes and determine the lateral stability of a submarine pipeline.

Yüksel (1983)'s three different computer programs based on the Linear, Cnoidal and Stream Function wave theories were modified to compute the hydrodynamic wave forces even within the surf zone. Furthermore, a computer program was developed to compute the hydrodynamic forces on a submarine pipeline, in the validity range of the Stokes wave theory.

All of the computer programs used in a model were modified to determine the breaking wave conditions using the mathematical formulations given by Goda (2000) and CERC (1984). A subprogram to determine the wave height within the surf zone was developed based on "random wave breaking model" given by Goda (2000) and inserted all computer programs. In order to evaluate results, an example was worked out to compare the wave lengths and dimensionless wave forces acting on a pipeline obtained from different wave theories. The stability charts which gives the dimensionless wave forces acting on a pipeline related to  $d/(gT^2)$  and  $H/(gT^2)$  were produced by considering different breaking wave conditions. Results were compared with those of Yüksel and Narayanan (1994)'s experimental research, in which the hydrodynamic forces on a submarine pipeline within the surf zone were investigated. It was concluded that the wave kinematics which was computed by using the wave heights determined from Goda (2000)'s random wave breaking model, are not resemble with the flow pattern within the surf zone. The results also showed that Morison equation is not valid within the surf zone.

**Keywords:** Submarine pipelines, hydrodynamic forces, wave breaking, wave theories.

## 1. GİRİŞ

Denizaltı boru hatları, petrol, doğalgaz, su gibi çeşitli akışkanların taşınması, atıksu deşarjı ya da telekomünikasyon kablolarının geçişinin sağlanması gibi amaçlara hizmet etmektedirler. Dolayısıyla zarar görmeleri halinde küresel ölçeklere ulaşabilen önemli boyutta sorunlar ve büyük maliyetlerle karşı karşıya kalmaktadır. Örneğin 22.Mayıs.2003 tarihinde yaşanan Cezayir depremi sonrasında denizaltı kablolarının zarar görmesiyle, ülkemiz de dahil olmak üzere pekçok ülke internet hizmeti alamamıştır. Yaşanan buna benzer olumsuzluklar inşaat mühendislerini denizaltı boru hatlarının stabilitesi üzerinde çalışmaya itmiştir.

Bu çalışmada, denizaltı boru hatlarına tesir eden hidrodinamik kuvvetlerin modellenmesi amaçlanmıştır. Boru hattının inşa edileceği noktadaki su derinliği, taban eğimi, dalga yüksekliği, dalga periyodu ve akıntı şartları ile boru geometrisine ait boru çapı, çelik et kalınlığı, eğer varsa beton kaplama kalınlığı gibi verilerin girilmesiyle boru hattının stabilitesini ve güvenlik faktörünü, farklı dalga teorilerini kullanarak hesaplayan bilgisayar programları geliştirilmiştir. Lineer, Cnoidal ve Akım Fonksiyonu Dalga teorilerini esas almak üzere, Yüksel (1983) tarafından daha önce yazılan üç ayrı bilgisayar programı güncellenerek geliştirilmiştir. Bu programlara Goda (2000) tarafından geliştirilen “Düzensiz dalga kırılması modeli” kullanılarak kırılma koşulları eklenmiştir. Ayrıca Stokes dalga teorisini esas alan bir model geliştirilerek bilgisayar programı yazılmıştır. Her dört program da FORTRAN 90 programlama dilinde yazılmıştır.

Denizaltı boru hatları deniz tabanına yerleştirilmiş, gömülmüş ya da belli bir açıklıkla asılmış olarak inşa edilebilmektedirler. Her üç durumda da dalga ve akıntı etkisine maruz kalmaktadırlar. Bu çalışmada boru hatlarının stabilitesi üzerinde en önemli etkiyi oluşturan bu hidrodinamik kuvvetler dikkate alınmıştır.

2. bölümde, geliştirilen hidrodinamik modelin dayandırıldığı teorik esaslar açıklanmıştır. Öncelikli olarak akışkan partiküllerinin kinematiği hakkında bilgi verilmiş, sığ su, geçiş derinliği ve derin su şartlarında akışkan partiküllerinin hareketi incelenmiştir. Bu modelde hidrodinamik kuvvetlerin hesaplanmasında Morison Denklemi kullanılmıştır. Bu ifade küçük çaplı silindirik yapılar üzerinde etkili hidrodinamik kuvvetleri hesaplayabilmek amacıyla Morison ve ark. (1950) tarafından ortaya konulmuştur. Tam doğru olmamakla birlikte, mevcut yöntemler içerisinde gerçeğe en yakın sonucu veren ifade olması nedeniyle burada kullanılmıştır. Bunun ardından boru hatları üzerinde dalga ve akıntı nedeniyle oluşan direnç, atalet ve kaldırma kuvvetlerine ait ifadeler elde edilerek, modelde kullanılacak şekilde

basitleştirilmiştir. Bu ifadeler kullanılarak boyutsuz kuvvet oranı  $P_B$  ve boyutsuz stabilite parametresi  $P_S$  ifadeleri elde edilmiştir. Model bu iki boyutsuz sayının birbirine oranlanması ile elde edilen güvenlik faktörünü esas alarak boru hattının stabilitesine karar vermektedir. Yine bu bölümde, dalga kırılması olayı incelenmiş, etkili parametreler belirlenmiş ve modelde kullanılan ifadeler verilmiştir. Bu çalışmada Goda (2000) ve CERC (1984) tarafından verilen kırılma ifadeleri kullanılmıştır. Bu ifadeler en güncel ve halihazırda kullanılan ifadeler olmaları nedeniyle tercih edilmiştir. Yine kırılma bölgesi içerisinde hesap yapılmasını gerektiren durumlar için, Goda (2000) tarafından geliştirilen “Düzensiz Dalga Kırılması Modeli” kullanılmıştır. Bu modelin dayandığı teorik esaslar da 2. bölümde verilmiştir.

3. bölümde, Lineer Dalga Teorisi esas alınarak geliştirilen nümerik modele ait teorik esaslar ve programlama aşamaları açıklanmıştır.

4. bölümde, Cnoidal Dalga Teorisi esas alınarak geliştirilen nümerik modele ait teorik esaslar ve programlama aşamaları açıklanmıştır.

5. bölümde, Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi esas alınarak geliştirilen nümerik modele ait teorik esaslar ve programlama aşamaları açıklanmıştır.

6. bölümde, Stokes Dalga Teorisi esas alınarak geliştirilen nümerik modele ait teorik esaslar ve programlama aşamaları açıklanmıştır.

7. bölümde, geliştirilen modelin kullanılmasıyla elde edilen sonuçlar tablo ve grafikler halinde verilmiş, karşılaştırmalar yapılmış ve sonuçlar tartışılmıştır.

8. bölümde, model sonuçları özetlenmiştir.

## 2. DENİZALTI BORU HATLARINA TESİR EDEN HİDRODİNAMİK KUVVETLERİN MODELLENMESİ

### 2.1 Giriş

Boru hatları, kablolar, dalgakıranlar, rijit düşey duvarlar, büyük hacimli batık yapılar, yüzen yapılar vb. deniz yapıları dalga ve akıntı etkisindedirler. Buna bağlı olarak da hidrodinamik kuvvetlere maruz kalmaktadırlar. Söz konusu yapıların boyutlarının (ki bu boru hatları için genellikle çap ile ifade edilir), dalga boyuna oranı ( $D/L$ ), 0.2'den küçük ise; akımın cismin yüzeyinden ayrılmasına bağlı olarak ortaya çıkan etkiler önem kazanmaktadır. Böyle durumlarda dalga kuvvetlerinin hesabında "Morison Denklemi" kullanılmaktadır. Dalga etkisinin belirlenebilmesi için, akışkan partiküllerinin kinematığının bilinmesi gerekmektedir.

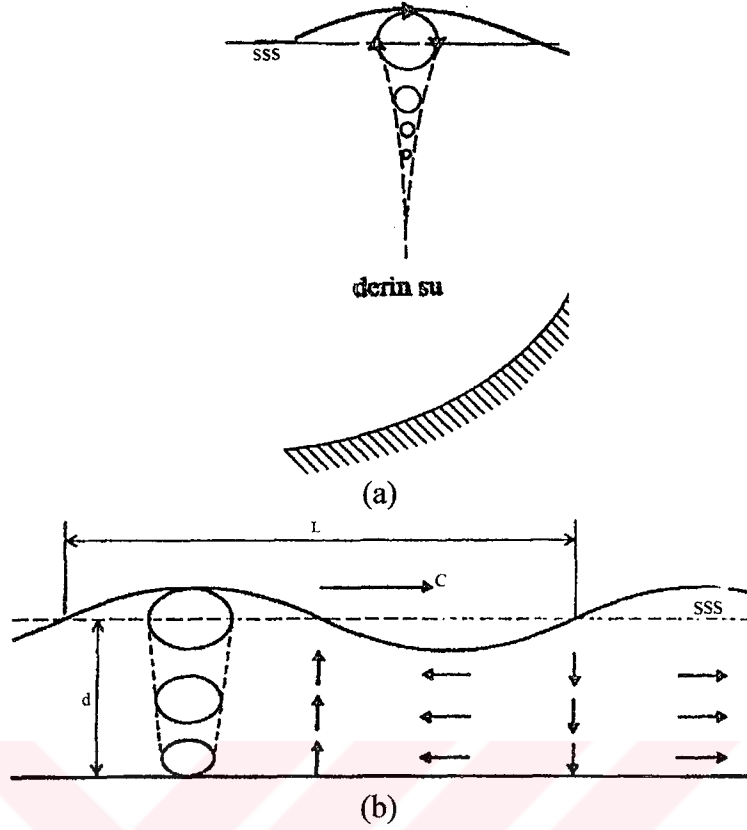
Büyük hacimli yapılar için ( $D/L > 0.2$ ), dalga nedenli kuvvetlerin belirlenmesinde difraksiyon analizi gerekmektedir.

### 2.2 Akışkan Partiküllerinin Kinematığı

Akışkan partiküllerinin birbirine dik  $x$  ve  $z$  eksenleri ile tanımlanan iki boyutlu bir düzlemde hareket ettikleri ve suyun sıkışamaz olduğu kabul edilmektedir. Böylece akışkan partikülünün kinematığını tarifleyen bileşenler şunlardır;  $x$  ekseninde yatay hız  $u$ , yatay ivme  $\partial u/\partial t$ ,  $z$  ekseninde düşey hız  $w$  ve düşey ivme de  $\partial w/\partial t$ 'dir.

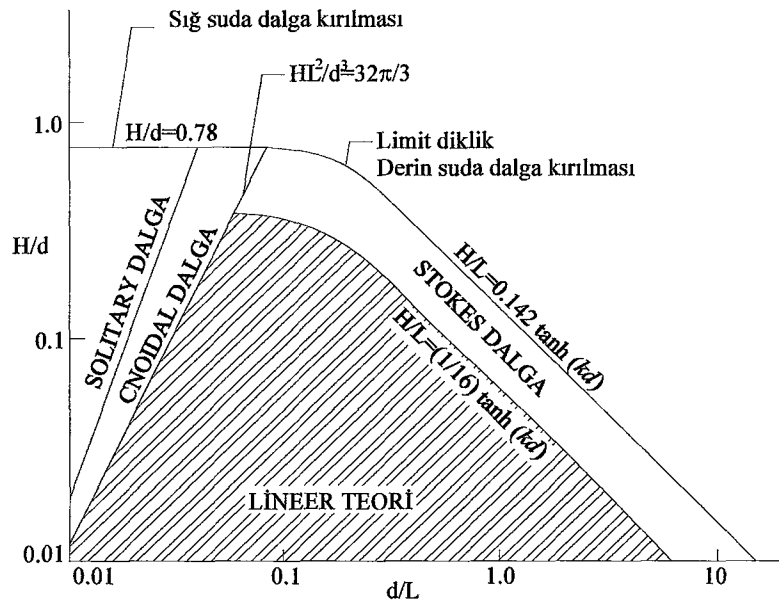
Akışkan partikülünün yörüngesi üzerinde yapılan çalışmalar, partikülün eliptik bir yörüngede hareket ettiği sonucunu ortaya koymuştur. Ancak bu durum yalnızca, lineer dalga teorisinin uygulanabildiği küçük genlikli dalga hali için geçerli olmaktadır. Lineer olmayan dalgaların yörüngeleri tam olarak kapalı değildir. Partikül yörüngelerinin çapları, derinlik ve buna bağlı olarak da dalga boyundan etkilenmektedir. Şekil 2.1'den de görüldüğü gibi sığ su şartlarında ve geçiş bölgesinde, su partikülleri eliptik yörüngelerde hareket ederler, taban yakınında genlik azalmaktadır (Şekil 2.1b). Derin su şartlarında; partikül yörüngesi daireseldir ve derinliğin, dalga boyunun yarısına eşit olduğu ( $d=L/2$ ) yerde genlik neredeyse sıfır olmakta ve bu derinlikten sonra dalga hareketi hissedilmemektedir.

Sonuç olarak; deniz tabanına yerleştirilen boru hatları vb. yapılar için, özellikle sığ su bölgesinde ve geçiş derinliğinde dalga kuvvetleri oldukça önemli olmaktadır.



Şekil 2.1 a) Derin suda akışkan partikülünün hareketi.  
b) Geçiş derinliğinden itibaren akışkan partikülünün hareketi (Yüksel ve ark., 1998).

Bu çalışmada, Lineer, Cnoidal, Akım Fonksiyonu ve Stokes dalga teorileri dikkate alınmıştır. Lineer, Cnoidal ve Stokes dalga teorilerinin geçerlilik sınırları Şekil 2.2'de gösterilmiştir (Komar, 1979). Akım Fonksiyonu dalga teorisi ise tüm derinlikler için çözüm vermektedir.



Şekil 2.2 Dalga teorilerinin geçerlilik sınırları (Komar, 1979).

### 2.3 Morison Denklemi

Üniform akıntı etkisindeki batık rijit bir yapının hem akıntıya hem de normal basınç dağılımına bağlı olarak maruz kalacağı direnç kuvveti  $F_D$  şöyle ifade edilebilmektedir:

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho D u |u| \quad (2.1)$$

Burada;  $\rho$  akışkanın özgül kütlesi ve  $C_D$  ise, Re sayısı, enkesit şekli, yüzey pürüzlülüğü ve yapının akım doğrultusuna göre bulunduğu konuma bağlı olarak belirlenen direnç katsayısıdır.  $D$ , silindir çapını ve  $u$  ise akıntı hızını simgelemektedir. Dairesel silindir halinde,  $D$  silindir çapını ve  $v$  ise akışkanın kinematik viskozitesini ifade etmek üzere;  $Re = u.D/v$  dir.

Direnç katsayısı,  $C_D$  ve Re sayısı arasındaki ilişki farklı rölatif pürüzlülük ( $k_s/D$ ) değerleri için yapılan çalışmalarla ortaya konulmuştur. Burada,  $k_s$  cidarın pürüz yüksekliğini temsil etmektedir. Bu çalışmalardan elde edilen sonuçlara göre; silindir yüzeyi boyunca laminer sınır tabaka içerisinde direnç katsayısı  $C_D$ , Re sayısı ile bir düşüş eğilimi göstermektedir.

Kararsız akım şartlarında, batık bir cisim üzerinde etkili olan toplam kuvvet  $F$ , şöyle ifade edilebilmektedir:

$$F = \frac{1}{2} C_D \rho D u |u| + (1 + C_m) V' \rho \frac{du}{dt} \quad (2.2)$$

Burada;  $C_m$  ek su kütlesi katsayısı,  $V'$  birim uzunluktaki cismin hacmi ve  $du/dt$  ise; akışkan partikülünün ivmesini simgelemektedir.

Ek su kütlesi katsayısı cismin enkesit şekli, cismin akıma göre pozisyonu, yüzey pürüzlülüğü, Re sayısı vb. parametrelerin etkisi altındadır. Eşitlik (2.2)'deki  $(1 + C_m)$  terimi atalet katsayısı,  $C_M$  olarak tanımlanmaktadır. Böylece eşitlik (2.2) şöyle yazılabilmektedir:

$$F = \frac{1}{2} C_D \rho D u |u| + C_M V' \rho \frac{du}{dt} \quad (2.3)$$

Bu ifade küçük çaplı silindirik yapılar üzerinde etkili hidrodinamik kuvvetleri hesaplayabilmek için ilk kez Morison ve ark. (1950) tarafından ortaya konulmuştur ve "Morison Denklemi" olarak bilinmektedir.

### 2.4 Yatay Silindirik Yapılar Üzerinde Etkili Kuvvetler

Deniz tabanına yerleştirilmiş yatay silindirik yapılardan en çok karşılaştığımız yapı türü

denizaltı boru hatlarıdır. Bu yapılar 3-4 m. çaplara sahip olabilmektedirler. Boyuna eksenine normal doğrultudaki dalga etkisine maruz yatay dairesel silindir için Morison Denklemi şöyle ifade edilebilmektedir:

$$F = F_D + F_I = \frac{1}{2} C_D \rho D |u| u + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{du}{dt} \quad (2.4)$$

Burada; F silindirin birim uzunluğu boyunca etkiyen aksel kuvveti,  $F_D$  bu kuvvetin direnç bileşenini ve  $F_I$  ise; yine toplam aksel kuvvetin atalet bileşenini simgelemektedir.

u hızı ve  $du/dt$  ivmesi, rahatsız edilmemiş dalga hareketi için silindir eksenleri boyunca belirlenmektedir.

Eşitlik (2.4) boyutsuz formda yazıldığında yatay hız u:

$$u = u_m u'$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Burada;  $u_m$  maksimum yörüngesel hızdır. Hızın zamana göre türevi:

$$\frac{du}{dt} = u_m \frac{du'}{dt}$$

şeklinde yazılabilmektedir. Böylece eşitlik (2.4):

$$\frac{F}{\frac{1}{2} \rho u_m^2 D} = C_D |u'| u' + \frac{C_M \frac{\pi}{2} \frac{du'}{dt}}{\frac{u_m}{D}}$$

halini almaktadır. Bu ifadedeki atalet terimini, dalga periyodu T ile çarparak:

$$\frac{F}{\frac{1}{2} \rho u_m^2 D} = C_D |u'| u' + \frac{C_M \frac{\pi}{2} \frac{du'}{d(t/T)}}{\frac{u_m T}{D}} = C_D |u'| u' + C_M \frac{\pi}{2} \frac{1}{KC} \frac{du'}{d(t/T)} \quad (2.5)$$

elde edilmektedir. Bu ifadede  $u_m T/D$  oranı Keulegan-Carpenter sayısı, KC olarak bilinmektedir. (Keulegan ve Carpenter, 1956).

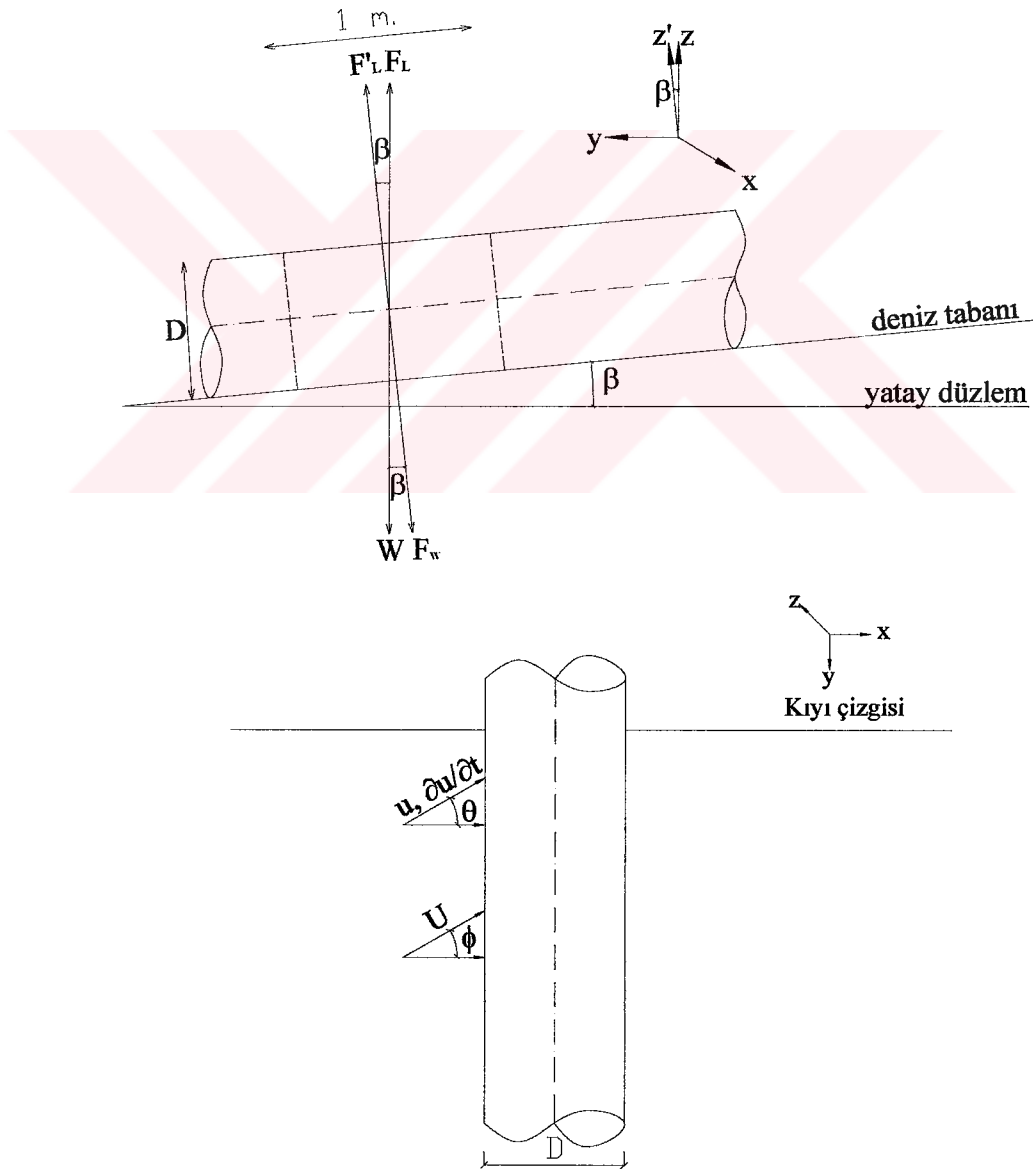
#### 2.4.1 Akıntı Nedenli Kuvvetler

Boru hatları üzerinde akıntı etkisi genellikle dalga etkisi ile birlikte görülmektedir. Bu gibi

durumlarda; akışkan partiküllerinin dalga hareketi içerisindeki hızlarından başka, akıntı hızı da hesaba katılmalıdır. Ortamda akıntının varlığı dalga karakteristiklerinin belirlenmesini daha zor ve karmaşık bir hale getirmektedir. Böyle hallerde genellikle, akışkan partikülünün hızı ile akıntı hızı vektörel olarak toplanmakta ve Morison Denklemi'ndeki direnç terimi bu toplam hız kullanılarak ifade edilmektedir.

#### 2.4.2 Boru Hatları Üzerinde Etkili Kuvvetler

Deniz tabanına serbest olarak yerleştirilmiş bir boru hattını gözönüne alalım. Deniz tabanı ile yatay düzlem arasındaki açığı  $\beta$  ile gösterelim (Şekil 2.3). Şekildeki boru hattı ile kararlı üniform akıntı arasında  $\phi$  açısı mevcuttur, su partiküllerinin hızı  $u$ , ivmesi  $du/dt$  ve dalga yaklaşım açısı  $\theta$ 'dir.

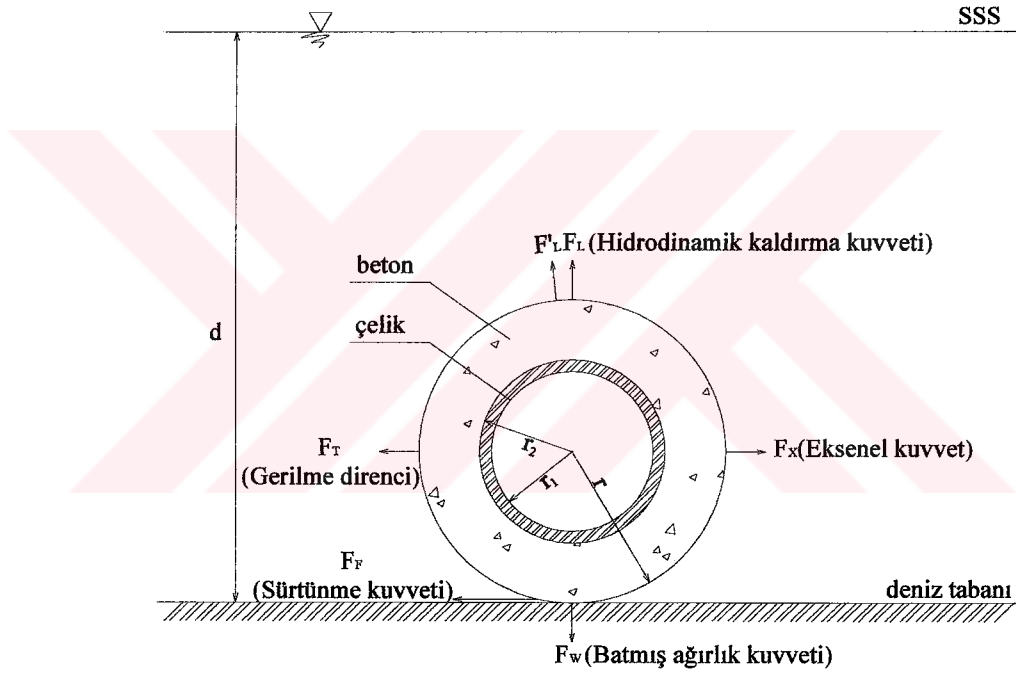


Şekil 2.3 Deniz tabanına serbest olarak yerleştirilmiş boru hattı.

Şekil 2.3'de gösterildiği gibi, boru hattı düşey doğrultuda kaldırma kuvveti ve yatay doğrultuda da aksenal kuvvet olmak üzere çeşitli kuvvetlerin etkisi altında kalmaktadır. Düşey doğrultuda etkili olan hidrodinamik kaldırma kuvveti  $F_L$ , borunun çevresindeki basınç dağılımına ve kayma kuvvetlerine bağlı olarak açığa çıkmaktadır. Bundan başka, akımın sınır tabakadan ayrılması ile oluşan vorteks saçılımına bağlı olarak da ek bir kaldırma kuvveti dahil olabilmektedir. Tüm bu etkilerle oluşan kaldırma kuvveti şöyle ifade edilebilmektedir:

$$F_L = \frac{C_L}{2} \rho D u^2 \quad (2.6)$$

Burada  $F_L$ ; boru hattının birim uzunluğu boyunca etkiyen düşey kaldırma kuvveti ve  $C_L$  ise; kaldırma katsayısıdır.



Şekil 2.4 Boru hattına etkiyen hidrodinamik kuvvetler.

Eğer boru deniz tabanına  $e$  açıklığı ile yerleştirilmiş ise; akım alanında oluşan asimetri  $e$ 'nin artmasıyla birlikte akımı daha az etkileyecek ve kaldırma kuvvetinin şiddeti de azalacaktır. Yaklaşık  $e > 0.5D$  hali için; ortalama kaldırma kuvveti çok küçük bir değerde olmaktadır. Şekil 2.3'de gösterilen boru hattının merkezine etkiyen, boru hattının birim uzunluğunun batmış ağırlığı ( $W$ ), boru hattının birim uzunluğunun ağırlığından ( $W_1$ ), yine birim uzunluğa etkiyen kaldırma kuvvetinin çıkartılması ile bulunabilmektedir. Sonuçta:

$$W = W_1 - B$$

Burada:

$$W_1 = \rho_p g \frac{\pi D^2}{4}$$

ve

$$B = \rho g \frac{\pi D^2}{4}$$

olarak ifade edilir ve yerine yazılırsa:

$$W = (\rho_p - \rho) g \frac{\pi D^2}{4} \quad (2.7)$$

elde edilir. Burada;  $\rho_p$  boru malzemesinin özgül ağırlığını ve  $g$  de yerçekimi ivmesini göstermektedir ( $g=9.81 \text{ m/s}^2$ ).

Şekil 2.4'de çelikten imal edilmiş ve beton ile kaplanmış bir boru kesiti görülmektedir. Bu durumda  $\rho_p$ ; çeliğin özgül ağırlığı  $\rho_s$  ve betonun özgül ağırlığı  $\rho_c$  cinsinden ifade edilmelidir:

$$\rho_p \frac{\pi D^2}{4} g = \left[ \rho_s (\pi r_2^2 - \pi r_1^2) + \rho_c (\pi r^2 - \pi r_2^2) \right] g$$

$$\rho_p = \frac{4(\rho_s (r_2^2 - r_1^2) + \rho_c (r^2 - r_2^2))}{D^2} \quad (2.8)$$

Şekil 2.3'den de görüldüğü gibi  $zx$  düzleminde silindire etkiyen düşey kuvvetler  $F_L$  ve  $W$ 'dir. Bu kuvvetlerin deniz tabanına normal doğrultudaki  $z'$  düzlemindeki ifadesi:

$$F'_L = F_L \cos \beta$$

$$F'_W = W \cos \beta \quad (2.9)$$

$F_L$  ve  $W$ 'nin teğetsel bileşenleri ise önemsiz olmaktadır.

Morison Denklemi'nde; vektörel kinematik karakteristiklerin, boru hattının eksenine normal doğrultudaki bileşenleri kullanılmaktadır. Bu vektörel ifadeler şöyle verilebilmektedir:

$$u_{mn} = u_m \cos \theta \quad ; \quad u_{cn} = u_c \cos \phi \quad (2.10)$$

$$\frac{du_{mn}}{dt} = \frac{du_m}{dt} \cos \theta$$

Görüldüğü gibi söz konusu karakteristiklerin teğetsel bileşenleri normal bileşenlerine göre oldukça küçüktür.

Yatay partikül hızı ile akıntı hızının vektörel olarak toplanması ile oluşan hız ifadesi şöyle elde edilmektedir:

$$u_F = u_m \cos \theta + u_c \cos \phi \quad (2.11)$$

Şekil 2.4'de boru hattına ait kesit üzerinde etkili kuvvetler birarada görülmektedir. Eşitlik (2.12)'de  $F_x$ , silindirin birim uzunluğuna etkiyen toplam eksenel kuvveti göstermektedir.

$$F_x = F_D + F_I = \frac{C_D}{2} \rho |u_F| u_F D + C_M \frac{\pi D^2}{4} \frac{du_m}{dt} \quad (2.12)$$

$F_F$ , yine borunun birim uzunluğuna etkiyen ve Coulomb sürtünme katsayısı  $\mu$ 'nün,  $F_W$  ve  $F'_L$  kuvvetlerinin farkı ile çarpılmasıyla elde edilen sürtünme kuvvetini simgelemektedir. Bu ifade şöyle verilmektedir:

$$F_F = \mu(F_W - F'_L) \quad (2.13)$$

Eğer boru hattı tabana sabitlenmemiş ya da herhangi bir şekilde yanal harekete karşı korunmamışsa; borunun hareket edip etmeyeceğini belirleyen kriterin (zx düzleminde saat yönünde dönmesi) elde edilmesinde, harekete neden olan kuvvetler ile x yönünde stabiliteyi sağlayıcı kuvvetler arasındaki denge ifadesi kullanılmaktadır. Bu ifadeler şöyle verilebilmektedir:

$$F_x < F_T + F_F$$

$$F_x < \left( \frac{F_T}{F_F} + 1 \right) F_F$$

Burada  $F_T$  borunun gerilme direncini göstermektedir.  $F_T/F_F$  oranı,  $F_T \ll F_F$  olduğundan, genelde ihmal edilmektedir.

$$F_T/F_F \rightarrow 0$$

ve böylece;

$$F_x < F_F$$

yazılabilmektedir.

$$F_D + F_I < F_F$$

Bu ifade de açılarak;

$$\begin{aligned} \frac{C_D}{2} \rho |u_F| u_F D + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{du_{mn}}{dt} < \mu (F_W - F'_L) = \mu (W \cos \beta - F_L \cos \beta) = \\ = \mu \left[ (\rho_\rho - \rho) \frac{\pi D^2}{4} g - \frac{C_L}{2} \rho D u_F^2 \right] \cos \beta \end{aligned} \quad (2.14)$$

yazılabilmektedir. Eşitlik (2.14)'de verilen ifade; deniz tabanına yerleştirilmiş boru hatlarının birim uzunluğu için stabilite kriterini vermektedir.

$\lambda = F_F / F_X$  oranı, boru hatlarının dizaynında kullanılmakta ve dönmeye karşı güvenlik faktörü olarak tanımlanmaktadır. Bu oran, (2.14) eşitliğinin iteratif olarak çözümlenmesiyle elde edilmektedir.

Boyutsuz stabilite kriteri, eşitlik (2.14)'e,

$$|u_F| u_F = (u_F^2)^{1/2} u_F$$

dönüşümü uygulanarak;

$$\begin{aligned} \frac{C_D}{2} \rho |u_F| u_F D + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{du_{mn}}{dt} < \mu \left[ (\rho_\rho - \rho) \frac{\pi D^2}{4} g - \frac{C_L}{2} \rho D u_F^2 \right] \cos \beta \\ \frac{C_D}{2} \rho (u_F^2)^{1/2} u_F D + \mu \frac{C_L}{2} \rho D (u_F^2)^{1/2} u_F \cos \beta + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{du_{mn}}{dt} < \mu (\rho_\rho - \rho) \frac{\pi D^2}{4} g \cos \beta \\ C_D \left( 1 + \mu \left( \frac{C_L}{C_D} \right) \cos \beta \right) \left( (u_m \cos \theta + u_c \cos \phi)^2 \right)^{1/2} (u_m \cos \theta + u_c \cos \phi) + C_M \frac{\pi D}{2} \frac{du_m}{dt} \cos \theta \\ < \mu \left( \frac{\rho_\rho}{\rho} - 1 \right) \frac{\pi D}{2} g \cos \beta \end{aligned}$$

şeklinde elde edilebilmektedir.  $u_m$ ,  $\frac{du_m}{dt}$  ve  $u_c$  terimlerini boyutsuz formda ifade edersek:

$$\bar{u}_m = \frac{u_m}{H}, \quad \frac{d\bar{u}}{dt} = \frac{du}{H} \frac{dt}{T^2}, \quad \bar{u}_c = \frac{u_c}{H}$$

ve boyutsuz kuvvet katsayısı oranını da şöyle ifade edersek:

$$W = 1 + \mu \left( \frac{C_L}{C_D} \right) \cos \beta$$

$$C_D W \left( u_m^2 \cos^2 \theta + u_c^2 \cos^2 \phi + 2u_m u_c \cos \theta \cos \phi \right)^{1/2} \left( u_m \cos \theta + u_c \cos \phi \right) + C_M \frac{\pi D}{2} \frac{du_m}{dt} \cos \theta$$

$$< \mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \frac{\pi D}{2} g \cos \beta$$

$$\frac{H}{T} C_D W \left( \left( \frac{u_m}{H} \right)^2 \cos^2 \theta + \left( -\frac{u_c}{H} \right)^2 \cos^2 \phi + 2 \frac{u_m u_c}{\left( \frac{H}{T} \right)^2} \cos \theta \cos \phi \right)^{1/2} \left( \frac{H}{T} \frac{u_m}{H} \cos \theta + \frac{H}{T} \frac{u_c}{H} \cos \phi \right)$$

$$+ \frac{H}{T^2} \left( C_M \frac{\pi D}{2} \frac{du_m}{dt} \frac{H}{T^2} \cos \theta \right) < \mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \frac{\pi D}{2} g \cos \beta$$

$$\left( \frac{H}{T} \right)^2 \left( C_D W \left( \bar{u}_m \cos^2 \theta + \bar{u}_c \cos^2 \phi + 2\bar{u}_m \bar{u}_c \cos \theta \cos \phi \right)^{1/2} \left( \bar{u}_m \cos \theta + \bar{u}_c \cos \phi \right) \right) + \frac{H}{T^2} \left( C_M \frac{\pi D}{2} \frac{du_m}{dt} \cos \theta \right)$$

$$< \mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \frac{\pi D}{2} g \cos \beta$$

$$\frac{H^2}{gT^2} \left( C_D W \bar{u}_m \left( 1 + \left( \frac{\bar{u}_c \cos \phi}{\bar{u}_m \cos \theta} \right) + 2 \frac{\bar{u}_c \cos \phi}{\bar{u}_m \cos \theta} \right)^{1/2} \bar{u}_m \left( \cos \theta + \frac{\bar{u}_c \cos \phi}{\bar{u}_m} \right) \right) + \frac{H}{T^2} C_M \frac{\pi D}{2} \frac{2\pi}{g} \frac{du_m}{dt} \cos \theta$$

$$< 2\mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \frac{\pi^2 D}{2} \cos \beta$$

yazılabilmektedir. Lineer teoriye göre derin su dalga boyu,  $L_0 = gT^2/2\pi$  şeklinde tanımlandığından:

$$\left( \frac{H}{L_0} \right) \left( \frac{H}{L_0} C_D W \bar{u}_m^2 \left( 1 + \left( \frac{\bar{u}_c \cos \phi}{\bar{u}_m \cos \theta} \right) + 2 \frac{\bar{u}_c \cos \phi}{\bar{u}_m \cos \theta} \right)^{1/2} \left( \cos \theta + \frac{\bar{u}_c \cos \phi}{\bar{u}_m} \right) + C_M \frac{\pi D}{2L_0} \frac{d\bar{u}_m}{dt} \cos \theta \right)$$

$$\left\langle \mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \pi^2 \frac{D}{L_0} \cos \beta \right. \quad (2.15)$$

yazılabilmektedir. Eşitlik (2.15) boru hattına ait stabilite eşitliğinin boyutsuz formudur.  $u=0$  özel hali için eşitlik (2.15) şu hale gelmektedir:

$$\frac{H}{L_0} \left( \frac{H}{L_0} C_D W \bar{u}_m^2 \cos \theta + C_m \frac{\pi D}{2 L_0} \frac{d\bar{u}_m}{dt} \cos \theta \right) \left\langle \mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \pi^2 \frac{D}{L_0} \cos \beta \right.$$

$$\bar{u}_m^2 + \frac{\pi}{2} \left( \frac{C_M D}{C_D W H} \right) \frac{d\bar{u}_m}{dt} \left\langle \frac{\mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \pi^2 \frac{D}{L_0} \cos \beta}{\left( \left( \frac{H}{L_0} \right)^2 C_D W \cos \theta \right)} \right.$$

$$\bar{u}_m^2 + \frac{\pi}{2} W' \frac{d\bar{u}_m}{dt} \langle P_s$$

$$P_B < P_S \quad (2.16)$$

Burada;  $P_S$  boyutsuz stabilite parametresi ve  $P_B$  ise; boru hattı üzerindeki dalga kuvvetlerinin boyutsuz formdaki ifadesidir.

$$P_S = \left( \mu \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \pi^2 \frac{D}{L_0} \cos \beta \right) / \left( \left( \frac{H}{L_0} \right)^2 C_D W \cos \theta \right) \quad (2.17)$$

$$P_B = \bar{u}_m^2 + \frac{\pi}{2} W' \frac{d\bar{u}_m}{dt}$$

$W'$  boyutsuz kuvvet oranı olup şöyle ifade edilmektedir;

$$W' = \frac{C_M D}{C_D W H} = \frac{C_M}{C_D \left( 1 + \mu \left( \frac{C_L}{C_D} \right) \cos \beta \right)} \frac{D}{H} \quad (2.18)$$

Eşitlik (2.17),  $H/(gT^2)$  ve  $d/(gT^2)$ 'nin fonksiyonu olarak, değişik  $W'$  değerleri ve farklı dalga kırılma koşulları için boyutsuz kuvvet  $P_B$ 'nin grafiklerinin çizdirilmesinde kullanılacaktır.  $P_B$ 'nin elde edilmesiyle boru hattının stabilitesinin kontrolünde, eşitlik (2.16) kullanılabilir.

## 2.5 Dalga Kırılması

Dalgalar kıyıya yaklaştıkça tabanı hissetmeye başlarlar. Bu olaya "sığlaşma" denilmektedir. Sığlaşmanın etkisiyle dalgalar, en büyük yüksekliklerine ulaşarak kırılırlar. Dalgalar, taban sürtünmesine, deniz tabanının geçirimsizliğine ve benzeri nedenlere bağlı olarak enerjilerini kaybetmektedirler. Daha sonra, dalga yüksekliği  $H$ , su derinliği  $d$ 'ye hemen hemen eşit olduğunda stabilitelerini kaybeder ve kırılırlar. Kırılan dalga şartlarında, dalga tepesindeki partikül hızı, dalga yayılma hızı  $c=L/T$ 'ye hemen hemen eşit olmaktadır.

Sığ suda, aşağıdaki ifade ile belirlenmek üzere üç tip dalga kırılması tanımlanmıştır (Yüksel ve ark., 1998);

$$\xi = \frac{\tan \beta}{(H_0/L_0)^{0.5}} \quad (2.19)$$

Bu ifadede;  $\xi$  boyutsuz surf veya kırılma parametresini,  $\beta$  deniz tabanının yatay düzlemlerle yaptığı açığı,  $H_0$  derin deniz dalga yüksekliğini ve  $L_0$  da derin deniz dalga boyunu göstermektedir.

- Spilling Tipi Kırılma;  $\xi < 0.5$

Rölatif olarak dik dalgalar ve/veya rölatif olarak daha yatay bir taban halinde meydana gelmektedir. Su derinliğinin azalmasıyla dalga tepesi sivrileşir, su yüzeyi köpürür (Şekil 2.5).



Şekil 2.5 Spilling tipi dalga kırılması, (Yüksel ve ark., 1998)

- Plunging Tipi Kırılma  $0.5 < \xi < 3.3$

Taban eğimi rölatif olarak biraz daha büyüktür ve dalga dikliği spilling tipi dalgalara göre daha küçüktür. Kırılmadan sonra kırılarak dalga cephesinin önündeki çukura serbest düşen bir jet şeklinde çarpar (plunging jet) (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Plunging tipi dalga kırılması, (Yüksel ve ark., 1998)

- Surging Tipi Kırılma  $3.3 < \xi$

Büyük eğimli taban üzerinde basık dikliğe sahip dalganın yaklaşması durumunda meydana gelmektedir. Kırılma miktarı küçüktür ve kıyı çizgisine yakın oluşmaktadır (Şekil 2.7).



Şekil 2.7 Surging tipi dalga kırılması, (Yüksel ve ark., 1998)

Derin suda limit dalga dikliği ifadesi Miche (1944) tarafından şu şekilde verilmiştir:

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = \frac{1}{7} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \quad (2.20)$$

Sığ suda;  $2\pi d/L \rightarrow 0$  olduğundan:

$$\tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \rightarrow \frac{2\pi d}{L} \quad (2.21)$$

olmaktadır. Böylece yukarıdaki ifade şu hali almaktadır:

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = \frac{1}{7} \frac{2\pi d}{L}$$

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{\max} = \frac{1}{7} 2\pi = 0.897 \cong 0.9 \quad (2.22)$$

sığ suda ilerleyen dalgalar için kırılma ifadesi Munk (1949) tarafından şu şekilde verilmiştir;

$$\left(\frac{H_b}{d_b}\right)_{\max} = 0.78 \quad (2.23)$$

Dalgaların kırılmasında deniz taban eğimi de önemli bir parametredir. Kırılan dalga yüksekliğinin belirlenmesinde taban eğimini hesaba katan bir ifade CERC (1984) tarafından verilmiştir:

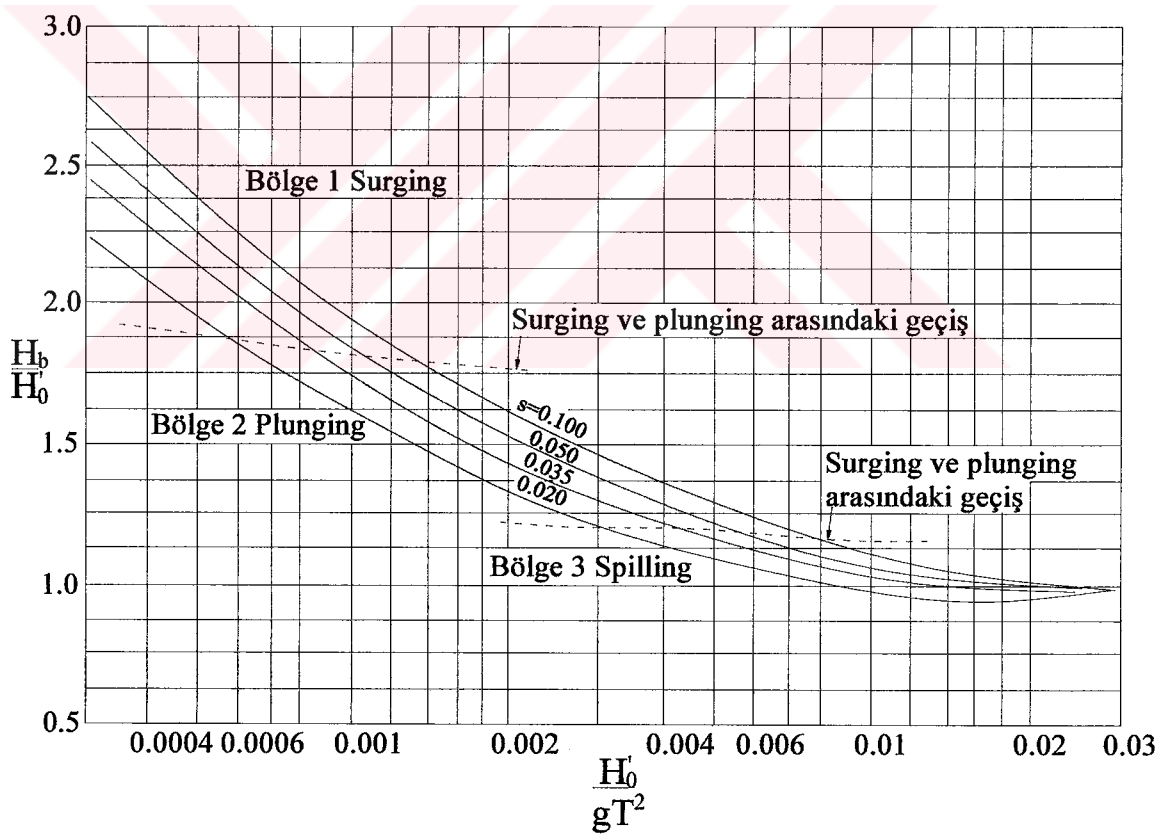
$$\frac{H_b}{d_b} = b - aH_b / gT^2 \quad (2.24)$$

Burada:

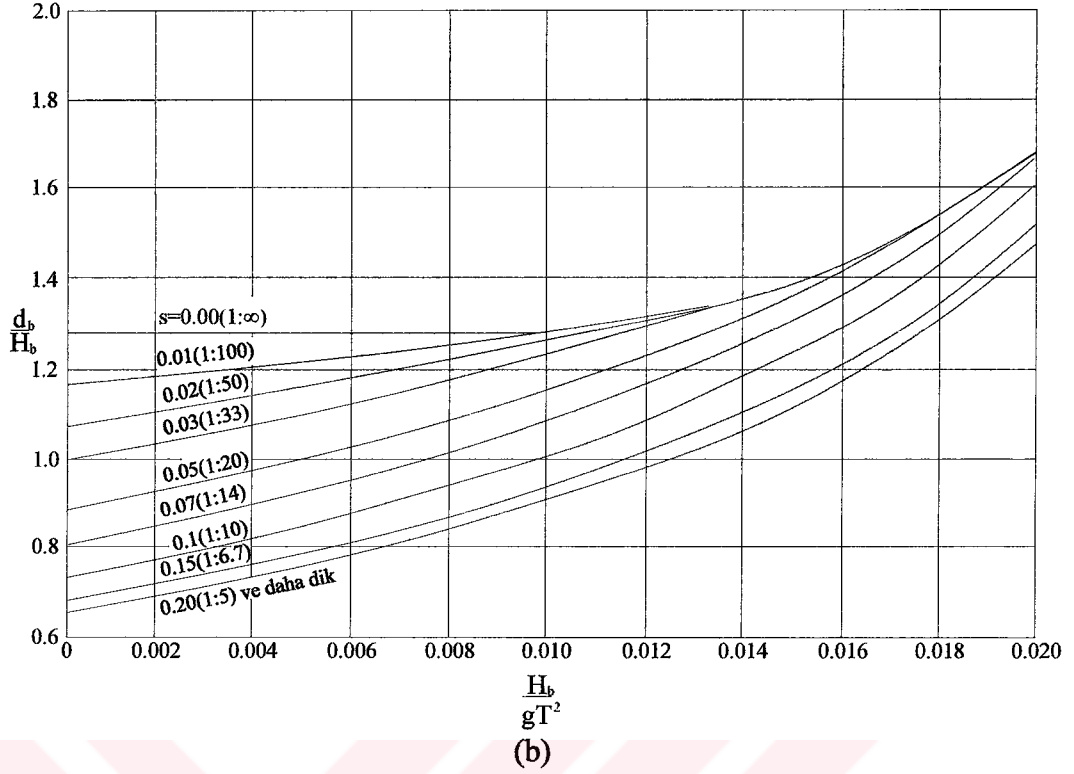
$$a = 43.75g(1 - e^{-19s})$$

$$b = 1.56/(1 + e^{-19.5s})$$

ve  $s$  deniz tabanının eğimidir. Bu ifadeler Şekil 2.8'de grafik formda verilmiştir.



(a)

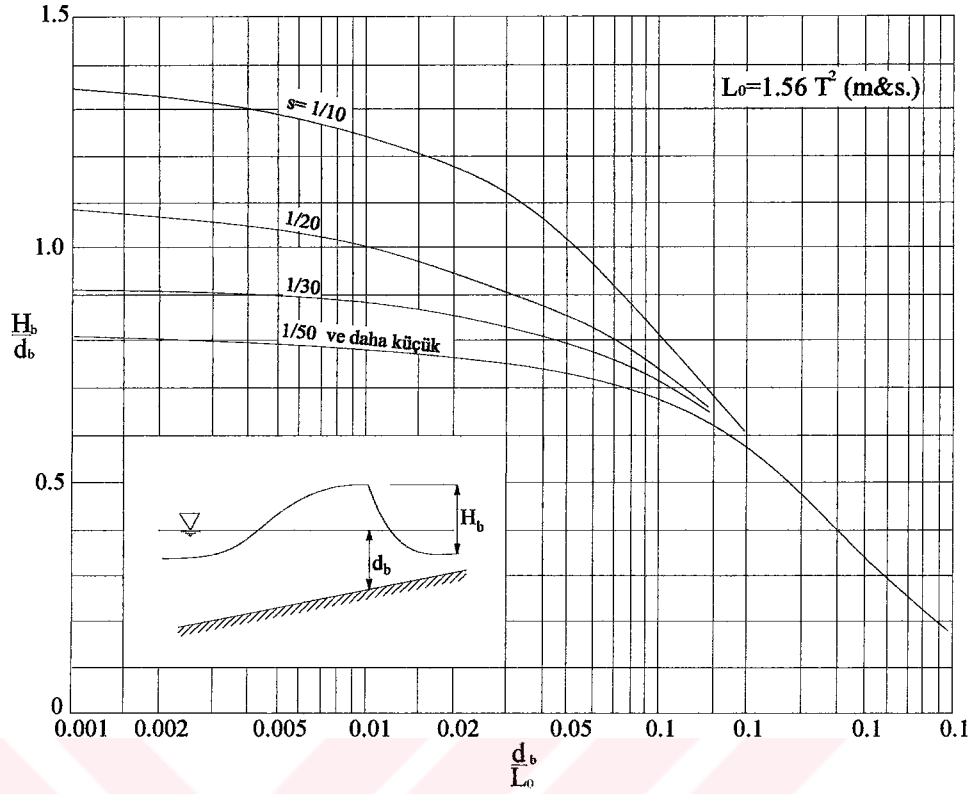


Şekil 2.8 a) Kırılan dalga yüksekliğinin ( $H_b$ ) (Goda, 2000)  
b) Boyutsuz kırılma yüksekliğinin değişimi (CERC, 1984).

Goda (2000), düzenli dalgalarla yapmış olduğu deney sonuçlarından yola çıkarak; kırılan dalga yüksekliğini rölatif su derinliği ve taban eğimine bağlı olarak ifade etmiş ve Şekil 2.9'daki grafiği vermiştir. Bu çalışmadan elde edilen analitik ifade ise aşağıdaki şekilde verilmektedir:

$$\frac{H_b}{L_0} = A \left\{ 1 - \exp \left[ -1.5 \frac{\pi d}{L_0} \left( 1 + 15 \tan^{4/3} \beta \right) \right] \right\} \quad (2.25)$$

burada  $\beta$ ; deniz tabanının yatay düzlemlerle yaptığı açığı göstermektedir. A katsayısı ise; düzenli dalga halinde 0.17, düzensiz dalga kırılması halinde ise; üst limit  $x=x_1$ 'de 0.18 ve alt limit  $x=x_2$ 'de 0.12 değerlerini almaktadır (Şekil 2.10). Burada  $x$ , araştırmacı tarafından,  $x=H/H_*$  olarak tanımlanan "boyutsuz dalga yüksekliği"dir.  $H_*$  ise; herhangi bir referans dalga yüksekliği değeridir. Düzensiz dalga kırılması belirli bir aralıkta meydana geldiğinden böyle bir tanımlama yapılmıştır.

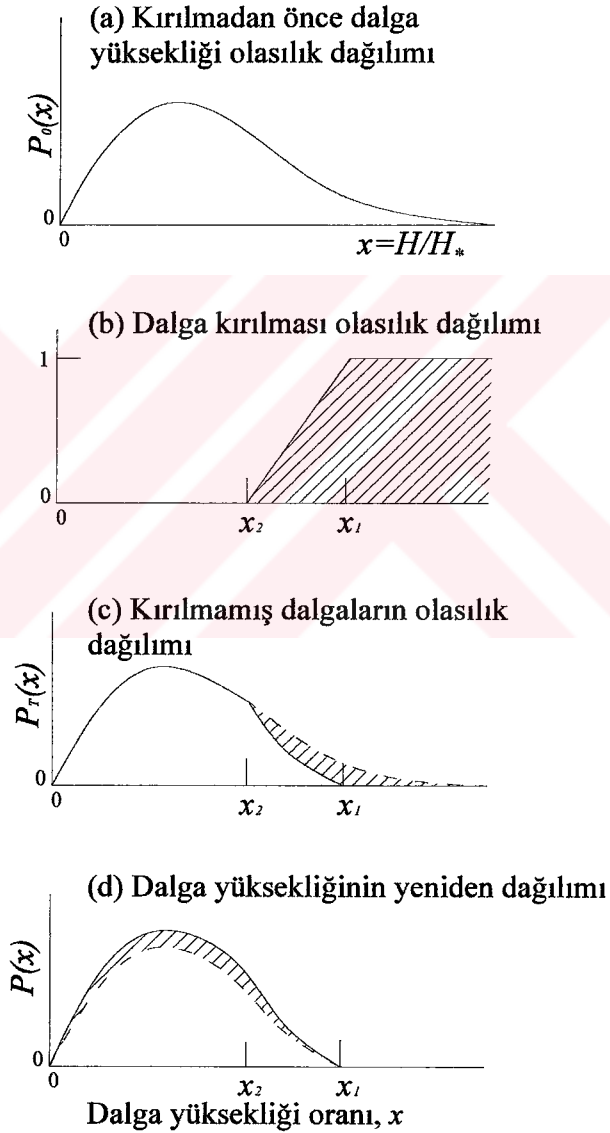


Şekil 2.9 Düzenli dalgalar için limit kırılma yüksekliği, (Goda, 2000)

Yine Goda (2000), düzensiz dalga gruplarının kırılma bölgesi içerisinde uğradıkları dalga kırılması olayını incelemiştir. Oldukça karmaşık bir yapıya sahip olan bu olayı, geliştirdiği “düzensiz dalga kırılması modeli” ile açıklamaya çalışmıştır. Modelden elde ettiği sonuçları deneysel çalışmalar ve saha verileri ile karşılaştırmıştır. Bu modeli kullanarak kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliği dağılımını belirlemiş, bu dağılımdan belirgin dalga yüksekliği  $H_{1/3}$  ve en yüksek dalga  $H_{maks}$  değerlerini hesaplamıştır. Kırılma bölgesi içerisinde dalga kırılma yüksekliğinin belirlenmesi çok güç olduğundan; dalga kırılma yüksekliği  $H_b$  yerine  $(H_{1/3})_{maks}$  ve kırılma derinliği  $d_b$  yerine de  $(d_{1/3})_{maks}$  değerlerinin kullanılmasını önermiştir. Goda tarafından geliştirilen bu model aşağıdaki şekilde özetlenebilir:

Açık deniz dalga yüksekliği dağılımının Rayleigh dağılımına uyduğu kabul edilmektedir. Dolayısıyla, kırılma bölgesine girmekte olan düzensiz dalga grubu içerisinde dalga yüksekliklerinin dağılımı da Rayleigh dağılımına uymaktadır (Şekil 2.10(a)). Ancak bu dalgalar kırılma bölgesi içerisine girdikten sonra farklı derinliklerde ve farklı dalga yüksekliklerinde kırılmakta ve dağılım içerisindeki orijinal konumlarını kaybetmektedirler. Herbir tekil dalga farklı bir derinlikte kırıldığından; düzensiz dalga grubu için dalga kırılması olayı bir hat boyunca değil, belirli bir genişliği olan bir bant içerisinde oluşmaktadır. İşte bu

bant  $x_1$  ve  $x_2$  limit değerleri ile sınırlandırılmıştır. Dolayısıyla, düzensiz dalga grubu içerisindeki tekil dalgaların herbiri bu aralıkta kırılacaktır. Bu teori, Şekil 2.10(b)'de verilen "dalga kırılması olasılığı" diyagramı ile ifade edilmektedir. Görüldüğü gibi olasılık  $x_1$ - $x_2$  aralığında lineer olarak değişmektedir. Bunun sonucu olarak, dalga kırılma bölgesi içerisine girdiğinde dalga yüksekliği dağılımı Şekil 2.10(c)'de verildiği gibi oluşmaktadır. Bu da kırılma bölgesi içerisinde daha düşük dalga yüksekliklerine rastlanma olasılığını arttırmaktadır. Dolayısıyla kırılma bölgesi içerisinde dalga yüksekliği dağılımı Şekil 2.10(d)'deki hale gelmektedir.



Şekil 2.10 Düzensiz dalga kırılması modeli, Goda (2000).

Araştırmacı yaptığı bu çalışmada, ortalama su seviyesinde meydana gelecek değişimlerin de dalga yüksekliği üzerinde etkili olacağını hesaba katarak, bu değişimleri de modele dahil

etmiştir. Ortalama su seviyesi “dalga tırmanması ya da alçalması” ile değişebilmektedir. Bu olay dalga hareketinin meydana getirdiği “gerilme akısı” kavramı ile açıklanabilmektedir. Gerilme akısındaki değişim ile, su seviyesinde meydana gelen değişim,  $\bar{\eta}$  :

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{1}{(\bar{\eta} + d)} \frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{8} \bar{H}^2 \left( \frac{1}{2} + \frac{4\pi d / L}{\sinh(4\pi d / L)} \right) \right] \quad (2.26)$$

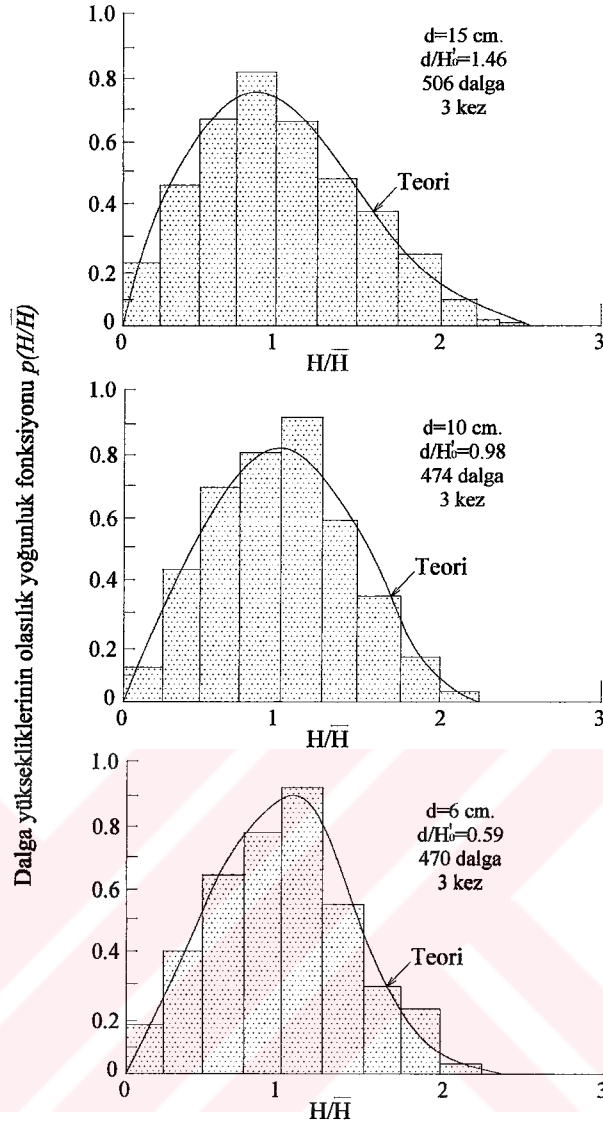
diferansiyel denkleminin açık denizden kıyı çizgisine kadar, x boyunca integre edilmesiyle hesaplanabilmektedir.

Ortalama su seviyesini değiştiren bir başka olay da “surf salınımı”dır. Surf salınımı profilinin genişliğindeki değişimler de aşağıdaki ifade ile verilmektedir:

$$\zeta_{rms} = \frac{0.01H'_0}{\sqrt{\frac{H'_0}{L_0} \left( 1 + \frac{d}{H'_0} \right)}} \quad (2.27)$$

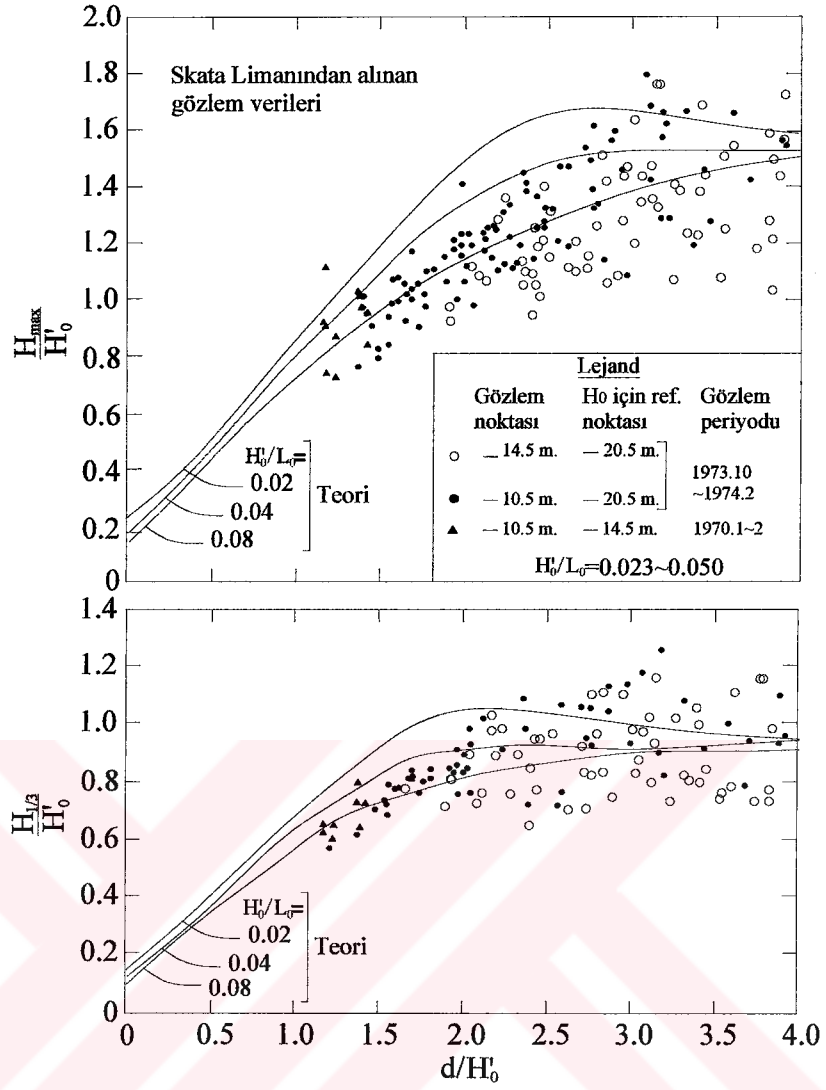
Bu iki olay sonucunda ortalama su seviyesinde meydana gelen değişimler, dalga yüksekliği olasılık dağılımını daha yüksek değerlere taşır. Goda (2000) oluşturduğu modelde bu etkileri de dikkate almıştır.

Araştırmacı modelden aldığı sonuçları deneysel çalışmalarla karşılaştırmıştır. 1/10 taban eğimine sahip dalga havuzunda oluşturduğu düzensiz dalgalardan elde ettiği sonuçlar, modelden elde edilenlerle uygunluk göstermektedir. Bu sonuçlar Şekil 2.11’de verilmiştir.



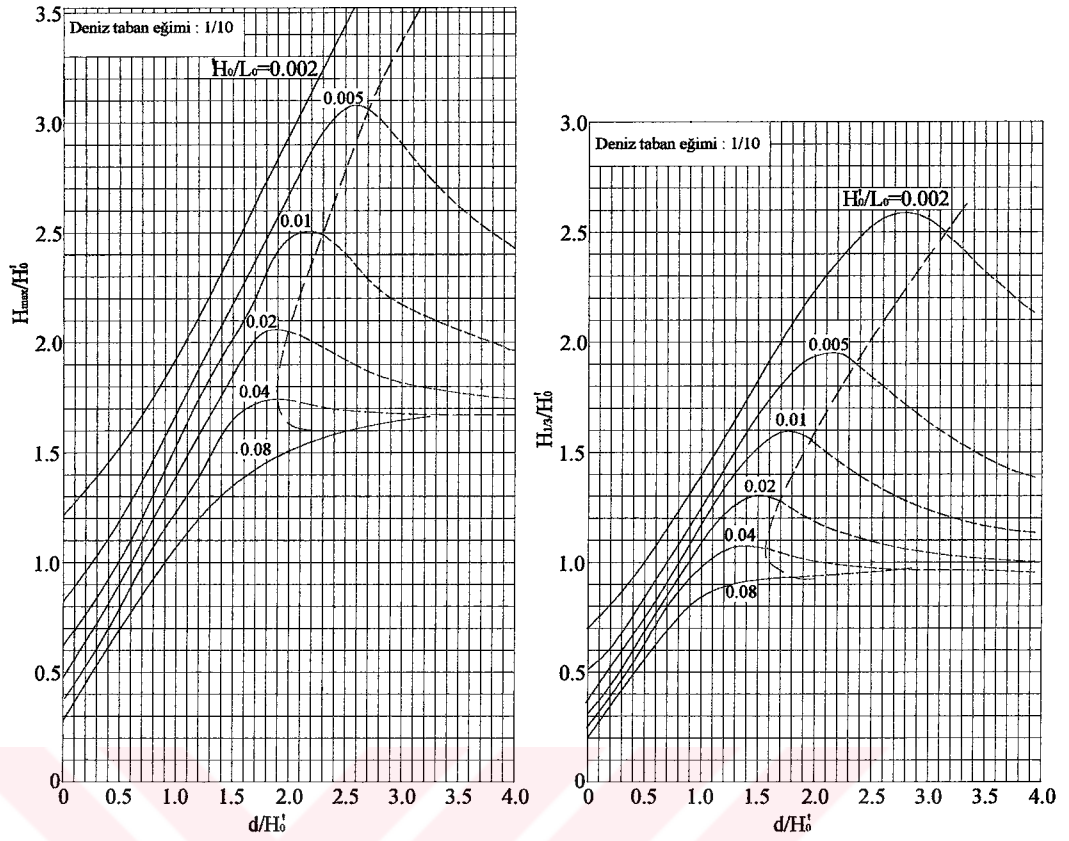
Şekil 2.11 1/10 eğimli laboratuvar kanalında düzensiz dalga yüksekliklerinin uğradığı deformasyon, Goda (2000).

Yine Goda (2000) düzensiz dalga kırılması modelinden elde ettiği sonuçları saha verileri ile de karşılaştırmıştır. Saha verileri Japonya'nın Skata Limanı'nda 20, 14 ve 10 m. derinliklere yerleştirilmiş 3 adet dalga ölçerden elde edilmiştir. Yine Şekil 2.12'de görüldüğü gibi aralarında oldukça iyi bir uyum gözlenmiştir.

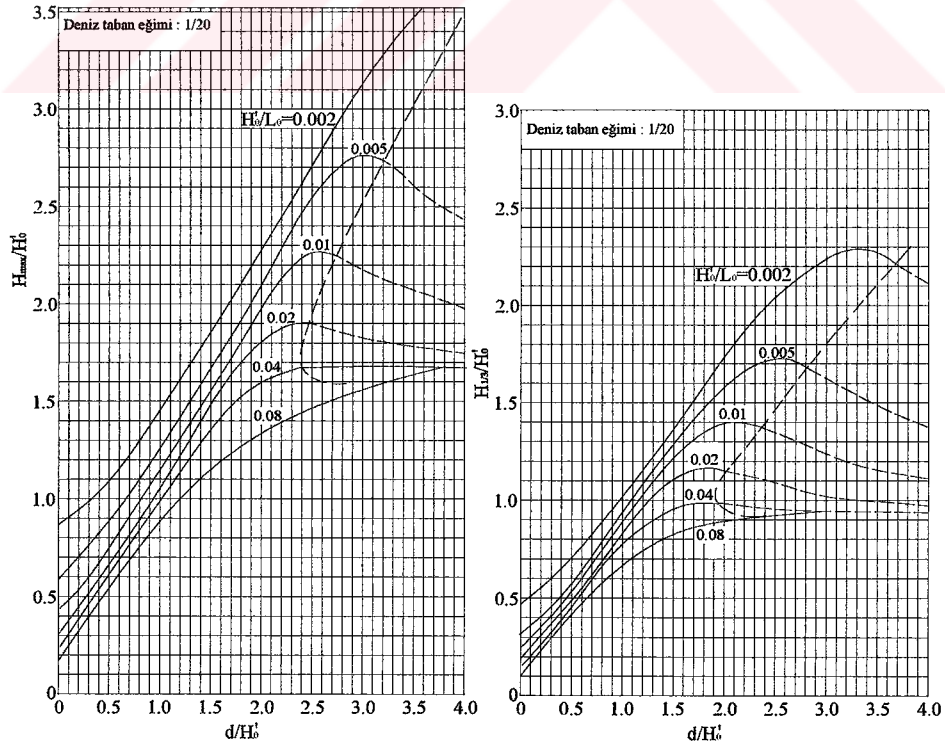


Şekil 2.12 Skata Limanı'nda yapılan gözlemlere dayanılarak, belirgin ve en yüksek dalga değerlerinin değişimi, (Goda, 2000).

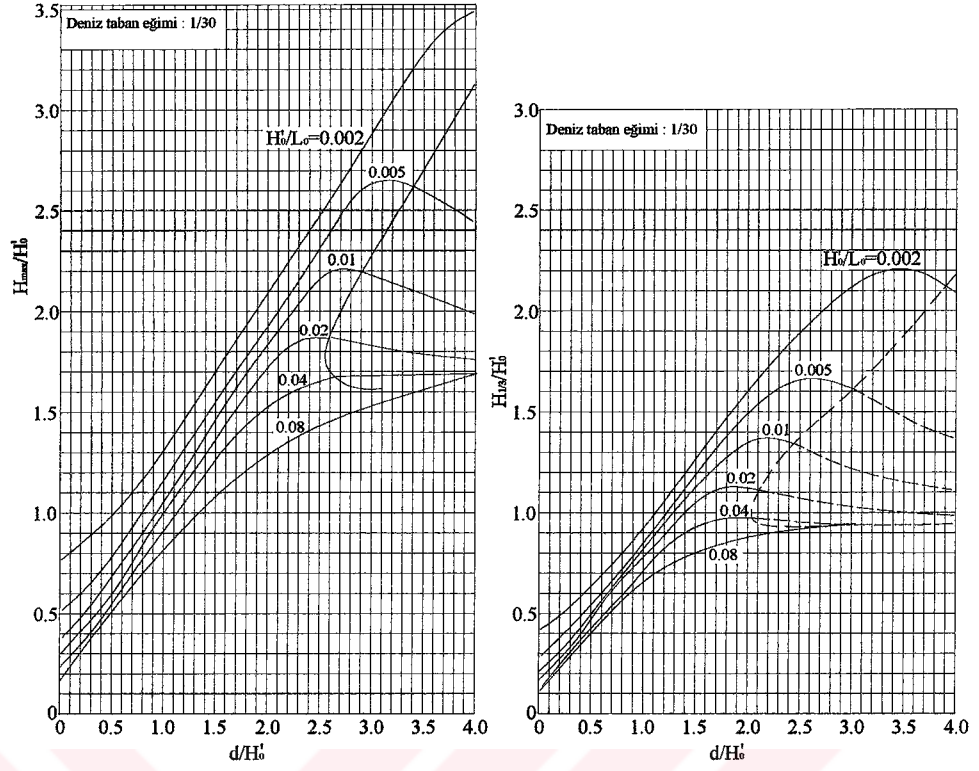
Goda bu matematik modeli kullanarak; kırılma bölgesi içerisinde  $H_{1/3}$  belirgin dalga yüksekliğini ve  $H_{max}$  en yüksek dalgayı belirlemeye yönelik olarak; 1/10, 1/20, 1/30 ve 1/100 taban eğimleri için sırasıyla, Şekil 2.13, Şekil 2.14, Şekil 2.15 ve Şekil 2.16'da gösterilen diyagramları vermiştir.



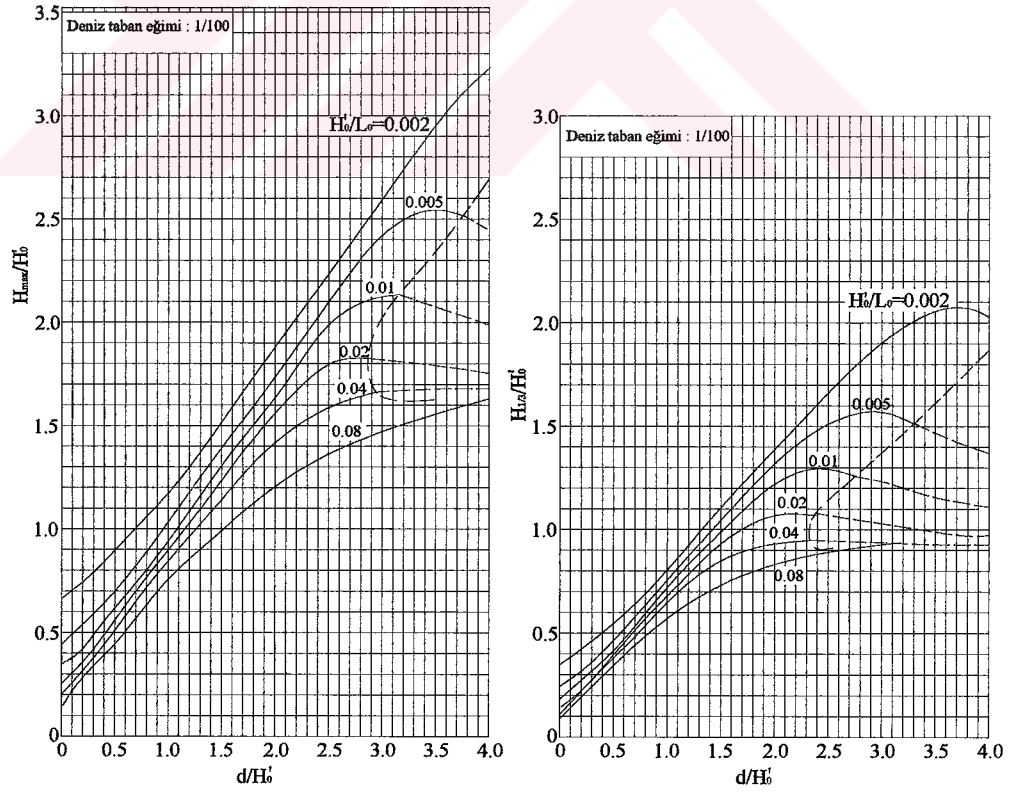
Şekil 2.13 Kırılma bölgesinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/10 taban eğimi için), Goda (2000).



Şekil 2.14 Kırılma bölgesinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/20 taban eğimi için), Goda (2000).



Şekil 2.15 Kırılma bölgesinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/30 taban eğimi için), Goda (2000).



Şekil 2.16 Kırılma bölgesinde dalga yüksekliğini veren diyagramlar, (1/100 taban eğimi için), Goda (2000).

Kırılma bölgesi içerisinde, dalga yüksekliklerinin değişimi Şekil 2.13, 2.14, 2.15 ve 2.16'da verilen diyagramlar kullanılarak kolaylıkla hesaplanabilmektedir. Yine kırılma bölgesi içerisinde dalga yüksekliklerinin değişimi aşağıdaki matematiksel ifadeler kullanılarak da belirlenebilmektedir (Goda, 2000).

$$H_{1/3} = \begin{cases} K_s H'_0 & : d/L_0 \geq 0.2, \\ \min\{(\beta_0 H'_0 + \beta_1 d), \beta_{\max} H'_0, K_s H'_0\} & : d/L_0 < 0.2, \end{cases} \quad (2.28)$$

$$H_{\max} \equiv H_{1/250} = \begin{cases} 1.8 K_s H'_0 & : d/L_0 \geq 0.2, \\ \min\{(\beta_0^* H'_0 + \beta_1^* d), \beta_{\max}^* H'_0, 1.8 K_s H'_0\} & : d/L_0 < 0.2. \end{cases} \quad (2.29)$$

Burada, min(a,b,c) gösterimi, a, b ve c değerlerinden en küçük olanının seçilmesi gerektiğini göstermektedir. Bu ifadelerde geçen  $\beta_0$ ,  $\beta_1$  gibi katsayılar ise, Çizelge 2.1'de gösterildiği gibi hesaplanmaktadır.

Çizelge 2.1 Kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliklerinin belirlenmesi için katsayılar.

$H_{1/3}$ için katsayılar
$\beta_0 = 0.028 (H'_0 / L_0)^{-0.38} \exp[20 \tan^{1.5} \beta]$ $\beta_1 = 0.52 \exp[4.2 \tan \beta]$ $\beta_{\max} = \max\{0.92, 0.32 ((H'_0 / L_0)^{-0.29} \exp[2.4 \tan \beta])\}$
$H_{\max}$ için katsayılar
$\beta_0^* = 0.052 (H'_0 / L_0)^{-0.38} \exp[20 \tan^{1.5} \beta]$ $\beta_1^* = 0.63 \exp[3.8 \tan \beta]$ $\beta_{\max}^* = \max\{1.65, 0.53 ((H'_0 / L_0)^{-0.29} \exp[2.4 \tan \beta])\}$

Not: max[a,b]; a ve b değerlerinden büyük olanını vermektedir.

Yukarıda sözü edilen ifadelerin kullanımına dair küçük bir örnek olarak, 1/50 taban eğimli bir kıyıya yaklaşmakta olan dalga grubunu gözönüne alalım. Sapmaya uğramamış dalga yüksekliği  $H'_0=6$  m. ve belirgin dalga periyodu  $T_{1/3}=15$  s. olan bu dalga grubu için,  $d=8$  m. su derinliğinde belirgin dalga yüksekliğini hesaplayalım (Goda, 2000).

Derin su dalga boyu  $L_0=351$  m. olacağından,  $H'_0/L_0=6/351=0.0171$  olarak elde edilecektir.  $\beta$

katsayıları ise Çizelge 2.1 yardımıyla aşağıdaki gibi hesaplanabilir;

$$\beta_0 = 0.028 \times (0.0171)^{-0.38} \times \exp[20 \times (0.02)^{1.5}] = 0.139,$$

$$\beta_1 = 0.52 \times \exp[4.2 \times 0.02] = 0.566,$$

$$\beta_{\max} = \max \{0.92, 0.32 \times (0.0171)^{-0.29} \times \exp[2.4 \times 0.02]\}$$

$$= \max \{0.92, 1.093\} = 1.093$$

$H_0'/L_0=0.0171$  ve  $d/L_0=0.023$ 'e karşılık sığlaşma katsayısı  $K_s \cong 1.7$  olarak belirlendikten sonra, eşitlik (3.25) kullanılarak belirgin dalga yüksekliği aşağıdaki gibi elde edilecektir;

$$H_{1/3} = \min \{(0.139 \times 6.0 + 0.566 \times 8.0), 1.093 \times 6.0, 1.7 \times 6.0\}$$

$$= \min \{5.36, 6.56, 10.2\} = 5.4 \text{ m.}$$

Goda (2000) diyagramlardan elde edilen dalga yükseklikleri ile matematiksel ifadelerin verdiği değerler arasında bir miktar farklılık olabileceğine dikkat çekmiştir. Bu farklılık  $H_0'/L_0=0.04$  için %10'a varabilmektedir.

Bu çalışmada, Yüksel (1983) tarafından geliştirilen dört adet bilgisayar programı, Goda (2000) tarafından geliştirilen düzensiz dalga kırılması modeli kullanılarak, kırılma bölgesi içerisinde de hesap yapabilecek şekilde değiştirilmiştir.

Programlarda sığ su şartlarında eşitlik (2.24) (CERC, 1984) kullanılarak seçilen dalga boyundaki dalgaların kırılma derinliği hesaplanmaktadır. Daha sonra belirlenen kırılma derinliği, boru hattının bulunduğu noktadaki su derinliği ile karşılaştırılarak boru hattının kırılma bölgesi içerisinde olup olmadığına karar verilebilmektedir;

$d_b > d \rightarrow$  boru kırılma bölgesi içerisindedir,

$d_b < d \rightarrow$  boru kırılma bölgesi içerisinde değildir.

Boru hattının kırılma bölgesi içerisinde olması halinde, kırılma bölgesi içerisindeki maksimum dalga yüksekliği hesaplanmaktadır. Bunun için, düzensiz dalga kırılması modelini (Goda, 2000) esas alarak çözüm gerçekleştiren bir altprogram geliştirilmiş ve her üç bilgisayar programına da dahil edilmiştir. Yine sözkonusu altprogram geliştirilen dördüncü bilgisayar programında da kullanılmıştır.

### 3. LİNEER DALGA TEORİSİ

#### 3.1 Teori

Lineer dalga teorisi kolay uygulanabilir olması nedeniyle oldukça yaygın bir kullanım alanına sahiptir. Bu çalışmada da yine kolaylığı bakımından, denizaltı boru hatlarına etkili kuvvetlerin belirlenmesinde ilk olarak bu teorinin kullanıldığı bir model dikkate alınmıştır.

Lineer dalga teorisinin geliştirilmesinde aşağıdaki kabuller yapılmaktadır:

- 1) Su sıkıştırılmaz,
- 2) Suyun viskozitesi önemsizdir, ihmal edilebilir,
- 3) Potansiyel (çevrintisiz) akım şartları geçerlidir,
- 4) Dalga yüksekliği dalga boyu ve su derinliğine göre çok küçüktür.

Su partiküllerinin yatay hızı  $u$  ve düşey hızı  $w$ , hız potansiyelinin  $\phi(x,z,t)$  türevleri olarak aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$u(x, z, t) = \frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial x} \quad (3.1)$$

$$w(x, z, t) = \frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial z} \quad (3.2)$$

Süreklilik denklemi ise şöyle verilmektedir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

(3.1) ve (3.2) ifadeleri, (3.3) eşitliğinde yerine yazılırsa:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.4)$$

elde edilir. Bu ifade "Laplace Denklemi" olarak bilinmektedir.

Kararsız akım şartlarında Bernoulli Denklemi aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{u^2 + w^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = 0 \quad (3.5)$$

Küçük genlikli dalgalar için bu ifadenin ikinci terimi diğer terimlerin yanında çok küçük

olduğundan ihmal edilebilmektedir. Böylece (3.5) denklemi:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz = 0 \quad (3.6)$$

halini almaktadır.

Söz konusu akım koşullarında sınır şartları aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

- Deniz tabanının yatay ve geçirimsiz olduğu kabulü ile; tabanda ( $z=-d$ ), düşey hız  $w$  sıfıra eşit olmaktadır:

$$w = \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=-d} = 0 \quad (3.7)$$

- Serbest yüzeyde kinematik şart, düşey hız  $w$ :

$$w = \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (3.8)$$

(3.8) denklemi, başta yaptığımız 4 numaralı kabule dayanılarak, şöyle ifade edilebilmektedir:

$$w = \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} \cong 0 \quad (3.9)$$

- Serbest yüzeyde dinamik şart,  $z=\eta$  ve  $p=0$  olduğundan, Bernoulli Denklemi aşağıdaki hali almaktadır:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + gz = 0 \quad (3.10)$$

Dalga profili de aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\eta = \frac{H}{2} \sin 2\pi \left( \frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \quad (3.11)$$

Açısal frekans  $\omega = 2\pi/T$ , dalga numarası  $k = 2\pi/L$  ve dalga yayılma hızı  $c = L/T$  olduğuna göre (3.11) eşitliği şöyle yazılabilmektedir:

$$\eta = \frac{H}{2} \sin(kx - \omega t) \quad (3.12)$$

(3.4), (3.7), (3.8) ve (3.9) eşitlikleri esas alınarak potansiyel fonksiyon:

$$\phi = -\frac{H}{2}c \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (3.13)$$

şeklinde elde edilmektedir. (3.10) ve (3.13) ifadeleri kullanılarak:

$$c^2 = \frac{g}{k} \operatorname{tgh}(kd) \quad (3.14)$$

yazılabilmektedir. Bu ifade derin su halinde  $\operatorname{tanh}(kd) \rightarrow 1$  olacağından:

$$c^2 = \frac{g}{k} = \frac{gL}{2\pi}$$

halini almaktadır. Buradan da:

$$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (3.15)$$

elde edilmektedir. Burada  $L_0$ , derin su dalga boyudur. Sığ su halinde ise  $\operatorname{tanh}(kd) \rightarrow 0$  olduğundan:

$$c^2 = gd$$

yazılabilmektedir.

(3.13) eşitliği kullanılarak yatay ve düşey hızlar şöyle ifade edilebilmektedir:

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{H}{2} \omega \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (3.16)$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{H}{2} \omega \frac{\sinh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (3.17)$$

Partikülün yatay ivmesi de şöyle yazılabilmektedir:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{H}{2} \omega^2 \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (3.18)$$

Deniz tabanına yerleştirilmiş boru hatları üzerinde etkili kuvvetlerin hesaplanmasında Morison Denklemi'nin kullanılması, akışkan partikülüne ait yatay hız ve yatay ivme bileşenlerinin bilinmesini gerektirmektedir. Bu parametrelerin hesaplanmasında boru hattının merkezinden geçen yatay düzlem esas alınmaktadır. D çapındaki bir boru hattı için hesaplama derinliği,  $z = -(d-D/2)$  olmaktadır.

$\theta=kx-\omega t$  ifadesi dalga faz açısı olarak bilinmektedir. İlerleyen dalga halinde, tüm bu parametreler için hesaplar  $x=0$  konumunda yapılmaktadır. Böylece faz açısı,  $\theta=0-\omega t=-\omega t$  olmaktadır. Dalga periyodu  $T$ , boyunca  $\eta(0,t)$ 'nin tüm değerleri  $x=0$  konumunda hesaplanmaktadır. Böylece (3.16) eşitliği:

$$u = -\frac{H}{2} \omega \frac{\cosh(k(D/2))}{\sinh(kd)} \sin(\omega t) \quad (3.19)$$

ve 3.18 eşitliği de:

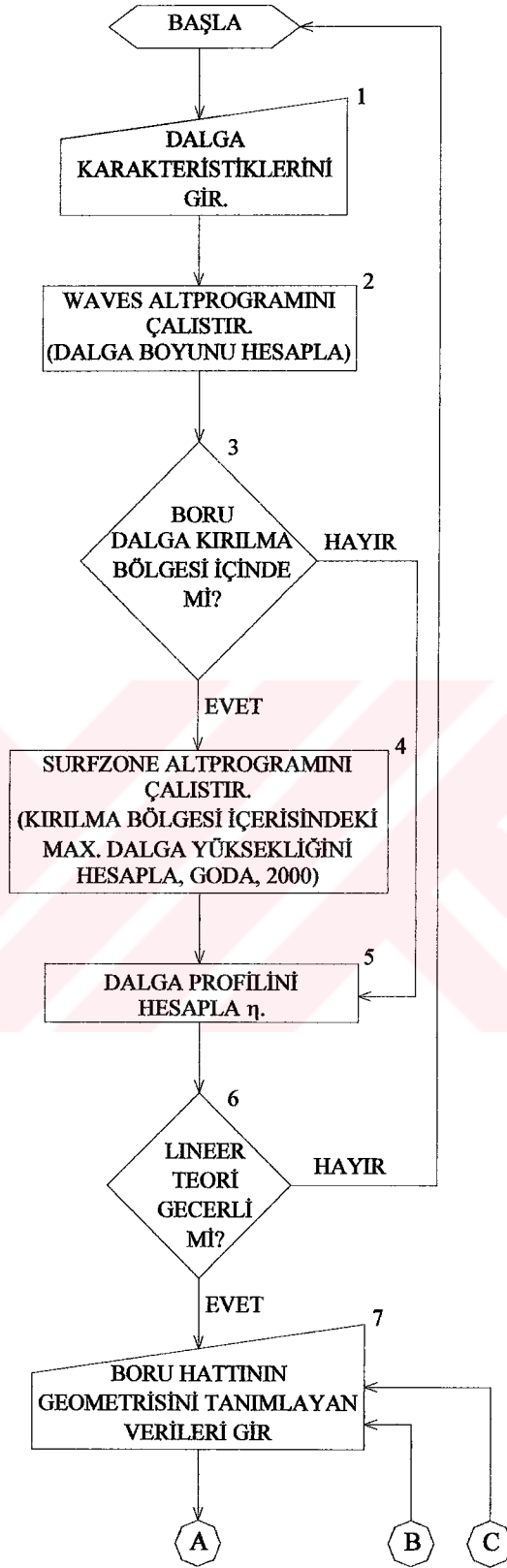
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{H}{2} \omega^2 \frac{\cosh(k(D/2))}{\sinh(kd)} \cos(\omega t) \quad (3.20)$$

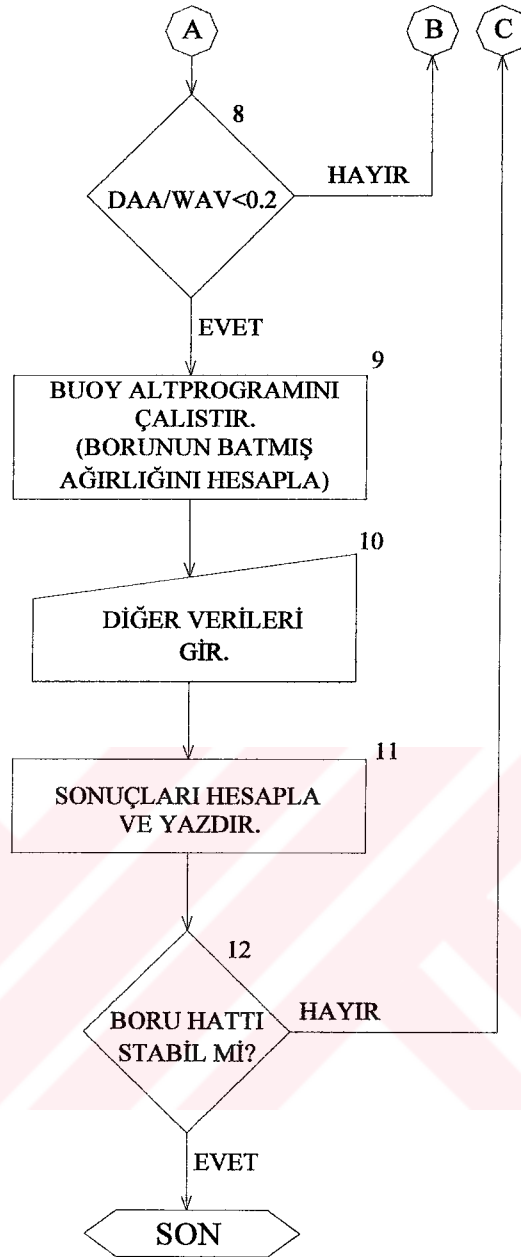
halini almaktadır.

### 3.2 Programlama Esasları

Yüksel (1983) tarafından, Lineer dalga teorisini esas alan ve FORTRAN 90 programlama dilinde yazılmış bilgisayar programı, kırılma bölgesi içerisindeki boru hattına etkileyen hidrodinamik kuvvetleri de hesaplayabilecek şekilde geliştirilmiştir. Bu program, dalga ve akıntı etkisinde denizaltındaki silindirik yapılara etkileyen kuvvetleri Morison denklemini kullanarak hesaplamakta ve dönmeye karşı bir güvenlik faktörü vermektedir.

### 3.2.1 Programın Akış Şeması





### 3.2.2 Programlama Adımları

Yukarıda verilen akış diyagramı esas alınarak, program belirli hesap adımlarına bölünmüştür:

1. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, su derinliği, taban eğimi, dalga yüksekliği ve dalga periyodu parametrelerini girmesini istemektedir.

2. ADIM (WAVES Altprogramı): Bu adımda program, iteratif bir yöntem kullanarak dalga boyunu hesaplamaktadır. Bu iteratif yöntem, (3.14) eşitliğinin 0.1 m'lik adımlar için çözülmesi esasına dayanmaktadır.

3. ADIM: Bu adımda, dalga kırılma şartları kontrol edilmektedir. Sığ su şartlarında eşitlik (2.24) (CERC, 1984) kullanılarak, kırılma derinliği belirlenmektedir. Daha sonra kırılma

derinliği,  $d_b$  ile hesap derinliği,  $d$  karşılaştırılarak boru hattının kırılma bölgesi içerisinde olup olmadığına karar verilmektedir. Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde program 4. adıma, aksi halde ise 5. adıma geçmektedir.

4. ADIM (SURFZONE Altprogramı): Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde, bu altprogram çalıştırılmaktadır. Bu altprogramda, (2.29) eşitliği kullanılarak dalga kırılma bölgesi içerisindeki maksimum dalga yüksekliliği hesaplanmaktadır (Goda, 2000). Hidrodinamik kuvvetlerin hesabında bu dalga yüksekliliği esas alınmaktadır.

5. ADIM: Bu adımda, (3.12) eşitliği kullanılarak dalga profili hesaplanmaktadır. Dalga profili yalnızca zamanın fonksiyonu olarak, bir dalga periyodu boyunca 0.5 s'lik zaman adımları için hesaplanmaktadır.

6. ADIM: Bu adımda program,  $d/L$  oranını esas alarak sığ su ya da derin su şartlarından hangisinin hakim olduğuna karar vermekte ve lineer teorinin geçerlilik sınırlarını kontrol etmektedir. Geçerlilik limitlerinin aşılması halinde program yeni verileri sormak üzere başa dönmektedir.

7. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, boru hattının geometrisine dair; boru iç çapı, elik ve beton kaplama kalınlıkları gibi parametrelerin girilmesini istemekte ve bu verileri kullanarak boru dış çapını hesaplamaktadır.

8. ADIM: Bu adımda, boru dış çapının, dalga boyuna oranı kontrol edilmektedir. Bu oranın 0.2 limitini aşması halinde difraksiyon analizi gerekeceğinden program 7. adıma geri dönmektedir.

9. ADIM (BUOY Altprogramı): Bu adımda, boru hattının batmış ağırlılığı hesaplanmaktadır.

10. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, boru hattının boyuna eğimi, dalga tepeleri ile boru hattı arasındaki açı, akıntı hızı, akıntının boru hattı ile yaptığı açı, direnç, atalet, kaldırma ve sürtünme katsayıları gibi parametrelerin girilmesini istemekte ve girilen veriler ekranda görülmektedir.

11. ADIM: Bu adımda, boru hattının merkezine etkiyen partikül hız ve ivmesinin yatay bileşenleri hesaplanmakta ve Morison Denklemi kullanılarak toplam eksenel kuvvet elde edilmektedir. Bu adımda ayrıca; kaldırma kuvveti ile sürtünme kuvveti de hesaplanmakta ve elde edilen tüm bu kuvvet değerleri 0.5 s.lik zaman adımları için ekranda görülmektedir. Ayrıca hesaplanan kuvvetlerin maksimum değerleri ile maksimum eksenel kuvvetin oluştuğu zaman adımı ve bu andaki hız ve ivme değerleri hesaplanmakta ve ekranda görülmektedir.

12. ADIM: Bu adımda program, boru hattının stabil olup olmadığına karar vermekte, eğer stabil ise güvenlik faktörünü hesaplamakta ve eğer stabil değilse, 7. adıma geri dönerek farklı bir boru hattı geometrisi için yeni veriler girilmesini istemektedir.



## 4. CNOIDAL DALGA TEORİSİ

### 4.1 Teori

Cnoidal dalga teorisi, kırılma hattından başlayıp, derin su bölgesine kadar uzanan sığ su bölgesinde geçerli olan, yüksek mertebeden bir dalga teorisidir. Bu bölge, dalgaların sığlaşma, sapma gibi değişimlere uğradığı, gerilme akısının yakın kıyı sirkülasyonunu başlattığı, dalga ve akıntı etkisiyle katı madde taşınımının olduğu aktif bir kıyı bölgesidir. Dolayısıyla bu bölgede yapılacak yapıların tasarımında en uygun dalga teorisinin kullanılması özellikle önemli olmaktadır. Sığ suda yayılan uzun sonlu genlikli dalgalar en iyi Cnoidal dalga teorisi ile tanımlanmaktadır.

Cnoidal dalga teorisinde; serbest su yüzeyinde kinematik ve dinamik sınır şartları nonlinear formda olduğundan, çözümde eliptik integraller ve eliptik fonksiyonlar kullanılmaktadır.

#### Eliptik İntegraller:

Eliptik integral  $q$  aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$q = \int_0^{\theta} \frac{d\phi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \phi}}$$

burada;  $k$ , eliptik integral modülüdür.

Birinci mertebeden eliptik integral:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \phi}} \quad (4.1a)$$

ve ikinci mertebeden eliptik integral:

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \phi} d\phi \quad (4.1b)$$

dir.

#### Jacobian Eliptik Fonksiyonları:

$$sn \ q = sn(q; k) = \sin \theta \quad (4.2a)$$

$$cn \ q = cn(q; k) = \cos \theta \quad (4.2b)$$

$$dn\ q = dn(q; k) = \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} \quad (4.2c)$$

Burada  $\theta$  dalga faz açısını göstermektedir ve aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$\theta = \sin\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right) \quad (4.3)$$

Bu çalışmada 2. mertebeden Cnoidal dalga teorisine ait çözüm denklemleri esas alınmıştır. Programda kullanılan, 2. mertebeden Cnoidal dalga teorisine ait ifadeler aşağıdaki şekilde verilmektedir:

Dalga profili:

$$\eta = d \left[ \varepsilon (cn^2 q - h_1) - \varepsilon^2 (0.75 + cn^2 q (1 - cn^2 q) + h_2) \right] \quad (4.4)$$

Dalga boyu:

$$L = \frac{d(kK(k))(1 - \varepsilon l_1)}{\sqrt{3\varepsilon}} \quad (4.5)$$

$$\frac{d}{gT^2} = \left( \frac{3\varepsilon}{16k^2 K(k)^2} \right) \left( \frac{1 + \varepsilon c_1 + \varepsilon^2 c_2}{1 - \varepsilon l_1} \right)^2 \quad (4.6)$$

Yatay partikül hızı u:

$$\begin{aligned} \frac{u}{\sqrt{g.d}} &= \varepsilon (cn^2 q - h_1) \\ &+ \varepsilon^2 \left( (f_1 + f_2 cn^2 q - cn^4 q) - \frac{3}{4k^2} \left( \frac{s}{d} \right)^2 (k'^2 + 2(2k^2 - 1)cn^2 q - 3k^2.cn^4 q) \right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Yatay partikül ivmesi  $\partial u/\partial t$ :

$$\frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\varepsilon \sqrt{3\varepsilon}}{k} cnq.dnq.snq. \left( 1 + \varepsilon \left( f_4 - 2cn^2 q - \left( \frac{s}{d} \right)^2 \left( \frac{3(2k^2 - 1)}{2k^2} + \frac{9}{2} cn^2 q \right) \right) \right) \quad (4.8)$$

dır ve burada:

$$h_1 = \frac{(\gamma - k'^2)}{k^2} \quad (4.9)$$

$$h_2 = \frac{(\gamma(k^2 - 2) + 2k'^2)}{4k^4} \quad (4.10)$$

$$c_1 = \frac{(2 - k^2 - 3\gamma)}{2k^2} \quad (4.11)$$

$$c_2 = \frac{(-5\gamma(15\gamma + 19k^2 - 38) - 18k^4 - 88k'^2)}{120k^4} \quad (4.12)$$

$$l_1 = \frac{(12\gamma + 5k^2 - 10)}{8k^2} \quad (4.13)$$

$$f_1 = \frac{(-\gamma(6\gamma + 11k^2 - 16) + k'^2(9k^2 - 10))}{12k^4} \quad (4.14)$$

$$f_2 = \frac{(2\gamma + 7k^2 - 6)}{4k^2} \quad (4.15)$$

$$f_4 = \frac{(4\gamma + 15k^2 - 14)}{8k^2} \quad (4.16)$$

$$\varepsilon = \frac{H}{d} \quad (4.17)$$

$$\gamma = \frac{E(k)}{K(k)} \quad (4.18)$$

$$k'^2 = 1 - k^2 \quad (4.19)$$

dir.

$k \rightarrow 0$  halinde:

$$K(k) \rightarrow \pi/2, \quad \gamma \rightarrow 1, \quad k'^2 \rightarrow 1$$

$cnq \rightarrow \cosq$ ,  $dnq \rightarrow 1$ ,  $snq \rightarrow \sinq$  ve  $q \rightarrow \pi(x/L - t/T)$  halini almakta ve dalga profili lineer dalga profiline indirgenmektedir.

Dalga boyunun uzaması ve sonsuza gitmesi halinde;  $k \rightarrow 1$ ,  $K(k) \rightarrow \infty$  ve  $cnq \rightarrow \text{sech}q$  olmakta ve dalga profili Solitary dalgaya dönüşmektedir.

Eliptik integral modülü  $k$ , (4.6) eşitliğinin kullanılmasıyla iteratif olarak elde edilmektedir.  $k$  belirlendikten sonra (4.1)'den (4.19)'a kadar verilen tüm değişkenler elde edilebilmektedir. Yukarıda verilen denklemlerin çözümü ancak bilgisayarlar kullanılarak mümkün olmaktadır.

Buraya kadar elde edilen bu ifadeler kullanılarak, Cnoidal Dalga Teorisinin geçerlilik sınırları içerisinde boru hatlarının stabilite tahkikini yapan bir bilgisayar programı geliştirilmiştir.

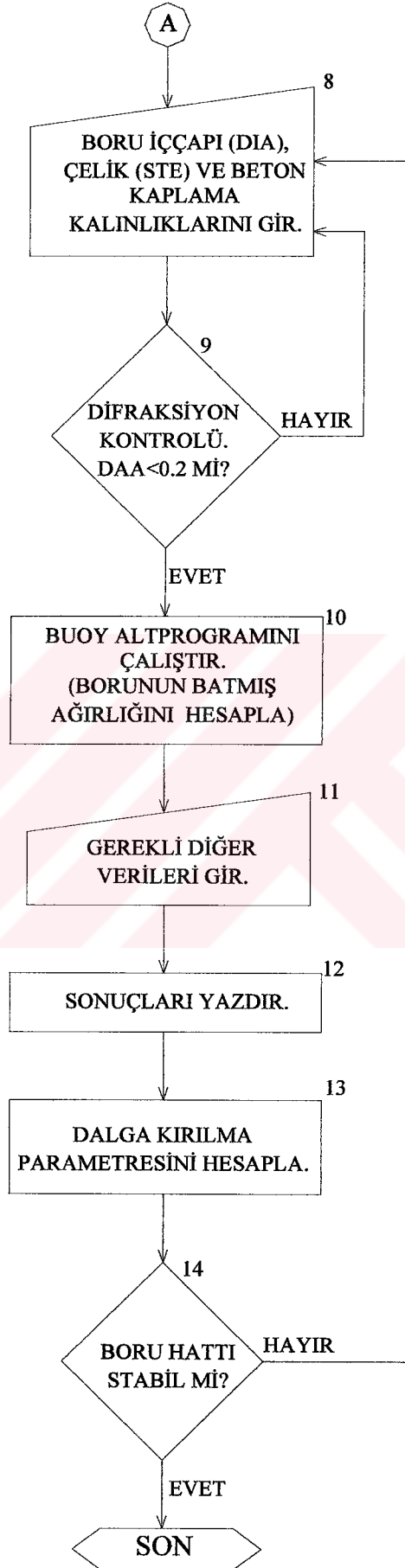
#### **4.2 Programlama Esasları**

Yüksel (1983) tarafından, Cnoidal dalga teorisini esas alan ve FORTRAN 90 programlama dilinde yazılmış bilgisayar programı, kırılma bölgesi içerisindeki boru hattına etkileyen hidrodinamik kuvvetleri de hesaplayabilecek şekilde geliştirilmiştir. Çok sayıda iterasyon içeren bu program, dalga ve akıntı etkisinde denizaltındaki silindirik yapılara etkileyen kuvvetleri Morison denklemini kullanarak hesaplamakta ve dönmeye karşı bir güvenlik faktörü vermektedir.



## 4.2.1 Programın Akış Şeması





#### 4.2.2 Programlama Adımları

Yukarıda verilen akış diyagramı esas alınarak, program belirli hesap adımlarına bölünmüştür:

1. ADIM: Program kullanıcıdan su derinliği, dalga yüksekliği ve dalga periyodundan ibaret olan giriş verilerini istemektedir.
2. ADIM: Program eliptik fonksiyon modülü  $k$ 'nın hesaplanmasında kullanılan iteratif yöntem için istenen iterasyon adımı aralığını sormaktadır. Bu aralık ne denli küçük seçilirse, çözüm gerçeğe o kadar yaklaşmakla birlikte, programın sonlanma süresi de o denli artacaktır.
3. ADIM (JACOB Altprogramı):  $k$  modülünün denenen herbir değeri için, program JACOB altprogramını çağırarak, birinci ve ikinci mertebeden eliptik integrallerin değerlerini hesaplamaktadır. Bu eliptik integraller, 100 adım aralığı ile Simpson metodu kullanılarak hesaplanmaktadır. Programın bu adımında (4.6) denkleminde geçen diğer değişkenler de hesaplanmakta ve eliptik integral modülü  $k$ 'nın değeri elde edilmektedir.
4. ADIM: Bu adımda, (4.5) denklemini kullanılarak dalga boyu hesaplanmaktadır. Görüldüğü gibi dalga boyunun hesabında eliptik integral modülü  $k$  ve birinci mertebeden eliptik integral  $K(k)$  kullanılmaktadır. Dolayısıyla eliptik integral modülü  $k$ 'nın doğru hesaplanması çok önemlidir. Bu da 2. adımda mümkün olduğunca küçük iterasyon adımı seçilmesi ile mümkün olacaktır.
5. ADIM: Bu adımda, dalga kırılma şartları kontrol edilmektedir. Sığ su şartlarında dalga kırılmasını ifade eden eşitlik (2.24) (CERC, 1984) kullanılarak, kırılma derinliği belirlenmektedir. Daha sonra kırılma derinliği,  $d_b$  ile hesap derinliği,  $d$  karşılaştırılarak boru hatının kırılma bölgesi içerisinde olup olmadığına karar verilmektedir. Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde program 6. adıma, aksi halde ise 7. adıma geçmektedir.
6. ADIM (SURFZONE Altprogramı): Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde, bu altprogram çalıştırılmaktadır. Bu altprogramda, (2.29) eşitliği kullanılarak dalga kırılma bölgesi içerisindeki maksimum dalga yüksekliği hesaplanmaktadır (Goda, 2000). Hidrodinamik kuvvetlerin hesabında bu dalga yüksekliği esas alınmaktadır.
7. ADIM (PROFL Altprogramı): (4.4) denklemini kullanılarak, dalga profili belirlenmektedir. Yine altprogram ile Jacobian eliptik kosinüs fonksiyonu,  $cnq$  hesaplanmaktadır. Jacobian eliptik fonksiyon argümanı  $q$ , (4.3) denkleminde de görüldüğü gibi sadece  $x$ 'e bağlıdır (zamana bağımlılık,  $t=0$  alınarak elimine edilmiştir). Böylece dalga boyu 40 eşit aralığa bölünerek, herbir noktada dalga profili belirlenmektedir. Sonuçlar ekranda izlenebilmektedir.

8. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, boru iç çapı ile çelik ve beton kalınlıklarının girilmesini istemektedir.
9. ADIM: Bu adımda boru çapının, dalga boyuna oranı kontrol edilerek, 0.2 limitini aşması halinde difraksiyon analizi gerekeceğinden program 8. adıma geri dönmektedir.
10. ADIM (BUOY Altprogramı): Bu altprogram ile borunun batmış ağırlığı hesaplanmaktadır.
11. ADIM: Bu adımda program, kullanıcıdan boru hattının boyuna eğimini, dalga tepelerinin boru hattı ile yaptığı açığı, akıntı hızını, akıntı ile boru hattı arasındaki açığı, direnç, atalet, kaldırma ve sürtünme katsayılarını girmesini istemekte ve programa girilen değerler ekranda okuyucunun onayına sunulmaktadır.
12. ADIM: (4.7) ve (4.8) denklemleri kullanılarak, boru hattının merkezinde etkili olan yatay partikül hızı ve ivmesi hesaplanmaktadır. Böylece, toplam eksenel kuvvet, kaldırma kuvveti, sürtünme kuvveti ve güvenlik faktörü elde edilmektedir. Hesaplanan tüm bu büyüklükler her (L/40) metrede ekranda görülmektedir.
13. ADIM: Boyutsuz kuvvet oranı,  $P_B$  hesaplanmaktadır.
14. ADIM: Program her bir referans noktasında borunun yanal stabilitesini kontrol etmektedir. Stabilitesizlik durumunda, program 8. adıma geri dönerek, farklı bir boru geometrisine ait yeni verilerin girilmesini istemektedir.

## 5. AKIM FONKSİYONU DALGA TEORİSİ

### 5.1 Giriş

Akım fonksiyonu dalga teorisi hesaplamalı bir yöntem olup yalnızca programlama tekniklerinin kullanılması ile çözülebilmektedir. Akım fonksiyonu dalga teorisi, sığ su şartlarında en uygun sonucu vermekle birlikte, geçiş derinliği ve derin su şartlarında da kabul edilebilir bir doğrulukla uygulanabilmektedir.

### 5.2 Teori

Diğer dalga teorilerinde olduğu gibi, akım fonksiyonu dalga teorisinde de sıkıştırılmaz, ideal akışkanın çevrintisiz akımı kabulü yapılmaktadır. İki boyutlu çevrintisiz akıma ait diferansiyel denklem (Laplace Denklemi) hız potansiyeli ya da akım fonksiyonu cinsinden yazılabilmektedir:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \phi = 0 &\rightarrow \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \\ \nabla^2 \psi = 0 &\rightarrow \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0\end{aligned}\quad (5.1)$$

ve hız ifadeleri de aşağıdaki gibi verilebilmektedir:

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = +\frac{\partial \psi}{\partial x}\quad (5.2)$$

Sınır şartları aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır;

- Taban sınır şartı;

$$z = -d \rightarrow w = 0\quad (5.3)$$

- Serbest yüzeyde kinematik sınır şartı;

$$z = \eta(x, t) \rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = w\quad (5.4)$$

- Serbest yüzeyde dinamik sınır şartı;

$$z = \eta(x, t) \rightarrow \eta + \frac{P_a}{\rho g} + \frac{1}{2g}(u^2 + w^2) - \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = Q\quad (5.5)$$

burada;  $P_a$  atmosfer basıncını göstermekte ve  $Q$  ise Bernoulli sabitini simgelemektedir.

$\frac{P_a}{\rho g}$  terimini Q sabitine dahil ederek aşağıdaki ifadeye ulaşılabilmektedir:

$$\eta + \frac{1}{2g}(u^2 + w^2) - \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = Q \quad (5.6)$$

Hareketin tanımlandığı (x, z) koordinat sisteminin dalga yayılma hızı ile aynı hızda, c ve aynı doğrultuda hareket ettiği kabul edilerek kararlı bir hareket hali sağlanmakta ve böylece yukarıdaki denklemin çözümü kolaylaştırılmaktadır. Bu kabul ile, koordinat sistemine göre akışkan partikülünün yatay hız değeri (u-c) olmakta ve hareket zamandan bağımsız hale gelmektedir.

Böylece (5.2), (5.4) ve (5.6) ifadeleri aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir:

$$u - c = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = +\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5.7)$$

$$z = \eta(x) \rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{w}{u - c} \quad (5.8)$$

$$z = \eta(x) \rightarrow \eta + \frac{1}{2g}((u - c)^2 + w^2) - \frac{c^2}{2g} = Q \quad (5.9)$$

Hareket x doğrultusunda periyodiktir:

$$\psi(x, z) = \psi(x + L, z) \quad (5.10)$$

(5.1), (5.3), (5.8), (5.9) ve (5.10) denklemleri kullanılarak çözüm için esas alınacak akım fonksiyonu ifadesi aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\psi(x, z) = \frac{L}{T} z + \sum_{I=1}^{NC} X(I) \sinh\left(\frac{2\pi I}{L}(d + z)\right) \cos\left(\frac{2\pi I}{L} x\right) \quad (5.11)$$

Serbest yüzeyde (z=η); (5.11) denklemini aşağıdaki hale gelmektedir:

$$\eta = \frac{T}{L} \psi_\eta - \frac{T}{L} \sum_{I=1}^{NC} X(I) \sinh\left(\frac{2\pi I}{L}(d + \eta)\right) \cos\left(\frac{2\pi I}{L} x\right) \quad (5.12)$$

Burada seriye açılan terim sayısı, NC, akım fonksiyonu dalga teorisinin mertebesini göstermektedir.

$\psi_\eta$ , akım fonksiyonunun serbest yüzeydeki sabit değerini göstermektedir. L henüz

belirlenmemiş dalga boyu değeridir.  $X(I)$  ise yine henüz elde edilmemiş katsayıları simgelemektedir.

Dalga boyu  $L$ , periyodu  $T$  ve dalga yüksekliği  $H$ 'ın belirli değerleri için,  $L$ ,  $\psi_\eta$ , ve  $X(I)$ 'nın tahmini değerleri kullanılarak, elde edilen akım fonksiyonu serbest yüzeyde dinamik sınır şartı (eşitlik (5.9)) dışında tüm sınır şartlarını sağlamaktadır. Yine akım fonksiyonu, (5.10) denkleminde ifade edildiği gibi  $x$  doğrultusunda periyodiktir. Bu şart da kullanıldığında görülmektedir ki; problemin çözümü için (5.9) eşitliğini sağlayan ve dalga yüksekliği  $H$ 'ı veren  $L$ ,  $\psi_\eta$  ve  $X(I)$  değişkenlerinin belirlenmesi gerekmektedir.

Burada Dean (1974) tarafından verilen doğrusal olmayan pertürbasyon yöntemi kullanılacaktır. Bu yöntem başta kabul edilen değerlerle başlanarak iterasyon yapılması ve herbir iterasyonda değişkenlerin elde edilmesi esasına dayanmaktadır. Metot yakınsayınca kadar iterasyona devam edilmektedir.

Çözüm yöntemi aşağıdaki şekilde açıklanabilir:

İlk olarak  $L$  ve  $X(I)$  için rastgele değerler kabul edilmektedir. Dalga boyu  $x$  doğrultusunda,  $J$  sayıda eşit aralığa bölünmektedir. (5.12) denklemi kullanılarak iterasyon yoluyla herbir noktada (i) dalga profili hesaplanmaktadır. Bir dalga boyu uzunluğunca yerel dalga genliklerinin toplamı sıfır olacaktır. Bu ifade aşağıdaki eşitlikle açıklanabilir:

$$\int_0^L \eta dx = 0$$

$$\psi_\eta = \frac{2}{L} \int_0^{L/2} \sum_{I=1}^{NC} X(I) \sinh\left(\frac{2\pi I}{L}(d+\eta)\right) \cos\left(\frac{2\pi I}{L}x\right) dx \quad (5.13)$$

Yukarıdaki integral Simpson yöntemi ile hesaplanmaktadır. İlk iterasyonda dalga boyunun lineer teoride tanımlanan derin su dalga boyuna eşit olduğu kabul edilmektedir:

$$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (5.14)$$

(5.7) ve (5.9) ifadeleri kullanılarak; herbir  $i$  noktasındaki  $Q_i$  sabit değerleri hesaplanmaktadır. Sağlanamayan sınır şartı için tanımlanan hata ifadesi aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$E = \frac{1}{J+1} \sum_{i=0}^J (Q_i - \bar{Q})^2 \quad (5.15)$$

Burada  $\bar{Q}$ ,  $Q_i$  değerlerinin ortalamasını göstermektedir.

E hata parametresi ne kadar küçülürse, serbest yüzeyde dinamik sınır şartı da o oranda sağlanmaktadır. Dolayısıyla programın bu aşamasında amaç, E'nin mümkün olduğunca küçültülmesidir. Bu da, en küçük kareler yönteminin kullanılmasıyla sağlanmaktadır.

Q parametresi, sonlu farklar cinsinden yazılmış terimler kullanılarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilmektedir:

$$Q_i^{k+1} = Q_i^k + \sum_{I=1}^{NC} \frac{\partial Q_i^k}{\partial X(I)} \Delta X(I) + \frac{\partial Q_i^k}{\partial L} \Delta L \quad (5.16)$$

burada  $Q_i^{k+1}$ , Q'nun i'nci noktada, (k+1)inci iterasyondaki değerini göstermektedir ve

$$\frac{\partial Q}{\partial X(I)} = \frac{\partial Q}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial X(I)} + \frac{\partial Q}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial X(I)} + \frac{\partial Q}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial X(I)} \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial L} = \frac{\partial Q}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial L} + \frac{\partial Q}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial L} + \frac{\partial Q}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial L} + \frac{\partial Q}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial L} \quad (5.18)$$

$$\text{ve } c=L/T \quad (5.19)$$

dir.

E değerinin en küçük olması için:

$$\frac{\partial E}{\partial \Delta L} = 0 \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \Delta X(I)} = 0 \quad (I = 1, 2, \dots, NC) \quad (5.21)$$

olmalıdır. Görüldüğü gibi kısmi diferansiyel denklemlerin içerdiği E hata parametresi, Q değişkeninin (5.16) denkleminde elde edilecek yeni değerlerine bağlıdır.

(5.20) ve (5.21) ifadeleri (NC+1) adet bilinmeyen terim içeren, (NC+1) adet denklemden oluşan bir denklem sistemi oluşturmaktadır. Bu eşitliklerin çözümüyle,  $\Delta L$  ve  $\Delta X(I)$  değerleri elde edilmekte ve yeni L, X(I) değerleri de aşağıdaki tanımlar kullanılarak belirlenmektedir:

$$L_{k+1} = L_k + \Delta L \quad (5.22)$$

ve

$$X(I)_{k+1} = X(I)_k + \Delta X(I), \quad (I=1,2,\dots,NC) \quad (5.23)$$

Bir iterasyon adımı sonucunda  $L$ ,  $X(I)$  ve  $\psi_\eta$ 'nin bir sonraki iterasyon adımında kullanılacak yeni değerleri elde edilmektedir.  $E$  değerinin sıfıra yakınsaması ( $E_{k+1}-E_k \rightarrow 0$ ) halinde iterasyon tamamlanmaktadır.

Dalga yüksekliği  $H$ 'ın  $x=0$  ve  $x=L$  noktasında aynı olması şartı kullanılarak, numerik süreç yakınsamaya zorlanmaktadır.  $z=-(d-D/2)$  derinliğinde akışkan partikülünün hız ve ivmesi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z} + c = -c - \sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \cosh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) + c$$

$$u = -\sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \cosh\left(\frac{\pi ID}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) \quad (5.24)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x} (u-c) + \frac{\partial u}{\partial z} w \quad (5.25)$$

burada  $w$ , akışkan partikülünün düşey hızını göstermektedir:

$$w = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 - \sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \sinh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \sin\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right)$$

$$w = -\sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \sinh\left(\frac{\pi ID}{L}\right) \sin\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) \quad (5.26)$$

$\frac{\partial u}{\partial x}$  ve  $\frac{\partial u}{\partial z}$  terimleri, (5.24) denkleminin türevinin alınmasıyla aşağıdaki şekilde elde edilmektedir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \sum_{I=1}^{NC} X(I) \left(\frac{2\pi I}{L}\right)^2 \cosh\left(\frac{\pi I(d+z)}{L}\right) \sin\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) \quad (5.27)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\sum_{I=1}^{NC} X(I) \left(\frac{2\pi I}{L}\right)^2 \sinh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) \quad (5.28)$$

(5.17) ve (5.18) denklemlerinde geçen diferansiyeller aşağıdaki şekilde tanımlanabilmektedir:

$$\frac{\partial Q}{\partial \eta} = 1 + \frac{H1A + H2A}{g} \quad (5.29)$$

burada  $H1A=HA1.(u-c)$ ,  $H2A=HA2.w$  dir. Yine burada:

$$HA1 = -\sum_{I=1}^{NC} X(I) \left( \frac{2\pi I}{L} \right)^2 \sinh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right)$$

ve

$$HA2 = -\sum_{I=1}^{NC} X(I) \left( \frac{2\pi I}{L} \right)^2 \cosh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial X(I)} \right) = \frac{AC1}{1-AC2} \quad (5.30)$$

dir. Burada da:

$$AC1 = -\frac{T}{L} \sinh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right)$$

$$AC2 = -\frac{T}{L} \left( \sum_{I=1}^{NC} X(I) \left( \frac{2\pi I}{L} \right)^2 \cosh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right) \right)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial X(I)} \right) = -\frac{2\pi I}{L} \cosh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right) \quad (5.31)$$

$$\left( \frac{\partial w}{\partial X(I)} \right) = -\frac{2\pi I}{L} \sinh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \sin \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right) \quad (5.32)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial u} = \frac{u-c}{g} \quad (5.33)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial w} = \frac{w}{g} \quad (5.34)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial c} = -\frac{u}{g} + AE3 \quad (5.35)$$

dir. Yine burada  $AE3=AE1/(1-AE2)$  ve,

$$AE1 = -\frac{\psi_n}{c^2} + \frac{1}{c^2} \left( \sum_{I=1}^{NC} X(I) \sinh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right) \right)$$

$$AE2 = -\frac{1}{c} \left( \sum_{I=1}^{NC} \frac{2\pi I}{L} \cosh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) X(I) \right)$$

$$\frac{\partial c}{\partial L} = \frac{1}{T} \quad (5.36)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial L} = \frac{SW1}{1 - RW1} \quad (5.37)$$

dir. Burada da:

$$RW1 = -\frac{T}{L} \left( \sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \cosh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right)$$

$$SW1 = AF1 - \frac{T}{L} (AF2 + AF4)$$

$$AF1 = -\frac{T}{L^2} \left( \psi_\eta - \sum_{I=1}^{NC} X(I) \sinh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) \right)$$

$$AF2 = -\frac{d+\eta}{L} \left( \sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \cosh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right) \right)$$

$$AF4 = \frac{1}{L} \sum_{I=1}^{NC} X(I) \frac{2\pi I}{L} \sinh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \sin\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right)$$

$$\frac{\partial u}{\partial L} (-u + SIM(d+\eta) - SIM5) / L \quad (5.38)$$

dir. Burada:

$$SIM = \sum_{I=1}^{NC} X(I) \left(\frac{2\pi I}{L}\right)^2 \sinh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right)$$

$$SIM5 = \sum_{I=1}^{NC} X(I) \left(\frac{2\pi I}{L}\right)^2 \cosh\left(\frac{2\pi I(d+z)}{L}\right) \sin\left(\frac{2\pi Ix}{L}\right)$$

$$\frac{\partial w}{\partial L} (-w + SIM1(d+\eta) + SIM6) / L \quad (5.39)$$

dir. Burada da:

$$SIM1 = \sum_{I=1}^{NC} \left( \frac{2\pi I}{L} \right)^2 \cosh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \sin \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right)$$

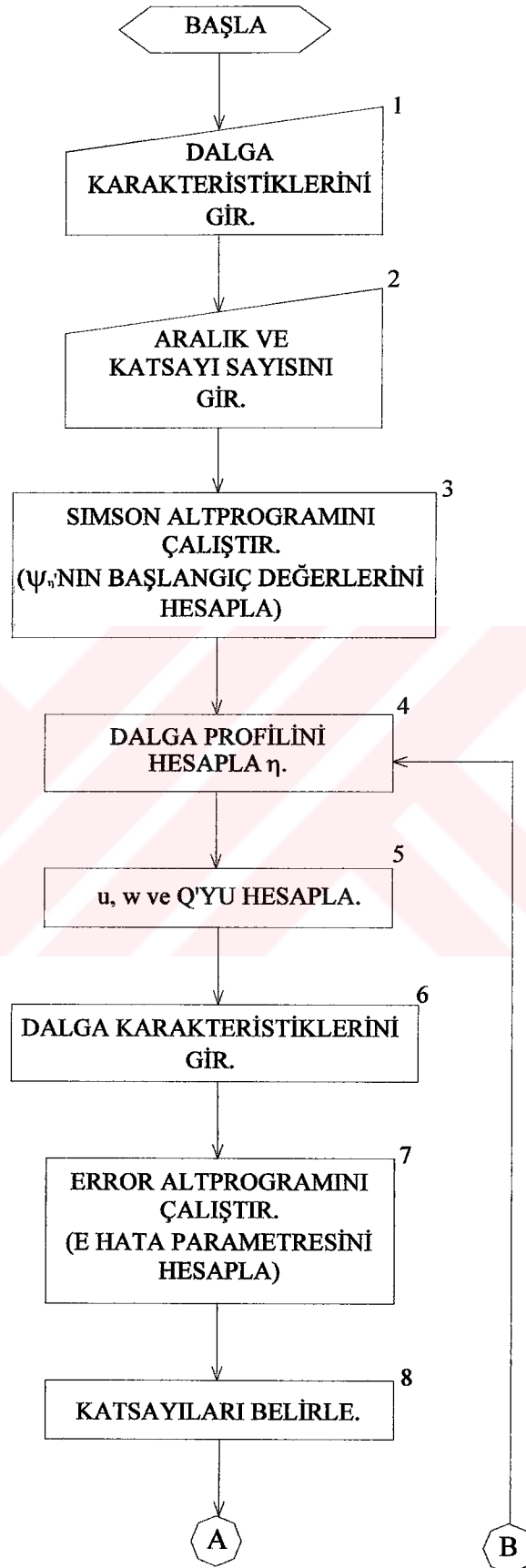
$$SIM6 = \sum_{I=1}^{NC} \left( \frac{2\pi I}{L} \right)^2 x \sinh \left( \frac{2\pi I(d+z)}{L} \right) \cos \left( \frac{2\pi Ix}{L} \right) X(I)$$

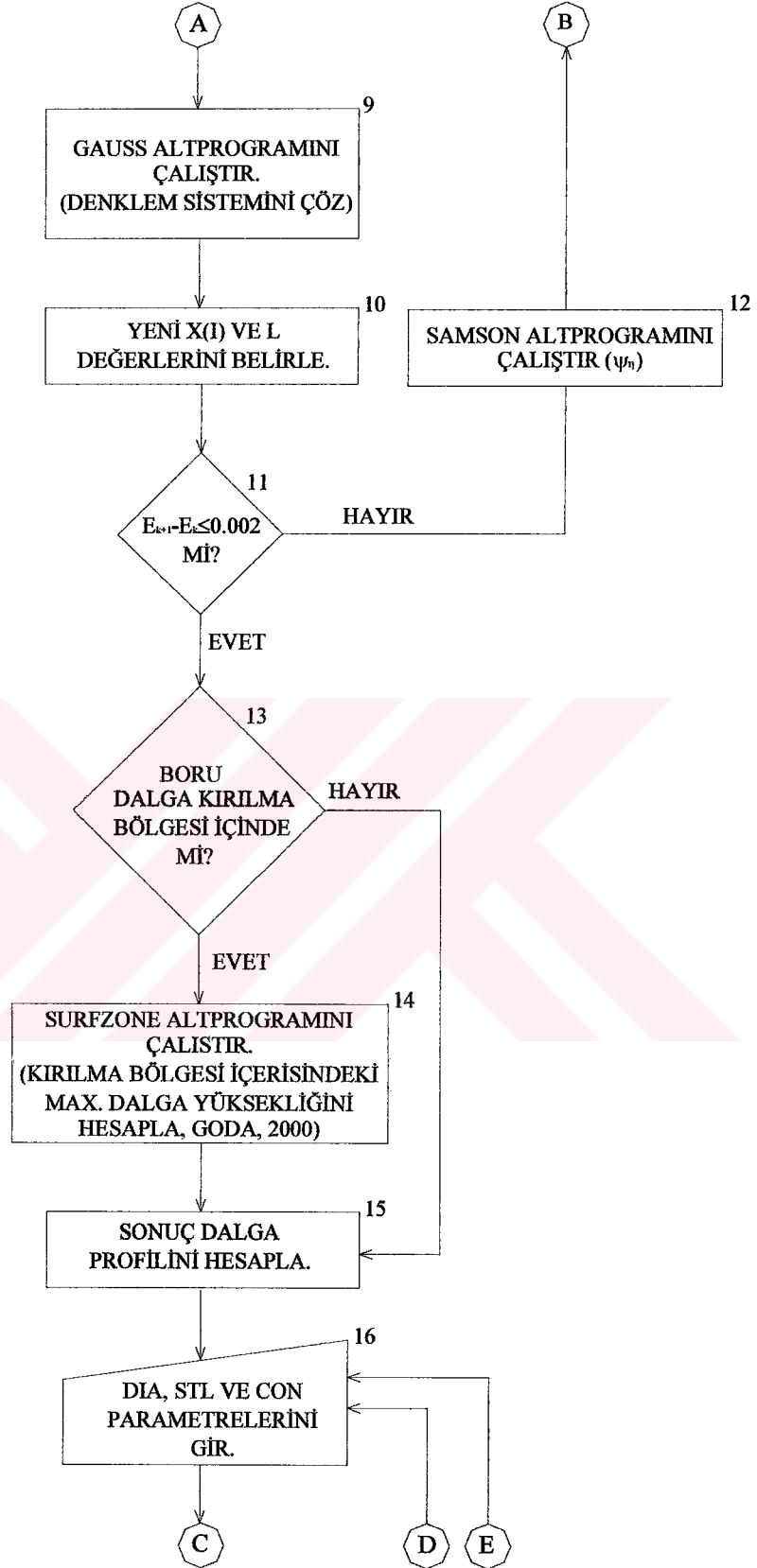
dır.

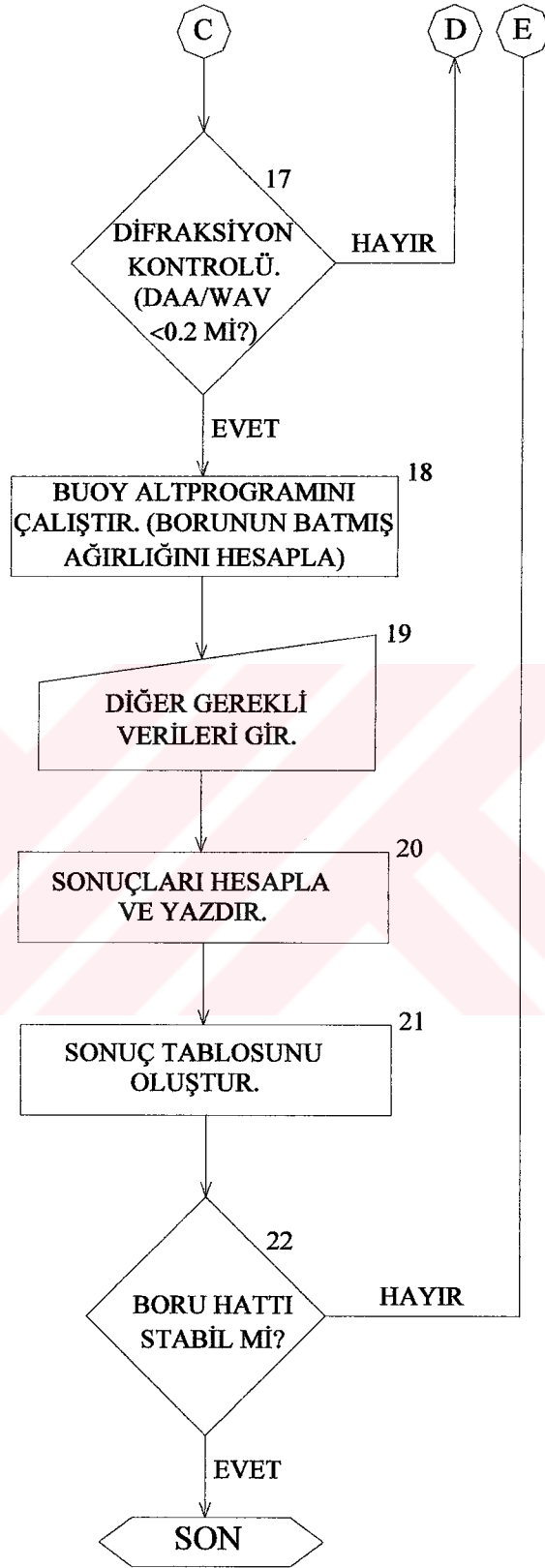
### 5.3 Programlama Esasları

Yüksel (1983) tarafından, Akım fonksiyonu dalga teorisini esas alan ve FORTRAN 90 programlama dilinde yazılmış bilgisayar programı, kırılma bölgesi içerisindeki boru hattına etkiyen hidrodinamik kuvvetleri de hesaplayabilecek şekilde geliştirilmiştir. Çok sayıda iterasyon içeren bu program, dalga ve akıntı etkisinde denizaltındaki silindirik yapılara etkiyen kuvvetleri Morison denklemini kullanarak hesaplamakta ve dönmeye karşı bir güvenlik faktörü vermektedir.

### 5.3.1 Programın Akış Şeması







### 5.3.2 Programlama Adımları

Akış şemasından da görüldüğü gibi program belirli adımlara bölünmüştür:

1. ADIM: Program ilk adımda kullanıcıdan su derinliği, dalga yüksekliği ve dalga periyodu gibi giriş verilerini istemektedir.

2. ADIM: Program dalga boyunun kaç eşit parçaya,  $J$  bölüneceğini sormaktadır. Aralık sayısı en az 12 ve en çok 100 olmalıdır.  $J$  sayısının daha yüksek seçilmesi sonucun daha doğru olmasını sağlamaktadır. Program kullanıcıdan sayısal yöntem içerisinde kullanılacak olan  $X(I)$  katsayılarının sayısını girmesini istemektedir. Bu aşamada, girilebilecek maksimum değer 20 dir. Daha çok katsayı ile çalışmak daha doğru bir sonuca ulaşılacağı anlamına gelmemektedir.

Dalga boyu  $L$ 'nin, sayısal yöntem içerisindeki başlangıç değeri derin su dalga boyuna eşit olarak alınmaktadır ( $L=(gT^2)/2\pi$ ). Yine ilk iki katsayının başlangıç değerleri de  $X(1)=-20$  ve  $X(2)=-20$  olarak kabul edilmektedir.

3. ADIM (SIMSON Altprogramı): Bu adımda (5.13) ifadesi kullanılarak, akım fonksiyonunun serbest yüzeydeki sabit değeri hesaplanmaktadır. Lineer teoriden alınan dalga profili başlangıç profili olarak kabul edilmektedir. Bu altprogram Simpson kuralını kullanarak 100 adımda integral ifadesini hesaplamaktadır.

4. ADIM: Bu adımda (5.12) denklemi kullanılarak yüzey profili  $\eta$  hesaplanmaktadır. Hesaplama yöntemi, çifte iterasyon içermektedir. Bu iterasyonda ilk adımda bir sabit ve ardından da sabitin  $1/100$ 'ü kullanılmaktadır. Bu iterasyonda  $\eta$ 'nın  $x=0$  ve  $x=L$  noktalarındaki değerlerinin dalga yüksekliği  $H$ 'a eşit olması gerektiğinden program yakınsamaya zorlanmaktadır.

5. ADIM:  $J$  aralığa bölünen dalga boyunun herbir noktasında yatay ve düşey hız bileşenleri  $u$  ve  $w$  ile  $Q$  sabiti hesaplanmaktadır.

6. ADIM: (5.17) ve (5.18) ifadeleri kullanılarak,  $\frac{\partial Q}{\partial X(I)}$  ve  $\frac{\partial Q}{\partial L}$  terimleri hesaplanmaktadır.

7. ADIM (ERROR Altprogramı): (5.15) denklemi kullanılarak, hata hesaplanmaktadır. Bölünmüş dalga boyu uzunluğunca herbir noktada  $(Q-\bar{Q})$  ve iteratif toplama işlemi sonucunda bu terimlerin toplamı elde edilmektedir.

8. ADIM: Denklem sistemini oluşturan katsayılar (5.20) ve (5.21) eşitliklerinden elde

edilmektedir. (5.15), (5.16), (5.17) ve (5.20) denklemlerinden aşağıdaki ifade elde edilmektedir:

$$\frac{\partial E}{\partial \Delta L} = 0 \rightarrow \frac{\partial}{\partial \Delta L} \left( \frac{1}{JI+1} \sum_{i=0}^{JI} (Q_i - \bar{Q})^2 \right) = 0 \rightarrow$$

$$\sum_{i=0}^{JI} (Q_i - \bar{Q}) \left( \frac{\partial Q_i}{\partial \Delta L} - \frac{\partial \bar{Q}}{\partial \Delta L} \right) = 0 \quad (5.40)$$

$Q_i$  ve  $\bar{Q}$  değişkenlerinin (k+1)inci iterasyondaki tanımları kullanılarak (5.40) ifadesi aşağıdaki hale gelmektedir:

$$\sum_{i=0}^{JI} \left( \left( Q_i^k + \sum_{I=0}^{NC} \frac{\partial Q_i^k}{\partial X(I)} \Delta X(I) + \frac{\partial Q_i^k}{\partial L} \Delta L - \bar{Q} \right) \left( \frac{\partial Q_i^{k+1}}{\partial \Delta L} - \frac{\partial \bar{Q}^{k+1}}{\partial \Delta L} \right) \right) = 0 \quad (5.41)$$

Burada:

$$\bar{Q}^{k+1} = \frac{\sum_{i=0}^{JI} \left( Q_i^k + \sum_{I=1}^{NC} \frac{\partial Q_i^k}{\partial X(I)} \Delta X(I) + \frac{\partial Q_i^k}{\partial L} \Delta L \right)}{JI+1}$$

$$\frac{\partial \bar{Q}^{k+1}}{\partial \Delta L} = \frac{\sum_{i=0}^{JI} \left( \frac{\partial Q_i^k}{\partial L} \right)}{JI+1} \quad (\text{sabit terim})$$

ve

$$\frac{\partial Q_i^{k+1}}{\partial \Delta L} = \sum_{I=1}^{NC} \left( \frac{\partial Q_i^k}{\partial L} \right) \quad (\text{sabit terim})$$

Görüldüğü gibi (5.41) denklemi NC adet  $X(1), X(2), \dots, X(NC)$  terimi, bir adet  $\Delta L$  ve bir adet de sabit terim olmak üzere (NC+2) adet terim içermektedir.

$\frac{\partial E}{\partial \Delta X(I)} = 0$  ifadesi herbiri (NC+2) adet terim içeren NC sayıda denklem üretmektedir.

Böylece (NC+1)×(NC+1) lik bir denklem sistemi kullanılarak şöyle ifade edilebilmektedir:

$$\begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & a_{1,3} & \cdot & \cdot & \cdot & a_{1,NC+1} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ a_{NC,1} & a_{NC,2} & \cdot & \cdot & \cdot & a_{NC,NC} & \cdot \\ a_{NC+1,1} & a_{NC+1,2} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & a_{NC+1,NC+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X(1) \\ X(2) \\ \cdot \\ \cdot \\ X(NC) \\ L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ b_{NC} \\ b_{NC+1} \end{bmatrix} \quad (5.42)$$

$a_{ij}$  katsayıları iterasyon teknikleri kullanılarak hesaplanmaktadır.

9. ADIM (GAUSS Altprogramı): Bu altprogramda (5.42) denklemi Gauss eliminasyon metodu kullanılarak çözülmektedir.

10. ADIM: (5.22) ve (5.23) denklemleri kullanılarak  $X(I)$  ve  $L$ 'nin yeni değerleri hesaplanmaktadır.

11. ADIM:  $(E_{k+1}-E_k) \leq 0.002$  olduğunda nümerik yöntem yakınsak kabul edilmekte ve program bir sonraki adıma geçmektedir. Eğer bu şart beşinci iterasyona kadar sağlanamazsa,  $\psi_\eta$ ,  $E$ ,  $X(1)$ ,  $X(2)$ ,  $X(3)$ ..... değerlerini kullanıcı belirleyecektir.

12. ADIM (SAMSON Altprogramı): Her yeni iterasyon adımında,  $\psi_\eta$ , (5.13) denklemini esas alan Samson altprogramı kullanılarak hesaplanmaktadır.

13. ADIM: Bu adımda, dalga kırılma şartları kontrol edilmektedir. Sığ su şartlarında eşitlik (2.24) (CERC, 1984) kullanılarak, kırılma derinliği belirlenmektedir. Daha sonra kırılma derinliği,  $d_b$  ile hesap derinliği,  $d$  karşılaştırılarak boru hatının kırılma bölgesi içerisinde olup olmadığına karar verilmektedir. Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde program 14. adıma, aksi halde ise 15. adıma geçmektedir.

14. ADIM (SURFZONE Altprogramı): Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde, bu altprogram çalıştırılmaktadır. Bu altprogramda, (2.29) eşitliği kullanılarak dalga kırılma bölgesi içerisindeki maksimum dalga yüksekliği hesaplanmaktadır (Goda, 2000).

15. ADIM: Sonuç dalga profili hesaplanmaktadır. İterasyon işlemi içerisinde karşılaştırmalar dalga yüksekliği esas alınarak yapılmaktadır.

16. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan boru iç çapı, çelik et kalınlığı ve beton kaplama kalınlıkları gibi boru hattı geometrisine ait verileri girmesini istemektedir.

17. ADIM: Boru dış çapının dalga boyuna oranının 0.2'den büyük olması halinde difraksiyon analizi gerekeceğinden program 16. adıma geri dönmektedir.

18. ADIM (BUOY Altprogramı): Bu adımda boru hattının batmış ağırlığı hesaplanmaktadır.
19. ADIM: Program kullanıcıdan, boru hattının boyuna eğimi, dalga tepeleri ile boru hattı arasındaki açı, akıntı hızı, akıntının yaklaşım doğrultusu ile boru hattı arasındaki açı ile direnç, atalet, kaldırma ve sürtünme katsayılarının girilmesini istemektedir. Girilen veriler ekranda gösterilmektedir.
20. ADIM: Bu adımda boru hattına etkiyen yatay partikül hızı ve ivmesi hesaplanmaktadır ((5.24) ve (5.25) eşitlikleri ile). Böylece, toplam aksenal kuvvet, kaldırma kuvveti, sürtünme kuvveti ve güvenlik faktörü elde edilmektedir. Hesaplanan tüm bu parametreler, her (L/50) metre mesafede ekranda gösterilmektedir.
21. ADIM: Bu adımda, boyutsuz kuvvet  $P_B$  hesaplanmaktadır.
22. ADIM: Program herbir referans noktasında boru hattının yanal stabilitesini kontrol etmektedir. Stabilitesizlik halinde program yeni bir boru geometrisine ait verileri sormak üzere 16. adıma geri dönmektedir.

## 6. STOKES DALGA TEORİSİ

Stokes dalga teorisi, derin su şartlarındaki dalgaya ait karakteristikler kullanılarak, akışkan partikülünün hız ve ivme ifadelerini bulmak amacıyla kullanılmaktadır. Çeşitli zorunluluklar nedeniyle deniz tabanından belirli bir yükseklikte yerleştirilmiş boru hatları üzerinde etkili olan kuvvetleri belirleyebilmek için, derin su dalgasına ait bu hız ve ivme ifadelerine ihtiyacımız vardır. Dolayısıyla bu ifadeleri Stokes dalga teorisinden kolaylıkla elde edebiliriz.

### 6.1 Teori

Stokes dalga teorisinde de, tüm dalga teorilerinde olduğu gibi çeşitli kabuller yapılmaktadır. Sıkıştırılmaz, ideal akışkan kabulü yapılmakta ve akımın potansiyel (çevrintisiz) akım olduğu kabul edilmektedir. İki boyutlu çevrintisiz akıma ait diferansiyel denklem (Laplace Denklemi) potansiyel fonksiyon cinsinden şöyle verilmektedir:

$$\nabla^2 \phi = 0 \rightarrow \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (6.1)$$

Yine akışkan partikülüne ait hız ifadeleri de:

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (6.2)$$

dir.

Akım alanına ait sınır şartları da aşağıdaki şekilde verilmektedir;

- Taban sınır şartı;

$$z = -d \rightarrow w = 0 \quad (6.3)$$

- Serbest yüzeyde kinematik sınır şartı;

$$z = \eta(x, t) \rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = w \quad (6.4)$$

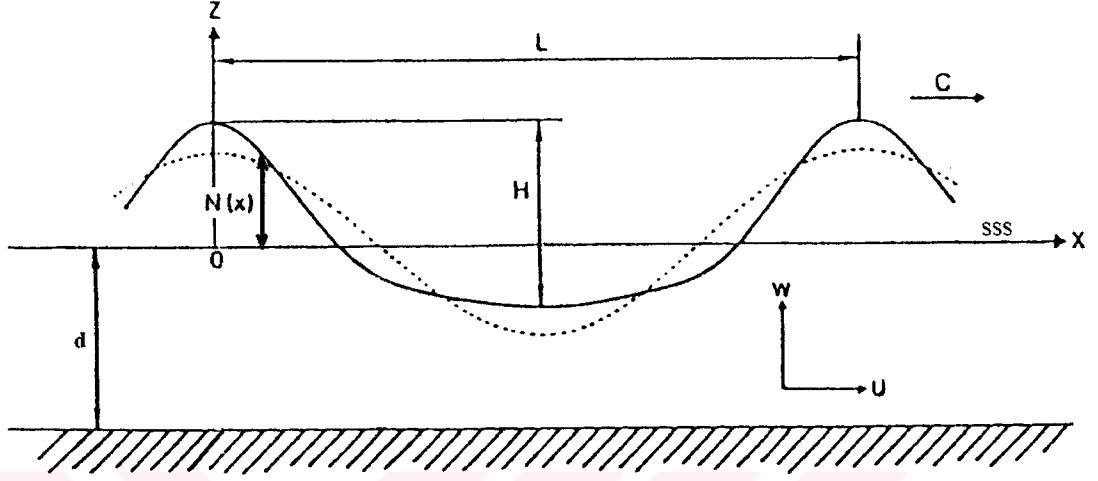
- Serbest yüzeyde dinamik sınır şartı;

$$z = \eta(x, t) \rightarrow \eta + \frac{P_a}{\rho g} + \frac{1}{2g}(u^2 + w^2) - \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = Q \quad (6.5)$$

burada;  $P_a$  atmosfer basıncını göstermekte ve  $Q$  ise bir sabiti simgelemektedir.

$\frac{P_a}{\rho g}$  terimini Q sabitine dahil ederek aşağıdaki ifadeye ulaşılabilmektedir:

$$\eta + \frac{1}{2g}(u^2 + w^2) - \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = Q \quad (6.6)$$



Şekil 6.1 Stokes Dalga Profili

Yukarıda tanımlanan sınır şartlarından serbest yüzeyde geçerli olan sınır şartları lineer olmadığından analitik çözüm mümkün olmamaktadır. Bu çalışmada Dean (1974) tarafından geliştirilen Pertürbasyon Metodu ile çözüm esas alınmıştır. Çözüm için pertürbasyon parametresi:

$$\varepsilon = \frac{kH}{2} \quad (6.7)$$

olarak seçilmiştir. Böylece potansiyel fonksiyon da  $\varepsilon$ 'un üstel serisi halinde şöyle ifade edilmektedir:

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \phi_n \quad (6.8)$$

Potansiyel fonksiyonun yukarıdaki seri açılımının, Laplace Denklemi'nde ve taban sınır şartı ifadesinde yerine yazılarak,  $\varepsilon$ 'un mertebeleri halinde düzenlenmesi ile aşağıdaki ifadelere ulaşılmaktadır:

$$\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_n}{\partial z^2} = 0 \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.9)$$

$$z = -d \quad \frac{\partial \phi_n}{\partial z} = 0 \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.10)$$

Bununla birlikte yüksek mertebeden çözümler için, serbest yüzeydeki sınır şartlarının lineer olmayan yapısı nedeniyle bu iki ifadeden çözüme ulaşmak mümkün değildir.  $\phi_1$  için birinci mertebeden terim ( $\varepsilon$ ) lineer teorideki değerine eşittir.

$$z = 0 \quad \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0 \quad (6.11)$$

$$z = 0 \quad \eta_1 = -\frac{1}{g} \left( \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right) \quad (6.12)$$

Bununla birlikte, ikinci mertebeden terim ( $\varepsilon^2$ ) aşağıdaki ifadeleri verecektir:

$$z = 0 \quad \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = -\eta_1 \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left( \left( \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (6.13)$$

ve

$$z = 0 \quad \eta_2 = -\frac{1}{g} \left( \frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \eta_1 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z \partial t} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (6.14)$$

Böylece  $\phi_2$  için çözüm ifadesi,  $\phi_1$  ve  $\eta_1$  cinsinden yazılmış olur. Benzer şekilde,  $\phi_2$  belirlendikten sonra  $\eta_2$  eşitlik (6.13) kullanılarak belirlenebilmektedir.

İkinci mertebeden Stokes dalga teorisi için hız potansiyeli aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır:

$$\phi = \varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2 \quad (6.15)$$

Serbest yüzeydeki sınır şartlarının ve başlangıç şartlarının uygulanmasıyla çözüm aşağıdaki şekilde elde edilmektedir:

$$\varepsilon^2 \phi_2 = \frac{6\pi \cosh 2kz}{k^2 T \sinh^4 kd} \sin 2\theta \quad (6.16)$$

Burada  $\theta$ :

$$\theta = kx - \omega t \quad (6.17)$$

olarak tanımlanan faz açısıdır. Dispersiyon bağıntısı ise Lineer dalga teorisinde verilen ile aynı olmaktadır:

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh kd \quad (6.18)$$

Dolayısıyla dalga boyu bu dispersiyon bağıntısı kullanılarak belirlenmektedir:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{(2\pi d)}{L} \quad (6.19)$$

Elde edilen  $\phi_1$  ve  $\phi_2$  ifadeleri birinci ve ikinci dereceden dalga profili denklemlerinde yerine yazılarak ikinci mertebeden Stokes dalga profili aşağıdaki şekilde elde edilmektedir:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos \theta + \frac{\pi H^2}{8L} \frac{\cosh kd}{\sinh^3 kd} (2 + \cosh 2kd) \cos 2\theta \quad (6.20)$$

Su partiküllerine ait ikinci mertebeden yatay ve düşey yörüngesel hız ifadeleri aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh kz}{\sinh kd} \cos \theta + \frac{3}{4} \left( \frac{\pi H}{L} \right) \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh 2kz}{\sinh^4 kd} \cos \theta \quad (6.21)$$

$$w = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh kz}{\sinh kd} \sin \theta + \frac{3}{4} \left( \frac{\pi H}{L} \right) \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh 2kz}{\sinh^4 kd} \sin 2\theta \quad (6.22)$$

Su partiküllerine ait ikinci mertebeden yatay ve düşey ivme ifadeleri aşağıdaki gibi verilmektedir:

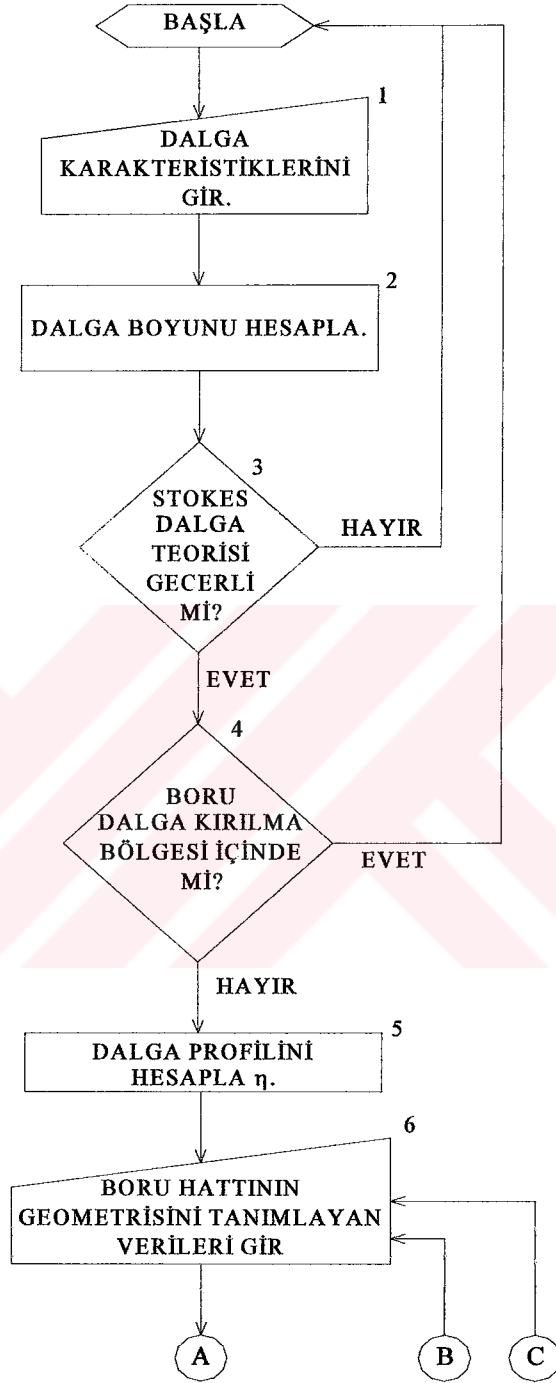
$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{2\pi^2 H}{T} \frac{\cosh kz}{\sinh kd} \sin \theta + \frac{3\pi^2 H}{T^2} \left( \frac{\pi H}{L} \right) \frac{\cosh 2kz}{\sinh^4 kd} \sin 2\theta \quad (6.23)$$

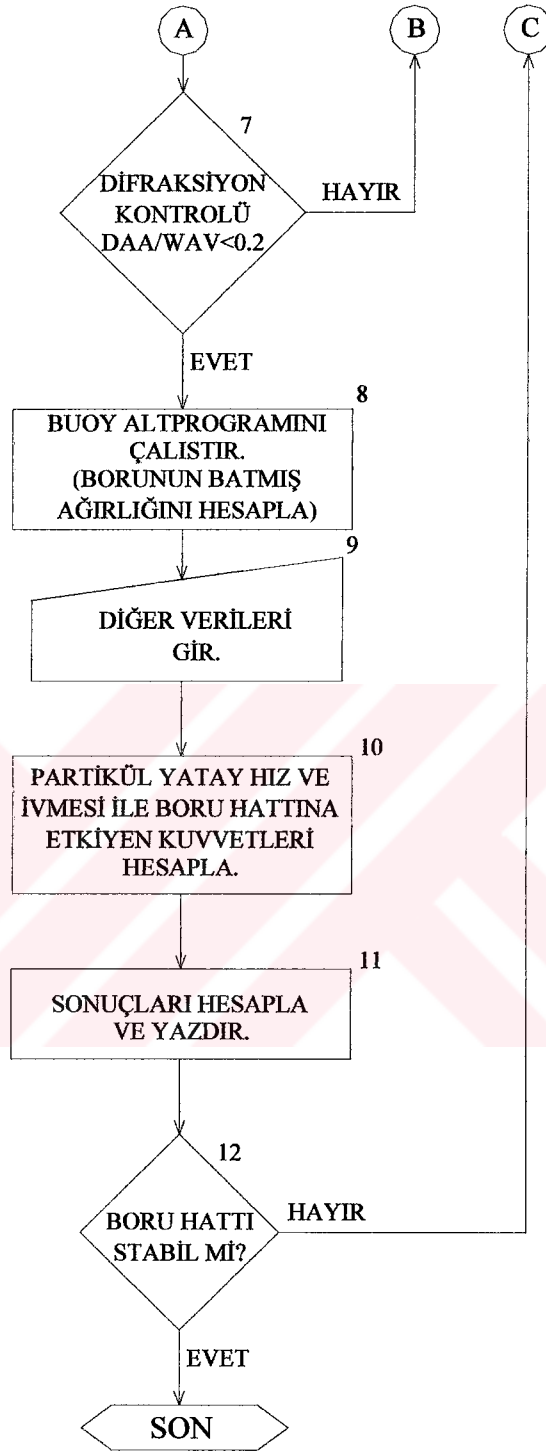
$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T} \frac{\sinh kz}{\sinh kd} \cos \theta - \frac{3\pi^2 H}{T^2} \left( \frac{\pi H}{L} \right) \frac{\sinh 2kz}{\sinh^4 kd} \cos 2\theta \quad (6.24)$$

## 6.2 Programlama Esasları

FORTRAN 90 programlama dilinde Stokes dalga teorisini esas alan bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Bu program, dalga ve akıntı etkisinde denizaltındaki silindirik yapılara etkiyen kuvvetleri Morison denklemini kullanarak hesaplamaktadır.

### 6.2.1 Programın Akış Şeması





### 6.2.2 Programlama Adımları

Yukarıda verilen akış diyagramı esas alınarak, program belirli hesap adımlarına bölünmüştür:

1. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, su derinliği, dalga yüksekliği ve dalga periyodu gibi değişkenleri girmesini istemektedir.

2. ADIM: Bu adımda (6.19) eşitliği kullanılarak dalga boyu hesaplanmaktadır.
3. ADIM: Program bu adımda, Stokes dalga teorisinin geçerlilik sınırlarını kontrol etmektedir. Sığ su şartlarının hakim olması durumunda kullanıcıyı Cnoidal dalga teorisine ve lineer teorisinin geçerli olması halinde de Lineer dalga teorisine yönlendirmektedir.
4. ADIM: Bu adımda, dalga kırılma şartları kontrol edilmektedir. Derin su şartlarında eşitlik (2.20) (Miche, 1944) kullanılarak, kırılma derinliği belirlenmektedir. Daha sonra kırılma derinliği,  $d_b$  ile hesap derinliği,  $d$  karşılaştırılarak boru hattının kırılma bölgesi içerisinde olup olmadığına karar verilmektedir. Borunun dalga kırılma bölgesi içerisinde olması halinde program 5. adıma, aksi halde ise 6. adıma geçmektedir.
5. ADIM: Program bu adımda (6.20) eşitliğini kullanarak dalga profilini hesaplamaktadır. Dalga profili,  $x=0$  konumunda sadece zamanın fonksiyonu olarak, bir dalga periyodu boyunca 0.5 s.'lik zaman adımları için hesaplanmaktadır.
6. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, boru hattının geometrisine dair; boru iç çapı, çelik ve beton kaplama kalınlıkları gibi parametrelerin girilmesini istemekte ve bu verileri kullanarak boru dış çapını hesaplamaktadır.
7. ADIM: Bu adımda, DAA/WAV oranı kontrol edilmektedir. Bu oranın 0.2 limitini aşması halinde difraksiyon analizi gerekeceğinden program 7. adıma geri dönmektedir.
8. ADIM (BUOY Altprogramı): Bu adımda, boru hattının batmış ağırlığı hesaplanmaktadır.
9. ADIM: Bu adımda program kullanıcıdan, boru hattının boyuna eğimi, dalga tepeleri ile boru hattı arasındaki açı, akıntı hızı, akıntının boru hattı ile yaptığı açı, direnç, atalet, kaldırma ve sürtünme katsayıları gibi parametrelerin girilmesini istemekte ve girilen veriler ekranda görülmektedir.
10. ADIM: Bu adımda, boru hattının merkezine etkiyen partikül hız ve ivmesinin yatay bileşenleri hesaplanmakta ve Morison Denklemi kullanılarak toplam eksenel kuvvet elde edilmektedir. Bu adımda ayrıca; kaldırma kuvveti de hesaplanmakta ve elde edilen tüm bu kuvvet değerleri 0.5 s.lik aralıklarla ekranda görülmektedir.
11. ADIM: Bu adımda, 10. adımda hesaplanan kuvvetlerin maksimum değerleri ile maksimum eksenel kuvvetin olduğu zaman ve bu andaki hız ve ivme değerleri hesaplanmakta ve sonuçlar ekranda görülmektedir.
12. ADIM: Bu adımda program, boru hattına etki eden boyutsuz kuvvet,  $P_B$  değerini

hesaplamaktadır.



## 7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Dört bilgisayar programından elde edilen dalga karakteristikleri, Williams (1985) tarafından derin ve sığ su şartlarında Frouier yaklaşımı kullanılarak çözümlenen dalga profillerini içeren Ağırlık Dalgaları Karakteristikleri Tablosu ile karşılaştırılmış ve kabul edilebilir bulunmuştur.

Programların tümünde genel bir problem çözülmüştür. Gözönüne alınan problem sığ su bölgesinde yayılan, aşağıdaki karakteristiklere sahip bir ağırlık dalgasıdır:

Su derinliği;  $d$ : 6.67 m.

Dalga yüksekliği;  $H$ : 2.6 m.

Dalga periyodu;  $T$ : 6 s.

Ağırlık Dalgaları Karakteristikleri Tablosu'ndan, interpolasyonla:

$$\frac{H}{d} = 379 \times 10^{-3} \quad H = 2.528 \text{ m.}$$

ve

$$\frac{d}{L} = 146 \times 10^{-3} \quad L = 45.685 \text{ m.}$$

olduğu görülmektedir. Buradan da dalga yüksekliğinde meydana gelecek maksimum değişim:

$$\frac{(2.6 - 2.528)}{2.6} = \%2.76$$

olmaktadır.

Akım fonksiyonu dalga teorisini kullanarak hesap yapan programda E hata teriminin aldığı değer %1'den daha küçük ve elde edilen H dalga yüksekliğinin, istenen dalga yüksekliğinin %95'inden daha büyük olması halinde elde edilen sonuçlar kabul edilebilir bulunmaktadır.

Yukarıda verilen dalga karakteristiklerine sahip problem dört ayrı bilgisayar programında çözülmüş ve elde edilen dalga boyları Williams (1985) tarafından verilen dalga boyu ile karşılaştırılmıştır. Tüm dalga boyları ve Williams (1985) tarafından verilen dalga boyundan sapma miktarları Çizelge 7.1'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi Lineer dalga teorisi ile çözümden 42.500 m., Cnoidal dalga teorisi ile çözümden 44.219 m., Akım Fonksiyonu dalga teorisi ile çözümden 37.077 m. ve Stokes dalga teorisi ile çözümden ise, 55.846 m. dalga boyları elde edilmiştir. Bu değerlerin Williams (1985) tarafından ağırlık dalgaları karakteristikleri tablosunda verilen dalga boyundan sapma miktarları ise sırasıyla; %7, %4,

%19 ve %22 olarak hesaplanmıştır. Görüldüğü gibi Williams (1985) tarafından verilen dalga boyuna en uygun yaklaşım Cnoidal dalga teorisinden, sonra Lineer dalga teorisinden daha sonra da Akım Fonksiyonu dalga teorisinden elde edilmiştir. En uzak sonuç ise, bir derin su dalgası olan Stokes dalga teorisinden elde edilmiştir.

Çizelge 7.1 Programlardan elde edilen dalga boylarının Williams (1985) tarafından verilen dalga boyu ile karşılaştırılması.

DALGA TEORİSİ	L (m.)	Sapma (%)
LİNEER DALGA TEORİSİ	42.500	7
CNOIDAL DALGA TEORİSİ	44.219	4
AKIM FONKSİYONU DALGA TEORİSİ	37.077	19
STOKES DALGA TEORİSİ	55.846	22
WILLIAMS (1985)	45.685	-

Bu problem için tüm bilgisayar programları kullanılarak elde edilmiş çözümler Çizelge 7.2’de verilmiştir. Karşılaştırma amacıyla seçilen dalga karakteristikleri için, en büyük kuvvet ve en düşük güvenlik faktörünün Lineer dalga teorisinden elde edildiği, Cnoidal dalga teorisinin daha düşük bir kuvvet ve daha yüksek bir güvenlik faktörü verdiği, akım fonksiyonu dalga teorisinin ise; en düşük kuvvet ve en yüksek güvenlik faktörünü verdiği görülmüştür. Williams (1985) tarafından verilen dalga kinematiklerine en yakın çözümü verdiği Cnoidal dalga teorisi verilerini referans olarak alırsak, Lineer teorisinin verdiği kuvvet değerinin %7 daha büyük ve güvenlik faktörünün de %12 daha küçük, yine Akım fonksiyonu dalga teorisinden elde edilen kuvvet değerinin %31 daha küçük ve güvenlik faktörünün de %19 daha büyük olduğu görülmüştür. Bu sonuçlara dayanılarak, Lineer ve Cnoidal dalga teorilerinin oldukça iyi sonuçlar verdiği, buna karşın Akım Fonksiyonu dalga teorisinden daha yüksek bir güvenlik faktörü elde edildiği görülmüştür. Ancak şunu da belirtmek gerekir ki; bu örnekten elde edilen sonuçların, farklı dalga karakteristikleri ve kırılma şartları için genelleştirilmesi mümkün değildir.

Bilgisayar programlarının herbir dalga teorisi için geliştirilmiş versiyonları kullanılarak, dört adet boyutsuz kuvvet grafiği Şekil 7.1, Şekil 7.2, Şekil 7.3 ve Şekil 7.4’de verilmiştir.

Çizelge 7.2 Programlardan elde edilen hidrodinamik kuvvetlerin ve güvenlik faktörlerinin karşılaştırılması.

<b>PROGRAM SONUÇLARI</b>			
Seçilen Dalga Karakteristikleri: $d=6.67$ m., $H=2.6$ m., $T=6$ s., $BWC=\%49.475$			
	LİNEER TEORİ	CNOIDAL TEORİ	AKIM FONKSİYONU TEORİSİ
L (m)	42.500	44.219	37.077
MK (N)	567.612	526.578	363.283
GF	1.142	1.277	1.526

Not: L: Dalga boyu, MK: Maksimum Kuvvet, GF: Güvenlik Faktörü., BWC: Dalga Kırılma Koşulları

Bu grafiklerde, düşey eksen  $H/(gT^2)$  ve yatay eksen ise  $d/(gT^2)$ 'yi göstermektedir. Grafiklere esas teşkil eden hesap çizelgeleri Çizelge 7.3, Çizelge 7.4, Çizelge 7.5 ve Çizelge 7.6'da verilmiştir. Bu çizelgelerde sol sütunda yer alan veriler  $H/(gT^2)$ 'yi, diğer sütunlarda ise; üstteki sayı  $d/(gT^2)$ 'yi ve alttaki sayı da boyutsuz dalga kuvveti  $P_B$ 'yi göstermektedir (eşitlik (2.17)). Tüm dalga karakteristikleri için boyutsuz kuvvet oranı,  $W'=0.5$  dir. Ayrıca %100, %75, %50 ve %25 olmak üzere dört farklı dalga kırılma şartı incelenmiştir.

Stabilite grafiklerinde A, B, C ve D ile isimlendirilen doğrular sırasıyla %100, %75, %50 ve %25 dalga kırılma şartlarını simgelemektedirler. Boyutsuz dalga kuvveti  $P_B$  değerleri ise; kırılma doğruları üzerinde işaretlenmiş çizgi grafiklerle gösterilmiştir.  $H/(gT^2)$  ve  $d/(gT^2)$  değerleri kesiştirilerek, boyutsuz dalga kuvveti  $P_B$  interpolasyonla grafik üzerinden okunabilir. Buradan, boyutsuz boru stabilite parametresi  $P_S$  (eşitlik (2.17)) hesaplanabilir ve dönmeye karşı güvenlik faktörü  $P_S/P_B$  elde edilebilir.

$H/(gT^2)$  ve  $d/(gT^2)$ 'nin aynı değerleri dikkate alınarak yapılan karşılaştırma sonucunda, akım fonksiyonu dalga teorisinin en düşük boyutsuz kuvvet oranı  $P_B$ 'yi verdiği görülmüştür. Akım fonksiyonu dalga teorisi, Cnoidal dalga teorisinin verdiği boyutsuz kuvvet değerlerinden yaklaşık olarak %18-%73 daha düşük kuvvet değerleri vermektedir.

Yine lineer dalga teorisi de boyutsuz kuvvet  $P_B$ 'yi, Cnoidal dalga teorisinin verdiği değerlerin yaklaşık olarak %14-%50'si oranında daha düşük vermektedir. Bu durum lineer dalga teorisinin geçerlilik sınırları ile açıklanabilmektedir. Şekil 2.2'ye göre, sığ su bölgesi  $d/L < 0.05$  ve  $H/d > 0.1$  olduğu bölge olarak tanımlanmaktadır. Bu bölgede Cnoidal dalga

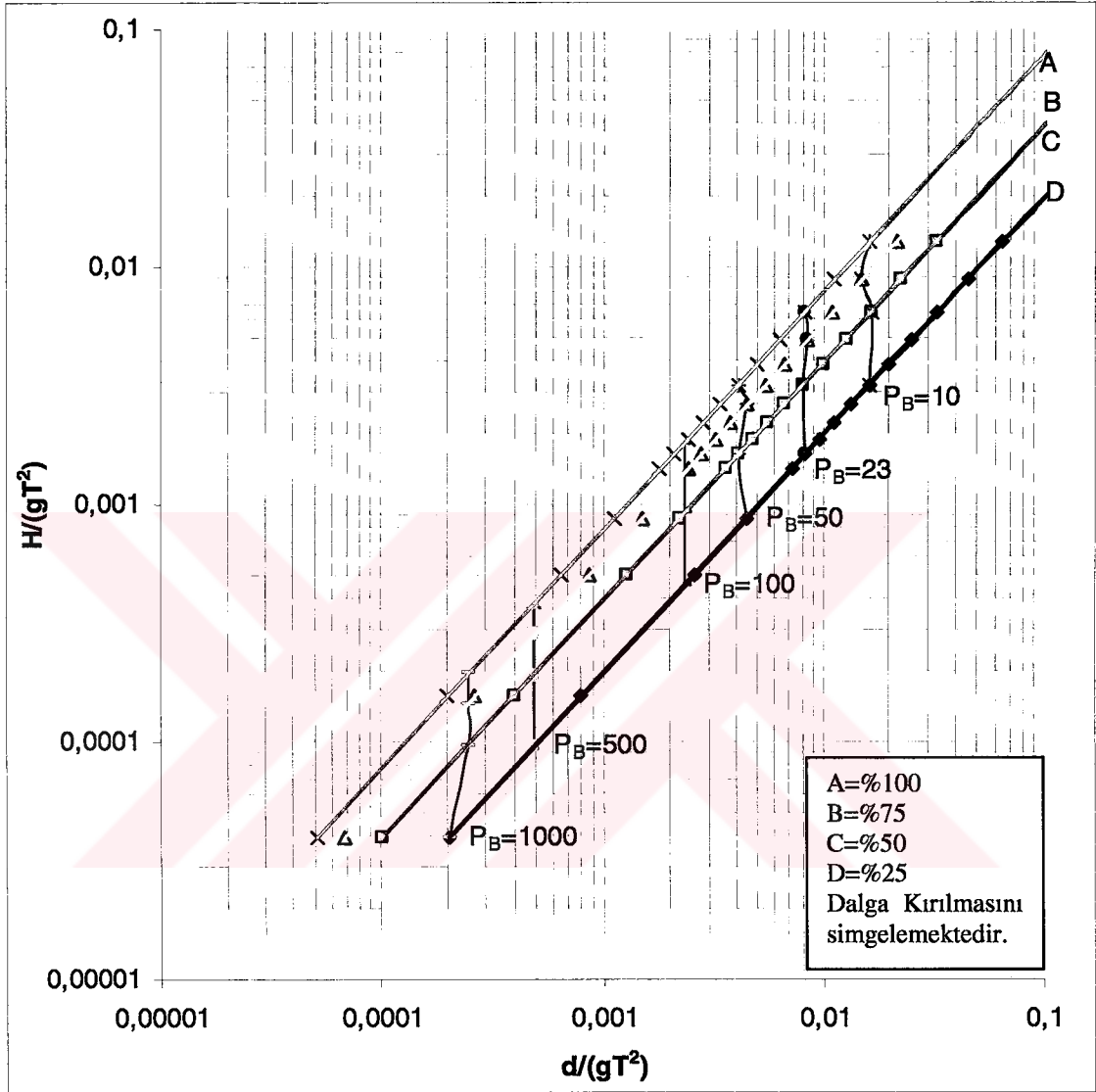
teorisinin geçerli olduğu gör÷lmektedir. Bu bölgede lineer dalga teorisi, Cnoidal dalga teorisine göre %50 oranlarına varan ölçüde daha düşük boyutsuz kuvvet değerleri vermektedir.  $0.5 > d/L > 0.05$  ve  $H/d > 0.1$  şeklinde tanımlanan geçiş derinliğinde ise Lineer dalga teorisi geçerlidir. Bu bölgede de Cnoidal dalga teorisinden elde edilen sonuçlar, lineer dalga teorisinin verdiği sonuçlara göre %14'lük bir sapma göstermektedir.

Oluşturulan programlar çarpma kuvvetlerini, stabilite kuvvetlerini ve güvenlik faktörünü hesaplamaktadır. Dikkate alınan sığ su şartlarındaki problem için üç farklı dalga teorisinin de kullanılması ile alınan sonuçlardan, bu karakteristiklere sahip bir dalga etkisindeki boru hattı üzerinde Lineer dalga teorisinin daha büyük kuvvetler oluşturduğu gör÷lmüştür. Dolayısıyla bu dalga teorisinin verdiği güvenlik faktörü de küçük olmaktadır.



Çizelge 7.3 Lineer dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar.

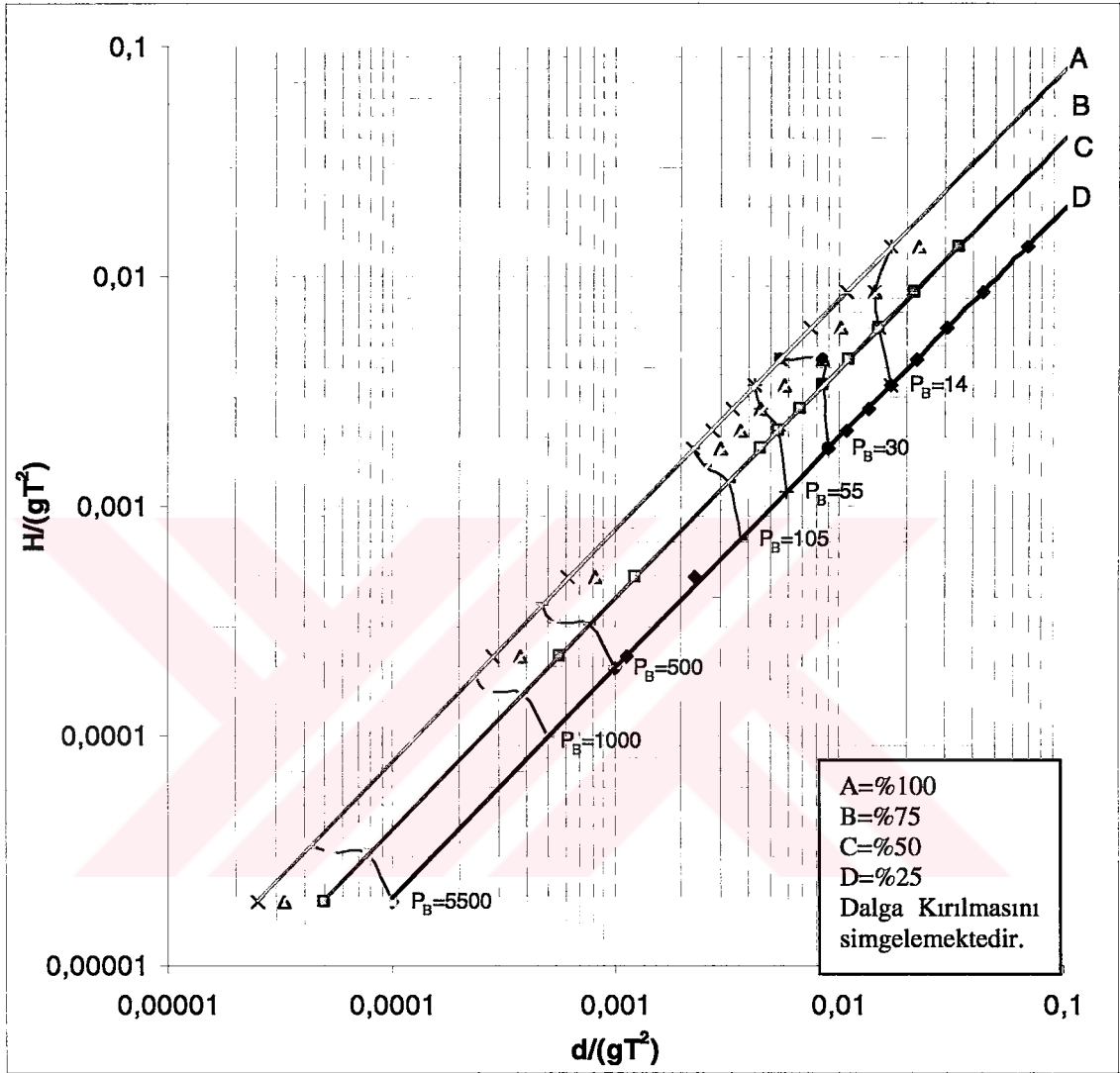
W'=0.5				
H/(gT <sup>2</sup> )	(H <sub>b</sub> /H)%			
	100	75	50	25
0.012640	0.016228	0.021611	0.032416	0.064832
	9.505042	6.083467	2.781066	0.468860
0.008778	0.011270	0.015007	0.022511	0.045022
	16.033970	10.678200	5.060071	1.158229
0.006449	0.008280	0.011026	0.016539	0.033077
	23.577960	16.336570	9.219014	2.534060
0.004945	0.006323	0.008442	0.012662	0.025325
	33.280240	23.378900	13.676370	4.195910
0.003901	0.005009	0.006670	0.010005	0.020010
	42.877777	30.810640	18.672370	6.763944
0.003160	0.004057	0.005403	0.008104	0.016208
	55.356950	39.969870	24.577040	9.058267
0.002612	0.003353	0.004465	0.006655	0.013395
	67.440730	49.050860	30.967330	12.587060
0.002194	0.002817	0.003752	0.005628	0.011256
	82.281750	60.208870	38.095230	15.428820
0.001870	0.002401	0.003197	0.004795	0.009505
	96.828150	71.150960	45.399980	19.769780
0.001612	0.002070	0.002756	0.004135	0.008269
	114.310800	84.364890	54.064300	23.159570
0.001404	0.001803	0.002401	0.003602	0.007204
	131.346400	97.001610	62.628320	28.289870



Şekil 7.1 Lineer dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi.

Çizelge 7.4 Cnoidal dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar.

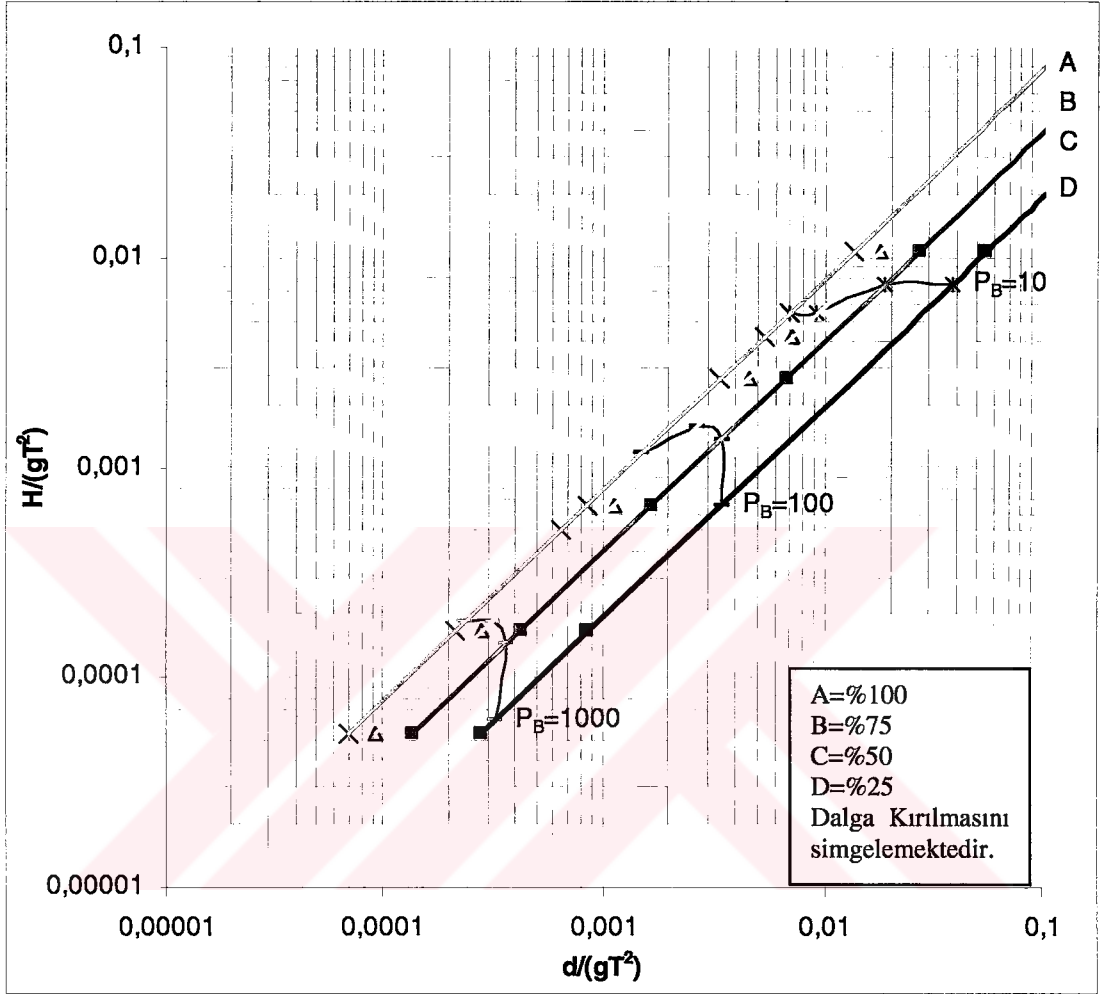
W'=0.5				
H/(gT <sup>2</sup> )	(H <sub>b</sub> /H)%			
	100	75	50	25
0.013379	0.017138 13.857930	0.022872 10.103960	0.034276 5.353425	0.068616 5.213156
0.008563	0.010968 20.588110	0.014638 15.959170	0.021937 8.722796	0.043914 6.052764
0.005946	0.007617 23.585890	0.010165 23.520390	0.015234 14.365480	0.030496 8.148037
0.004369	0.005596 37.656060	0.008468 32.767040	0.011192 21.188610	0.022405 11.126300
0.003806	0.004875 43.747840	0.006506 39.993310	0.009750 26.055260	0.019518 12.913910
0.003345	0.004285 54.984940	0.005718 39.231270	0.008569 31.475420	0.017154 14.926430
0.002643	0.003385 69.590320	0.004518 55.328310	0.006771 41.467220	0.013554 19.695980
0.002141	0.002742 85.913970	0.003660 74.732420	0.005484 54.405150	0.010979 25.559450
0.001769	0.002266 103.955900	0.003024 88.036960	0.004532 70.605510	0.009073 30.189510
0.001487	0.001897 123.716100	0.002541 104.771300	0.003808 88.753040	0.007624 38.287330
0.001267	0.001623 145.194600	0.002165 122.960700	0.003245 109.150400	0.006496 47.793080
0.001092	0.001399 168.391400	0.001867 142.605300	0.002798 131.592300	0.005601 58.764600
0.000485	0.000613 378.880600	0.000830 320.862000	0.001244 311.914600	0.002312 187.433500
0.000223	0.000285 825.633200	0.000381 699.202700	0.000571 679.705000	0.001142 437.758800
0.000019	0.000025 9435.966000	0.000033 7991.021000	0.000050 7768.187000	0.00010 5003.041000



Şekil 7.2 Cnoidal dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi.

Çizelge 7.5 Akım fonksiyonu dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar.

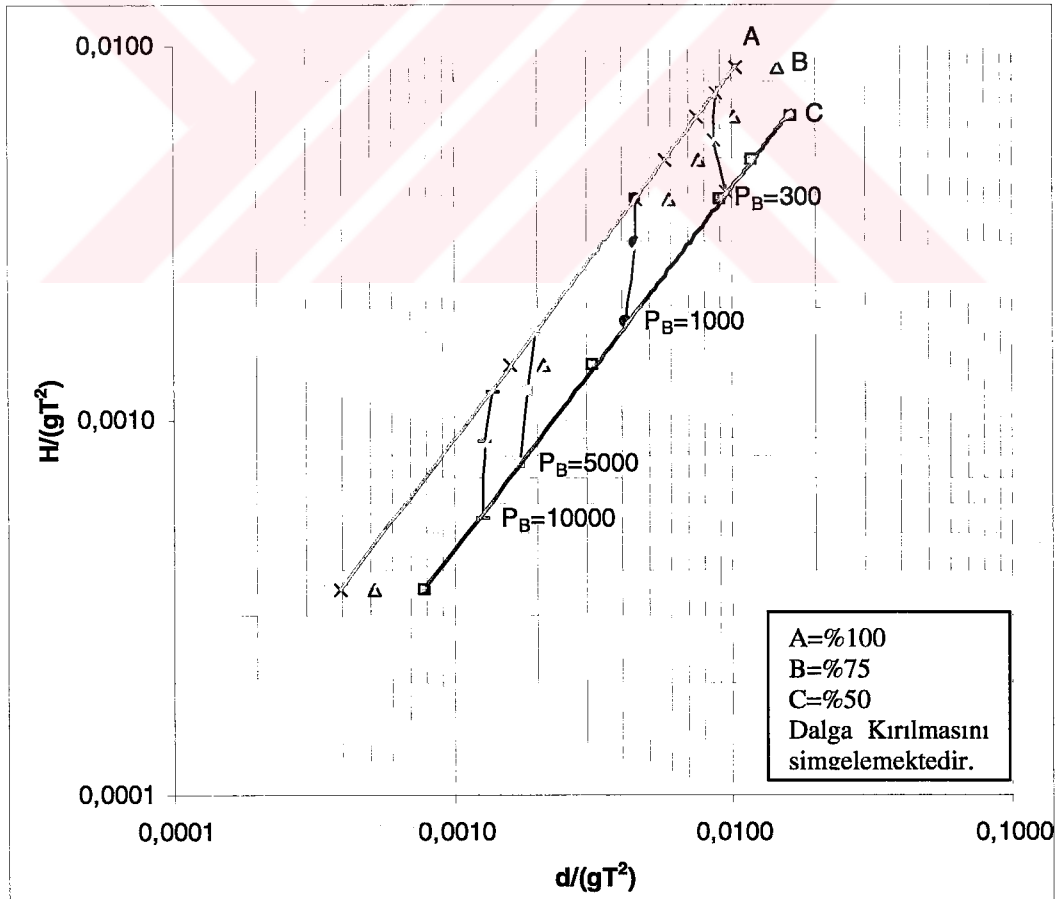
W'=0.5				
H/(gT <sup>2</sup> )	(H <sub>b</sub> /H)%			
	100	75	50	25
0.010601	0.013660	0.018145	0.027115	0.055046
	4.440900	6.397520	5.200690	6.736970
0.007361	0.009486	0.012601	0.018830	0.038227
	9.529660	8.457770	9.529660	10.901800
0.005409	0.006969	0.009257	0.013834	0.028085
	11.916100	9.717330	16.455900	20.546700
0.004141	0.005336	0.007088	0.018830	0.021502
	14.441100	16.835800	12.760900	31.210500
0.002650	0.003415	0.004536	0.006779	0.013761
	25.924500	31.509100	51.294500	39.832400
0.001568	0.002021	0.002684	0.004011	0.008143
	56.643300	97.351600	83.989200	21.990000
0.001178	0.001518	0.001178	0.003013	0.006116
	96.541800	141.334000	121.220000	34.513000
0.000663	0.000854	0.001134	0.001695	0.003440
	314.116000	343.388000	291.283000	118.946000
0.000166	0.000213	0.000283	0.000424	0.000860
	1188.630000	1176.240000	867.309000	651.263000
0.000054	0.000697	0.000093	0.000138	0.000281
	4184.870000	3389.160000	2008.110000	1363.140000



Şekil 7.3 Akım fonksiyonu dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi.

Çizelge 7.6 Stokes dalga teorisi için programdan elde edilen sonuçlar.

W'=0.5			
H/(gT <sup>2</sup> )	(H <sub>b</sub> /H)%		
	100	75	50
0.008779	0.010392	0.014441	0.022228
	220.582700	136.497100	104.392700
0.006449	0.007468	0.010090	0.016331
	393.352400	233.002600	154.403700
0.004938	0.005718	0.007550	0.011786
	641.477100	375.709300	225.307400
0.003901	0.004519	0.005902	0.009086
	996.866400	575.786300	318.979400
0.001404	0.001577	0.002093	0.003144
	7817.421000	3957.424000	1598.703000

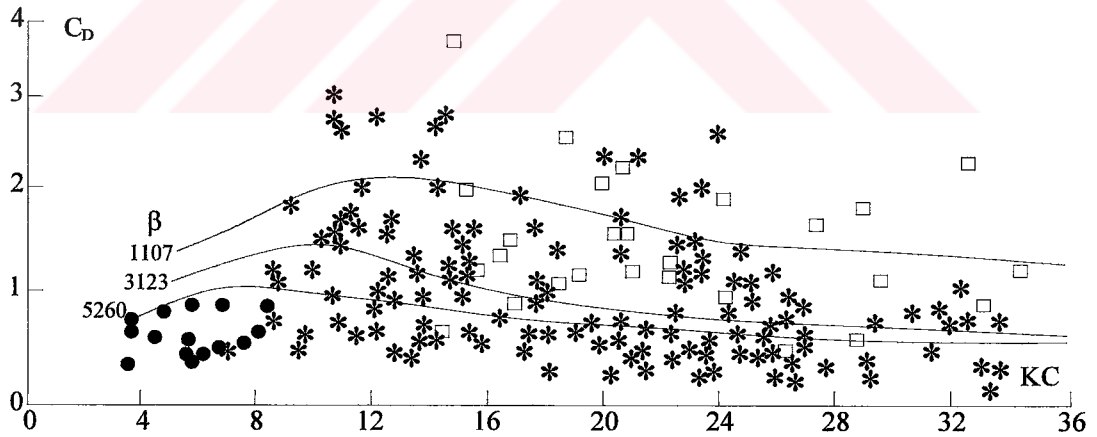


Şekil 7.4 Stokes dalga teorisi için boyutsuz kuvvetin değişimi.

Bu çalışmada geliştirilen nümerik modelin kırılma bölgesi içerisinde uygulanmasıyla boru hattı üzerinde etkili olacağı tahmin edilen hidrodinamik kuvvetlerin güvenilirliğinin kontrol edilebilmesi bakımından bir örnek problem çözülmüş ve sonuçlar Yüksel ve Narayanan (1994)'ın deneysel çalışmasından alınan sonuçlar ile karşılaştırılarak kontrol edilmiştir.

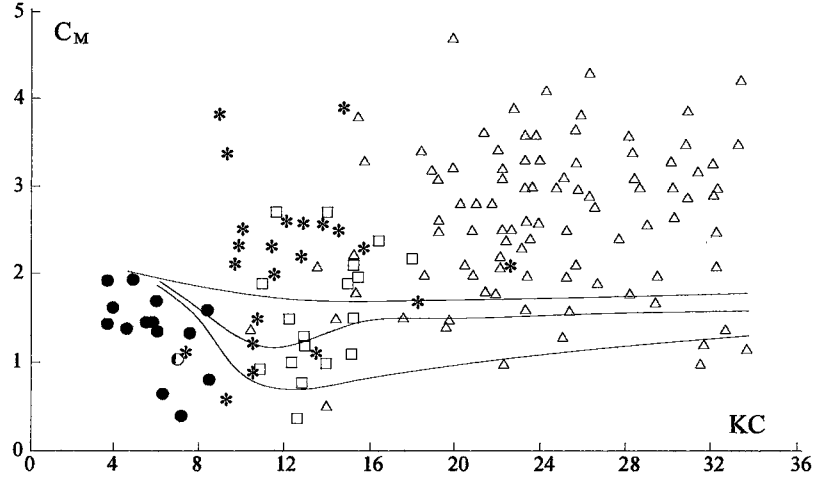
Derin su belirgin dalga yüksekliği  $H_{s0}=5$  m. ve belirgin dalga periyodu  $T_s=12$  s. karakteristiklerine sahip dalgaların etkisinde olan bir kıyıda,  $D=500$  mm. dış çapa sahip bir çelik boru hattı döşenecektir. Boru hattı tabana serbestçe oturmaktadır. Farklı su derinliklerinde boru hattına etkiyecek atalet, direnç, kaldırma kuvveti ve eksenel kuvvetin maksimum değerleri ile, boru hattının dönmeye karşı güvenlik faktörünün hesaplanması istenmektedir. Dalgaların kıyıya paralel geldiği kabul edilmiştir. Yalnızca dalga etkisi dikkate alınmış, ortamda akıntının olmadığı kabul edilmiştir.

Çözüm için, hidrodinamik kuvvet katsayılarının seçilmesi gerekmektedir. Hidrodinamik kuvvet katsayıları boru hattının tabandan açıklığı, boru yüzeyinin pürüzlülüğü, ortamda akıntının olup olmaması, bu akıntının doğrultusu, dalga cephelerinin boru hattının eksenine ile yaptığı açı gibi pekçok faktörün fonksiyonudur. Bu problemde direnç katsayısı, Sarpkaya (1976) tarafından verilen ve Şekil 7.5'de gösterilen diyagram kullanılarak,  $C_D=0.5$  olarak seçilmiştir.

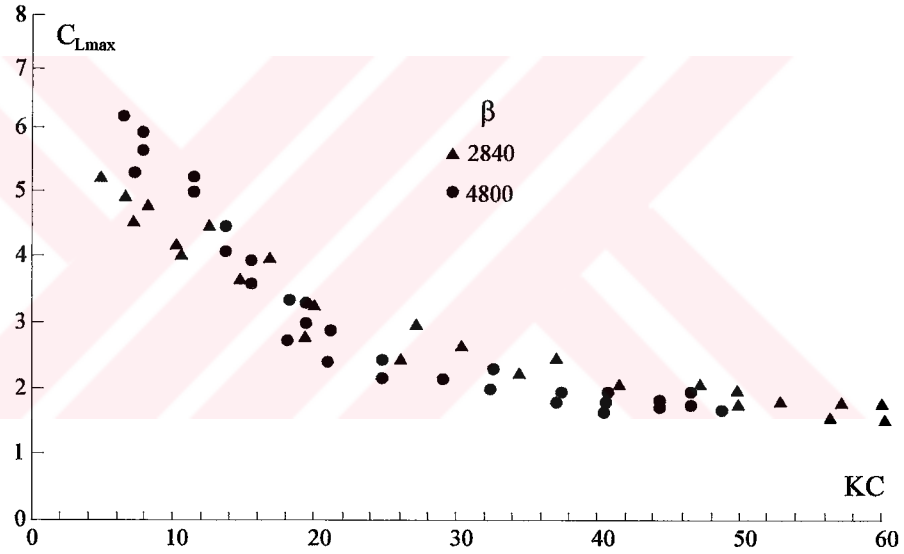


Şekil 7.5 Arazi verilerinden elde edilmiş direnç katsayıları, Sarpkaya (1981).

Yine atalet katsayısı Sarpkaya (1981) tarafından verilen ve Şekil 7.6'da gösterilen diyagram kullanılarak,  $C_M=2$  olarak seçilmiştir. Kaldırma kuvveti katsayısı da boru hattı ile deniz tabanı arasındaki açıklığın bir fonksiyonu olmakla birlikte, Şekil 7.7'de verilen Sarpkaya (1981)'in tabana oturmuş silindir için verdiği diyagram kullanılarak  $C_L=1.2$  olarak seçilmiştir.



Şekil 7.6 Arazi verilerinden elde edilmiş atalet katsayıları, Sarpkaya (1981).



Şekil 7.7 Tabana monte edilmiş yatay silindir için maksimum kaldırma kuvveti katsayısı, Sarpkaya (1981).

Bu çalışmada tabana serbest olarak yerleştirilmiş boru hattı dikkate alınmıştır. Dolayısıyla boru hattının stabilitesini sağlayan kuvvet sürtünme kuvvetidir. Bu noktada Coloumb sürtünme katsayısının seçimi de önem kazanmaktadır. Geçirimsiz deniz tabanı ile boru hattı arasındaki sürtünme direnci boru kaplama malzemesinin cinsi (beton, çelik vs.), boruyu kaplayan bentik materyaller, boru ile deniz tabanı arasındaki temas alanı gibi pekçok değişkenin fonksiyonudur. Potynody (1961) çeşitli taban malzemeleri ile boru kaplama malzemeleri arasındaki sürtünme katsayılarını vermiştir. Söz konusu çalışmaya dayanılarak, çelik boru ile kum deniz tabanı arasındaki sürtünme katsayısı,  $\mu=0.64$  olarak alınmıştır.

Problemin çeşitli su derinliklerindeki çözümünde lineer ve akım fonksiyonu dalga teorileri, geçerlilik sınırları içerisinde uygulanmıştır.  $s=1/10$  taban eğimi için,  $d=50$  m. su derinliğinde ve  $s=1/20$  taban eğimi için  $d=50$  m. su derinliğinde Lineer dalga teorisi kullanılarak boru hattına etkiyen hidrodinamik kuvvetler hesaplanmıştır. Burada, sığlaşma etkisinin hesabında sığlaşma katsayısı  $K_s$ , Yüksel ve diğ. (1998) tarafından verilen ve Ek 1’de gösterilen ağırlık dalgaları karakteristiklerinin değişimi tablosundan alınmıştır.

Bu çalışmada kırılma bölgesi içerisindeki hidrodinamik kuvvetlerin de hesaplanması amaçlandığından, bu bölge içerisinde üç farklı derinlik dikkate alınmıştır. İlk olarak tam kırılma noktasındaki hidrodinamik kuvvetler hesaplanmıştır. Burada kırılan dalga yüksekliği ve kırılma derinliği Goda (2000) ve CERC (1984) tarafından verilen Şekil 2.8’de gösterilen kırılma diyagramları kullanılarak hesaplanmıştır.

Hidrodinamik kuvvetlerin hesaplandığı bir diğer nokta da, plunging tipi dalga kırılması ile oluşan su jetinin su yüzeyine çarptığı noktadır. Plunging noktası ve derinliği Galvin (1969) tarafından verilen aşağıdaki ifade ile belirlenmiştir:

$$x_p = (4 - 9.25s)H_b \quad (7.1)$$

Burada,  $s$  deniz tabanının eğimi,  $H_b$  kırılan dalga yüksekliği,  $x_p$  ise plunging noktasının kırılma noktasına olan mesafesidir.

Basco (1985) plunging noktasındaki dalga yüksekliğinin, kırılan dalga yüksekliğinin %30-40’ı kadar daha az olduğunu ifade etmiştir. Dolayısıyla bu noktadaki hidrodinamik kuvvetlerin hesabında bu dalga yüksekliği başlangıç değeri olarak dikkate alınmıştır. Daha sonra mevcut programların içerdiği Goda (2000) tarafından geliştirilen düzensiz dalga kırılması modeli kullanılarak, kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliği hesaplanmıştır. Kırılma bölgesi içerisindeki bu dalga yüksekliği kullanılarak da boru hattına etkiyen hidrodinamik kuvvetler hesaplanmıştır.

Son olarak kırılma bölgesi içerisinde,  $s=1/10$  taban eğimi için,  $d=4$  m. ve  $s=1/20$  taban eğimi için,  $d=5$  m. su derinliklerinde hidrodinamik kuvvetler hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Çizelge 7.7’de verilmiştir.

Sonuçlar Yüksel ve Narayanan (1994) tarafından yapılan deneysel çalışmanın sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Araştırmacılar kırılma bölgesi içerisinde yapmış oldukları deneysel çalışmalardan yola çıkarak, en büyük hidrodinamik kuvvetin plunging noktasında meydana geldiğini belirtmişlerdir. Bunun nedeni, plunging jetinin çarpma etkisi ile oluşan çevrilerdir.

Çalışmaya göre, 1/10 taban eğiminde ve plunging jetinin su yüzeyine çarptığı noktada denizaltı boru hattına etki eden hidrodinamik kuvvet, plunging jetinin çarpma kuvveti nedeniyle kırılma noktasındaki göre dört kat daha fazla olmaktadır. Ancak Goda (2000)'e göre hesaplanan kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliklerinden bulunan hidrodinamik kuvvetler kırılma noktasında hesaplanan hidrodinamik kuvvetlere göre daha küçük çıkmaktadır. Bu da kırılma bölgesi için Goda (2000) yönteminden bulunan dalga yüksekliği kullanılarak hesaplanan kinematiklerin kırılma bölgesi içerisindeki akım yapısını benzeştirmede göstermektedir. Çalışmadan varılabilecek bir diğer sonuç da Morison denkleminin kırılma bölgesi içerisinde geçerli olmadığıdır.

Bu çalışmadan elde edilen grafikler yardımıyla denizaltı boru hattının stabilitesinin belirlenebilmesi için aşağıdaki işlem adımları sırasıyla uygulanmalıdır:

1. Derin su tasarım dalga yüksekliği ( $H_{S0}$ ), periyodu  $T_S$  ve dalganın yaklaşım açısı belirlenir.
2. Boru hattının bulunduğu derinliğe kadar dalga transformasyon hesapları yapılarak boru hattı boyunca derinliğe göre tasarım dalgaları belirlenir.
3.  $H/(gT^2)$  ve  $d/(gT^2)$  parametreleri ile boyutsuz kuvvet oranı kırılma derinliğinden açık deniz tarafına doğru hesaplanır.
4. Şekil 7.1, 7.2, 7.3 ve 7.4 yardımıyla  $H/(gT^2)$  ile  $d/(gT^2)$  kesiştirilerek boyutsuz dalga kuvveti  $P_B$  belirlenir.
5.  $P_S$  boyutsuz stabilite parametresi hesaplanır.
6. Eğer  $P_B > P_S$  ise boru hattı stabil değildir ve stabilitesini arttıracak önlemler alınmalıdır.
7. Üçüncü adımdan itibaren açık deniz tarafına doğru artan derinlikle  $P_B < P_S$  oluncaya kadar hesaplara devam edilmelidir. Bu derinlikte boru hattı artık stabildir.

Çizelge 7.7 Çeşitli su derinliklerinde D=500 mm. çaplı boru hattına etkileyen kuvvetler.

Lineer Dalga Teorisi					
H=4.62 m. d=50 mm. T=12 s. s=1/10 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
204.9033	112.6116	37.48566	112.6116	89.9660	10.88

Kırılma Noktasında Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi					
H <sub>b</sub> =7.1 m. d <sub>b</sub> =5.98 m. T=12 s. s=1/10 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
35.8273	199.873	110.50	204.70	265.291	5.81

Plunging Noktasında Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi					
H=4.97 m. d=3.997 m. T=12 s. s=1/10 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
26.3703	196.3320	102.8000	202.3000	246.7680	6.08

Kırılma Bölgesi İçerisinde Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi					
H=5 m. d=4 m. T=12 s. s=1/10 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
26.4959	197.011	103.500	203.100	248.517	6.07

Çizelge 7.7 Devamı.

Lineer Dalga Teorisi					
H=4.62 m. d=50 m. T=12 s. s=1/20 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
204.9033	112.6116	37.48566	112.6116	89.9656	10.92
Kırılma Noktasında Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi					
H <sub>b</sub> =6.75 m. d <sub>b</sub> =6.75 m. T=12 s. s=1/20 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
35.0377	195.7090	105.6000	199.9000	253.5580	5.99
Plunging Noktasında Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi					
H=4.05 m. d=5.6585 m. T=12 s. s=1/20 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
29.2269	143.9030	57.2000	146.0000	137.3260	8.35
Kırılma Bölgesi İçerisinde Akım Fonksiyonu Dalga Teorisi					
H=6.01 m. d=5 m. T=12 s. s=1/20 D=500 mm. C <sub>D</sub> =0.5 C <sub>M</sub> =2.0 C <sub>L</sub> =1.2 μ=0.64					
Dalga Boyu (m.)	Maksimum Kuvvet (N.)	Maksimum Direnç Kuvveti (N.)	Maksimum Atalet Kuvveti (N.)	Maksimum Kaldırma Kuvveti (N.)	Güvenlik Faktörü
31.0622	195.3810	103.9000	200.2000	249.3180	6.02

## 8. SONUÇLAR

Dalga ve akıntı etkisi altındaki denizaltı boru hatlarına etkileyen hidrodinamik kuvvetlerin tahmin edilebilmesi amacıyla geliştirilen model kapsamındaki programlarla yapılan uygulamalardan aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

1. Sığ su bölgesindeki bir problem dikkate alınarak, Cnoidal, Akım fonksiyonu, Lineer ve Stokes dalga teorileri kullanılarak çözülmüştür. Elde edilen dalga boyları hem birbirleriyle hem de Williams (1985) tarafından verilen ağırlık dalgalarının karakteristikleri tablosu kullanılarak elde edilen dalga boyu ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlardan hiçbirisi Williams (1985)'den elde edilen dalga boyunu vermemekle birlikte, en iyi yaklaşımın Cnoidal dalga teorisinden sağlandığı görülmüştür. Bu da sığ su bölgesinde Cnoidal dalga teorisini kullanmanın diğer dalga teorilerine göre daha doğru olacağı sonucuna varmamızı sağlamaktadır.
2. Yüksel ve Narayanan (1994), yaptıkları deneysel çalışma sonucunda denizaltı boru hatları üzerinde etkili olan maksimum kuvvetin plunging noktasında oluştuğunu ve bu kuvvet değerinin kırılma noktasındakinden 4 kat daha yüksek olduğunu belirlemişlerdir. Bu deneysel çalışmanın sonuçları, burada geliştirilen modelden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Modelde dalga kırılma bölgesi içerisindeki dalga yüksekliği Goda (2000) tarafından geliştirilen dalga kırılması modeli kullanılarak hesaplanmaktadır. Modelden elde edilen hidrodinamik kuvvetlerin kırılma noktasında maksimum olduğu sonucu deneysel çalışmadan elde edilen sonuçlarla uyum göstermemektedir. Çünkü, dalga kırılma derinliğinden sonra dalga enerjisini kaybetmekte ve dalga yükseklikleri hızla küçülmektedir. Kırılma bölgesi içerisinde bu dalga yükseklikleri kullanılarak bilinen dalga teorileri yardımıyla akım alanını tanımlayan dalga kinematikleri elde edilememektedir. Böylece Goda (2000) tarafından geliştirilen dalga kırılması modelinin kullanılmasıyla tahmin edilen dalga kinematiklerinin, kırılma bölgesi içerisindeki akım yapısını benzeştirmede Morison denklemi yardımıyla dalga kuvvetleri tahmin edilememektedir.
3. Bu çalışmadan görüldüğü gibi dalga kuvvetlerinin hesaplanmasında kullanılacak dalga teorilerinin geçerlilik sınırları dikkatlice belirlendiğinde elde edilen sonuçlar gerçeği daha fazla yansıtmaktadır. Ancak Morison denkleminin kırılma bölgesi içinde kullanılmaması gerektiği de görülmüştür.
4. Aynı geometriye sahip ve aynı malzemeden üretilmiş boru hattı için Lineer, Cnoidal, Akım fonksiyonu ve Stokes dalga teorileri kullanılarak elde edilen boyutsuz kuvvetin

değişimi grafiklerinden sabit su derinliği ve dalga yüksekliği için dalga periyodu  $T$  ile boyutsuz kuvvet  $P_B$ 'nin doğru orantılı olarak değiştiği belirlenmiştir. Su derinliği ve dalga yüksekliği sabit olmak üzere dalga periyodu  $T$  arttıkça, boyutsuz kuvvet  $P_B$  de artmaktadır.

5. Dalga periyodu sabit tutulduğunda sığ su bölgesinde dalga dikliğinin artmasıyla boyutsuz kuvvette azalma belirlenmiştir. Bunun nedeni kırılma derinliğine yaklaşıldığında dalga yüksekliğinin ani olarak artmasına karşın, boru hattına tesir eden dalga kuvvetinin aynı mertebede artmamasıdır. Buna bağlı olarak Yüksel ve Narayanan (1994)'ün de yaptıkları deneysel çalışmada gözlemledikleri gibi boyutsuz kuvvetin değişiminde bir düzensizlik ortaya çıkmaktadır. Bu düzensizlik atalet ve direnç kuvvetleri arasındaki faz farkından kaynaklanmaktadır. Kırılma derinliğine yaklaşıldığında atalet ve direnç rejimlerinin birbirlerine göre etkinlik mertebelerindeki değişim de aynı mertebede meydana gelmemektedir.

6. Yine sabit dalga yüksekliği  $H$  ve dalga periyodu  $T$  için su derinliği  $d$  arttıkça boyutsuz kuvvet  $P_B$  azalmaktadır.

**KAYNAKLAR**

Basco, D. R., 1985, "A Qualitative Description of Wave Breaking", *Journal of Waterway Harbor Coastal Engineering*, ASCE, 111: 171-188.

CERC (1984), *Shore Protection Manual*, 4<sup>th</sup> Ed., US Army Corps of Engineers., Vicksburg, Va.

Chakrabarti, S., K., (1987), *Hydrodynamics of Offshore Structures*, Computational Mechanics Publications, Springer-Verlag.

Dean, R. G., Dalrymple, R. A., (1984), *Water Wave Mechanics for Engineers*, Prentice-Hall Inc.

Dean, R. G., (1974), "Evaluation and Development of Water Wave Theories for Engineering Application," Vols. I and II, Special Report No.1, US Army Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Fort Belvoir, Va.

Goda, Y., (2000), *Random Seas and Design of Maritime Structures*", Advanced Series on Ocean Engineering, Vol.15, World Scientific.

Huang M. C., Hudspeth R. T., (1982), "Pipeline Stability under Finite- Amplitude Waves", ASCE, 108:125-145.

Isobe, M., Kraus, N. C., (1983), *Derivation of a Second Order Cnoidal Wave Theory*, Technical Report No: 83-2, Hydraulic Laboratory, Department of Civil Engineering Yokohoma National University, Yokohama, Japan.

Isobe, M., Kraus, N. C., (1983), *Derivation of a Third Order Stokes Wave Theory*, Technical Report No: 83-1, Hydraulic Laboratory, Department of Civil Engineering Yokohoma National University, Yokohama, Japan.

Komar P. D., (1979), "Beach Slope Dependence of Longshore Currents", *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, ASCE, Vol.105, WW4.

Miche, M., (1944), "Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constant on décroissante", *Annales des Ponts et Chaussees*.

Morison, J. R., O'Brien, M. P., Johnson, J. W. And Schaaf, S. A. (1950), "The Force Exerted By Surface Waves On Piles", *Petrol. Trans. (AIME)*, 189:149-154.

Munk, W. H., (1949), "The Solitary Wave Theory and Its Applications to Surf Problems", *Annals of the New York Academy of Sciences*, 51:376-462.

Potynody, J. G., (1961), "Skin Friction Between Various Soils and Construction Materials", *Geotechnique*, 11:339-353.

Sarpkaya, T., Isaacson, M., (1981), *Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures*, New York.

Sümer, M. and Fredsøe, J., (1996), *Hydrodynamics around Cylindrical Structures*, Advanced Series on Ocean Engineering, Vol.2, World Scientific.

Williams, J. M., (1985), *Tables of Progressive Gravity Waves*, Pitman Advanced Publishing Program, Melbourne.

Yüksel, Y., (1993), "Breaking Wave Forces on Bottom Seated Horizontal Circular Cylinders

In Surf Zone”, Post-Doctoral Research Report, Manchester, UK.

Yüksel, Y., Çevik, E., Çelikoğlu, Y., (1998), Kıyı ve Liman Mühendisliği, İnşaat Mühendisleri Odası, Ankara.

Yüksel, Y., Narayanan R., (1994), “Breaking Forces On Horizontal Cylinders Close to the Sea Bed”, Coastal Engineering, 23:115-148.

Yüksel, Y., Narayanan R., (1994), “Wave Forces on Horizontal Cylinder Resting on Bottom”, Proceedings of the Forth International Offshore and Polar Engineering Conference, Osaka, Japan.



**EKLER**

Ek 1 Ağırlık dalgalarının karakteristiklerinin değişimi tablosu, Yüksel ve diğ. (1998)



Ek 1 Ağırlık Dalgalarının Karakteristiklerinin Değişimi Tablosu, Yüksel ve diğ. (1998)

$d/L_0$	$d/L$	$kd$	$\tanh kd$	$\sinh kd$	$\cosh kd$	$K_s$	$n$
0.000	0	0	0		1	$\infty$	1
0.005	.02836	.1782	.1764	.1791	.0159	1.692	.9896
0.010	.04032	.233	.2480	.2560	.0322	1.435	.9792
0.015	.04964	.3119	.3022	.3170	.0490	1.307	.9690
0.020	.05763	.3621	.3470	.3701	.0663	1.226	.9588
0.025	.06478	.4070	.3860	.4184	.0840	1.168	.9488
0.030	.07135	.4483	.4205	.4634	.1021	1.125	.9388
0.035	.07748	.4868	.4517	.5064	.1209	1.092	.9289
0.040	.08329	.5233	.4802	.5475	.1401	1.064	.9192
0.045	.08883	.5581	.5066	.5876	.1599	1.042	.9095
0.050	.09416	.5916	.5310	.6267	.1802	1.023	.8999
0.055	.09930	.6239	.5538	.6652	.2011	1.007	.8905
0.060	.1043	.6553	.5753	.7033	.2225	.9932	.8811
0.065	.1092	.6860	.5954	.7411	.2447	.9815	.8719
0.070	.1139	.7157	.6144	.7783	.2672	.9713	.8627
0.075	.1186	.7453	.6324	.8162	.2908	.9624	.8537
0.080	.1232	.7741	.6493	.8538	.3149	.9548	.8448
0.085	.1277	.8026	.6655	.8915	.3397	.9481	.8360
0.090	.1322	.8306	.6808	.9295	.3653	.9422	.8273
0.095	.1366	.8583	.6953	.9677	.3917	.9371	.8187
0.100	.1410	.8858	.7093	1.006	.4187	.9327	.8103
0.110	.1496	.9400	.7352	1.085	.4752	.9257	.7937
0.120	.1581	.9936	.7589	1.165	.5356	.9204	.7776
0.130	.1665	1.046	.7804	1.248	.5990	.9169	.7621
0.140	.1749	1.099	.8002	1.334	.667	.9146	.7471
0.150	.1833	1.052	.8183	1.424	.740	.9133	.7325
0.160	.1917	1.204	.8349	1.517	.817	.9130	.7184
0.170	.2000	1.257	.8501	1.614	.899	.9134	.7050
0.180	.2083	1.309	.8640	1.716	.986	.9145	.6920
0.190	.2167	1.362	.8767	1.823	2.079	.9161	.6796
0.200	.2251	1.414	.8884	1.935	2.178	.9181	.6677
0.210	.2336	1.468	.8991	2.055	2.285	.9205	.6563
0.220	.2421	1.521	.9088	2.178	2.397	.9231	.6456
0.230	.2506	1.575	.9178	2.311	2.518	.9261	.6353
0.240	.2592	1.629	.9259	2.450	2.647	.9291	.6256
0.250	.2679	1.683	.9332	2.599	2.784	.9323	.6164
0.260	.2766	1.738	.9400	2.755	2.931	.9356	.6076
0.270	.2854	1.793	.9461	2.921	3.088	.9390	.5994
0.280	.2942	1.849	.9516	3.097	3.254	.9423	.5917
0.290	.3031	1.905	.9567	3.284	3.433	.9456	.5845
0.300	.3121	1.961	.9611	3.483	3.624	.9490	.5777
0.320	.3302	2.075	.9690	3.919	4.045	.9553	.5655

**Ek 1 Devamı**

0.340	.3468	2.190	.9753	4.413	4.525	.9613	.5548
0.360	.3672	2.307	.9804	4.974	5.072	.9667	.5457
0.380	.3860	2.435	.9845	5.609	5.697	.9717	.5380
0.400	.4050	2.544	.9877	6.329	6.407	.9761	.5214
0.420	.4241	2.665	.9904	7.146	7.215	.9798	.5258
0.440	.4434	2.786	.9924	8.075	8.136	.9832	.5212
0.460	.4628	2.908	.9941	9.132	9.186	.9860	.5173
0.480	.4822	3.030	.9953	10.32	10.37	.9885	.5142
0.500	.5018	3.153	.9964	11.68	11.72	.9905	.5115



**ÖZGEÇMİŞ**

Doğum tarihi	13.07.1979	
Doğum yeri	Tekirdağ	
Lise	1993-1997	T. S. M. L.
Lisans	1997-2002	Yıldız Teknik Üniversitesi İnşaat Fak. Çevre Mühendisliği Bölümü
	1999-2003	Yıldız Teknik Üniversitesi İnşaat Fak. İnşaat Mühendisliği Bölümü
Yüksek Lisans	2002-2004	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Müh. Anabilim Dalı, Kıyı ve Liman Mühendisliği Programı

**Çalıştığı kurum(lar)**

2003-Devam ediyor YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Araştırma Görevlisi