

151 625

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DALGA KIRILMASININ HİDROLİK SIÇRAMA
ANALojİSİ İLE MODELLENMESİ**

İnşaat Yük. Müh. Tuba BOSTAN

151625

**FBE İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı Hidrolik Programında
Hazırlanan**

DOKTORA TEZİ

Tez Savunma Tarihi: 09.04.2004

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

Jüri Üyeleri : Prof.Dr.Ayşen ERGİN (ODTÜ)

: Doç.Dr. Esin ÇEVİK (YTÜ)

: Doç.Dr.Osman BÖREKÇİ (BÜ)

: Doç.Dr.Ahmet Cevdet YALÇINER (ODTÜ)

İSTANBUL, 2004

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	iv
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	ix
ÖNSÖZ.....	x
ÖZET.....	xi
ABSTRACT.....	12
1. GİRİŞ	1
2. TEORİ ve KONU İLE İLGİLİ ÇALIŞMALAR.....	2
2.1 Dalga Kırılması	2
2.2 Dalga Enerjisi ve Enerji Kaybı Modelleri.....	11
2.3 Hidrolik Sıçrama	14
2.4 Konu ile ilgili Çalışmalar	20
3. NÜMERİK MODEL	45
3.1 Modelin Tanımı.....	45
3.2 Bir Boyutlu Yaklaşım	46
3.3 Strip İntegral Metodu	47
3.3.1 Temel Denklemler.....	48
3.3.2 Sınır Şartları	51
3.4 Nümerik Çözüm	52
3.5 Tartışma.....	55
3.5.1 Yatay Tabanlı Kanal.....	56
3.5.2 Eğimli Tabanlı Kanal Hali	64
4. DENEYSEL ÇALIŞMA	73
4.1 Giriş	73
4.2 Deney Sistemleri	73
4.2.1 Bir Boyutlu Kanal Sistemi	73
4.2.2 Dalga Kanalı.....	78
4.3 Ölçüm Sistemleri.....	81
4.3.1 Görüntü İşleme Sistemleri.....	81
4.3.2 Dalga Ölçümleri	85
4.3.3 Hız Ölçümleri.....	86
4.3.4 Dalga Kuvveti Ölçümleri-Test Silindiri.....	86
4.4 Ölçek Etkileri	89

5. MODEL SONUÇLARI VE TARTIŞMA	90
5.1 Hidrolik Sıçrama	90
5.2 Dalga Kırılması	102
5.2.1 Dalga Kırılması Sırasında İki Fazlı Akım Yapısı	102
5.2.2 Dalga Kırılması Sırasında Plunging Jetin Uyguladığı Kuvvet ve Enerji Kaybının Modellenmesi	116
5.2.3 Kırılma Sırasında Taban Etkisi ve Bore Oluşumu	119
5.3 Hidrolik Sıçrama Benzeşiminde Enerji Kaybı	121
5.4 Tartışma ve Bir Uygulama	125
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	128
6.1 Sonuçlar	128
6.2 Öneriler	130
KAYNAKLAR	131
EK	136
Ek 1 Dalga Enerji Kaybı Modelleri	137
Ek 2 Hidrolik Sıçrama Modelleri	147
ÖZGEÇMİŞ	152

SİMGE LİSTESİ

q_j^*	Boyutsuz jet debisi
u_j^*	Boyutsuz jet hızı
$\bar{C}_{imp}$	Dalga kırılması sırasında çarpma noktasındaki ortalama konsantrasyon
$\bar{C}_{ha.maks}$	Hava kabarcıklarının maks. penetrasyon kesitindeki ortalama konsantrasyonu
$\bar{C}$	Havalandırılmış tabakanın ortalama konsantrasyonu
ρ	Akışkanın özgül kütlesi
λ	Deney sonuçlarından yararlanılarak elde edilen katsayı
β	Hız dağılımı düzeltme faktörü
δ	İç tabaka kalınlığı
α	Kanal taban eğimi
τ	Kayma gerilmesi
ρ	Özgül kütle
θ	Plunging jetinin yatay ile yaptığı açı
η^+	Sakin su seviyesi üzerindeki su seviyesi
α_0	Derin su dalga sırtının batimetri ile yaptığı açı
α_1, α_2	Sırasıyla menba ve mansap kesitleri için hız düzeltme katsayıları
β_1, β_2	Sırasıyla menba ve mansap kesitleri için momentum düzeltme katsayıları
ΔE	Enerji kaybı
ϕ_{maks}	Dalga enerji kaybı oranının maksimum değeri
a_0	Dalga genliği
A_1 ve A_2	Fr_1 'e bağlı katsayılar
a_b	Dalga genliği
C	Hava kabarcık konsantrasyonu
c	Dalga yayılma hızı
c_0	Derin su dalga yayılma hızı
C_0	Sakin su seviyesindeki hava kabarcık konsantrasyonu
C_e	Dalga enerjisinin taşınım hızı
c_g	Grup hızı
D_p	Plunging jetinin ortalama su seviyesine göre nüfuz etme derinliği
e	Napier sayısı
E_0	Gelen dalganın enerjisi
E_b	Dalga kırılması sırasında sahip olunan enerji
E_i	Bore'un sahip olduğu enerji
f_1 ve f_2	Profil katsayıları
F_b	Kırılma noktasındaki enerji akısı
F_{maks}	Plunging jetinin uyguladığı kuvvetin silindirin birim uzunluğu için maksimum değer
Fr	Froude sayısı
Fr_1	Menba Froude sayısı
Fr_2	Mansap Froude sayısı
g	Yerçekimi ivmesi
h	Su derinliği
H_0	Derin deniz dalga yüksekliği
h_a	Hava kabarcıklarının penetrasyon derinliği
H_b	Kırılan dalganın yüksekliği
h_b	Kırılma derinliği

H_i	Plunging jetinin dalga ön cephesine çarpmasından sonra oluşan bore'un yüksekliği
H_p	Plunging jetinin dalga ön cephesine çarpma anındaki yüksekliği
H_s	Belirgin dalga yüksekliği
$H_{s,0}$	Derin suda belirgin dalga yüksekliği
$H_{s,b}$	Kırılma hattında belirgin dalga yüksekliği
k_p	Pik dalga sayısı
L_0	Derin deniz dalga boyu
L_j	Sıçrama uzunluğu
L_p	Plunging jetinin sakin su seviyesine göre nüfuz etme derinliği
L_r	Çevri uzunluğu
$L_{s,0}$	Derin suda belirgin dalga boyu
n	Üstel değer
OSS	Ortalama su seviyesi
p	Hidrostatik basınç
PE	Potansiyel enerji
q	Birim debi
Q	Debi
q_j	Plunging jetin debisi
RANGE	Sonuçların yazdırımı için istenen aralık
s	Deniz taban eğimi
SSS	Sakin su seviyesi
STEP	İntegrasyon adımı
TOL	Hata payı
T_p	Dalğanın kırılma ve plunging jetinin dalga ön cephesine çarpma anındaki zaman aralığı
t_p	Plunging jetinin kalınlığı
u	y 'de ortalama hız
u_0	Geri dönen akımın hızı
u_1	Sıçramanın menbasındaki akım hızı
U_{1R}	Çukur veya menba kesitindeki derinlik boyunca alınan ortalama hız
u_2	Sıçramanın mansabındaki akım hızı
u_b	Dalga tepesindeki yatay hız
u_m	Maksimum ortalama hız
v	y yönündeki hız bileşeni
V_b	Plunging jetinin yatay doğrultudaki hızı
V_i	Plunging jetinin düşey doğrultudaki hızı
V_j	Jet hızı
X	Başlangıç değeri
X_0	Hava kabarcıklarının kaybolduğu yer
X_a	Hava giriş derinliğinin yeri
X_b	Kırılma noktasının yeri
XEND	X in son değeri
X_p	Plunging noktası
y	Tabandan uzaklık
y_1	Sıçramanın başlangıcında eşlenik derinlik
y_{1R}	Menba derinliği yüzeyde türbülanslı akımın başlama noktası
y_2	Sıçramanın sonundaki eşlenik derinlik
Z_a	Penetrasyon derinliğinden itibaren mesafe

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	Derin suda limit dalga dikliğine sahip dalga	2
Şekil 2.2	Kırılma tipleri	4
Şekil 2.3	Kırılma profilinin zamanla değişimi.....	6
Şekil 2.4	Kırılma veya surf bölgesi	7
Şekil 2.5	Batmış oblik çevrilerin şematik görünümü (Nadaoka vd., 1988).....	7
Şekil 2.6	Spilling ve plunging tipi kırılmalar için suyun hareketi (Basco, 1985).....	8
Şekil 2.7	Kırılan dalgada zincirleme olaylar (Basco, 1985)	9
Şekil 2.8	Grup dalga (Groen ve Dorrestein, 1976)	13
Şekil 2.9	Hidrolik sıçrama (Günel, 1992).....	15
Şekil 2.10	Yatay kanalda oluşan hidrolik sıçrama tipleri (Yüksel, 2000)	16
Şekil 2.11	Eğimli kanallarda hidrolik sıçrama tipleri (Günel, 1992).....	16
Şekil 2.12	Hidrolik sıçrama için enerji kaybı (Svendsen ve Madsen, 1981).....	21
Şekil 2.13	Dikkate alınan akımla ilgili tanımlamalar (Madsen ve Svendsen, 1983).....	22
Şekil 2.14	Rouse vd.(1958) ölçümlerine göre k türbülans kinetik enerjisinin üretim ve kayıp değişimleri (Madsen ve Svendsen, 1983).....	23
Şekil 2.15	Notasyon ve tanımlamalar (Stive, 1984)	24
Şekil 2.16	Deneysel olarak ölçülen hava kabarcık konsantrasyonunun düşey dağılımı (plunging tip kırılma) (Hwung, Chyan ve Chung, 1992)	25
Şekil 2.17	Deneysel olarak ölçülen hava kabarcık konsantrasyonunun düşey dağılımı (spilling tip kırılma) (Hwung, Chyan ve Chung, 1992)	26
Şekil 2.18	Su partikül hızlarının zamansal ortalaması (Iwata ve Tomita, 1992).....	28
Şekil 2.19	Sakin su seviyesinin 5cm üzerinde ölçülen su partikül hızlarının zamansal ortalaması, (Iwata ve Tomita, 1992).....	29
Şekil 2.20	Yatay kararlı hız bileşenin düşey dağılımında bazı örnekler (Iwata ve Tomita, 1992).....	29
Şekil 2.21	Kırılmadan sonra potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimi (spilling tip kırılma) (Iwata ve Tomita, 1992)	30
Şekil 2.22	Kırılmadan sonra potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimi (plunging tip kırılma) (Iwata ve Tomita, 1992)	30
Şekil 2.23	Kırılmadan sonra potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimi (tam plunging tip kırılma) (Iwata ve Tomita, 1992).....	31
Şekil 2.24	X^* ile F/F_b nin değişimi ($s=1/10$) (Iwata ve Tomita, 1992)	31
Şekil 2.25	X^* ile F/F_b nin değişimi ($s=1/30$) (Iwata ve Tomita, 1992)	32
Şekil 2.26	Dalga enerji kaybının değişimi (Iwata ve Tomita, 1992)	33
Şekil 2.27	X^* ile C_e/C_{eb} arasındaki ilişki (Iwata ve Tomita, 1992).....	33
Şekil 2.28	Plunging tipi dalga kırılmasının şematik görünümü (Chanson ve Cummings, 1992).....	35
Şekil 2.29	Plunging tipi dalga kırılmasının parametrelerinin gösterilişi (Chanson ve Lee, 1995).....	36
Şekil 2.30	Deneysel sonuçlarla Ippen (1966)'nin verdiği sonuçların karşılaştırılması (Chanson ve Lee, 1995).....	37
Şekil 2.31	Boyutsuz kırılan dalga hızı (Chanson ve Lee, 1995).....	37
Şekil 2.32	Sakin su seviyesi üzerindeki boyutsuz jetin çarpma yüksekliği (Chanson ve Lee, 1995).....	38
Şekil 2.33	Plunging jet çarpma açısı (Chanson ve Lee, 1995)	39
Şekil 2.34	Yatayda çarpmanın meydana geldiği serbest yüzeyin eğimi (Chanson ve Lee, 1995).....	40
Şekil 2.35	Serbest düşen jet için bazı parametrelerin gösterimi (Chanson ve Lee, 1995). 41	

Şekil 2.36	Jet çarpma açısının Eşitlik 2.37 ve deneysel verilerle karşılaştırılması (Chanson ve Lee, 1995)	41
Şekil 2.37	Maksimum kabarcık nüfuz etme derinliği (Chanson ve Lee, 1995)	42
Şekil 3.1	Hidrolik sıçrama-bore benzeşiminin şematik gösterimi	45
Şekil 3.2	Eğimli kanallarda hidrolik sıçramanın görünümü (Günel ve Narayanan, 1996)	48
Şekil 3.3	Sıçramada ortalama hız dağılımı (Narayanan, 1975)	48
Şekil 3.4	Hesap akış şeması	54
Şekil 3.5	Deneysel aşamalarda kanal görünümü	55
Şekil 3.6	Çevri uzunluğunun menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi	57
Şekil 3.7	Sıçrama yüzey profilleri	58
Şekil 3.8	Sıçrama yüzey hızları	59
Şekil 3.9	Sıçrama boyunca maksimum hızın değişimi	60
Şekil 3.10	Hız profili	62
Şekil 3.11	Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi	63
Şekil 3.12	Ters eğimli kanalda çevri uzunluğunun menba Froude sayısına göre değişimi ($s=\frac{0}{100}4$)	64
Şekil 3.13	Ters eğimli kanalda çevri uzunluğunun menba Froude sayısına göre değişimi ($s=\frac{0}{100}4$)	65
Şekil 3.14	Ters eğimli kanalda sıçrama yüzey profilleri ($s=\frac{0}{100}4$)	66
Şekil 3.15	Sıçrama yüzey profilleri ($s=\frac{0}{100}4$ kanal eğimi için)	67
Şekil 3.16	Sıçrama yüzey hızları ($s=\frac{0}{100}4$ kanal eğimi için)	68
Şekil 3.17	Sıçrama boyunca maksimum hızın değişimi ($s=\frac{0}{100}4$ kanal eğimi için)	69
Şekil 3.18	Hız profili ($s=\frac{0}{100}4$ kanal eğimi için)	70
Şekil 3.19	Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi ($s=\frac{0}{100}4$)	72
Şekil 4.1	Kanal sisteminin genel görünümü	73
Şekil 4.2	Kanalın şematik görünümü	75
Şekil 4.3	Jet aparatı	76
Şekil 4.4	Jet ile birlikte hidrolik sıçramanın oluşumu	76
Şekil 4.5	Dalga kanalının genel görünümü	78
Şekil 4.6	Dalga kanalı şematik görünümü	80
Şekil 4.7	Plunging jetin sonsuz derinliğe düşürülmesi	81
Şekil 4.8	Görüntü işleme sisteminin şematik görünümü	84
Şekil 4.9	Görüntü işleme sisteminin genel görünümü	84
Şekil 4.10	Dalga monitörünün genel görünümü	85
Şekil 4.11	Dalga ölçümlerinin genel şeması	86
Şekil 4.12	Load Cell (Test Silindiri)	87
Şekil 4.13	Dalga kuvveti ölçüm sistemi	88
Şekil 4.14	Kalibrasyon eğrisi	88
Şekil 4.15	Plunging jetin uyguladığı kuvvet ($H_0=19.07$ cm, $T=1.87$ sn)	89
Şekil 5.1	Çevri uzunluklarının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi	91
Şekil 5.2	Çevri uzunluklarının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi (eğimli kanal hali $s=\frac{0}{100}4$)	91
Şekil 5.3	$Fr_1=4.4$ için hidrolik sıçrama su yüzü profilleri (yatay kanal hali)	92
Şekil 5.4	$Fr_1=5.5$ için hidrolik sıçrama su yüzü profilleri (yatay kanal hali)	93
Şekil 5.5	$Fr_1=3.99$ için hidrolik sıçrama su yüzü profilleri (eğimli kanal hali $s=\frac{0}{100}4$) ...	93
Şekil 5.6	Sıçrama su yüzü profilinin tipik iki fazlı (hava-su) yapısı	94

Şekil 5.7	$Fr_1=4.4$ için görüntü işleme tekniği yardımıyla 1/30sn aralıklarla ABS partikülün çevri yüzeyinde menba doğrultusunda hareketine ait örnek (Görüldüğü gibi ters hareket söz konusu ve hız negatiftir) 95
Şekil 5.8	$Fr_1=4.4$ için hidrolik sıçramada (jetsiz) hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 96
Şekil 5.9	$Fr_1=4.4$ ve $\theta=30^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 97
Şekil 5.10	$Fr_1=4.4$ ve $\theta=45^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 97
Şekil 5.11	$Fr_1=4.4$ ve $\theta=60^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 98
Şekil 5.12	$Fr_1=5.5$ için hidrolik sıçramada (jetsiz) hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 98
Şekil 5.13	$Fr_1=5.5$ ve $\theta=30^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 99
Şekil 5.14	$Fr_1=5.5$ ve $\theta=45^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 99
Şekil 5.15	$Fr_1=5.5$ ve $\theta=60^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (Hız vektörü (m/sn)) 100
Şekil 5.16	$Fr_1=3.99$ için hidrolik sıçramada (jetsiz) hız alanı (eğimli kanal $s=\frac{\%}{00}4$) (Hız vektörü (m/sn)) 100
Şekil 5.17	$Fr_1=3.99$ ve $\theta=30^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (eğimli kanal $s=\frac{\%}{00}4$) (Hız vektörü (m/sn)) 101
Şekil 5.18	$Fr_1=3.99$ ve $\theta=45^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (eğimli kanal $s=\frac{\%}{00}4$) (Hız vektörü (m/sn)) 101
Şekil 5.19	$Fr_1=3.99$ ve $\theta=60^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı (eğimli kanal $s=\frac{\%}{00}4$) (Hız vektörü (m/sn)) 102
Şekil 5.20	Dalga kanalındaki deney sistemlerinin görünümü 103
Şekil 5.21	Plunging jet için bazı parametrelerin gösterimi..... 104
Şekil 5.22	Yaklaşan dalganın kırılma sırasında kaybettiği enerjisinin dalga dikliği ile değişimi 107
Şekil 5.23	Kırılma sırasında kaybolan enerjinin dalga dikliği ile değişimi..... 108
Şekil 5.24	Kırılma sırasında kaybolan enerjinin surf parametresi ile değişimi 109
Şekil 5.25	Yaklaşan dalganın kırılmayla kaybolan enerjisinin kabarcık nüfuz etme derinliği ile değişimi..... 109
Şekil 5.26	Plunging zaman aralığının H_0/L_0 ile değişimi 110
Şekil 5.27	Kırılma ve sonrası safhalara ait oluşumlar 111
Şekil 5.28	Kırılma ve sonrası safhaların şematik gösterimi (Tallent, Yamashita ve Yoshito 1989) 115
Şekil 5.29	Rölatif bore boyunun surf parametresiyle değişimi 116
Şekil 5.30	Surf parametresine karşılık rölatif enerji kaybı 117
Şekil 5.31	Rölatif enerji kaybının rms değeri ile değişimi 117
Şekil 5.32	Test silindiri etrafındaki iki fazlı akım yapısı..... 118
Şekil 5.33	Kırılma parametresine göre bore oluşumu 120
Şekil 5.34	Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi..... 122
Şekil 5.35	Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi (eğimli kanal $s=\frac{\%}{00}4$)..... 122
Şekil 5.36	Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi 123
Şekil 5.37	Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi ($s=\frac{\%}{00}4$ kanal eğimi için)..... 123
Şekil 5.38	Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi..... 124
Şekil 5.39	Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı ile değişimi ($s=\frac{\%}{00}4$ kanal eğimi için)..... 124
Şekil 5.40	Rölatif dalga yüksekliğinin menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi 127
Şekil 5.41	Rölatif dalga yüksekliğinin menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi ($s=\frac{\%}{00}4$ kanal eğimi için) 127

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1	Düzensiz dalga durumunda kritik dalga yüksekliğinin değişimi (Thornton vd., 1984).....	10
Çizelge 2.2	Enerji kaybı modelleri	14
Çizelge 2.3	Hidrolik sıçrama modelleri.....	19
Çizelge 2.4	Kırılma hızı (Chanson ve Lee, 1995)	38
Çizelge 2.5	Dalga kırılması ile ilgili başlıca çalışmalar	43
Çizelge 3.1	Sıçrama debisi ve hızının jet debisi ve hızına oranları	56
Çizelge 4.1	Kanal özellikleri	74
Çizelge 4.2	Hidrolik sıçrama için deney şartları (yatay kanal).....	76
Çizelge 4.3	Hidrolik sıçrama için deney şartları (eğimli kanal) $s = \frac{1}{100} 4$	77
Çizelge 4.4	Dalga şartları.....	81
Çizelge 4.5	Video kameranın özellikleri	82
Çizelge 4.6	Görüntü işleme hardware sistemi miro video DC 30	83
Çizelge 5.1	İki fazlı dalga	105
Çizelge 5.2	Çift fazlı akıma ait boyutsuzlar	106
Çizelge 5.3	Plunging jetin uyguladığı kuvvet.....	116
Çizelge 5.4	Bore yükseklikleri ve adetleri.....	120

ÖNSÖZ

Dalga kırılması kıyı morfolojisi, deniz yapılarının stabilitesi ve ekolojik ortam açısından son derece önemli bir akım problemidir. Bu nedenle araştırmacıların ve kıyı mühendislerinin oldukça fazla ilgisini çekmektedir. Kırılma derinliğinde gelen dalganın enerjisinin ne kadarının harcılandığının bilinmesi önemlidir. Çünkü geri kalan enerji katı madde taşınımı, kabarma, kıyı boyu akımı ve rip akımı vs. için harcanacaktır. Dolayısıyla gerek deniz yapılarının tasarımında gerekse kıyı alanlarının planlanmasında dalga kırılması kıyı hidrodinamiği açısından en önemli mekanizmadır.

Bu problemin farklı modelleme ve deneysel tekniklerle ele alınması konu ile ilgili yeni sonuçlara ulaşılmasını sağlamış, böylece gerek bilimsel gerekse uygulama alanına yararlı bilgilerin aktarılması amaçlanmıştır.

Lisans, Yüksek lisans ve Doktora öğrenimim boyunca desteğini ve ilgisini benden hiçbir zaman esirgemeyen, çalışmamın her aşamasında bilimsel tecrübelerinden faydalandığım, benim için bir eğitmen ve bir yol gösterici olan saygıdeğer hocam Prof.Dr.Yalçın Yüksel'e hayatıma kattığı bütün güzellikler için teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım süresince görüş ve tavsiyelerinden faydalandığım Prof.Dr.R.Narayanan'a ve Yrd.Doç.Dr.Mustafa Günel'a teşekkürlerimi sunarım.

Doç.Dr. Esin Çevik ve Yrd.Doç.Dr.Yeşim Çelikoğlu'na yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarım süresince, yardımlarından ve desteklerinden dolayı Hidrolik Anabilim dalındaki arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu çalışmanın gerçekleştirilmesinde desteklerinden dolayı TÜBİTAK* ve YTÜ Araştırma Fonu** Başkanlığına teşekkür ederim.

Bütün hayatım boyunca her konuda maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen ve karşılaştığım her zorlukta yanımda olan ve bugünlere gelmemde en büyük pay sahibi olan aileme bütün kalbimle teşekkür ederim.

* "Surf Bölgesinde Çift Fazlı Hidrodinamik Yapının İncelenmesi", Proje No: INTAG 823 Proje Yürüttü: Prof.Dr.Yalçın Yüksel, 1999.

** "Surf Bölgesinde Çift Fazlı Hidrodinamik Yapının Deniz Yapıları ile Etkileşiminin Modellenmesi", Proje No: 97-A-05-01-01, Proje Yürüttü: Prof.Dr.Yalçın Yüksel, 1999.

ÖZET

Bu çalışmada plunging tipi dalga kırılması ve hidrolik sıçrama için teorik bir model geliştirilmeye çalışılmıştır. Çalışma iki aşamada gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmaların ilk aşaması bir su kanalında gerçekleştirilmiştir. Kanal eğimi ayar koluyla ayarlanabilmektedir. Bu amaçla yatay ve eğimli kanalda, hidrolik sıçramanın topuğuna değişik açılarda jet akımı uygulanarak plunging tipi kırılma benzeştirilmeye çalışılmıştır. Serbest sıçrama ve jetli sıçrama halleri yüksek hızlı bir SVHS kamera yardımı ile görüntü işleme tekniği kullanılarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlardan kırılma, jet akımının çarpması ile oluşan akım yapısı ve bunun neticesinde enerji kaybı hakkında yeni bilgiler sağlanmıştır. Teorik model, serbest sıçrama hali için uygulanan Strip İntegral Metodu'nda önerilen modele ait gerekli değişimler yapılarak geliştirilmiştir. Teoriden elde edilen sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılmış ve sonuçların yeterince uyumlu olduğu bulunmuştur.

Çalışmanın ilk aşamasında hidrolik sıçrama ile ilgili verilerden, sıçramanın topuğuna uygulanan jet akımı nedeniyle çevri uzunluğunun kısaldığı ve enerji kaybının arttığı ortaya çıkmıştır.

Çalışmanın ikinci aşaması dalga kanalında farklı durumlar için gerçekleştirilmiştir. Bu aşamada kırılma sırasında plunging jetin çarpması ve sonrasında meydana gelen akım yapısıyla ilgili yeni bilgiler edinilmiştir. Deneylerde yine görüntü işleme tekniği kullanılmıştır. Dalga kırılması sırasında kaybolan enerji miktarı ve iki fazlı akım yapısı izah edilmiştir. Bu aşamadaki diğer bir durumda, test silindiri yardımıyla plunging jetin çarpması esnasında uyguladığı kuvvet ölçülerek enerji kaybı belirlenmeye çalışılmıştır. Enerji kaybı ile surf parametresi ve derin su dalga dikliği arasındaki korelasyon izah edilmiştir.

Plunging tipi kırılma ile analogi yaratmak için serbest sıçramanın topuğuna uygulanan jet nedeniyle oluşan enerji kaybının serbest sıçramaya göre değişimi araştırılmıştır. Serbest sıçramanın spilling tipi kırılmaya benzeştiği plunging tipi kırılmanın ise jetli sıçramaya benzeştiği düşünülmüştür. Jetin uygulanması halinde küçük menba Froude sayılarında enerji kaybı daha büyüktür. %60 daha büyük olan bu kayıp Froude sayısının büyümesiyle küçülmektedir (%20). Eğimli kanal halinde büyük Froude sayısında enerji kaybı serbest sıçramada daha büyük olmaktadır, bunun sebebi bu çalışmada uygulanan sabit jet akımı nedeniyle oluşan momentum dengesidir.

Gerek jetli hidrolik sıçrama gerekse plunging tipi kırılma sırasında harcanan enerji kaybının değişimi bu çalışmada deneysel ve teorik olarak incelenmiştir. Plunging tipi kırılmada plunging jetin ve sıçrama analogisinde uygulanan jetin akımdaki harcanan enerji kaybına katkısının oldukça büyük olduğu anlaşılmaktadır. Çünkü akımın ön cephesine çarpan jetin yarattığı türbülanslı akım yapısı enerji kaybının artmasına neden olmaktadır.

Bu çalışmada hidrolik sıçrama analogisinde yaklaşan akım şartlarına bağlı olarak ortaya çıkan enerji kaybı %45'dir. Yine dalga kırılması ile ilgili deneysel veriler enerji kaybının gelen dalga koşullarına göre %60-80 arasında değiştiğini ancak bunun %45-55'nin plunging jetin çarpması sırasında kaybolduğu görülmektedir.

Sonuçta hidrolik sıçrama ile dalga kırılması sırasında meydana gelen akım yapısı arasında benzerlik açıklanarak enerji kaybı modellenmiştir.

Anahtar kelimeler: Dalga kırılması, hidrolik sıçrama, plunging tipi kırılma, dalga enerjisi, surf bölgesi, dalga mekaniği.

ABSTRACT

In this study, a theoretical model concerning plunging breaker and hydraulic jump has been developed. This experimental study was carried out in two phases which of the first was made in a water channel. Slope of the channel was adjusted manually to be modified. Plunging breaker was simulated by applying jets with different angles to the toe of the hydraulic jump in the modified channel horizontal and sloping type. Cases of free jump and jumps with jets were analyzed by image processing technique with a high speed SVHS camera. According to the results of the experiment, new information related to breaking, flow structure formed by jet current and also energy loss caused by these effects was obtained. The theoretical model was improved by making some necessary modifications in the Strip Integral Method applied for free jump. Comparing the experimental data with the results obtained from theoretical model, the model's results and experimental data had been found to be sufficient each other.

In the first phase of the study, it was observed from the data concerning hydraulic jump that the jump length shortened and energy loss increased due to the jet applied to the toe of the jump.

The second phase of the study was carried out in a wave channel for different cases. In this phase, new information was obtained about the impact of the plunging jet during the wave breaking and about the structure of the breaking wave formed afterwards. Image processing technique was used to obtain the new information in this phase. The amount of energy loss during the wave breaking and two-phase current structure were explained. In the other case, the energy loss was determined by measuring the force caused by the plunging jet's impinging with a load cell. The energy loss and the correlation between surf parameter and deep-water wave steepness were explained in the second case.

In order to make an analogy with plunging breaker, the change of energy loss respect to free jump has been investigated. It can be considered that the free jump simulates the spilling breaker, and also the jump with jet simulates the plunging breaker. In case of the jet application, the energy loss at small upstream Froude numbers is much greater at an amount of 60%. As the Froude numbers increases loss decreases as 20%. The energy loss at free jump case with big Froude number in the sloping channel is greater than in the horizontal channel because of the momentum balance becoming from the constant jet flow.

The variation of the energy loss becoming from either hydraulic jump with jet or plunging breaker has been investigated by theoretical and experimental means. It was determined that the plunging jet in plunging breaker and the jet applied with hydraulic jump analogy had a contribution to the energy loss in flow since the turbulent flow structure caused by the impinging jet has increased the energy loss.

In this study, the amount of the energy loss related to the flow conditions approaching in hydraulic jump analogy was determined as 45%. The energy loss formed by the wave breaking has ranged between 60-80 % according to wave conditions, whereas 45-55 % of the energy loss was due to the impinging of the plunging jet.

In conclusion, the energy loss has been modeled by explaining the similarity between hydraulic jump and the structure of the current formed during wave breaking.

Key Words: Wave breaking, Hydraulic jump, Plunging breaker, Wave energy, Surf zone, Wave Mechanics.

1. GİRİŞ

Dalga kırılması olayının mekanizması bugüne kadar tam olarak anlaşılamamıştır. Farklı tiplerde kırılan dalgalardan plunging tipi kırılma gerek yarattığı büyük ölçekli türbülans yapısı gerekse kıyı ve açık deniz yapılarına uyguladığı büyük dalga yükleri açısından en kritik olanıdır.

Plunging dalga kırılması sırasında oluşan jet dalga ön cephesine çarpmasıyla önemli miktarda enerjisini harcamaktadır. Plunging noktasından sonra oluşacak bore karakter olarak hidrolik sıçramaya benzemektedir.

Hidrolik sıçrama, sel rejiminden nehir rejimine geçişte büyük ölçekli türbülans yapısıyla birlikte önemli miktarda enerji kaybının meydana geldiği bir akım yapısıdır.

Bu çalışmada, plunging tipi kırılan dalga sırasında oluşan bore'un hidrolik sıçrama sırasında oluşan çevriye benzeşmesinden hareket edilerek, çevrinin hemen topuğuna uygulanacak bir jetin, plunging jet ile benzeşeceği düşünülmüş ve Strip İntegral Metodu ile nümerik çözüm gerçekleştirilmiştir. Geliştirilen nümerik modelde, yatay ve ters eğimli kanalda oluşan serbest sıçramanın topuğuna 30°, 45° ve 60° derecelik açılarda jetler uygulanmıştır. Elde edilen sonuçlar gerek hidrolik sıçrama açısından gerekse plunging tipi kırılma açısından değerlendirilmiştir.

Ayrıca, dalga kırılması ile ilgili olarak bir dalga kanalında deneyler yapılarak, kırılma sırasında harcanan enerji miktarı belirlenmiştir.

Çalışma, giriş bölümü ile birlikte toplam altı bölümden oluşmaktadır. İkinci bölümde konu ile ilgili teori ve daha önce yapılmış çalışmalar sunulmuştur. Üçüncü bölümde hidrolik sıçrama analogisini içeren nümerik model çalışması verilmiştir. Dördüncü bölümde deneysel çalışmalar izah edilmiştir. Beşinci bölümde elde edilen nümerik ve deneysel çalışma sonuçları bir arada değerlendirilerek verilmiştir. Altıncı bölümde ise çalışmadan elde edilen sonuçlar toplu halde özetlenmiştir.

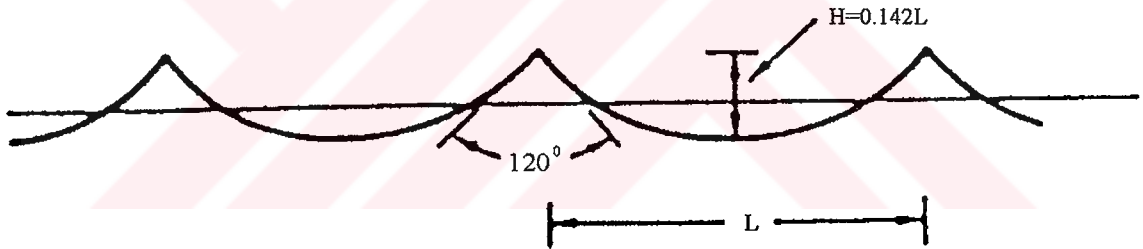
2. TEORİ ve KONU İLE İLGİLİ ÇALIŞMALAR

2.1 Dalga Kırılması

Maksimum dikliğe erişmiş derin suda ilerleyen dalgaların maksimum yükseklikleri dalga formunun bozulmayacağı son bir limit değere sahip olabilir. Eğer limit dalga dikliği aşılsa dalga kırılması meydana gelir ve enerjisinin bir kısmı harcanır. Kısaca derin su dalga kırılması olayı maksimum diklik sınırının aşılması demektir (Yüksel vd., 1998) (Şekil 2.1). Teorik çalışmalar sonucunda, derin suda maksimum diklik sınırı;

$$\frac{H_0}{L_0} = 0.142 \approx \frac{1}{7} \quad (2.1)$$

aşıldığında kırılma olayı meydana gelir. Bu durumda dalga tepe açısı 120° olmaktadır. Bu limit dikliğe, dalga sırtındaki su partiküllerinin hızlarının dalga yayılma hızına eşit olduğunda erişilir. Su partiküllerinin hızlarının dalga yayılma hızını aşmasıyla dalga daha da dikleşir ve dalganın formu bozulur.



Şekil 2.1 Derin suda limit dalga dikliğine sahip dalga

Sığ suda ilerleyen dalgalar derinliğin azalmasından dolayı taban etkisini hissetmeye başlarlar. Dalga periyodunun değişmeden kalmasına rağmen, dalga boyları kısalır, dalga yayılma hızı azalmaya başlar, dalga tepeleri sıklaşmaya başlar, tabana yakın su partiküllerinin hareketleri yüzeydekilere nazaran gecikir, dalga yükseklikleri artmaya başlar, dalga tepesindeki su partiküllerinin hızları dalga yayılma hızına hemen hemen eşit olur ve dalga maksimum yüksekliğine ulaştığında stabilitesi bozulur. Böylece kırılma olayı meydana gelir.

Sığ suda dalga kırılmasıyla ilgili ilk bağıntı, dalgaların sığ suda kırılmadan önce dalga formlarının soliter dalgaya uyduğu kabul edilerek verilmiştir. Bu dalga için kırılma bağıntısı

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.78 \quad (2.2)$$

ile verilmiştir (Munk, 1949). Burada H_b ve h_b sırasıyla kırılan dalğanın yüksekliği ve kırılma derinliğidir.

Yapılan araştırmalar neticesinde, deniz taban eğiminin dalga kırılmasında etkin bir faktör olduğu tespit edilmiştir. Bu konuda bazı araştırmacılar kırılma derinliği (h_b) ile kırılma anındaki (maksimum dalga yüksekliği) dalga yüksekliğinin (H_b) hesaplanması için bazı bağıntılar vermişlerdir. Bunlardan en önemlisi ABD Ordu Mühendisliği (US Army Corps of Engineers) tarafından CERC (1984)'de verilmiştir.

$$\frac{H_b}{h_b} = b - a H_b / g T^2 \quad (2.3)$$

Burada,

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

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

s deniz taban eğimi ve e (=2.71) napier sayısıdır. Bu bağıntıdan görüldüğü gibi dalga kırılması derin su dalga dikliğine ve taban eğimine bağlıdır. Sığ suda üç tip kırılma tariflenmiştir (Şekil 2.2). Bunlar aşağıda verilen boyutsuz surf parametresi ile sınıflandırılmıştır.

$$\xi = \frac{s}{(H_0/L_0)^{0.5}} \quad (2.4)$$

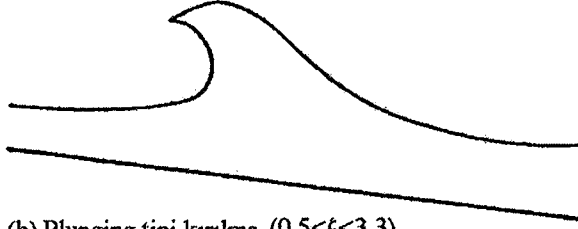
1- Spilling tipi kırılma $\xi < 0.5$

2- Plunging tipi kırılma $0.5 < \xi < 3.3$

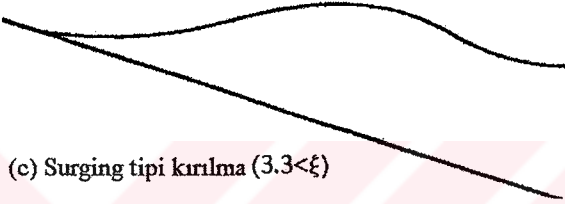
3- Surging tipi kırılma $3.3 < \xi$



(a) Spilling tipi kırılma ($\xi < 0.5$)



(b) Plunging tipi kırılma ($0.5 < \xi < 3.3$)



(c) Surging tipi kırılma ($3.3 < \xi$)

Şekil 2.2 Kırılma tipleri

Spilling tipi kırılma: Rölatif olarak dik dalgalar ve/veya rölatif olarak daha yatay bir taban halinde meydana gelen kırılma tipidir. Su derinliğinin azalmasıyla dalga tepesi sivrileşir, su yüzeyi köpürür. Kırılma henüz dalga tepesinin simetrik olduğu kıyıdan daha açık mesafede meydana gelir ve dalga cephesinde oluşan köpürme ile birlikte vorteks oluşur. Ancak bu durumda cephenin ön tarafında bulunan çukurda bozulma meydana gelmez (Yüksel vd., 1998).

Plunging tipi kırılma: Taban eğimi rölatif olarak biraz daha büyüktür ve dalga dikliği spilling tipi dalgalara göre daha küçüktür. Kırılmadan sonra dalga kıvrılarak dalga cephesinin önündeki çukura bir su jeti şeklinde çarpar (plunging jet) ve dalga cephesinde büyük ölçekli vorteksler meydana gelir. Plunging noktasından sonra kıyı çizgisine doğru “bore” olarak adlandırılan dalgalar meydana gelir ancak bunlar tam olarak periyodik karakterde değildir (Yüksel vd., 1998).

Surging tipi kırılma: Büyük eğimli taban üzerinde basık dikliğe sahip dalgaların yaklaşması durumunda meydana gelir. Kırılma miktarı küçüktür ve kıyı çizgisine yakın oluşur, yansıma miktarı büyüktür (Yüksel vd., 1998).

Dalga sapma hesaplarının detaylarına girmeksizin yani kıyı eğimini dikkate almadan sadece açıktan gelen dalgaya göre dalganın kırılma bölgesinde derinlik ve dalga yüksekliği arasında ilişki kurmak mümkündür. Soliter dalgaya göre dalga yayılma hızıyla hareket eden eksen takımı dikkate alındığında bu dalganın profili (Novak vd., 1996)

$$\eta/H = \operatorname{sech}^2 \left[(3H/h)^{1/2} (x/2h) \right] \quad (2.5)$$

dır.

Enerjinin korunumundan, Soliter dalganın ihtiva ettiği enerji, derin su şartlarındaki dalganın enerjisine eşittir ve potansiyel enerjinin iki katıdır. Dalga sırtı boyunca birim uzunlukta soliter dalganın enerjisi

$$\begin{aligned} E_s &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \rho g \eta^2 dx \\ &= 2 \times 2\rho \frac{gH^2}{2} \int_0^{\infty} \operatorname{sech}^4 \left[\left(\frac{3H}{h} \right)^{1/2} \frac{x}{2h} \right] dx \\ &= \frac{8\rho g}{3\sqrt{3}} (Hh)^{3/2} \end{aligned}$$

olarak elde edilir. (2.2) kullanılarak yukarıdaki ifade

$$E_s = \frac{11.6}{3\sqrt{3}} \rho g H_b^3 \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. Tek bir dalga uzunluğu boyunca gelen dalganın birim genişlik için enerjisi

$$E_s = \frac{1}{8} \rho g H_0^2 L_0 \quad (2.7)$$

şeklindedir. (2.6) ve (2.7) ifadelerinden hareketle

$$(H_b/H_0) = 0.38 (H_0/L_0)^{-1/3} \quad (2.8a)$$

ve

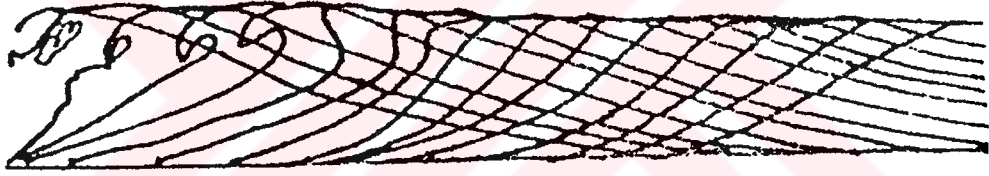
$$(h_b/H_0) = 0.49 (H_0/L_0)^{-1/3} \quad (2.8b)$$

denklemleri elde edilir. Bu iki ifadeden faydalanılarak H_0 , L_0 derin su şartlarına bağlı olarak kırılma noktasındaki H_b , h_b kolayca bulunur.

Dalgalarda meydana gelen kırılma, deniz yapıları üzerinde etkili olacak kuvvetler açısından da oldukça önem taşımaktadır (Yüksel ve Narayanan, 1991, 1994a; 1994b).

Dalga kırılması surf bölgesindeki hareketli deniz tabanı üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Deniz tabanında meydana gelen yığılma ve erozyon neticesinde taban batimetrisinin değişmesiyle meydana gelecek kum eşiği nedeniyle dalga bu eşik üzerinde kırılarak daha açığa taşınabilecektir. Bu nedenden dolayı dalganın ilk ve son olmak üzere iki farklı kırılma noktası oluşabilmektedir. Yani kırılan dalga kıyıya doğru ilerlerken artan derinlikle yeniden toparlanabilmekte ve sonra tekrar azalan derinlikle birlikte kırılabilmektedir.

Şekil 2.3'den görüldüğü gibi dalgalar kırılma noktasından sonra ön tarafındaki dalga çukuruna doğru, özellikle plunging tipi kırılmada, bükülerek düşey bir jet görünümünde çarparak oldukça şiddetli türbülanslı bir akım yapısına neden olurlar. Bu çarpma noktası “plunging noktası” olarak isimlendirilir. Bu anda dalga, enerjisinin büyük bir kısmını harcar. İşte bu nedenden dolayı plunging tipi dalgalar enerjinin en fazla harcandığı dalgalardır. Dalga kırılması deniz taban hareketinde son derece önemli bir faktördür.

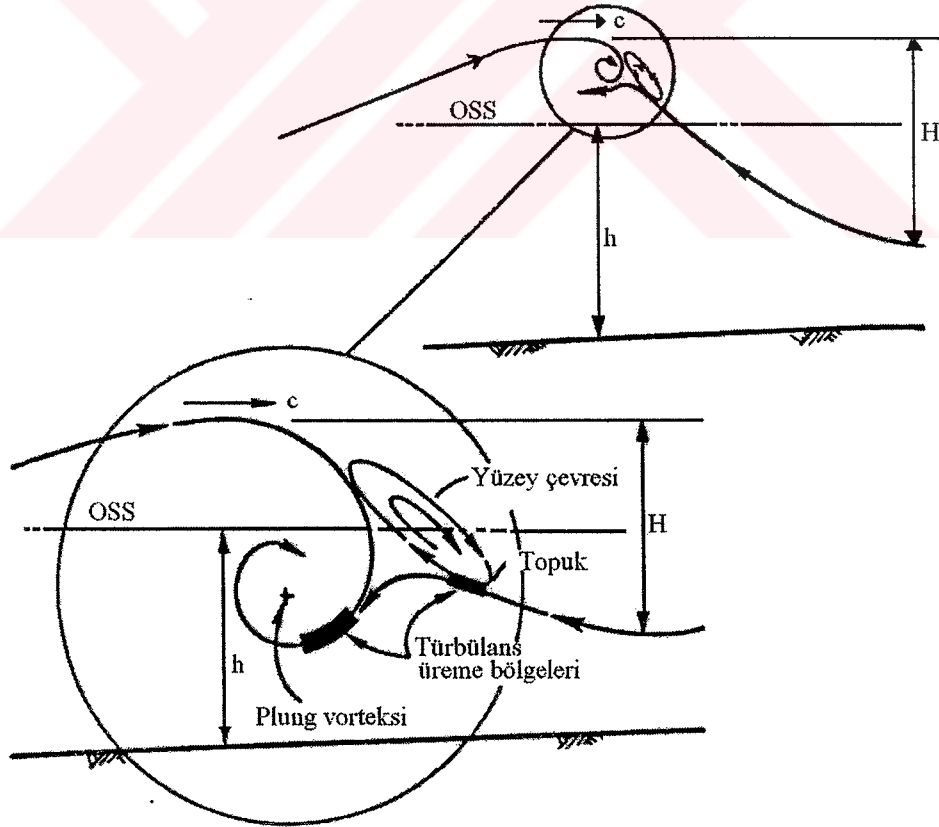


Şekil 2.3 Kırılma profilinin zamanla değişimi

Enerjinin en fazla harcandığı ve deniz yapıları üzerinde önemli şok kuvvetler uygulayan plunging tipi kırılma araştırmacıların ilgisini çekmiş ve Basco (1985), Nadaoka ve Kondoh (1982) ve Nadaoka vd. (1988) gibi araştırmacılar tarafından detaylı bir biçimde incelenmeye çalışılmıştır. Plunging tipi kırılma su kütlesinde oldukça kuvvetli çalkantı meydana getirmektedir. Kırılma sırasında meydana gelen plunging jet dalga cephesinin önündeki çukura çarparak bir seri çevrinin oluşmasına sebep olur böylece dalga yüksekliği hızla azalır. Plunging noktasındaki dalga yüksekliği kırılma noktasındaki dalga yüksekliğinin yaklaşık %60'ı kadardır (Yüksel ve Narayanan, 1994a). Her çevri ileri ve geriye doğru taban üzerinde kuvvetli bir karışımına sebep olacak şekilde hareket eder. Bu çevrilerin kıyı çizgisine doğru olan ilerleme hızları, meydana gelecek bore hızından daha küçüktür ve bu yüzden çevriler bore dalgasının arka tarafında hareket eder. Bunlar burada büyüyerek ihtiva ettikleri hava kabarcıklarından kaçışların başlamasıyla su yüzüne doğru çıkarlar. Bu olaylar kıyıya doğru yayılan bore dalgasının içinde meydana gelecektir (Şekil 2.4).

- 4) Plunging jetin yer çekimi ve momentumun etkisiyle dalga çukurunda derinlere doğru nüfuz etmesi ve bu bölgede suyun ileri ve geriye doğru hareketlenmesi. Böylece Şekil 2.6'da görülen bükülen dalga tepesinin dönerek bir vorteks oluşturması (plunger vorteks),
- 5) Vorteks sırasında hapsedilen havanın kabarcıklar halinde dalga sırtından köpürerek dışarıya püskürmesi,
- 6) Jetin çarpmasıyla bozulan su yüzeyinde hidrolik sıçramaya benzer dalgayla birlikte ilerleyen dalganın cephesinde ikinci bir çevrinin oluşması, bore'un gelişimi veya başlaması,
- 7) Plunging vorteksin boyutunu artırarak ters istikamette yeni gelen dalganın cephesine doğru kayması şeklinde sıralanmıştır.

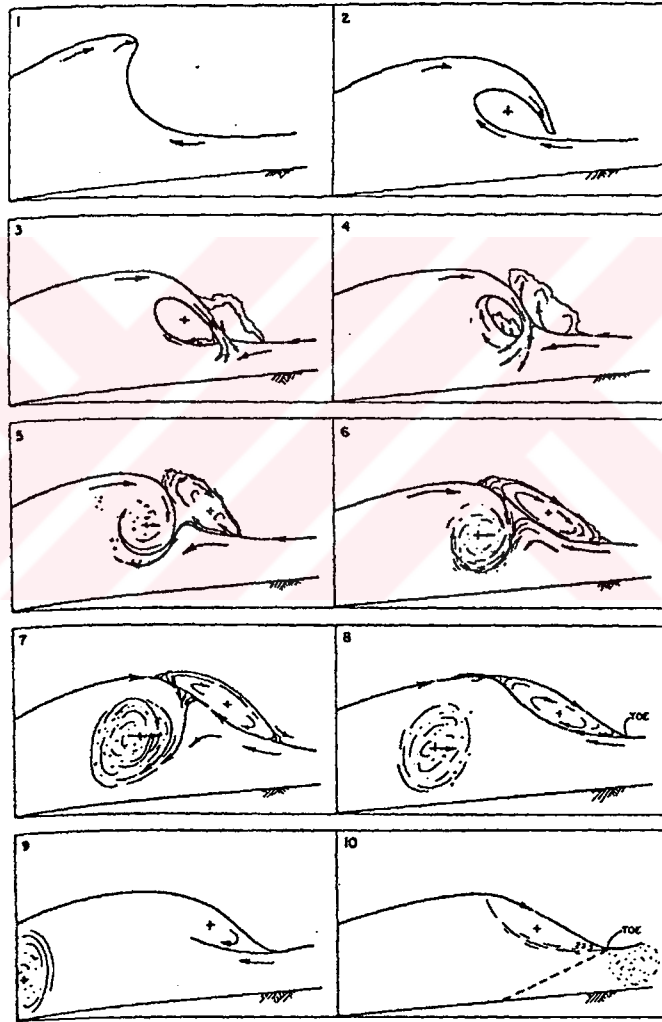
Bu olaylar zinciri Şekil 2.7'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.6 Spilling ve plunging tipi kırılmalar için suyun hareketi (Basco, 1985)

Spilling tipi kırılma için benzeri olayların meydana geldiği ancak oluşan vortekslerin şiddetinin göreceli olarak az olduğu belirlenmiştir.

Bilindiği gibi doğada dalgalar düzenli görünümde değildir. Kıyıya farklı periyotlu ve dalga yükseklikli dalgalar rasgele bir biçimde yaklaşır. Düzenli yani aynı periyot ve diklikli dalgaların yaklaşması halinde dalgalar tek bir derinlikte (kırılma hattı) hemen hemen sabit bir dalga yüksekliğine sahip olarak kırılırlar. Ancak düzensiz dalga durumunda yukarıda açıklanan düzenli dalgalarda ifade edildiği gibi sabit bir kırılma derinliği tariflenemez (Yüksel vd., 1998).



Şekil 2.7 Kırılan dalgada zincirleme olaylar (Basco, 1985)

Bu durumda daha büyük dalgalar daha açıkta, yüksekliği daha az olanlar ise kıyı çizgisine daha yakın derinliklerde kırılırlar. Böylece kırılmış ve henüz kırılmamış dalgaların bir uzamsal dağılımı söz konusu olur.

Düzensiz dalgaların meydana getirdiği bu karmaşık durum genellikle “ortalama bir kırılma hattı”nın tanımlanmasıyla üstesinden gelinmeye çalışılmıştır. Bu hat maksimum dalga yüksekliğinin (H_s veya H_{rms}) meydana geldiği yerdir ve belirgin kırılma hattı olarak tariflenmektedir.

Laboratuvar ve denizde fiilen yapılan ölçümleri esas alan Thornton vd. (1984) Çizelge 2.1’de gösterilen sonuçları topluca vermişlerdir. Bu tablodan dikliği daha fazla olan dalgaların daha basık olanlara nazaran daha kolay kırıldığı görülmektedir.

Çizelge 2.1 Düzensiz dalga durumunda kritik dalga yüksekliğinin değişimi
(Thornton vd., 1984)

Dalga Dikliği $H_{s,0}/L_0$	Belirgin Kırılan Dalga Yüksekliği Oranı $H_{s,b}/h_b$		
	$\tan\alpha=1/100$	$\tan\alpha=1/20$	$\tan\alpha=1/10$
0.002	0.6	0.7	0.80
0.004	0.6	0.7	0.80
0.006	0.6	0.7	0.80
0.010	0.6	0.7	0.80
0.020	0.5	0.65	0.80
0.040	0.4	0.55	0.70
0.060	0.35	0.50	0.70

Burada $H_{s,b}$ kırılma hattında belirgin dalga yüksekliği, $H_{s,0}$ derin suda belirgin dalga yüksekliği, $L_{s,0}$ derin suda belirgin dalga boyu, h_b kırılma hattında su derinliği ve $\tan\alpha$ (s) deniz taban eğimidir.

Doğrusal batimetri çizgilerinin kıyı çizgisine paralel olması durumunda kırılma hattında su derinliği yaklaşık olarak (2.9) ifadesinden faydalanılarak elde edilebilir.

$$H_b^2 = H_0^2 \left[\frac{c_0}{2n_b c_b} \right] \left[\frac{\cos\alpha_0}{\cos\alpha_b} \right] \quad (2.9)$$

burada b indisi kırılma hattındaki parametreleri tasvir etmektedir. Su derinliğinin rölatif olarak küçük olduğu bölgede (sığ su) kırılma hattı yakınında $n_b \approx 0.95$, $\cos\alpha_b = 0.95$ ve $c_b = (gh_b)^{0.5}$ kabul edilir, böylece

$$H_b^2 = H_0^2 \left[\frac{c_0 \cos \alpha_0}{1.8 g^{0.5} h_b^{0.5}} \right] \quad (2.10)$$

ve

$$h_b = \left[\frac{H_0^2 c_0 \cos \alpha_0}{1.8 (H_b / h_b)^2 g^{0.5}} \right] \quad (2.11)$$

dir.

2.2 Dalga Enerjisi ve Enerji Kaybı Modelleri

Dalga enerjisi birim genişlikte, dalga uzunluğu boyunca su yüzeyi ile taban arasındaki su kütlelerinin toplam enerjisidir. Derin suda, dalga boyunun yarısı kadar derinlikteki bir konuma ulaşan dalganın enerjisinin yarısı potansiyel yarısı kinetik enerji olarak verilir (Yüksel vd., 1998).

Bir dalganın kinetik enerjisi (KE) aşağıdaki integrasyondan elde edilir.

$$KE = \int_{-h}^0 \int_0^L \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) dx dz \quad (2.12)$$

Bu integral belli bir anda birim genişlikteki $dx dz$ hacmindeki bir akışkan partikülünün kinetik enerjisidir. Lineer dalga teorisi kullanılarak partiküllerin yörüngesel hız ifadeleri bu denklemde yerine konulursa, $t=0$ anında kinetik enerji

$$KE = \frac{1}{4} \rho g a^2 L \quad (2.13)$$

elde edilir.

Potansiyel enerji (PE) sakin su seviyesinden (SSS) suyun düşey olarak yer değiştirmesi için yapılan iş olduğuna göre, basitçe

$$PE = \int_0^L \frac{1}{2} \rho g \eta^2 dx \left(= \int_0^L \int_{-h}^0 \rho g z \eta^2 dx dz \right) \quad (2.14)$$

şeklinde elde edilir. η bu ifadede yerine konulup çözümlenirse, birim genişlikte bir dalga uzunluğu boyunca dalganın potansiyel enerjisi

$$PE = \frac{1}{4} \rho g a^2 L \quad (2.15)$$

dir. Toplam enerji (birim genişlikte dalga sırtına paralel bir dalga uzunluğunda)

$$E = KE + PE = \frac{1}{2} \rho g a^2 L \quad (2.16)$$

dir. Potansiyel enerji ile kinetik enerjinin birbirine eşit olması serbest titreşim olayının esasına dayanmaktadır.

Birim genişlikte birim dalga boyunda dalga sırtına paralel toplam enerji (yani birim alanda)

$$E = \frac{1}{2} \rho g a^2 \text{ veya } E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (2.17)$$

dir, buna enerji yoğunluğu da denir.

Dalga'nın potansiyel enerjisi, dalga yayılma hızıyla ileriye yapılan harekete aktarılır, kinetik enerji ise akışkan partiküllerinin dönüş hareketini oluşturur.

Dalga'nın ilerleme istikametinde aktarılan dalga enerjisi miktarı enerji akısı olarak adlandırılır ve basınç kuvvetleri tarafından yapılan işin miktarını gösterir, bu aynı zamanda dalga gücüdür.

$$R = \int_{-h}^0 p^+ u dz \quad (2.18)$$

burada p^+ lineerleştirilmiş Bernoulli denkleminde gz hidrostatik terim hariç verilen basınç ifadesidir. Böylece ($p^+ = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t}$ Bernoulli denkleminde)

$$R = - \int_{-h}^0 \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} u dz \quad (2.19)$$

elde edilir. Yukarıdaki ifadede hız ifadesi yerine konulup integre edilirse

$$R = \frac{1}{2} \rho g a^2 \frac{c}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right] \quad (2.20)$$

elde edilir veya

$$R = \bar{E} c_g \quad (2.21)$$

yazılır ki burada

$$c_g = \frac{c}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right] \quad (2.22)$$

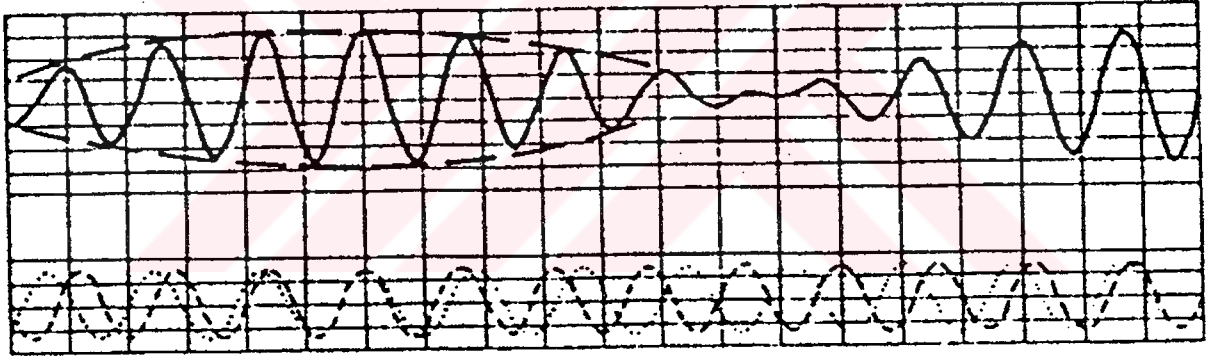
c_g grup hızı olarak isimlendirilir. (2.22)'den görüldüğü gibi derin suda ($kh \rightarrow \infty$) grup hızı $c_g \rightarrow \frac{1}{2} c_0$ ve sığ suda ($kh \rightarrow 0$), $c_g \rightarrow c$ olmaktadır.

$$\text{Grup hızı, } c_g = nc \quad n = \frac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh(2kh)}$$

Derin suda $n=1/2$

Sığ suda $n=1$

Aynı istikamette ilerleyen birbirinden farklı periyoda ve dalga sayısına sahip iki periyodik dalga sisteminin toplanması ile elde edilen dalganın hızıdır (Şekil 2.8).



Şekil 2.8 Grup dalga (Groen ve Dorrestein, 1976)

Surf bölgesi içinde dalga enerji kaybı oldukça büyüktür ve artık bu bölgede ne akışkan partiküllerinin ivmeleri yerçekimi ile karşılaştırıldığında ne de akışkan partiküllerinin hızları yayılma hızı ile karşılaştırıldığında küçük değildir.

Kırılmadan dolayı enerji kaybının modellenmesinde genellikle dört temel kabul yapılmaktadır (Çizelge 2.2). Bu modellere ait açıklamalar Ek 1'de verilmiştir (Massel, 1996).

i-Enerji kaybı üniform akımın iki bölgesini birleştiren bore'un içinde kaybolan enerjiye eşittir (Battjes ve Janssen, 1978).

ii-Enerji kaybı yerel enerji akısı ve stabil enerji akısı arasındaki fark ile orantılıdır (Dally vd., 1985)

iii-Kırılan dalga yüksekliği yerel su derinliği ile orantılı olup orantı katsayısının surf bölgesi boyunca sabit kaldığı kabul edilir.

iv-Enerji kaybı kırılmadan sonra oluşan yüzeysel çevri ile kontrol edilir (Svendsen, 1984).

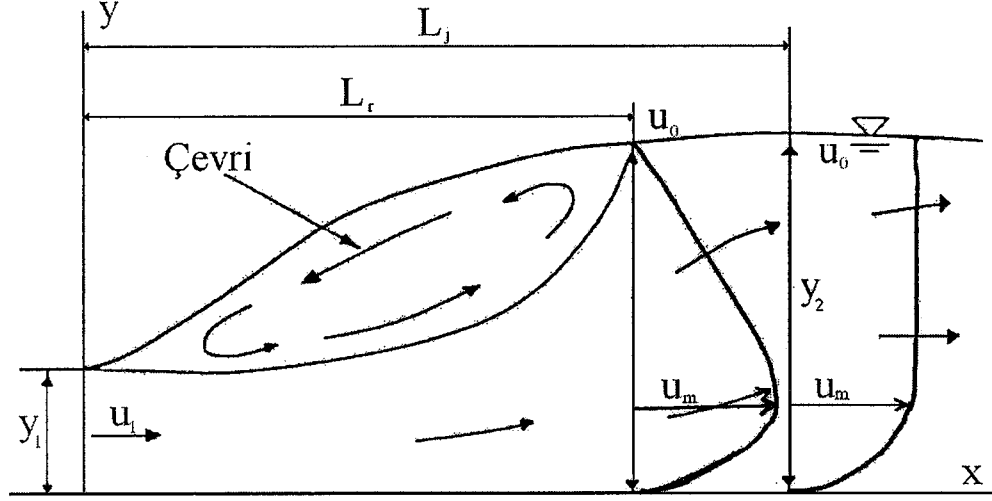
Çizelge 2.2 Enerji kaybı modelleri

Modelin Adı	Yöntem
Periyodik bore yaklaşımı (Battjes ve Janssen, 1978)	- Enerji kaybı üniform akımın iki bölgesini birleştiren bore'un içinde kaybolan enerjiye eşittir. - Dalga kırılmasından dolayı kaybolan enerjinin H_m dalga yüksekliğine ve bu dalgaların Q_b meydana gelme olasılığına bağlı olduğu kabul edilmiştir. - Taban profili ve yaklaşan dalgaya bağlı olarak oldukça geniş uygulama şartına sahip olarak, kırılmadan dolayı rms dalga yüksekliğini yeterince doğru şekilde belirlemektedir.
Enerji akısı modeli (Dally vd., 1985)	- Enerji kaybı yerel enerji akısı ve stabil enerji akısı arasındaki fark ile orantılıdır. - Surf bölgesi içinde $f(H)$ olasılık yoğunluk fonksiyonunun belirlenmesi için enerji akısı modeli kullanılmıştır. - Periyodik bore modelinde olduğu gibi enerji kaybı ifadesi birey dalga enerjisinin azalmasını belirlemektedir.
Yerel su derinliği modeli	- Kırılan dalga yüksekliği yerel su derinliği ile orantılı olup orantı katsayısının surf bölgesi boyunca sabit kaldığı kabul edilir. - Yerel su derinliği modeli limit dalga yüksekliğini belirlemektedir.
Yüzeysel çevri kavramı (Svendsen, 1984)	Enerji kaybı kırılmadan sonra oluşan yüzeysel çevri ile kontrol edilir.

2.3 Hidrolik Sıçrama

Açık kanallarda, sel rejiminden nehir rejimine geçiş hidrolik sıçrama ile meydana gelmektedir. Hidrolik sıçrama esnasındaki akım yapısı; ortama çok miktarda hava girişi, enerji kaybı, yüzey dalgaları ve saçılımlar ile oldukça şiddetli bir türbülanslı yapının gelişmesiyle karakterize edilir. Hidrolik sıçrama sırasında oluşan bu büyük ölçekli türbülans bölgesi çevri bölgesi

olarak adlandırılır. Değişik araştırmacılar (Hoyt ve Sellin, 1989; Long vd., 1991) çevri bölgesindeki, türbülans çevrilerini ve sirkülasyon mekanizmasını net bir biçimde açıklamışlardır (Şekil 2.9).



Şekil 2.9 Hidrolik sıçrama (Günel, 1992)

Şekil 2.9'da yatay kanalda oluşan hidrolik sıçrama gösterilmektedir. Burada y_1 ve y_2 sırasıyla sıçramanın başlangıcında ve sonundaki eşlenik derinliklerdir. L_r çevri uzunluğu olup sıçramanın topuğundan çevrinin bitimine kadar olan mesafedir, yani serbest yüzeydeki hızın sıfır olduğu yerdir, L_j ise sıçrama uzunluğudur, sıçramanın topuğundan hız dağılımının üniform olduğu kesite kadar olan mesafedir, yani sıçrama uzunluğu su yüzeyinin yatay konuma geldiği yere kadar olan mesafedir.

Yatay tabanlı kanallarda hidrolik sıçrama menba Fr_1 sayısına göre şu şekilde sınıflandırılmıştır (Şekil 2.10) (Yüksel, 2000);

$Fr_1 = 1-1.7$ için dalgalı sıçrama,

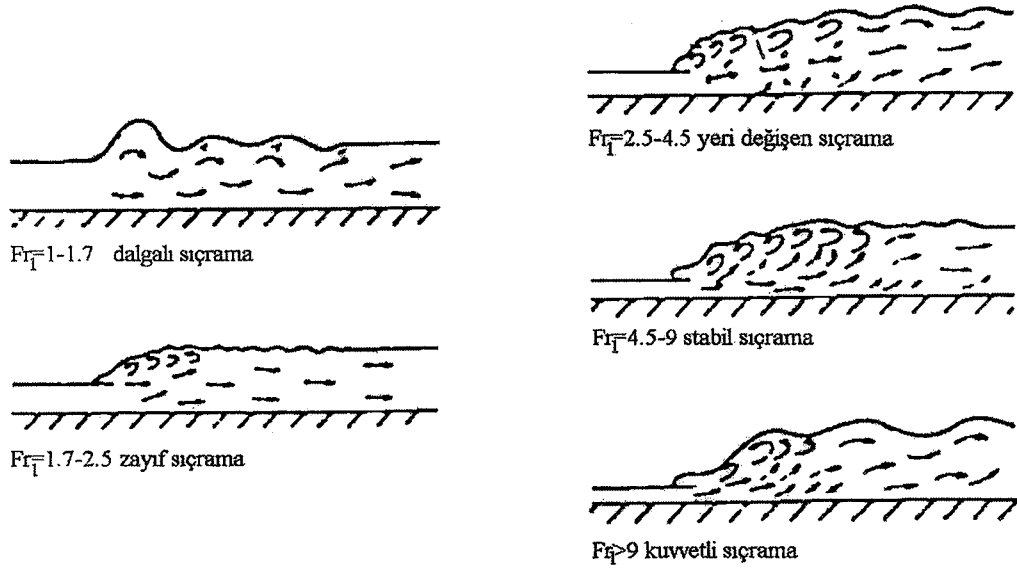
$Fr_1 = 1.7-2.5$ için zayıf sıçrama,

$Fr_1 = 2.5-4.5$ için yeri değişen sıçrama,

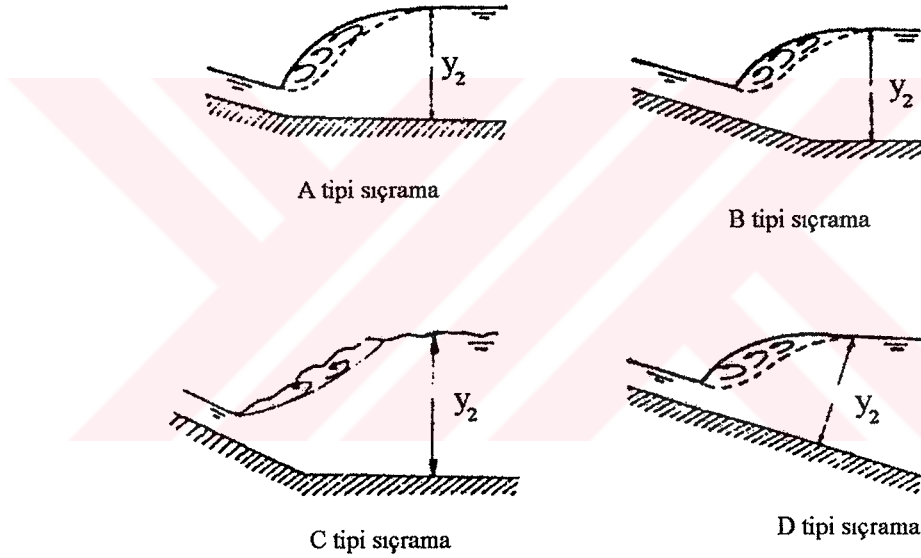
$Fr_1 = 4.5-9$ için stabil sıçrama,

$Fr_1 > 9$ için kuvvetli sıçrama.

Eğimli kanallarda ise hidrolik sıçrama Şekil 2.11'de görüldüğü gibi sınıflandırılmıştır. Akım karakteristikleri ve enerji kaybı sıçrama tipine bağlıdır (Yüksel, 2000).



Şekil 2.10 Yatay kanalda oluşan hidrolik sıçrama tipleri (Yüksel, 2000)



Şekil 2.11 Eğimli kanallarda hidrolik sıçrama tipleri (Günel, 1992)

Hidrolik yapılarda enerji kaybının önemli olmasından dolayı birçok araştırmacı hidrolik sıçrama üzerinde çalışmıştır. Genellikle deneysel araştırmalar hidrolik sıçramanın yapısıyla ilgilidir (Eşlenik derinlikler ve sıçramanın uzunluğu gibi). Hidrolik sıçramanın yapısıyla ilgili ortalama hız dağılımı, türbülans karakteristikleri ve türbülanslı sıçrama altındaki cidar basınç dağılımı araştırılmıştır. Yüzey profili üzerindeki ortalama hız dağılımının etkisi çevri ve sıçrama uzunluğunun hesaplanması için birçok araştırma yapılmıştır.

Rajaratnam (1965, 1967, 1968) hidrolik sıçramanın yapısıyla ilgili çalışmıştır. Hidrolik sıçramanın teorik analizinde momentum ve kütle korunumu prensiplerini esas almıştır. Narayanan (1975), McCorquodale ve Khalifa (1983) ve Madsen ve Svendsen (1983)

tarafından nümerik çalışmalar yapılmıştır. Sıçramanın menba ve mansabında hız dağılımı üniform ve ortalama basınç dağılımı hidrostatik kabul edilmiş ve kanal boyunca kayma gerilmesi ihmal edilmiş, böylece eşlenik derinliklerin oranı Belanger eşitliğiyle aşağıdaki gibi verilmiştir.

$$\frac{y_2}{y_1} = \left(-1 + \sqrt{1 + 8Fr_1^2} \right) \frac{1}{2} \quad (2.23)$$

burada y_1 menbadaki derinlik, y_2 mansapdaki derinlik, Fr_1 menba Froude sayısıdır.

Bakhmeteff ve Matzke (1936), Rajaratnam (1962) ve Rajaratnam ve Subramanya (1968) hidrolik sıçramanın yüzey profilleri üzerinde çalışmışlardır. Bu araştırmacıların deneylerinin çoğu Froude sayısının 4'den büyük değerlerini içermektedir. Rajaratnam (1965) 0.3 m genişliğindeki pürüzsüz bir kanal tabanı için çevri uzunluğunu ölçmüştür. Taban basınç profilinin sıçramanın topuğu hariç ortalama yüzey profiliyle aynı olduğunu bulmuştur. Rajaratnam sıçramanın ortalama profilini aşağıdaki gibi tanımlamaktadır.

$$\frac{y - y_1}{y_2} = A_1 \left(\frac{x}{y_2} \right) + A_2 \left(\frac{x}{y_2} \right)^2 \quad (2.24)$$

burada A_1 ve A_2 Fr_1 'e bağlı katsayılarıdır.

Eğimli kanaldaki hidrolik sıçramada akım yönünde etkili yerçekimi bileşeni problemi oldukça karmaşık hale getirmektedir. Sıçrama profili bilinirse yerçekimi kuvveti sıçramanın geometrisiyle tanımlanabilmektedir. Bu yaklaşım ilk kez Bakhmeteff ve Matzke (1936) tarafından kullanılmıştır.

Wielogorski ve Wilson (1970) taban eğimi 0.01'e eşit olan dikdörtgen kanallarda meydana gelen sıçrama durumunda Rajaratnam ve Subramanya (1968) ve Bakhmeteff ve Matzke'nin analizini geliştirmişlerdir. Araştırmacılar Belanger formunda eşlenik derinlikler için aşağıdaki eşitliği elde etmişlerdir.

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{8\beta Fr_1^2}{\cos \theta - \left(\frac{2f_1 f_2 \sin \alpha}{(f_1 - f_2)} \right)}} \right] \quad (2.25)$$

Burada f_1 ve f_2 profil katsayıları, β hız dağılımı düzeltme faktörü ve α kanal eğimidir.

Hager ve Bremen (1989) hidrolik sıçramada eşlenik derinlik oranında cidar sürtünmesinin etkisini analiz etmişler. Araştırmacılar eşlenik derinlikler y_2/y_1 için açık bir ilişki elde etmişlerdir. y_2/y_1 eşlenik derinlik, Fr_1 menba Froude sayısının, Reynolds sayısının ve giriş oranı $w=y_1/b$ nin fonksiyonu olarak verilmektedir. Cidar sürtünme kuvvetleri nedeniyle, y_2/y_1 değerinin Belanger eşitliğiyle (2.23) verilenden daha küçük bir değer olduğu belirtilmiştir.

Garg ve Sharma (1971) Fr_1 'nin 4'den daha küçük değerleri için sıçramadaki enerji kaybının teorik değerden $(y_1-y_2)^3/4y_1y_2$ daha küçük olacağını göstermişlerdir.

Leutheusser ve Kartha (1972) hidrolik sıçramada giriş şartlarının etkisini araştırmışlardır. Türbülans etkisi ve ortalama hız dağılımı terimlerinin sel rejimi durumunda sıçramanın ortalama akım karakteristikleri üzerindeki etkisinin belirgin olduğunu ortaya koymuşlardır. Hidrolik sıçrama uzunluğu için gelişmekte olan ve tam gelişmiş akım olmak üzere iki akım şartı göz önüne alınmıştır. Gelişmekte olan akıma ait sıçrama tipi gelişmiş kısımdan daha kısa olmakta ve daha yüksek sürtünme direncine maruz kalmaktadır. Gelişmiş akımdaki sıçramanın L_j/y_2 uzunluğu, gelişmemiş akımdaki sıçramadan %35 daha büyük olduğunu bulmuşlardır.

Sarma ve Newnham (1973) $Fr < 4$ için hidrolik sıçramayı araştırmışlardır. L_j/L_r oranının 1.3'e eşit olduğunu bulmuşlardır. Hidrolik sıçramada duvar basınç çalkantıları yapısal rezonans veya kavitasyon gibi mekanizmayla düşü havuzlarının tabanında çok büyük zarara neden olacağını göstermişlerdir (Khader ve Elango, 1974). Khader ve Elango (1974) klasik hidrolik sıçramanın tabanında basınç çalkantılarının istatistiksel karakteristikleri üzerinde çalışmışlardır. Araştırmacılar basınç çalkantısının maksimum yoğunluğunun $\sqrt{p'^2} / (0.5\rho u_1^2) = 0.085$ sıçramanın topuğundan $x/y_1=8$ ile $x/y_1=12$ arasında meydana geldiğini göstermişlerdir.

Resch ve Leutheusser (1972) hidrolik sıçramada Reynolds gerilmelerini ölçmüşlerdir. Deneylerinde hot-film anemometresi kullanmışlardır. Resch vd. (1974) ve Dhaimat (1986) hidrolik sıçramanın iki fazlı yapısını dikkate alarak türbülans çalkantılarını ölçmüşlerdir. Rajaratnam ve Murahari (1974) eğimli kanalda sıçramanın karakteristiklerini araştırmışlardır. Hız dağılımlarını boyutsuz formda ifade etmişlerdir.

Hidrolik sıçramanın hidrodinamik yapısı genelde yatay tabanlı kanallar dikkate alınarak incelenmiştir, çok az çalışmada kanal tabanı eğimli olarak dikkate alınmıştır. Gerek yatay ve gerekse eğimli kanalda hidrolik sıçramanın modellenmesine ait başlıca araştırmalar Çizelge 2.3'de özetlenmiştir. Bu modellere ait açıklamalar Ek 2'de verilmiştir.

Çizelge 2.3 Hidrolik sıçrama modelleri

Model adı	Yöntem
Narayanan (1975)	• Yatay kanal • Strip İntegral Metodu • Sıçrama türbülanslı duvar jetine benzeştirilmiş • Akımın değişik seviyelerindeki kayma gerilmeleri bilinmektedir. • İntegral momentum ve süreklilik denklemlerinden akış yönündeki ortalama hız derinlik ve yüzey hızı bulunur.
McCorquodale ve Khalifa (1983)	• Yatay kanal • Hidrolik sıçramadaki türbülanslı basınç çalkantılarının etkisinin küçük Fr sayılarında ihmal edilebileceğini, büyük Froude sayılarında önemli olduğunu belirtmişlerdir. • Hidrolik sıçramada hava girişinin sıçrama formunun hesaplanmasında küçük bir faktör olduğunu göstermişlerdir. • Türbülans basıncı ve hidrostatik basınç dağılımının sapması ve hava girişi için Narayanan'ın Strip İntegral Metodunu dikkate almışlardır. • Model; çevri uzunluğu, sıçrama uzunluğu, hız dağılımı, su yüzeyi profili ve tabandaki basınçla ilgili oldukça iyi sonuçlar vermektedir.
Ohtsu ve Yasuda (1991)	• Eğimli kanal • B tipi sıçrama • Deneysel olarak maksimum ortalama hızın kanaldaki etkisi araştırılmış • B tipi sıçrama için menba ve mansap derinlikleri arasında ilişkiyi tanımlayan bir bağıntı elde edilmiştir.
Günel ve Narayanan (1996)	• B tipi eğimli kanalda hidrolik sıçramanın ortalama akım karakteristiklerini belirleyebilmek için teorik model • 0-0.1 arasında değişen küçük eğimli kanallarda meydana gelen hidrolik sıçrama ele alınmış. • Çevri . uzunluğu boyunca ortalama hız profilleri elde edilmiştir. • Strip İntegral Metodu kullanılarak maksimum hız dağılımlarını, çevri uzunluğunu ve yüzey profilini yeterli derecede doğru olarak vermektedir.

2.4 Konu ile ilgili Çalışmalar

Svendsen ve Madsen (1981) hidrolik sıçrama analogisini kullanarak kırılan dalgalarda enerji kaybı dağılımını modellemeye çalışmışlardır. Araştırmacılar, klasik hidrolik sıçrama teorilerinde sıçramanın menba ve mansap kesitlerinde yapılan üniform hız dağılımı ve hidrostatik basınç dağılımı kabullerine karşın, üniform olmayan hız dağılımı yaklaşımı yaparak enerji kaybı için bir ifade türetmişlerdir. Sonuçlar kırılma bölgesi içinde geliştirilmiştir. Ancak klasik hidrostatik basınç dağılımı kabulü bu çalışmada da aynen kabul edilmiştir.

Taban sürtünmesinden dolayı enerji kaybını ihmal ederek, statik basınç kabulüyle hidrolik sıçramanın eşlenik derinliklerinde enerji akılarının yazılmasıyla kaybolan enerji ΔE , klasik sıçramadaki (Belanger ifadesi yardımıyla) enerji kaybına (ΔE_b) göre

$$\frac{\Delta E}{\Delta E_b} = 1 + \frac{\zeta + 1}{(\zeta - 1)^2} \frac{(\beta_1 - \alpha_1)\zeta^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)\zeta - (\beta_2 - \alpha_2)}{\alpha_1\zeta - \alpha_2} \quad (2.26)$$

ifadesi ile tanımlanmıştır. Bu ifadede hız dağılımının etkisi göz önüne alınmıştır. Burada ΔE_b üniform hız dağılımı kabulü yapılarak verilen enerji kaybı

$$\frac{\Delta E_b}{\rho g Q h_1} = \frac{(\zeta - 1)^3}{4\zeta} \quad (2.27)$$

dir, diğer parametreler ise

$\alpha_1, \alpha_2 \left(\equiv \frac{1}{h} \int_0^h \left(\frac{u}{U} \right)^2 dz \right)$ sırasıyla menba ve mansap kesitleri için hız düzeltme katsayıları,

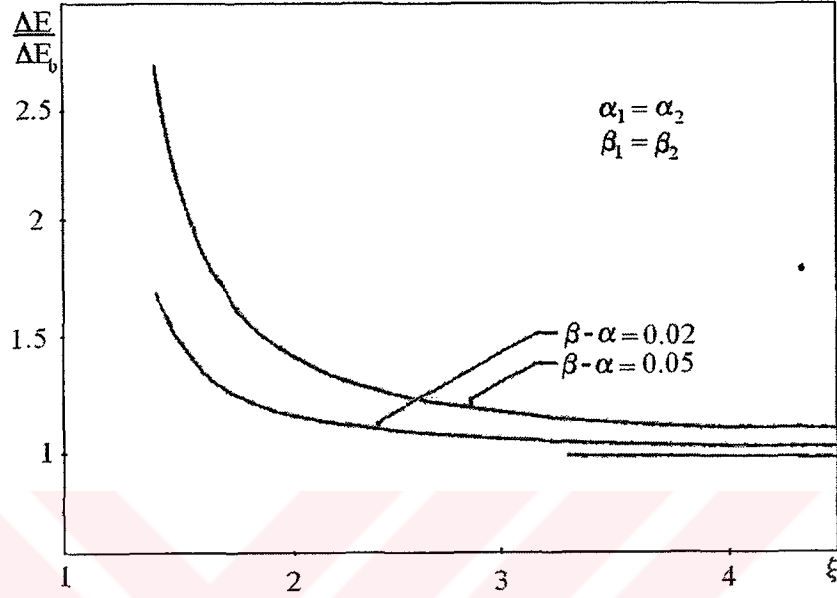
$\beta_1, \beta_2 \left(\equiv \frac{1}{h} \int_0^h \left(\frac{u}{U} \right)^3 dz \right)$ sırasıyla menba ve mansap kesitleri için momentum düzeltme

katsayıları, $\zeta = y_2/y_1$; y_1, y_2 eşlenik derinliklerdir, Q debi, $U = Q/h$, ρ özgül kütle ve g yerçekimi ivmesidir.

1 ve 2 kesitlerinde tam gelişmiş türbülanslı akım için hız profillerinin aynı olduğu düşünülürse enerji kaybı ifadesi ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta$)

$$\frac{\Delta E}{\Delta E_b} = 1 + \frac{(\zeta + 1)^2}{(\zeta - 1)^2} \frac{(\beta - \alpha)}{\alpha} \quad (2.28)$$

şeklini almaktadır. Ancak enerji kaybının 1 ve 2 kesitlerinde α ve β arasındaki farka oldukça bağlı olduğu belirtilmiştir. Şekil 2.12'ye göre enerji kaybı, klasik enerji kaybı ifadesinin (2.27) verdiği değerden daha büyüktür. Özellikle $\zeta=3$ ($Fr \sim 2.45$) değerinde dahi ($\beta-\alpha=0.05$) enerji kaybı klasik teoriye göre %20 daha büyük bulunmuştur.



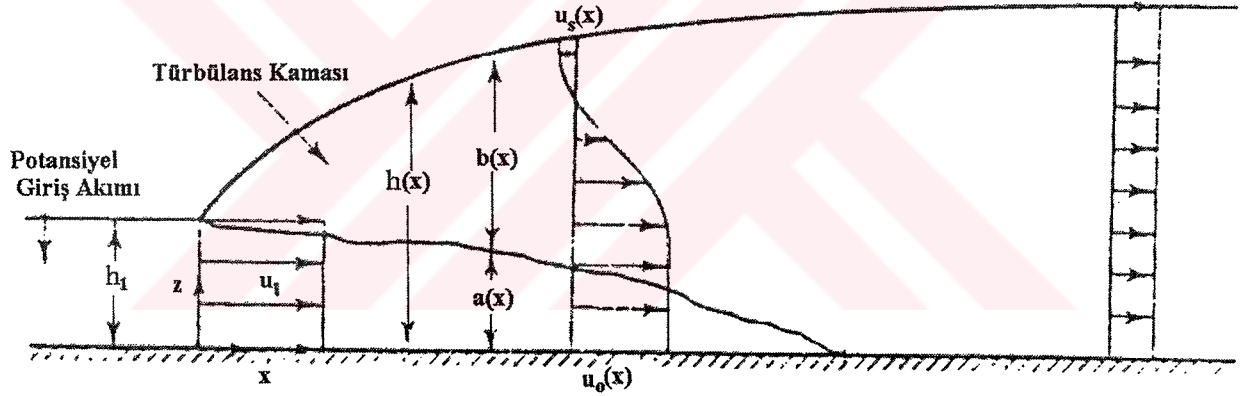
Şekil 2.12 Hidrolik sıçrama için enerji kaybı (Svendsen ve Madsen, 1981)

Benzeri düşünce dalga kırılması için uygulanmaya çalışılmıştır, kararsız ve gittikçe azalan yüksekliğe sahip olan bu periyodik akım aynı hızda hareket eden bir referans düzlemi dikkate alınarak kararlı akım karakterine dönüştürülmüştür. Bu durumda basınç dağılımı statik değildir. Statik olmayan basınç dağılımının etkisi β ve α katsayılarının içinde ifade edilmiştir. Kırılan dalga durumunda kaybolan enerji miktarı ise klasik hidrolik sıçramadaki enerji kaybı (2.27) ile karşılaştırıldığında kırılan dalga sırasındaki enerji kaybının %38 daha fazla olduğu bulunmuştur. Bu sonucun basınç dağılımının statik dağılıma uymamasından kaynaklandığı belirtilmiştir.

Madsen ve Svendsen (1983), kırılmadan sonra oluşan bore ile hidrolik sıçramanın hemen hemen birbirine yakın karakterde akım yapılarına sahip olduklarını belirtmişlerdir. Aralarındaki farkın; (1) hidrolik sıçramanın sel rejiminden nehir rejimine bir geçiş akımını buna karşın bore'un daha derin sudan daha sık bir sakin su bölgesine yayılan bir geçiş akımını temsil ettiğini, (2) Bore'un ön cephesinde daha zayıf bir sınır tabakası arka tarafında ise daha gelişmiş sınır tabakası ancak hidrolik sıçramada bore'daki gibi gelişen taban sınır tabakasının dışında ön cephesinde oldukça gelişmiş yüzey sınır tabakası gelişimleri olduğunu

belirtmişlerdir. Araştırmacılar her iki akımda da taban sınır tabakasının ihmal edilebileceğini buna karşın yüzeydeki türbülanslı sınır tabakasının daha etkin biçimde dikkate alınması gerektiğini belirtmişlerdir. Çalışmalarında bore ve sıçrama akımlarını tanımlayan basit bir türbülans modeli kullanarak kayma gerilmelerini ve enerji kaybının belirlenmesini amaçlamışlardır. Araştırma, gözlem sonuçlarıyla teorik verilerin birbiriyle uyumlu olduğunu göstermiştir.

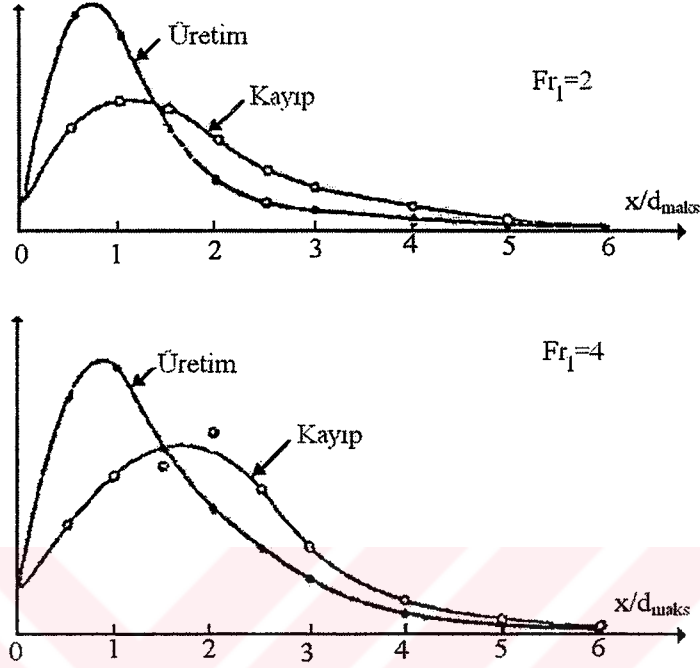
Madsen ve Svendsen (1983) bore için geliştirmiş oldukları teorik modelde basınç dağılımının hidrostatik basınç dağılımına uyduğunu kabul etmişler ve bu basınç dağılımında meydana gelecek sapmanın da yatay momentum dengesine etkisinin çok az olacağını göstermişlerdir. Ayrıca yüzeyde gelişen türbülanslı bölgenin tabana doğru gittikçe gelişerek tüm derinliği kapladığını belirtmişlerdir. Hız dağılımlarının türbülanslı bölgenin dışında derinlik boyunca sabit olduğu gibi, türbülansın akımın tüm derinliğini kapladığı çevrinin bitiminden sonraki bölgede de üniform olduğu varsayılmıştır (Şekil 2.13).



Şekil 2.13 Dikkate alınan akımla ilgili tanımlamalar (Madsen ve Svendsen, 1983)

Ayrıca taban sınır tabakasının ihmal edilmesi dolayısıyla taban kayma gerilmeleri de dikkate alınmamıştır. Araştırmacılar basitleştirilmiş $k-\epsilon$ türbülans modelini kullanarak akım alanına ait hız ve kayma gerilmesi dağılımlarını belirlemişlerdir. Bore tarafından üretilen türbülansın çevri uzunluğunun birkaç katı kadarı mansap bölgesinde harcandığını belirlemişlerdir. Bu nedenle modeldeki türbülans kinetik enerjisinin bore bölgesinde denge içersinde olmadığını kabul etmişlerdir (Şekil 2.14). Şekil 2.14'den görüldüğü gibi Fr_1 sayısı arttıkça çevri içersindeki enerji kaybı da artmaktadır. Bore yüzey profilleri ise ortalama akıma ait enerji denkleminin çözülmesiyle bulunmuştur. Teoriden elde edilen yüzey profilleri ile hidrolik sıçrama için farklı Fr_1 sayılarında yapılan ölçümler karşılaştırıldığında profillerin birbiriyle uyumlu oldukları ve sadece %4 mertebelerinde bir sapmanın meydana geldiği gözlenmiştir.

Ancak araştırmacılar çalışmalarını küçük Fr_1 sayılarında gerçekleştirmişlerdir ($Fr_1^2=3.9$ - $Fr_1^2=8.55$). Çalışmacılar bu sapmanın taban kayma gerilmesinin ihmal edilmesinden kaynaklandığını belirtmişlerdir.



Şekil 2.14 Rouse vd.(1958) ölçümlerine göre k türbülans kinetik enerjisinin üretim ve kayıp değişimleri (Madsen ve Svendsen, 1983)

Stive (1984) küçük eğimli kıyılar üzerinde dalga kırılmasındaki akım alanını hidrolik sıçramaya benzeştirerek izah etmiştir. Bunu, dalga kırılmasında enerji kaybı için hidrolik sıçrama ifadesini kullanarak sağlamıştır. Türbülanslı akımın etkilerini hesaplamada bu formülasyon için bir düzeltme ile elde edilen teorik sonuçlar ve deneysel sonuçlar arasındaki uyumsuzluk ile açıklamıştır.

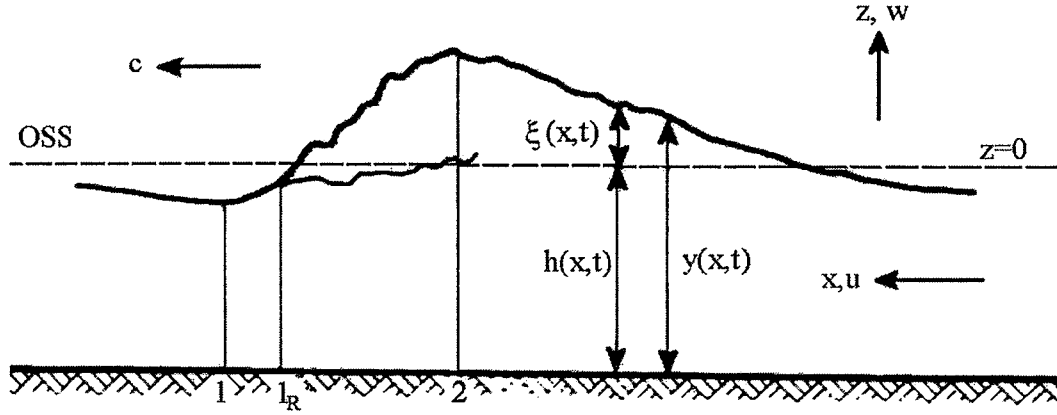
Surf bölgesindeki asıl özelliğin, kırılmadan dolayı artan türbülans nedeniyle dalga yüksekliğinin sönümlenmesi olduğunu belirtmiştir. Araştırmacı bu çalışmada kırılan dalgada ortalama akım ve türbülans karakteristiklerini hidrolik sıçramayla karşılaştırmaktadır. Daha sonra dalga yüksekliğinin sönümlenmesi için basit bir model geliştirmiştir.

Deneyler 55 m uzunluğunda, 1 m genişliğinde ve 1 m yüksekliğinde bir dalga kanalında yapılmıştır. Kanalda su derinliği 0.85 m'dir. Dalgalar 1/40 eğimde kırılmıştır.

Kararlı bore'lar için menba Froude sayısı Fr_1 , aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$Fr_1 = (c + U_{IR}) / (gy_{IR})^{1/2} \quad (2.29)$$

burada c dalga yayılma hızı ve U_{1R} çukur veya menba kesitindeki derinlik boyunca alınan ortalama hızdır. Menba derinliği y_{1R} yüzeyde türbülanslı akımın başlama noktasıdır (Şekil 2.15). Genelde menba derinliği hidrolik sıçrama deneylerinden elde edilmektedir. Böylece Froude sayısı zayıf bore'ların sınıfına ait olan kırılmaları gösteren 1.4-1.6 arasında hesaplanmıştır.



Şekil 2.15 Notasyon ve tanımlamalar (Stive, 1984)

Dalga kırılması sırasında enerji kaybı klasik hidrolik sıçramayla tahmin edilenden %30~50 daha az bulunmuştur. Bu fark momentum türbülanslı akımın etkisiyle açıklanmıştır.

Küçük eğimli kıyı üzerinde kırılan dalga şartları için akım alanı ölçümleri, kırılma, bore ve zayıf hidrolik sıçramanın benzerlikler gösterdiği belirtilmiştir.

Hwung, Chyan ve Chung (1992), surf bölgesi içindeki enerji transferi ve hava kabarcıkları arasındaki ilişkiyi anlamak için, hava kabarcıklarının konsantrasyonu ve hız alanlarının karakteristiklerini araştırmada özel bir teknik kullanmışlardır. Deneysel sonuçlar hava kabarcıklarının konsantrasyon profillerinin düşey doğrultuda hiperbolik, yatay doğrultuda ise eksponansiyel olarak sönümlendiğini göstermiştir. Uygun parametre gruplarıyla, hava kabarcıklarının dağılımı benzer karakteristikler göstermektedir. Kinetik enerjinin çarpma ve hava kabarcıklarının maksimum penetrasyon noktası arasındaki tedrici artışı dışında potansiyel enerji, kinetik enerji ve toplam enerjinin yatay mesafeyle azaldığını belirtmişlerdir. Bu bölgede potansiyel ve kinetik enerji su kütlesine hava kabarcıklarıyla transfer edilmektedir.

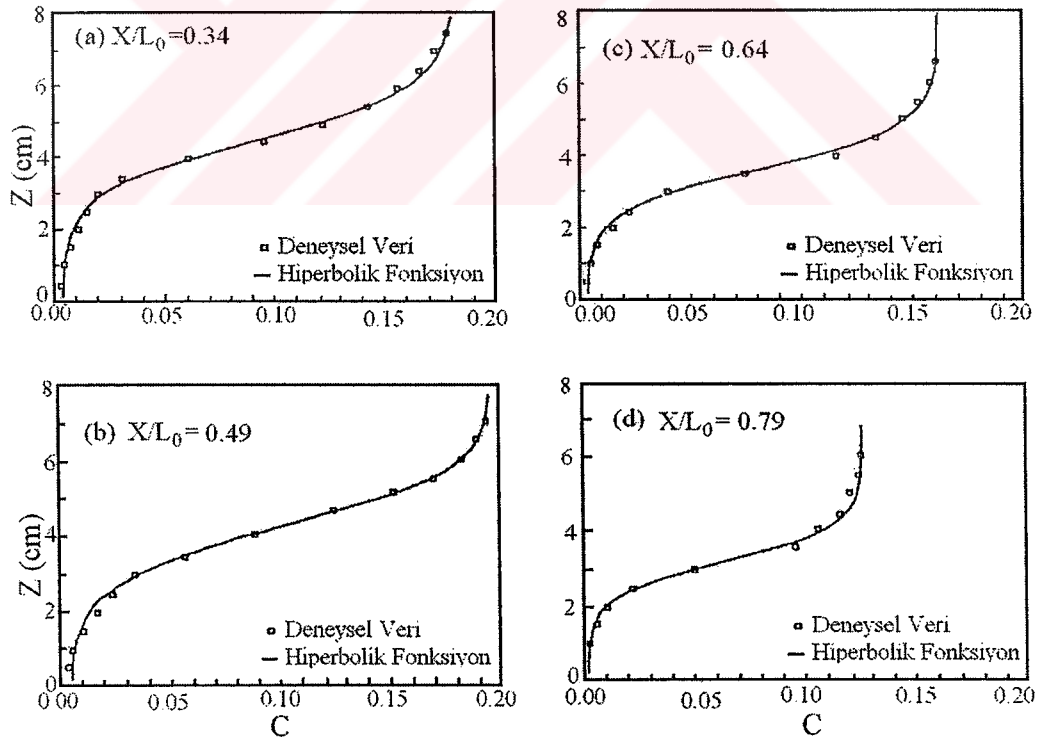
Yapılan ölçümlerden, plunging ve spilling kırılmalar için giren hava kabarcıklarının konsantrasyonunun (C) düşey dağılımı Şekil 2.16 ve 2.17'de gösterilmiştir. Hava kabarcıklarının konsantrasyonu, plunging ve spilling tipi kırılmanın her ikisi içinde hiperbolik

olarak azalmaktadır. Lin ve Hwung (1992) ise plunging tipi kırılmada su kütlesinin oldukça kuvvetli bir şekilde çarpması sonucunda hava kabarcıklarının suya daha fazla girdiklerini göstermişler, plunging tipi kırılmada maksimum konsantrasyonun %18, spilling tipi kırılmada %12'den daha büyük olduğunu belirlemişlerdir. Plunging tipi kırılmada havalandırılmış tabakadaki yüksek konsantrasyon ve hava kabarcıkları oldukça derine nüfuz etmektedir.

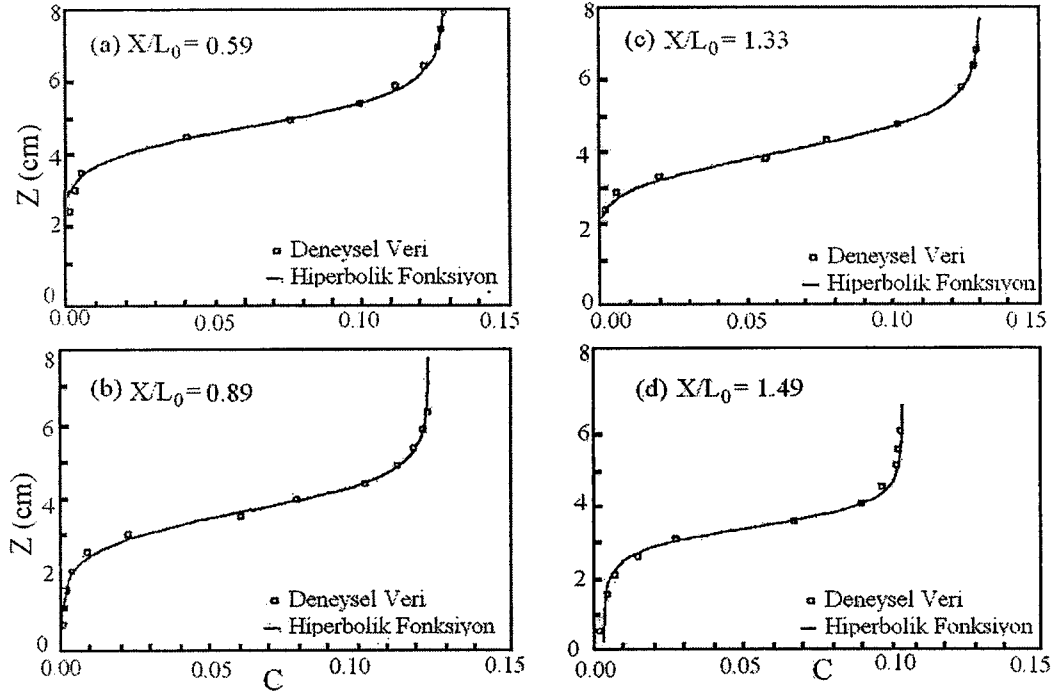
Hava konsantrasyonu için aşağıdaki eşitlik elde edilmiştir.

$$\frac{C}{C_0} = 0.56 \left[\tanh\left(5.36 \frac{Z_a}{\eta^+ + h_a}\right) - 1.56 \right] + 1 \quad (2.30)$$

burada C birim genişlikteki hava kabarcık konsantrasyonu, C_0 sakin su seviyesindeki hava kabarcık konsantrasyonu, η^+ sakin su seviyesi üzerindeki su seviyesidir, h_a hava kabarcıklarının penetrasyon derinliğini göstermektedir. h_a hava konsantrasyon ölçüm sinyallerinin %10 mertebesine düştüğü derinlik, Z_a ise penetrasyon derinliğinden itibaren mesafeyi göstermektedir. Bu çalışmada koordinat eksenini kanal tabanından itibaren dikkate alınmıştır.



Şekil 2.16 Deneyisel olarak ölçülen hava kabarcık konsantrasyonunun düşey dağılımı (plunging tipi kırılma) (Hwung, Chyan ve Chung, 1992)



Şekil 2.17 Deneysel olarak ölçülen hava kabarcık konsantrasyonunun düşey dağılımı (spilling tipi kırılma) (Hwung, Chyan ve Chung, 1992)

Führböter (1970) surf bölgesindeki hava kabarcıklarının potansiyel enerjisini aşağıdaki gibi tanımlamıştır.

$$E_{\text{hava}} = \gamma \frac{h_a^2(x)}{2} \frac{\bar{C}}{1 - \bar{C}} \quad (2.31)$$

Hava kabarcıklarının enerjisine ilaveten kırılan dalganın potansiyel ve kinetik enerjileri (E_p , E_k) aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$E_p = \frac{\gamma}{2} \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2 dt \quad (2.32)$$

$$E_k = \frac{\rho}{2} \int_0^{h+n} \left[\frac{1}{T} \int_0^T (u^2 + w^2) dt \right] dz \quad (2.33)$$

burada γ suyun özgül ağırlığıdır.

Bu tanımlar yardımıyla enerji transferinin değişimi üç kısma ayrılmıştır. Kırılan dalganın çarpma noktasından önce enerjisi hızla azalmaktadır. Çarpma noktası ve maksimum penetrasyon noktası arasında E_{hava} ve E toplamı hemen hemen korunduğundan akım alanındaki enerji kaybı çoğunlukla hava kabarcıklarının potansiyel enerjisine dönüşmektedir.

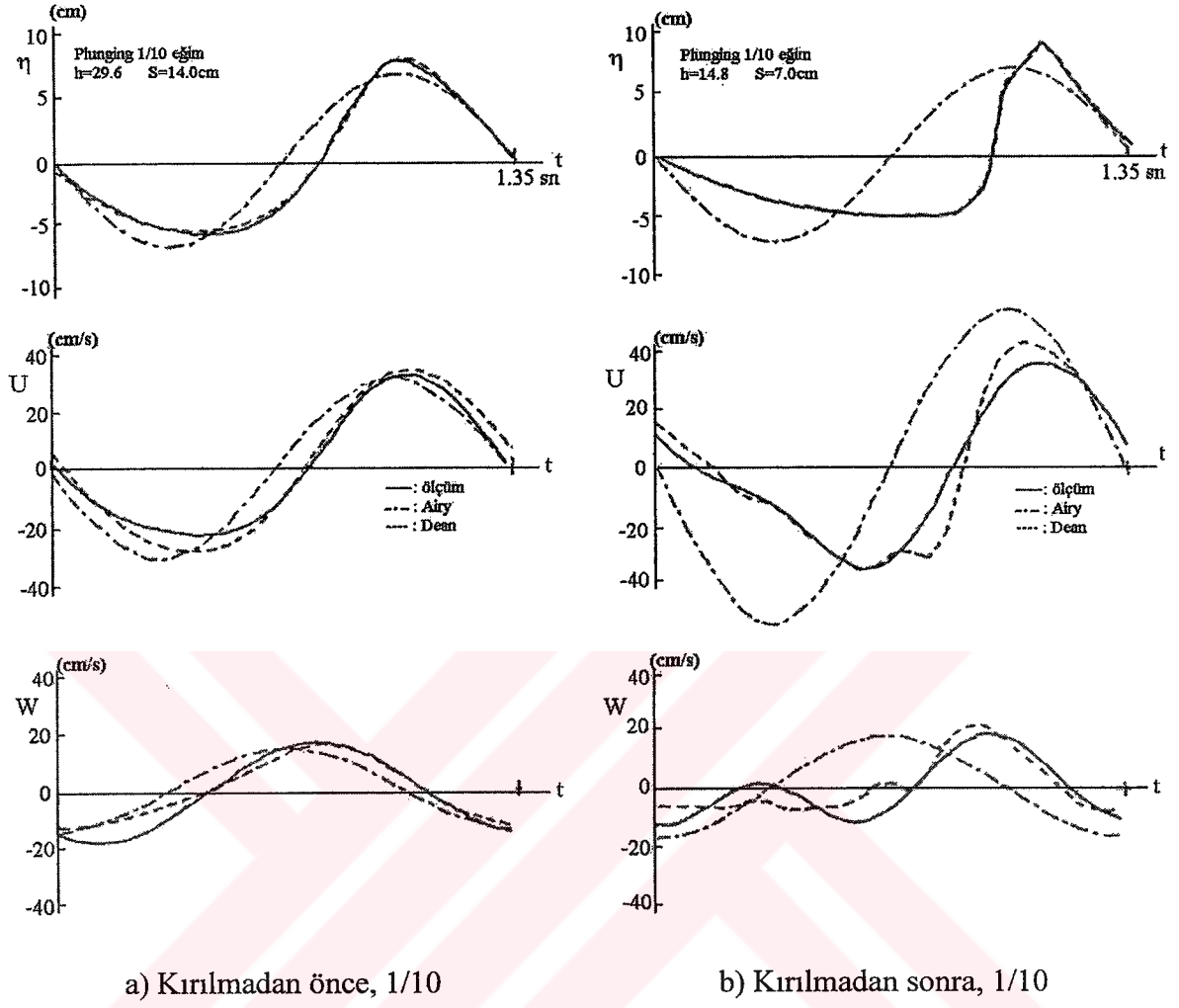
Kinetik enerji bu bölgede tedricen artmaktadır. Kalan bölgede ise $E_{hava}+E$ tedricen azalmaktadır. Spilling tipi kırılmada hava kabarcıklarının penetrasyonu daha az olduğundan, plunging tipi kırılmada spilling tipi kırılmaya göre enerjideki azalma daha hızlı olmaktadır.

Iwata ve Tomita (1992), yaptıkları çalışmada surf bölgesindeki potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimini deneysel olarak araştırmışlardır. İlk olarak cantilever tipi hız ölçer ile dalga çukurunun altında olduğu kadar üstündeki hava girmiş su kütleindeki su partikül hızlarını ölçmüşlerdir. Laboratuvar deneylerinden kinetik dalga enerjisinin potansiyel enerjiden daha büyük olduğu belirlenmiştir. Potansiyel dalga enerjisinin çoğu kez dalga kırılmasının daha erken durumlarında kinetik enerjiye dönüştüğünü belirtmişlerdir. Laboratuvar deneylerini, dalga kanalında düzenli ve düzensiz dalgalar kullanarak, 1/10 ve 1/30 eğimlerinde gerçekleştirmişlerdir. Laboratuvar deneyleri esas alınarak, surf bölgesindeki toplam dalga enerjisinin yayılma hızı, dalga enerji kaybı ve potansiyel ile kinetik dalga enerjisinin değişim karakteristikleri kırılma tipine bağlı olarak meydana gelen akımın karakteristikleri ile açıklamışlardır.

Dalga kırılmasından önce ve sonraki su partikül hızları Şekil 2.18'de gösterilmiştir. Ölçülen hızlar Dean'ın akım fonksiyonu metoduyla (Dean, 1965) oldukça iyi bir uyum içindedir. Bununla birlikte lineer dalga teorisi su partikül hızlarını tam olarak hesaplayamamaktadır. Şekil 2.19'da sakin su seviyesinin 5 cm üzerinde ölçülen su partikül hızlarının zamanla değişimlerini göstermektedir. Partikül hız profilleri dalga çukurunun üzerinde soliter dalgaya benzemektedir. Şekil 2.20, kırılmadan önce, kırılma noktası ve kırılma sonrası olmak üzere üç değişik yerdeki $\bar{u}$ yatay kararlı hız bileşenlerinin düşey dağılımını göstermektedir. Kararlı hız bileşeni $\bar{u}$ bir dalga periyodunun ortalamasıdır. Şekillerden kıyıya doğru olan kütle taşınımı dalga çukuru üstünde meydana gelmektedir. Açığa olan kütle taşınımında dalga çukurunun altında meydana gelmektedir. Kararlı hız bileşeninin büyüklüğünün daha önceki araştırma sonuçlarıyla uyumlu olduğunu belirtilmiştir.

Iwata ve Tomita (1992) Şekil 2.21-2.22 ve 2.23'de sırasıyla spilling, plunging ve tam plunging kırılma tipleri için kırılmadan sonraki potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimini göstermişlerdir.

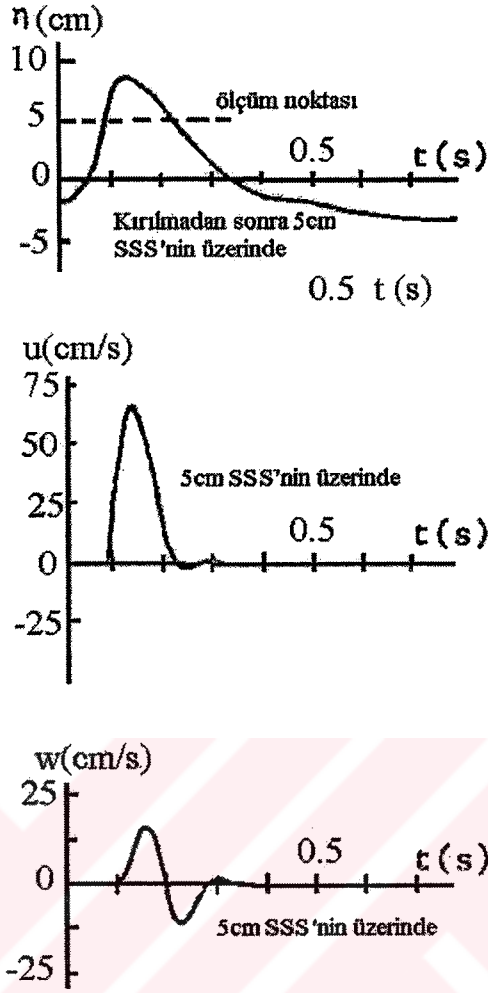
Bu çalışmada, X_a hava giriş derinliğinin yeri, X_p plunging noktası, X_0 hava kabarcıklarının kaybolduğu yer, X_b kırılma noktasının yeri ve $X^* = (x - x_b) / \sqrt{g(h + \bar{\eta})}T$ kinetik dalga enerjisinin potansiyel dalga enerjisine oranına göre sınıflandırılmıştır (Şekil 2.21-2.22).



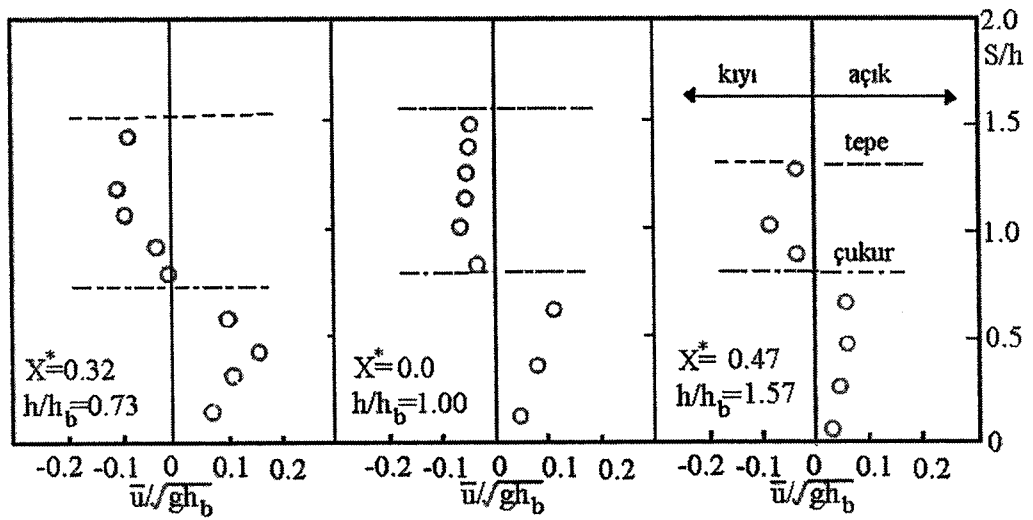
Sekil 2.18 Su partikül hızlarının zamansal ortalaması (Iwata ve Tomita, 1992)

Potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin çoğu kırılma noktasında ($X^*=0$), $X^*=X_0$ 'a kaybolmaktadır. Özellikle, hızlı enerji kaybı $X^*=0$ ve $X^*=X_a$ arasında hava kabarcık giriş derinliğinin maksimum olduğu durumda meydana gelmektedir. Böylece, hava kabarcık miktarının, dalga enerji kaybının bir göstergesi olduğu belirlenmiştir.

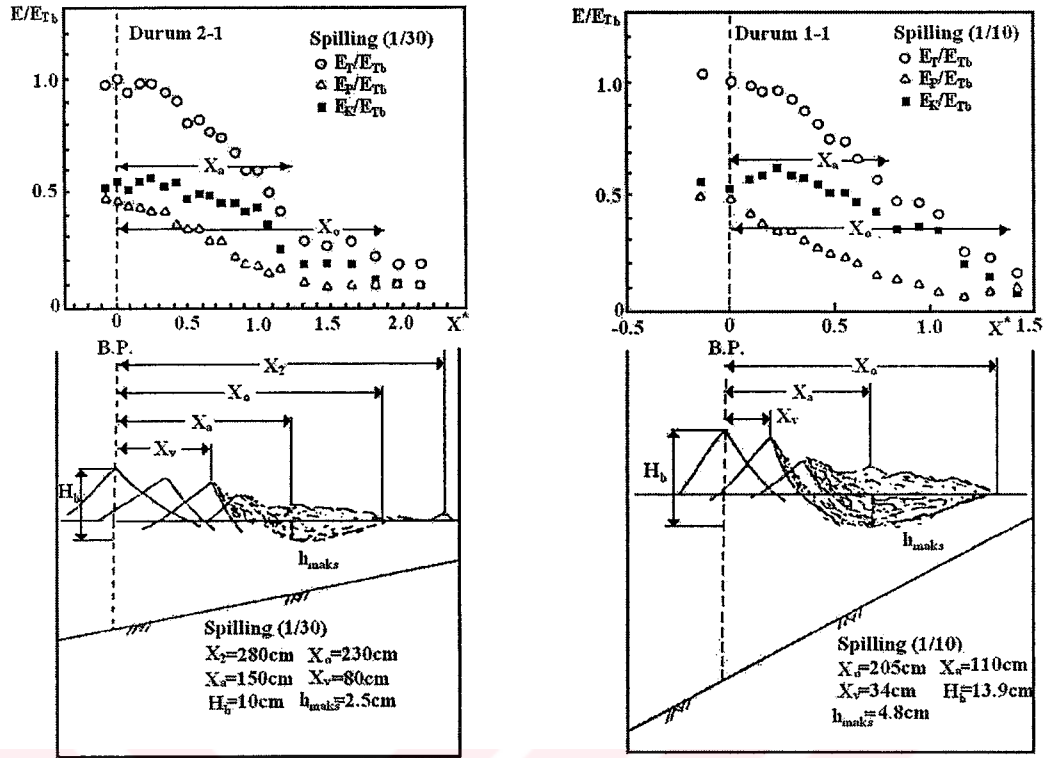
F_b kırılma noktasındaki enerji akısı olmak üzere X^* 'daki F/F_b boyutsuz değişim Şekil 2.24 ve 2.25'de görülmektedir. X^* 'daki F/F_b 'nin değişiminin büyüklüğünün kırılma tipine ve taban eğimine bağlı olduğu belirlenmiştir. Şekillerden spilling, plunging ve tam plunging kırılma tiplerinde F/F_b 'nin azaldığı ve $0 \leq X^* \leq X_a$ arasında F/F_b 'nin azalmasının $X^* \geq X_a$ dan daha büyük olduğu gösterilmiştir.



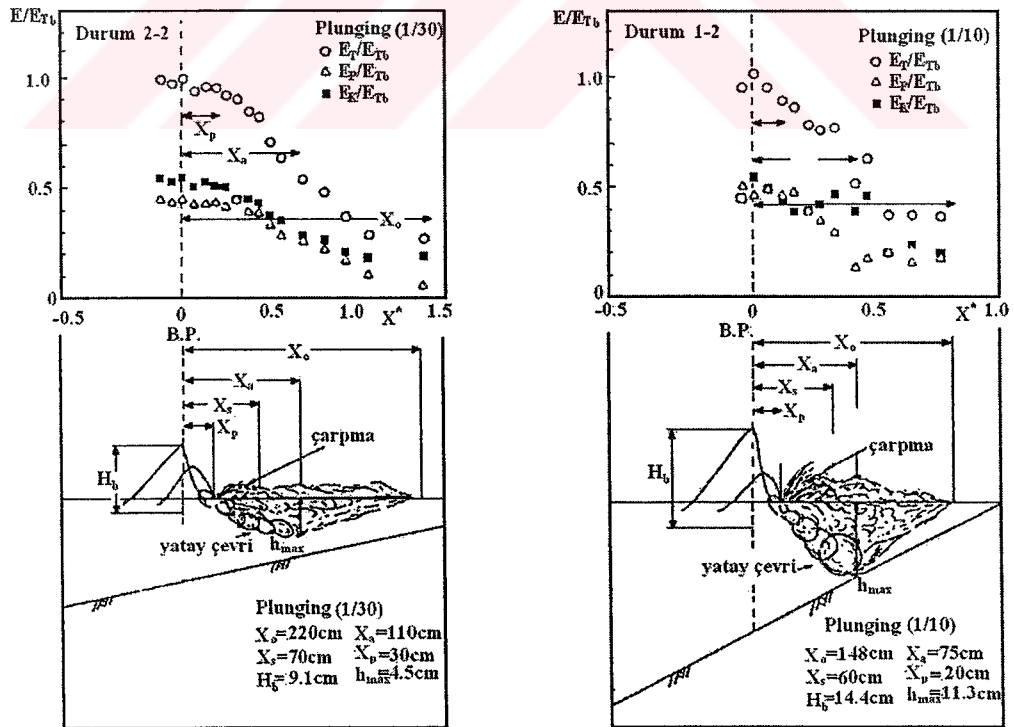
Şekil 2.19 Sakin su seviyesinin 5 cm üzerinde ölçülen su partikül hızlarının zamansal ortalaması (Iwata ve Tomita, 1992)



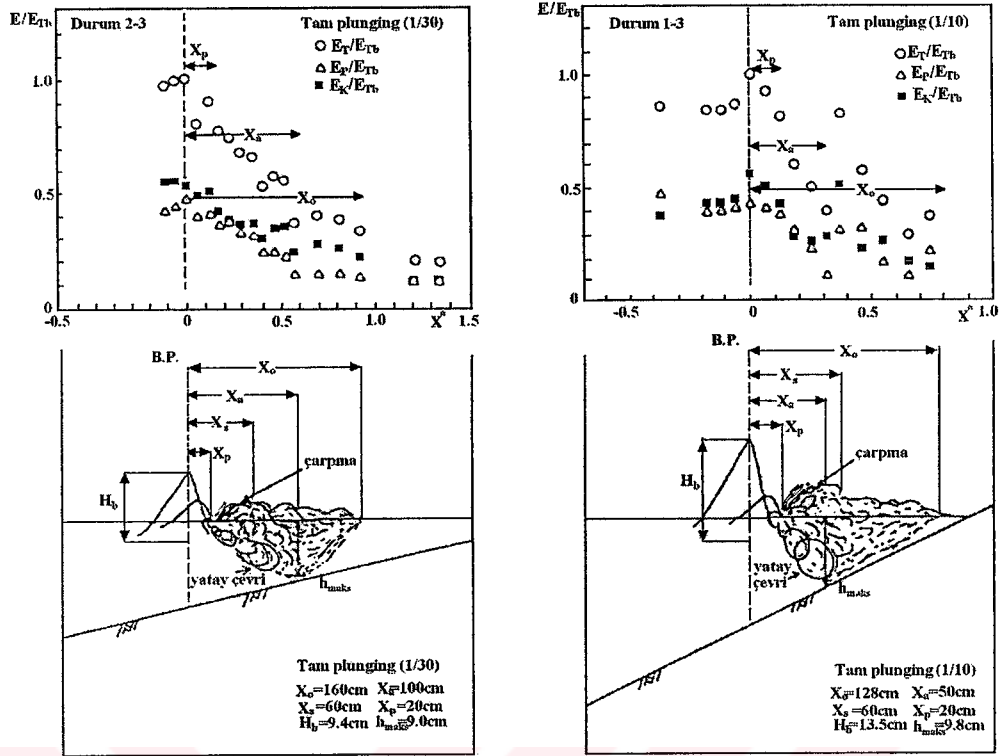
Şekil 2.20 Yatay kararlı hız bileşenin düşey dağılımından bazı örnekler (Iwata ve Tomita, 1992)



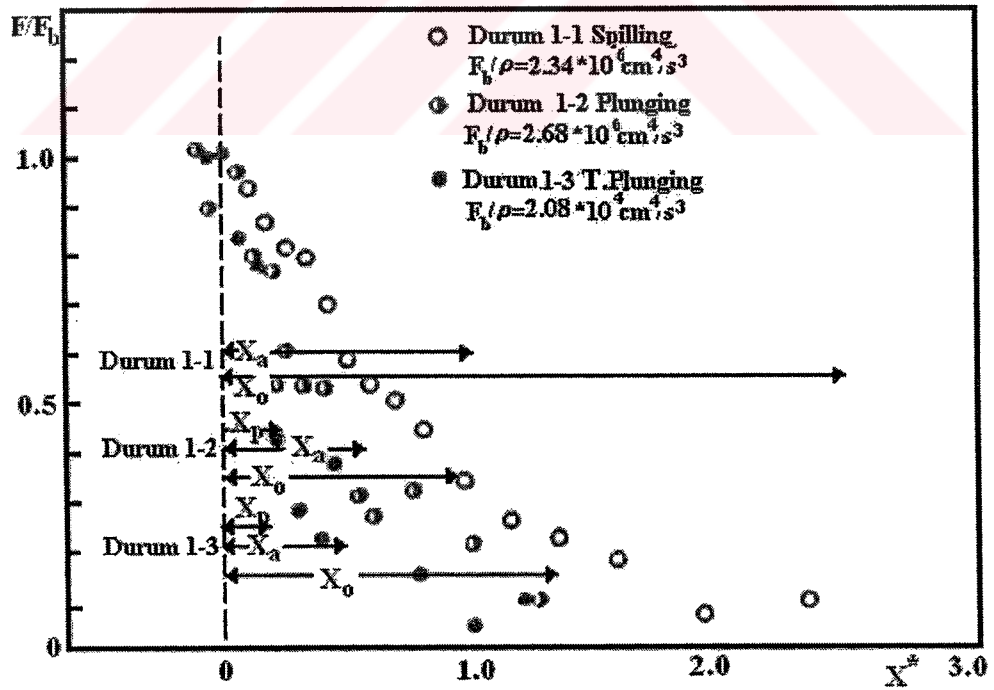
Şekil 2.21 Kırılmadan sonra potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimi (spilling tipi kırılma) (Iwata ve Tomita, 1992)



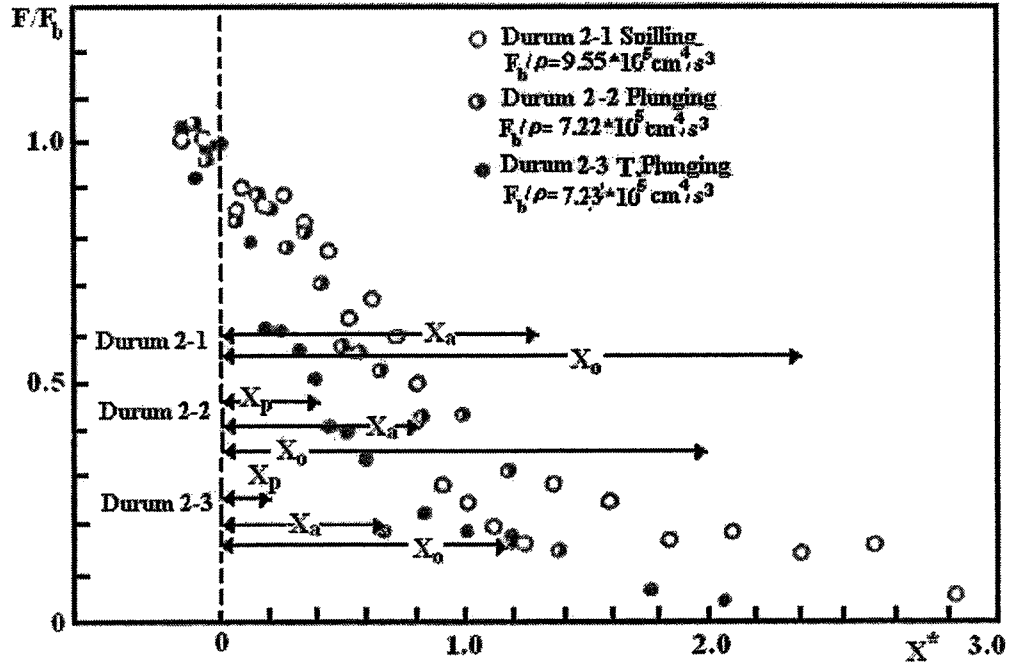
Şekil 2.22 Kırılmadan sonra potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimi (plunging tipi kırılma) (Iwata ve Tomita, 1992)



Şekil 2.23 Kırılmadan sonra potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimi (tam plunging tipi kırılma) (Iwata ve Tomita, 1992)



Şekil 2.24 X^* ile F/F_b 'nin değişimi ($s=1/10$) (Iwata ve Tomita, 1992)



Şekil 2.25 X^* ile F/F_b 'nin değişimi ($s=1/30$) (Iwata ve Tomita, 1992)

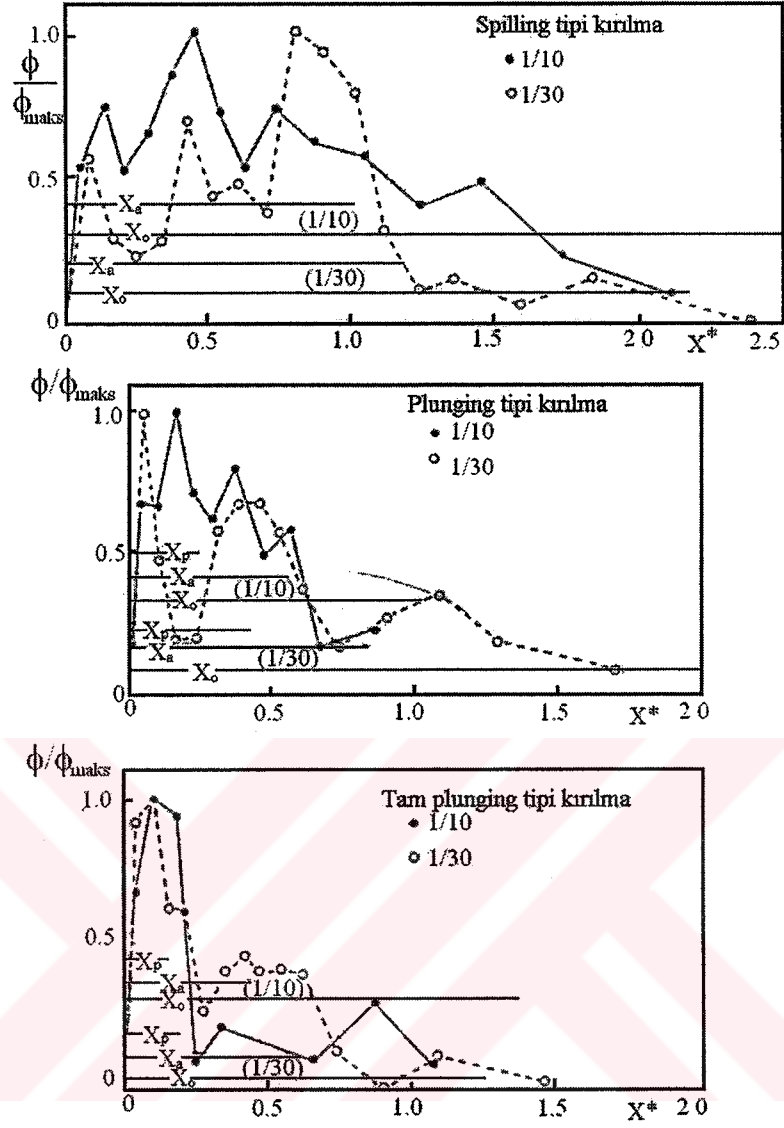
Şekil 2.26'da ϕ/ϕ_{maks} boyutsuz dalga enerji kaybı oranının X^* ile değişimi verilmiştir. ϕ_{maks} dalga enerji kaybı oranının maksimum değeridir. Dalga enerji kaybı oranı ϕ sabit olmadığı, fakat X^* ile değişimi kırılma tipine ve taban eğimine bağlı olduğu gösterilmiştir.

Şekillerden spilling tipi kırılma durumunda, ϕ dalga kırılmasının başlangıcında küçük, fakat kademeli olarak arttığı ancak plunging ve tam plunging kırılma durumlarında, spilling kırılmadan farklı olarak, dalga enerji kayıp oranı ϕ dalga kırılmasının başlangıcında daha büyük ve sabit $X^*=X_p$ civarında maksimuma ulaştığı belirlenmiştir.

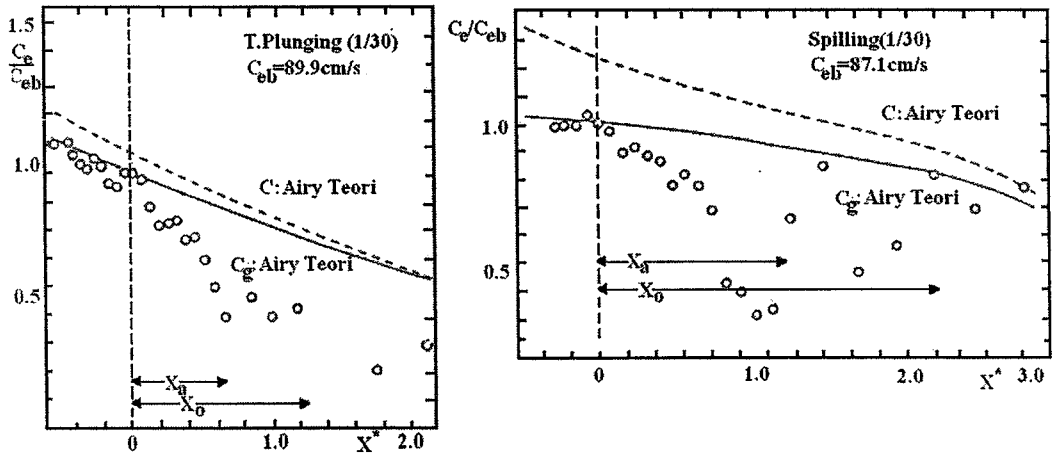
Şekil 2.27'de X^* ile C_e/C_{eb} dalga enerji taşınımına ait boyutsuz hızın değişimi gösterilmiştir. Buradaki C_{eb} , $X^*=0$ daki C_e 'nin değeri ve C_e aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$C_e = F / E_T \quad (2.34)$$

Şekil 2.27'de c_g düz çizgi ile, C ise kesikli çizgi ile verilmiştir. Şekil 2.27'de gösterildiği gibi, C_e dalga enerjisinin taşınım hızı, dalga kırılmadan önceki c_g grup hızıyla oldukça iyi bir uyum içindedir. Kırılmadan sonra C_e enerji taşınım hızı c_g grup hızından daha küçüktür, C_e ve c_g arasındaki farklılık $X^*=0.8X_a \sim X_a$ civarında maksimum olmaktadır. C_e nin c_g den farklılığın Şekil 2.20'deki gibi dalga çukurunun altındaki açığa doğru olan kararlı hızın artmasından kaynaklandığı belirtilmiştir.



Şekil 2.26 Dalga enerji kaybının değişimi (Iwata ve Tomita, 1992)



Şekil 2.27 X^* ile C/C_{eb} arasındaki ilişki (Iwata ve Tomita, 1992)

Özellikle spilling tipi kırılmada $X^* \geq X_0$ 'da c_g grup hızı C_e dalga enerji taşınım hızına yakın olmaktadır. $X^* \geq X_0$ 'da kinetik enerji potansiyel enerjiye eşittir. Kinetik enerjinin potansiyel enerjiye eşit olduğu şartlar altında, dalga enerjisi grup hızına dönüşmektedir. Araştırmacılar yaptıkları çalışmadan aşağıdaki sonuçları elde etmişlerdir.

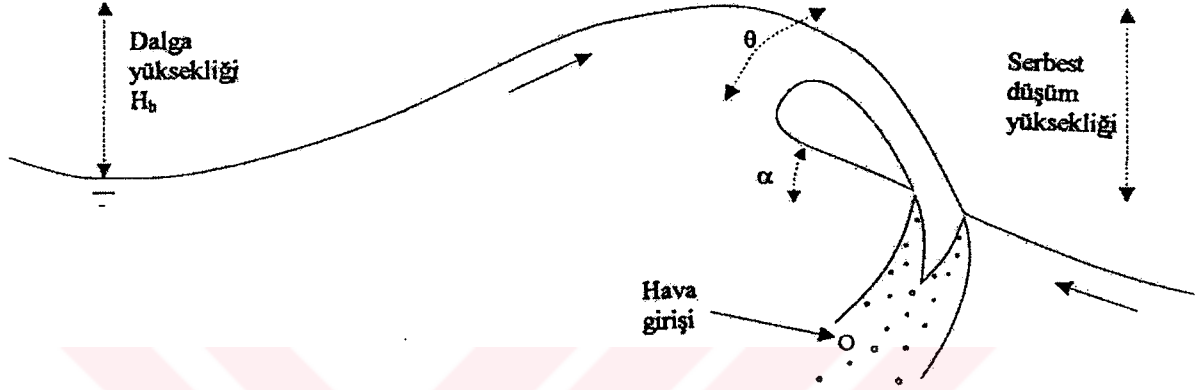
- 1- Surf bölgesindeki kinetik dalga enerjisi potansiyel enerjiden daha büyüktür. Kinetik dalga enerjisinin potansiyel dalga enerjisine oranı kırılma tiplerine ve taban eğimlerine bağlı olarak değişmektedir.
- 2- Spilling tipi kırılmada dalga kırılmasından daha önce potansiyel dalga enerjisi kinetik enerjiye dönüşmektedir. Plunging ve tam plunging kırılma tiplerinde kinetik ve potansiyel dalga enerjisi arasındaki mekanizmada plunging jetin çarpması ve yatay çevri önemli bir rol oynamaktadır.
- 3- Kinetik, potansiyel ve toplam dalga enerjisinin sönümlenmesi sırasıyla spilling, plunging ve tam plunging kırılmalar için daha büyük olmaktadır. Sönümlenmenin büyüklüğü taban eğimiyle artmaktadır.
- 4- Dalga enerjisinin önemli miktarı hava kabarcıklarının kaybolduğu yer ve kırılma noktası arasındaki bölgede harcanmaktadır.
- 5- Dalga enerji kayıp oranı spilling, plunging ve tam plunging kırılmalar için sırasıyla artmaktadır. Sırasıyla spilling, plunging ve tam plunging kırılmalar için maksimum dalga enerji kayıp oranının yeri kırılma noktasına yaklaştıkça meydana gelmektedir.

Farklı tiplerde kırılan dalgalardan plunging tipi kırılma, gerek yarattığı büyük ölçekli türbülans yapısı, gerekse kıyı ve açık deniz yapılarına uyguladığı büyük dalga yükleri açısından en kritik olanıdır, ve bu tip kırılmanın mekanizması çok sayıda kabarcığın oluştuğu bir akım yapısının meydana gelmesine neden olur. Spilling tipi kırılmada da gaz transferine neden olacak kabarcıklar oluşmakla birlikte, bu miktar plunging tipine göre çok daha azdır.

Plunging tipi kırılmada hava kabarcıklarının oluşmasının nedeni, kırılmayla birlikte plunging jetinin dalga ön cephesine çarpmasıyla oluşan batık vortekslerdir (Nadoka ve Kondoh, 1982). Çarpma noktasında oluşacak hava kabarcıkları batıklık ve türbülans etkileriyle suya giren jetin başlangıç (yani oluşum) durumuna bağlıdır. Hava-su gaz transferi bu jet ile birlikte oluşan kütle transferi sırasında hava kabarcıklarının ara yüzeyleri boyunca meydana gelir.

Hava girişine sebep olan kırılan dalga tipleri spilling ve plunging tipi kırılan dalgalardır.

Ancak plunging tipi kırılan dalgalar spilling tipi kırılan dalgalara göre daha fazla hava girişine neden olmaktadır (Cokelet, 1977). Şekil 2.28’de görüldüğü gibi plunging tipi kırılan dalgalarda, hava kabarcıkları dalga tepesinin kıvrılarak dalganın ön yüzüne düşen su jetiyle oluşmaktadır. Çarpma noktasının mansabına doğru dispersiyona uğrayan hava kabarcıkları; batıklık ve türbülans etkileri ile serbest yüzeyden giren jetin başlangıç durumunun bir fonksiyonudur. Hava su gaz transferi de bu taşınım sırasında hava kabarcıklarının arakesitleri boyunca meydana gelmektedir.

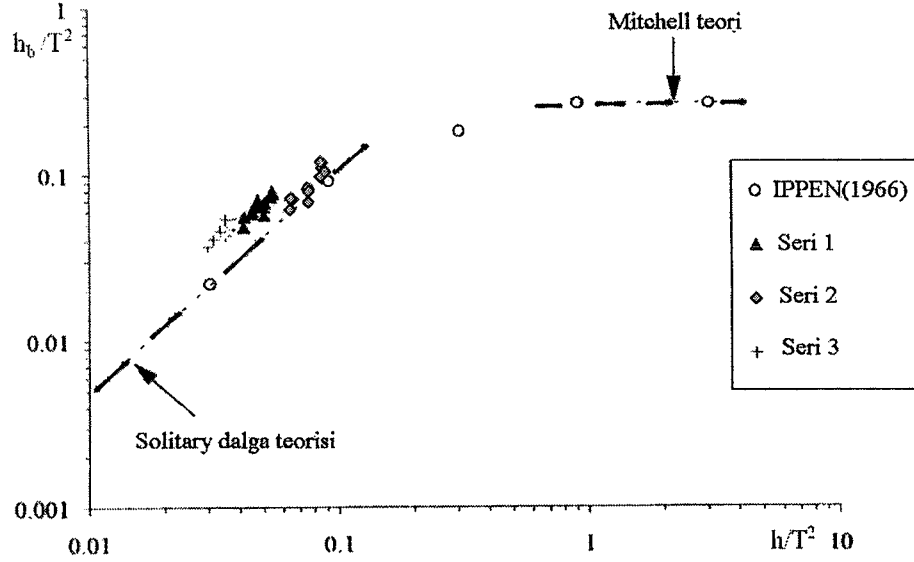


Şekil 2.28 Plunging tipi dalga kırılmasının şematik görünümü
(Chanson ve Cummings, 1992)

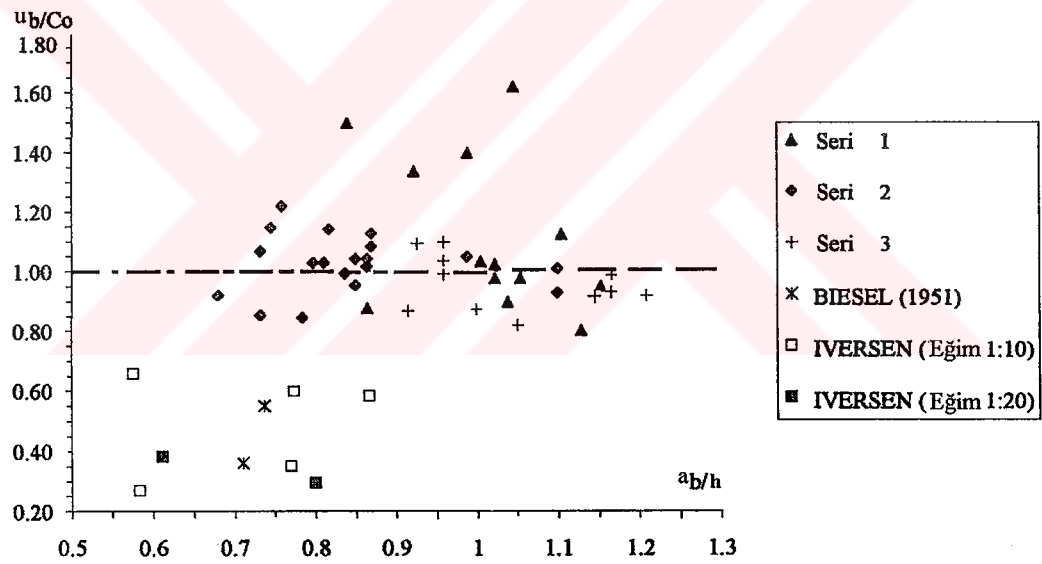
Birçok araştırmacı (Koga, 1982; Hubbard vd., 1987; Chanson ve Cummings, 1992, 1994) kararlı plunging tipi jet akımı için laboratuvarında dalgaların kırılması sırasında oluşan plunging jetine benzer bir model vermeye çalışmışlardır. Kararlı plunging su jeti ile hava kabarcıklarının girişi jetin çarpma hızına ve çarpma açısına bağlıdır. Farklı miktardaki hava girişi ve hava kabarcıklarının karakterleri (boyutu, yaşam zamanı) çeşitli jet çarpma koşulları ile değişmektedir. Kırılan dalgaların plunging jetleri de buna benzer etkiler oluşturmaktadır.

Chanson ve Lee (1995), dalga kırılması esnasında kaybolan enerji miktarını jet akımlardaki akım yapısı ile analogiyi kurarak kırılma sırasında akıma giren hava konsantrasyonunu belirleyerek bulmaya çalışmışlardır. Bunun için araştırmacılar yaptıkları deneysel çalışmada dalga kırılma mekanizmasını ve hava konsantrasyonlarını belirlemek için bir video kamera yardımıyla görüntü işleme tekniğini kullanmışlardır.

Bu deneysel çalışmada kırılma ve jetin çarpması anındaki dalga karakteristikleri araştırılmıştır. Deneyler sırasında ölçülen temel dalga kırılma karakteristikleri Şekil 2.29’da gösterilmiştir. Her dalga için dalga karakteristikleri (c_0 dalga hızı, a_0 dalga genliği, L_0 dalga uzunluğu) dalga kayıtlarından elde edilmiştir.



Şekil 2.30 DeneySEL sonuçlarla Ippen (1966)'nin verdiği sonuçların karşılaştırılması (Chanson ve Lee, 1995)



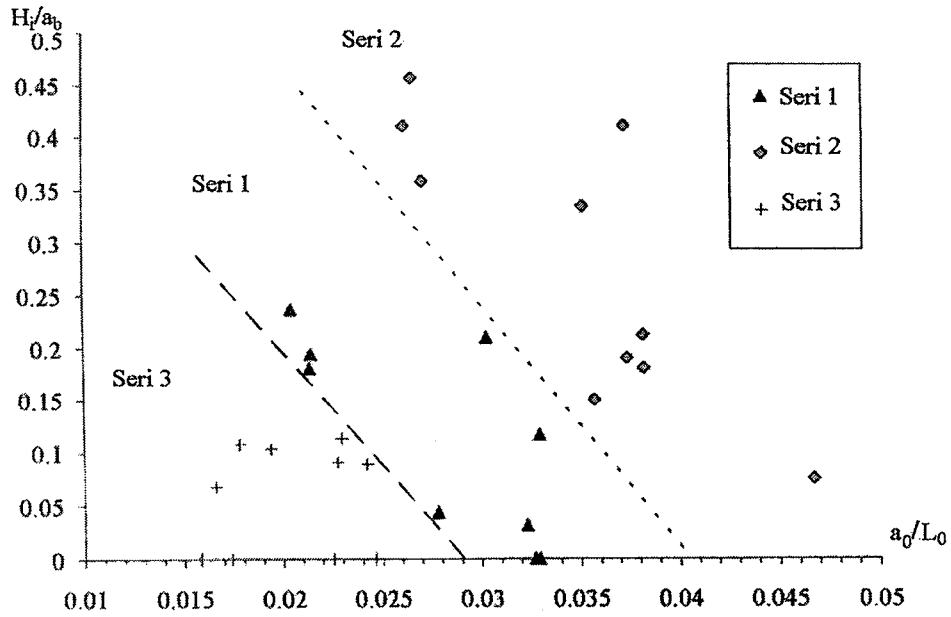
Şekil 2.31 Boyutsuz kırılan dalga hızı (Chanson ve Lee, 1995)

Serbest yüzeydeki su jetinin çarpmasıyla oluşan akım şartları hava kabarcıklarının giriş işleminin belirlenmesi için oldukça önemlidir. Giren kabarcıkların boyutları ve giren havanın miktarının tahmini için iki ana parametre (Plunging jetinin çarpma hızı V_i ve açısı θ) olduğu değişik araştırmacılar tarafından verilmiştir (Bin, 1993; Chanson, 1995).

Şekil 2.32'de, sakin su seviyesi üzerindeki boyutsuz jetin çarpma yüksekliği H_i/a_b , a_0/L_0 oranının fonksiyonu olarak verilmiştir. H_i/a_0 oranı 0 ile 0.45 arasında değişmektedir, yani dalga çarpma noktası sakin su seviyesi (SSS) üzerinde meydana gelir.

Çizelge 2.4 Kırılma hızı (Chanson ve Lee, 1995)

Referanslar	Akım derinliği h_0 (m)	Dalga Hızı C_0 (m/s)	V_b/C_0 Ortalama Değer	V_b/C_0 Standart Sapma	Deney No	Yorumlar
Deneyler						
Chanson ve Lee (1995)						
Seri 1	0.1995	1.14-1.33	1.12	0.260	13	Rampa yüksekliği $\Delta z=0.1312\text{m}$
Seri 2	0.2172	1.26-1.35	1.03	0.097	19	
Seri 3	0.18525	1.25-1.35	0.96	0.092	11	
Iversen (1951)	0.701	1.4-3.9	0.492	0.171	5	Kıyı eğimi 1:10
	0.45	2.4-3	0.338	N/A	2	Kıyı eğimi 1:20
Chan (1994)	0.60	1.70	1.24		1	Düşey yapılar üzerinde etki
Chan ve Melville (1988)	0.60	1.44	1.37		1	Yapı mevcut olmadığında
Hesaplamalar						
Biesel (1951)			0.36	N/A	1	Hesaplamalar (1.mertebeden teori)
			0.55	N/A	1	Hesaplamalar (2.mertebeden teori)



Şekil 2.32 Sakin su seviyesi üzerindeki boyutsuz jetin çarpma yüksekliği (Chanson ve Lee, 1995)

Plunging jet çarpma açısı θ ise Şekil 2.33'de gösterilmektedir. Bütün deneylerden elde edilen sonuçlardan aşağıdaki bağıntı elde edilmiştir.

$$\theta = 41.2 - 364.1(a_0/L_0) \quad (2.35)$$

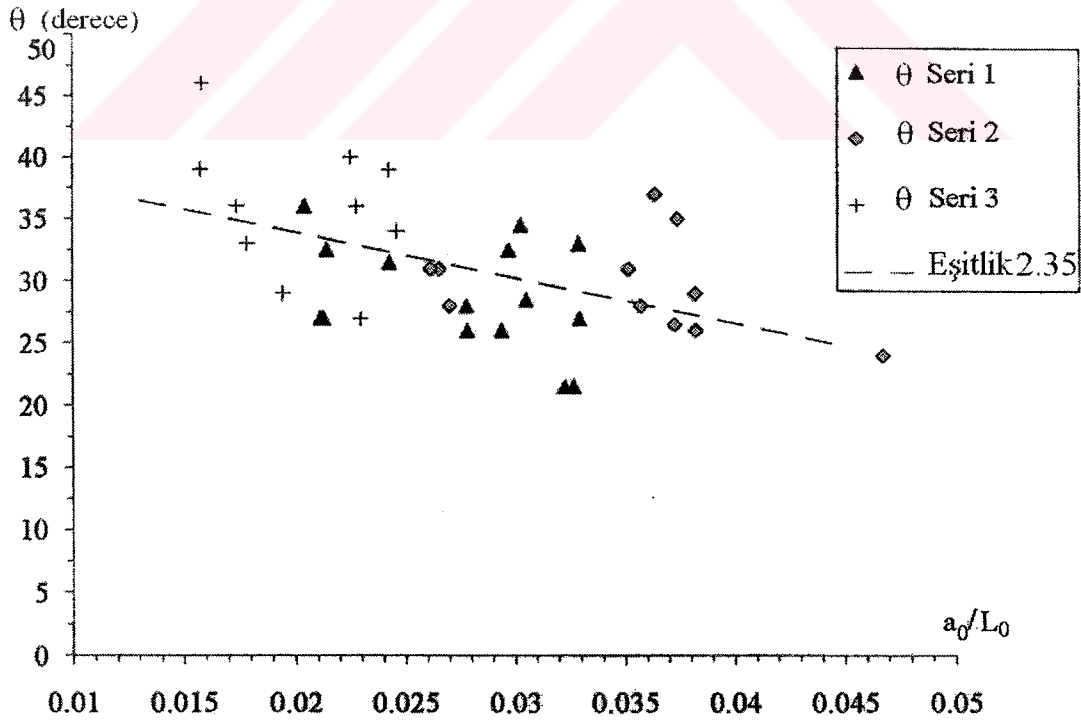
Burada θ derecedir. Şekil 2.33 incelendiğinde,

1-Ortalama jet çarpma açısı 31° civarındadır.

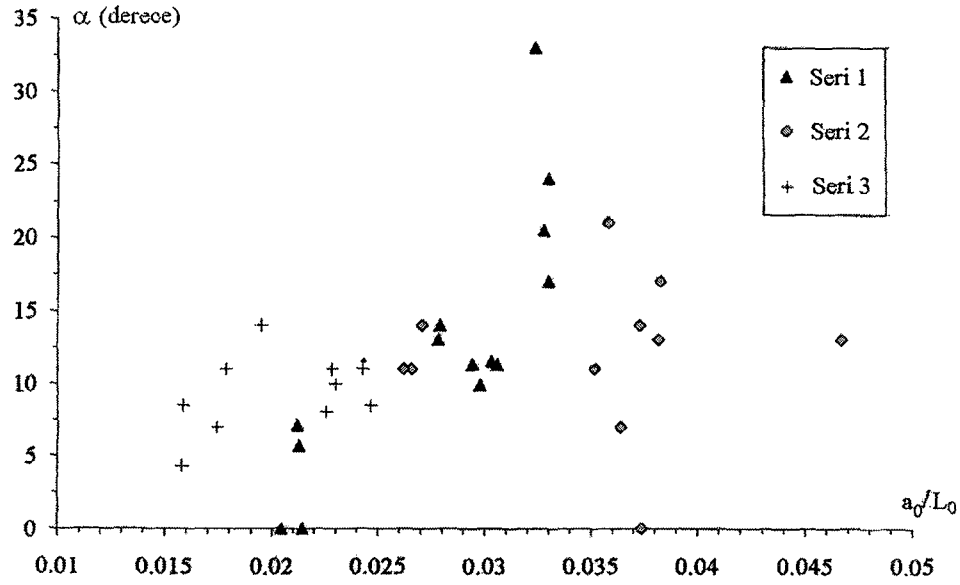
2- θ , dalga dikliği ve dalga genliği arttıkça azalmaktadır.

Chanson ve Cummings (1992) θ 'nın 15° ve 45° arasında değiştiğini belirtmişlerdir. Bu sonucun Coles (1967), Melville ve Rapp (1985), Longuet-Higgins (1988) gibi araştırmacılar tarafından yapılmış olan çalışmalarla elde edilen sonuçlarla tutarlı olduğu görülmektedir.

Şekil 2.34'de yatayda çarpmanın meydana geldiği serbest yüzeyin eğimi gösterilmektedir, bu açı 0° ve 35° arasında değişmektedir. Kırılma noktasının önündeki serbest yüzeyin şekli; çarpma noktasındaki serbest yüzey eğiminin çarpma yüksekliğinin azalmasıyla azaldığını göstermektedir.



Şekil 2.33 Plunging jet çarpma açısı (Chanson ve Lee, 1995)



Şekil 2.34 Yatayda çarpmanın meydana geldiği serbest yüzeyin eğimi
(Chanson ve Lee, 1995)

Dalga kırıldıktan sonra, plunging su jeti serbest yüzeye çarpmadan önce serbest düşme hareketini yapmaktadır (Şekil 2.35). Serbest düşen jet için, jetin hızı V_i ve jetin yatayla yaptığı açı $(\alpha+\theta)$; çarpma sırasındaki akım şartları olan jetin serbest düşme yüksekliği (a_b-H_i) ve kırılma hızı u_b 'nin fonksiyonu olarak basit jet yörünge eşitliklerinden elde edilebilmektedir.

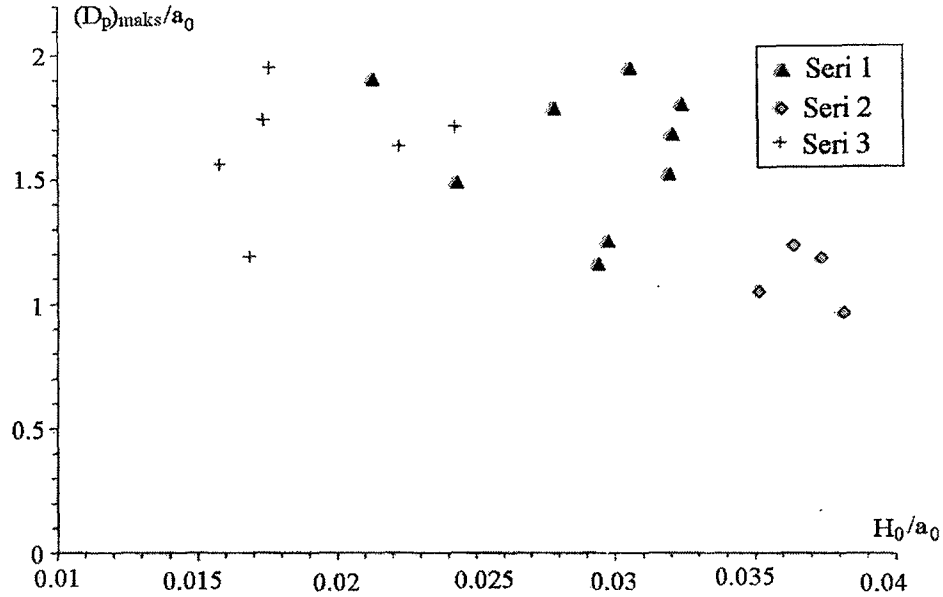
$$V_i = \sqrt{u_b^2 + 2g(a_b - H_i)} \quad (2.36)$$

$$\tan(\alpha + \theta) = \frac{\sqrt{2g(a_b - H_i)}}{u_b} \quad (2.37)$$

Şekil 2.36'da, yatayla jetin yaptığı açı ölçülerek (2.37) ifadesiyle karşılaştırılmıştır. Sonuçlar mükemmel olmamasına rağmen veriler ve basit yörünge eşitlikleri arasındaki davranış oldukça uygundur.

Plunging su jetinin çarpmasıyla giren hava kabarcıkları jet hareketiyle aşağı doğru taşınırlar, sonra kabarcıklar batıklık etkisiyle serbest yüzeye doğru yükselirler .

Maksimum kabarcık nüfuz etme derinliği deneyler sırasında görüntü işleme tekniği ile belirlenmiştir. Sonuçlar Şekil 2.37'de gösterilmiştir. Maksimum nüfuz etme derinliği çarpma noktasından itibaren düşey olarak ölçülerek dikkate alınmıştır.



Şekil 2.37 Maksimum kabarcık nüfuz etme derinliği (Chanson ve Lee, 1995)

Hava kabarcıklarının serbest yüzey üzerinde dalga genliğinin 1.2-2 katı kadar derinlere nüfuz ettiği belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlardan taban etkisinin önemli olduğu da ortaya çıkmıştır. Sığ sularda plunging batık su jeti taban etkisiyle yolundan sapacaktır. Jetin yönünün değişmesi basınç ve basınç gradyanının artmasına neden olacaktır. Basınç alanındaki değişiklik kabarcıkların yörüngelerinin değişmesi kadar batıklık etkilerinin artmasına da neden olacaktır. Düşey basınç gradyanının karesinin kareköküyle orantılı olarak kabarcıkların hızlarının arttığı belirlenmiştir.

Chanson ve Lee (1995)'nin yapmış olduğu çalışmanın sonuçları aşağıdaki şekilde özetlenebilir;

- Kırılma noktasında, kırılan dalga hızı u_b/C_0 için yaklaşık olarak 1.04 bulunmuştur.
- Serbest yüzeyde plunging su jetinin ilk çarptığı nokta serbest su yüzeyinin üzerinde kalmaktadır.
- Serbest yüzeyde plunging jetinin çarpma açısı 32 derece civarındadır. Bu değer dalga dikliği arttıkça azalmaktadır.
- Çarpma noktasının altında, giren hava kabarcıkları dalga genliğinin 1.2-2 katı kadar derinlere nüfuz etmektedir.

Dalga kırılması ile ilgili başlıca çalışmalar Çizelge 2.5 de özetlenmiştir.

Çizelge 2.5 Dalga kırılması ile ilgili başlıca çalışmalar

Modelin Adı	Yöntem
Führböter (1970)	• Surf bölgesindeki hava kabarcıklarının potansiyel enerjisini tanımlamıştır. Hava kabarcıklarının enerjisine ilaveten kırılan dalganın potansiyel ve kinetik enerjilerini (E_p, E_k) ifade etmiştir. • Bu tanımlar yardımıyla enerji transferinin değişimi üç kısma ayrılmıştır. Kırılan dalganın çarpma noktasından önce enerji hızla azalmaktadır. Çarpma noktası ve maksimum penetrasyon noktası arasında E_{hava} ve E toplamı hemen hemen korunduğundan akım alanındaki enerji kaybı çoğunlukla hava kabarcıklarının potansiyel enerjisine dönüşmektedir. Kinetik enerji bu bölgede tedricen artmaktadır. Kalan bölgede ise $E_{hava}+E$ tedricen azalmaktadır. • Spilling tipi kırılmada hava kabarcıklarının penetrasyonu daha az olduğundan, plunging tipi kırılmada spilling tipi kırılmaya göre enerjideki azalma daha hızlı olmaktadır.
Svendsen ve Madsen (1981)	• Hidrolik sıçrama analogisi • Kırılan dalgalarda enerji kaybı dağılımı modellenmesi • Üniform olmayan hız dağılımı yaklaşımı yapılarak enerji kaybı ifadesinin elde edilmesi
Madsen ve Svendsen (1983)	• Kırılmadan sonra oluşan bore ile hidrolik sıçramanın hemen hemen birbirine yakın karakterde akım yapılarına sahip olduklarını belirtmişlerdir • Araştırmacılar her iki akımda da taban sınır tabakasının ihmal edilebileceğini buna karşın yüzeydeki türbülanslı sınır tabakasının daha etkin biçimde dikkate alınması gerektiğini belirtmişlerdir. • Çalışmalarında bore ve sıçrama akımlarını tanımlayan basit bir türbülans modeli kullanarak kayma gerilmelerini ve enerji kaybının belirlenmesini amaçlamışlardır. • Araştırmacılar basitleştirilmiş k-ε türbülans modelini kullanarak akım alanına ait hız ve kayma gerilmesi dağılımlarını belirlemişlerdir.
Stive (1984)	• Küçük eğimli kıyılar üzerinde dalga kırılmasındaki akım alanını hidrolik sıçramaya benzeştirerek izah etmiştir. • Dalga kırılmasında enerji kaybı için hidrolik sıçrama ifadesini kullanarak sağlamıştır. • Surf bölgesindeki asıl özelliğin, kırılmadan dolayı artan türbülans nedeniyle dalga yüksekliğinin sönümlenmesi olduğunu belirtmiştir. • Araştırmacı bu çalışmada kırılan dalgada ortalama akım ve türbülans karakteristiklerini hidrolik sıçramayla karşılaştırmaktadır. • Dalga kırılması sırasında enerji kaybı klasik hidrolik sıçramayla tahmin edilenden %30~50 daha az bulunmuştur. Bu fark momentum türbülanslı akımın etkisiyle açıklanmıştır.

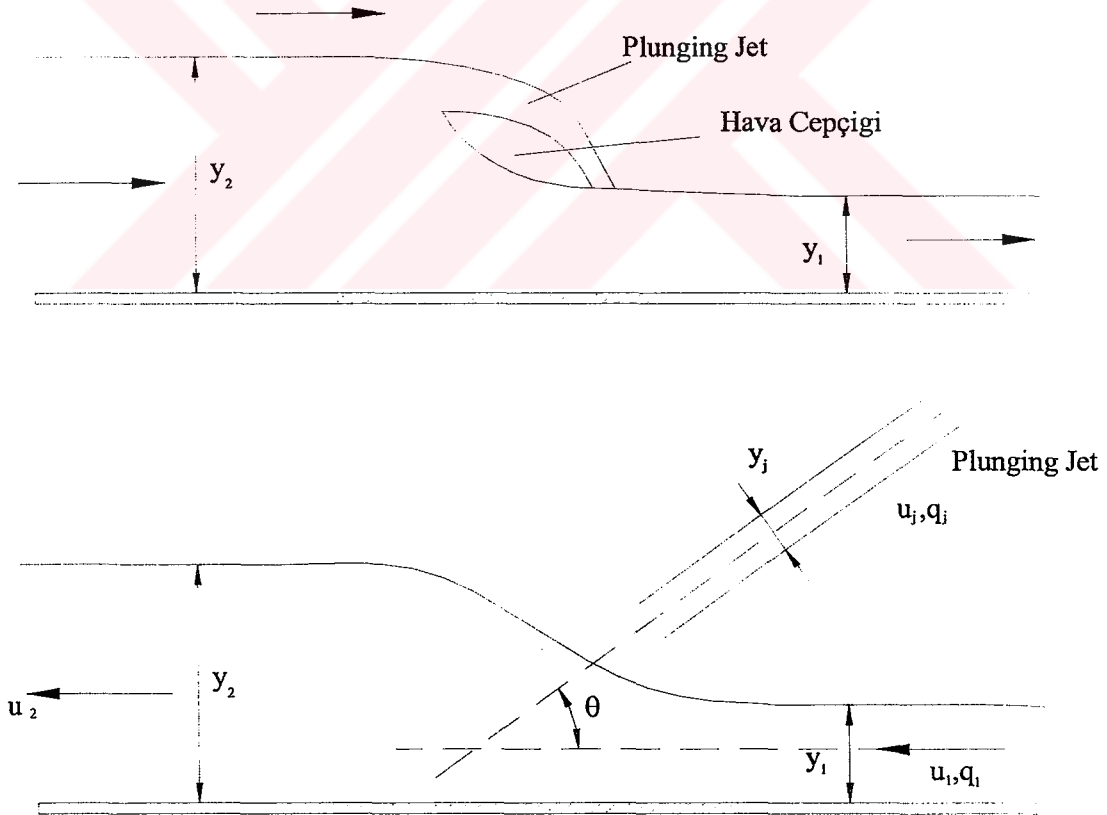
Çizelge 2.5 Devam

Modelin Adı	Yöntem
Hwung, Chyan ve Chung (1992)	• Surf bölgesi içindeki enerji transferi ve hava kabarcıkları arasındaki ilişkiyi anlamak için, hava kabarcıklarının konsantrasyonu ve hız alanlarının karakteristiklerini araştırmada özel bir teknik kullanmışlardır. • Deneysel sonuçlar hava kabarcıklarının konsantrasyon profillerinin düşey doğrultuda hiperbolik, yatay doğrultuda ise eksponansiyel olarak sönümlendiğini göstermiştir.
Iwata ve Tomita (1992)	• Surf bölgesindeki potansiyel ve kinetik dalga enerjisinin değişimini deneysel olarak araştırmışlardır. • Surf bölgesindeki kinetik dalga enerjisi potansiyel enerjiden daha büyüktür. Kinetik dalga enerjisinin potansiyel dalga enerjisine oranı kırılma tiplerine ve taban eğimlerine bağlı olarak değişmektedir. • Spilling tipi kırılmada dalga kırılmasından daha önce potansiyel dalga enerjisi kinetik enerjiye dönüşmektedir. Plunging ve tam plunging kırılma tiplerinde kinetik ve potansiyel dalga enerjisi arasındaki mekanizmada plunging jetin çarpması ve yatay çevri önemli bir rol oynamaktadır. • Kinetik, potansiyel ve toplam dalga enerjisinin sönümlenmesi sırasıyla spilling, plunging ve tam plunging kırılmalar için daha büyük olmaktadır. Sönümlenmenin büyüklüğü taban eğimiyle artmaktadır. • Dalga enerjisinin önemli miktarı hava kabarcıklarının kaybolduğu yer ve kırılma noktası arasındaki bölgede harcanmaktadır. • Dalga enerji kayıp oranı spilling, plunging ve tam plunging kırılmalar için sırasıyla artmaktadır. Sırasıyla spilling, plunging ve tam plunging kırılmalar için maksimum dalga enerji kayıp oranının yeri kırılma noktasına yaklaştıkça meydana gelmektedir.
Chanson ve Lee (1995)	• Dalga kırılması esnasında kaybolan enerji miktarını jet akımlardaki akım yapısı ile analojiyi kurarak kırılma sırasında akıma giren hava konsantrasyonunu belirleyerek bulmaya çalışmışlardır. • Kırılma noktasında, kırılan dalga hızı u_b/C_0 için yaklaşık olarak 1.04 bulunmuştur. • Serbest yüzeyde plunging su jetinin ilk çarptığı nokta serbest su yüzeyinin üzerinde kalmaktadır. • Serbest yüzeyde plunging jetinin çarpma açısı 32 derece civarındadır. Bu değer dalga dikliği arttıkça azalmaktadır. • Çarpma noktasının altında, giren hava kabarcıkları dalga genliğinin 1.2-2 katı kadar derinlere nüfuz etmektedir.

3. NÜMERİK MODEL

3.1 Modelin Tanımı

Plunging tipi kırılan dalgaya ait akım yapısının, hidrolik sıçrama sırasında oluşan çevrinin hemen topuğuna uygulanacak bir jet ile oluşacak akım yapısıyla benzeşeceği düşünülmüştür (Şekil 3.1). Hidrolik sıçramaya benzer olarak, plunging jetin su yüzeyine çarpmasıyla kıyı istikametinde dönerek ilerleyen ve gittikçe küçülen bore silsilesi meydana gelir. Kırılan dalgayla oluşan bore ve hidrolik sıçrama arasındaki benzerlik, bore'a benzeyen hidrolik sıçramada meydana gelen enerji kaybı sayesinde surf bölgesindeki enerji kaybının tanımlanmasına yardımcı olacaktır. Bu amaçla yaratılan akım yapısına ait hidrolik kriterlerin belirlenmesi, yatay tabanlı kanallarda hidrolik sıçrama için geliştirilen Strip İntegral Yönteminin bu akım yapısına uyarlanmasıyla mümkün olacaktır. Uyarlanan bu yöntemde yatay ve ters eğimli bir taban üzerinde sıçramanın topuğuna uygulanmış olan plunging jet sınır şartı göz önüne alınacaktır.



Şekil 3.1 Hidrolik sıçrama-bore benzeşiminin şematik gösterimi

Gartshore ve Newman (1969), Squire ve Trouncer (1974) Strip İntegral Metodunu yayılan ve duvar jeti gibi jet akışlarına uygulayarak test etmişlerdir. Akım alanı içinde bir düşey boyunca belirli kesitlerdeki kayma gerilmelerinin tanımlanması ve akış boyunca düşey hız dağılımları arasındaki benzeşimlerinin sağlanması metodun özellikleridir. Bu İntegral Metot yardımıyla akım dx uzunluğunda çok ince parçalara ayrılır ve bu parçalara momentum denklemi uygulanır. Sadece türbülans kayma gerilmelerinin bilinmesi problemin çözümü için yeterlidir. Türbülans kayma gerilmeleri ortalama hıza bağlı olarak ifade edilmektedir.

Narayanan (1975), McCorquodale ve Khalifa (1983) ve Madsen ve Svendsen (1983) tarafından Strip İntegral Metodu hidrolik sıçrama için geliştirilmiştir.

Narayanan (1975) Strip İntegral Metodunu yatay tabanlı kanallarda hidrolik sıçramaya, Günel ve Narayanan (1996) ise bu metodu eğimli kanallarda meydana gelen serbest hidrolik sıçramaya uygulamışlardır.

Ancak metodun doğruluğu hakkında daha fazla fikir edinilebilmesi için bu çalışmada tanımlanan akım yapısı öncelikle bir boyutlu basit akım yaklaşımı ile ifade edilmeye çalışılacaktır.

3.2 Bir Boyutlu Yaklaşım

Svendsen ve Madsen (1981) tarafından tanımlandığı gibi mevcut teoride dalganın kararlı olduğu varsayılacaktır. Birim genişlikteki hidrolik sıçramanın topuğuna tesir eden jet için bir boyutlu momentum eşitliği aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\rho(q_1 + q_j)u_2 - \rho q_1 u_1 - \rho q_j u_j \cos\theta = \frac{1}{2}\rho g y_1^2 - \frac{1}{2}\rho g y_2^2 \quad (3.1)$$

Burada u_1 ve y_1 sırasıyla menba hızı ve sıçramanın menba derinliğidir, u_2 ve y_2 ise mansapdaki hız ve sıçramanın mansabındaki derinliklerdir. u_j ve y_j sırasıyla çarpan jetin hızı ve kalınlığı, θ hidrolik sıçramanın topuğuna uygulanan jetin yatay eksenle yaptığı açı ve ρ akışkanın özgül kütleleridir. Burada $q_1=u_1 y_1$, $q_2=u_2 y_2$ ve $q_j=u_j y_j$ yazılabilir.

Momentum eşitliğinin tüm terimleri $(1/2)\rho g y_1^2$ 'ye bölündüğünde ve yeniden düzenlendiğinde, aşağıdaki ifade elde edilir.

$$2Fr_1^2 \left[\left(1 + \frac{q_j}{q_1} \right)^2 \frac{y_1}{y_2} - 1 - \frac{q_j^2}{q_1^2} \frac{y_1}{y_j} \cos\theta \right] = 1 - \frac{y_2^2}{y_1^2} \quad (3.2)$$

burada

$$Fr_1 = \frac{u_1}{\sqrt{gy_1}} \text{ menba Froude sayısıdır.}$$

$q_j=0$ için, (3.2) eşitliği serbest sıçrama için verilen klasik eşitliğe indirgenir. Eşitlik (3.2), jetten dolayı gelen akım ve sıçramanın menba Froude sayısı (Fr_1) ile eşlenik derinlikleri içermektedir.

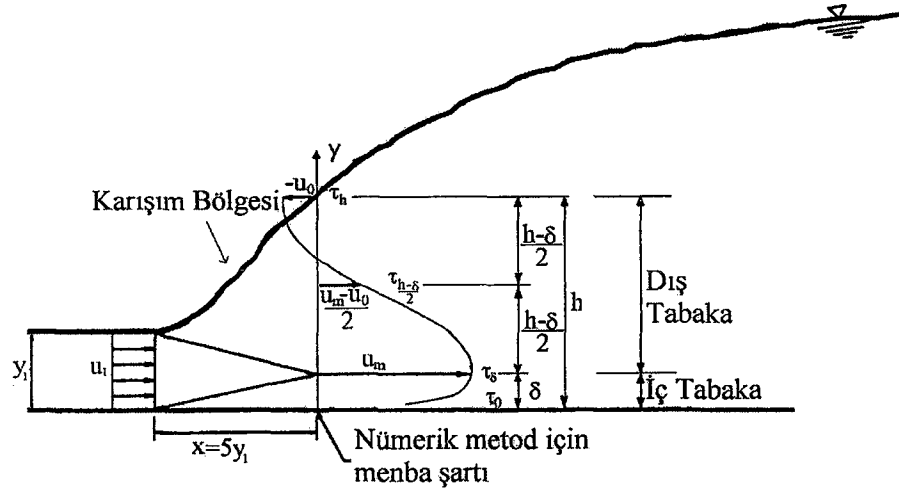
Elde edilen bu ifade yatay tabanlı bir kanal için geçerlidir. Eğer kanal taban eğimi de dikkate alınırsa (3.2) momentum eşitliği aşağıdaki formda yazılmalıdır.

$$\rho(q_1 + q_j)u_2 - \rho q_1 u_1 - \rho q_j u_j \cos\theta + \rho g y \sin\alpha = \frac{1}{2} \rho g y_1^2 - \frac{1}{2} \rho g y_2^2 \quad (3.3)$$

3.3 Strip İntegral Metodu

Jetin tesir ettiği sıçramanın içsel karakteristiklerini hesaplamak için, plunging tipi kırılmayı çözümlenecek, Strip İntegral Metodu uygulanacaktır. Klasik Strip İntegral Metodunda (Squire ve Trouncer, 1974) akım alanı içinde bir düşey boyunca belirli kesitlerdeki kayma gerilmelerinin tanımlanması ve akış boyunca düşey hız dağılımları arasındaki benzeşimlerinin sağlanmasının esas alındığı bilinmektedir.

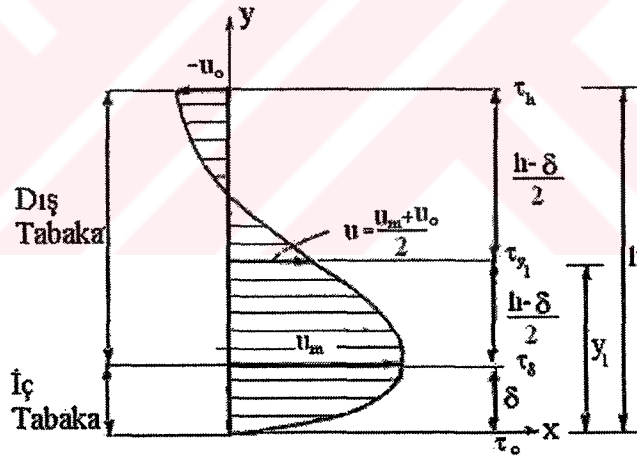
Rajaratnam (1965) hidrolik sıçramanın ters basınç gradyanının gelişmesiyle iki boyutlu duvar jeti gibi oluştuğunu deneysel olarak gözlemiştir. Şekil 3.2’de gösterildiği gibi, ilk olarak sıçramanın topuğundan itibaren tabanda bir sınır tabakası şekillenmektedir ve ayrıca üniform hız dağılımının çekirdeği boyunca da bir kayma tabakası gelişmektedir. Bu jetin gelişmesiyle birlikte mansap kesitinde iç ve kayma tabakası kalınlaşarak birbirlerine karışırlar, işte bu yapılanmanın meydana geldiği bölge karışım bölgesi olarak adlandırılmıştır. Karışım bölgesi $5y_1$ kadar bir mesafede gelişmektedir ve karışım bölgesinin mansabında akımın tam geliştiği kabul edilmiştir.



Şekil 3.2 Eğimli kanallarda hidrolik sıçramanın görünümü (Günel ve Narayanan, 1996)

3.3.1 Temel Denklemler

Hidrolik sıçramaya ait ortalama hız dağılımı Şekil 3.3'de gösterilmiştir. Narayanan (1975) bu hız dağılımını iç ve dış tabaka olmak üzere iki kısma ayırmıştır.



Şekil 3.3 Sıçramada ortalama hız dağılımı (Narayanan, 1975)

İç tabakada ortalama hız profilleri Blasius'un fonksiyonel formdaki ifadesi ile verilmiştir (Narayanan, 1975). Buna karşın dış tabakada ise hız dağılımı Narayanan (1975)'nin serbest sıçrama için tanımladığı hız dağılım benzeşimi kullanılarak bu hal için fonksiyonel formda ifade edilmiştir.

İç tabakada ortalama hız dağılımı

$$u = u_m \left(\frac{y}{\delta} \right)^n \quad (3.4)$$

dır, burada, y tabandan uzaklık, δ iç tabaka kalınlığı, n üstel bir değer ve u_m maksimum ortalama hızdır.

Dış tabaka, hız profillerinin benzerliğinin göz önüne alındığı bir tabakadır. Dış tabakadaki hızın düşey doğrultudaki değişimi, maksimum ortalama hız ve yüzey hızına bağlı olarak boyutsuz hale getirildiğinde $\left(\frac{u + u_0}{u_m + u_0}\right)$ tüm kesitlerdeki hız dağılımları tek bir denklemle ifade edilebilmiştir, bu özellik hız profilleri arasındaki benzerlik özelliği olarak tanımlanmıştır. Buradaki hız dağılımı aşağıdaki ifade ile tanımlanmıştır.

$$u = -u_0 + \frac{u_m + u_0}{2} \left[1 + \cos \pi \frac{y - \delta}{h - \delta} \right] \quad (3.5)$$

burada u_m maksimum ortalama hız, u_0 $y=h$ 'da geri dönen akım hızı, u y 'de ortalama hız ve h su derinliğidir.

Nümerik hesaplamalar için, iki boyutlu süreklilik ve momentum eşitlikleri sırasıyla aşağıdaki gibi verilmiştir ve Şekil 3.2'de verilen koordinat sistemine göre,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.6)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} + g \sin \alpha \quad (3.7)$$

Burada v , y yönündeki hız bileşeni, p hidrostatik basınç, α kanal taban eğimi, τ kayma gerilmesi, ρ akışkanın özgül kütlesi ve g yerçekimi ivmesidir.

Deneyler sıçramanın topuğunun mansabında basınç dağılımının hidrostatik basınç dağılımına uymadığını göstermiştir (Rajaratnam, 1965). Bu sapma özellikle büyük Froude sayılarının da daha belirgin olmaktadır. Mevcut çalışmada boyutsuz amprik basınç düzeltmesi olarak Günal ve Narayanan (1996)'nın eğimli tabanlı kanallarda hidrolik sıçrama için tanımlamış oldukları ifade kullanılacaktır. Bu ifade

$$\frac{p}{\rho u_1^2} = \frac{g(h-y)}{u_1^2} \cos \alpha - \lambda Fr_1^2 \left(\frac{y_1}{x} \right) \sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \cos \alpha \quad (3.8)$$

$\lambda=0.021$ deney sonuçlarından yararlanılarak elde edilen katsayıdır.

Rajaratnam (1965)'in basınç dağılımı için deneysel verileri kanal tabanında basıncın hidrostatik basınçtan çok fazla saptmadığını göstermektedir. Hornung ve diğ. (1995) hidrostatik basınçtan sapma için detaylı bir çalışma gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışmada, yapılan bu kabulü desteklemektedir. Strip İntegral Metodunun dikkate aldığı giriş bölgesinden sonraki akım alanında hidrostatik basınç dağılımından meydana gelen sapma çok farklı değildir. Dolayısıyla (3.8) ifadesinin basınç dağılımını yeterince temsil ettiği kabul edilmiştir.

İntegral formdaki süreklilik denklemi aşağıdaki gibi yazıldığında,

$$\frac{d}{dx} \int_0^h u dy = 0 \quad (3.9)$$

elde edilir.

(3.7) momentum eşitliği yeniden düzenlenirse

$$\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} + g \sin \alpha \quad (3.10)$$

ve y'ye göre integre edilirse

$$\int \frac{\partial u^2}{\partial x} dy + uv \Big|_{a_1}^{a_2} = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} dy + \frac{1}{\rho} \int \frac{\partial \tau}{\partial y} dy + \int g \sin \alpha dy \quad (3.11)$$

elde edilir. Bu ifadenin akım alanının bilinen kayma gerilmelerine göre düşeyde ayrılan akım bölgeleri için genel formdaki yazılımı ise aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial u^2}{\partial x} dy + uv \Big|_{a_1}^{a_2} = -g \cos \alpha (a_2 - a_1) - g \sin \alpha (a_2 - a_1) + \frac{1}{\rho} (\tau_{a_2} - \tau_{a_1}) \quad (3.12)$$

Burada akım bölgelerini sınırlayan tabakalar aşağıdaki gibidir;

$$a_1 = 0; \quad a_2 = \delta;$$

$$a_1 = \delta/2; \quad a_2 = \delta; \quad (3.13)$$

$$a_1 = \delta; \quad a_2 = h;$$

$$a_1 = \delta; \quad a_2 = (h - \delta)/2;$$

Böylece tanımlanan tabakalardaki kayma gerilmeleri (Şekil 3.3);

$$y=0 \text{ için } \tau_0 = 0.0257\rho \frac{u_1^2}{2} \left[\frac{n}{(n+1)(2n+1)} \right]^{11n/6} \left[\frac{u_1 \delta}{\nu} \frac{n}{(n+1)(2n+1)} \right]^{-1/6} \quad (3.14)$$

$$y=\delta/2 \text{ için } \tau_{\delta/2} = \frac{4u_m^2 n^2}{2^{n+1}(n+1)[15 + 35 \exp(-\phi^2)]} \quad (3.15)$$

$$\phi = \frac{\tau_{b/2}}{\tau_0}$$

$$y=\delta \text{ için } \tau_\delta = 0 \quad (3.16)$$

$$y=y_1 \text{ için } \tau_{y_1} = -0.001 + 0.025(u_m + u_0)^2 \quad (3.17)$$

$$y=h \quad \tau_h=0 \quad (3.18)$$

3.3.2 Sınır Şartları

Temel denklemlerin çözümlenebilmesi için menba sınır şartlarının bilinmesi gerekmektedir. Topukta uygulanan plunging jet dikkate alındığında, menba kesitinde süreklilik denklemi

$$u_1 y_1 + q_j = \int_0^h u dy \quad (3.19)$$

ile ifade edilir, burada u_1 , y_1 giren akımın hız ve derinliği, q_j plunging jetin debisidir ve bilinmektedir.

Menba kesitinde momentum eşitliği ise plunging jetinin etkisi de düşünülerek aşağıdaki gibi yazılmalıdır.

$$\rho u_1^2 y_1 + \rho q_j u_j \cos \theta + \rho g \frac{y_1^2}{2} = \int_0^h p dy + \int_0^h \rho u^2 dy \quad (3.20)$$

burada u_j plunging jetinin hızı, θ jetin yatayla yaptığı açıdır ve bilinmektedir. Bu modelde önce $x=5y_1$ kesitinde sınır şartı olarak tanımlanan (3.19) ve (3.20) eşitlikleri kullanılacaktır.

3.4 Nümerik Çözüm

İntegral süreklilik eşitliğinin; (3.4) ve (3.5) ifadeleri kullanılarak integrasyonu gerçekleştirildiğinde

$$A(1,1) \frac{dn}{dx} + A(1,2) \frac{du_m}{dx} + A(1,3) \frac{d\delta}{dx} + A(1,4) \frac{du_0}{dx} + A(1,5) \frac{dh}{dx} = 0 \quad (3.21)$$

elde edilir.

Momentum eşitliğinin; tanımlanan her bir akım bölgesini sınırlayan tabakalar arasında integrasyonları gerçekleştirildiğinde her bölgede bir momentum ifadesi olmak üzere dört ifade aşağıdaki gibi sırasıyla elde edilir.

i- $a_1=0$, $a_2=\delta$ bölgesi için

$$A(2,1) \frac{dn}{dx} + A(2,2) \frac{du_m}{dx} + A(2,3) \frac{d\delta}{dx} + A(2,4) \frac{du_0}{dx} + A(2,5) \frac{dh}{dx} = F \quad (3.22)$$

ii- $\delta/2-\delta$

$$A(3,1) \frac{dn}{dx} + A(3,2) \frac{du_m}{dx} + A(3,3) \frac{d\delta}{dx} + A(3,4) \frac{du_0}{dx} + A(3,5) \frac{dh}{dx} = F \quad (3.23)$$

iii- $\delta-h$

$$A(4,1) \frac{dn}{dx} + A(4,2) \frac{du_m}{dx} + A(4,3) \frac{d\delta}{dx} + A(4,4) \frac{du_0}{dx} + A(4,5) \frac{dh}{dx} = F \quad (3.24)$$

iv- δ - y_1

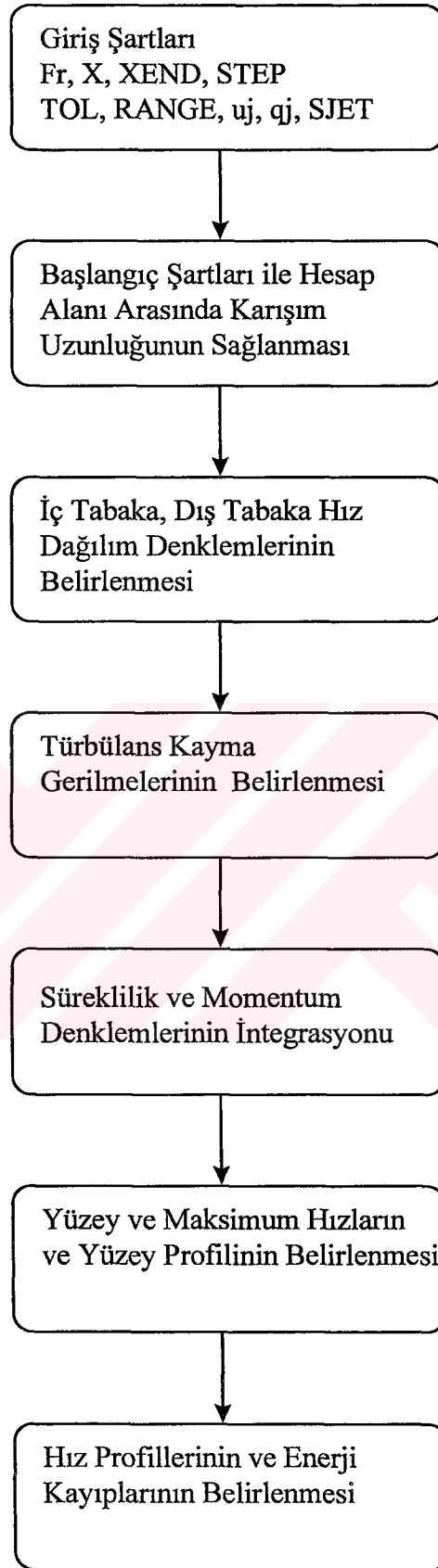
$$A(5,1) \frac{dn}{dx} + A(5,2) \frac{du_m}{dx} + A(5,3) \frac{d\delta}{dx} + A(5,4) \frac{du_0}{dx} + A(5,5) \frac{dh}{dx} = F \quad (3.25)$$

Maksimum ortalama hız u_m , serbest yüzey hızı u_0 , iç tabaka kalınlığı δ , katsayı n ve su derinliği h , süreklilik ve momentum ifadelerinden oluşan kısmi diferansiyel denklemlerin her bir düşey parça boyunca alınan beş değişik enlemesine tabakadaki integrasyonları ile ortaya çıkan birinci dereceden beş adi diferansiyel denklemin (3.21, 3.22, 3.23, 3.24, 3.25) sınır şartlarıyla birlikte çözümü ile belirlenmektedir. Bu denklemler aşağıda görüldüğü gibi kapalı formda gösterilebilir.

$$A_i \frac{du_m}{dx} + B_i \frac{du_0}{dx} + C_i \frac{dn}{dx} + D_i \frac{dh}{dx} + E_i \frac{d\delta}{dx} = F_i \quad (3.26)$$

yukarıdaki denklemde $i=1,2,3,4,5$ tir.

Birinci dereceden beş diferansiyel denklem hidrolik sıçramanın topuğundaki hıza (u_1) ve su derinliğine (h) göre boyutsuz hale getirilmiştir. Bu denklemler daha sonra Runge-Kutta Metodu ile nümerik olarak çözülmüştür. Nümerik çözüme ait akış şeması Şekil 3.4'de gösterilmiştir. Bu şekilde X başlangıç değeri; $XEND$, X in son değeri; $STEP$ integrasyon adımı; $RANGE$ sonuçların yazdırımı için istenen aralık; TOL hata payıdır.

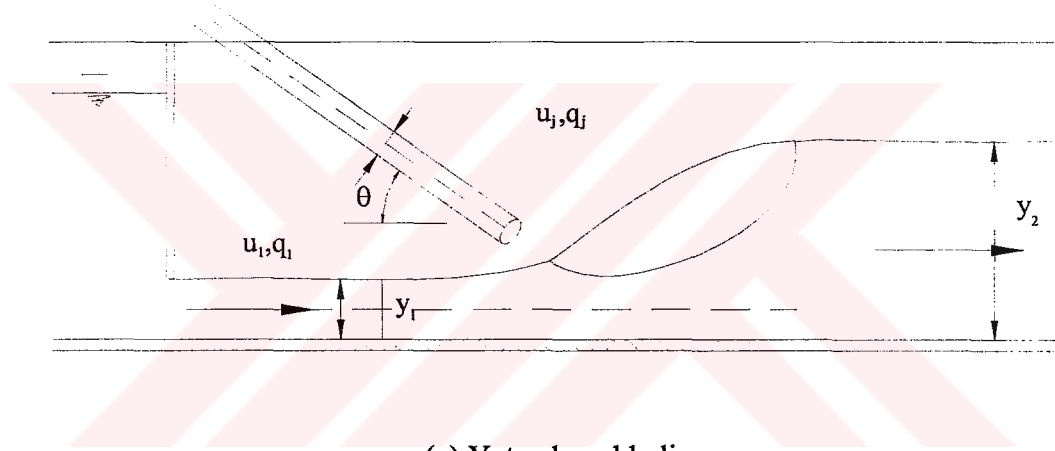


Şekil 3.4 Hesap akış şeması

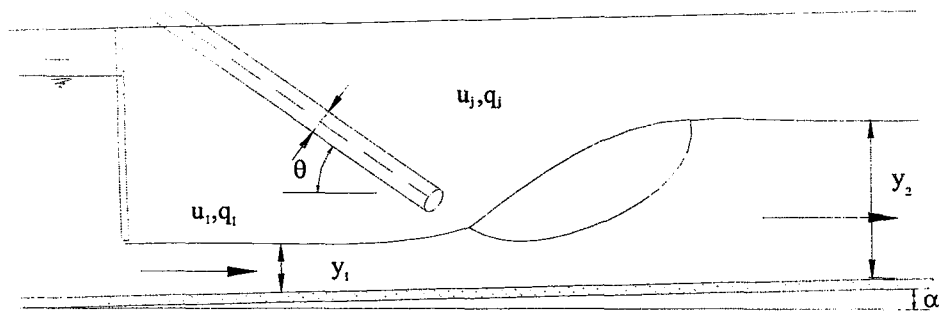
3.5 Tartışma

Hidrolik sıçrama ile plunging tipi kırılmanın benzeşiminin sağlanması için öncelikle hidrolik sıçramanın topuğuna yatayla çeşitli açılarda gelen jetler dikkate alınmış ve böylece nümerik çözüm gerçekleştirilmeye çalışılmıştır.

Kurulan nümerik modelin çözümü için Fortran 77 dilinde yazılan programın çalıştırılması ile elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir. Modelin çözümünde yatayla $\theta=30^\circ$, 45° ve 60° açı yapan sabit hızlı bir jetin sıçramanın topuğuna etki ettiği düşünülmüştür. Jetin hızı ($u_j=2.2\text{m/s}$) ve birim debisi ($q_j=0.00372\text{m}^3/\text{sm}$) yine sıçramanın topuğundaki menba şartlarına (u_1, y_1) göre boyutsuz hale getirilmiştir (Çizelge 3.1). Kanal tabanı yatay ve eğimli olmak üzere iki kısımda dikkate alınmıştır (Şekil 3.5). Burada q , sıçramanın birim debisidir.



(a) Yatay kanal hali



(b) Eğimli kanal hali

Şekil 3.5 Deneysel aşamalarda kanal görünümü

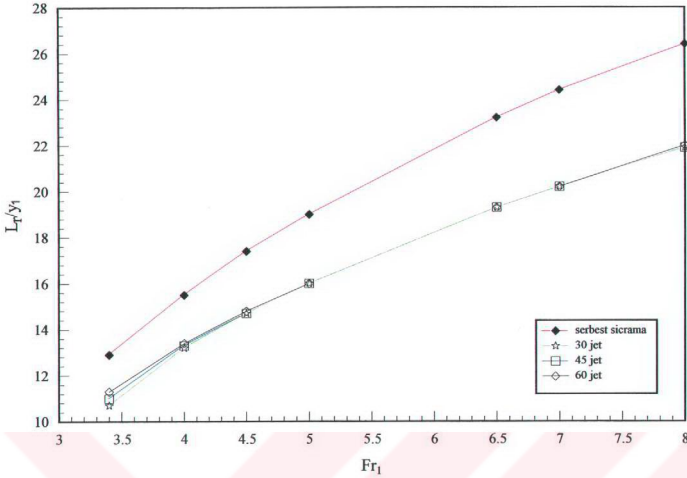
Çizelge 3.1 Sıçrama debisi ve hızının jet debisi ve hızına oranları

Yatay Kanal ($\theta=30^\circ$)	Fr_1	3.2	3.93	4.4	5.5	5.84	-	-	-
	u_j/u_1	2.6165	2.51	2.417	1.99	1.794	-	-	-
	q_j/q	0.3178	0.4247	0.5148	0.4115	0.3474	-	-	-
Eğimli Kanal $s= \frac{0}{100} 4$ ($\theta=30^\circ$)	Fr_1	3.24	3.68	3.755	3.99	4.355	4.85	5.07	5.73
	u_j/u_1	2.186	2.038	2.063	1.957	1.99	1.926	1.831	1.745
	q_j/q	0.279	0.279	0.3163	0.2976	0.3813	0.4183	0.3999	0.4464

3.5.1 Yatay Tabanlı Kanal

Elde edilen veriler değerlendirildiğinde, öncelikle Şekil 3.6'da sıçramanın boyutsuz çevri uzunluğunun (L_r/y_1), menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi çizilmiştir. Bu şekilden jetsiz ve değişik açılarla tesir eden jetin olması halinde çevri uzunluğunun değiştiği görülmektedir.

Sıçramanın topuğuna jetin tesir etmesi durumunda çevri uzunluğu kısalmaktadır. Çevri uzunluğunun kısalmamasının nedeni çevriye giren ilave jet momentumu nedeniyle, sıçramanın mansabındaki derinliğin artmasıdır. Çünkü bu durumda hidrolik sıçrama momentumun korunumu nedeniyle kendini yeni duruma uyarlamaktadır. Değişik jet açılarının çevri uzunluğu üzerindeki etkileri araştırıldığında, bu çalışmada dikkate alınan zayıf jet akımı (menba akımına göre) için menba Froude sayısı (Fr_1) 5 değerine kadar jet açısının etkisinin bulunduğu ancak bu değerden itibaren etkisinin kalmadığı belirlenmiştir. Jetin yatayla yaptığı açı küçüldükçe çevri uzunluğunun daha fazla kısaldığı gözlemlenmektedir, çünkü bu durumda sıçrama boyunca momentumun yatay bileşeni artmaktadır. Menba Froude sayısının (Fr_1) büyümesi durumunda ise sıçramanın menbasında sel rejiminde yaklaşan akımın momentum miktarının artması nedeniyle ilave jetin momentumundaki hız vektörü yatay bileşenine göre daha hakim olmaktadır. Böylece menba Froude sayısı (Fr_1) 5 değerinden büyük olması halinde, jet açısının çevri üzerinde tesirinin kalmaması, açıdan dolayı jetin momentumundaki etkisinin artık aynı kalmasına neden olmaktadır.

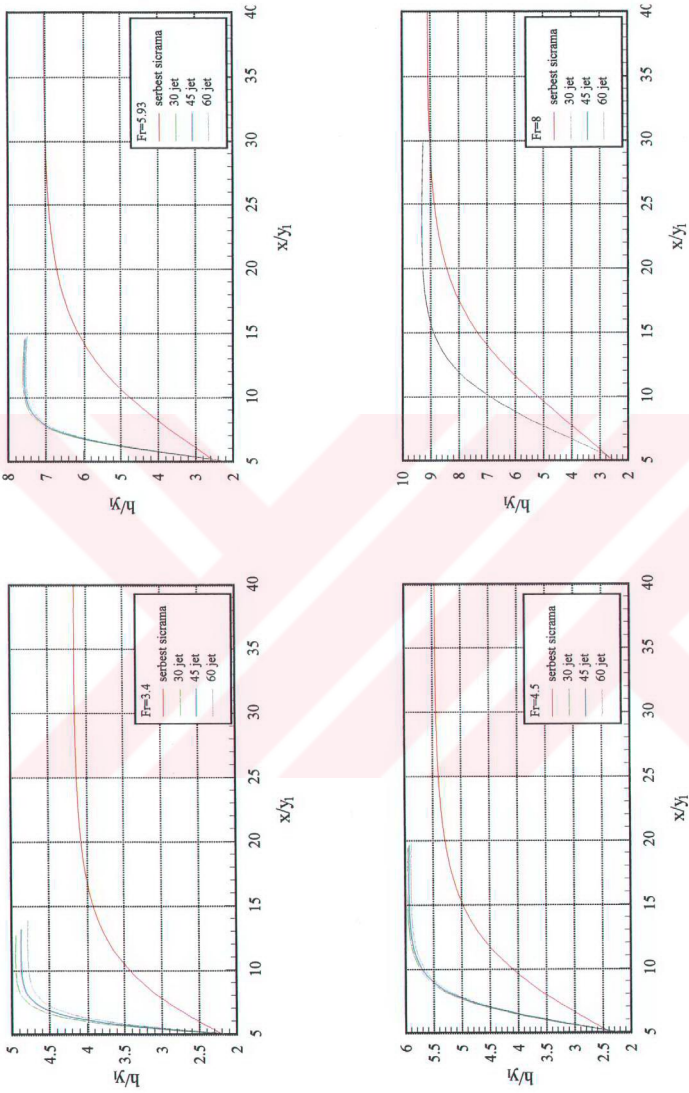


Şekil 3.6 Çevri uzunluğunun menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi

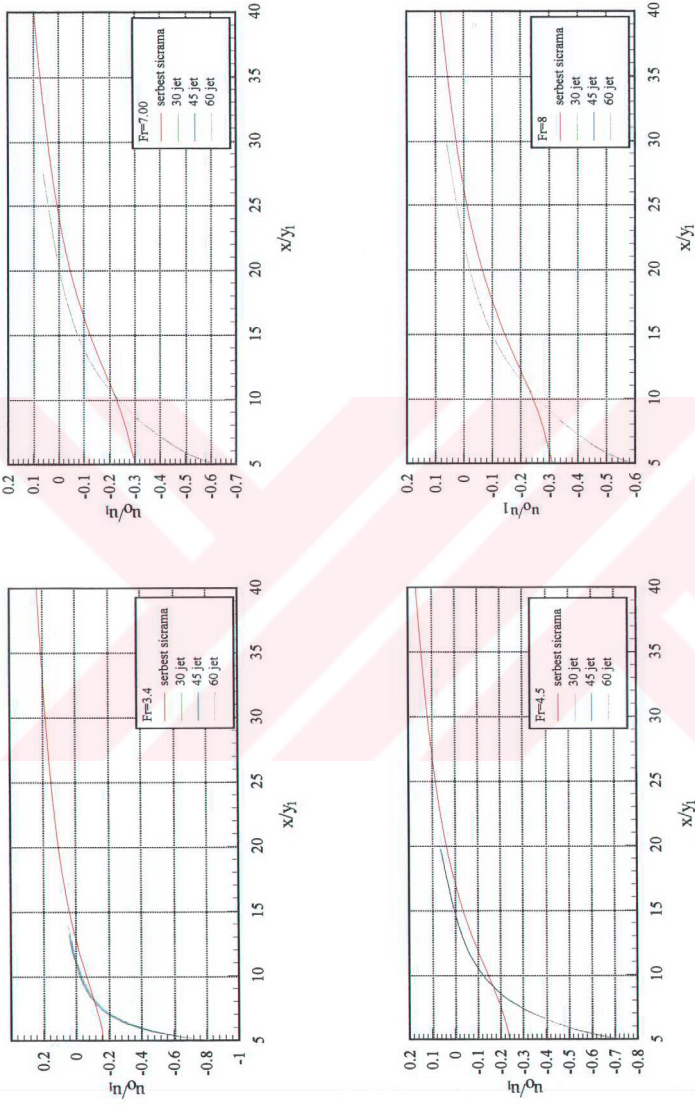
Şekil 3.7'de sıçrama yüzey profilleri farklı menba Froude sayıları (Fr_1) için çizilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü gibi ilave jet durumunda sıçrama yüzey profili artmaktadır. Jet açısının değişmesiyle, sıçrama yüzey profilinin değişmesi ise sadece menba Froude sayısının (Fr_1) küçük değerlerinde belirgin olmaktadır. Menba Froude sayısı (Fr_1) arttıkça jetli ve jetsiz haldeki yüzey profillerinin birbirlerine yaklaştığı görülmektedir. Çünkü sıçramanın menbasındaki momentum miktarı menba Froude sayısı (Fr_1) büyüdükçe akım alanına daha hakim olmaktadır.

Sıçrama yüzey hızlarının sıçrama boyunca değişimleri, menba şartlarına göre boyutsuz formda Şekil 3.8'de gösterilmiştir. Değişik menba Froude sayıları (Fr_1) için çizilen bu şekiller incelendiğinde jetli halde çevri şiddeti çok artmaktadır ve çok kısa mesafede oldukça büyük bir gradyana sahip olmaktadır. Değişimin jetsiz haldekenden daha fazla olması, artan çevri şiddetiyle harcanan enerji miktarının büyümesinden kaynaklanmaktadır.

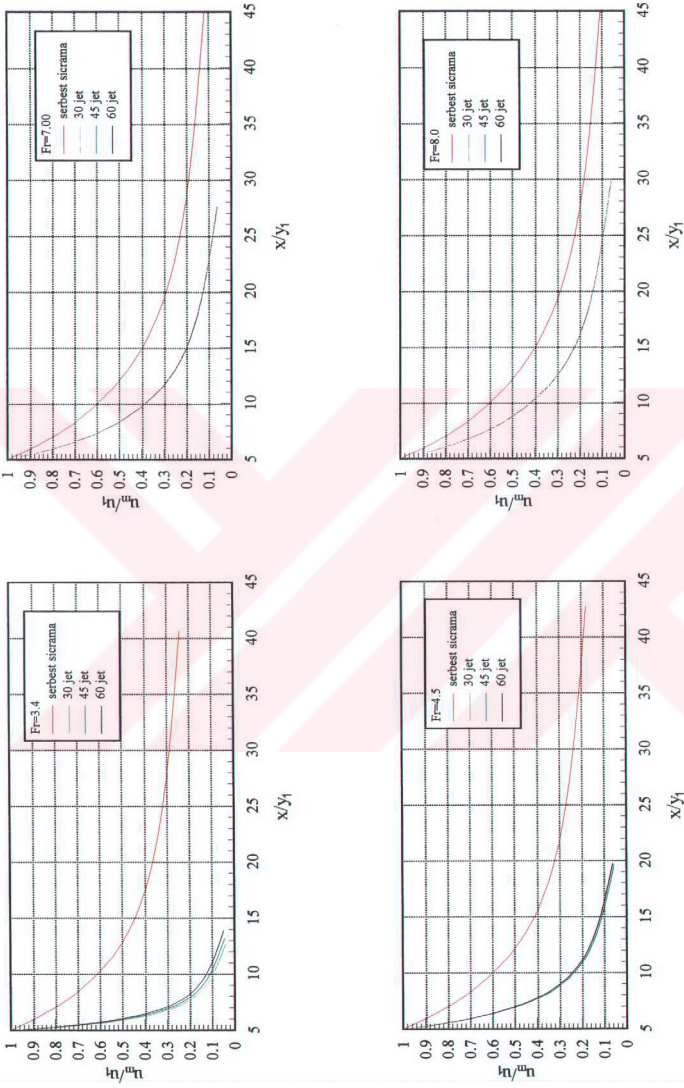
Şekil 3.9'da sıçrama boyunca farklı menba Froude sayılarında (Fr_1) maksimum hızların değişimi çizilmiştir. Jetli halde maksimum hızların şiddetleri, jetsiz halden daha küçük olmaktadır. Bu sonuç ilave jetin uygulanması durumunda sıçramanın daha kısa zamanda sönümleneceğini göstermektedir. Bunun nedeni artan türbülans dolayısıyla harcanan enerji kaybının jetsiz haldekenden daha büyük olmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 3.7 Sıçrama yüzey profilleri



Şekil 3.8 Sıçrama yüzey hızları

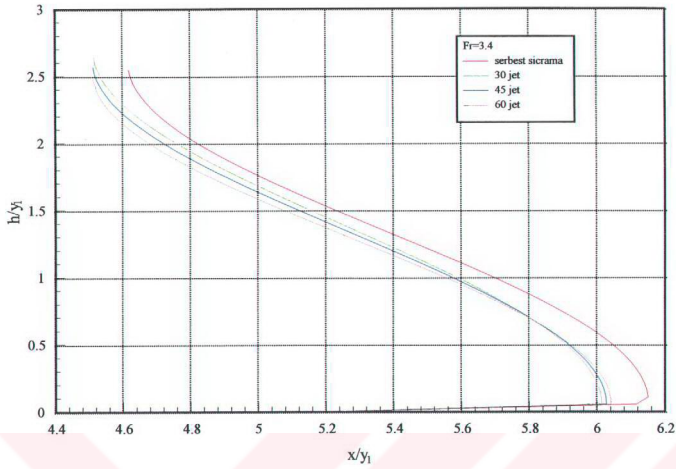


Şekil 3.9 Sıçrama boyunca maksimum hızın değişimi

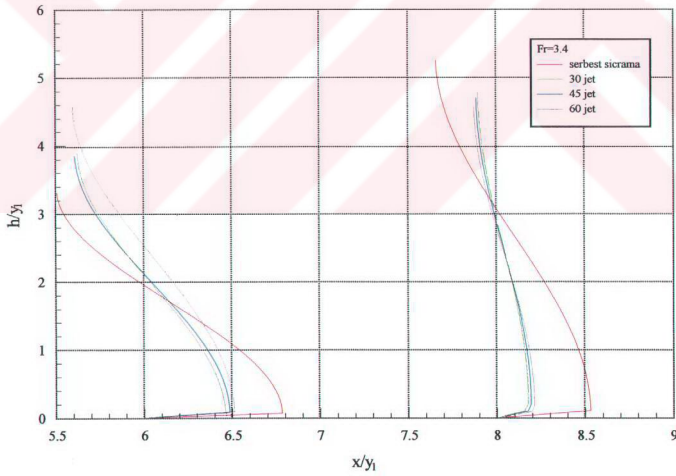
Gerek yüzey hızlarının, gerekse maksimum hızların değişimi için jet açısının etkisi incelendiğinde yine açının etkisinin küçük menba Froude sayılarında (Fr_1) mevcut olduğu, büyük menba Froude sayılarında (Fr_1) bu etkinin ortadan kalktığı görülmüştür. Şekil 3.10'da hız profilleri gösterilmiştir, aynı menba Froude sayısında (Fr_1) sıçrama boyunca jetli ve jetsiz haller için hız profilleri çizilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi jetli halde hız profilleri, jetsiz serbest sıçrama haline göre çok kısa zamanda üniform hale gelmektedir.

Şekil 3.10a incelendiğinde hidrolik sıçramanın topuğundan $5y_1$ kadar mansap tarafında jetli hız profillerine ait yüzey hızlarının jetsiz hale ait yüzey hızlarından daha büyük olduğu görülmektedir. Bu durum, ilave momentumun menba kesitinde yani başlangıç şartında çevri bölgesindeki geri dönüş akımını oldukça şiddetlendirdiğini göstermektedir. Ancak tabana yakın bölgede jetli halde aynı kesitte maksimum hızların jetsiz sıçrama haline ait maksimum hızdan daha küçük olduğu görülmektedir. Bunun nedeni, taban yakınında ilave momentum ile birlikte artan kayma gerilmesinden kaynaklanmaktadır. O halde sıçramanın karışım uzunluğu bölgesinden sonraki menba kesitinde ilave momentum yüzey hızlarını artırmasına karşın tabana yakın iç tabakada azalmasına neden olmaktadır. Jetin yatayla yaptığı açıya göre hız profilleri arasındaki fark incelendiğinde, yatayla en küçük açı yapan jetin, akış doğrultusundaki momentuma etkisinin diğerlerine göre fazla olması nedeniyle tabandaki kayma gerilmesini de artırmaktadır. Dolayısıyla bu durum maksimum hızın daha fazla küçülmesine sebep olmaktadır. Kayma gerilmelerinin yarattığı bu etki nedeniyle, küçük jet açılarında yüzey hızları daha hızlı olarak üniforma yaklaşmaktadır. Bu etki küçük jet açılarında çevri boyunun daha fazla kısalmasına da sebep olmaktadır.

Gerek jetli, gerekse jetsiz durum için kaybolan enerjinin menba Froude sayısı ile (Fr_1) değişiminin belirlenmesi amacıyla, Şekil 3.11'de boyutsuz formdaki enerji kaybının ($\Delta E/y_1$) değişimi verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi sıçramanın topuğuna jetin uygulanması durumunda enerji kaybı jetsiz serbest sıçrama durumuna göre yaklaşık olarak $Fr_1=3.5$ için %50 kadar artmaktadır. Jet açılarının etkisi ise verilen jet şartında menba Froude sayısının (Fr_1) 5 değerine kadar belirgin olmaktadır.

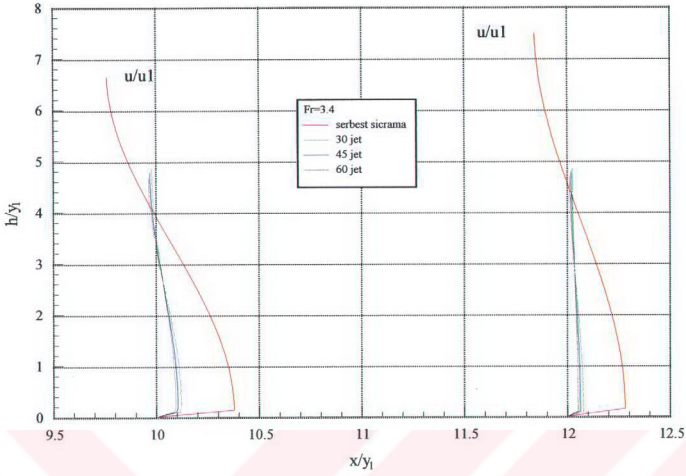


(a)



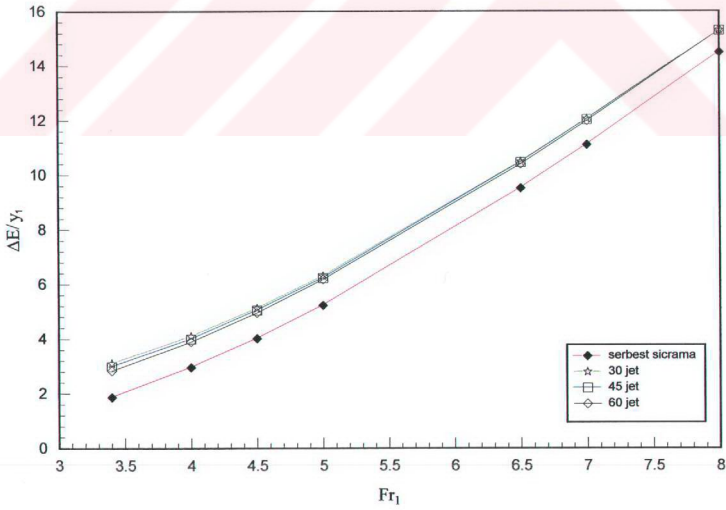
(b)

Şekil 3.10 Hız profili



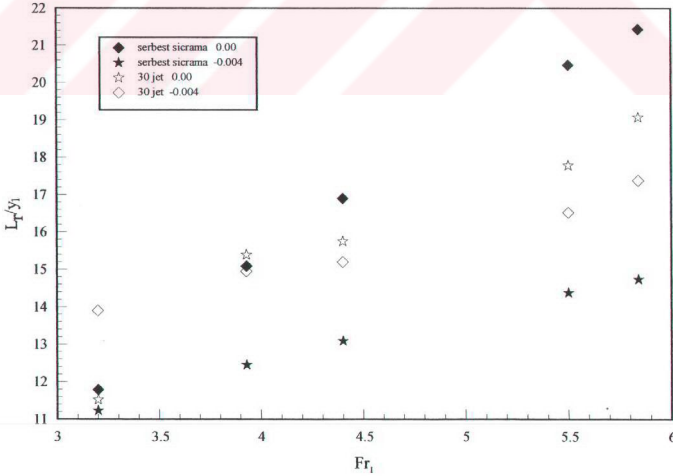
(c)

Şekil 3.10 Devam

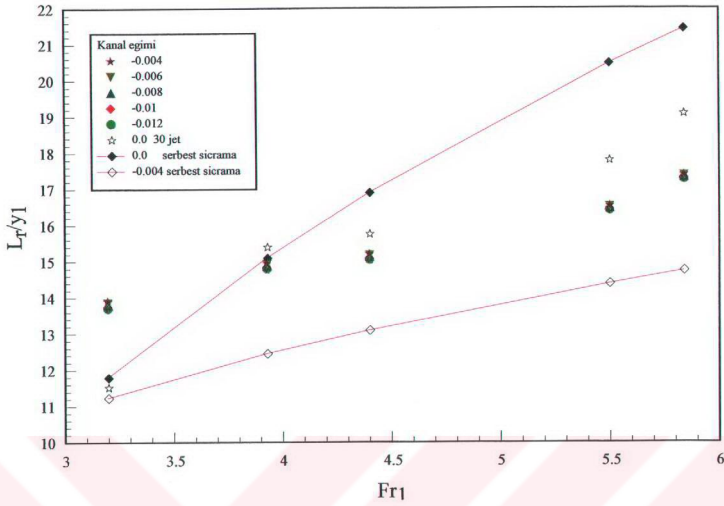
Şekil 3.11 Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi

3.5.2 Eğimli Tabanlı Kanal Hali

Ters eğimli kanal hali için nümerik çözüm sonucunda elde edilen veriler yardımıyla Şekil 3.12'de sıçramanın boyutsuz çevri uzunluğunun (L_T/y_1), menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi farklı taban eğimlerinde çizilmiştir. Bu şekilden jetsiz ve 30° açı ile tesir eden jetin olması halinde çevri uzunluğunun değişimi görülmektedir. Sıçramanın topuğuna tesir eden jet yatay kanal halinde olduğu gibi (Şekil 3.6) çevri uzunluğunu kısaltmaktadır. Sıçrama topuğuna uygulanan jetin etkisi ters eğimli kanal halinde menba Froude sayısının artması ile daha belirgin duruma gelmektedir. Ters eğimli kanalda yatay kanal haline göre çevri uzunluğunda meydana gelen farklılığın nedeni sadece yatay kanal halinde olduğu gibi sıçrama topuğuna uygulanan jetten kaynaklanan ilave momentum ile mansap derinliğinin artmasıyla oluşan ters yatay basınç gradyanı değildir. Aynı zamanda ters eğimli kanalda akışa ters yöndeki yerçekimi kuvveti bileşeninin sıçramayı menbaya doğru itmesine karşı menba basıncının artması (y_1) sıçramanın daha da kısalmasına sebep olmaktadır. Bu durum rölatif çevri uzunluğunda (L_T/y_1) daha belirgin hale gelmektedir. Kanal eğiminin $s=-0.004$ ile $s=-0.012$ arasındaki değerlerinde (Şekil 3.13), sıçramanın uzunluğuna taban eğiminin etkisinin az olduğu görülmektedir. Fakat bu şekil dikkatlice incelendiğinde çok küçük olsa dahi ters yöndeki kanal eğimi arttıkça, sıçrama uzunluğu daha fazla kısaltmaktadır.



Şekil 3.12 Ters eğimli kanalda çevri uzunluğunun menba Froude sayısına göre değişimi
($s = \frac{0}{00} 4$)



Şekil 3.13 Ters eğimli kanalda çevri uzunluğunun menba Froude sayısına göre değişimi
($s = \frac{\%}{100} 4$)

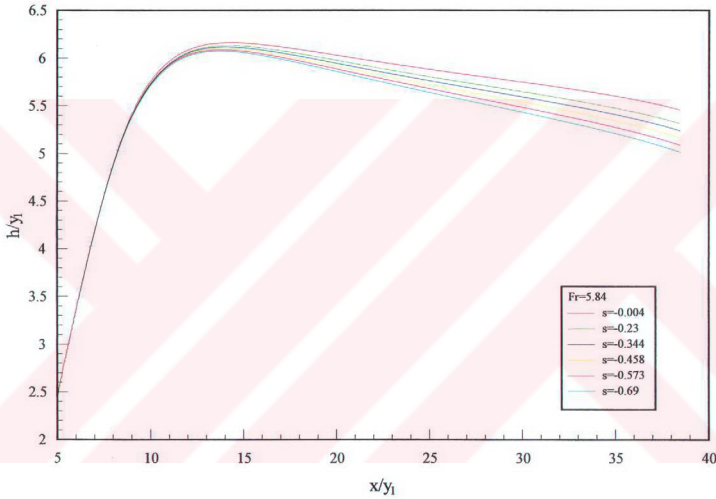
Şekil 3.14'de farklı kanal eğimlerinde, 30°'lik açığa sahip su jetinin sıçramanın topuğuna tesir etmesi durumunda, sıçrama profillerinin değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi kanal eğimi arttıkça aynı Froude sayısındaki yüzey profillerinin eğimi mansap bölgesinde artmaktadır. Bunun nedeni akış yönüne ters yönde tesir eden suyun ağırlığının yatay bileşenin büyüklüğünün kanal eğiminin artması ile artmasıdır. Böylelikle sıçrama menbaya doğru itilerek momentum dengelenmekte ve sıçrama daha kısa mesafede oluşmaktadır.

Şekil 3.15'de farklı menba Froude sayılarındaki (Fr_1) sıçramanın topuğuna değişik açılara sahip jetlerin tesir etmesi durumundaki yüzey profilleri çizilmiştir. Yatay kanalda ilave jet durumunda daha küçük menba Froude sayılarında (Fr_1) serbest sıçramaya göre yüzey profili daha büyük derinliğe sahip olmasına rağmen (Şekil 3.7), ters eğimli kanalda bu farklılığın daha az olmasının nedeni yerçekimi kuvvetinin akışa ters yöndeki bileşenidir. Menba Froude sayısının büyümesiyle yatay kanal halinde olduğu gibi yüzey profilleri arasındaki fark daha kısa mesafede birbirlerine yaklaşmakta ve sıçrama boyunun kısalması nedeniyle daha dik değişim oluşmaktadır.

Serbest yüzey hızlarının sıçrama boyunca değişimleri, menba şartlarına göre boyutsuz formda

Şekil 3.16'da gösterilmiştir. Yatay kanalda olduğu gibi (Şekil 3.8) burada da jetli halde çevri şiddeti çok artmaktadır. Bunun nedeni artan çevri şiddetiyle harcanan enerji miktarının büyümesinden kaynaklanmaktadır.

Şekil 3.17'de sıçrama boyunca farklı menba Froude sayılarında (Fr_1) maksimum hızların değişimi görülmektedir. Jetli haldeki maksimum hızın, jetsiz serbest sıçramaya göre değişimleri yatay kanal halindeki (Şekil 3.9) benzer görünümündedir. Ancak ters eğimli kanalda yerçekimi kuvvetinin etkisi nedeniyle jetli ve jetsiz haldeki hızlar arasındaki fark yatay kanala göre daha küçük olmaktadır.

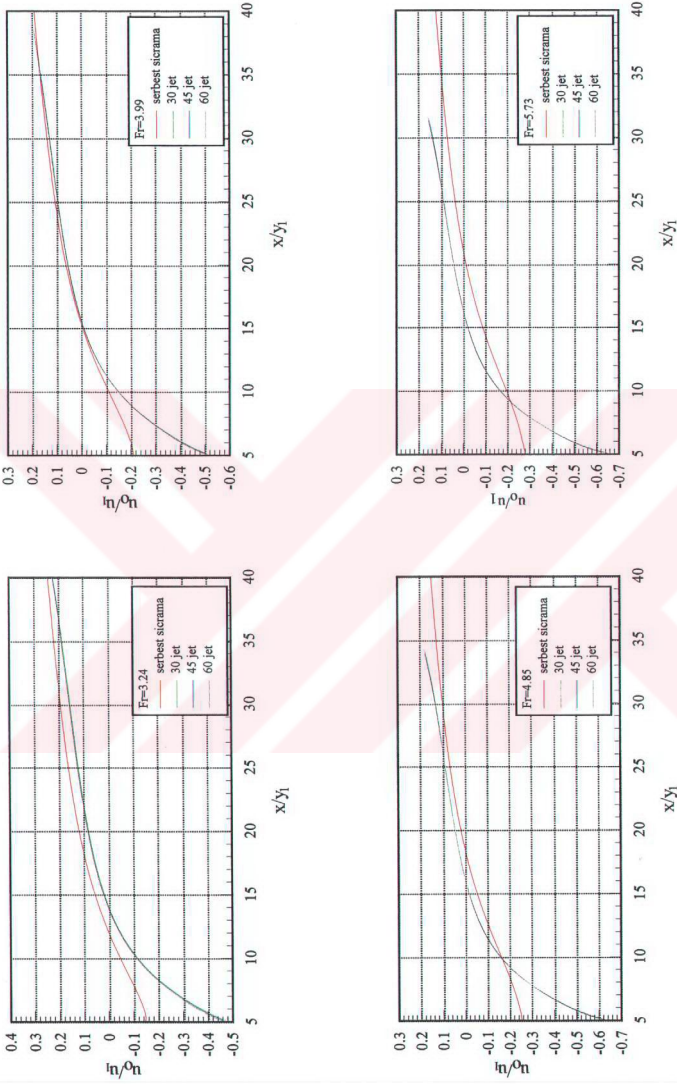


Şekil 3.14 Ters eğimli kanalda sıçrama yüzey profilleri ($s = 0/_{00} 4$)

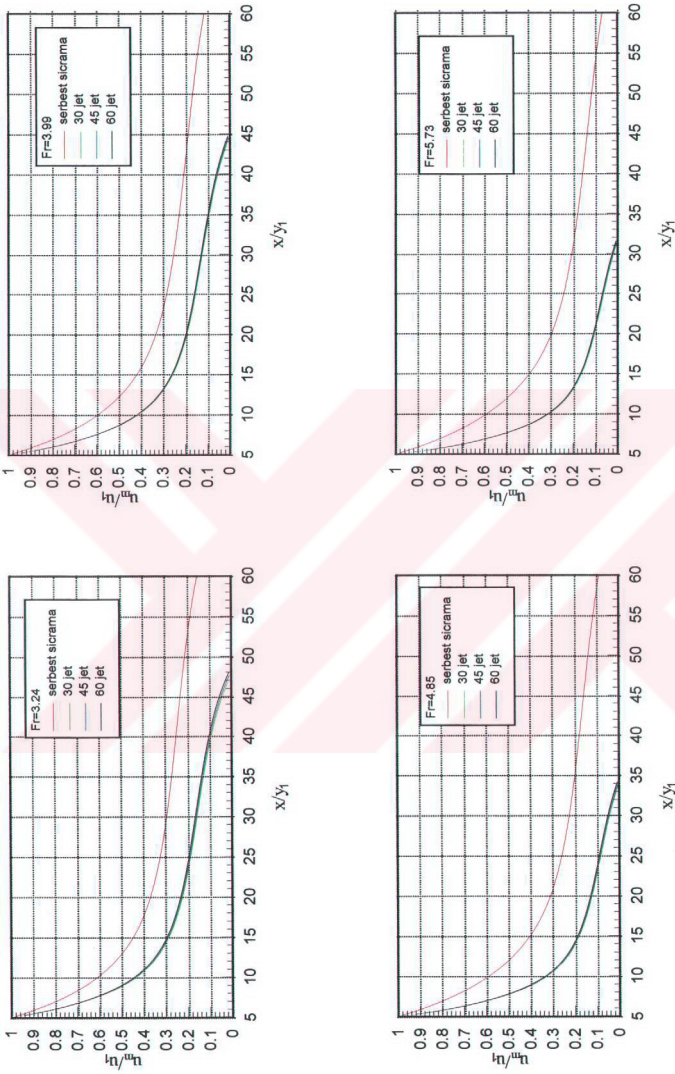
Şekil 3.18'de hız profilleri gösterilmiştir, aynı menba Froude sayısında (Fr_1) sıçrama boyunca jetli ve jetsiz haller için hız profilleri çizilmiştir. Hız profilleri yatay kanal halindeki (Şekil 3.10) benzer görünüme sahiptir. Ancak jetli ve jetsiz haldeki profiller ters eğimli kanalda birbirlerine yatay kanaldaki hız profillerine göre daha yakın meydana gelmektedir. Jetli halde hız profillerinin daha üniform olması; jet akımından dolayı türbülans şiddetinin artması nedeniyle, akışkan tabakaları arasında meydana gelen momentum alışverişinin büyümesidir.



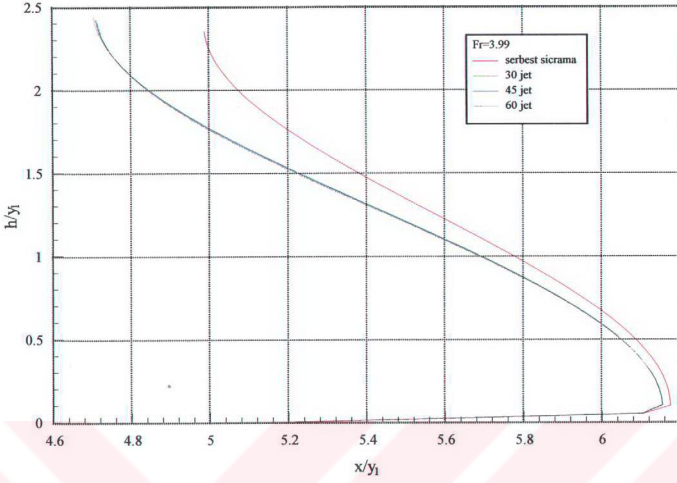
Şekil 3.15 Sıçrama yüzey profilleri ($s=0/4$) kanal eğimi için



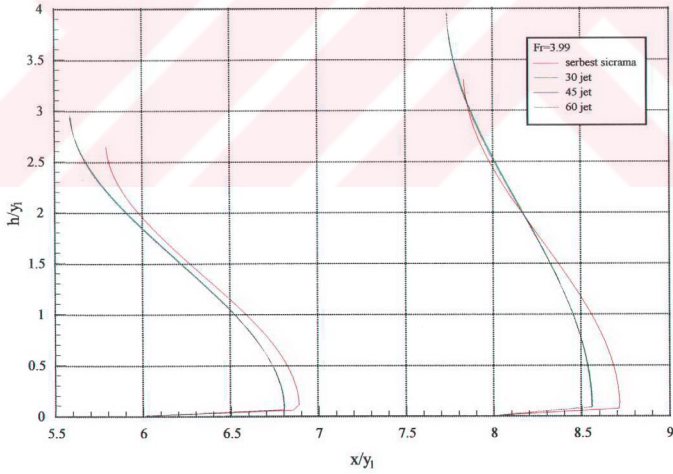
Şekil 3.16 Sıçrama yüzey hızları ($s = \frac{\%}{4}$ kanal eğimi için)



Şekil 3.17 Sıçrama boyunca maksimum hızın değişimi ($s=\%4$ kanal eğimi için)

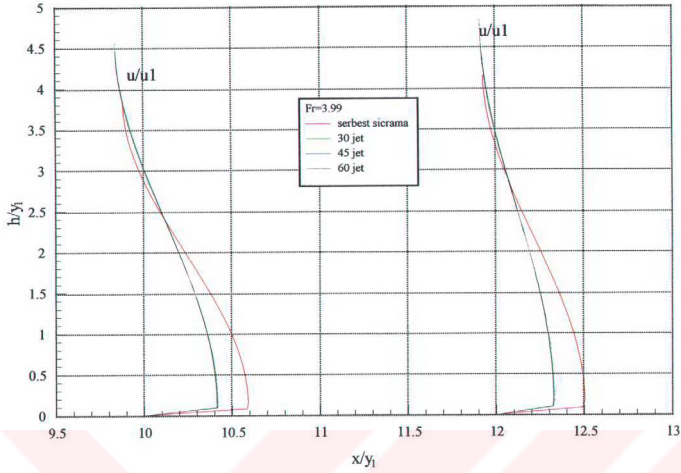


(a)



(b)

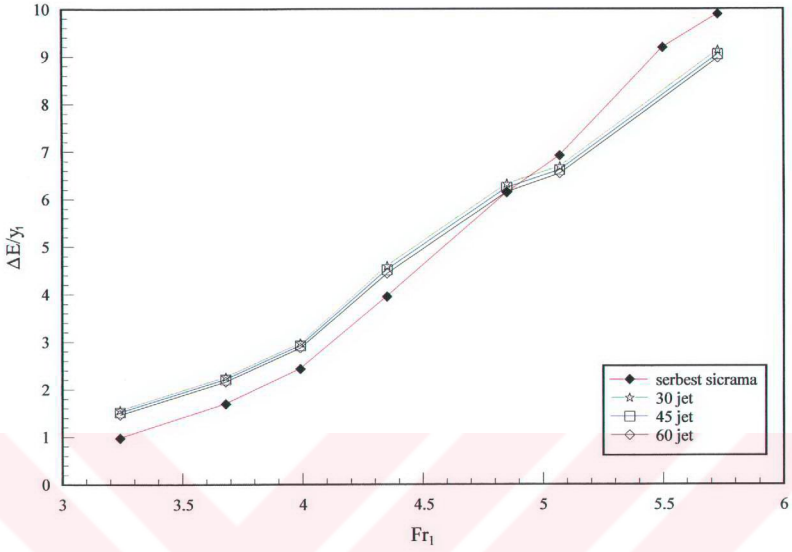
Şekil 3.18 Hız profili ($s=0/_{00}4$ kanal eğimi için)



(c)

Şekil 3.18 Devam

Gerek jetli, gerekse jetsiz hal için kaybolan enerjinin menba Froude sayısı ile (Fr_1) değişiminin belirlenmesi amacıyla, Şekil 3.19'da boyutsuz formdaki enerji kaybının ($\Delta E/y_1$) değişimi verilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi küçük Fr_1 sayılarında jetli sıçrama halinde enerji kaybının büyük olmasına karşın, büyük Fr_1 sayılarında serbest sıçramada enerji kaybı fazlalaşmaktadır. Bunun nedeni Fr_1 sayısının artmasıyla jetin momentum katkısının akım yapısı üzerindeki etkisinin azalmasına karşılık yerçekimi etkisiyle artan basınç gradyanıdır. Serbest sıçrama halinde Fr_1 sayısının artmasıyla sıçrama mansaba doğru itilmesine karşın küçük Fr_1 sayılarında sıçrama menbaya doğru hareket etmektedir ve sıçramanın menba derinliği büyük Fr_1 sayısına göre daha büyük olmaktadır.



Şekil 3.19 Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi ($s=0/_{00}$ 4 kanal eğimi için)

4. DENEYSEL ÇALIŞMA

4.1 Giriş

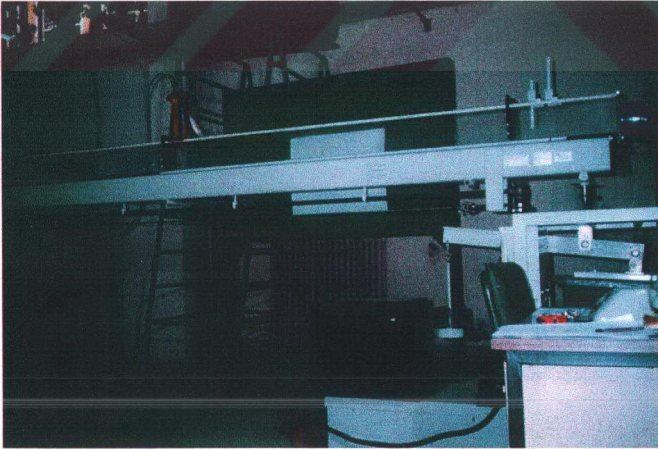
Deneyler Yıldız Teknik Üniversitesi Hidrolik ve Kıyı-Liman Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Deneyler iki aşamada yapılmıştır; birinci aşama hidrolik sıçrama deneylerinin gerçekleştirildiği bir boyutlu kanal düzeneği, ikinci aşama ise dalga kırılması ile ilgili ölçümlerin yapıldığı iki boyutlu dalga kanalı sistemidir.

Bu çalışmanın her iki aşamasında da oluşturulmaya çalışılan akım alanlarının yüksek hava konsantrasyonlarına sahip olmaları nedeniyle, “görüntü işleme” (image process) tekniği, mevcut iki fazlı akımda yeterince sağlıklı verilerin elde edilmesi amacıyla kullanılmaya çalışılmıştır.

4.2 Deney Sistemleri

4.2.1 Bir Boyutlu Kanal Sistemi

5 m uzunluğunda 75 mm genişliğinde, 150 mm derinliğindeki bu kanalın eğimi istenildiğinde değiştirilebilmektedir (Şekil 4.1). Kanal sistemi bir pompa yardımıyla kendi içinde su devrini sağlamaktadır. Pompa özellikleri Çizelge 4.1’deki gibidir.



Şekil 4.1 Kanal sisteminin genel görünümü

Çizelge 4.1 Kanal özellikleri

Pompa kapasitesi	2.2 lt/s
Pompa motor gücü	150 w
Su tankı kapasitesi	180 lt

Bu kanalda debi ölçümleri bir ağırlık tankı yardımıyla yapılmaktadır, bu tankın kapasitesi 60 lt'dir ve kullanılan ağırlıklar 0.5, 1, 2, 5, 10 kg arasında değişmektedir.

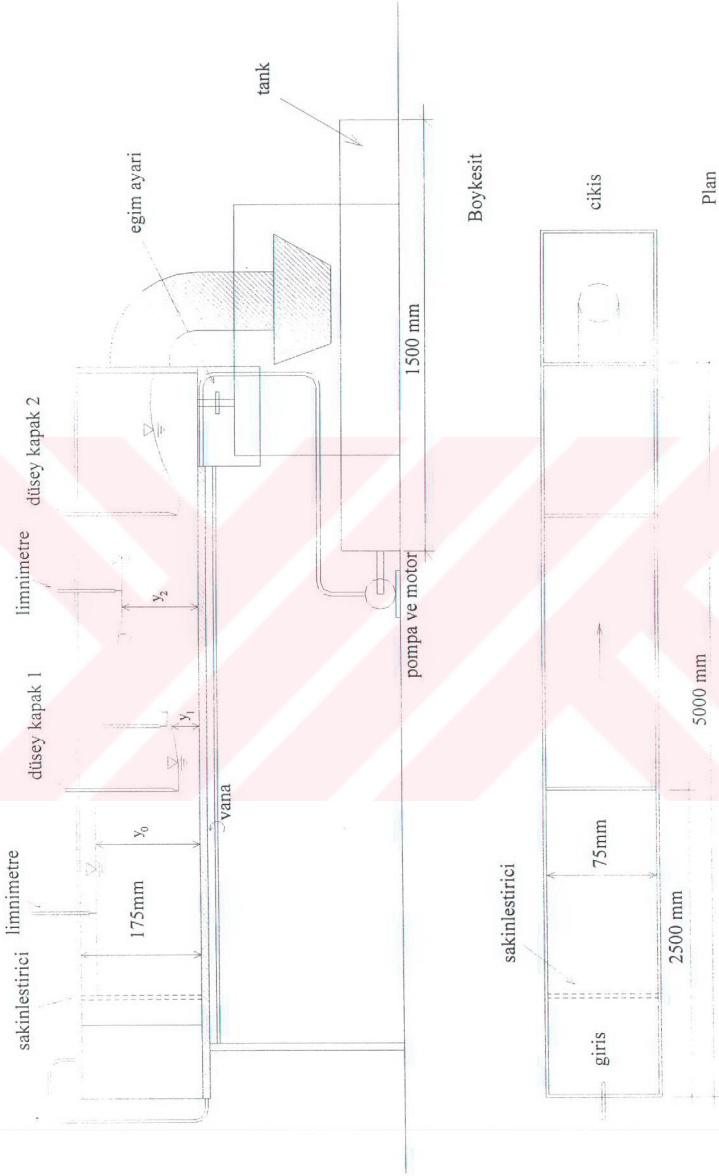
Kanalda istenilen büyüklükte hidrolik sıçramaların oluşturulması amacıyla düşey iki kapak yerleştirilmiştir. Birinci kapak kanalın ortasında farklı açıklıklarda (a) çalıştırılarak arzu edilen Fr_1 sayıları meydana getirilmiştir. İkinci kapak kanalın çıkışına yakın mansaba yerleştirilerek, açıklığı değiştirmek suretiyle hidrolik sıçramanın yeri değiştirilebilmiştir. Bu kapağın açıklığı azaltıldığında sıçrama daha fazla menbaya hareket ederek birinci kapağa yaklaşabilmektedir, ya da tam tersi bir hareket sağlanabilmektedir (Şekil 4.2). Eğim ayar koluyla da kanal eğimi ayarlanabilmektedir.

Kanalda dalga kırılması ile hidrolik sıçrama arasında bir analogi kurmak amacıyla, hidrolik sıçramanın hemen topuğuna bir su jeti uygulanmıştır. Su jeti yardımıyla plunging tipi kırılma benzeştirilmeye çalışılmıştır. Bu analogide, jetin önündeki hidrolik sıçrama bore oluşumunu benzeştirmektedir. Jetin oluşturulması amacıyla krom-nikel alaşımından (paslanmaz) dikdörtgen kesitli bir aparat yapılmıştır (Şekil 4.3).

Jetin fışkırtıldığı aparat dikdörtgen ağızlı olarak tasarlanmıştır ve akış kesitten üniform, tam dolu akacak şekilde fışkırması için aparatın içine saptırıcılar yerleştirilmiştir. Jet akışı sabit seviyeli bir tank yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Jetin hidrolik sıçramanın topuğuna değişik açılarda tesir edebilmesi amacıyla oynar bir sehpa yapılarak kanalın üzerine monte edilmiştir (Şekil 4.4).

Deneylerde oluşturulan serbest jet, üç farklı açı ile sıçramanın topuğuna uygulanmıştır. Dikkate alınan açılar $\theta=30^\circ$, 45° ve 60° dir. Deneyler yatay ve eğimli kanalda yapılmıştır. Bu çalışmada eğimli kanal deneyleri kanal eğiminin $s=\frac{\%}{100}4$ olması hali için gerçekleştirilmiştir.

Hidrolik sıçrama farklı Fr_1 sayılarında oluşturulmaya çalışılmıştır, burada Fr_1 sıçramanın menbasındaki Froude sayısıdır, kanalın performansına göre yaratılan hidrolik sıçramalara ait deney şartları yatay kanal için Çizelge 4.2 ve eğimli kanal için ise Çizelge 4.3'de verilmiştir.



Şekil 4.2 Kanalın şematik görünümü

Çizelge 4.3 Hidrolik sıçrama için deney şartları (eğimli kanal) $s= \frac{\%}{100} 4$

Sıçrama No	Fr_1	y_1 (mm)	Q (lt/s) $\times 10^{-4}$	$q_j^*(-)$			$u_j^*(-)$		
				$\theta=30^\circ$	$\theta=45^\circ$	$\theta=60^\circ$	$\theta=30^\circ$	$\theta=45^\circ$	$\theta=60^\circ$
1	3.24	12	10	0.279	0.279	0.279	2.186	2.377	2.647
2	3.68	11	10	0.279	0.279	0.279	2.038	2.211	2.455
3	3.755	10	8.82	0.316	0.316	0.316	2.063	2.306	2.526
4	3.99	10	9.375	0.2976	0.2976	0.2976	1.957	2.096	2.324
5	4.355	8	7.317	0.381	0.381	0.381	1.99	2.163	2.435
6	4.85	7	6.67	0.418	0.418	0.418	1.926	2.165	2.35
7	5.07	7	6.977	0.399	0.399	0.399	1.831	1.986	2.223
8	5.73	6	6.25	0.446	0.446	0.446	1.745	1.858	2.137

Burada, sırasıyla $q_j^* = \frac{q_j}{u_1 y_1}$ ve $u_j^* = \frac{V_j}{u_1}$ boyutsuz jet debisi ve hızı, q_j ; birim jet debisi (m^3/sm), V_j ; jet hızı (m/s), u_1 sıçramanın menbasındaki akım hızı (m/s), y_1 ; sıçramanın menbasındaki derinlik (m) dir.

Her Fr_1 sayısında oluşturulan hidrolik sıçrama için akım şartlarının bozulmaması amacıyla kanala ait tank tam dolu çalıştırılmış ve jetsiz hidrolik sıçramada ölçümler tamamlandıktan sonra sistem sürekli çalıştırılarak üç farklı jet açısında aynı sıçramanın topuğuna jet akımı uygulanarak jet ile birlikte sıçramaya ait ölçümlere geçilmiştir. Böylece sisteme giren ilave akımın taşması sağlanarak menba Froude sayısı (Fr_1) sabit tutulmuştur. Ancak deneylerde jetin uygulanması sırasında sıçramanın yerinin değiştiği gözlenmiştir. Sıçramanın jet nedeniyle menbaya hareket ettiği görülmüştür. Batık sıçramanın oluşumundan kaçınmak amacıyla serbest sıçrama hali mümkün olduğunca mansapta meydana getirilmiştir. Jetli ve jetsiz sıçrama deneylerinde, akım şartları dengeye ulaştığında ölçümler yapılmıştır. Kanal üzerine yerleştirilen üç ayrı limnimetre yardımıyla birinci kapağın menbasında (y_0), sıçramanın menbasında (y_1) ve sıçramanın mansabında (y_2) derinlikler ölçülmüştür. Ayrıca potasyum permanganat yardımıyla çevri uzunluğunun belirlenmesi için bir pipet ile sıçramanın çeşitli noktalarına enjeksiyon yapılmıştır. Akımın döndüğü nokta belirlenerek çevri uzunlukları (L_r) bulunmuştur. Bu işlemler jetli ve jetsiz haller için tekrarlanmıştır.

Hidrolik sıçrama ile ilgili ölçümlerde serbest sıçrama ve jet ile birlikte sıçramalar için yüzey

profilleri ve akımın çeşitli noktalarında hızların belirlenmesi amacıyla her deney şartında akışa ABS (Acrilo Nitril Bütadien Styren) partikülleri katılarak izlenmiştir. Gerek yüzey profillerinin belirlenmesi gerekse ABS partiküllerinin izlenmesi Bölüm 4.3’de anlatılan görüntü işleme tekniği ile gerçekleştirilmiştir.

Hidrolik sıçrama deneyleri Çizelge 4.2-4.3’den görüldüğü gibi farklı Fr_1 sayılarında gerçekleştirilmiştir. Her Fr_1 sayısında sabit jet hızında (V_j), üç farklı açıda jet akımının uygulandığı 52 farklı deney koşulu yatay ve eğimli kanal şartlarında oluşturulmuştur.

4.2.2 Dalga Kanalı

Dalga kırılması ile ilgili deneylerin yapıldığı dalga kanalı 1 m genişliğinde ve 20 m uzunluğunda olup kanalın 14 m uzunluğu boyunca her iki kenarı 18 mm camdan yapılmıştır. Kanalın derinliği ise 1 m’dir (Şekil 4.5).



Şekil 4.5 Dalga kanalının genel görünümü

Dalgalar, 1/10 eğimli tabanın topuğundan 11 m mansap tarafında kalan ve bir eksantrik yardımıyla doğru akım motorunun miline bağlanan tabana mafsallı bir palet ile üretilmiştir. İstenilen yükseklik ve periyottaki dalgalar, bu doğru akım motoruna giden akımı düzenleyen ve kumanda eden redresör ve eksantrik yardımıyla üretilmiştir. Dalgalar kanalın diğer tarafına çelikten 1/10 eğim ile inşa edilen taban üzerinde kırılmıştır (Şekil 4.6).

Dalga kanalında ölçümler iki adımda yapılmıştır. Birinci adımda 2 m'lik parçalardan oluşan 1/10 eğimli çelik tabanın en son uçtaki parçası yerleştirilmemiştir. Böylece şevin ucunda kırılması sağlanan dalgaların plunging jetlerinin, şevin sonundaki suya düşmesi sağlanmıştır (Şekil 4.7).

Deneyin bu aşamasında plunging jeti taban etkisi olmaksızın ölçülmüştür. Bu dalgaların ölçümünde paletin oluşturduğu ilk iki dalga istenilen dalgayı tam oluşturmadığı için ve beşinci ile sonrası ise yansıma nedeniyle dikkate alınmamıştır. Böylece üretilen üçüncü ve dördüncü dalgalar ölçülmüştür.

Bu adımda plunging jetin sonsuz derinlikte nüfuz ettiği derinlik kırılma sırasında akıma nüfuz eden hava kabarcıkları yardımıyla belirlenmiştir. Deneylerde hava kabarcıklarının nüfuz derinliğinin yanı sıra dalga profilleri Bölüm 4.3'de izah edilecek olan görüntü işleme tekniği kullanılarak belirlenmiştir.

Dalga kanalında deneylerin ikinci adımında ise 1/10 eğimli tabanın son parçası da kanala yerleştirilerek plunging jetin taban etkisindeki durumu da izlenmiştir.

Dalga kanalında oluşturulan dalga şartları Çizelge 4.4'de özetlenmiştir.

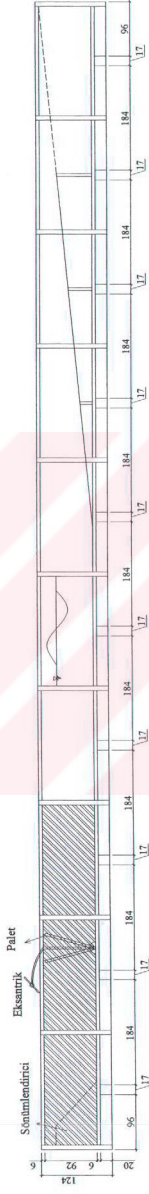
Burada H_0 , L_0 sırasıyla derin su dalga yüksekliği ve boyu, T dalga periyodu, H_b kırılan dalganın yüksekliği ve ξ surf parametresidir. Surf parametresi aşağıdaki gibi tanımlanmıştır;

$$\xi = \frac{s}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}} \quad (4.1)$$

burada $s = \tan \alpha$ taban eğimi, α = tabanın yatayla yaptığı açı ve H_0/L_0 derin su dalga dikliğidir.

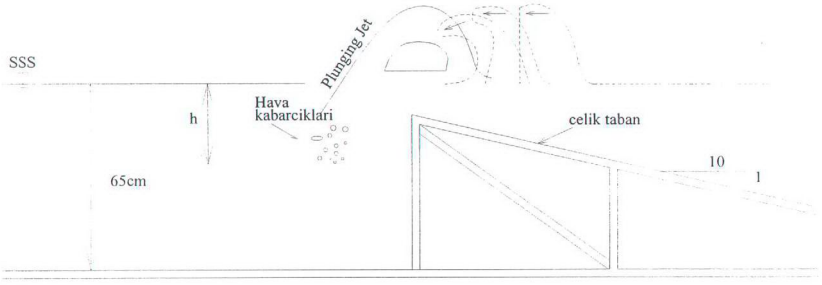


Plan



Boykesit

Şekil 4.6 Dalga kanalı şematik görünümü



Şekil 4.7 Plunging jetin sonsuz derinliğe düşürülmesi

Çizelge 4.4 Dalga şartları

Dalga No	H_0 (cm)	T (sn)	H_0/L_0	H_b (cm)	ξ
1	10	1.2	0.04	11	0.47
2	12.28	1.25	0.048	14.4	0.45
3	12.56	1.65	0.030	15.5	0.58
4	15.00	1.48	0.044	16	0.48
5	12.40	1.1	0.065	14	0.39
6	16.13	1.3	0.06	17	0.40
7	15.12	1.80	0.03	16	0.578
8	14.70	2.05	0.022	20	0.670
9	19.07	1.87	0.035	18	0.535
10	16.60	1.85	0.032	18	0.567

4.3 Ölçüm Sistemleri

4.3.1 Görüntü İşleme Sistemleri

Görüntü işleme, iki ayrı sistemden oluşturulmuştur. Birinci sistem bir S-VHS kamera kullanımıyla gerçekleşen görüntü işlemedir. Bu kameranın özellikleri Çizelge 4.5'de verilmiştir.

Çizelge 4.5 Video kameranın özellikleri

Model	Panasonic
Kaset Formatı	S-VHS
Kayıt Süresi	5 saat SE300
Video Televizyon Sistemi	CCIR; 625 lines, 50 fields PAL color
Video Çıkış Seviyesi	Video Out 1.0 V _{p-p} 75 ohm terminated S-Video Out V _{p-p} 75 ohm terminated
Audio Çıkış Seviyesi	Audio Out-6dBV/47 kohm loaded/less than 1 kohm
Giriş Hassasiyeti	Mic In(M3 Stereo)-70 dBV/4.7 kohm or more unbalanced
Audio Track	1 track (Normal-Monaural), 2 channels(Hi-Fi Sound Stereo)
Görüntü Sensörü	1/3 inch CCD image sensör
Lens	12:1 Power 200m Lens (Optical Capability) F1.6 Focal Length; 5.6-67mm Digital AI Auto Focus/Auto Iris Filter Diameter; 49mm
Viewfinder	0.7-inch Electronic Viewfinder
Standart Işık	1.400 Lux
Minimum Işık	4 Lax (Low Light Mode)
Çalışma Sıcaklığı	0°C-40°C
Çalışma Rutubeti	%10-80
Ağırlık	Batarya hariç 2.8 kg
Boyut	130(Genişlik)*245(Yükseklik)*476(Derinlik) mm

Kamerada S-VHS kaset kullanılarak görüntü kalitesi artırılmıştır. Bir sehpa üzerinde oturtulan kamerada alınacak görüntünün netliği için bir seri netlik ayarı yapılmıştır. Bu ayarlardan biri de beyaz ayarıdır, bu ayar yardımıyla görüntüden istenen renkler oluşturulmaktadır. Arzu edilen net görüntü için deney sistemindeki renkler ve ışık kaynakları ayrı ayrı test edilerek belirlenen en uygun renkler ve ışık kaynakları kullanılmıştır. Hidrolik sıçramanın oluşturulduğu kanalda bir adet hareketli ışık kaynağı, dalga kanalında ise kanalı üstten aydınlatan üç ayrı sabit ışık kaynağı ölçüm bölgelerini aydınlatmıştır. Her bir ışık kaynağı HBID 400/T/H şiddetindedir. Kamera ölçüm kesitine dik yerleştirilerek üçüncü boyut etkisi

minimumu indirilmiştir. Bunun için odak ayarları hassas biçimde hesaplanmıştır. Görüntü işlemenin diğer bir sistemi ise, bilgisayar sistemidir. Elde edilen görüntü bir bilgisayara yerleştirilen Hardware ve yüklenen Software yardımıyla istenen görüntüler saniyenin yirmibeşte bir aralıkların da resimlere ayrılarak incelenmiştir. Görüntü işleme sisteminin özellikleri Çizelge 4.6'da verilmiştir.

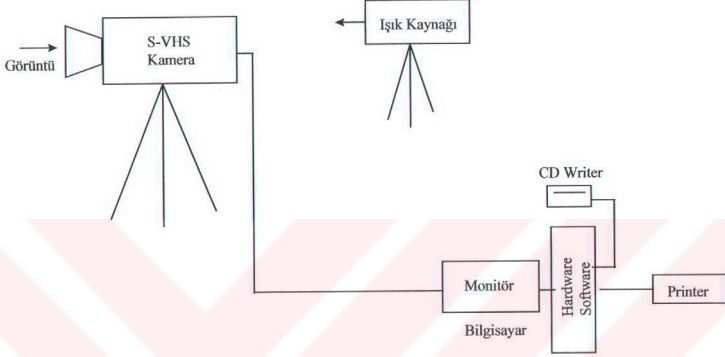
Çizelge 4.6 Görüntü işleme hardware sistemi miro video DC 30

Video Girişleri	Composit (FBAS), cinch soket S-Video(Y/C)
Video Çıkışları	Composit (FBAS), cinch soket S-Video(Y/C)
Video Standartları	PAL, NTSC, SECAM (CCIR 601 desteği)
Video Yakalama ve Ölçeklendirme	768*576'a kadar (Pal, Secam), 640*840'a kadar(NTSC) 50/60 alan/san
Video Overlay	Direct Draw Uyumlu Grafik Kartı
Video Editing	Adobe Premiere için özel hızlandırıcı
Sıkıştırma	Hareketli JPEG sıkıştırma teknolojisi (MJPEG)
Sıkıştırma Oranı	3:1
Data Transfer Hızı	6 MB/san
Kare Yakalama Hızı	25/30 kare/saniye (PAL, NTSC) hareketli JPEG gerçek zamanda sıkıştırma
Renk Derinliği	16.7 milyon (4: 2: 2 YUV)
Ses Yakalama	16 bit senkronize, 48 khz stereo
Ayar İmkanları	Işık, kontrast, renk oranı, filtre, hue, JPEG kalite ayarı, harddisk bilgi erişim hızı ayarı, lip sync.
Bus Yapısı	PCI
Program Sürücüler	WIN 95
Program Desteği	Adobe Premiere 4.2 LE Adobe Photoshop LE Asymetri*3D F/X (3D Animasyon)

Her deney için alınan kayıtlar bilgisayarda izlendikten sonra istenen görüntüler ayrı bir harddiskte işlenmiş ve yine arzu edilen görüntüler aynı zamanda bir CD Recorder yardımıyla CD'lere kaydedilmiştir. İstenen görüntüler aynı zamanda yüksek çözünürlüklü renkli bir printer yardımıyla özel kağıtlara baskı alınmak suretiyle deneylerle ilgili hız, profil ve hava kabarcıkları belirlenmiştir.

Bu sistemin tercih edilmesinin nedeni, gerek hidrolik sıçrama gerekse kırılma sırasında akım ortamında bulunan yüksek konsantrasyondaki havadan dolayı CTA, Laser Doppler, Dalga Monitörü gibi sistemlerin yeteri hassasiyette çalışmamasıdır.

Görüntü işlemenin genel akım şeması Şekil 4.8’de görüldüğü gibi verilebilir. Sistemin genel görünümü ise Şekil 4.9’da verilmiştir.



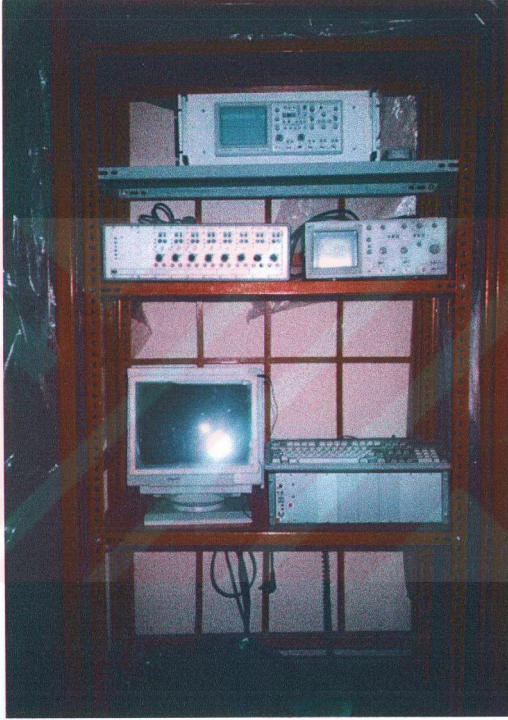
Şekil 4.8 Görüntü işleme sisteminin şematik görünümü



Şekil 4.9 Görüntü işleme sisteminin genel görünümü

4.3.2 Dalga Ölçümleri

Dalga kanalında üretilen dalga yükseklikleri ikiz çubuk elektrotlu bir sistem yardımıyla ölçülmüştür. Bu sistemin çalışması elektrotlar arasındaki suyun devreyi tamamlaması ve su seviyesinin alçalıp yükselmesi sırasında direncin değişmesi prensibine dayanmaktadır (Şekil 4.10).

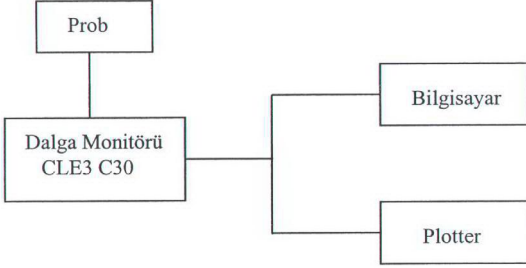


Şekil 4.10 Dalga monitörünün genel görünümü

Dirençteki bu değişim Armfield CLE3 C30 amplifikatör yardımıyla yükseltilmekte ve buna bağlı Armfield CQ95 tipi bir plotter ya da bir bilgisayar yardımıyla kaydedilerek işlenebilmektedir.

Her deneyden önce sakın su durumunda sistemin direnci dengeye getirilmek suretiyle kalibrasyon yapılmıştır. Dalga kanalında yaklaşan dalgayı belirlemek için paletten sonra bir

prob ve kırılma derinliği ile 1/10 tabanın hemen topuğunda dalga yüksekliklerini belirlemek amacıyla iki ayrı prob yerleştirilmiştir. Dalga ölçümlerinin genel şeması Şekil 4.11'de gösterilmiştir.



Şekil 4.11 Dalga ölçümlerinin genel şeması

4.3.3 Hız Ölçümleri

Akım alanında hız ölçümleri için görüntü işleme sırasında takip edilebilecek ABS partikülleri kullanılmıştır. Bu partiküllerin ortalama büyüklükleri 2 mm civarındadır ve kare biçiminde olduklarından kolaylıkla akım tarafından sürüklenmektedir. Bu malzemenin seçilmesinin nedeni ise yoğunluğunun suyun yoğunluğuna oldukça yakın olmasıdır, $d=1.04$ 'dir. Atılan ABS partiküllerinin, saniyenin yirmibeşde birinde kat ettikleri mesafeler belirlenerek hız vektörleri bulunabilmektedir.

4.3.4 Dalga Kuvveti Ölçümleri-Test Silindiri

Plunging dalga kırılması sırasında oluşan jetin dalga ön cephesine çarpmasıyla önemli miktarda enerjisi harcanmaktadır. Bu sırada harcanan enerjinin ölçülmesi amacıyla 50 mm çapında 150 mm boyunda silindir biçiminde bir test silindiri mekanizması hazırlanmıştır (Şekil 4.12). Silindirin sabitlenen ucu alüminyumdan yapılmıştır. Bu uca bulunan ankastre topuza strain gauge yapıştırılmıştır ve topuza bir perspex silindir giydirilmiştir. Perspex parça ile alüminyum uç arasında uç etkisini ortadan kaldıracak biçimde mesafe bırakılmıştır, bu bölge yumuşak plastik elemanlar ile sarılarak sızdırmazlık sağlanmıştır. Bu test silindiri dalganın uygulayacağı kuvvet ile deplasman yapmaktadır, yapılan kalibrasyonlar yardımıyla deplasmandan kuvvete geçilmektedir.



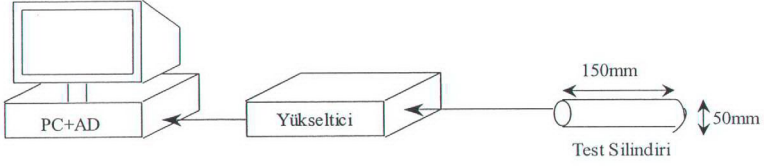
Şekil 4.12 Load Cell (Test Silindiri)

Test silindiri paslanmaz bir çelik yardımıyla kanala bağlanmıştır. Kanala bağlantıyı sağlayan paslanmaz çerçevenin titreşimine müsaade edilmemiştir, yani yeterince rijit olarak imal edilmiştir. Silindir deneyler sırasında plunging jetin çarptığı sakin su seviyesine batık biçimde yerleştirilmiştir, silindirin üst yüzeyi sakin su seviyesi ile aynı seviyededir.

Test silindirinin havadaki frekansı $f=100$ Hz, sudaki frekansı ise $f=65$ Hz olarak belirlenmiştir. Dinamik analizlerden kırılan dalganın frekansı silindirin sudaki frekansına eşit olmadığı belirlenmiştir.

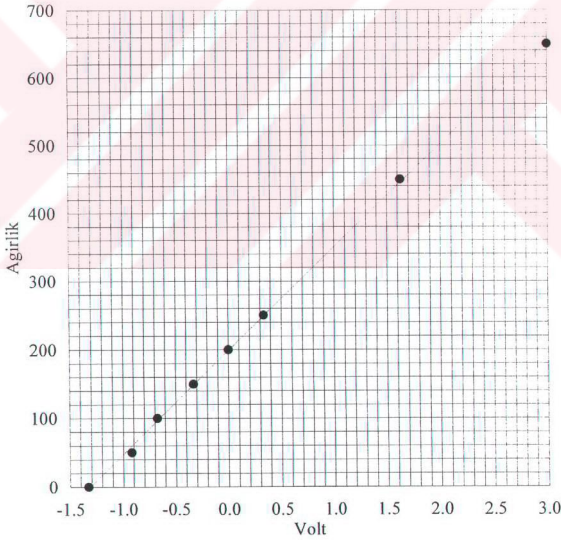
Silindire yerleştirilen strain gauge'lerden alınan sinyaller, sistemdeki parazit sinyaller filtre edilerek güçlendirilmek üzere bir yükselticiye gönderilmiştir. Yükselticiden alınan sinyaller ise AD kart sistemi bulunan bir PC 'ye alınarak, bilgisayarda değerlendirilmiştir (Şekil 4.13).

Her ölçümden önce test silindirine 50 ve 100 gr'lık ağırlıklar asılarak kalibrasyon eğrileri çıkartılmıştır (Şekil 4.14). Kalibrasyon eğrileri yardımıyla plunging jetinin uyguladığı kuvvetler belirlenmiştir.

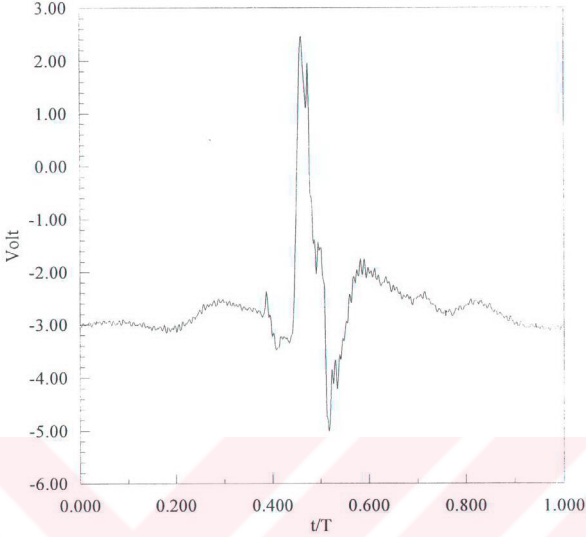


Şekil 4.13 Dalga kuvveti ölçüm sistemi

Ölçümler sırasında kuvvet ile bu kuvveti uygulayan dalga eş zamanlı olacak şekilde kayıt edilmiştir. Plunging jetinin uyguladığı kuvvetin zamanla olan ham değişimleri Şekil 4.15’de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi plunging jetinin bir dalga periyodu içindeki pik kuvveti uygulama zamanı çok kısadır. Bu zaman, bir dalga periyodunun yaklaşık 1/20’sine karşılık gelmektedir.



Şekil 4.14 Kalibrasyon eğrisi



Şekil 4.15 Plunging jetin uyguladığı kuvvet ($H_0=19.07$ cm, $T=1.87$ sn)

4.4 Ölçek Etkileri

Hız ölçümlerinde kullanılan ABS partiküllerinin akışkan partiküllerini karakterize ettikleri kabul edilmiştir. Ancak bu partiküllerin yoğunlukları her ne kadar suyun yoğunluğuna yakın olsa da, yoğunluk farkı ve ABS partiküllerinin köşeli biçimde olmaları direnç kuvvetinden dolayı sürüklenme gücüne tesir edecektir. Bu tesirlerin deney sonuçları üzerindeki etkilerinin araştırılması amacıyla, su kanalında kararlı üniform akım şartlarında akım hızının pitot tüpü ve ağırlık tankı yardımıyla debinin ölçülmesi yolu ile ABS partiküllerinin hızları karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırmalar sonucunda mevcut hatanın %1-2 arasında değiştiği bulunmuştur. Gerek hidrolik sıçrama, gerekse dalga kırılması ile ilgili deneysel çalışmalarda iki fazlı akımın yaratacağı ölçek etkileri, görüntü işleme tekniği ve straine gauge kullanılarak irdelenmiştir.

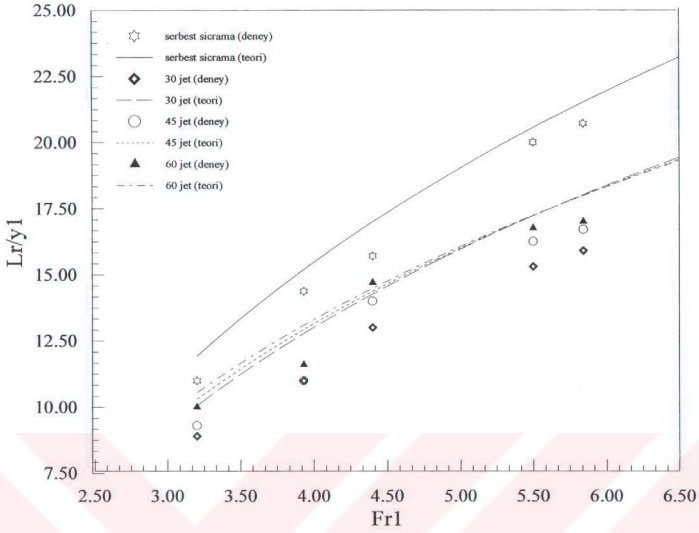
5. MODEL SONUÇLARI VE TARTIŞMA

5.1 Hidrolik Sıçrama

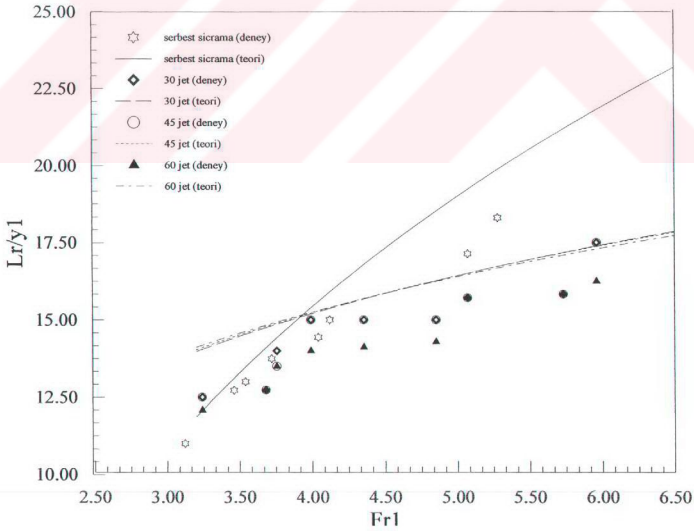
Deney kanalında Çizelge 4.2 ve 4.3’de gösterilen deneyler gerçekleştirilmiştir. Bu deneylerden farklı menba Froude sayıları (Fr_1) için çevri uzunlukları görüntü işleme yöntemi ile belirlenmiştir. Çevrinin bittiği kesiti belirlemek amacıyla boya kullanılmıştır. Böylece hız gradyanının sıfır olduğu kesit bulunmuştur. Elde edilen sonuçlar yatay ve ters eğimli kanal halleri için sırasıyla Şekil 5.1 ve 5.2’de Bölüm 3’de anlatılan nümerik çözümde elde edilen veriler de kullanılarak çizilmiştir. Elde edilen sonuçların nümerik çözüm ile uyum içinde oldukları görülmektedir.

Yine Şekil 5.1’de hidrolik sıçramanın topuğuna sırasıyla 30° , 45° ve 60° açılarla su jetinin uygulanması durumunda, çevri uzunluğunun menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimleri verilmiştir. Bu değişimler incelendiğinde yine nümerik çözüm sonuçları ile deneysel sonuçlar uyum içindedir. Ancak sonuçlar arasında %6 mertebesinde bir hata mevcuttur. Nümerik çözümde elde edilen sonuçlar, deney sonuçlarından elde edilen verilerden bu hata mertebesi kadar daha büyük değerler vermektedir. Bunun nedeni, hidrolik sıçramanın nümerik çözümde dikkate alınamayan iki fazlı akım yapısına sahip olmasıdır, akıma giren hava ve böylece oluşan hava kabarcıkları akımın hız alanını etkilemektedir. Hava kabarcıklarından etkilenen akışkan partikülleri nedeniyle, hız gradyanı daha önce üniform olmaya zorlanmaktadır. Bölüm 3’de göz önüne alınan nümerik model ise tek fazlı akım yapısını dikkate almaktadır, böylece havanın etkisi ihmal edilmektedir.

Bölüm 4’de bahsedildiği gibi eğimli ve yatay kanal, farklı menba Froude sayıları göz önüne alınarak hidrolik sıçramalara ait karakteristikler belirlenmiştir. Bu karakteristiklerden biri hidrolik sıçramalara ait su yüzü profilleridir. Bu amaçla, yine görüntü işleme tekniği yardımıyla Çizelge 4.2 ve 4.3’de verilen menba Froude sayıları (Fr_1) için sırasıyla 30° , 45° ve 60° ’lik su jetlerinin de uygulandığı hallere ait hidrolik sıçramaların su yüzü profilleri belirlenmiştir. Belirlenen profiller, Bölüm 3’de anlatılan nümerik çözüm yönteminden elde edilen su yüzü profil sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bu amaçla menba Froude sayıları (Fr_1) için elde edilen profiller, nümerik sonuçlarla birlikte çizilerek Şekil 5.3, 5.4 ve 5.5’de verilmiştir.



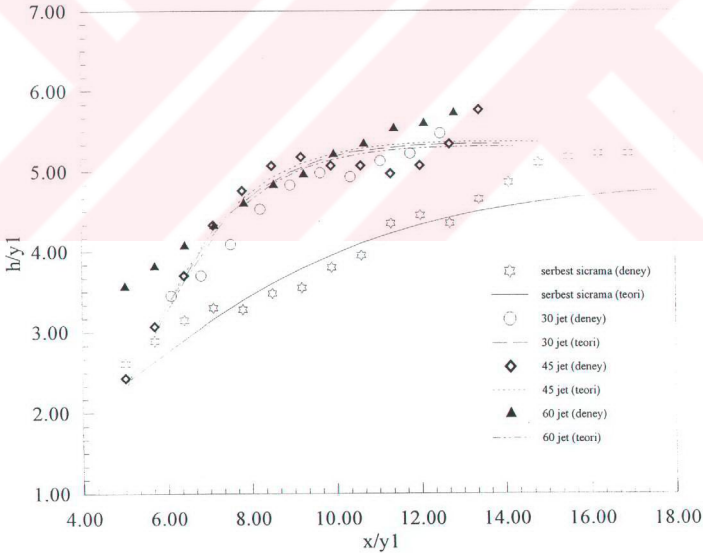
Şekil 5.1 Çevri uzunluklarının menba Froude sayısı ($Fr1$) ile değişimi (yatay kanal hali)



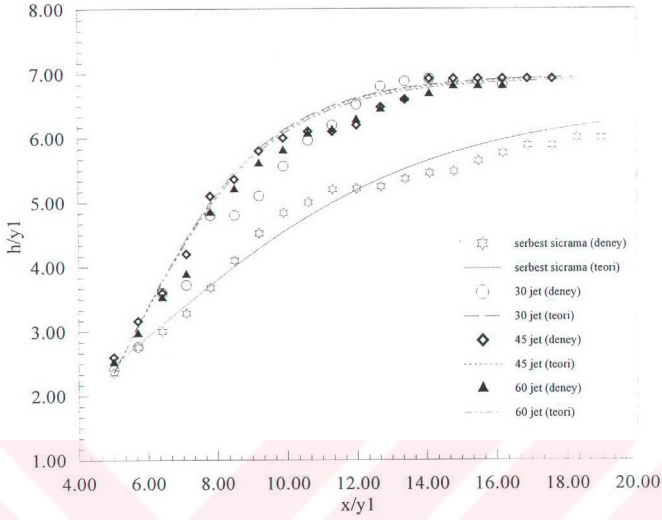
Şekil 5.2 Çevri uzunluklarının menba Froude sayısı ($Fr1$) ile değişimi (eğimli kanal hali $s=0/100 4$)

Su yüzü profillerine ait deneysel ve nümerik çözüm sonuçlarının birbirleriyle uyumlu oldukları bu şekillerden görülmektedir. Benzeri sonuçlar diğer menba Froude sayıları için elde edilmiştir. Şekiller incelendiğinde hidrolik sıçramalara ait deneylerden elde edilen su yüzeylerinin nümerik çözüme göre oldukça dalgalı karakterde olduğu görülmektedir. Deneylerde, hava kabarcıklarının hidrolik sıçramanın mansabına doğru yüzeye doğru çıktıkları gözlemlenmiştir, bunların bir kısmı çevri bölgesinin yüzey kısmında ters akım ile birlikte yüzeyde menbaya doğru taşınarak su yüzeyinin değişmesine yüzey profilinde derinliklerin artmasına neden olmaktadır (Şekil 5.6).

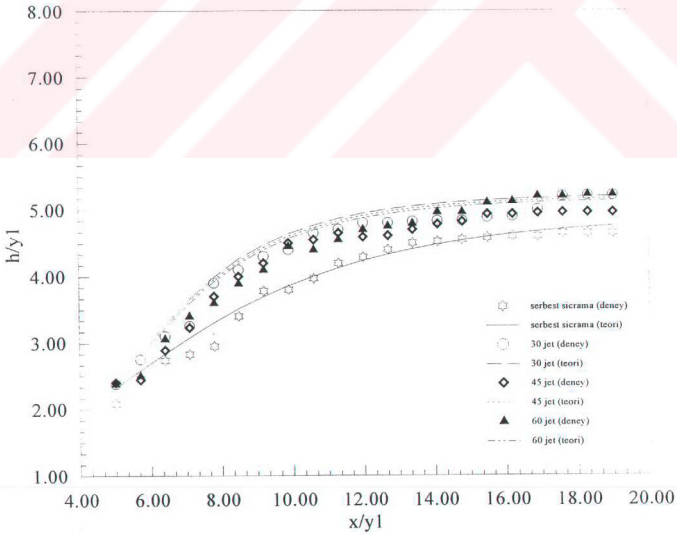
Hidrolik sıçrama ile ilgili deneysel olarak yapılan ölçümlerden bir diğer akım karakteri ise akışkan partiküllerinin hızlarıdır. Bu amaçla Bölüm 4’de bahsedildiği gibi akıma ABS partikülleri katılmış ve izlenmiştir. Görüntü işleme tekniği kullanılarak su ile hemen hemen aynı yoğunluğa sahip bu partiküllerin hızları belirlenmiştir. Bu partiküllerin hızlarının bulundukları noktalardaki akışkan partiküllerinin hızlarını karakterize ettikleri kabul edilmiştir (Şekil 5.7).



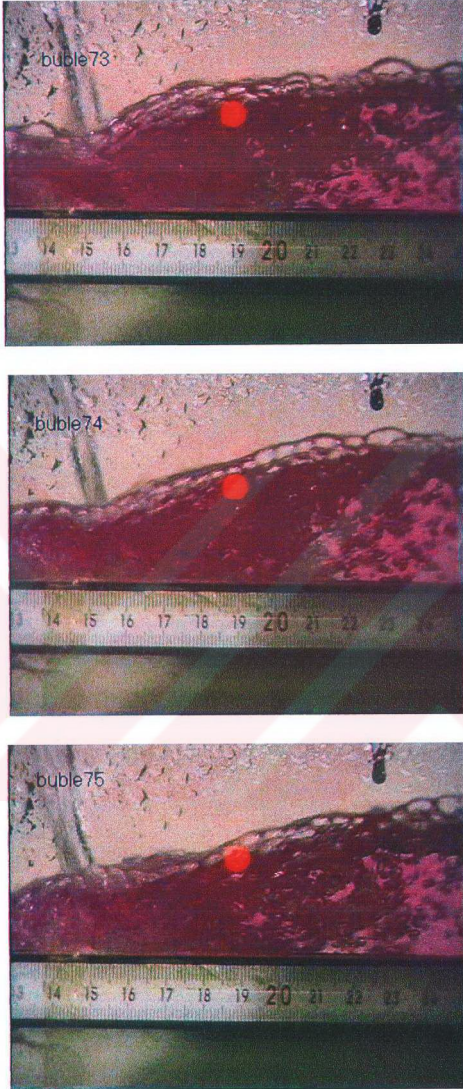
Şekil 5.3 $Fr_1=4.4$ için hidrolik sıçrama su yüzü profilleri (yatay kanal hali)



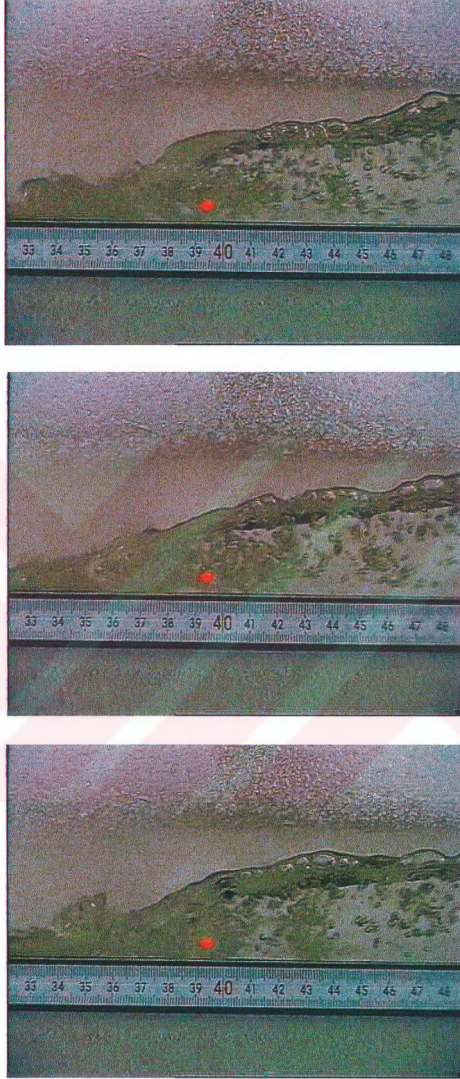
Şekil 5.4 $Fr_1=5.5$ için hidrolik sıçrama su yüzü profilleri (yatay kanal hali)



Şekil 5.5 $Fr_1=3.99$ için hidrolik sıçrama su yüzü profilleri (eğimli kanal hali $s=0.004$)

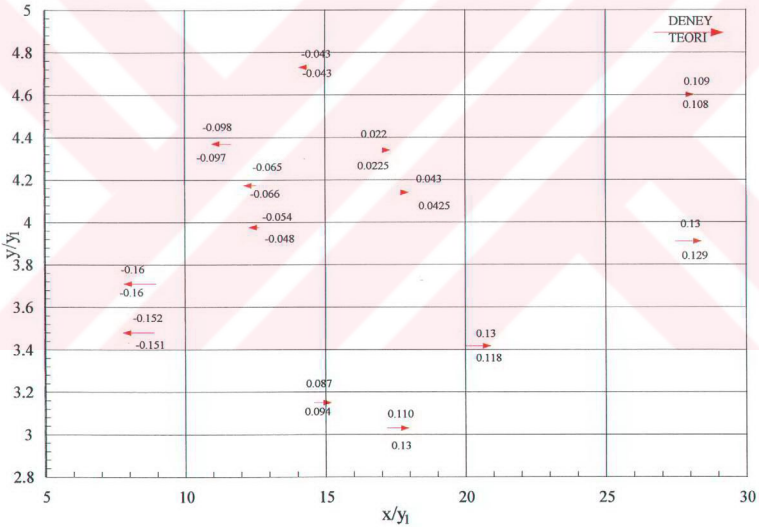


Şekil 5.6 Sıçrama su yüzü profilinin tipik iki fazlı (hava-su) yapısı

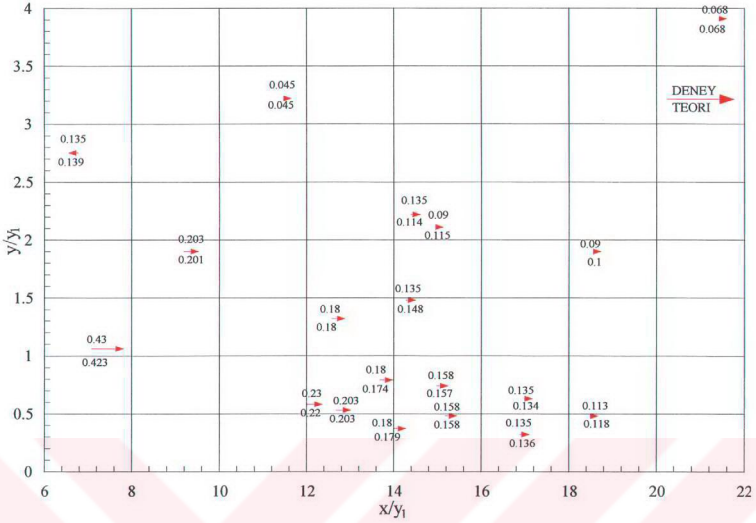


Şekil 5.7 $Fr_1=4.4$ için görüntü işleme tekniği yardımıyla $1/30$ sn aralıklarla ABS partikülün çevri yüzeyinde menba doğrultusunda hareketine ait örnek (Görüldüğü gibi ters hareket söz konusu ve hız negatiftir)

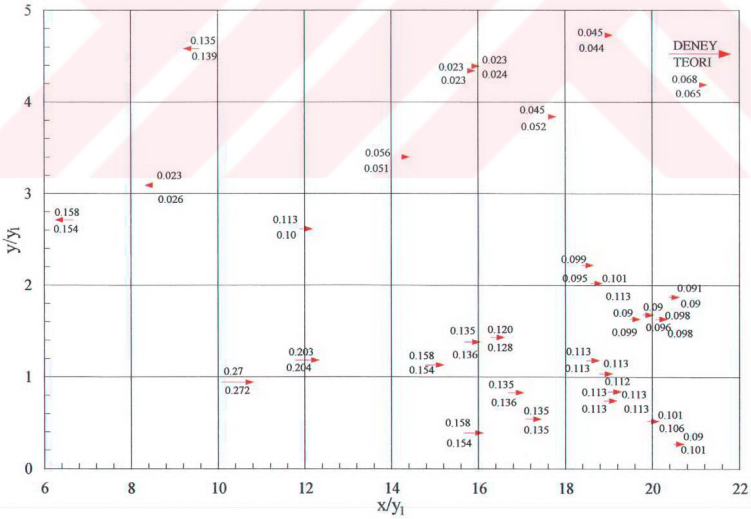
Öncelikle hidrolik sıçrama hali (jetsiz) için elde edilen hız değerleri $Fr_1=4.4$ için Şekil 5.8’de nümerik çözümünden elde edilen sonuçlarla birlikte vektörel olarak gösterilmiştir. Elde edilen sonuçların birbirleriyle uyumlu oldukları belirlenmiştir, böylece deney yönteminin uygunluğu hakkında bilgi edinilmiştir. Bölüm 3’de anlatılan ilave su jetinin hidrolik sıçramaya uyguladığı momentum nedeniyle değiştirilen bu modelin çözümünden belirlenen sonuçlar ile sırasıyla 30° , 45° ve 60° jetli sıçramalara ait hız alanları için elde edilen deneysel veriler Şekil 5.9, 5.10 ve 5.11’de bir arada çizilerek gösterilmiştir. Sonuçların birbirleriyle uyum içinde olduğu bu şekillerden görülmektedir. Yine yatay kanal için $Fr_1=5.5$ (Şekil 5.12, 5.13, 5.14 ve 5.15) ve eğimli kanal içinde $Fr_1=3.99$ (Şekil 5.16, 5.17, 5.18 ve 5.19) için benzeri sonuçlar elde edilmiştir.



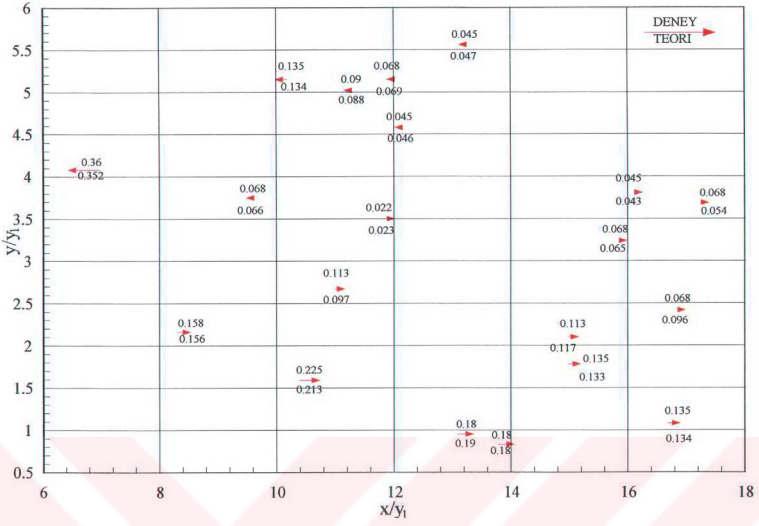
Şekil 5.8 $Fr_1=4.4$ için hidrolik sıçramada (jetsiz) hız alanı (→ Hız vektörü (m/sn))



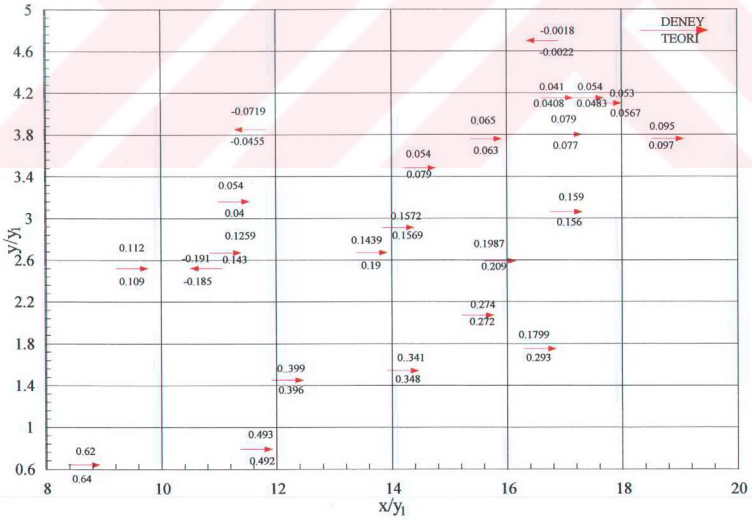
Şekil 5.9 $Fr_1=4.4$ ve $\theta=30^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



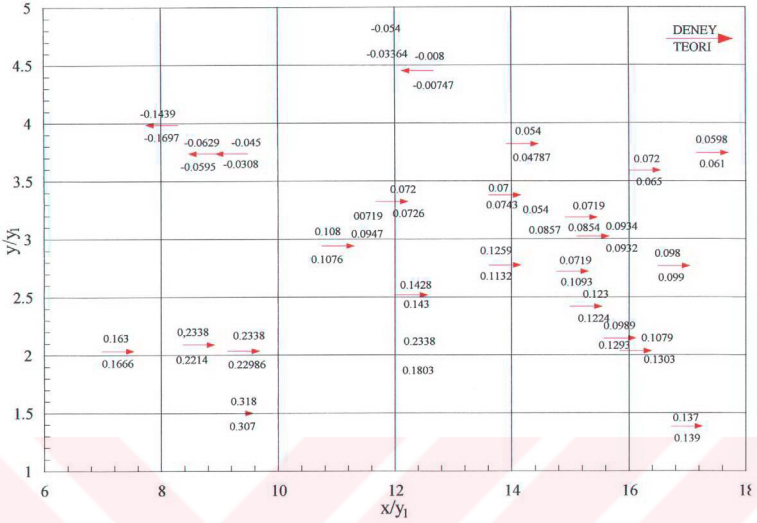
Şekil 5.10 $Fr_1=4.4$ ve $\theta=45^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



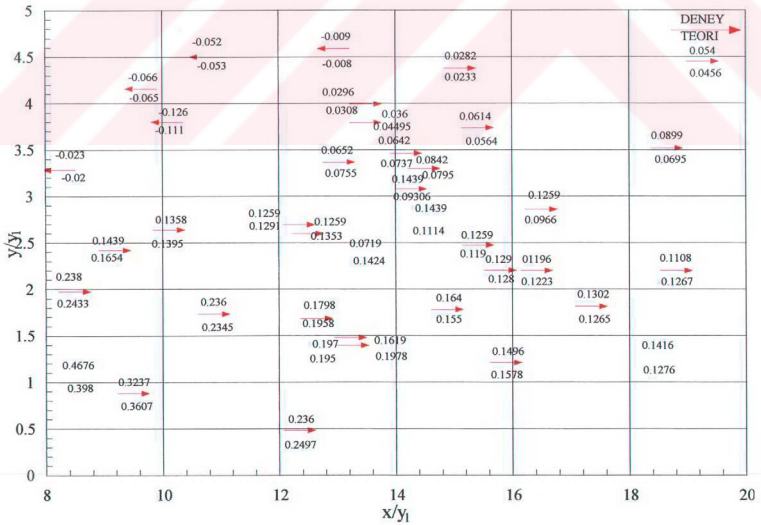
Şekil 5.11 $Fr_1=4.4$ ve $\theta=60^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



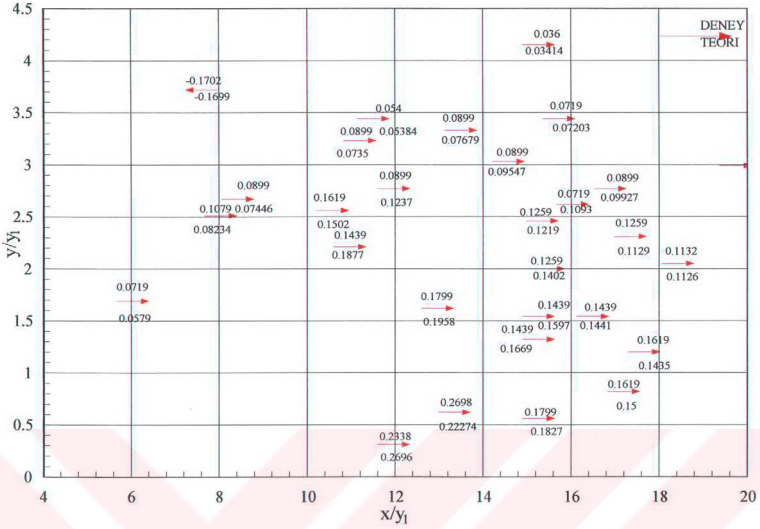
Şekil 5.12 $Fr_1=5.5$ için hidrolik sıçramada (jetsiz) hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



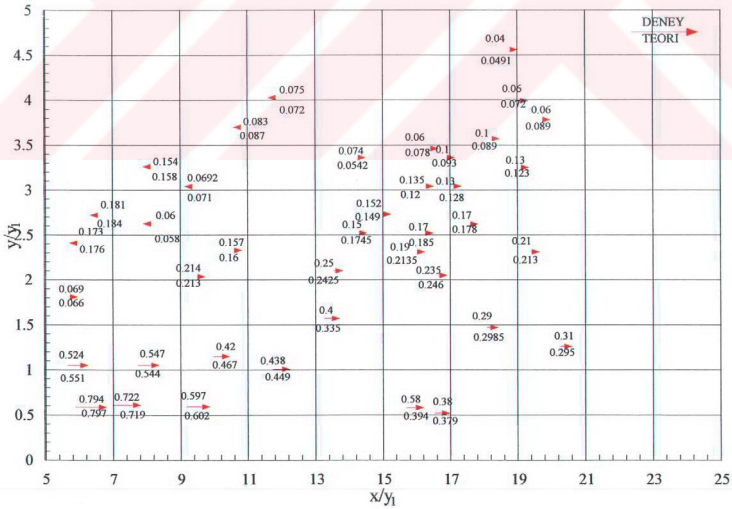
Şekil 5.13 $Fr_1=5.5$ ve $\theta=30^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



Şekil 5.14 $Fr_1=5.5$ ve $\theta=45^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



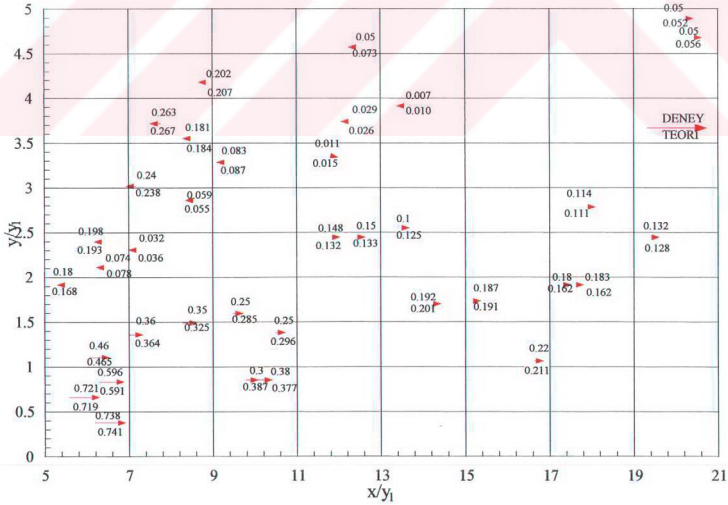
Şekil 5.15 $Fr_1=5.5$ ve $\theta=60^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



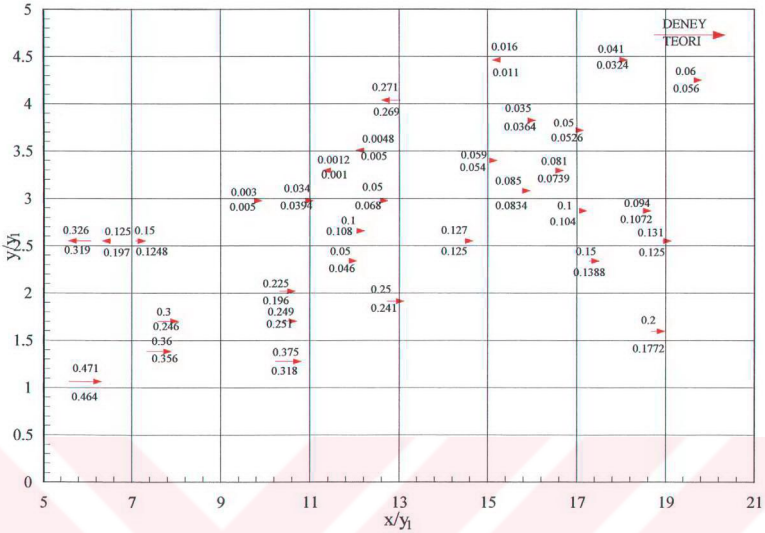
Şekil 5.16 $Fr_1=3.99$ için hidrolik sıçramada (jetsiz) hız alanı (eğimli kanal $s=\%4$) ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



Şekil 5.17 $Fr_1=3.99$ ve $\theta=30^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı
(eğimli kanal $s=\frac{0}{100} 4$) ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



Şekil 5.18 $Fr_1=3.99$ ve $\theta=45^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı
(eğimli kanal $s=\frac{0}{100} 4$) ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))



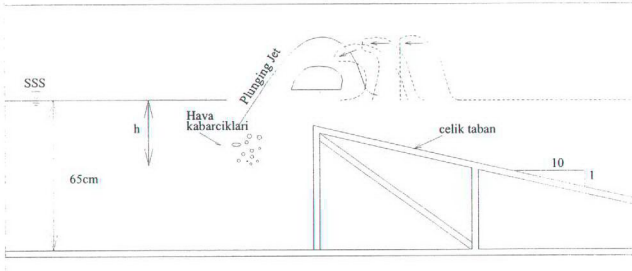
Şekil 5.19 $Fr_1=3.99$ ve $\theta=60^\circ$ jetli hidrolik sıçramada hız alanı
(eğimli kanal $s=\frac{1}{100}$ 4) ($\rightarrow$ Hız vektörü (m/sn))

5.2 Dalga Kırılması

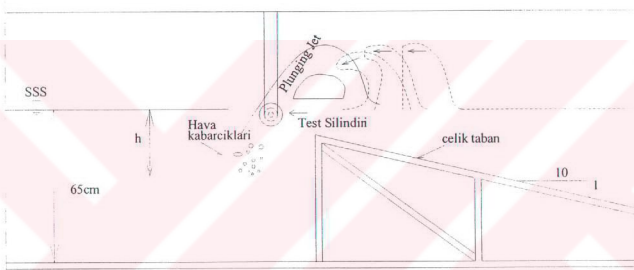
Bu çalışmada spilling ve plunging kırılma tipleri dikkate alınmıştır. Bu amaçla deneyler üç aşamada gerçekleştirilmiştir. Birinci ve ikinci aşamalar dalga kanalına Şekil 5.20 a-b’de görüldüğü gibi 1/10 eğimli bir çelik rampa yerleştirilerek gerçekleştirilmiştir. Yapılan hesaplamalar yardımıyla dalga tam rampanın ucunda kırılacak şekilde, dalga şartları belirlenmiştir. Bu dalga şartları, Çizelge 4.4’de özetlenmiştir. Üçüncü aşama deneylerde ise 1/10 eğimli rampaların devamı yerleştirilerek kıyı çizgisi oluşturulmuştur (Şekil 5.20 c).

5.2.1 Dalga Kırılması Sırasında İki Fazlı Akım Yapısı

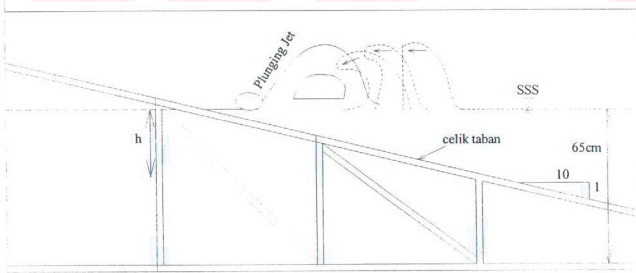
Bu aşamada dalgalar 1/10 eğimli rampanın tam ucunda kırılmaktadır ve plunging jet derin suya çarparak derinlik boyunca suya nüfuz etmektedir. Bu mekanizma görüntü işleme tekniği kullanılarak incelenmiştir.



(a) Birinci aşama deney sistemi



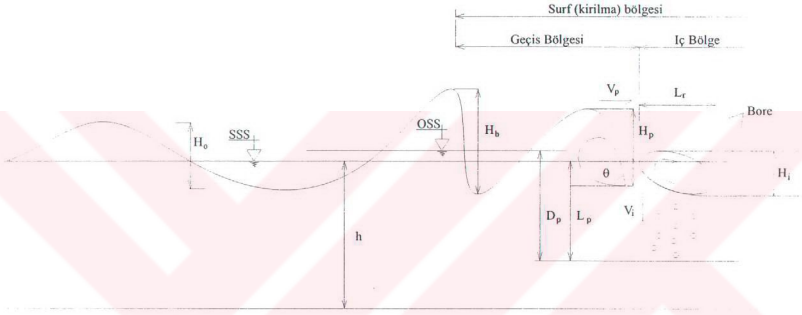
(b) İkinci aşama deney sistemi



(c) Üçüncü aşama deney sistemi

Şekil 5.20 Dalga kanalındaki deney sistemlerinin görünümü

Her dalga şartı için kırılma anındaki dalga yüksekliği (H_b), plunging jetinin dalga ön cephesine çarpma anındaki yüksekliği (H_p), plunging jetinin kalınlığı (t_p), plunging jetinin yatay doğrultudaki hızı (V_b), plunging jetinin düşey doğrultudaki hızı (V_i), plunging jetinin yatay ile yaptığı açı (θ), plunging jetinin ortalama su seviyesine göre nüfuz etme derinliği (D_p), plunging jetinin sakin su seviyesine göre nüfuz etme derinliği (L_p), dalganın kırılma ve plunging jetinin dalga ön cephesine çarpma anındaki zaman aralığı (T_p), plunging jetinin dalga ön cephesine çarpmasından sonra oluşan bore'un yüksekliği (H_i) ve bore boyu (L_r) belirlenmiştir (Şekil 5.21).



Şekil 5.21 Plunging jet için bazı parametrelerin gösterimi

Burada plunging jetinin nüfuz etme derinliği olarak jetin çarpmasıyla birlikte meydana gelen iki fazlı akım (hava-su karışımı) yapısında, hava kabarcıklarının ulaştıkları derinlik göz önüne alınmıştır. Bu derinliklerin belirlenmesi ve değerlendirilmesi için Chanson ve Lee (1995)'nin önerdiği yöntem izlenmiştir.

Bu çalışmanın yapılmasının amacı, plunging jetinin suya kabarcıklı bir akım yapısı meydana getirerek nüfuz etmesi ve bu kabarcıkların ulaştığı derinliğin dalganın başlangıçta sahip olduğu enerji ile bağıntılı olacağı düşüncesinden kaynaklanmaktadır. Kırılma sırasında akımdaki büyük ölçekli eddy'ler nedeniyle dalga önemli miktarda enerjisini harcamaktadır. Kalan enerjisiyle bore yapılındadır. Bore hacmi kıyı çizgisine doğru ilerlemektedir.

Çizelge 4.4'de belirtilen dalga şartlarında yapılan deneylerden Çizelge 5.1'de özetlenen büyüklükler belirlenmiştir. Bu büyüklükler kullanılarak Çizelge 5.2'de gösterilen boyutsuzlar hesaplanmıştır.

Çizelge 5.1 İki fazlı dalga

Deney	H ₀ (cm)	T (sn)	H _b (cm) (hesap)	H _b (cm) (ölçüm)	H _p (cm)	θ°	D _p (cm)	t _p (cm)	V _i (m/s)	V _b (m/s)	H _i (cm)	L _p (cm)	L _r (cm)	T _p (s)
1	10	1.2	11	11	9	24	10	2.5	0.28	0.94	8	7	18	0.38
2	12.28	1.25	14.38	14.4	10.5	28	12	3	0.36	0.85	8	10	22	0.4
3	12.56	1.65	16.44	15.5	10	32	16	4	0.57	0.70	8	14	29	0.27
4	15.00	1.48	18.04	16	14	30	16	4.5	0.6	0.68	10	14	30	0.3
5	12.40	1.1	13.65	14	10	24	12	3	0.45	0.90	8	10	22	0.31
6	16.13	1.3	17.7	17	14	30	17	4	0.47	0.80	10	15	32	0.36
7	15.12	1.80	19.00	16.00	11	30	21	4	0.55	0.83	8	19	40	0.28
8	14.70	2.05	19.8	20.00	14	32	24	5	0.61	0.85	8	22	48	0.328
9	19.07	1.87	22.16	18.00	14	33	28	6	0.62	0.70	10	26	42	0.29
10	16.60	1.85	19.8	18.00	14	30	24	5	0.61	0.81	9	22	40	0.296

Burada;

H₀=Derin su dalga yüksekliğiH_b=Dalga kırılma yüksekliği

θ=Plunging jetin sakin su yüzeyi ile yaptığı açı

V_i=Plunging jetinin düşey hızıH_i=Maksimum bore yüksekliğiT_p=Kırılma ve plunging arasındaki zaman aralığıD_p=Ortalama su seviyesine göre kabarcıkların nüfuz etme yüksekliğiL_p=Sakin su seviyesine göre kabarcıkların nüfuz etme derinliği

T=Periyot

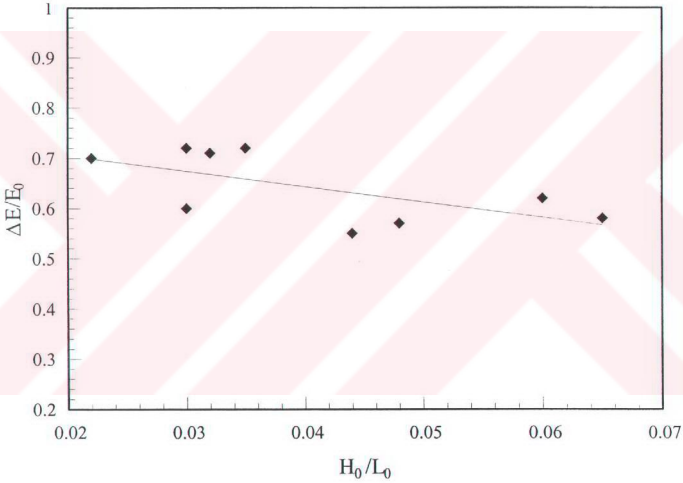
H_p=Dalga plunging yüksekliğit_p=Plunging jetinin kalınlığıV_b=Plunging jetinin yatay hızıL_r=Maksimum bore boyu

Çizelge 5.2 Çift fazlı akıma ait boyutsuzlar

Deney	$\Delta E/E_0$	$\Delta E_b/E_b$	L_p/H_0	D_p/H_0	L_p/H_b	H_0/L_0	$\frac{\sqrt{2g(H_b - H_1)}}{V_b}$	$\tan\theta$	C_0	T/T_p	V_b/C_0	V_r/C_0	L_r/H_b	ξ
1	0.36	0.47	0.7	1.0	0.64	0.04	0.82	0.45	1.88	3.16	0.50	0.15	1.64	0.47
2	0.57	0.69	0.81	0.98	0.70	0.048	1.32	0.53	1.95	3.13	0.44	0.18	1.53	0.45
3	0.60	0.75	1.11	1.27	0.85	0.030	1.84	0.62	2.58	6.11	0.27	0.22	1.76	0.58
4	0.55	0.69	0.93	1.07	0.78	0.044	1.85	0.58	2.31	4.93	0.29	0.26	1.66	0.48
5	0.58	0.66	0.81	0.97	0.73	0.065	1.17	0.45	1.72	3.55	0.52	0.26	1.61	0.39
6	0.62	0.68	0.93	1.05	0.85	0.060	1.54	0.58	2.03	3.61	0.39	0.23	1.81	0.40
7	0.72	0.79	1.26	1.39	1.00	0.030	1.77	0.58	2.81	6.43	0.30	0.20	2.11	0.578
8	0.70	0.80	1.50	1.63	1.11	0.022	1.79	0.62	3.2	6.25	0.27	0.19	2.42	0.670
9	0.72	0.75	1.36	1.73	1.17	0.035	2.21	0.65	2.92	6.45	0.24	0.21	1.9	0.535
10	0.71	0.77	1.33	1.45	1.11	0.032	1.80	0.58	2.89	6.25	0.29	0.21	2.02	0.567

Öncelikle dalga kırılması sırasında kaybolan enerjiyi belirlemek amacıyla ΔE enerji kaybının, E_0 derin su şartlarında gelen dalganın sahip olduğu enerjiye olan oranının farklı boyutsuzlarla olan değişimine bakılmıştır.

Şekil 5.22’de gelen dalganın enerjisi ile plunging jetinin çarpmasından sonra oluşan bore’un yüksekliği (H_1) esas alınarak belirlenen enerji kaybının (ΔE), gelen dalganın enerjisine (E_0) olan oranın dalga dikliği (H_0/L_0) ile olan değişimi çizilerek gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi diklik arttıkça harcanan enerji azalmaktadır. Enerji kaybı %70-%55 arasında değişmektedir. Benzer sonuç Yüksel ve Narayanan (1994), Le Mehaute ve Koh (1967) ile CERC (1984)’ün kırılan dalga yüksekliğinin derin su dalga yüksekliğine olan oranının, dalga dikliği ile olan değişimi için elde edilmiştir.

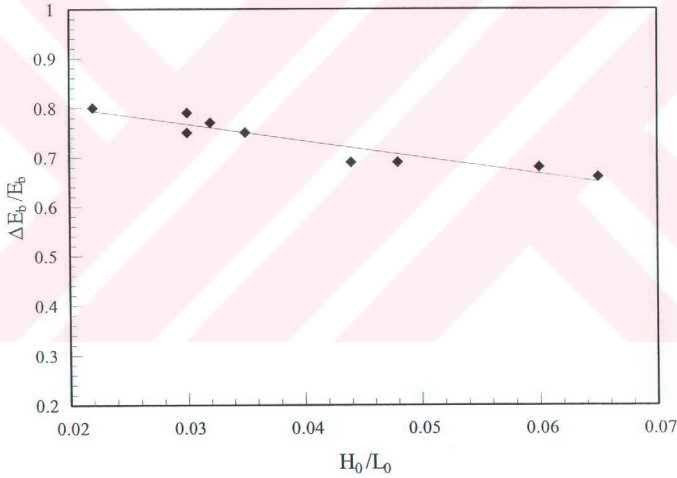


Şekil 5.22 Yaklaşan dalganın kırılma sırasında kaybettiği enerjisinin dalga dikliği ile değişimi

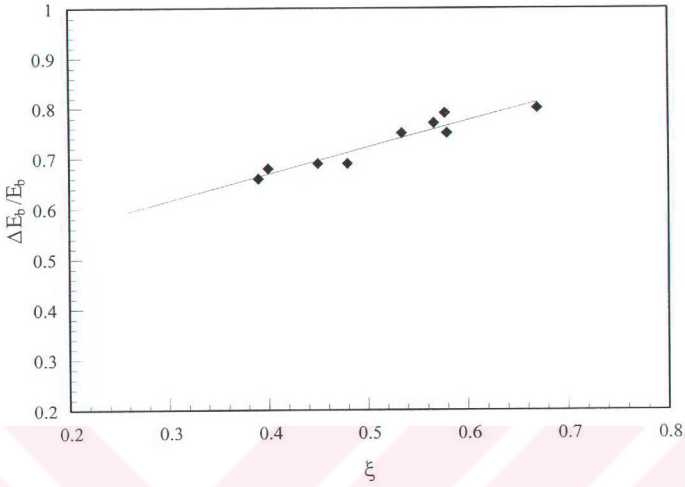
Şekil 5.23’de ise yine kaybolan enerjinin değişimini anlamak amacıyla, kırılan dalga yüksekliği esas alınmıştır, çünkü dalga kırılması sırasında maksimum dalga yüksekliğine sahip olmaktadır ve bu durumda sahip olduğu enerjiyi harcayacaktır. Böylece dalga kırılması sırasında sahip olunan enerji (E_b) ile bore’un sahip olduğu enerji (E_i) arasındaki farkın (ΔE_b) kırılan dalganın enerjisine olan oranı ($\Delta E_b/E_b$) belirlenmiştir. Bu oran dalganın kırılma ile sahip olduğu enerjinin ne kadarının harcandığının bir ölçüsünü göstermektedir. $\Delta E_b/E_b$

oranının, dalga dikliği ile değişimi Şekil 5.23’de, surf parametresi ile değişimi ise Şekil 5.24’de gösterilmiştir. Bu şekiller incelendiğinde, rölatif enerji kaybının ($E_b/\Delta E_b$) dalga dikliği arttıkça azaldığı, surf parametresi büyüdükçe arttığı görülmektedir. Dalganın kırılma şartlarına bağlı olarak, harcanan dalga enerjisi miktarı değişmektedir. Şekilden görüldüğü gibi kaybolan enerji miktarı %80 ile %60 arasındadır.

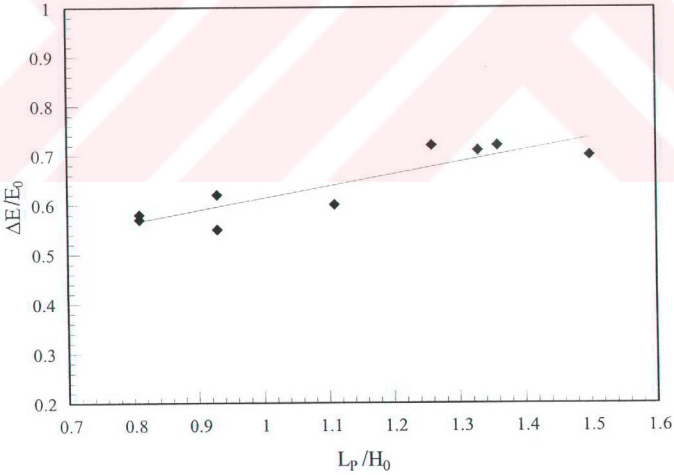
Kırılma sırasında oluşan jetin dalga ön cephesine çarpmasıyla oluşan hava kabarcıklarının derinlik boyunca nüfuz ettikleri düşey mesafenin (L_p) dalganın sahip olduğu enerji dolayısıyla bu enerjiyi harcama miktarı ile bir korelasyona sahip olduğu Şekil 5.25’de görülmektedir. Bu şekilde $\Delta E/E_0$ ’ın rölatif kabarcık nüfuz etme derinliği (L_p/H_0) ile arttığı belirlenmiştir. Burada çıkan sonuç dalganın kırılma ile harcadığı enerji sırasında yarattığı iki fazlı akım yapısı, kaybedilen enerji ile artmaktadır.



Şekil 5.23 Kırılma sırasında kaybolan enerjinin dalga dikliği ile değişimi



Şekil 5.24 Kırılma sırasında kaybolan enerjinin surf parametresi ile değişimi

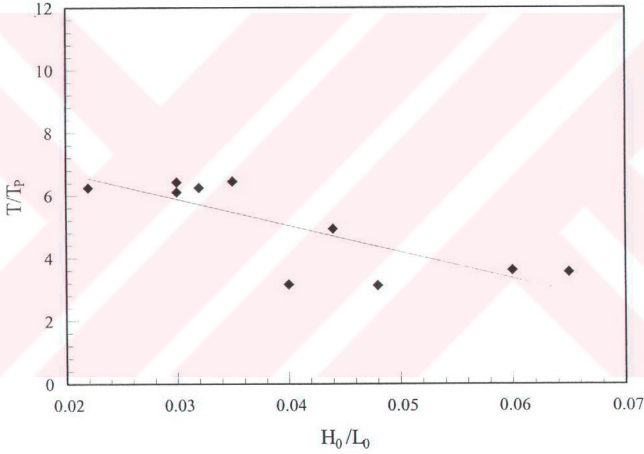


Şekil 5.25 Yaklaşan dalganın kırılmayla kaybolan enerjisinin kabarcık nüfuz etme derinliği ile değişimi

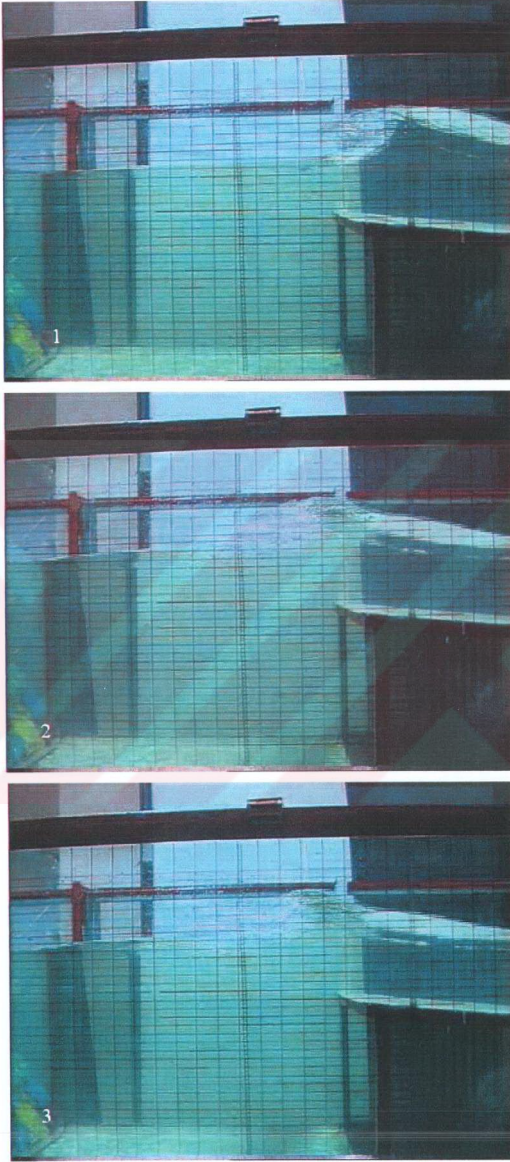
Görüntü işleme tekniği ile dalganın kırılma ve plunging jetinin dalga ön cephesine çarpması anındaki zaman aralığı (T_p) belirlenmiş ve Şekil 5.26'da bu zaman aralığının dalga periyoduna göre rölatif değerinin (T/T_p) dalga dikliği ile değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden anlaşıldığı gibi T_p zaman aralığı dalga dikliği büyüdükçe artmaktadır. Bu durumda plunging mesafesi dalga dikliği ile artmaktadır.

Plunging tipi kırılmadan sonra bore oluşumu da görüntü işleme tekniği kullanılarak incelenmiştir. Bu amaçla Şekil 5.27'de kırılma ve sonraki safhalara ait görüntüler verilmiştir.

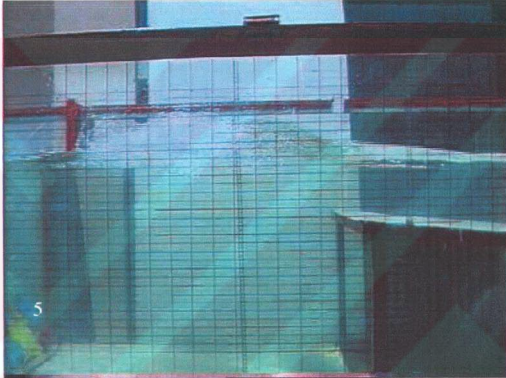
Kırılma safhalarına ait oluşumlar, şematik olarak Şekil 5.28'de gösterilmiştir. Şekil 5.27 ve 5.28'den görüldüğü gibi kıyıya doğru ilerleyen bore'ların hacimleri küçülmektedir. Bu safhalar Tallent, Yamashita ve Yoshito (1989)'nun tanımına uymaktadır.



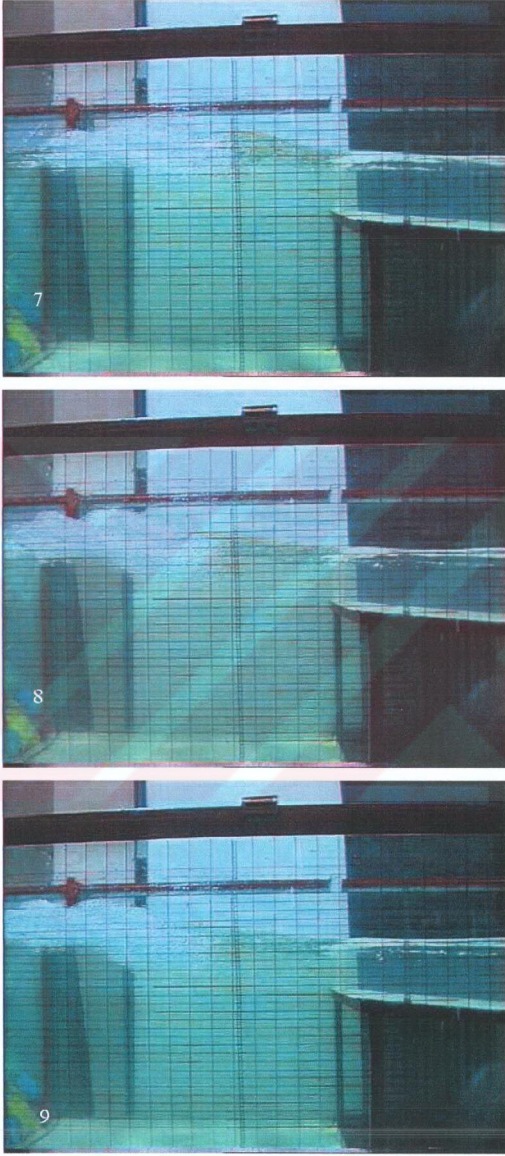
Şekil 5.26 Plunging zaman aralığının H_0/L_0 ile değişimi



Şekil 5.27 Kırılma ve sonrası safhalara ait oluşumlar



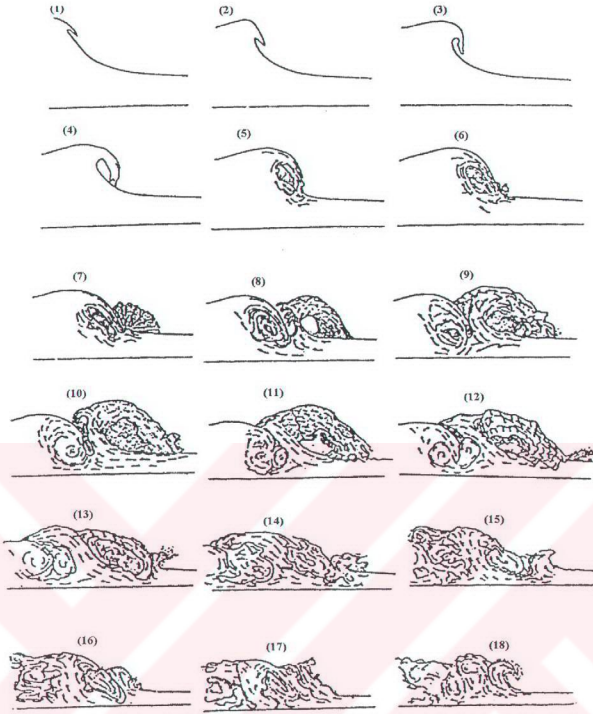
Şekil 5.27 Devam



Şekil 5.27 Devam



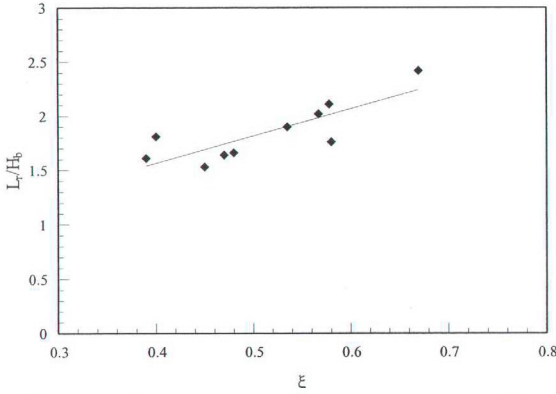
Şekil 5.27 Devam



Şekil 5.28 Kırılma ve sonrası safhaların şematik gösterimi
(Tallent, Yamashita ve Yoshito 1989)

Jetin çarpmasıyla kıyıya doğru dönerek ilerleyen içerisinde oldukça fazla hava kabarcıkları içeren çevrintili bir akım yapısı oluşmaktadır (Bore). Akım bu yapıyla hidrolik sıçramaya benzemektedir. Bu çevrintiyi oluşturan jetin kendisidir. Bu oluşumun meydana gelmesi kırılan dalga ile kıyıya doğru yapılan kütle transferinden ve buna momentum kazandıran jetten kaynaklanmaktadır. Çevrinti anlık zaman diliminde, (dalga ön cephesinde) rölatif olarak sakin konumda bulunan su kütesinin ters basınç gradyanı ile karşılaşmaktadır.

Kırılmadan sonra oluşan bore'un boyutları da derin su dalga karakteristiklerine ve kıyı taban eğimine bağlıdır, çünkü kırılan dalganın harcadığı enerjiden kalan enerji miktarı bore yapılanmasında önemli bir etkidir. Bu amaçla kırılan dalga yüksekliğine göre rölatif bore uzunluğunun surf parametresiyle değişimi Şekil 5.29'da gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi bore boyu surf parametresiyle artan bir ilişki içindedir.



Şekil 5.29 Rölatif bore boyunun surf parametresiyle değişimi

5.2.2 Dalga Kırılması Sırasında Plunging Jetin Uyguladığı Kuvvet ve Enerji Kaybının Modellenmesi

Çalışmanın dalga kanalında gerçekleştirilen bu ikinci aşamasında, 1/10 eğimli kıyı şevinin sonunda, üst seviyesi kuruda kalmamak koşulu ile sakin su seviyesi ile bir hizada olacak biçimde test silindiri Şekil 5.20c'deki gibi yerleştirilmiştir. Böylece şevin sonunda kırılması sağlanan dalganın yarattığı plunging jetinin silindirin tam üstüne çarpması sağlanmıştır. Load cell görevi yapan test silindiri plunging jetinin uyguladığı kuvveti algılayarak sinyalleri bilgisayara bir kuvvetlendirici yardımıyla aktarmıştır.

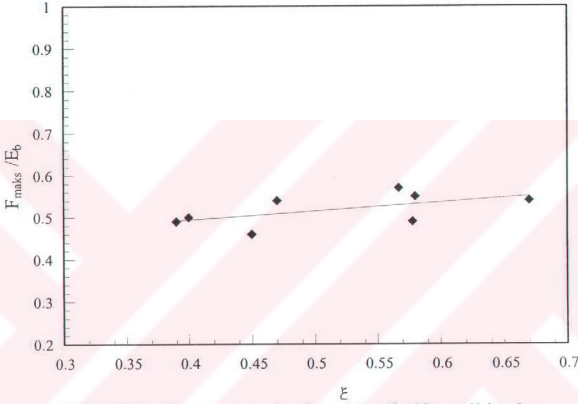
Plunging jetinin uyguladığı kuvvetin silindirin birim uzunluğu için maksimum (F_{maks}) ve rms (F_{rms}) değerleri hesaplanmıştır. Ayrıca dalganın kırılma koşullarındaki birim dalga boyunda sahip olduğu enerjiler de belirlenerek Çizelge 5.3'de özetlenmiştir.

Çizelge 5.3 Plunging jetin uyguladığı kuvvet

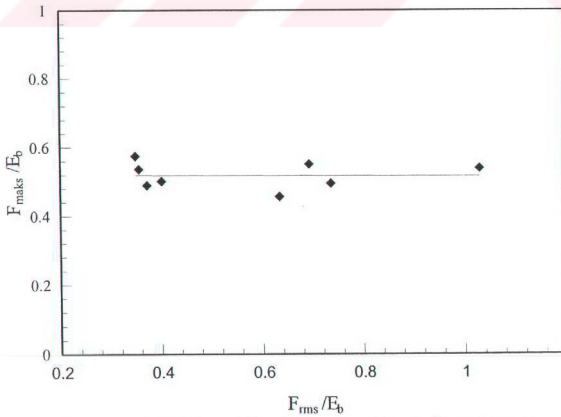
Deney	ξ (-)	F_{maks} (N/m)	F_{rms} (N/m)	E_b (N/m)
1	0.470	8.00	15.28	14.84
2	0.450	11.58	16.07	25.36
3	0.580	18.27	22.97	33.14
4	0.480	50.53	21.41	39.91
5	0.390	11.31	16.82	22.85
6	0.400	19.27	15.39	38.42
7	0.578	21.71	16.48	44.27
8	0.670	25.83	17.12	48.08
9	0.535	46.40	19.72	60.22
10	0.567	27.64	16.76	48.07

Öncelikle surf parametresine karşılık plunging jetinin uyguladığı maksimum kuvvetin kırılma anında dalganın sahip olduğu enerjiye olan oranın değişimi Şekil 5.30'da gösterilmiştir. Bu şekilden plunging jetin çarpması sırasında sahip olduğu enerji miktarının mevcut kırılan dalga koşullarına göre değişimi görülmektedir. Plunging jetin sahip olduğu enerji miktarı surf parametresinin artan değerleri ile artmaktadır.

Şekil 5.31'de rölatif enerji kaybı, rms değerine karşılık çizilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi F_{maks}/E_b değeri F_{rms}/E_b ile değişmemektedir ve yaklaşık 0.52 sabit değeri etrafında bir saçılıma sahip olmaktadır.



Şekil 5.30 Surf parametresine karşılık rölatif enerji kaybı



Şekil 5.31 Rölatif enerji kaybının rms değeri ile değişimi

Şekil 5.32'den görüldüğü gibi plunging jet dalganın ön cephesine çarptığında oldukça fazla hava konsantrasyonuna sahiptir. Hava kabarcıkları test silindiri üzerinde etkili olacak net kuvveti kısmen sönmöndirmekte, yani harcanması gereken enerjinin bir kısmını akımda oluşan eddy yapısını etkileyerek azaltmaktadır. Bu durum iki fazlı akım yapısının sahip olduğu etkinin önemini göstermektedir.



(a)



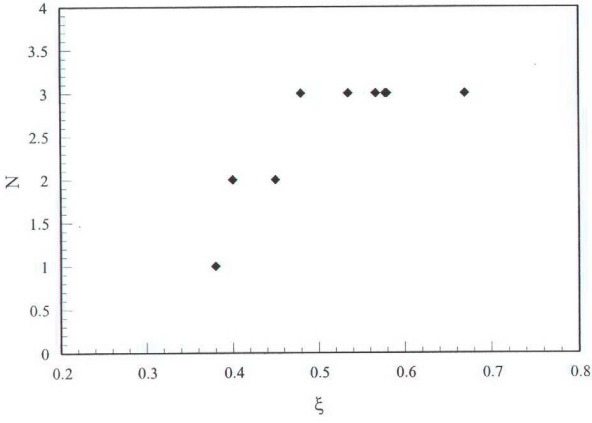
(b)

Şekil 5.32 Test silindiri etrafındaki iki fazlı akım yapısı

5.2.3 Kırılma Sırasında Taban Etkisi ve Bore Oluşumu

Deneyisel çalışmanın bu üçüncü aşamasında, kıyıyı temsil eden 1/10 eğimli çelikten imal edilen rampa dalga kanalının sonuna kadar uzatılarak, kırılan dalganın tırmanması sağlanmıştır. Çizelge 4.4’de belirtilen aynı dalga şartlarında deneyler tekrarlanmıştır. Bu deneylerin yapılmasında ilk amaç Bölüm 4.2.1’de derin suya düşürülen plunging jetinde ortam değişikliğinin kırılma şartlarını etkileyip etkilemediğinin belirlenmesidir. Daha önce kırılma şartları hesaplanmak suretiyle belirlenerek üretilen dalga karakteristikleri, rampanın kalan kısmının ilave edilmesiyle inşa edilen yeni ortamda yeniden oluşturulmuştur. Yeni şartlarda dalgaların yine aynı derinlikte kırıldıkları görülmüştür. Bölüm 4.2.1’de belirtilen deneylerde sadece 4.-5. ve 6. dalgaların dikkate alınması nedeniyle yansıma ve ortam değişikliği bu dalgalarda etkili olmamıştır.

Dalgaların kırıldıktan sonra tırmanmasına imkan veren bu deneylerde, kırıldıktan sonra oluşan bore dalgaları görüntü işleme tekniği ile incelenmiştir. Kırılmadan sonra oluşan bore yükseklikleri ve adetleri belirlenerek Çizelge 5.4’de özetlenmiştir. Plunging jeti dalganın ön cephesine çarptıktan sonra Şekil 5.28’de olduğu gibi bore oluşturmaktadır, bore hidrolik sıçramaya benzer bir çevri yapısına sahiptir, ancak kıyıya doğru c dalga yayılma hızı ile hareket etmektedir, her bore bir sonraki yeni bore’u oluşturabilmektedir. Bore oluşumu surf parametresine ξ , bağlı olarak değişmektedir. Bu parametrenin küçük değerlerinde ($\xi < 0.4$) ilk oluşan bore’dan sonra yeni bir bore oluşturmada tırmanma ile birlikte enerjisini tüketmektedir, (bu tipik bir spilling tipi kırılmadır) buna karşın daha büyük değerlerde ($\xi > 0.4$) daha fazla sayıda bore’lar oluşturabilmektedir. Bu parametreye bağlı olarak surf bölgesinin iç kısmında (plunging jetin çarpma noktasından sonra) oluşan bore’ların sayısının N değişimi Şekil 5.33’de gösterilmiştir. En son oluşan bore’dan sonra su yüzeyinde oluşan küçük dalgalanmalar bir çevri yapısı oluşturmaktadır. Birbirini takip eden bore’ların her biri kalan enerjinin yaklaşık %30’unu harcayarak hareket etmektedirler. Ayrıca surf bölgesi içindeki akımdaki bu yapılanmada dalga periyodunun en hakim değişken olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 5.33 Kırılma parametresine göre bore oluşumu

Çizelge 5.4 Bore yükseklikleri ve adetleri

Deney	T(sn)	H _c (cm)	N(-)	H _b /gT ²	ξ
2	1.18	8.5 7.5	2	0.0105	0.45
3	1.65	10 7.5 6	3	0.0062	0.58
4	1.52	10 8 6	3	0.008	0.48
5	1	7	1	0.0139	0.39
6	1.25	13 11	2	0.0115	0.40
7	1.79	9 8 7	3	0.006	0.578
8	2.04	12 9 7	3	0.00485	0.67
9	1.84	11.5 8.5 6	3	0.00667	0.535
10	1.85	10 8 6.5	3	0.0059	0.567

5.3 Hidrolik Sıçrama Benzeşiminde Enerji Kaybı

Şekil 5.34 ve 5.35’de nümerik model sonuçları yardımıyla yatay ve eğimli kanal hali için sıçrama sırasında kaybolan enerjinin sıçramanın topuğunda sahip olduğu enerjiye oranı olan rölatif enerji kaybının ($\Delta E/E_1$) menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi gösterilmiştir. Şekil 5.34’den görüldüğü gibi jetli halde enerji kaybı daha fazladır, ancak bu fazlalık menba Froude sayısı (Fr_1) büyüdükçe azalmaktadır. Jetli haldeki $\Delta E/E_1$ ’in değişimi, jetsiz haldekine göre daha tedrici bir görünüme sahip olmaktadır. Bunun nedeni sıçramanın topuğuna uygulanan jetin yarattığı şiddetli türbülans çevrileridir. $\Delta E/E_1$ değeri %45 civarındadır. Şekil 5.35’de eğimli taban halinde rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi rölatif enerji kaybı sıçramanın jetli halinde yine daha büyük olmaktadır. Ancak yatay tabanlı kanalda oluşan enerji kaybı değişimi ile karşılaştırıldığında serbest sıçramaya göre rölatif enerji kaybı daha az olmaktadır, bunun nedeni ters kanal taban eğiminden dolayı artan basınç gradyanıdır.

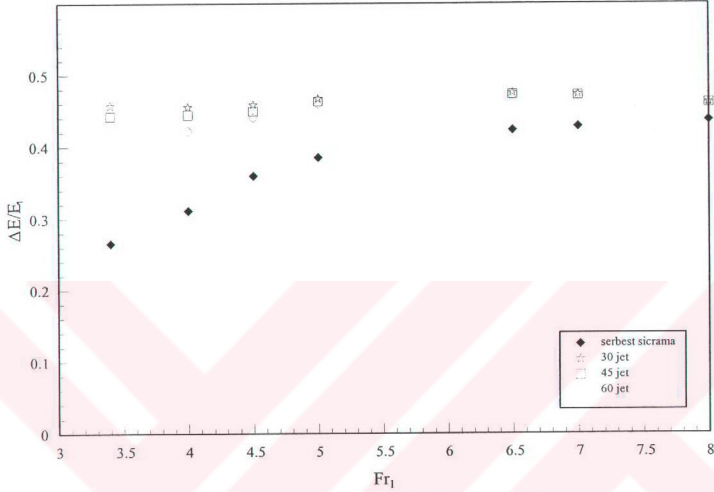
Şekil 5.36 ve 5.37’de nümerik model ve deneylerden sırasıyla yatay ve eğimli kanal halleri için enerji kaybının menba su derinliğine oranının Fr_1 ile değişimleri çizilmiştir. Deney sonuçları nümerik model ile uyumludur, ancak deneysel sonuçların jetli (30°, 45°, 60°) sıçramadaki değerlerinin birbirine çok yakın olması nedeniyle ortalama değerleri dikkate alınmıştır. Menba Froude sayısına bağlı bu değişim ters kanal eğiminin büyük menba Froude sayılarında basınç gradyanındaki artışın etkisini göstermektedir. Mevcut jetin momentum katkısının büyük Froude sayılarındaki etkisinin azalması nedeniyle serbest sıçramadaki enerji kaybı daha büyük olmaktadır. Şekil 5.36 ve 5.37’de deneylerden (Eşitlik 5.1) elde edilen verilerde işlenmiştir. Bunun nedeni ortaya çıkan çalkantılı ve iki fazlı akım yapısıdır. Enerji kaybı aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

$$\Delta E = \frac{(y_2 - y_1)^3}{4y_1 y_2} \quad (5.1)$$

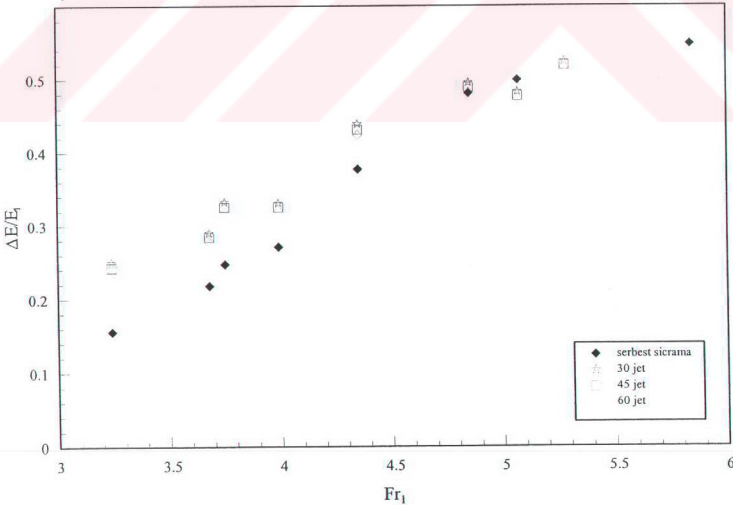
y_1 , y_2 eşlenik derinlikler deneylerden görüntü işleme tekniği kullanılarak elde edilmiştir. y_2 mansap derinliği su yüzeyinin yatay olduğu ve hava kabarcıklarının yüzeye ulaştıktan sonraki derinliktir.

Plunging tipi kırılma ile analogi yaratmak için serbest sıçramanın topuğuna uygulanan jet nedeniyle oluşan enerji kaybının serbest sıçramaya (bore) göre değişimini görmek amacıyla yatay ve eğimli kanal halleri için Şekil 5.38 ve 5.39 çizilmiştir. Jetin uygulanması halinde

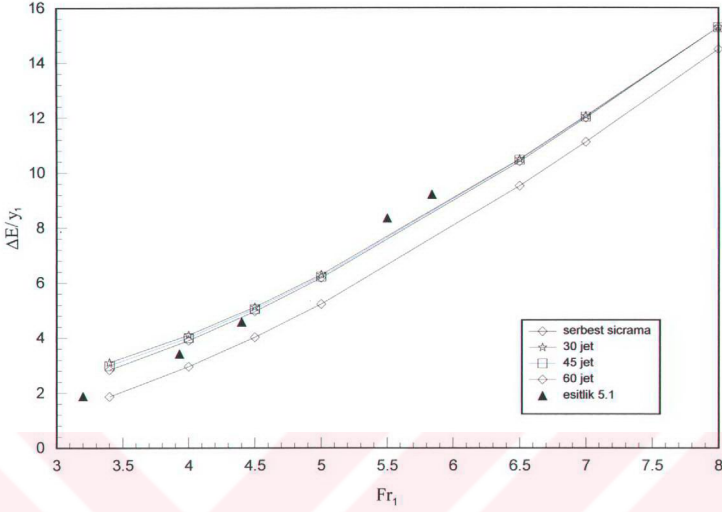
küçük menba Froude sayılarında enerji kaybı daha büyüktür. %60 daha büyük olan bu kayıp Froude sayısının büyümesiyle küçülmektedir (%20). Eğimli kanal halinde büyük Froude sayısında enerji kaybı serbest sıçramada daha büyük olmaktadır, bunun sebebi uygulanan sabit jet akımı nedeniyle oluşan momentum dengesidir.



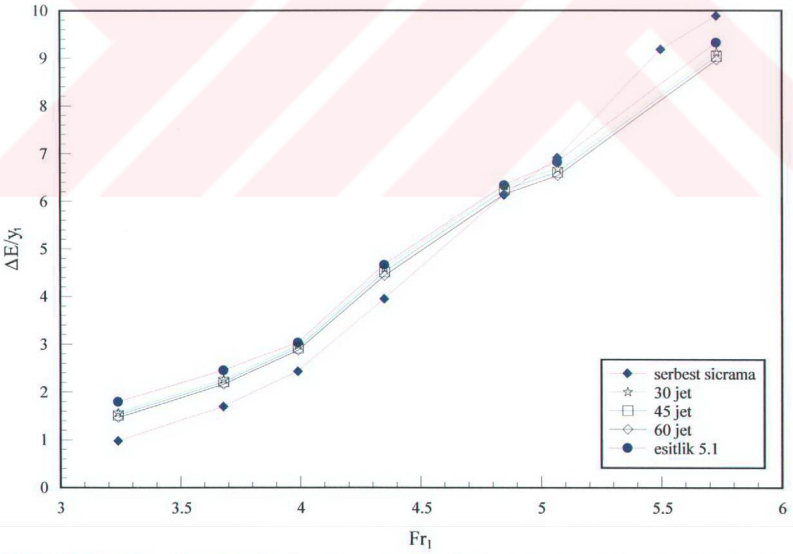
Şekil 5.34 Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi



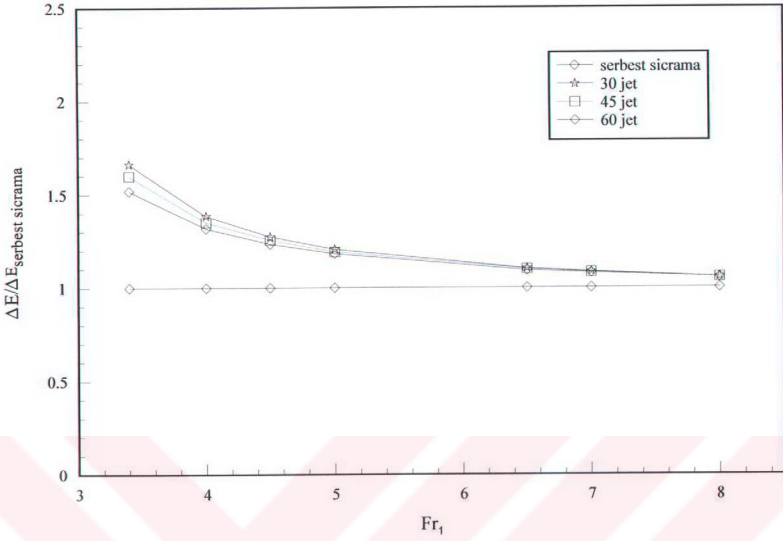
Şekil 5.35 Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi (eğimli kanal $s=0.04$)



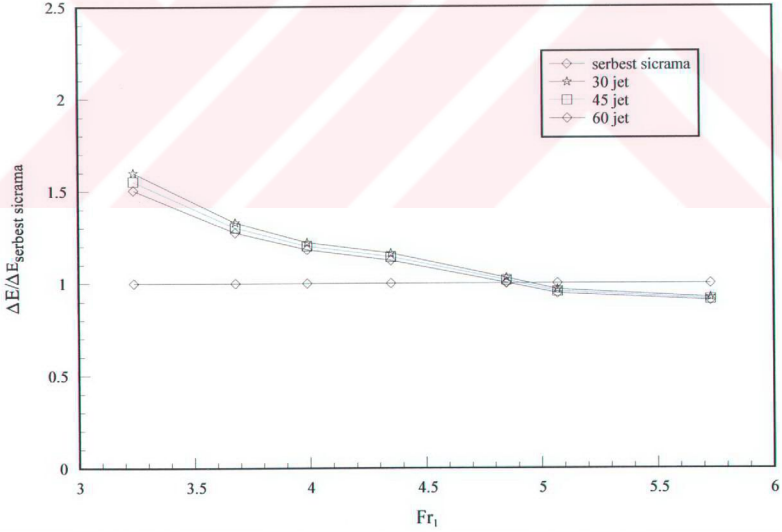
Şekil 5.36 Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi



Şekil 5.37 Enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi ($s=0/100$ 4 kanal eğimi için)



Şekil 5.38 Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi



Şekil 5.39 Rölatif enerji kaybının menba Froude sayısı ile değişimi ($s = \frac{4}{100}$ kanal eğimi için)

5.4 Tartışma ve Bir Uygulama

Gerek jetli hidrolik sıçrama, gerekse plunging tipi kırılma sırasında harcanan enerji kaybının değişimi bu çalışmada deneysel ve teorik olarak incelenmiştir. Dikkate alınan koşullarda, yaklaşan akım şartlarına ve taban eğimine bağlı olarak (“sıçrama halinde” menba Froude sayısına, “dalga kırılması halinde” derin su dalga dikliğine) harcanan enerji kaybı değişmektedir. Plunging tipi kırılmada plunging jetin ve sıçrama analogisinde uygulanan jetin akımdaki harcanan enerji kaybına katkısının oldukça büyük olduğu anlaşılmaktadır. Çünkü akımın ön cephesine çarpan jetin yarattığı türbülanslı akım yapısı enerji kaybının artmasına neden olmaktadır.

Yüksel ve Kabdaşlı (1994) plunging noktasında dalga yüksekliğinin kırılan dalga yüksekliğinden %40 daha küçük olduğunu, Basco (1985) ise %30-40 daha küçük olduğunu göstermiştir. Aynı araştırmacılar kırılma noktası ile plunging noktası arasındaki enerji kaybının da %45-60 civarında olduğunu belirtmişlerdir.

Bu çalışmada hidrolik sıçrama analogisinde yaklaşan akım şartlarına bağlı olarak ortaya çıkan enerji kaybı %45’dir. Yine dalga kırılması ile ilgili deneysel veriler enerji kaybının gelen dalga koşullarına göre %60-80 arasında değiştiğini ancak bunun %45-55’nin plunging jetin çarpması sırasında kaybolduğu görülmektedir.

Sadece Bore’un benzeşimini dikkate alarak Svendsen ve Madsen (1981)’in yaptığı çalışmada dalga kırılması sırasındaki enerji kaybının klasik bore’a ait enerji kaybından %38 daha büyük olduğu belirtilmiştir. Bu çalışmada ise plunging jetin çarpması ile ortaya çıkan enerji kaybının klasik bore’a ait enerji kaybından %20 ile %60 arasında değişen oranda büyük olduğu belirlenmiştir.

Dalga kırılması ve plunging noktası arasındaki (geçiş bölgesi) şartların özellikle plunging tipi kırılmada tanımlanması oldukça zordur. Dalga dikliği arttıkça harcanan enerji azalmaktadır (Şekil 5.22). Pratik olarak hiçbir teori geçiş bölgesindeki hidrodinamik yapıyı veya katı madde taşınımını hesaplamada uygun değildir. Kırılan dalganın harcadığı enerjiden kalan (plunging noktasından sonra) enerji miktarı bore yapılıanmasında önemli bir etkindir. Plunging noktasından sonraki (iç bölge) bore dalgaları son yıllarda oldukça fazla araştırılmıştır. Bu çalışma ise kırılma ile plunging noktası arasındaki geçiş bölgesinde meydana gelen enerji kaybı ve iç bölgeye aktarılan enerji miktarına ışık tutmaktadır.

Uygulama

Teorik olarak dalga dikliğinin limit değeri

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

ifadesinden bulunabilir. Bu ifade sığ su şartlarında

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\text{maks}} = \left(\frac{1}{7}\right) \frac{2\pi d}{L} = 0.9 \frac{d}{L}$$

dir. Bu nedenle kırılan dalganın yüksekliği

$$H_{\text{maks}}=H_b=0.9d_b$$

dir. Soliter dalga teorisine göre ise bu dalga yüksekliği

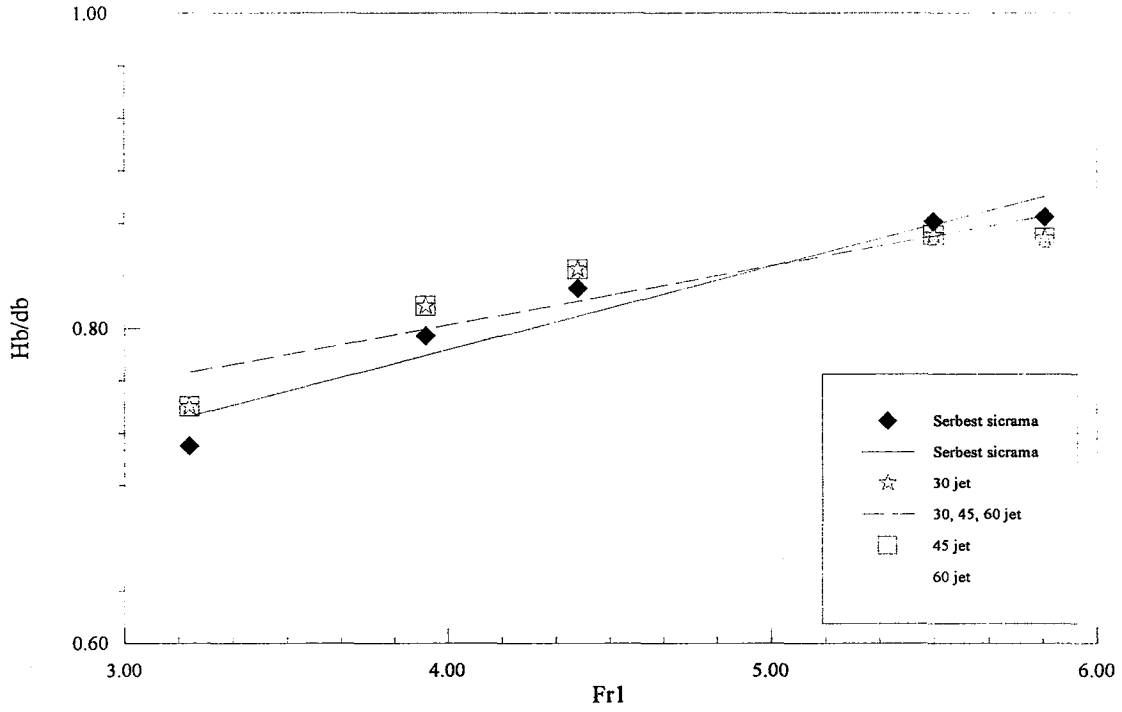
$$H_{\text{maks}}=H_b=0.78d_b$$

dir. Pratikte bu değer 0.6 alınabilmektedir (Yüksel, 2002). Yukarıda bahsedilen bu ilişki yatay taban şartları için geçerlidir. Gerçekte dalga kırılma yüksekliği taban eğiminde fonksiyonudur.

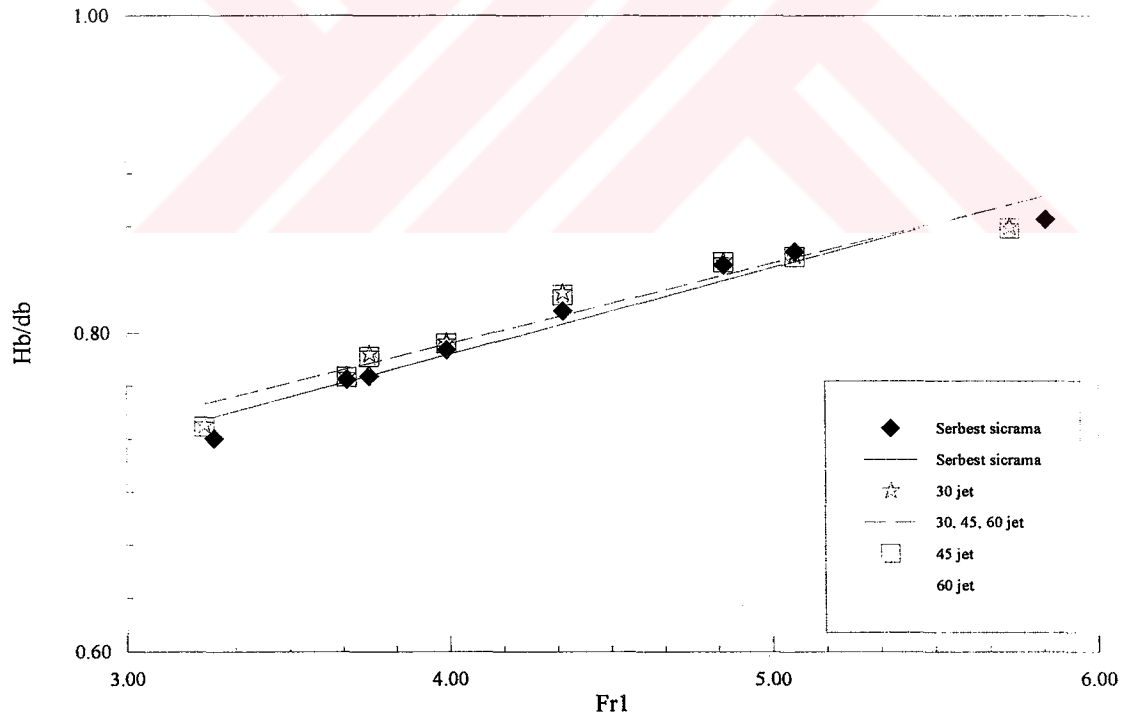
Bu çalışmada, hidrolik sıçrama analogisi kullanılarak plunging tipi kırılma sırasında dalga yüksekliği ve buna bağlı olarak enerji kaybı değişimi modellenerek izah edilmiştir. Şekil 5.40-5.41 de yatay taban ve oldukça küçük ters eğim şartlarında jetli sıçrama ile ilgili veriler kullanılarak H_b/d_b 'nin gelen akım koşullarına göre (Fr_1 sayısı) değişimi izah edilmiştir.

Burada $H_b=y_2-y_1$, $d_b=y_2$ ve $Fr_1 = \frac{u_1}{\sqrt{gy_1}}$ olarak dikkate alınmıştır. Bu şekillerden de görüldüğü

gibi gerek yatay gerek ters eğimli kanal koşullarındaki değişim hemen hemen aynıdır. Bunun nedeni dikkate alınan eğimin çok küçük olmasıdır ($s=\frac{0}{100}4$). Bu şekillerden H_b/d_b 'nin gelen akım koşullarına göre 0.7 ile 0.9 arasında değiştiği anlaşılmaktadır. Gerek limit dalga dikliği, gerekse soliter dalga teorisinden elde edilen sabit bir değere eşit olmadığı anlaşılmaktadır. Ancak bu değere yakın sınırlar arasında değişime gösterdiği anlaşılmaktadır. Bu değişim bu çalışmada Bölüm 5.1, 5.2 ve 5.3'de elde edilen enerji kaybı değişimi ile uyum içindedir.



Şekil 5.40 Rölatif dalga yüksekliğinin menba Froude sayısı (Fr_1) ile değişimi



Şekil 5.41 Rölatif dalga yüksekliğinin menba Froude sayısı ile değişimi
($s=4\text{‰}$ kanal eğimi için)

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

6.1 Sonuçlar

Çalışma esas olarak iki aşamada gerçekleştirilmiştir. Birinci aşamada plunging tipi dalga kırılması hidrolik sıçrama analogisi ile izah edilebilmesi amacıyla, hidrolik sıçrama ile ilgili olarak teorik ve deneysel çalışmalar yatay ve eğimli kanalda gerçekleştirilmiştir. Bu amaçla plunging tipi kırılma hidrolik sıçramanın topuğuna farklı açılarda jet akımı uygulanarak benzeştirilmiştir. Jetli hidrolik sıçrama Strip İntegral Metodunun değiştirilmesiyle gerçekleştirilmiştir.

Teori $Fr_1 \leq 15$, $u_j/u_1 \leq 0.85$, $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ ve $-10^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ sınır değerlerinde çalışmaktadır, burada Fr_1 menba Froude sayısı, u_j jet hızı, u_1 sıçramanın menbasındaki akım hızı, α kanal taban eğimi, θ hidrolik sıçramanın topuğuna uygulanan jetin yatay eksenle yaptığı açıdır.

Deneyler görüntü işleme tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Farklı Fr_1 sayılarında, yatayla 30° , 45° ve 60° açı yapan jet akımının sıçrama topuğuna uygulanması ile su yüzü ve ortalama akım parametreleri ölçülmüştür. Deneyler sırasında ters kanal eğimi $s = \frac{0}{100}$ 4 olarak dikkate alınmıştır. Bu çalışmada deney koşulları $\theta = 30^\circ$, 45° ve 60° , $Fr_1 = 3.2-5.84$ arasındadır.

İkinci aşama bir dalga kanalında dalga kırılması ile ilgili deneyler yapılarak gerçekleştirilmiştir. Bu deneyler kırılmadan sonra plunging jetinin derin suya çarpması ve yine kırılmadan sonra sığ su şartları korunarak dalganın tırmanmasına müsaade etmek gibi şartların sağlanması şeklinde neticelendirilmiştir. Deneylerde dalga dikliği (H_o/L_o) 0.022-0.065 ve periyot 1.1-2.05 sn arasında değişmiştir. Kırılma için kıyı taban eğimi 1/10 olarak dikkate alınmıştır.

Her iki aşamada da akımın iki fazlı karakteri dikkate alınarak etkileri irdelenmiştir.

Nümerik ve deneysel olarak gerçekleştirilen bu çalışmada aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

- 1- Yatay ve eğimli kanalda hidrolik sıçramanın topuğuna jet akımının tesir etmesi halinde, sıçramanın çevri uzunluğu kısalmaktadır. Eğimli kanalda çok küçükte olsa ters yöndeki kanal eğimi arttıkça sıçrama uzunluğu daha fazla kısalmaktadır.
- 2- Yatay kanalda jetli hidrolik sıçramada daha küçük menba Froude sayılarında serbest sıçramaya göre yüzey profili daha büyük derinliklere sahip olmasına rağmen, ters eğimli kanalda bu farklılığın daha az olmasının nedeni yerçekimi kuvvetinin akışa ters yöndeki

bileşenidir. Menba Froude sayısı arttıkça yatay kanal halinde olduğu gibi jetli ve jetsiz haldeki yüzey profillerinin dikkate alınan sabit jet akımı için birbirlerine yaklaştığı görülmektedir.

3- Jetli sıçramada çevrintili akımda yüzeydeki geri dönüş akımında akışkan partiküllerinin hızları artmakta buna karşın maksimum hız küçülmektedir. Böylece hız gradyanı serbest sıçramaya göre daha üniform bir görünüme sahip olmaktadır.

4- Jetli sıçramada enerji kaybı artmaktadır bu yaklaşık olarak %45 civarındadır. Eğer serbest sıçramanın spilling tipi kırılmayı benzeştirdiği düşünülürse, plunging tipi kırılmayı benzeştiren jetli sıçramada enerji kaybının bir hayli artmasında plunging jetinin önemli rol oynadığı söylenebilir.

5- Sıçramada iki fazlı akım yapısı jetli halde hava girişi nedeniyle daha fazla artmakta bu da akımın türbülanslı yapısını etkilemektedir. Ayrıca su derinliğinin artmasına da neden olmaktadır.

6- Sıçramanın topuğuna jet uygulanması durumunda enerji kaybı klasik hidrolik sıçramadaki enerji kaybıyla karşılaştırıldığında (bu çalışmada dikkate alınan koşullarda yani sabit debili jetde) %20 ile %60 arasında değişen miktarlarda arttırdığı belirlenmiştir. Svendsen ve Madsen (1981) ise dalga kırılması sırasında meydana gelen enerji kaybını hidrolik sıçramaya göre %38 daha fazla bulmalarının, plunging jetinin etkisini modelleyememelerinden ileri geldiğinde söylenebilir.

7- Dalga kırılması sırasında da ortaya çıkan iki fazlı akım yapısının enerji kaybı ile bir korelasyona sahip olduğu görülmüştür. Plunging jetinin çarpmasıyla oluşan hava kabarcıklarının suya nüfuz etme derinliği dalganın enerji kaybı ile artmaktadır.

8- Enerji kaybı artan surf parametresi ile artmakta, dalga dikliği ile azalmaktadır.

9- İki fazlı akım yapısı akımın türbülans yapısını etkilediğinden enerji kaybı miktarını da etkilemektedir. Dalga kırılması ile ilgili deneysel veriler enerji kaybının gelen dalga koşullarına göre %60-80 arasında değiştiğini ancak bunun %45-55'inin plunging jetin çarpması sırasında kaybolduğu görülmektedir.

10- Bir dalga periyodu içinde kırılma sırasında plunging jetinin çarpma zamanı (T_p) yaklaşan dalga şartlarına bağlı olarak dalga dikliği ile artmaktadır. Plunging jetinin çarpması sırasında sakin su seviyesi ile yaptığı açı yaklaşık olarak 30° dir.

11- Plunging jetinin çarpmasıyla bore oluşmaktadır ve bore surf parametresine bağlı olarak

tırmanan akım doğrultusunda ilerleyerek yeni bore'ları oluşturmaktadır. İlk oluşan bore'un boyu surf parametresiyle artmaktadır.

6.2 Öneriler

- 1- Plunging tipi kırılma için daha büyük surf parametrelerinde deneyler yapılmalıdır.
- 2- Kıyıda farklı taban eğimlerinde deneyler tekrarlanmalıdır.
- 3- Hava konsantrasyonlarının etkisi önerilen nümerik modelde dikkate alınmalıdır.
- 4- Jetin etkisinin anlaşılabilmesi amacıyla jet akımın değişen etkileri de dikkate alınmalıdır.
- 5- Soliter dalga ile kuramsal ve deneysel çalışma yapılabilir. Böylece soliter dalga için dalga kırılması ve dalga tırmanması bağıntısı da geliştirilebilir.



KAYNAKLAR

- Bakhmateff, B.A. ve Matzke, A.E. (1936), "The Hydraulic Jump in Terms of Dynamic Similarity", ASCE, 101: 630-680.
- Basco, D.R. (1985), "A Qualitative Description of Wave Breaking", J. Waterways, Harbours and Coastal Eng. Div., ASCE, 111: 171-188.
- Basco, D.R. ve Yamashita T. (1986), "Toward a Simple Model of the Wave Breaking Transition Region in Surf Zones", Proc. 20th Coastal Eng. Conf., 1: 955-970.
- Basco, D.R. ve Yamashita, T. (1988), "On the Partition of Horizontal Momentum Between Velocity and Pressure Components Through the Transition Region of Breaking Waves", Proc. 21st Coastal Eng. Conf., 1: 682-697.
- Battjes, J. A. ve Janssen, J.P.F.M. (1978), "Energy Loss and Set-Up Due to Breaking of Random Waves", Coastal Eng. Conference, Hamburg, West Germany.
- Battjes, J. A. ve Stive, M.J.F. (1985), "Calibration and Verification of a Dissipation Model for Random Breaking Waves", Journal of Geoph. Research, 90(5): 9159-9167.
- Biesel, F. (1951), "Study of Wave Propagation in Water of Gradually Varying Depth", Nat. Bureau of Standarts Circular, No.521, Nov., 243-253.
- Bin, A.K. (1993), "Gas Entrainment by Plunging Liquid Jets", Chem. Eng. Sci. 48: 3585-3630.
- CERC (1984), Shore Protection Manual, Us Army.
- Chan, E.S. ve Melville, W.K. (1988), "Deep-Water Plunging Wave Pressures on a Vertical Plane Wall", Proc. Roy. Soc. London. Uk, A417: 95-131.
- Chan, E.S. (1994), "Mechanics of Deep Water Plunging -Wave Impacts on Vertical Structures", Coastal Engineering, 22: 115-133.
- Chanson, H. ve Cummings, P.D. (1992), "Aeration of the Ocean Due to Plunging Breaking Waves", Report No.Ce142, Department of Civil Engineering, University of Queensland, Australia.
- Chanson, H. ve Cummings, P.D. (1994), "Modelling Air Buble Entrainment by Plunging Breakers", Proc. Int. Symp. Wave Modelling, Iahr, Vancouver, Canada.
- Chanson, H. ve Lee, J.F. (1995), "Characteristics of Plunging Breaking Waves", Research Report No. Ce150.
- Chen, Y.H. ve Wang, H. (1983), "Numerical Model for Non Stationary Shallow Water Wave Spectral Transformation", Jour. Geoph. Res., 88: 9851-9863.
- Cokelet, E.D. (1977), "Breaking Waves", Nature, 267: 769-774.
- Coles, K.A. (1967), Heavy Weather Sailing. Adlard Coles, London.

Dally, W.R., Dean R.G. ve Dalrymple R.A. (1985), "Wave Height Variation Across Beaches of Arbitrary Profile", Jour. Geoph. Res., 90; 917-927.

Dean, R.G. (1965), "Stream Function Representation of Nonlinear Ocean Waves", Journal of Geophy. Res., 70: 4561-4572.

Derks, H. ve Stive, M.J.F. (1984), "Field Investigators in the TOW Study Programme for Coastal Sediment Transport in the Netherlands" Proc. 19th Coastal Eng. Conf., 2: 1830-1845.

Dhaimat, O.H. (1986), Mean Flow and Turbulence Characteristics of Submerged Jump, Thesis Presented University of Manchester, UMIST.

Führböter, A. (1970), "Air Entrainment and Energy Dissipation in Breakers", 12th Coastal Conference, 391-398.

Garg, S.P. ve Sharma, H.R. (1971), "Efficiency of Hydraulic Jump", Journal of the Hydraulic Divisions, Proc. of the ASCE, 97: 409-419, March.

Gartshore, I.S. ve Newman, B.G. (1969), "The Turbulent Wall Jet in an Arbitrary Pressure Gradient", The Aeronautical Quarterly, February, 25-56.

Groen, Dorrestein (1976), Sea Waves, Staatsdrukkerij, 'S Gravenhage, The Netherlands.

Günel, M. (1992), Formation of the Hydraulic Jump on Sloping Channels, Ms.C. Thesis, University of Manchester, UMIST.

Günel, M. ve Narayanan R. (1996), "Hydraulic Jump in Sloping Channels", J. Hydraulic Engineering, 122: 436-442.

Hager, W.H. (1989), "B-Jump in Sloping Channel", Journal of Hydraulic Research, 27: 539-557.

Hager, W.H. ve Bremen, R. (1989), "Classical Hydraulic Jump: Sequent Depths" Journal of Hydraulic Research, 27: 565-586.

Horikawa, K. ve Kuo, C.T. (1966), "A Study of Wave Transformation Inside Surf Zone", Proc. 10th Coastal Eng. Conf., 1:217-233.

Hornung, H. G., Willert, C. and Turner, S. (1995). "The Flow Field Downstream of a Hydraulic Jump", Journal of Fluid Mechanics, 287: 299-316.

Hoyt, W. and Sellin, R.H.J. (1989), "Hydraulic Jump as 'Mixing Layer'", Journal of Hyd. Engrg., ASCE, 115(12): 1607-1614.

Hubbard, D.W., Griffin, O.M. ve Peltzer, R.D. (1987), Foam Generation and Air Entrainment Near a Free Surface, Naval Research Laboratory Memorandum Report 6038.

Hwung, H.H., Chyan, J.M. ve Chung, Y.C. (1992), "Energy Dissipation and Air Bubbles Mixing Inside Surf Zone", Coastal Engineering, 308-321.

Ippen, A.T. (1966), Estuary and Coastal Hydrodynamics, Mcgraw-Hill, New York.

Iversen, H.W. (1951), "Laboratory Study of Breakers", Nat. Bureau of Standards Circular, No.521, Nov., 9-32.

Iwata, K. ve Tomita, T. (1992), "Variation of Potential and Kinetic Wave Energy in the Surf Zone", Coastal Engineering, 336-349.

Khader, A.H. ve Elango, K. (1974), "Turbulent Pressure Field Beneath a Hydraulic Jump", Journal of Hydraulic Research, 12: 469-486.

Koga, M. (1982), "Bubble Entrainment in Breaking Wind Waves", Tellus, 34(5): 481-489.

Kuo, S.T. (1972), The Wave Characteristics Inside Surf Zone, Master These, National Cheng Kung University, Roc (in Chinese).

Lamb, H. (1932), Hydrodynamics, Dover Publ., New York.

Le Mehaute, B. ve Koh, R.C.Y. (1967), "On the Breaking Waves Arriving at an Angle to the Shore", Journal of Hydraulic Res., 5(1): 67-88.

Leutheusser, H.J. ve Kartha, V.C. (1972), "Effects of Inflow Condition on Hydraulic Jump", Journal of the Hydraulic Division, Proc. of the ASCE, 98: 1367-1385, August.

Lin, C. ve Hwung, H.H. (1992), "External and Internal Flow Fields of Plunging Breakers, Experiments in Fluids, 12: 229-237.

Long, D., Rajaratnam, N., Steffler, P.M. ve Smy, P.R. (1991) "Structure of Flow in Hydraulic Jumps", Journal of Hyd. Research, Iahr, 29(2): 207-208.

Longuet-Higgins, M.S. ve Stewart, R.W. (1964), "Radiation Stress in Water Waves; a Physical Discussion and Applications", Deep Sea Research, 11: 529-562.

Longuet-Higgins, M.S. (1988), "Mechanisms of Wave Breaking in Deep Water", See Surface Sound, Kerman, B.R. (Ed) Kluwer Academic Publishers, Nato Asi Series C, 238: 1-30.

Madsen, P.A. ve Svendsen, I.A. (1983), "Turbulent Bores and Hydraulic Jumps", Journal of Fluid Mechanics, 129, 1-25.

Massel, S.R. (1989), Hydrodynamics of Coastal Zones, Elsevier Science Publ. Comp., Amsterdam.

Massel, S.R. ve Belberova, D.Z. (1990), "Parameterization of the Dissipation Mechanism in the Surface Waves Induced by Wind", Arch. Mech., 42: 515-539.

Massel, S.R. (1996), Ocean Surface Waves: Their Physics and Prediction, World Scientific Publishing.

Mccorquodale, J. ve Khalifa, A. (1983), "Internal Flow in a Hydraulic Jump", Journal of Hydraulic Div., ASCE, 106(3): 355-367.

Melville, W.K. ve Rapp, R.F. (1985), "Momentum Flux in Breaking Waves", Nature, 317: 514-516.

- Miche, R. (1944), "Breaking Wave Motion in Water of Constant Water Depth", *Ann. Ponts Et Chaussees*, 121:285-318.
- Nadaoka, K. ve Kondoh, T. (1982), "Laboratory Measurements of Velocity Field Structure in the Surf Zone by Ldv", *Coastal Eng. in Japan*, 25: 125-145.
- Nadaoka, K., Ueno, S. ve Igarashi, T. (1988), "Sediment Suspension Due to Large Scale Eddies in the Surf Zone", *Int. Coastal Eng. Conf., Malaga, Spain*, 1646-1660.
- Nairn, R.B., Roelvink, J.A. ve Southgate H.N. (1990), "Transition Zone Width and Implications for Modelling Surf Zone Hydrodynamics", *Proc. 22nd Coastal Eng. Conf.*, 1:68-81.
- Narayanan, R. (1975), "Wall Jet Analogy to Hydraulic Jump", *J. Hydraulic Div., ASCE*, 101(3): 347-359.
- Nelson, R.C. (1994), "Depth Limited Design Wave Heights in Very Flat Regions", *Coastal Eng.*, 23:43-59.
- Novak, P., Moffat, A.I.B., Nalluri, C. ve Narayanan, R. (1996), *Hydraulic Structures*, E and Fn Spon Second Edition.
- Ohtsu, I. ve Yasuda, Y. (1990), "B-Jump in Sloping Channel", *Discussion, Journal of Hydraulic Research*, 28: 105-117.
- Ohtsu, I. ve Yasuda, Y. (1991), "Hydraulic Jump in Sloping Channels", *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 117(7): 905-921, July.
- Rajaratnam, N. (1962), "An Experimental Study of Air Entrainment Characteristics of the Hydraulic Jump", *J. of Instn. Eng. India*, 42(7).
- Rajaratnam, N. (1965), "The Hydraulic Jump as a Wall Jet", *Journal of Hydraulic Division, Proc. of the ASCE*, 91(5): 107-132, September.
- Rajaratnam, N. (1967), "Hydraulic Jumps", *Advances in Hydrosience*, Ed. V.T. Chow, Academic Press, New York USA, 4: 197-280.
- Rajaratnam, N. ve Subramanya, K. (1968), "Profile of the Hydraulic Jump", *J. Hydraulic Div., ASCE*, 94(3): 663-673.
- Rajaratnam, N. ve Murahari, V. (1974), "Flow Characteristics of Sloping Channel Jumps", *Journal of Hydraulics Division, Proc. of the ASCE*, 100: 731-740.
- Resch, F.J. ve Leutheusser, H.G. (1972), "The Hydraulic Jump: Turbulence Measurements in the Two-Phase Flow Region", *J. Houille Blanche* 4: 279-293 (in French).
- Resch, F.J., Leutheusser, H.G. ve Alemu, S. (1974), "Bubbly Two-Phase Flow in Hydraulic Jump", *J. Hydr. Div., Am. Soc. Civ. Enrgs* 100: 137-149.
- Rouse, H., Siao, T.T. ve Nagaratnam, S. (1958), "Turbulence Characteristics of the Hydraulic Jump", *J. Hydraulic Div., ASCE*, 84(1): 1-30.
- Sarma, K.V.N. ve Newnham, D.A. (1973), "Surface Profile of Hydraulic Jump for Froude Numbers Less Than Four", *Water Power*, April, 139-142.

- Schaffer, H.A., Madsen, P.A. ve Deigaard R. (1993), "A Boussinesq Model for Wave Breaking in Shallow Water", *Coastal Eng.*, 20:185-202.
- Squire, H.B. ve Truncer, J. (1974), *Rounds Jets in a General Stream*, Aeronautical Research Committee, Reports and Memoranda.
- Stive, M.J.F. (1984), "Velocity and Pressure Field in Spilling Breakers", *Proc. 17th Int. Coastal Engrg. Conf.*, Chap. 34: 547-566.
- Streeter, V.L. (1981), Wylie E.B, *Fluid Mechanics*, 1st Ed., McGraw-Hill, New York.
- Svendsen, I.A., Madsen, P.A. ve Hansen J. (1978), "Wave Characteristics in the Surf Zone", *Coastal Engineering*, 2: 520-539.
- Svendsen, I.A. ve Madsen P.A. (1981), *Energy Dissipation in Hydraulic Jumps and Breaking Waves*, Prog.Rep.55 Inst. Hydrodyn. and Hyd. Eng. Tech. Univ. Denmark, 39-47.
- Tallent, J.R., Yamashita, T. ve Tsuchiya, Y. (1989), "Field and Laboratory Investigation of Large Scale Eddy Formation by Breaking Water Waves", *Nato Int. Sci. Exchange Programme, Advanced Research Workshop Water Wave Kinematics*, Norway.
- Thornton, E.B. ve Guza, R.T. (1983), "Transformation of Wave Height Distribution", *Jour. Geoph. Res.*, 88: 5925-5938.
- Thornton, E.B., Wu, C.S. ve Guza R.T. (1984), "Breaking Wave Design Criteria", *Proc. Coastal Eng. Conf.*, Taiwan.
- Wielogorski, J.W. ve Wilson, E.H. (1970), "Nondimensional Profile Area Coefficients for Hydraulic Jump in Sloping Rectangular Channels", *Water Power*, 22(4): 144-150.
- Yüksel, Y. ve Narayanan, R. (1991), "Forces on Submarine Pipelines During Wave Breaking", *International Conf. Ocean Eng.*, India.
- Yüksel, Y. ve Kapdaşlı, M.S. (1993), "Breaking Waves-Plunging Point and Its Effects", *EUROMECH 310*, Le Havre, France, 299-308.
- Yüksel, Y. ve Narayanan, R. (1994a), "Breaking Wave Forces on Horizontal Cylinders Close to the Sea Bed", *Coastal Engineering*, 23: 115-148.
- Yüksel, Y. ve Narayanan, R. (1994b), "Wave Forces on Horizontal Cylinder Resting on Sloping Bottom", *Proc. of 4th Int. Offshore and Polar Eng. Conf.* Osaka.
- Yüksel, Y., Çevik, E. ve Çelikoğlu, Y. (1998), *Kıyı ve Liman Mühendisliği*, TMMOB İMO, Ankara Şubesi.
- Yüksel, Y. (2000), *Teori ve Çözümlü Problemleri ile Bilgisayar Uygulamalı Akışkanlar Mekaniği ve Hidrolik*, BETA Yayınevi, ISBN 975-486-921-3.
- Yüksel, Y. (2002), *Deniz Taban Hidrodinamiği ve Kıyı Morfolojisi*, Ders Notları, YTÜ.

EKLER

EK 1 Dalga Enerji Kaybı Modelleri

Ek 2 Hidrolik Sıçrama Modelleri



Ek 1 Dalga Enerji Kaybı Modelleri

Bugüne kadar surf bölgesi içinde kaybolan enerji miktarı ile ilgili geliştirilmiş modeller şu şekilde sınıflandırılabilir (Massel, 1996);

1- Periyodik bore yaklaşımı

Bore içinde harcanan enerji (Lamb, 1932; Massel ve Belberova, 1990);

$$\Delta E' = \frac{1}{4} \rho_w g (Y_2 - Y_1)^3 \left\{ \frac{g(Y_1 + Y_2)}{2Y_1 Y_2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.1)$$

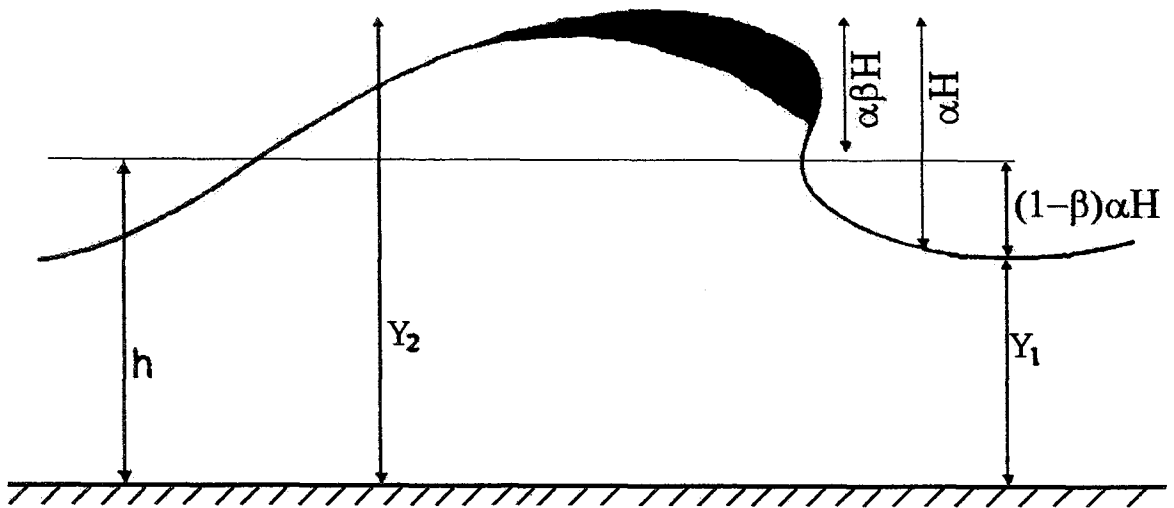
dir, burada Y_1 ve Y_2 Şekil ek 1.1’de görülen derinliklerdir, yani

$$Y_2 - Y_1 = \alpha H$$

$$Y_1 = h - (1 - \beta) \alpha H \quad (1.2)$$

$$Y_2 = h + \alpha \beta H$$

α katsayıdır ve mertebesi 1 civarındadır ve türbülansın etkisini ve dalga yüzeyi üzerindeki köpüğün mevcudiyetini ifade eder. β katsayısı ($0.5 \leq \beta \leq 1.0$) dalga dikliğine, tepenin sivrilğine ve çukurun yayvanlığına bağlıdır, bu değer sinüzoidal dalga için $\beta = 0.5$ ’dir.



Şekil ek 1.1 Periyodik bore modeli

(1.2) denklemleri kullanılarak

$$\frac{Y_1 + Y_2}{2Y_1 Y_2} = \frac{1 + \frac{\alpha(2\beta - 1)}{2} \left(\frac{H}{h}\right)}{1 + \alpha(2\beta - 1) \left(\frac{H}{h}\right) - \alpha^2 \beta(1 - \beta) \left(\frac{H}{h}\right)^2} \frac{1}{h} \quad (1.3)$$

elde edilmiştir. α katsayısı sadece deneysel olarak bulunmaktadır. Bundan başka, β , lineer olmayan dalga teorilerinden de belirlenmektedir. İlk yaklaşım olarak $\alpha \approx 1$ ve $\beta \approx 0.5$ kabul edildiğinde (1.3) bağıntısı

$$\frac{Y_1 + Y_2}{2Y_1 Y_2} \approx \frac{1}{1 - \frac{1}{4} \left(\frac{H}{h}\right)^2} \frac{1}{h} \quad (1.4)$$

şeklinde ifade edilmiştir. (1.4) bağıntısı (1.1) ifadesinde yerine konulduğunda

$$\Delta E' = \frac{\alpha^3}{4} \rho_w g H^3 \left\{ \frac{g}{h \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{H}{h}\right)^2 \right]} \right\}^{1/2} \quad (1.5)$$

bulunmuştur. ω frekanslı dalgalar için, birim alanda harcanan enerji miktarı aşağıdaki gibi ifade edilmiştir;

$$\Delta E = \frac{\Delta E'}{L} = \frac{\omega}{2\pi c} \Delta E' \quad (1.6)$$

ve

$$\Delta E = \frac{\alpha_0 \rho_w g \omega}{8\pi} \frac{H^3}{h} \left(\frac{\sqrt{gh}}{c} \right) \psi' \quad (1.7)$$

burada $\alpha_0 = \alpha^3$ ve

$$\psi' = \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{H}{h}\right)^2 \right]^{-1/2} \quad (1.8)$$

dir.

Surf bölgesi içinde $H/h \approx 1.0$ ve $\psi' \approx 1.15$ dir. ψ' teriminin etkisi $\psi' = 1$ alındığı klasik bore

modeli ile karşılaştırıldığında enerji kaybı artmaktadır. Gerçekte Stive (1984) klasik bore modelinin kırılan dalgaların kaybolan enerji miktarının altında enerji kaybı değeri verdiğini göstermiştir. Bunun için, ψ' terimi ve α_0 katsayısının ihmal edilmesi bu daha düşük enerji kaybı miktarını takviye etmektedir. $\psi' = 0$ ve $c \approx \sqrt{gh}$ alındığında (1.7) ifadesi

$$\Delta E = \frac{\alpha_0 \rho g \omega}{8\pi} \frac{H^3}{h} \quad (1.9)$$

olmaktadır, bunun Battjes ve Janssen (1978)'in ifadesiyle uyumlu olduğu bulunmuştur.

(1.7) bağıntısı ile enerji kaybını düzensiz dalga katarı için ifade etmek için bilinen bir h su derinliğinde kırılan ve kırılmış dalga yüksekliklerinin tamamının H_m 'e eşit olduğu kabul edilmiştir. Bu H_m dalga yüksekliği $f(H)$ dalga yüksekliği olasılık yoğunluk fonksiyonunun keskin tepe noktasına karşılık gelen değere eşittir. >

$$f(H) = \begin{cases} \frac{H}{\hat{H}^2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{H}{\hat{H}}\right)^2\right] & 0 \leq H \leq H_m \\ \frac{Q_b}{H_m} \delta\left(\frac{H}{H_m} - 1\right) & H > H_m \end{cases} \quad (1.10)$$

burada

$$Q_b = \text{Pr ob}(H > H_m) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{H_m}{\hat{H}}\right)^2\right] \quad (1.11)$$

dir, bu değer belirli bir noktada kırılan veya kırılmış dalgaların bir grubunun olasılık fonksiyonudur. $\delta(\)$ delta fonksiyonudur. Enerji kaybının olmadığı varsayıldığında,

$$\hat{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} H_{rms}, H_m \rightarrow \infty \text{ ve Rayleigh dağılımı elde edilmektedir.}$$

Dalga yüksekliğine ait tüm istatistikler H_m ve $\hat{H}$ terimleriyle ifade edilmiştir. Özellikle dalganın rms değeri H_{rms}

$$H_{rms}^2 = \int_0^\infty H^2 f(H) dH = \frac{1}{\hat{H}^2} \int_0^{H_m} H^3 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{H}{\hat{H}}\right)^2\right] dH + \frac{Q_b}{H_m} \int_{H_m}^\infty H^2 \delta\left(\frac{H}{H_m} - 1\right) dH \quad (1.12)$$

ve

$$H_{rms}^2 = 2 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{H_m}{\hat{H}} \right)^2 \right] \right\} \hat{H}^2 \quad (1.13)$$

veya

$$H_{rms}^2 = 2(1 - Q_b) \hat{H}^2 \quad (1.14)$$

dir. Fiziksel açıdan H_{rms} ve H_m terimlerini Q_b yardımıyla ifade etmenin daha uygun olacağı belirtilmiştir. (1.11) ve (1.14) ifadelerinden $\hat{H}$ yok edildiğinde

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = - \left(\frac{H_{rms}}{H_m} \right)^2 \quad (1.15)$$

veya

$$Q_b = \exp \left(-\frac{1 - Q_b}{b^2} \right) \quad (1.16)$$

dir, burada $b = H_{rms}/H_m$ dir. Rölatif olarak derin suda, dalgalar hemen hemen enerji kaybına uğramaksızın yayılmaktadırlar. H_{rms}/H_m arttıkça, kırılan dalgaların Q_b değeri de artmaktadır. Çok sığ suda tüm dalgalar kırılmaktadır ve $Q_b \rightarrow 1$ ayrıca dalga yerel su derinliği ile kontrol edilmektedir ($H_{rms} \rightarrow H_m \rightarrow \xi h$ burada kırılma katsayısı).

Yukarıdaki sonuçları enerji kaybı modeline uygulamak için, dalga kırılmasından dolayı kaybolan enerjinin H_m dalga yüksekliğine ve bu dalgaların Q_b meydana gelme olasılığına bağlı olduğu kabul edilmiştir. Bundan başka $\omega = \omega_p$ pik frekansı ile oldukça dar bir spektruma sahiptir. Böylece eşitlik (1.7)

$$\Delta E = \frac{\alpha_0 \rho_w g \omega_p}{8\pi} \frac{H_m^3}{h} \left(\frac{\sqrt{gh}}{c} \right) \psi' Q_b \quad (1.17)$$

veya

$$\Delta E = \frac{\alpha_0 \rho_w g \omega_p}{8\pi} \frac{H_m^3}{h} Q_b \quad (1.18)$$

olarak ifade edilebilir. Battjes ve Janssen (1978)'in modelinde derinlik limitli dalga yüksekliği Miche tipi ifade ile verildiğinden (sığ suda $kh \rightarrow 0$ olduğu için $H_b \rightarrow \xi h$ dır), k_p pik dalga sayısı uygulandığında bu ifade

$$H_m = \frac{0.88}{k_p} \tanh\left(\frac{\xi}{0.88} k_p h\right) \quad (1.19)$$

şeklinde yazılmıştır. Modelde ΔE enerji kaybı dalga enerjisi dengesi denkleminde bir kuyu terimi olarak kullanılmıştır (bir boyutlu hal göz önüne alınmıştır.) :

$$\frac{\partial(Ec_g)}{\partial x} = -\Delta E \quad (1.20)$$

burada

$$E = \frac{1}{8} \rho_w g H_{rms}^2 = \rho_w g \iint_{\omega\theta} \hat{\delta}(\omega, \theta) d\omega d\theta \quad (1.21)$$

toplam enerjidir ve ω_p pik frekansına bağlı olarak c_g de grup hızını göstermektedir, yani

$$c_g = \frac{\omega_p}{2k_p} \left(1 + \frac{2k_p h}{\sinh 2k_p h} \right) \quad (1.22)$$

dir. $h(x)$ verilen taban profili ve yaklaşan dalga parametreleri için, (1.20) ifadesi dalga yüksekliğinin rms değerini bulmak amacıyla integre edilmektedir.

Bu modelde kullanılan su derinliği sakin su yüzeyinden deniz tabanına olan derinlik (h_0) ile dalga etkisiyle kabarma miktarının ($\bar{\eta}$) toplamıdır. (1.20) enerji dengesi ifadesinin integrasyonu gerçekleştirildikten sonra ortalama momentum dengesi aşağıdaki formda yazılmaktadır.

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \rho g (h_0 + \bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = 0 \quad (1.23)$$

burada S_{xx} gerilme akısı bileşeni (Longuet-Higgins ve Stewart, 1964; Massel, 1989);

$$S_{xx} = \left(\frac{1}{2} + \frac{2k_p h}{\sinh 2k_p h} \right) E \quad (1.24)$$

dir.

Gerçekte, bore tipi enerji kaybı modeli dalga yüksekliğinin (yani H_{rms}) bazı karakteristiklerinin azalma miktarlarını belirlemekte ancak spektrumları hakkında yeterince bilgi vermemektedir. Genelde enerji kaybı spektral gösterimi ile ilgili çok az bilgi mevcuttur. Mevcut bütün modellerde, enerji kaybı miktarı tekil bir spektral bileşene değil, verilen bir

noktadaki toplam dalga enerjisine (H_{rms} değeri) bağlıdır. Ancak belli bir an için enerji kaybının, spektrumun şeklini etkilemediği varsayılarak, (1.20) ifadesi yaklaşık olarak aşağıdaki gibi yeniden yazılmıştır.

$$\frac{\partial S(\omega)}{\partial t} \approx -\frac{\alpha_0 \omega_p}{\pi} \left(\frac{H_m^3}{h} \right) Q_b \frac{S(\omega)}{H_{rms}^2} \quad (1.25)$$

Battjes ve Janssen (1978) modelinin ampirik verilere göre geçerliliğine bakıldığında model; taban profili ve yaklaşan dalgaya bağlı olarak oldukça geniş uygulama şartına sahip olarak, kırılmadan dolayı rms dalga yüksekliğini yeterince doğru şekilde belirlemektedir. (Derks ve Stive, 1984; Battjes ve Stive, 1985).

Enerji kaybı miktarında (1.18) tek bir maksimum dalga yüksekliği H_m kullanmaktansa Thornton ve Guza (1983) enerji kaybının ortalama değerini; her bir yükseklikteki kırılan dalganın olasılığıyla tek bir kırılan dalganın yüksekliği H için enerji kaybının çarpımı şeklinde hesaplamışlardır, yani (1.18) ifadesi yerine

$$\Delta E = \frac{\alpha_0 \rho_w g \bar{\omega}}{8\pi} \frac{H^3}{h} \quad (1.26)$$

ifadesi verilmiştir. Burada $\bar{\omega}$ ortalama dalga frekansıdır ve ortalama enerji kaybı miktarı

$$E[\Delta E] = \frac{\alpha_0}{8\pi} \rho_w g \frac{\bar{\omega}}{h} \int_0^\infty H^3 f_{br}(H) dH \quad (1.27)$$

dir. Burada $f_{br}(H)$ kırılan dalganın olasılık yoğunluk fonksiyonudur. Massel (1996) bu fonksiyonu kırılan dalgalar için tanımlayarak (1.27) ifadesini aşağıdaki gibi yazmıştır.

$$E[\Delta E] = \frac{3\sqrt{\pi}\alpha_0}{16} \rho_w g \frac{\bar{\omega}}{\xi^4 h^5} H_{rms}^7 \quad (1.28)$$

ve

$$E[\Delta E] = \frac{3\sqrt{\pi}\alpha_0}{16} \rho_w g \frac{\bar{\omega} H_{rms}^5}{\xi^2 h^3} \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{H_{rms}}{\xi h} \right)^2 \right]^{-5/2} \right\} \quad (1.29)$$

hassaslık analizi α_0 'ın optimum değerinin $\alpha_0 = 1.54^3$ olduğu göstermiştir. (1.20) enerji dengesi ifadesinin nümerik integrasyonu α_0 'ın optimum değerinin seçimi ile, bu model %9 standart hata ile rms dalga yüksekliğini açık denizden kıyıya kadar belirlemektedir.

2- Enerji akısı modeli

Birçok laboratuvar ve arazi çalışması bir noktada dalgaların kırılmaya başlamasıyla H_{st} stabil bir dalga yüksekliğine erişinceye kadar değişik şiddetlerde kırılma işlemi sürdürmekte olduğunu göstermiştir. Horikawa ve Kuo (1966), Thornton ve Guza (1983) ve Nelson (1994) stabil bir dalga kriterini aşağıdaki gibi ifade etmişlerdir.

$$H_{st} = \Gamma h \quad (1.30)$$

burada H_{st} stabil dalga yüksekliği ve Γ ise 0.35-0.60 arasında değerler alan boyutsuz bir katsayıdır. Bunun için birim alanda kaybolan enerji miktarı aşağıda gösterilen ifade ile verilmiştir (Dally ve diğ., 1985).

$$\frac{\partial(Ec_g)}{\partial x} = \frac{-K}{h} [Ec_g - (Ec_g)_{st}] \quad (1.31)$$

burada K azalma katsayısıdır. Sığ su için lineer dalga teorisinin kullanılmasından sonra ve (1.30) ifadesinin yerine konulmasıyla, (1.31) bağıntısı

$$\frac{\partial(H^2 h^{1/2})}{\partial x} = \frac{-K}{h} [H^2 h^{1/2} - \Gamma^2 h^{5/2}] \quad (1.32)$$

haline getirilmiştir veya

$$\frac{\partial G}{\partial x} + \frac{K}{h} G = K \Gamma^2 h^{3/2} \quad (1.33)$$

$$G = H^2 h^{1/2} \quad (1.34)$$

dır, daha basit haller için (1.33) bağıntısının kapalı formdaki çözümleri mevcuttur. Özellikle düzlem bir plaj üzerindeki kırılma için analitik çözüm şu şekilde verilmiştir,

$$\frac{H}{H_b} = \left[\left(\frac{h}{h_b} \right)^{\left(\frac{K}{\beta} - \frac{1}{2} \right)} (1 + \alpha) - \alpha \left(\frac{h}{h_b} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.35)$$

burada $\alpha = \alpha_* \left(\frac{h}{H} \right)_b^2$ ve α_*

$$\alpha_* = \frac{\left(\frac{K}{\beta} \right) \Gamma^2}{\left(\frac{5}{2} - \frac{K}{\beta} \right)} \quad (1.36)$$

bağıntısıyla tariflenmiştir, burada $K=0.17$ ve $\Gamma=0.5$ değerleri tavsiye edilmiştir, burada b alt indisi yine kırılma noktasını göstermektedir. (1.35) bağıntısının çözümü aynı zamanda Dally ve diğ. (1985)'in vermiş olduğu analitik çözümdeki (düzenli dalga, düzlem plaj)

$$\frac{H}{h_b} = \left[(\xi^2 + \alpha_*) \left(\frac{h}{h_b} \right)^{\left(\frac{K-1}{\beta-2} \right)} - \alpha_* \left(\frac{h}{h_b} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.37)$$

(H/h_b) yeniden yazılmıştır, burada ξ kırılma katsayısıdır ve surf bölgesi içinde $f(H)$ olasılık yoğunluk fonksiyonunun belirlenmesi için enerji akı farkı modeli kullanılmıştır.

Akı-transfer bağıntısının terimlerinde enerji kaybının fiziksel açıklamasını daha anlaşılır hale getirebilmek için (1.31) ifadesi aşağıdaki gibi yeniden yazılmıştır,

$$c_g \frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{dh}{dx} E - \left(\sqrt{\frac{g}{h}} E - \Gamma^2 h \sqrt{gh} \right) K \quad (1.38)$$

üniform derinlik halinde (1.38) ifadesi

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{K}{h} E + K \Gamma^2 h \quad (1.39)$$

formunda yazılmıştır, bu ifadenin çözümü ise

$$E(x) = (E_b - \Gamma^2 h^2) \exp\left(-\frac{K}{h} x\right) + \Gamma^2 h^2 \quad (1.40)$$

dir. Dikkat edilirse, dalga enerjisi dalga yüksekliğinin karesiyle verilen terimlerle ifade edilmektedir, yani boyutludur [m^2] ve E_b kırılma noktasındaki enerjiyi göstermektedir ($x=0$).

Düzlem bir plajda E dalga enerjisi için çözüm (1.35) bağıntısına uygun olarak aşağıdaki formu almaktadır.

$$E = E_b \left[\left(\frac{h}{h_b} \right)^{\left(\frac{K-1}{\beta-2} \right)} (1 + \alpha) - \alpha \left(\frac{h}{h_b} \right)^2 \right] \quad (1.41)$$

$K=0$ olduğunda, (1.41) bağıntısı enerji kaybı olmaksızın sığlaşmanın Green kanuna indirgendiği belirtilmiştir.

Periyodik bore modelinde olduğu gibi (1.38) ifadesi birey dalga enerjisinin azalmasını belirlemektedir ancak spektral bileşenlerin azalmasını ise belirlememektedir.

3- Yerel su derinliği modeli

Enerji kaybı miktarının en basit formülasyonu olan bu model limit dalga yüksekliğinin belirlenmesiyle mümkün olmaktadır.

$$H_b = \frac{0.88}{k} \tanh\left(\frac{\xi}{0.88} kh_b\right) \quad (1.42)$$

sığ suda $kh \rightarrow 0$ ve basitçe

$$H_b = \xi h_b \quad (1.43)$$

Miche (1944) kırılma şartının yeniden ele alınmasıyla dalganın limit dikliğini aşağıdaki gibi (Chen ve Wang, 1983) vermiştir;

$$\frac{H_s}{L_b} = 0.12 \tanh(k_b h_b) \quad (1.44)$$

burada, $k_b = 2\pi/L_b$ dalga sayısı; ξ , kırılma katsayısı ve $L_b = 7.72\sigma_\eta^{1/2} \sqrt{gh_b}$ belirgin dalga boyuna ait ampirik bir bağıntıdır. Lineer enerji kaybı ifadesi kullanılarak (1.44) bağıntısı aşağıdaki gibi yeniden yazılmıştır.

$$H_s = 0.12 \frac{2\pi}{g} \left(\frac{L_b}{T_b}\right)^2 = 0.12 \frac{2\pi c_b^2}{g} \quad (1.45)$$

(1.45) ifadesi

$$H_s = 1.416 H_{rms} = 4.004 \sigma_\eta$$

bağıntısında yerine konulmuş ve

$$E_{maks} = \sigma_\eta^2 = \frac{1}{16} H_s^2 = 0.0355 \frac{c_b^4}{g^2} \quad (1.46)$$

elde edilmiştir. (1.46) eşitliği spektrumun büyüklüğünde bir limit getirmektedir, ancak spektrumun formunun sınırlandırılması hakkında bilgi vermemektedir.

Burada dikkat edilmesi gereken husus, çok sığ suda

$$(c_b \approx \sqrt{gh}) \quad (1.47)$$

(1.46) bağıntısı

$$E_{maks} = .0355 h^2 \quad (1.48)$$

halini almaktadır.

4- Yüzeysel çevri kavramı

Kırılmanın herhangi bir tipi için (spilling veya plunging) kırılmanın başlangıcını takiben dalganın şekli aniden değişmektedir. Bu bölge genellikle dış veya geçiş bölgesi olarak isimlendirilir, bu bölge yaklaşık olarak kırılmadan sonra 8-10 su derinliği kadarlık bir bölgeyi kapsamaktadır (Svendsen ve diğ., 1978; Basco ve Yamashita, 1986, 1988; Nairn ve diğ., 1990). Geçiş bölgesinin kıyı tarafında, dalga şeklini çok daha yavaş değiştirmektedir. Bu bölge iç veya bore bölgesi olarak adlandırılmaktadır, kırılan dalgalar bore'ların bütün genel özelliklerine sahiptirler. Bu bölgede dalga hareketine hakim olan önemli özellik yüzey çevrisidir, bu su kütlelerini dalga yayılma hızıyla kıyıya doğru taşımaktadır. Yüzey çevrilerinin oluşması dalga kırılmasının üniform olmayan hız dağılımını meydana getirmesinden dolaydır, bu da momentum denklemindeki konvektif terimleri çok kuvvetli olarak etkilemektedir. Bileşke ilave momentum etkisi şu şekilde tariflenmiştir (Schaffer ve diğ., 1993):

$$R = \delta_r \left(c - \frac{p}{h'} \right)^2 \left(1 - \frac{\delta}{h'} \right)^{-1} \quad (1.49)$$

burada $P \equiv \int_{-d}^{\eta} u dz$, $h' = h + \eta$ ve δ_r çevri kalınlığı olarak verilmiştir, yani serbest yüzey ve akım çizgisi arasındaki düşey mesafedir. Bu yaklaşımda klasik Boussinesq denklemine R aşırı momentum ilave edilmiş;

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{h'} \right) + \frac{\partial R}{\partial x} + gh' \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial t} \left(\frac{P}{h} \right) - \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} = 0 \quad (1.50)$$

ve

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (1.51)$$

ifadeleri elde edilmiştir. Kırılmanın başlangıç anında ön yüzeyindeki yerel diklik maksimuma ulaşmaktadır ($\tan \phi$) ve bu gradyan aşıldığında, dalga kırılmaktadır, burada ϕ dalga ön cephesine teğetin yatayla yaptığı açıdır. Schaffer ve diğ. (1993) $\tan \phi$ su yüzeyi eğimini çevrinin yüzey eğimi olarak kabul etmiştir. Eğer yerel eğim $\tan \phi$ 'den daha az ise kırılma oluşmamaktadır. Kırılma durumunda maksimum açının değerinin $\phi_b \approx 20^\circ$ 'ye ulaştığı belirlenmiştir.

Ek 2 Hidrolik Sıçrama Modelleri

Yatay Kanal

Hidrolik sıçramanın mansabındaki akım şartları, menbadaki akım şartlarının yardımıyla momentum ve süreklilik denklemleri kullanılarak elde edilmektedir. Katı cidarla olan sürtünme etkileri ihmal edildiğinde sabit kanal genişliğine sahip yatay dikdörtgen bir kanal için sıçramanın menbası ile mansabındaki eşlenik derinlikler ve akım şartları arasındaki ilişki (2.1) ifadesiyle verilmiştir (Streeter ve Wylie, 1981).

$$\frac{Fr_2}{Fr_1} = \frac{2^{3/2}}{\left(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1\right)^{3/2}} \quad (2.1)$$

burada, y kanal tabanından su yüzeyine olan düşey mesafe, 1 ve 2 alt indisleri sırasıyla hidrolik sıçramanın menba ve mansabındaki eşlenik derinlikleri, Fr Froude sayısını, $\left(Fr = q / \sqrt{gy^3}\right)$ göstermektedir, burada q birim genişlikten geçen debidir.

Yatay kanalda hidrolik sıçramanın eşlenik derinlik oranı (y_2/y_1), kanal tabanında sürtünme olmadığı düşünülerek, tek boyutlu momentum eşitliğinden elde edilebilmektedir.

Sıçramanın ortalama ve türbülans karakteristikleri Rajaratnam (1965) ve Rouse ve diğ. (1958) önemli çalışmalarından elde etmişlerdir. Rajaratnam (1965) ters basınç gradyanı altında bir duvar jeti olarak hidrolik sıçramayı analiz etmiştir ve aynı zamanda eşlenik derinlik oranı üzerindeki kayma gerilmesi etkisini de araştırmıştır.

Narayanan Metodu

Narayanan metodu (1975) Strip İntegral Metodu olarak da bilinmektedir. Sıçramayı türbülanslı duvar jetine benzeştirerek bu metodu geliştirmiştir. Bu metot da ortalama hız profili iç ve dış tabaka olmak üzere iki tabakaya ayrılmaktadır.

1. İç tabaka; tabandan hızın $u=u_m$ olduğu kesite kadar olan mesafeyi tanımlamaktadır. Bu tabakada ortalama hız dağılımı fonksiyonel formda aşağıdaki şekilde verilmektedir.

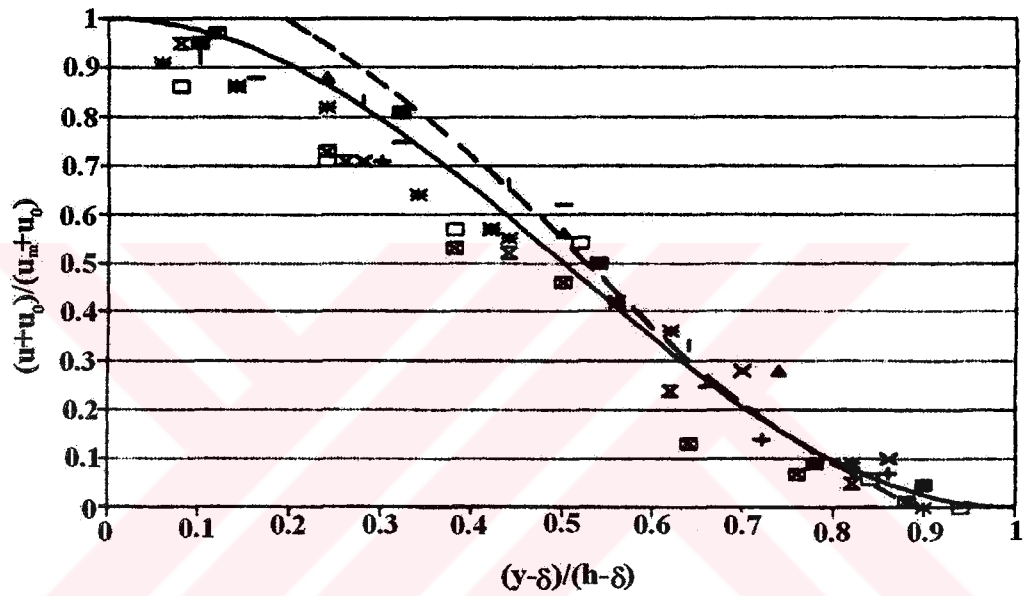
$$\frac{u}{u_m} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^n \quad (2.2)$$

Burada y tabandan uzaklık, δ iç tabaka kalınlığı, n bir üstel değer ve u_m maksimum ortalama hızdır.

2. Dış tabaka, hız profillerinin benzerliğini gözönüne alan bir tabakadır (Şekil ek 2.1). $u=u_m$ den yüzeye kadar olan tabakadır. Hız dağılımı aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$u = -u_0 + \frac{u_m + u_0}{2} \left[1 + \cos \pi \frac{y - \delta}{h - \delta} \right] \quad (2.3)$$

u_0 geri dönen akımın hızıdır.



— Eşitlik (3.3)	■ $x/y_1=5$ $s=0.05$	+ $x/y_1=15$ $s=0.05$
* $x/y_1=20$ $s=0.05$	□ $x/y_1=25$ $s=0.05$	× $x/y_1=30$ $s=0.05$
▲ $x/y_1=5$ $s=0.1$	⋈ $x/y_1=10$ $s=0.1$	▣ $x/y_1=15$ $s=0.1$
$x/y_1=20$ $s=0.1$	— $x/y_1=30$ $s=0.1$	— — Rajaratnam

Şekil ek 2.1 Dış tabakada hız profillerinin benzerliği (Günel ve Narayanan, 1996)

Bu analizde, akımın değişik seviyelerindeki kayma gerilmeleri bilinmektedir. İç tabakada türbülanslı sınır tabakasında Gartshore ve Newman (1969) deneysel ölçümleri kullanılmıştır. Dış tabakada ise kayma gerilmeleri için Resch ve Leutheusser (1972) ve Rouse ve diğ. (1958)'in deneysel sonuçlarını kullanmıştır.

McCorquodale ve Khalifa Metodu

McCorquodale ve Khalifa Metodunda (1983) türbülans basıncı ve hidrostatik basınç dağılımının sapması ve hava girişi için Narayanan'ın Strip İntegral Metodunu yeniden dikkate almışlardır. Rajaratnam'ın deneysel (1965, 1967, 1968) sonuçları kullanılarak, iç tabaka için hidrolik sıçramanın ortalama hız dağılımı aşağıdaki gibi tanımlamışlardır.

$$\frac{u}{u_m} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \quad (2.4)$$

Dış tabaka için,

$$u = u_0 + u_t \exp \left[-4C \left(\frac{y - \delta}{h - \delta} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

burada u_0 yatay hız, C ise sabittir.

Diferansiyel eşitliklerin çözümünde Narayanan (1975)'a benzer çözüm gerçekleştirilmiştir. Hidrolik sıçramada hava girişinin sıçrama formunun hesaplanmasında küçük bir faktör olduğunu, hidrolik sıçramadaki türbülanslı basınç çalkantılarının etkisinin ise küçük Froude sayılarında ihmal edilebilecek mertebede olduğu ancak büyük Froude sayılarında önemli olduğu gösterilmiştir. Hidrostatik basıncın türbülans basıncının önemiyle karşılaştırıldığında Fr_1^2 'ye bağımlı olduğu bulunmuştur.

Eğimli Kanal

Eğimli kanallarda hidrolik sıçrama için daha önce tanımlanan momentum eşitliği uygulanamamaktadır, çünkü hareket yönündeki suyun ağırlığını dikkate almak gerekmektedir. Literatürde eğimli kanalda suyun ağırlığını bulmak için bazı metotlar mevcuttur (Rajaratnam ve Subramanya, 1968; Wielogorski ve Wilson, 1970). Bu araştırmacılar sıçramanın yüzey profilini deneysel olarak belirleyerek, suyun akım yönündeki bileşeni için ampirik eşitlikler türetmişlerdir. Bununla birlikte, sıçramanın içsel karakteristiklerinin analizinde integral momentum eşitliği kullanılmaktadır.

Eğimli kanallarda hidrolik sıçramanın analizinde Narayanan (1975) Strip İntegral Metodu uygulamıştır. Bulunan teorik sonuçları hot-film anemometre kullanarak saptanan deneysel sonuçlarla karşılaştırmıştır (Günel, 1992).

Narayanan (1975) tarafından geliştirilmiş olan Strip İntegral Metodu yardımıyla hidrolik

sıçramanın karakteristikleri belirlenmeye çalışılmıştır. Sıçramanın davranışı türbülanslı duvar jetine benzeştirilmeye çalışılmıştır. Bu metot da akımın enkesiti sonlu şeritlere bölünmektedir, böylece integral süreklilik eşitliği ve integral momentum eşitliği kullanılarak hidrolik sıçramada hızlar bulunmaktadır.

Hager (1989), Ohtsu ve Yasuda (1991) Metodu

Hager (1989), Ohtsu ve Yasuda (1990-1991) B tipi sıçrama için çalışma gerçekleştirmişlerdir. Ohtsu ve Yasuda (1990) deneysel olarak maksimum ortalama hızın (u_m) kanaldaki etkisini araştırmışlardır. Ohtsu ve Yasuda (1990) tarafından Hager (1989)'in verilerini kullanarak, α 'nın 21° olması durumunda, u_m daha kısa bir mesafede azaldığını belirlemişlerdir. Kanal kesiti üzerindeki taban basıncı ve yüzey profili göz önüne alındığında momentum eşitliği esas alınarak B tipi sıçrama için menba ve mansap derinlikleri arasında ilişkiyi tanımlayan bir bağıntı elde etmişlerdir. Araştırmacılar y_3/y_2 değişik boyutsuz mansap derinliğindeki B tipi sıçramada yatay kanalda taban basıncının değişimini elde etmişlerdir. y_2 ve y_3 yatay kanalda hidrolik sıçramadan sonraki derinlik ve mansap derinliğidir. $\alpha > 21^\circ$ 'den büyük olduğunda, y_3/y_2 mansap derinliğinin 1.0'e yaklaştığını, taban basıncının kanal kesiti üzerinde hidrostatik basınçtan daha büyük olduğunu göstermişlerdir. Ohtsu ve Yasuda (1991) yine eğimli kanallarda hidrolik sıçramayı araştırmışlardır. Yatay kanala oranla eğimli kanalda $0 < \alpha < 19^\circ$ için maksimum ortalama hızı saptamışlardır ve hız duvar jetinden daha hızlı şekilde azalmaktadır. Hız azalmasında yüzey çevrisinin etkisi büyüktür.

Ohtsu ve Yasuda (1991)'nin açıklamalarına göre α büyük olduğunda, yüzey çevrisi tanımlanamamaktadır.

Ohtsu ve Yasuda (1991) farklı kanal eğimleri ($0^\circ < \alpha < 60^\circ$) ve Froude sayıları ($4 < Fr_1 < 14$) için hidrolik sıçramayı araştırmışlardır; Ohtsu ve Yasuda (1991)'e göre,

1. B tipi ve D tipi sıçramalar ($0^\circ < \alpha < 19^\circ$) için çevrinin hız dağılımındaki sönümlenme üzerindeki etkisi büyüktür.
2. Maksimum hızın azalması, u_m , B ve D tipi sıçramalar için ($\alpha < 20^\circ$) duvar jeti ile aynıdır.
3. B ve D tipi sıçramalarda sıçrama uzunluğu için ampirik eşitlikler ve eşlenik derinlik oranlarını elde etmişlerdir. Çalışmalarında taban eğimine bağlı olarak boyutsuz sıçrama uzunluğunun lineer olarak değiştiğini deneysel olarak göstermişlerdir.

Günel ve Narayanan metodu

Günel ve Narayanan (1996), eğimli kanalda hidrolik sıçramanın ortalama akım karakteristiklerini belirleyebilmek için teorik bir model geliştirmişlerdir. Bu çalışmada 0-0.1 arasında değişen küçük eğimli kanallarda meydana gelen hidrolik sıçramayı göz önüne almışlardır. Sıçramada türbülans gerilmelerinin maksimum değerleri ve ortalama hızlar hot-film anemometresi ile ölçülmüştür. Çevri uzunluğu boyunca ortalama hız profilleri elde edilmiştir.

Bu çalışmada;

- Küçük eğimlerde ve değişik Fr sayılarında ortalama akım özellikleri ve türbülans gerilmeleri deneysel olarak ölçülmüştür. Deney sonuçlarından ortalama hız profiline kendi aralarında benzerlik gösterdiği belirlenmiştir.
- Eğimli kanallarda hidrolik sıçrama için Strip İntegral Metodu uygulanmıştır. Uygulanan Strip İntegral Metodunun küçük kanal eğimlerinde (0-0.1) maksimum hız dağılımlarını, çevri uzunluğunu ve yüzey profilini yeteri derecede doğru olarak verdiği belirlenmiştir.
- Sıçrama içerisindeki hidrostatik basınç dağılımı varsayımı ampirik bir ifadeyle düzeltilmiştir. İntegral momentum ve süreklilik denklemlerinden akış yönündeki ortalama hız, derinlik ve yüzey hızları tahmin edilebilmiştir.

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi 26.01.1969

Doğum yeri Ankara

Lisans 1987-1991 Yıldız Teknik Üniversitesi Mühendislik Fak.
İnşaat Mühendisliği Bölümü

Yüksek Lisans 1992-1994 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
İnşaat Müh. Anabilim Dalı, Hidrolik Programı

Doktora 1999-2004 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
İnşaat Müh. Anabilim Dalı, Hidrolik Programı

Çalıştığı kurumlar

1993-Devam ediyor YTÜ, İnşaat Fakültesi Araştırma Görevlisi

