

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

Oğuz ŞİMŞEK

**ENERJİ KIRICI YAPI ÜZERİNDEKİ AKIMIN
SAYISAL VE DENEYSEL ANALİZİ**

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ADANA-2017

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ENERJİ KIRICI YAPI ÜZERİNDEKİ AKIMIN
SAYISAL VE DENEYSEL ANALİZİ**

Oğuz ŞİMŞEK

DOKTORA TEZİ

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu Tez 12/12/2017 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu ile Kabul Edilmiştir.

.....
Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
DANIŞMAN

.....
Prof. Dr. Recep YURTAL
ÜYE

.....
Prof. Dr. Hüseyin AKILLI
ÜYE

.....
Doç. Dr. Mustafa DEMİRCİ
ÜYE

.....
Yrd. Doç. Dr. Veysel GÜMÜŞ
ÜYE

Bu Tez Enstitümüz İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
Kod No:

**Prof. Dr. Mustafa GÖK
Enstitü Müdürü**

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge ve
fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat
Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

DOKTORA TEZİ

ENERJİ KIRICI YAPI ÜZERİNDEKİ AKIMIN SAYISAL VE DENEYSEL ANALİZİ

Oğuz ŞİMŞEK

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
Yıl: 2017, Sayfa: 247
Jüri : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
: Prof. Dr. Recep YURTAL
: Prof. Dr. Hüseyin AKILLI
: Doç. Dr. Mustafa DEMİRCİ
: Yrd. Doç. Dr. Veysel GÜMÜŞ

Farklı eğimlere sahip dolusavak şüt kanalının mansabındaki enerji kırıcı üzerinde oluşan hidrolik sıçramanın karakteristik özellikleri farklı Froude sayıları ve eşik yükseklikleri için deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Akım bölgesindeki hızlar Lazer Doppler Anemometre (LDA) kullanılarak ölçülmüştür. Ölçülen hız ve akım profilleri, aynı koşullar altındaki akımın sayısal model bulgularının doğrulanması için kullanılmıştır. Akımın hareketini idare eden temel denklemler sonlu hacimler yöntemine dayalı Ansys-Fluent programı yardımıyla, Standard k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport k- ω ve Reynolds Stress Model türbülans modelleri kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Akım profillerinin sayısal hesaplamaları, Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) ile gerçekleştirilmiştir. Hesaplama ağının sayısal sonuçlar üzerindeki etkisinin test edilmesi için Ağ Yakınsama İndeksi (GCI) yöntemi kullanılmıştır. LDA ile yapılan ölçümlerden elde edilen deneysel bulgulara göre hidrolik sıçramanın geometrik ve kinematik özellikleri belirlenmiş, farklı yapı ve akım koşullarının hidrolik sıçrama ve enerji sönümlenmesi üzerindeki etkileri sunulmuştur. Deneysel ölçümlerle yapılan karşılaştırmalardan, Reynolds Stress Modelinin diğer türbülans modellerine göre hız alanının ve akım profilinin belirlenmesinde daha başarılı olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Akışkan Hacimleri Yöntemi, Enerji Kırıcı Yapı, Enerji Sönümlenme Oranı, Hidrolik Sıçrama, Türbülans Modelleri

ABSTRACT

PhD. THESIS

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF FLOW OVER ENERGY DISSIPATOR STRUCTURE

Oğuz ŞİMŞEK

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
DEPARTMENT OF CIVIL ENGINEERING

Supervisor : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
Year: 2017, Pages: 247
Jury : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
: Prof. Dr. Recep YURTAL
: Prof. Dr. Hüseyin AKILLI
: Assoc.Prof. Dr. Mustafa DEMİRCİ
: Assit. Prof. Dr. Veysel GÜMÜŞ

The characteristics of the hydraulic jump in a stilling basin downstream of the spillway chute channel with different slopes were investigated experimentally and numerically for different Froude numbers and sill heights. The velocities in the flow field were measured using Laser Doppler Anemometry (LDA). The measured velocity and flow profiles were used to verify the numerical model findings of the flow under the same conditions. The governing equations of the flow were numerically solved by Ansys-Fluent program based on finite volume method using Standard k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport and Reynolds Stress Model turbulence models. The volume of fluid (VOF) method is used to determine the flow profile in the numerical analysis. The testing of the numerical results for grid-independent numerical solution is carried out using a Grid Convergence Index (GCI) analysis. The geometrical and kinematic properties of the hydraulic jump were determined using the LDA measurements, and the effects of different structure and flow conditions on hydraulic jump and energy dissipation were presented. Comparisons of the numerical and experimental results indicated that the Reynolds Stress Model was more successful turbulence model than the others for the determination of the velocity field and flow profile.

Keywords: Volume of Fluid Method, Stilling Basin, Energy Dissipation Rate, Hydraulic Jump, Turbulence Models.

GENİŞLETİLMİŞ ÖZET

İçme, sulama ve kullanma suyu temin etmek, enerji üretmek, taşkınları kontrol etmek ve rekrasyon alanı oluşturmak gibi çeşitli amaçlar için akarsu yatağını kapatarak inşa edilen baraj yapılarının esas kısımları gövde yapısı, baraj haznesi, dolusavak, dip savak, su alma yapısı ve enerji kırıcı yapılardır. Enerji kırıcı yapılar, dolusavak yardımıyla mansaba aktarılan enerjisi yüksek olan taşkın sularının enerjisini kırmak amacıyla inşa edilirler. Böylelikle dolusavak üzerinden geçen yüksek kinetik enerjiye sahip akımın yapıya ve akarsu yatağına zarar vermeden güvenli bir şekilde barajın mansabına aktarılması sağlanmış olur.

Bu çalışmada, dolusavak şüt kanalı mansabındaki farklı yapısal özelliklere sahip enerji kırıcı yapı üzerindeki akımın hız alanı Lazer Doppler Anemometre ile ölçülmüştür. Hız ölçümleri, altı farklı akım koşulu için, farklı şüt kanalı eğimi ve eşik yüksekliklerinde gerçekleştirilmiştir. Şüt kanalı ve enerji kırıcı yapı üzerindeki akım profilleri limnimetre yardımıyla belirlenmiştir. Akım debisinin ölçülmesinde ise ultrasonik debimetre kullanılmıştır. Hidrolik sıçramanın enerji kırıcı havuz dışına çıkmaması için yani sıçramanın havuz içinde gerçekleşmesi için kuyruk suyu derinliği, kanal sonuna yerleştirilen keskin kenarlı kayar kapak kullanılarak ayarlanmıştır.

Deneylerde kullanılan, yapı ve akım şartlarında enerji kırıcı yapı içindeki akımın hareketini idare eden temel denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı çözüm yapan ANSYS-Fluent programıyla sayısal olarak çözülmüştür. Ağ yapısından bağımsız sayısal çözümler elde etmek amacıyla oluşturulan ağ yapısının uygunluğu, Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI) yöntemiyle test edilmiştir. Sayısal modellemelerde türbülans viskozitesinin hesabı için Standard $k-\epsilon$, Renormalization Group $k-\epsilon$, Realizable $k-\epsilon$, Modified $k-\omega$, Shear Stress Transport $k-\omega$ ve Reynold Stress Model türbülans modelleri kullanılmıştır. Akım profillerinin sayısal olarak hesaplanmasında Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluid-VOF) kullanılmıştır. Sayısal hesaplamalarda, kanal genişliği doğrultusundaki akım karakteristiklerinin çözümler üzerindeki etkisini araştırmak

amacıyla iki boyutlu modellemelerle birlikte üç boyutlu sayısal modellemeler de gerçekleştirilmiştir.

DeneySEL ölçümlerden elde edilen bulgulara göre en yüksek enerji kaybı, şüt kanal eğiminin 30°, eşik yüksekliğinin 3 cm ve gelen akımın Froude sayısının 12'ye eşit olduğu durumda gerçekleşmiştir. Debinin sabit olduğu durumda, eşik yüksekliğinin artmasıyla birlikte sıçrama havuzunda meydana gelen enerji kaybı azalmaktadır. Şüt kanal eğiminin azalmasıyla birlikte benzer şekilde enerji kaybı azalmaktadır. Bir başka ifadeyle eğimin artmasıyla sıçrama havuzunda daha kuvvetli sıçramalar oluşmaktadır. Ayrıca, aynı şüt kanal eğiminde, Froude sayısının azalmasıyla birlikte sıçrama zayıflamakta ve bunun neticesinde meydana gelen enerji kaybı azalmaktadır.

Türbülans modellerinin performanslarının belirlenmesine yönelik yapılan sayısal ve deneysel hız profillerinin karşılaştırılmalarından, Reynolds Stress Model türbülans modelinin diğer modellere göre daha başarılı olduğu görülmüştür. Bununla birlikte akım profili ve sıçramanın geometrik özelliklerinin sayısal olarak belirlenmesinde kullanılan tüm türbülans modelleri başarılı olmuştur. İki ve üç boyutlu sayısal modellemelerin sonuçlarından elde edilen bulguların karşılaştırılmasından, şüt kanalı mansabında oluşan hidrolik sıçramanın sayısal analizinde temel denklemlerin iki boyutlu olarak çözülmesinin yeterli olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Yapılan bu karşılaştırmalardan, farklı akım ve yapı koşulları altında çözümlerin hızlı bir biçimde tekrarlanabiliyor olması, deneysel ölçümlere göre daha az zaman ve maliyet gerektirmesi gibi avantajlara sahip olan hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemlerinin, yapı-akım etkileşiminin söz konusu olduğu bu tür problemlerin analizinde başarılı bir şekilde kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

TEŞEKKÜR

Öncelikle, yüksek lisans ve doktora eğitimim süresince, çalışmalarına yön veren, bilgisini, tecrübelerini ve zamanını hiçbir zaman benden esirgemeyen, çalışma azmini ve insanlığını kendime örnek aldığım değerli danışmanım, sayın Prof. Dr. M. Sami AKÖZ'e teşekkür ederim.

Doktora eğitimim boyunca, sabrını ve anlayışını benden esirgemeyen değerli eşim Seda ŞİMŞEK'e ve bana evde çalışma fırsatı veren oğlum Kemal Naci ŞİMŞEK'e teşekkür ederim.

Her zaman yanımda olan ve yardımlarını hiçbir zaman benden esirgemeyen çalışma arkadaşlarım sayın Yrd. Doç. Dr. Veysel Gümüş'e ve Arş. Gör. N. Göksu SOYDAN'a, ayrıca laboratuvar çalışmalarında yardımcı olan Arş. Gör. Timuçin Alp ASLAN'a teşekkür ederim.

Hayatımın her aşamasında yanımda olan, benden desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen ŞİMŞEK ve ÇEKİÇ ailelerine teşekkür ederim.

Doktora eğitimim sırasında 2211 Yurtiçi Doktora Burs Programı kapsamında verdikleri maddi desteklerle eğitimime yardımcı olan, TÜBİTAK Bilim İnsanı Destekleme Daire Başkanlığı'na (BİDEB) teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ.....	I
ABSTRACT.....	II
GENİŞLETİLMİŞ ÖZET	III
TEŞEKKÜR.....	V
İÇİNDEKİLER.....	VII
ÇİZELGELER DİZİNİ	XI
ŞEKİLLER DİZİNİ	XIII
SİMGELER VE KISALTMALAR	XVII
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
3. ENERJİ KIRICI YAPILAR.....	15
3.1. Hidrolik Sıçrama	15
3.1.1. Hidrolik Sıçrama Türleri	16
3.1.1. Hidrolik Sıçrama Uzunluğu	21
3.2. Enerji Kırıcı Havuzlar.....	24
4. DENEY DÜZENİĞİ VE YÖNTEM.....	29
5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ	35
5.1. Temel Denklemler.....	35
5.2. Türbülans Kapatma Modelleri	38
5.2.1. Standard k- ϵ Türbülans Modeli (SKE).....	39
5.2.2. Renormalization Group k- ϵ Türbülans Modeli (RNG)	41
5.2.3. Realizable k- ϵ Türbülans Modeli (RKE).....	43
5.2.4. Modified k- ω Türbülans Modeli (MKW).....	45
5.2.5. Shear Stress Transport k- ω Türbülans Modeli (SST)	47

5.2.6. Reynolds Stress Türbülans Modeli (RSM).....	49
6. SAYISAL HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	53
6.1. Sonlu Hacimler Yöntemi	53
6.1.1. Birinci Mertebe Upwind Yaklaşımı (First Order Upwind-FOU)....	55
6.1.2. İkinci Mertebe Upwind Yaklaşımı (Second Order Upwind-SOU) .	59
6.1.3. QUICK Yaklaşımı	60
6.2. Zamana Bağlı Problemlerde Konveksiyon-Difüzyon Denkleminin Ayrıklaştırılması	61
6.2.1. “Açık” Yöntem.....	62
6.3. Basınç Düzeltme Algoritmaları	63
6.3.1. Kaydırılmış Değişkenli Ağ Sistemi (Staggered Grid)	65
6.3.2. SIMPLE Algoritması	72
6.3.3. PISO Algoritması	79
6.3.4. SIMPLEC Algoritması	84
6.4. Cidar Bölgesinin Modellenmesi	84
6.5. Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI).....	86
6.6. Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluids-VOF)	87
7.BULGULAR VE TARTIŞMA.....	91
7.1. Deneysel Bulgular	91
7.1.1. Deneysel Hız Profilleri.....	91
7.1.2. Deneysel Akım Profilleri ve Hidrolik Sıçramanın Geometrik Özellikleri	168
7.1.3. Deneysel Türbülans Şiddeti	172
7.1.4. Hidrolik Sıçramada Enerji Kayıpları	210
7.2. Sayısal Modelleme ve Sayısal Bulgular	213
7.2.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları	213

7.2.2. Hesaplama Ağ Tasarımı	214
7.2.3. İterasyon Sayısının Belirlenmesi	217
7.2.4. İki ve Üç Boyutlu Sayısal Modellemenin Karşılaştırılması	219
7.2.5. Sayısal Hız Profilleri	220
7.2.6. Sayısal Akım Profilleri	230
8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	235
KAYNAKLAR	239
ÖZGEÇMİŞ	247



ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 4.1. $\alpha=30^\circ$ ve 12° için deneylerde kullanılan akım özellikleri	33
Çizelge 7.1. Farklı eşik yüksekliği ve akım koşulları için hidrolik sıçrama özellikleri	169
Çizelge 7.2. Ağ-3 hesaplama ağına ait eleman sayıları	215
Çizelge 7.3. $x=16$ cm ve $x=35$ cm kesitlerinde elde edilen GCI_{ince} değerleri	217
Çizelge 7.4. Farklı iterasyon sayıları için hesaplanan OKH değerleri (m^2/s^2)	218
Çizelge 7.5. İki ve üç boyutlu çözümler için hesaplanan OKH değerleri (m^2/s^2)	219
Çizelge 7.6. Farklı türbülans modelleri için elde edilen OKH değerleri (m^2/s^2) ...	221



ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 2.1. Modifiye edilmiş USBR III. Tip modeli (Pillai ve ark., 1989).....	3
Şekil 2.2. Deney düzeneği (Bejestan ve Neisi, 2009)	8
Şekil 2.3. Deney düzeneği (Alikhani ve ark., 2010)	9
Şekil 2.4. Deney düzeneği (Hamidifar ve Omid, 2011).....	10
Şekil 2.5. Deney düzeneği (Ellayn ve Sun, 2012).....	11
Şekil 2.6. Deney düzeneği (Behrouzi-Rad ve ark., 2013).....	12
Şekil 3.1. Hidrolik sıçramanın şematik gösterimi (Peterka, 1978)	15
Şekil 3.2. Ondüler sıçrama	17
Şekil 3.3. Zayıf sıçrama	17
Şekil 3.4. Dalgalı sıçrama	17
Şekil 3.5. Düzenli sıçrama	18
Şekil 3.6. Kuvvetli sıçrama	18
Şekil 3.7. Klasik hidrolik sıçramanın şematik gösterimi	19
Şekil 3.8. Eğimli kanalda meydana gelen A tipi hidrolik sıçrama	19
Şekil 3.9. Eğimli kanalda meydana gelen B tipi hidrolik sıçrama	19
Şekil 3.10. Eğimli kanalda meydana gelen C tipi hidrolik sıçrama	20
Şekil 3.11. Eğimli kanalda meydana gelen D tipi hidrolik sıçrama	20
Şekil 3.12. Eğimli kanalda meydana gelen hidrolik sıçrama tipleri (Kindsvater, 1944)	21
Şekil 3.13. USBR I. Tip enerji kırıcı havuz modeli	24
Şekil 3.14. USBR II. Tip enerji kırıcı havuz modeli.....	25
Şekil 3.15. USBR III. Tip enerji kırıcı havuz modeli	26
Şekil 3.16. USBR IV. Tip enerji kırıcı havuz modeli	27
Şekil 4.1. Dolusavak ve enerji kırıcı yapı deney düzeneği	30
Şekil 4.2. Hidrolik sıçramanın geometrik boyutları.....	31
Şekil 4.3. Ultrasonik debi metre.....	31
Şekil 4.4. Deney düzeneğinin şematik görünümü.....	32

Şekil 4.5. Deneylerde kullanılan eşik yapısı	32
Şekil 6.1. Tek boyutlu kontrol hacmi.....	54
Şekil 6.2. Birinci Mertebe Upwind yaklaşımı (sabit extrapolasyon)	56
Şekil 6.3. Akım doğrultusunda bir boyutlu kontrol hacmi.....	57
Şekil 6.4. Akımın tersi yönünde bir boyutlu kontrol hacmi.....	58
Şekil 6.5. İkinci Mertebe Upwind yaklaşımı (Doğrusal ekstrapolasyon)	59
Şekil 6.6. QUICK yaklaşımı	60
Şekil 6.7. Basınç alanı.....	64
Şekil 6.8. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde kontrol hücrelerinin yerleşimi	66
Şekil 6.9. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde u kontrol hacmi üzerinde hızların gösterimi	68
Şekil 6.10. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde v kontrol hacmi üzerinde hızların gösterimi	71
Şekil 6.11. Süreklilik denkleminin ayrıştırıldığı skaler kontrol hacmi	75
Şekil 6.12. SIMPLE algoritmasına ait akış şeması	78
Şekil 6.13. PISO algoritmasına ait akış şeması.....	83
Şekil 6.14. Ağ elemanlarının doluluk oranları	88
Şekil 7.1. $Fr_1=12$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri	93
Şekil 7.2. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri	97
Şekil 7.3. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri	101
Şekil 7.4. $Fr_1=10$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri	106
Şekil 7.5. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri	109
Şekil 7.6. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri	112
Şekil 7.7. $Fr_1=9$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri	117
Şekil 7.8. $Fr_1=9$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri	120
Şekil 7.9. $Fr_1=9$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri	123
Şekil 7.10. $Fr_1=8$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri	128
Şekil 7.11. $Fr_1=8$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri	132
Şekil 7.12. $Fr_1=8$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri	136

Şekil 7.13. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri	142
Şekil 7.14. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri	146
Şekil 7.15. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri	150
Şekil 7.16. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri	155
Şekil 7.17. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri	159
Şekil 7.18. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri	163
Şekil 7.19. $Fr_1=12$ için deneysel akım profilleri	169
Şekil 7.20. $Fr_1=10$ için deneysel akım profilleri	170
Şekil 7.21. $Fr_1=9$ için deneysel akım profilleri	170
Şekil 7.22. $Fr_1=8$ için deneysel akım profilleri	171
Şekil 7.23. $Fr_1=7.5$ için deneysel akım profilleri	171
Şekil 7.24. $Fr_1=7$ için deneysel akım profilleri	172
Şekil 7.25. $Fr_1=12$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	174
Şekil 7.26. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti	176
Şekil 7.27. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	178
Şekil 7.28. $Fr_1=10$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	180
Şekil 7.29. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti	182
Şekil 7.30. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	184
Şekil 7.31. $Fr_1=9$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	186
Şekil 7.32. $Fr_1=9$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti	188
Şekil 7.33. $Fr_1=9$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	190
Şekil 7.34. $Fr_1=8$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	192
Şekil 7.35. $Fr_1=8$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti	194
Şekil 7.36. $Fr_1=8$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	196
Şekil 7.37. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	198
Şekil 7.38. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti	200
Şekil 7.39. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	202
Şekil 7.40. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	204
Şekil 7.41. $Fr_1=7$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti	206

Şekil 7.42. $Fr_1=7$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti	208
Şekil 7.43. Enerji sönümlleme oranının Fr_1 sayısına göre değişimleri ($\alpha=30^0$)	211
Şekil 7.44. Enerji sönümlleme oranının Fr_1 sayısına göre değişimleri ($\alpha=12^0$)	211
Şekil 7.45. Enerji sönümlleme oranının h_1/h_2 göre değişimleri ($\alpha=30^0$)	212
Şekil 7.46. Enerji sönümlleme oranının h_1/h_2 göre değişimleri ($\alpha=12^0$)	212
Şekil 7.47. Sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları	214
Şekil 7.48. Ağ-3 ait sayısal modellemede kullanılan hesaplama ağ yapısı	216
Şekil 7.49. Sayısal ve deneysel hız profillerinin karşılaştırılması	223
Şekil 7.50. Deneysel ve RSM ile elde edilen hız profillerinin karşılaştırılması ...	226
Şekil 7.51. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=12$	231
Şekil 7.52. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=10$	231
Şekil 7.53. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=9$	232
Şekil 7.54. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=8$	232
Şekil 7.55. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=7.5$	233
Şekil 7.56. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=7$	233

SİMGELER VE KISALTMALAR

C_μ	: Türbülans model sabiti
CFD	: Computational Fluid Dynamics
D	: Difüzyon terimi
d	: Ağ yüksekliği
d_{50}	: Yatak malzemesinin %50'sinin geçtiği dane çapı
e	: Hız farkı
E_1	: Hidrolik sıçrama öncesi toplam enerji
E_2	: Hidrolik sıçrama sonrası toplam enerji
F	: Kuvvet
FOU	: Birinci mertebe upwind yaklaşımı-First order upwind
Fr_1	: Hidrolik sıçrama öncesi kesitte ait Froude sayısı
g	: Yer çekimi ivmesi
G	: Türbülans kinetik enerji üretim miktarı
GCI	: Ağ Yakınsama İndeksi-Grid Convergence Index
I	: Türbülans şiddeti
h_e	: Eşik yüksekliği
h_j	: Hidrolik sıçrama sonrası ile öncesi su derinliği farkı
h_k	: Hidrolik sıçramada meydana gelen enerji kaybı miktarı
h_0	: Su yüksekliği
h_1	: Hidrolik sıçrama öncesi su derinliği
h_2	: Hidrolik sıçrama sonrası su derinliği
h_3	: Kuyruk suyu derinliği
HAD	: Hesaplamalı akışkanlar dinamiği
k	: Türbülans kinetik enerjisi
$\vec{K}$	: Kütleli kuvvetlerin bileşkesi
LDA	: Lazer Doppler Anemometresi

l_m	: Uzunluk ölçęęi
L	: Enerji kırıcı havuz uzunluğu
L_j	: Hidrolik sıçrama uzunluğu
L_r	: Geri dönüş bölgesi uzunluğu
m	: Kütle
MKW	: Modified k- ω türbülans modeli
N	: Değer adedi
OKH	: Ortalama karesel hata
P	: Basınç
$\bar{P}$	: Ortalaması basınç
p''	: Basınç sapıncı
PIV	: Particle Image Velocimetry
Q	: Debi
r	: Ağ yükseklikleri oranı
R	: Hidrolik yarıçap
Re	: Reynolds sayısı
RKE	: Realizable k- ϵ türbülans modeli
RNG	: Renormalization Group k- ϵ türbülans modeli
RSM	: Reynolds Stress türbülans modeli
SKE	: Standard k- ϵ türbülans modeli
SOU	: İkinci mertebe upwind yaklaşımı-Second order upwind
SST	: Shear Stress Transport k- ω türbülans modeli
S_{ij}	: Şekil değiştirme hızı tensörü
t	: Zaman
T	: Periyod
$\vec{T}$	: Gerilme vektörü
u	: x yönündeki akım hızı
$\bar{u}$	: x yönündeki ortalama akım hızı

u'	: x yönündeki hız sapıncı
u^*	: Kayma hızı
v	: y yönündeki akım hızı
V	: Bileşke hız
V_1	: Hidrolik sıçrama öncesi akım ortalama hızı
V_2	: Hidrolik sıçrama sonrası akım ortalama hızı
$\bar{v}$	: y yönündeki ortalama akım hızı
v'	: y yönündeki hız sapıncı
VOF	: Akışkan hacimleri yöntemi-Volume of fluids
w	: z yönündeki akım hızı
$\bar{w}$	: z yönündeki ortalama akım hızı
w'	: z yönündeki hız sapıncı
ω	: Özgöl kayıp oranı
X	: x doğrultusunda etkiyen kütleel kuvvet
Y	: y doğrultusunda etkiyen kütleel kuvvet
Z	: z doğrultusunda etkiyen kütleel kuvvet
τ	: Kayma gerilmesi
ρ	: Suyun özgül kütlesi
ν	: Suyun kinematik viskozitesi
Δt	: Zamandaki değişim miktarı
σ	: Basınç gerilmesi
$\bar{\sigma}$	: Ortalama basınç gerilmesi
μ	: Dinamik viskozite
μ_t	: Türbölans viskozitesi
$\mu_{t,2layer}$	: Viskoziteden etkilenen bölgedeki türbölans viskozitesi
δ_{ij}	: Kronecker delta
ε	: Kinetik enerji kayıp oranı

$\underline{\tau}^c$	: Çalkantı gerilme tensörü
Γ	: Difüzivite terimi
η	: Türbülans kinetik enerjisinin üretimi ve kayıp oranının fonksiyonu
β	: Türbülans modeli sabiti
α	: Efektif Prandtl sayısının tersi
$\tilde{\Omega}_{ij}$	: Dönme miktarı
K	: von-Karman sabiti
Φ	: Basınç-şekil değiştirme korelasyon terimi
Δ	: Sınır tabakası yüksekliği
λ_ϵ	: Geçiş fonksiyonu
f_k	: Frekans
α	: Şüt kanalı eğimi

1. GİRİŞ

Barajlar, sulama ve içme suyu temin etmek, enerji üretmek, taşkınları kontrol etmek gibi çeşitli amaçlar için akarsu yatağını tamamen kapatmak suretiyle inşa edilen mühendislik yapılarıdır. Gövde yapısı, baraj haznesi, dolusavak, dip savak, su alma yapısı ve enerji kırıcı yapı baraj yapısının esas kısımlarıdır. Barajın güvenlik elemanı olan dolusavaklar, baraj haznelerindeki fazla suyu veya taşkın anında aniden gelen suyu güvenli bir şekilde mansaba aktarmak için baraj gövdesi üzerinde veya baraj gövdesinden ayrı olarak inşa edilirler. Bir dolusavağın maliyeti barajın maliyetinin yaklaşık olarak %25 kadardır. Taşkın anında, özellikle dolgu barajlarda baraj gövdesi üzerinden aşan su, baraj dolgusunda zaman ile aşınmalara ve oyulmalara sebep olarak, barajın güvenliğini tehdit edebilir ve önlem alınmaması durumunda baraj yıkılması durumu ile dahi karşılaşılabilmektedir. Dolayısıyla, baraj haznesinde bulunan fazla suyun veya taşkın anında aniden gelen suyun, dolusavaklar veya dip savaklar kullanılarak çevreye ve baraj yapısına zarar vermeden uzaklaştırılması gerekmektedir.

Barajlarda dolusavaktan veya dip savaktan akarsuya bırakılan su, memba ve mansap kot farkından dolayı büyük bir hidrolik enerjiye sahiptir. Bu hidrolik enerji, membadan mansaba bırakılan akımda yüksek hızlar meydana getirir. Bu yüksek hızlar, büyük basınç ve sürtünme kuvvetleri oluşturarak mansap kısmında oyulma ve aşınma gibi birçok soruna yol açar. Yapısal sorunların oluşmaması için su yapılarından yüksek hızla bırakılan suyun enerjisini kırarak, baraj yapısına ve çevredeki tesislere zarar vermeden mansaba aktarılması için suyun hidrolik sıçrama sürecinden geçmesi gerekmektedir. Hidrolik sıçramanın meydana gelmesi için enerji kırıcı tesis ve enerji kırıcı havuzların inşa edilmesine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu tür yapıların tasarımı için dolusavak tasarım debisi, hız büyüklükleri, mansap akım şartları ve düşüm yüksekliği gibi parametrelerin doğru bir şekilde bilinmesine gereksinim vardır.

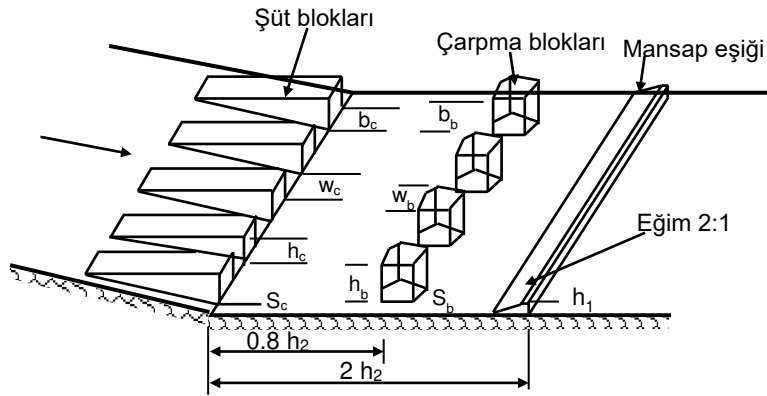
Enerji kırııcı tesiste hidrolik sıçrama sürecinden geçen akımın nehir yatağına aktarılırken kritik üstü akım (sel rejimi) durumundan kritik altı akım (nehir rejimi) durumuna geçmesi, yani enerjisinin büyük bir kısmını kaybetmiş olması gerekir. Akım eğer kritik altı akım durumuna geçmez ise nehir yatağında oyulmalara ve erozyona yol açar.

Dolusavak kapasitesi, enerji kırııcı yapı tipleri ve enerji kırııcı yapıda kaybolan enerji miktarı ve bunlara etki eden faktörlerin araştırılmasına yönelik laboratuvar ortamında fiziksel model çalışmaları gerçekleştirilmektedir. Ancak, bu tür fiziksel model çalışmalarının yapılması oldukça maliyetli, zahmetli ve zaman alıcıdır. Diğer taraftan, bilgisayar teknolojisinde kaydedilen gelişmelere paralel olarak, sayısal modelleme tekniklerinin başarılı bir biçimde kullanılabilir olması, hidrolik yapılarla etkileşim halindeki akımların teorik analizinde, fiziksel model çalışmalarına kıyasla çok daha kısa sürede ve daha ekonomik sonuçlar almayı mümkün hale getirmiştir. Ayrıca, sayısal çözümlerin hızlı bir biçimde tekrarlanabiliyor olması, farklı akım ve yapı koşulları altında yapı ile ilgili optimum tasarımların elde edilmesine imkân sağlamaktadır.

Bu çalışmada, şüt kanalı mansabında yer alan enerji kırııcı yapı üzerindeki türbülanslı akımın karakteristikleri deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Deneylerde, hız alanının ölçülmesi için Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ve akım profilinin belirlenmesi için limnimetre kullanılmıştır. Deneysel olarak en yüksek enerji sönümleme oranına sahip eşik yapısı ve akım koşulu için akışkanın hareketini idare eden temel denklemler, farklı türbülans modelleri kullanılarak (Standart $k-\epsilon$, Reazible $k-\epsilon$, Renormalization $k-\epsilon$, Modifiye $k-\omega$, Shear Stress Transport $k-\omega$ ve Reynolds Stress Model) sayısal olarak çözülmüştür. Akım profili ve hız alanı ile ilgili sayısal bulgular, deneysel ölçümlerle karşılaştırılmış, ağ yapısının, iterasyon sayısının ve kanal yan duvarlarının çözümler üzerindeki etkisi incelenmiş ve türbülans kapatma modellerinin enerji kırııcı yapı üzerindeki akım özelliklerinin tahmin etmesindeki performansı test edilmiştir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Pillai ve ark. (1989), Birleşik Devletler Tarımsal Islah Bürosu (U.S. Bureau of Reclamation- USBR) tarafından geliştirilen USBR IV. Tipi, Hindistan Standartlar Enstitüsü (the Indian Standards Institution-IS) tarafından 1969 yılında önerilen IS tip I ve Minnesota Üniversitesi Saint Antony Falls (SAF) laboratuvarında Blairsdell (1948) tarafından geliştirilen enerji kırıcı havuzlarda düşük Froude sayılarında laboratuvar deneyleri gerçekleştirmişlerdir. USBR IV ve IS tiplerinin, SAF enerji kırıcı havuz tipine kıyasla, enerji kırıcı havuz uzunluğunun daha büyük olmasına rağmen herhangi bir performans artışı göstermediğini belirtmişlerdir. Çalışmanın sonucunda, tepe nokta açısı 150° olan ve kenarları ile 90° 'lik açı yapan beşgen şekilli şaşırtmalı çarpma bloklarının, $Fr_1=2.85$ durumu için enerji kırıcı havuzda etkili bir biçimde kullanılabileceği sonucuna varılmıştır (Şekil 2.1). Ayrıca, 3.75 ve 4.57 gibi düşük Froude sayıları için de yeni enerji kırıcı havuz tiplerinin geliştirilebileceğini rapor etmişlerdir.



Şekil 2.1. Modifiye edilmiş USBR III. Tip modeli (Pillai ve ark., 1989)

Ohtsu ve ark. (1991), kuvvetli bir hidrolik sıçrama oluşturma amaçlı enerji kırıcı havuz tasarımı yapmak için sürekli ve düşey eşiğin memba ve mansap bölgesindeki basınç dağılımlarını deneysel olarak ölçmüşlerdir. Eşiğin üzerinden

geçen akım karakteristiklerini inceleyerek, eşiğe etki eden itki kuvveti ile ilgili deneysel bir yaklaşım önermişlerdir.

Hager ve Li (1992), dikdörtgen bir kanalda, çapraz ve sürekli eşiğin hidrolik sıçramaya olan etkisini deneysel olarak incelemişlerdir. Klasik hidrolik sıçrama sonuçlarına dayanarak, eşik kontrollü hidrolik sıçramanın, özellikle sıçrama deseni açısından, rahatsız edilmiş klasik hidrolik sıçramaya örnek olarak gösterilebileceğini ifade etmişlerdir. İki ve üç boyutlu akım desenleri belirlenmiş ve tasarım sürecinde kuyruk suyu yatağının erozyonu ve hidrolik hassasiyetinin de dikkate alınması gerektiğini belirtmişlerdir.

Vittal ve Al-Garni (1992), çalışmalarında USBR tarafından sadece bir tasarım debisi için tasarlanan USBR III. Tip enerji kırıcı havuzun, tasarım debisinden farklı debiler için hidrolik model deneyleri ile performansını test etmişlerdir. USBR III. Tip enerji kırıcı havuzu tasarım debisinden daha yüksek debi durumunda modifiye ederek sıçrama sonrası kritik altı akımın hız dağılımını düzenlemek için, bu enerji kırıcı havuz modelinde tek sıra olan çarpma bloklarını çift sıra haline dönüştürmüşlerdir. Böylelikle, dolusavak enerji kırıcı havuz kombinasyonunda, kuvvetli hidrolik sıçrama yüksekliği eğrisi için boyutsuz yarı teorik bir ilişki geliştirilmiş ve nehir alanının boyutsuz kuyruk suyu değişimi ile kuvvetli hidrolik sıçrama yükseklik eğrisini eşleştirmişlerdir.

Pagliara ve Peruginelli (2000), ters eğimli prizmatik dikdörtgen kanal içerisinde eşik yapısı kullanılarak oluşturulan hidrolik sıçramayı teorik ve deneysel olarak analiz etmişlerdir. Farklı deney ekipmanı ile elde edilen iki farklı deney seti verisinden, ters eğim açısı ve memba Froude sayısının bir fonksiyonu olarak eşlenik derinlik için genel bir bağıntı vermişler, eşik yapısının hidrolik sıçramayı etkilediği ve düzenlediği sonucuna ulaşmışlardır.

Behr (2001), dolusavak mansabındaki enerji kırıcı yapı üzerindeki akımın özelliklerini irdelemeye yönelik yaptığı çalışmada, akışkan hareketinin temel denklemlerini sonlu elamanlar yöntemi ile çözmüş, akım profili ve savak bölgesindeki hız alanını sayısal olarak belirlemiştir. Elde edilen bulgulardan,

hesaplamalı akışkanlar dinamiği tekniklerinin, bu tip yapı-akım etkileşimi problemlerinde başarılı bir biçimde kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

Savage ve Johnson (2001), standart ogee profilli dolusavak üzerinden geçen akım parametrelerini belirlemek için fiziksel model deneyleri gerçekleştirmişler ve elde ettikleri bulguları sayısal model ve literatür sonuçları ile karşılaştırmışlardır. 10 farklı akım durumu için dolusavak uzunluğu boyunca basınçları ölçmüşlerdir. Reynolds-ortalamalı Navier-Stokes (RANS) denklemlerinin sayısal çözümlerinden elde ettikleri boyutsuz debi eğrilerini, farklı yöntemlerden elde ettikleri sonuçlarla kıyaslamışlardır. Sayısal ve fiziksel model sonuçları arasında hem basınç hem de debi için kabul edilebilir yakınsama elde etmişler ve mevcut sayısal yöntemlerin ogee profilli dolusavağın analizinde ve dizaynında güvenle kullanılabileceğini rapor etmişlerdir.

Liu ve ark. (2004), hidrolik sıçramanın türbülans karakteristiklerini Froude sayısının 2.0, 2.5 ve 3.32 olduğu akım durumlarında deneysel olarak incelemişlerdir. Mikro Akustik Doppler hız ölçer yardımıyla akımın hızını, türbülans şiddetini, Reynolds gerilmelerini ve enerji spektrumlarını ölçmüşlerdir. Elde edilen bulgulardan, maksimum türbülans şiddeti ve Reynolds gerilmelerinin, herhangi bir kesitte hidrolik sıçramanın kuyruğundan mansabına doğru hızlı bir şekilde azaldığını ifade etmişlerdir. Ayrıca, maksimum kinetik enerjinin bütün kesitlerde hidrolik sıçramanın boylamasına uzunluğu ile lineer azaldığı, düşey ve yatay hız bileşenlerinin baskın frekansının 0 ile 4 Hz arasında değiştiği belirtilmiştir.

Johnson ve Savage (2006), iki farklı ogee profilli dolusavak üzerinden geçen akımı deneysel ve sayısal olarak analiz etmişler ve kuyruk suyu etkisini araştırmışlardır. Basınç ve akım ile ilgili sayısal ve deneysel sonuçlarının karşılaştırmasından, ogee profilli dolusavak üzerinden geçen akımların tahmininde hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemlerinin güvenilir bir şekilde kullanılabileceğini belirtmişlerdir.

Debabeche ve Achour (2007), 90° merkez açılı yatay simetrik üçgen kanal içerisinde keskin kenarlı ve geniş başlıklı eşikler kullanarak, farklı akım koşulları altında eşik yapılarının hidrolik sıçramaya olan etkisini araştırmışlardır. Froude sayısının $2 \leq Fr_1 \leq 10$ aralığında değiştiği akım durumlarında, hidrolik sıçrama oluşturmak için, akım alanına keskin kenarlı ve geniş başlıklı olmak üzere iki farklı eşik yerleştirilmiş ve çok sayıda deneysel çalışma gerçekleştirilmiştir. Hidrolik sıçramanın derinliği ve rölatif eşik yüksekliği $S (=h_e/h_1, h_e: \text{eşik yüksekliği}, h_1: \text{sıçrama öncesi su derinliği})$ için denklemler önerilmiştir.

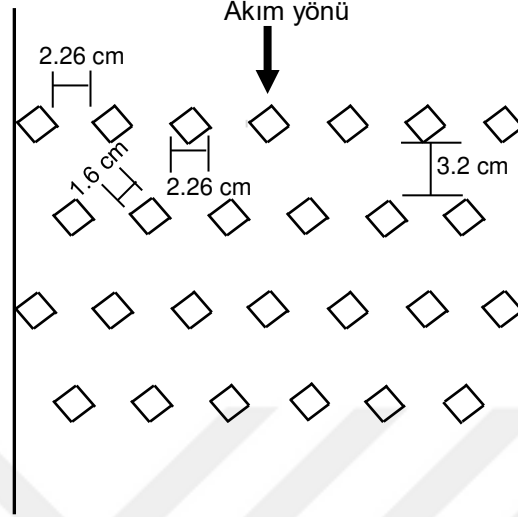
Izadjoo ve Shafai-Bejestan (2007), trapez oluklu kanal tabanının, hidrolik sıçramanın karakteristikleri üzerindeki etkilerini deneysel olarak incelemişlerdir. 6 farklı rölatif pürüzlülükte, Froude sayısının 4 ile 12 arasında değiştiği akım koşullarında yatay ve düşey hız bileşenleri ile su yüzü profillerini ölçmüşlerdir. Froude sayısına karşın rölatif eşlenik derinlik ve hidrolik sıçrama uzunluğunun değişimi incelenmiş, pürüzsüz yatakta oluşan hidrolik sıçramaya kıyasla, eşlenik derinlikte %20, hidrolik sıçrama uzunluğunda ise %50 azalma olduğu görülmüştür. Ayrıca, enerji kırıcı havuzun oluklandırılmasının enerji kırıcı havuzun maliyetini azaltabileceği belirtilmiştir.

Goel (2008), boru çıkışlarındaki enerjiyi kırmak üzere, Garde ve ark. (1986) tarafından tasarlanan enerji kırıcı havuz ile kendi tasarladığı enerji kırıcı havuzun sonuçlarını kıyaslamıştır. Deneyde, farklı giriş Froude sayıları için, 10 ve 7.5 cm çaplarında borular kullanılmış, enerji kırıcı havuz zemini boru çıkışının tersi seviyesinde tutularak yeni bir tasarım oluşturulmuştur. Konumun yanı sıra, kama şeklinde ayırıcı blok, modifiyeli ağ, kama şekilli şaşırtmalı bloklar, son eşik gibi düzenleme yapıları da kullanılarak yapısal düzenlemeler çeşitlendirilmiştir. Yatak mansap oyulmasının gelişimini basitleştirmede, dinlendirme havuzunun performansını karşılaştırmak için boyutsuz bir parametre tanımlanmıştır. Önerilen enerji kırıcı havuz modelinin, Garde ve ark. (1986) tarafından sunulan enerji kırıcı havuz modellerine kıyasla çok daha iyi performans sergilediği sonucuna ulaşmıştır.

Özbay (2008), dolusavak şüt kanalı üzerine 4 farklı geometriye sahip enerji kırıcı bloklar yerleştirerek, enerji kırıcı blokların meydana getirdiği enerji sönmüleme oranlarını incelemiştir. Çalışma sonucunda elde edilen bulgular, literatürde bulunan farklı çalışmalardan elde edilen sonuçları ve şüt kanalının basamaklı olması durumunda meydana gelen enerji kayıp miktarları ile kıyaslanmıştır. Sonuç olarak, T şeklinde olan enerji kırıcı blokların diğer enerji kırıcı bloklara kıyasla daha fazla enerji kırdığı ve basamaklı şüt kanalında meydana gelen enerji kaybının enerji kırıcı blokların kullanıldığı modellere göre daha fazla olduğu belirtilmiştir.

Dursun ve Öztürk (2009), farklı yapı ve akım kombinasyonlarında, basamaklı ve basamaksız dolusavak mansabından oluşan enerji kırılmasını deneysel ve sayısal olarak incelemiştir. Akımı idare eden denklemler, ANSYS-Fluent programı yardımıyla $k-\epsilon$ türbülans modeli kullanılarak çözülmüştür. Yapılan karşılaştırmalardan, kırılma bölgesindeki deneysel ve sayısal akım karakteristiklerinin birbirleriyle gayet uyumlu oldukları görülmüştür.

Bejestan ve Neisi (2009), açık kanal içerisine üniform geometriye sahip küp yapılar yerleştirerek kanal tabanında pürüzlülük sağlamışlar ve yeni bir enerji kırıcı havuz modeli geliştirmişlerdir (Şekil 2.2). $4.5 < Fr_1 < 12$ aralığında değişen akım durumları için sıralı derinlik (hidrolik sıçrama öncesi derinlik, h_1 ; hidrolik sıçrama sonrası derinlik, h_2) ve hidrolik sıçrama uzunluğunun belirlenmesine yönelik Froude sayısına bağlı ampirik formüller önermişlerdir. Önerdikleri enerji kırıcı havuz modelinden elde edilen bulgular ile pürüzsüz yatağa sahip USBR I. Tip enerji kırıcı havuz ile ilgili sonuçları karşılaştırmışlar; kendi modellerinde, kuyruk suyu derinliğinde %26 ve hidrolik sıçrama uzunluğunda ise %41 azalma olduğunu belirtmişlerdir. Ayrıca enerji kırıcı havuz içerisinde jet akımı oluşmadığından kavitasyon riskinin ortadan kalktığını rapor etmişlerdir.

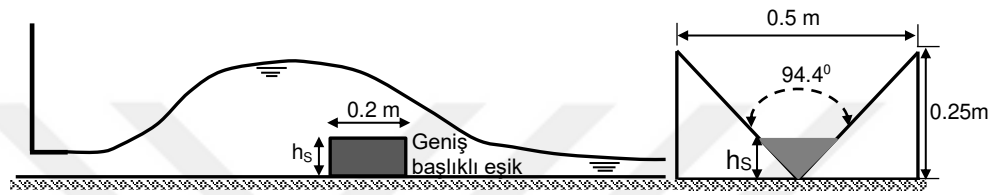


Şekil 2.2. Deney düzeneği (Bejestan ve Neisi, 2009)

Hasan ve Matin (2009), ani genişleyen dikdörtgen kesitli kanal içerisinde oluşan hidrolik sıçramanın eşlenik derinliğini deneysel olarak ölçmüşlerdir. Farklı kapak açıklığı ve genişleme durumlarında deneyleri tekrar etmişler, klasik hidrolik sıçrama için kullanılan Belanger eşitliğine benzer bir eşitlik elde etmişlerdir. Ani genişlemenin etkisinin de dikkate alındığı bu eşitliğin genişleyen enerji kırıcı havuzların tasarımında kolayca ve basitçe kullanılabileceğini belirtmişlerdir.

Alikhani ve ark. (2010), kuyruk suyu derinliğini (h_2) göz önünde bulundurmadan, tek sıralı, sürekli ve düşey bir eşik ile (Şekil 2.3) oluşturulmuş enerji kırıcı havuzdaki kuvvetli hidrolik sıçramanın uzunluğu (L_B) ve derinliğini 6 farklı debi durumunda deneysel olarak ölçmüşlerdir. Çalışmada, 5 farklı eşik yüksekliği ve 3 farklı enerji kırıcı havuz uzunluğu kullanılmıştır. 6 farklı debi durumunda hidrolik sıçramanın karakteristiği belirlenmiş ve ölçülen değerler klasik hidrolik sıçrama değerleri ile karşılaştırılmıştır. Sürekli eşik ile kontrol edilen hidrolik sıçramanın klasik hidrolik sıçramaya göre havuz uzunluğunu %30 oranında azalttığını belirtmişlerdir. Enerji kırıcı havuz tasarımlarının kolaylıkla yapılabilmesi için rölatif eşik yüksekliği ($S=h_e/h_1$) ve Fr_1 sayısına bağlı olarak

yatay ve simetrik üçgen kanal içerisinde oluşturulan hidrolik sıçramayı kontrol etmedeki etkisini belirlemek üzere deneysel bir çalışma gerçekleştirmişlerdir (Şekil 2.4). Deneysel olarak ölçtükleri sıralı derinlik oranı, sıçrama ve ters çevri bölgesinin uzunlukları ile geçmişteki deneysel, teorik ve ampirik denklemler ile elde edilen sonuçları kıyaslamışlardır.

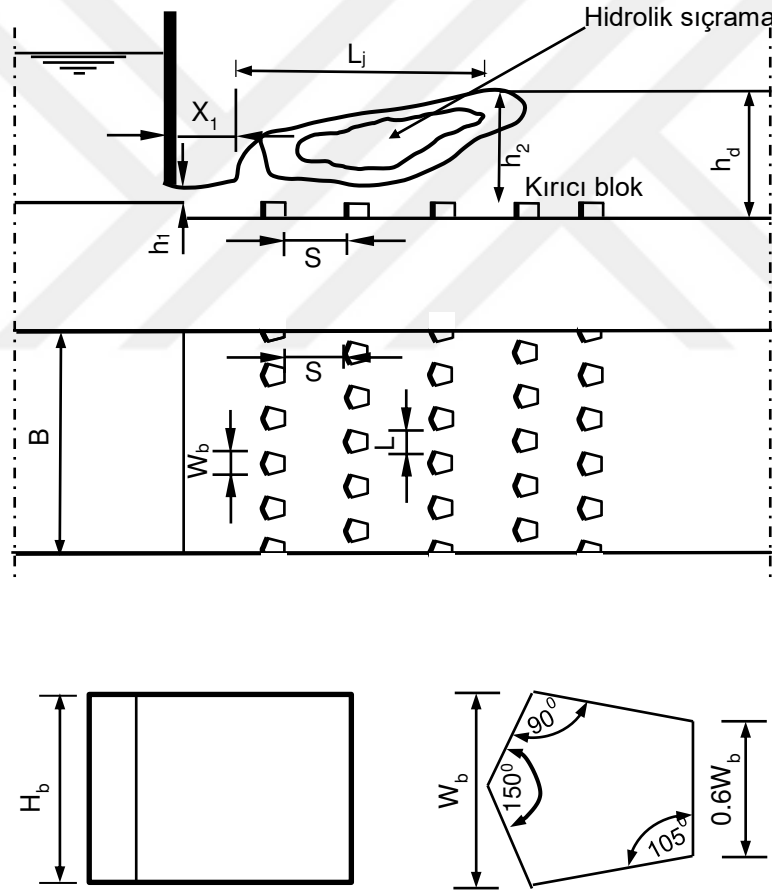


Şekil 2.4. Deney düzeneği (Hamidifar ve Omid, 2011)

Morales ve ark. (2012), ogee profilili dolusavak üzerinden geçen akım ve sonrasında oluşan hidrolik sıçramayı sayısal olarak modellemişlerdir. Üç farklı akım koşulu için yaptıkları sayısal çalışmada, türbülans viskozitesinin hesabı için $k-\omega$ türbülans modelini kullanmışlardır. Akım profili ve hidrolik sıçrama uzunluğu ile ilgili elde edilen sayısal bulguları yaptıkları deneylerden elde ettikleri ölçümlerle karşılaştırmışlar; sayısal bulguların, deneysel ölçümlere olan yakınlığının kabul edilebilir derecelerde olduğu sonucuna ulaşmışlardır.

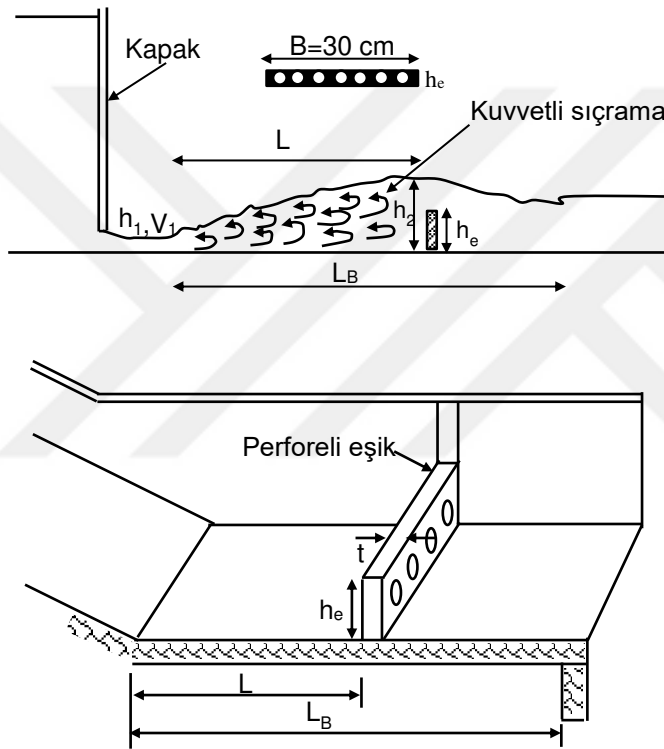
Gümüş ve ark. (2012), kayar bir kapağın hemen mansabında meydana gelen serbest hidrolik sıçramayı iki farklı akım koşulu için sayısal ve deneysel olarak modellemişlerdir. Akımın hareketini idare eden temel denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent programı yardımıyla Standart $k-\varepsilon$, Renormalization Group $k-\varepsilon$ ve Shear Stress Transport türbülans modelleri kullanılarak çözülmüştür. Su yüzü profilinin hesabında VOF yöntemi kullanılmıştır. Sayısal ve deneysel su yüzü profillerinin karşılaştırılmasından, SST türbülans modelinin su yüzü profilini belirlemede diğer türbülans modellerine göre daha başarılı olduğu sonucuna ulaşılmıştır.

Ellayn ve Sun (2012), Froude sayısının 3.06 ile 10.95 aralığında değiştiği akım durumlarında pürüzsüz ve rölatif pürüzlülük oranının (H_b/h_1) 0.22 ile 1.40 arasında değiştiği durumda sıralı derinlik ve hidrolik sıçrama uzunluğu için yeni formüller geliştirmişlerdir. Şekil 2.5'te de görüldüğü gibi, çalışmalarında önerdikleri şekillendirilmiş beşgen geometriye sahip pürüzlülük yapıları ile oluşturulmuş yeni enerji kırıcı havuz modelinde, pürüzsüz enerji kırıcı havuza kıyasla hidrolik sıçrama uzunluğunda %30-50 ve eşlenik derinlikte %17-30 oranında azalma olduğunu belirtmişlerdir.



Şekil 2.5. Deney düzeneği (Ellayn ve Sun, 2012)

Behrouzi-Rad ve ark. (2013), silindir prizmatik perforeli eşik kullanarak hidrolik sıçramanın özelliklerini, Alikhani ve ark. (2010) tarafından kullanılan giriş akım koşulları ve farklı kuyruk suyu derinliklerinde incelemişlerdir (Şekil 2.6). Elde ettikleri sonuçları sürekli eşik durumu ve önceki çalışmalar ile karşılaştırmışlar, serbest hidrolik sıçramaya göre enerji kırıcı havuzun uzunluğunun %40 azaltılabileceği sonucuna ulaşmışlardır.



Şekil 2.6. Deney düzeneği (Behrouzi-Rad ve ark., 2013)

Bestawy (2013), yaptığı çalışmada, 14 farklı geometriye sahip çarpma bloklarını aynı mesafeye tek sıra halinde yerleştirerek, enerji kırıcı havuz içinde oluşan hidrolik sıçramada enerji kayıp oranının en büyük olduğu çarpma blok modelini ve oyulma boyutunu belirlemeyi amaçlamıştır. Yatak malzemesi olarak $d_{50}=0.8$ mm olan üniform kum malzeme kullanmıştır. Konkav yüzeye sahip

modellerin çarpma bloklarının mansabındaki geri dönüş bölgesinde daha düşük türbülans şiddeti oluşturması ve akım yönünü daha fazla değiştirmesi sebebiyle, diğer modellere göre daha fazla enerji kaybı meydana getirdiğini belirlemiştir. Bunun neticesinde, enerji kırıcı havuzun boyu kısalmış ve daha stabil bir hidrolik sıçrama oluşmuştur.

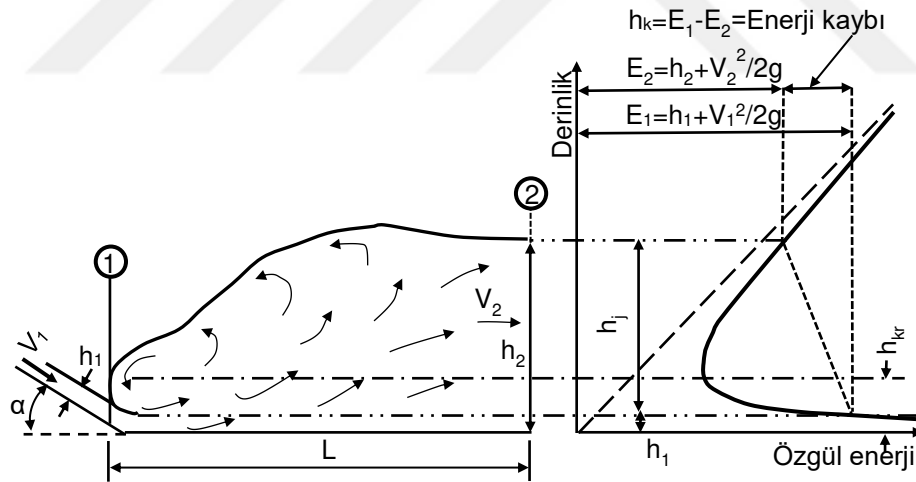
USBR II. Tip enerji kırıcı havuzun modellenmesinde, eşik kullanılarak sıçramanın havuz içinde kalması amaçlanmıştır, bu amaca yönelik enerji kırıcı havuzu uzunluğu ve bloklar ile ilgili yapısal boyutlandırmalar sunulmuştur. Fakat farklı hidrolik sıçrama tipleri, basınç rejimleri ve eşik üzerine gelen kuvvetler ile ilgili hususlar dikkate alınmamıştır. Padulano ve ark. (2017), aşırı basınç değişimlerinin tahmini, itki kuvvetinin ve itki kuvveti katsayısının belirlenmesine yönelik USBR II. Tip modeli kullanarak deneysel çalışmalar gerçekleştirmişlerdir. Ayrıca, batık ve batık olmayan sıçrama durumlarında enerji kayıplarını belirlemiş, klasik ve farklı tiplerdeki hidrolik sıçramalar ile ilgili karşılaştırmalar yapmışlardır.



3. ENERJİ KIRICI YAPILAR

3.1. Hidrolik Sıçrama

Hidrolik sıçrama, sel rejiminden nehir rejimine geçişte ortaya çıkan yüzey süreksizliği olup su derinliğindeki ani yükselme sırasında akımda oluşan kuvvetli çalkantılar nedeniyle önemli ölçüde enerji kaybının yaşandığı bir olaydır. Kritik üstü açık kanal akımlarının sahip olduğu aşırı enerjinin kırılmasında en etkili yöntem, akımın hidrolik sıçrama sürecinden geçirilerek kritik-altı akıma, diğer bir deyişle nehir rejimi akımına dönüştürülmesidir. Kuyruk suyu derinliğinin hidrolik sıçrama için gerekli değerden daha fazla olduğu durumlarda, sıçrama membaya doğru kayarak, enerji kırılması etkinliğinin azaldığı batmış hidrolik sıçramanın meydana gelmesi olasılığını artırır (Şimşek ve ark., 2015). Şekil 3.1’de hidrolik sıçramanın şematik görünümü verilmiştir.



Şekil 3.1. Hidrolik sıçramanın şematik gösterimi (Peterka, 1978)

Hidrolik sıçramadaki enerji kaybı (h_k) 1 ve 2 kesitlerindeki özgül enerji farkından, Denklem (3.1.) kullanılarak bulunabilir:

$$h_k = E_1 - E_2 = \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right) - \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2g} \right) \quad (3.1.)$$

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1 \right) \quad (3.2.)$$

$$h_j = h_2 - h_1 \quad (3.3.)$$

burada, E_1 sıçrama öncesi özgül enerji, E_2 sıçrama sonrası özgül enerji, h_1 sıçrama öncesi su derinliği, h_2 sıçrama sonrası su derinliği, h_j sıçrama yüksekliği, h_k =enerji kaybı, h_{kr} =kritik su derinliği, Fr_1 giriş kesiti Froude sayısı ($=V_1/(gh_1)^{0.5}$), V_1 giriş kesitindeki akım hızı, V_2 sıçrama sonrası kesitindeki akım hızı ve g yer çekim ivmesidir.

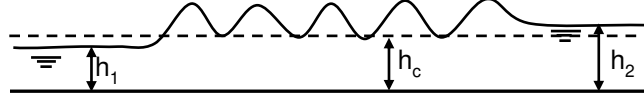
Giriş kesitindeki akım hızının büyük olması durumunda hidrolik sıçrama mansaba doğru kayar, eğer h_2 derinliği yüksek olursa sıçrama membaya doğru kayar ve enerji kaybının serbest sıçramaya göre daha az olduğu batık sıçrama oluşur.

3.1.1. Hidrolik Sıçrama Türleri

Hidrolik sıçrama, akım öncesi ve akım şartlarına bağlı olarak çeşitli şekillerde oluşabilir. Hidrolik sıçrama, sıçrama öncesindeki kesitin Fr_1 sayısına bağlı olarak aşağıdaki gibi sınıflandırılır.

a) Ondüler sıçrama

$1 < Fr_1 < 1.7$ olduğu durumlarda görülen sıçrama tipidir. Enerji kaybının diğer hidrolik sıçrama türlerine göre en az olduğu sıçrama türüdür. Enerji kaybı giriş kesitindeki enerjinin %0-5'i kadardır. Kontrol edilmesi için herhangi bir yapı yapılması gerekmemektedir. Yüzeyde hafif dalgalanmalar söz konusudur.



Şekil 3.2. Ondüler sıçrama

b) Zayıf sıçrama

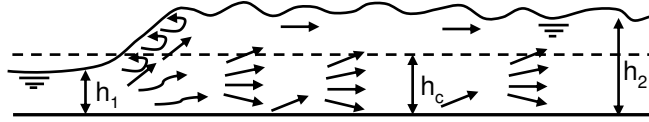
Fr_1 sayısının 1.7 ile 2.5 arasında olduğu durumlarda meydana gelen hidrolik sıçrama türüdür. Enerji kaybı sıçrama öncesi giriş kesiti enerjisinin %5-18'i kadardır. Sıçrama öncesi durum olarak da anılır.



Şekil 3.3. Zayıf sıçrama

c) Dalgalı sıçrama

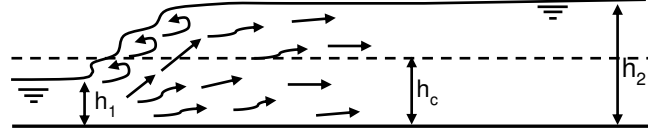
$2.5 < Fr_1 < 4.5$ olduğu durumda meydana gelen sıçrama türüdür. Enerji kaybı hidrolik sıçrama öncesindeki enerjinin %18-45'i kadardır. Hidrolik açıdan ele alınması gereken ilk sıçrama türüdür. Mühendislik yapıları gerektirmektedir.



Şekil 3.4. Dalgalı sıçrama

d) Düzenli sıçrama

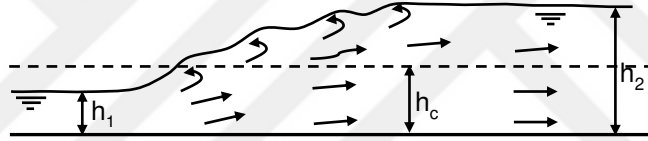
Fr_1 sayısının 4.5 ile 9 arasında olduğu durumlarda meydana gelen sıçrama türüdür. Enerji kaybı giriş kesitindeki enerjinin yaklaşık olarak %45-65 kadardır. Kontrol edilebilmesi için mühendislik yapılarına ihtiyaç vardır. Barajların enerji kırıcı yapılarında sıklıkla rastlanan sıçrama türüdür.



Şekil 3.5. Düzenli sıçrama

e) Kuvvetli sıçrama

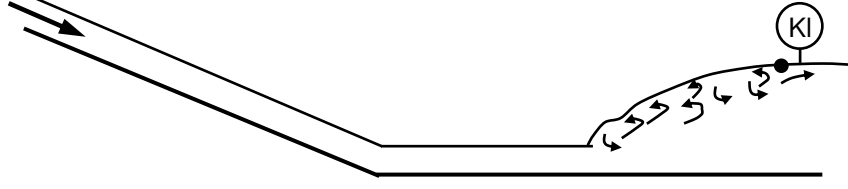
$Fr_1 > 9$ olduğu durumda karşılaşılan hidrolik sıçrama türüdür. Enerji kaybının en fazla olduğu sıçrama tipidir. Sıçrama sürecinde, sıçrama öncesi giriş kesitinin enerjisinin %65-85'i kaybolur. Özel yapılar ile kontrol edilmesi gereken sıçrama türüdür. Özellikle şut kanalı sonunda sıçratma eşiklerinin kullanılması gerekebilir.



Şekil 3.6. Kuvvetli sıçrama

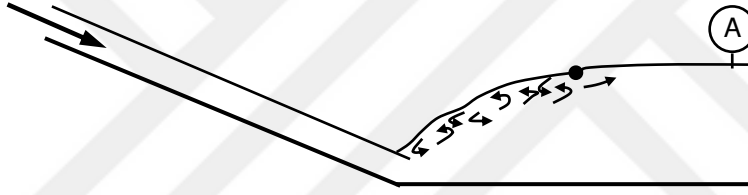
Eşikler, hidrolik sıçrama oluşturmak için kullanılan en temel enerji kırıcı yapı elemanıdır. Enerji kırıcı olarak tasarlanan eşiklerin yükseklikleri ve hidrolik sıçrama öncesi kesitten olan mesafesi, hidrolik sıçramanın tipine yani hidrolik sıçrama öncesi akımın Fr_1 sayısına bağlı olarak değişir. Eşik akım alanına yerleştirildiğinde, hidrolik sıçramayı kontrol edebilir ve klasik hidrolik sıçramadan daha fazla enerji kaybı oluşturur (Hager ve Li, 1992).

Eğimli yüzey üzerinde oluşan hidrolik sıçramalar, sıçramanın eğik yüzey üzerindeki konumuna göre A, B, C ve D tipleri olarak sınıflandırılırlar (Kindsvater, 1944). Klasik hidrolik sıçramada ise sıçrama yatay taban üzerinde meydana gelmektedir. Klasik hidrolik sıçramada meydana gelen enerji kaybı, eğimli yüzey üzerinde meydana gelen hidrolik sıçramadan daha büyüktür (Şekil 3.7).



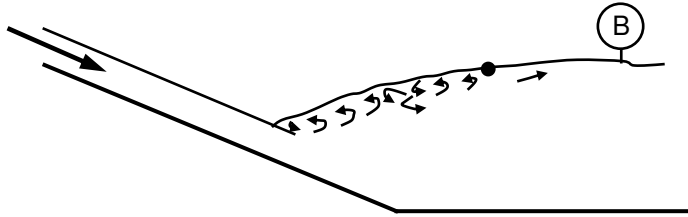
Şekil 3.7. Klasik hidrolik sıçramanın şematik gösterimi

Eğimli kanal üzerinde meydana gelen A tipi hidrolik sıçramada, Şekil 3.8’den de görüldüğü gibi sıçramanın başlangıcı eğimli kanal ile yatay kanalın birleşiminde meydana gelmektedir.



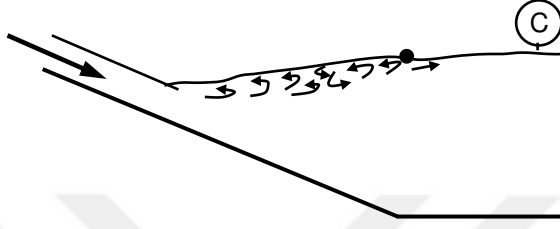
Şekil 3.8. Eğimli kanalda meydana gelen A tipi hidrolik sıçrama

Şekil 3.9’da verilen eğimli kanalda meydana gelen B tipi hidrolik sıçrama, A ile C tipi hidrolik sıçramanın arasında meydana gelen tipidir.



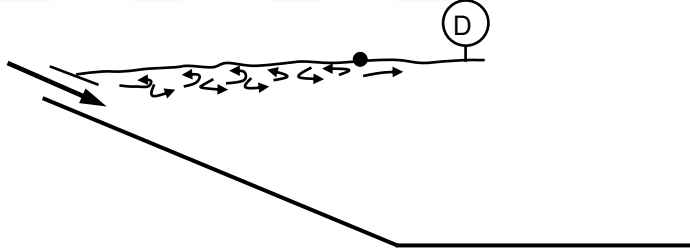
Şekil 3.9. Eğimli kanalda meydana gelen B tipi hidrolik sıçrama

Şekil 3.10’da eğimli taban üzerinde oluşan C tipi hidrolik sıçramanın şematik görünümü verilmiştir. C tipi hidrolik sıçramada ters çevri bölgesinin bitimi, eğimli kanal ile yatay tabanın birleşim noktasının üzerinde bulunmaktadır.



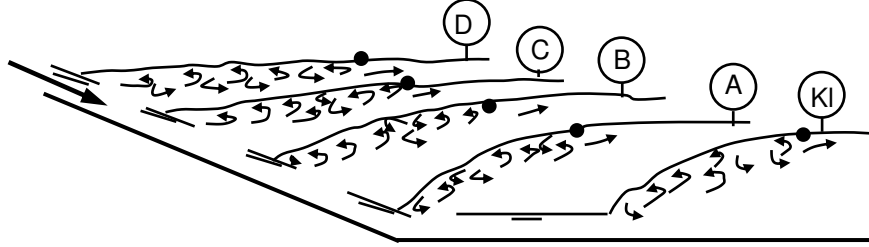
Şekil 3.10. Eğimli kanalda meydana gelen C tipi hidrolik sıçrama

Eğimli yüzey üzerinde meydana gelen D tipi hidrolik sıçramanın ters çevri bölgesi Şekil 3.11’ de görüldüğü gibi tamamen eğimli taban üzerindedir. Ters çevri bölgesi yatay tabana kaymamıştır.



Şekil 3.11. Eğimli kanalda meydana gelen D tipi hidrolik sıçrama

Şekil 3.12’de eğimli kanalda meydana gelen hidrolik sıçrama tiplerinin karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 3.12. Eğimli kanalda meydana gelen hidrolik sıçrama tipleri (Kindsvater, 1944)

3.1.1. Hidrolik Sıçrama Uzunluğu

Hidrolik sıçrama yapısının karmaşıklığından ve değişkenliğinden dolayı hidrolik sıçrama uzunluğunu doğru bir şekilde belirlemek çok güçtür. Hidrolik sıçramanın uzunluğunun hesabı ile ilgili olarak birçok araştırmacı tarafından ampirik denklemler verilmiştir. Her araştırmacının kendi deney modeline özgü olarak önerdiği denklemler, genel olarak sıçrama öncesi su derinliği (h_1), eşlenik derinlik (h_2) ve sıçrama öncesi Froude sayısı (Fr_1) parametrelerine bağlı ampirik denklemlerdir. Bunların bir kısmı aşağıda verilmiştir:

$$\text{Pawlowsky formülü: } \frac{L}{h_2 - h_1} = \frac{2.375 \left(-1 + \sqrt{1 + 8Fr_1^2} \right) - 2.5}{0.5 \left(-3 + \sqrt{1 + 8Fr_1^2} \right)} \quad (3.4.)$$

$$\text{Certussov formülü: } \frac{L}{h_2 - h_1} = \frac{20.6 (Fr_1 - 1)^{0.81}}{-3 + \sqrt{1 + Fr_1^2}} \quad (3.5.)$$

$$\text{Ludin formülü: } \frac{h_2 - h_1}{L} = \frac{1}{4.5} - \frac{1}{6Fr_1} \quad (3.6.)$$

Pietrowski formülü: $L = 5.9 h_1 Fr_1 = 4.33 h_2$ (3.7.)

Basitleştirilmiş Einwachter formülü:

$$L = \left(15.2 - 0.24 \frac{h_2}{h_1} \right) (Ah_1 - BV_1^2) \quad (3.8.)$$

$$A = \left(\frac{h_2}{h_1} - h_1 \right) \quad B = \frac{\left(\frac{h_2}{h_1} - 1 \right)}{\left(\frac{h_2}{h_1} \right)^2 g}$$

Basitleştirilmiş Woycicki formülü: $L = \left(8 - 0.05 \frac{h_2}{h_1} \right) (h_2 - h_1)$ (3.9.)

Mazmann formülü: $L = \frac{(h_2 + h_1)(h_2 - h_1)}{2h_1}$ (3.10.)

Bachmeteff formülü: $L = \left(\frac{5.4h_1}{h_2} - 0.06 \right) \left[\left(\frac{h_2}{h_1} \right)^2 - 1 \right]$ (3.11.)

Safrontz formülü: $\frac{L}{h_2 - h_1} = \frac{12}{-3 + \sqrt{1 + 8Fr_1^2}}$ (3.12.)

Smetana formülü: $\frac{L}{h_2 - h_1} = 6$ veya $L = 4.5h_2$ (3.13.)

$$L = 5 \approx 6.5h_2 \quad (3.14.)$$

$$L = 5 \approx 7(h_2 - h_1) \quad (3.15.)$$

$$L = (35 \approx 60)h_1 \quad (3.16.)$$

$$L = H_0(h_2 - h_1) \quad (3.17.)$$

$$L = 6h_1 Fr_1 \quad (3.18.)$$

$$L = 4.5h_2 \quad (3.19.)$$

$$L = 2.5(1.9h_2 - h_1) \quad (3.20.)$$

$$L = 6.2(h_2 - h_1) \quad (3.21.)$$

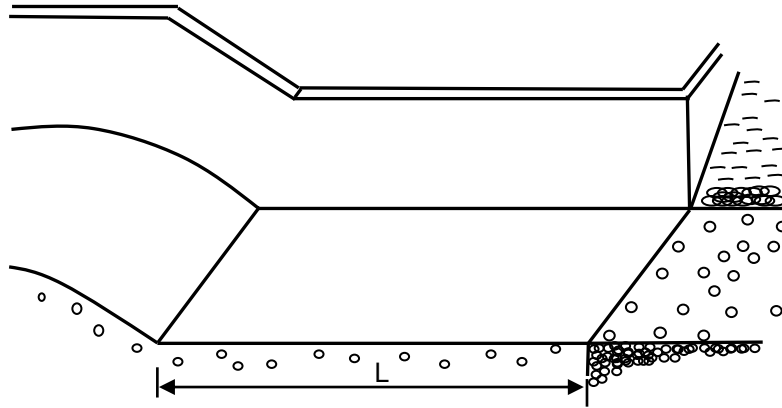
$$L = 5.5(h_2 - h_1) \quad (3.22.)$$

Genel olarak h_1 ve h_2 derinliklerine bağlı ifade edilen ampirik olarak verilen bu denklemlerden elde edilen hidrolik sıçrama uzunluğunun en büyük değeri enerji kırıcı havuzun boyunun belirlenmesinde kullanılır. Sıçrama uzunluğunun hesaplanmasında kullanılan Denklem 3.1-3.13 Özbay (2008)'den, Denklem 3.14-3.22 ise Berkün (2007)'den alınmıştır.

3.2. Enerji Kırıcı Havuzlar

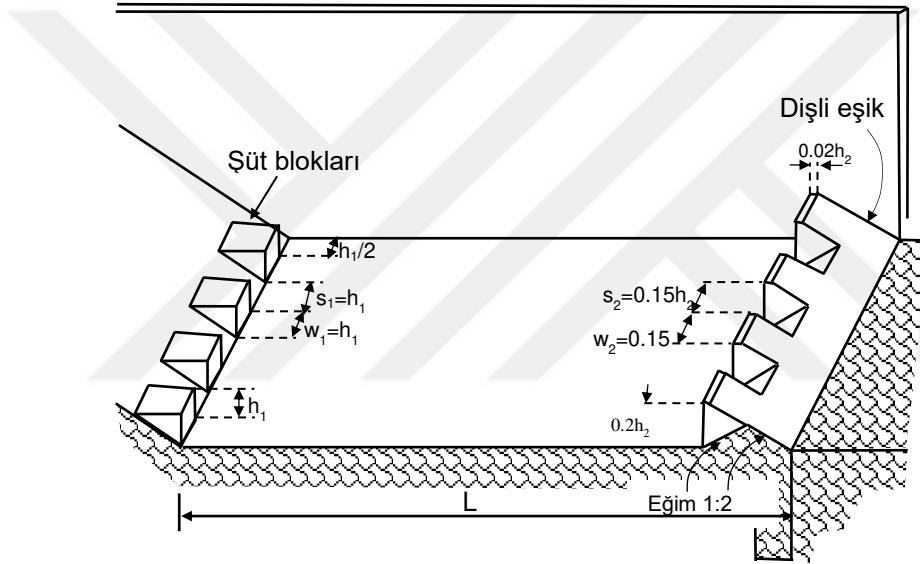
Geçmişte birçok araştırmaya konu olan enerji kırıcı havuzların en yaygın olarak kullanılanları Peterka (1978) tarafından önerilen ve Amerika Birleşik Devleti Tarımsal Islah Bürosu (United State Bureau of Reclamation-USBR) tarafından standartlaştırılmış olanlarıdır. Şekil 3.13, 3.14, 3.15 ve 3.16' da sırasıyla verilen ve USBR I, II, III ve IV Tip olarak adlandırılan bu modeller, Dünya'da birçok ülkede yaygın bir şekilde inşa edilmektedir. Farklı yapı özelliklerine sahip olan bu enerji kırıcı tesisler, farklı akım şartlarında hidrolik enerjinin sönmülmesinde etkin rol üstlenmektedir. Uygulama alanının geniş olmasının yanında farklı araştırmacılar tarafından da farklı geometrik özelliklere sahip enerji kırıcı tesis modelleri geliştirilmekte ve önerilmektedir.

Şekil 3.13'te gösterilen USBR I. Tip modeli, Fr_1 sayısının 1-2.5 arasında olduğu durumlarda, Şekil 3.2 ve 3.3'te sunulan hidrolik sıçrama tiplerinde kullanılır. Bu tür akımlarda etkin türbülans oluşumu ve büyük hız değerleri görülmediği için havuz içerisinde ilave herhangi bir yapıya ihtiyaç duyulmamaktadır. Bu tür havuz tipinin inşasında sadece radye temel yeterli olmaktadır. Havuz uzunluğu en az $L=4h_2$ ve mansap su derinliği $h_3=1.0 h_2$ olarak alınması önerilmektedir.



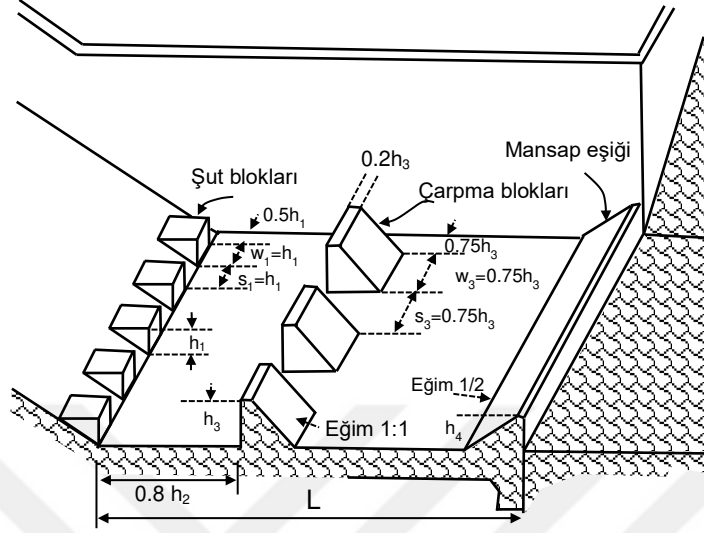
Şekil 3.13. USBR I. Tip enerji kırıcı havuz modeli

Şekil 3.14’de verilen USBR II. Tip enerji kırıcı havuzlar, Fr_1 sayısının 4.5’ten ve hidrolik sıçrama öncesi akım hızının (V_1) 17 m/s’den büyük olduğu akım durumunda kullanılır. Genellikle düşü yüksekliğinin büyük olduğu barajlarda ve toprak dolgu barajlarda tercih edilen enerji kırıcı havuz tipidir. Sönümlenen enerjinin miktarının artması için havuz girişinde şüt blokları ve havuz çıkışında ise dişli mansap eşikleri bulunmaktadır. Havuz uzunluğu $4h_2$ ile $4.4h_2$ arasında seçilmesi önerilmektedir.



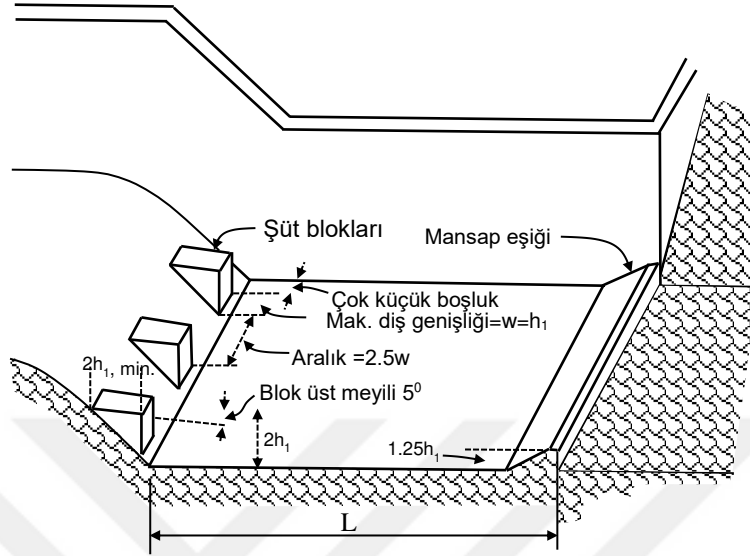
Şekil 3.14. USBR II. Tip enerji kırıcı havuz modeli

Şekil 3.15’te verilen USBR III. Tip enerji kırıcı havuzlar, Fr_1 sayısının 4.5’ten büyük ve hidrolik sıçrama öncesi akım hızının (V_1) 20m/s’den küçük olduğu akım durumunda kullanılır. Havuz girişinde şüt blokları, havuz sonunda mansap eşiklerinin yanı sıra enerji kırıcı havuzun içinde ilave çarpma bloklarının kullanıldığı havuz tipidir. USBR II. Tip’e kıyasla daha fazla düşü yüksekliğine sahip barajlarda ve bağlamalarda kullanımı tercih edilir. Enerji kırıcı havuzun uzunluğu USBR II. Tip’e kıyasla daha küçüktür.



Şekil 3.15. USBR III. Tip enerji kırıcı havuz modeli

Şekil 3.16'da verilen USBR IV. Tip enerji kırıcı havuz modeli, Fr_1 sayısının 2.5 ile 4.5 arasında değiştiği Şekil 3.4'de şematik olarak gösterilen dalgali sıçramanın görüldüğü akım durumunda tercih edilir. Dalgalar, enerji kırıcı havuzun sonuna kadar devam eder ve düz döşemeli enerji kırıcı havuzlara kıyasla bu tip enerji kırıcı havuzda enerji sönmleme miktarı daha yüksektir. Bu tip enerji kırıcı havuzda, ilave yapılar ile akım içerisinde türbülans oluşumu sağlanarak havuzun enerji sönmlemedeki etkinliği arttırılmıştır.



Şekil 3.16. USBR IV. Tip enerji kırıcı havuz modeli



4. DENEY DÜZENEĞİ VE YÖNTEM

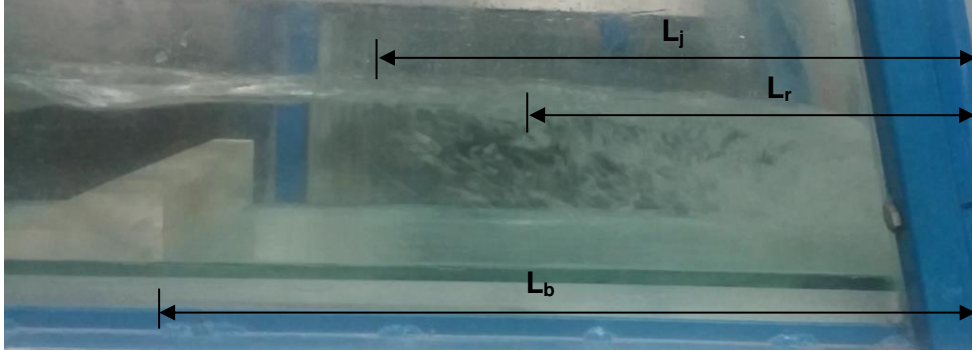
Deneyler, Çukurova Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Hidrolik Laboratuvarında Şekil 4.1’de görülen yuvarlak başlıklı bir dolusavak şüt kanalı mansabında yer alan yatay enerji kırıcı havuzda gerçekleştirilmiştir. Dolusavak şüt kanalının ve enerji kırıcı havuzun yan duvarları ve tabanı camdan imal edilmiştir. Şüt kanalının eğimi şekilde görüldüğü gibi bir mafsal yardımıyla ayarlanabilmektedir. Kare kesitli şüt kanalının boyutları 180x20x20 cm ve enerji kırıcı havuzun boyutları ise 150x20x20 cm’dir. Laboratuvar kanalı, kapalı çevrim olarak çalışan bir sistem olup, suyun sirkülasyonu bir santrifüj pompa ile hazneden, debi ayarı ise pompa mansabındaki vana ile yapılmaktadır. Deney modeli olarak, şekildeki gibi dolusavak mansabında yer alan enerji kırıcı havuza yerleştirilmiş, üç farklı yüksekliğe sahip, tek sıralı ve sürekli eşik kullanılmıştır (Şekil 4.5). Su derinliğini kontrol etmek amacıyla enerji kırıcı havuzun sonuna keskin kenarlı kapak yerleştirilmiş ve bu kapak yardımıyla hidrolik sıçramanın yeri kontrol edilerek hidrolik sıçramanın enerji kırıcı havuzun içerisinde kalması sağlanmıştır. Şekil 4.2’de deney düzeneği üzerinde meydana gelen hidrolik sıçramanın geometrik özellikleri gösterilmiştir. Şekilde verilen L_r geri dönüş bölgesinin uzunluğunu, L_j hidrolik sıçramanın uzunluğunu ve L_b ise eşiğin dolusavak şüt kanalından uzaklığını ifade etmektedir.

Deneylerde su yüzü değişimleri hata hassasiyeti 0.01 mm olan limnimetre, hız alanı ise tek boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) (Dantec® LDA 62N04) kullanılarak ölçülmüştür. Hız ölçümleri kanal orta kesitinde gerçekleştirilmiştir. LDA, belirli bir ortama gönderilen lazer ışığındaki saçılma yardımıyla odaklanılan noktadaki akım hız bileşenini kısa zaman aralıklarında ve belirlenmiş bir süre boyunca ölçmektedir. Lazer ışınının doppler frekansındaki değişimini tespit ederek hız ölçümünü gerçekleştiren LDA sisteminde, foto detektör tarafından toplanan ölçüm bilgileri, akım işlemcisi tarafından anlık olarak BSA-Flow yazılımına gönderilmektedir. Noktasal hız değerleri, belli bir süre

boyunca ve belirli zaman aralıkları ile ölçülen anlık hız değerlerinin ortalamasının alınması ile elde edilmektedir. Anlık hız değerlerini içeren zaman serisinden, akımın bazı türbülans karakteristikleri de belirlenebilmektedir. Kullanılan LDA anlık hız ölçümlerini %95 güven aralığında ± 1 hassasiyette gerçekleştirmektedir. Deneylerde debi, Şekil 4.3’de verilen ultrasonik debi metre yardımıyla ölçülmüştür. Şekilde görüldüğü gibi ultrasonik debi metre, enerji kırıcı havuzun sonunda bulunan kapaktan sonra suyun serbest olarak döküldüğü depo ile sisteme suyu veren pompa arasında bulunan boru üzerine bağlanmıştır. Ultrasonik debi metrenin debi değerini doğru bir şekilde hesaplayabilmesi için üzerine bağlandığı borunun malzeme tipinin, boru et kalınlığının, boru iç çapı gibi özelliklerinin bilinmesi gerekmektedir. LDA ile gerçekleştirilen kanaldaki hız ölçümlerinden elde edilen ortalama hızlar yardımıyla ultrasonik debi metre kalibre edilmiştir.



Şekil 4.1. Dolusavak ve enerji kırıcı yapı deney düzeneği

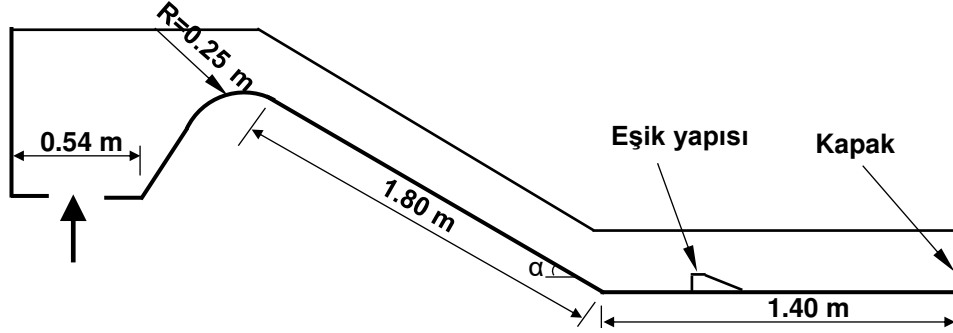


Şekil 4.2. Hidrolik sıçramanın geometrik boyutları

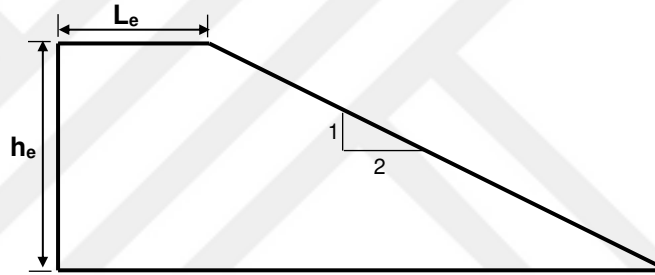


Şekil 4.3. Ultrasonik debi metre

Şekil 4.4’de deney düzeneğinin şematik görünümü ve boyutları verilmiştir. Deneylerde 30° ve 12° olmak üzere iki farklı şüt kanalı eğimi kullanılmıştır. Her bir eğim için üç farklı debi koşullarında hız alanı ölçülmüş ve deneyler, Şekil 4.5’te gösterilen, yükseklikleri $h_e=3, 3.5$ ve 4 cm olan üç farklı düşey sürekli eşik için tekrar edilmiştir. Eşiklerin mansap yüzünün eğimi 1:2 olarak seçilmiştir. Eşik kret genişliği $L_e=2.5$ cm olarak belirlenmiştir. Tek sıralı ve sürekli eşiğin genişliği, enerji kırıcı havuzun genişliği ile aynıdır.



Şekil 4.4. Deney düzeneğinin şematik görünümü



Şekil 4.5. Deneylerde kullanılan eşik yapısı

Deneyssel olarak ölçölmüş akım özellikleri şüt kanalının eğim açısı $\alpha=30^\circ$ ve 12° için Çizelge 4.1'de verilmiştir. Çizelgede Q akım debisini, h_e eşik yüksekliğini, h_1 sıçrama öncesi kesitte su derinliğini, V_1 sıçrama öncesi kesitte akım ortalama hızını, h_2 sıçrama sonrası kesitte su derinliğini, V_2 sıçrama sonrası kesitte akım ortalama hızını ve Fr_1 sıçrama öncesi kesitte Denklem 4.1 ile hesaplanan Froude sayısını ifade etmektedir. Fr_1 sayısı aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$Fr_1 = \frac{V_1}{\sqrt{gh_1}} \quad (4.1.)$$

Burada, g yerçekimi ivmesidir.

Çizelge 4.1 incelendiğinde, şüt kanalının eğiminin azalması ile hidrolik sıçrama öncesi kesitte su derinliğinin arttığı, aynı eğimde Fr_1 sayısının azalması ile sıçrama sonrası su derinliğinin de azaldığı görülmektedir. Farklı eşik yükseklikleri kullanılarak oluşturulan hidrolik sıçramada, aynı debi durumunda eşik yüksekliğinin azalması ile sıçrama sonrası su derinliği azalmakta ve akımın hızı artmaktadır. $\alpha=30^\circ$ durumunda kuvvetli hidrolik sıçrama, $\alpha=12^\circ$ ise düzenli sıçrama oluşmaktadır.

Çizelge 4.1. $\alpha=30^\circ$ ve 12° için deneylerde kullanılan akım özellikleri

Q (l/s)	Fr ₁	h _e (cm)	h ₁ (cm)	V ₁ (m/s)	h ₂ (cm)	V ₂ (m/s)
α=30°						
2.3	12.0	4.0	0.45	2.48	8.60	0.131
		3.5			8.00	0.142
		3.0			7.60	0.149
1.3	10.0	4.0	0.35	1.85	6.75	0.096
		3.5			6.45	0.100
		3.0			6.10	0.108
1.0	9.0	4.0	0.31	1.57	6.45	0.077
		3.5			6.25	0.080
		3.0			6.10	0.083
α=12°						
2.9	8.0	4.0	0.70	2.09	9.70	0.151
		3.5			8.80	0.177
		3.0			8.30	0.188
1.9	7.5	4.0	0.55	1.76	8.80	0.112
		3.5			8.10	0.123
		3.0			7.75	0.150
1.6	7.0	4.0	0.50	1.56	8.25	0.094
		3.5			7.70	0.102
		3.0			6.70	0.118



5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ

Enerji kırıcı yapı üzerinden geçen türbülanslı akımı idare eden temel denklemler ve türbülans gerilmesinin modellenmesinde kullanılan yöntemler aşağıda açıklanmıştır.

5.1. Temel Denklemler

Sıkışmayan Newtonien akışkan akımları için hareket denklemleri olarak ifade edilen Navier-Stokes denklemleri, bağımsız olarak, Fransa’da Navier (1823), Poisson (1831) ve Saint-Venant (1843) 1843 yılında ve Stokes (1845) tarafından aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$\rho \left(u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial t} \right) = \rho X_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (5.1.)$$

Denklemin x doğrultusu bileşeni aşağıdaki gibidir:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (5.2.)$$

Bu denklemin x doğrultusu bileşeninin zamansal ortalaması alınarak, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımına uyarlanması için, denklemdaki büyüklüklerin anlık değerleri olarak $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$ ve $p = \bar{p} + p'$ yazılırsa:

$$\begin{aligned} & \rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} + \rho \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial t} \\ & = \rho X - \frac{\partial}{\partial x}(\bar{p} + p') + \mu \nabla^2(\bar{u} + u') \end{aligned} \quad (5.3.)$$

elde edilir. Bu denklemin ilk teriminin zamansal ortalaması,

$$\overline{\rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \rho u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho u' \frac{\partial u'}{\partial x} \quad (5.4.)$$

şeklinde yazılır. $\partial u' / \partial x$ ve u' 'nün zamansal ortalamaları sıfır olduğundan (5.4.) denkleminin sağ tarafındaki ikinci ve üçüncü terimlerin zamansal ortalamaları sıfırdır. Böylece Denklem (5.3.)'deki terimlerin zamansal ortalamaları aşağıdaki gibi bulunur:

$$\overline{\rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho u' \frac{\partial u'}{\partial x} \quad (5.5.)$$

$$\overline{\rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial y}} = \rho \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \rho v' \frac{\partial u'}{\partial y} \quad (5.6.)$$

$$\overline{\rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial z}} = \rho \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \rho w' \frac{\partial u'}{\partial z} \quad (5.7.)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (5.8.)$$

$$\mu \nabla^2 (\bar{u} + u') = \mu \nabla^2 \bar{u} \quad (5.9.)$$

Bu değerler (5.3.) denkleminde yerine yazılırsa, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımında Reynolds hareket denkleminin x bileşeni elde edilir:

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} - \left(\overline{\rho u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{\rho v' \frac{\partial v'}{\partial y}} + \overline{\rho w' \frac{\partial w'}{\partial z}} \right) \quad (5.10.)$$

Reynolds denkleminin üç doğrultu için bileşenleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho u' v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho u' w'}) \quad (5.11.)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \right) = \rho Y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{v} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u' v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho v'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho v' w'}) \quad (5.12.)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right) = \rho Z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u' w'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho v' w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho w'^2}) \quad (5.13.)$$

Türbülanslı akımda kütle ve momentumun korunumunu idare eden temel denklemler, yani süreklilik ve Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes (RANS) denklemleri kartezyen tensör notasyonunda (ortalamaları gösteren çizgiler ihmal edilmek suretiyle) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.14.)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (5.15.)$$

Denklem (5.14.) ve Denklem (5.15.)’de u_i ortalama hız bileşenlerini, p ortalama basıncı, μ akışkanın dinamik viskozitesini, ρ akışkanın yoğunluğunu, ρg_i yerçekiminin sebep olduğu kütleli kuvveti, t zamanı, τ_{ij} ise türbülans (Reynolds) gerilmelerini ifade etmektedir. Reynolds gerilmeleri Boussinesq yaklaşımına göre aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (5.16.)$$

Burada, u'_i ve u'_j türbülans hız sapıncıları ve μ_t türbülans viskozitesi olup δ_{ij} Kronecker deltasıdır. Denklemin sağ tarafında bulunan ikinci terim, sıkışmayan akımlar için normal gerilmeler toplamının her zaman türbülans kinetik enerjisine eşit olabilmesini sağlamak amacıyla bulunmaktadır ($i=j$ için $\delta_{ij}=1$).

5.2. Türbülans Kapatma Modelleri

Reynolds denklemlerinde üç boyutlu akışta bir basınç, üç hız bileşeni bulunur. Türbülans kayma gerilmelerinin işleme katılmasıyla birlikte üç boyutlu akışta 6 adet bilinmeyen daha değişkenler arasına eklenmiş olmaktadır. Toplam 10 bilinmeyene karşılık 4 denklem bulunduğundan denklem sisteminin çözümü mümkün olamayacaktır. Bir başka ifadeyle sistem kapatılamayacaktır. Reynolds gerilmelerinin neden olduğu bu duruma Kapanma Problemi (Closure Problem) adı verilmektedir. Türbülans modelleri, Denklem (5.16.)’teki τ_{ij} ’nin hesaplanması ve böylelikle de denklem sisteminin kapatılması görevini üstlenmektedirler. Bu

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

çalışmada, *Standard k-ε* (SKE) (Launder ve Spalding, 1972), *Renormalization Group k-ε* (RNG) (Yakhot ve Orszag, 1986; Yakhot ve ark., 1992a), *Realizable k-ε* (RKE) (Shih ve ark., 1995), *Modified k-ω* (MKW) (Wilcox, 2006), *Shear Stress Transport* (SST) (Menter, 1994) ve *Reynolds Stress Model* (RSM) (Launder ve ark., 1975) türbülans kapatma modelleri kullanılmıştır. Aşağıda bu modellere ait özet bilgiler sunulmuştur.

5.2.1. Standard k-ε Türbülans Modeli (SKE)

SKE türbülans modelinde, türbülans kinetik enerjisi (k) ve onun kayıp oranı “disipasyonu” (ε) için iki adet transport denklemi, Reynolds denklemlerine ek olarak çözülmektedir. ε için gerçek transport denkleminin elde edilmesi Navier-Stokes denklemlerinden mümkündür (Davidson, 2005). Ancak bu denklemler son derece karmaşıktır ve pek çok bilinmeyişi içermektedir. Bu nedenle, araştırmacılar bu denklemler yerine çok daha sadeleştirilmiş bir hali olan modellenmiş ε denklemini türbülans modellerinde kullanılmak üzere adapte etmişlerdir. Elbette her modelde olduğu gibi bu modelde de pek çok yaklaşım, varsayım ve ihmal söz konusudur. Sonuç olarak, modellenmiş ε transport denklemi, k transport denkleminin çok benzer bir formda ve basitleştirilmiş biçimde kullanılmaktadır.

k-ε modellerinde türbülans viskozitesi,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.17.)$$

formunu almaktadır. C_μ türbülans modeli sabitidir.

SKE türbülans modeli, iki denklemlilik türbülans modelleri arasında ekonomikliği ve pek çok akım türü için kabul edilebilir doğrulukta sonuç vermesi açısından yaygın olarak kullanılan yarı ampirik bir modeldir. Türbülans kinetik enerjisi (k) ve kayıp oranı (ε) için yazılan iki adet transport denkleminin çözümü ve türbülans viskozitesinin hesabını içerir. Kaldırma kuvvetleri etkisi ihmal

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

edildiğinde, bu transport denklemleri k ve ε için sırası ile;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (5.18.)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R \quad (5.19.)$$

şeklinde yazılabilir. Denklemlerdeki difüzyivite terimleri:

$$\Gamma_\varepsilon = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{ ve } \Gamma_k = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \quad (5.20.)$$

şeklindedir. Hız gradyanından kaynaklanan türbülans kinetik enerjisi üretimini ifade eden terim aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (5.21.)$$

Denklem (5.19.)’da bulunan R kaynak terim olup SKE modeli için 0 değerini alır. Bu model için, deneysel sabitler $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $C_\mu = 0,09$, k ve ε için türbülans Prandtl sayıları $\sigma_k = 1,0$ ve $\sigma_\varepsilon = 1,3$ ’tür (Launder ve Spalding, 1972; Launder ve ark., 1975)). Denklem (5.18.) ve Denklem (5.19.) aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

k veya ε 'un değişim miktarı	+	k veya ε 'un konveksiyonla taşıması	=	k veya ε 'un difüzyonla taşıması	+	k veya ε 'un üretim miktarı	-	k veya ε 'un kayıp miktarı
--	---	---	---	--	---	---	---	--

5.2.2. Renormalization Group k- ε Türbülans Modeli (RNG)

RNG türbülans modeli (Yakhot ve Orszag, 1986) tarafından geliştirilmiş (Yakhot ve ark., 1992b) iki denklemlilik bir model olup esas itibarıyla Navier-Stokes denklemlerinden renormalization group teorisi kullanılarak elde edilmiştir. Bu modelde k ve ε için transport denklemleri denklem (5.18.) ve denklem (5.19.)'daki gibi yazılabilir. RNG modelinin, SKE modeline göre temel fark, sabitlerin farklı olması ve ilave terimlerin gelmesidir. RNG türbülans modelinde (5.18.) ve (5.19.) eşitliklerinde bulunan difüzyivite terimleri aşağıdaki gibidir:

$$\Gamma_{\varepsilon} = \alpha_{\varepsilon} \mu_e, \Gamma_k = \alpha_k \mu_e \quad (5.22.)$$

Burada akışkanın viskozitesi ile türbülans viskozitenin toplamı olan efektif viskozite

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad (5.23.)$$

olup aşağıdaki adi diferansiyel denklemin çözümünden elde edilir:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon} \mu}\right) = 1.72 \frac{\mu_e / \mu}{\sqrt{(\mu_e / \mu)^3 - 1 + C_v}} d(\mu_e / \mu) \quad (5.24.)$$

Bu denklem, düşük Re sayısı etkilerinin hesaba katılmasını sağlamaktadır. RNG modelinin SKE modeline göre en önemli farkı, ε denklemine ilave olarak gelen R terimidir. Bu terim,

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (5.25.)$$

ifadesiyle hesaplanır. Bu ifade, denklem (5.19.)’da yerine yazılıp denklemin sağındaki 3. terim ile birleştirilmesi halinde transport denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon_i u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5.26.)$$

şekline dönüşür. Denklemdaki $C_{2\varepsilon}^*$ terimi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (5.27.)$$

Burada η , türbülans kinetik enerjisi üretimi ve onun kayıp oranının fonksiyonudur:

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (5.28.)$$

Burada S,

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \text{ ve } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (5.29.)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ilave parametre sayesinde RNG modelinin, ivmelenen, şiddetli eğriselliğe maruz, sınır tabakasının ayrıldığı, ikincil akımlar ve durma noktasının mevcut olduğu akımlarda SKE modeline göre daha gerçekçi sonuçlar

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

verdiği iddia edilmiştir (Yakhot ve ark., 1992b). Bu modelde kullanılan sabitler $C_{1\varepsilon}=1.42$, $C_{2\varepsilon}=1.68$, $C_v=100$, $\eta_0=4.38$, $\beta=0.012$, $C_\mu=0.0845$ 'dir.

Denklem (5.30.)'da α_k ve α_ε parametreleri k ve ε için efektif Prandtl sayılarının tersini göstermekte olup, RNG teorisinden analitik olarak türetilen

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_\varepsilon} \quad (5.30.)$$

ifadesinden hesaplanmaktadır. Burada $\alpha_0=1$ dir. Yüksek Reynolds sayılarında $(\mu/\varepsilon \langle 1) \alpha_k = \alpha_\varepsilon \cong 1.393$ olmaktadır (ANSYS, 2012).

5.2.3. Realizable k- ε Türbülans Modeli (RKE)

SKE türbülans modelinde bulunan türbülans model sabiti $C_\mu=0.09$ 'dur. Bu model sabitinin değeri sınır tabakasının düşük hızlı alt bölgesinde deneysel olarak elde edilmiştir. Gerçekte bu sabit farklı akış bölgelerinde değişim göstermektedir. Üstelik türbülans viskozitesinin hesabında kullanılan modelin yüksek şekil değiştirme durumlarında “geçersiz” (non-realizable) olduğu bilinmektedir. Buna göre, $Sk/\varepsilon > 3.7$ olduğunda, normal gerilme negatif olabilmekte ve hatta Reynolds gerilmelerinde Schwartz eşitsizliği ihlal edilmektedir (Shih ve ark., 1995). RKE modelinde bu problemlerin önüne geçebilmek için SKE ve RNG modellerinde sabit olan C_μ katsayısı dinamik bir form almaktadır. Buna göre

$$C_\mu = \frac{1}{A_o + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (5.31.)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Denklem (5.31.)'de bulunan terimler,

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (5.32.)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (5.33.)$$

$$\Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (5.34.)$$

$$A_0 = 4, \quad A_s = \sqrt{6}\cos\phi, \quad \phi = \frac{1}{3}\arccos(\sqrt{6}W) \quad (5.35.)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3} \quad (5.36.)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (5.37.)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\tilde{\Omega}_{ij}$, ω_k açısal hızıyla dönmekte olan bir referans sistemine göre ortalama dönme miktarı ve S_{ij} ise şekil değiştirme hızı tansörüdür. RKE modelinde, SKE modelinden farklı olarak aşağıdaki gibi yeni bir kayıp miktarı denklemi geliştirilmiştir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} \quad (5.38.)$$

Burada,

$$C_1 = \max \left(0.43; \frac{S \frac{k}{\varepsilon}}{S \frac{k}{\varepsilon} + 5} \right) \quad (5.39.)$$

olup $C_2=1.9$ olarak verilmektedir. Görüldüğü gibi ε 'un oluşumu ve kaybı tamamen farklı bir formda ele alınmış ve oluşumu bir fonksiyona bağlanmıştır. RKE modeli de RNG modeli gibi, ivmelenen, eğrisel, sınır tabakasının ayrıldığı, ikincil akımların var olduğu akımlarda SKE modeline göre daha başarılı olduğu ifade edilmiştir (Shih ve ark., 1995).

5.2.4. Modified k- ω Türbülans Modeli (MKW)

Wilcox, kendisine ait Standard k- ω (SKW) modelini (Wilcox, 1998) modifiye ederek aşağıdaki Modified k- ω (MKW) modelini (Wilcox, 2006) vermiştir. MKW modelinde, düşük-Reynolds-sayısı düzeltmelerini de göz önüne almak üzere, türbülans viskozitesine bir sönüm fonksiyonu eklenmiştir. İkinci transport denklemi olarak ε yerine türbülans kinetik enerjisinin özgül kayıp oranı, $\omega=\varepsilon/k$, kullanılmıştır.

Bu model ile türbülans viskozitesi μ_t , k-denklemleri ve ω -denklemleri aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (5.40.)$$

Burada, α^* düşük Reynolds sayısı düzeltmesi için sönüm fonksiyonudur. k ve ω denklemleri aşağıdaki gibi ifade edilir:

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega \quad (5.41.)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \quad (5.42.)$$

Model sabitleri ve yardımcı eşitlikler (sıkışmayan akım için) aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\alpha^* = \frac{\alpha_o^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k}, \quad \alpha_o^* = \frac{\beta_o}{3}, \quad \beta_o = 0.072, \quad \text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6$$

$$\alpha = \frac{0.52 \alpha_o^* + \text{Re}_t / R_\omega}{\alpha^* + 1 + \text{Re}_t / R_\omega}, \quad \alpha_o = \frac{1}{9}, \quad R_\omega = 2.95, \quad \sigma_k = 2, \quad \sigma_\omega = 2,$$

$$\beta^* = \beta_o^* f_{\beta^*}, \quad \beta_o^* = \frac{9}{100} \frac{4/15 + (\text{Re}_t / R_\beta)^4}{1 + (\text{Re}_t / R_\beta)^4}, \quad R_\beta = 8, \quad f_{\beta^*} = \begin{cases} 1, & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680 \chi_k^2}{1 + 400 \chi_k^2}, & \chi_k > 0 \end{cases}$$

$$\beta = \beta_o f_\beta, \quad f_\beta = \frac{1 + 70 \chi_\omega}{1 + 80 \chi_\omega}, \quad \chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_o^* \omega)^3} \right|, \quad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} (\partial \bar{u}_{i,j} - \partial \bar{u}_{j,i})$$

MKW modelinin yüksek-Reynolds-sayısı formunda $\alpha^*=1$, $\beta_o^*=9/100$ olarak alınır.

MKW modelinin, katı ile sınırlandırılmış ya da serbest türbülanslı akımların analizinde, sınır tabakalarının logaritmik hız bölgesinde, pozitif basınç gradyanının olduğu ayrılma bölgelerinde, SKE modeline göre üstünlük sağladığı ifade edilmiştir (Wilcox, 2006).

5.2.5. Shear Stress Transport k- ω Türbülans Modeli (SST)

Shear Stress Transport-SST modeli, katı sınıra yakın akım bölgelerinde SKW (Wilcox, 1998) uzak bölgelerde ise SKE türbülans modelinin daha uygun olduğu varsayımından hareketle her iki modelin üstünlüklerini tek modelde birleştiren bir türbülans modelidir. Bu model, bir karışım fonksiyonu yardımı ile modelin katsayılarını, geçerli olduğu varsayılan bölgeler itibarıyla SKW ve SKE model katsayılarına uyarlayarak, katı sınıra yakın yerlerde (türbülanslı iç bölgede) SKW modeli ile uyum sağlarken, katı sınırdan uzaklaştıkça (türbülanslı dış bölgede) yumuşak bir geçişle SKE türbülans modeline yaklaşmaktadır (Menter, 1994). F_1 karışım fonksiyonunu temsil etmek üzere, SST modelindeki transport denklemleri aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k \quad (5.43.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{v_t} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \\ & + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (5.44.)$$

ω ($=\epsilon/k$) türbülans kinetik enerjisi özgül kayıp oranıdır. Bu modeldeki farklı sabitler, orijinal k- ω (ϕ_1) ve dönüştürülmüş k- ϵ (ϕ_2) model katsayılarının interpolasyonu ile elde edilir, yani:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (5.45.)$$

Örneğin $\phi = \sigma_k$ ve $\phi = \sigma_\omega$ için:

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2} \quad \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \quad (5.46.)$$

k- ω için ϕ_1 sabitleri:

$$\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad (5.47.)$$

k- ε için ϕ_2 fonksiyonunun sabitleri:

$$\sigma_{k2} = 1.0, \sigma_{\omega2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad (5.48.)$$

F_1 fonksiyonu aşağıdaki gibidir:

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4 \rho \sigma_{\omega2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \quad (5.49.)$$

Burada,

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (5.50.)$$

ve y en yakın duvar uzaklığını göstermektedir.

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

İlave olarak, Menter, türbülans kayma gerilmesindeki taşınım etkisini göz önüne almak amacı ile türbülans viskozitesini aşağıdaki gibi modifiye etmiştir. k- ω modelinin, yapılan bu değişiklik ile pozitif basınç gradyanına sahip sınır tabakası akımlarının analizinde ve sınır tabakası ayrılma yerinin belirlenmesinde SKE modeline göre daha başarılı olduğu görülmüştür. Bradshaw (1973), hipotezine dayanarak, bir sınır tabakası içindeki kayma gerilmesi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\tau = \rho a_1 k \quad (5.51.)$$

Burada sabit değer $a_1=0.31$ 'dir. (5.51) denkleminin sağlanması için türbülans viskozitesi yeniden tanımlanırsa:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \zeta F_2)} \quad (5.52.)$$

$$F_2 = \tanh \left[\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \right] \quad (5.53.)$$

Burada, ζ , ortalama vortisitenin mutlak değeri, $\zeta = |\partial \bar{u} / \partial y|$ olup, F_2 fonksiyonu sınır tabakası akımı için 1, serbest türbülanslı kayma tabakaları için 0 değerini almaktadır.

5.2.6. Reynolds Stress Türbülans Modeli (RSM)

Reynolds Gerilmesi Modeli-Reynolds Stress Model (RSM) adını alan bu yöntem Reynolds gerilmelerinin ($\overline{\rho u'_i u'_j}$) doğrudan transport denklemlerinin çözümüyle hesaplanması esasına dayanır (Gibson ve Launder, 1978), (Launder, 1989). Reynolds gerilmesi taşınım denkleminin Navier-Stokes ve RANS

5. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ Oğuz ŞİMŞEK

denklemlerinden basit matematiksel manipölasyonlarla birkaç adımda elde edilmeleri mümkündür. Söz konusu denklem Reynolds gerilmelerinin her bileşeni için tüm taşınım mekanizmasının fiziğini içermektedir. Elde edilen denklemin terimleri fiziki anlamlarına uygun biçimde basitleştirilip modellenerek, her Reynolds gerilmesi bileşeni için ayrı bir denklem elde edilmektedir. RSM özellikle şekil değiştirmenin karmaşık bir yapı sergilediği ve eğriselliğin olduğu akımlarda türbülans viskozitesi modellerine göre daha avantajlıdır (Davidson, 2005). Sonuç olarak, 6 adet Reynolds gerilmesi taşınım denkleminde yer alan kayıp terimi için de 1 adet disipasyon taşınım denklemi ile birlikte üç boyutlu simölasyonlarda 7 adet ilave denklem çözölmesi gerekmektedir. Tahmin edileceği üzere RSM, hesaplama açısından masraflı bir modeldir.

Kaldırma kuvvetlerinin etkisi ihmal edildiğinde transport denklemleri aşağıdaki formda yazılabilir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + \phi_{ij} + \epsilon_{ij} \quad (5.54.)$$

Denklemin sağ tarafındaki terimler sırası ile

Türbölans difüzyon terimi:

$$D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} \overline{u'_i} + \delta_{ik} \overline{u'_j}) \right] \quad (5.55.)$$

Moleküler difüzyon terimi:

$$D_{L,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (5.56.)$$

Türbölans gerilmeleri üretim terimi:

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right) \quad (5.57.)$$

Basınç-şekil değiştirme korelasyon terimi:

$$\Phi_{ij} = \rho \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.58.)$$

Disipasyon terimi:

$$\varepsilon_{ij} = -2\mu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} \quad (5.59.)$$

şeklindedir.

Bu terimlerden $D_{T,ij}$, Φ_{ij} ve ε_{ij} terimleri yeni ve bilinmeyen korelasyonlar içermekte olup hesaplanabilmeleri için modellenmeleri gerekmektedir. Genelleştirilmiş gradyan difüzyon hipotezinin basitleştirilmiş formu kullanılarak türbülans gerilmelerinden kaynaklanan üretim terimi,

$$D_{t,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial x_k} \right) \quad (5.60.)$$

şeklinde modellenebilir (Lien ve Leschziner, 1994). Lineer yaklaşım kullanılırsa basınç-uzama terimi üç bileşenin toplamı şeklinde yazılabilir. Bu bileşenler yavaş ve hızlı basınç-uzama bileşenleri ile cidar etkisini ifade eden $\phi_{i,j,w}$ bileşenidir. Buna göre basınç-şekil değiştirme korelasyon terimi,

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \\ & - C_2 \left[\left(P_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho p_1 \overline{u'_i u'_j}) \right) - \frac{1}{3} \left(P_{kk} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho p_1 \overline{u'_k u'_k}) \right) \right] + \phi_{ij,w} \end{aligned} \quad (5.61.)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $C_1=1.8$, $C_2=0.6$ alınmıştır. Sıkışmayan akım için dissipasyon terimi ise

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta_{ij} \quad (5.62.)$$

şeklinde tanımlanır. Bu denklemlerde geçen türbülans kinetik enerjisi $k = \overline{u'_i u'_i} / 2$ ifadesinden bulunabilirken bunun disipasyonu olan ε fonksiyonu, denklem (5.19.)'da $R=0$, $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $\sigma_\varepsilon=1.0$ ve türbülans üretim terimi $G_k=0.05P_{ii}$ alınarak elde edilir.

Gerilmelerin doğrultuya bağlı farklılaşmasının göz önüne alınabildiği ve doğrusal ve doğrusal olmayan türbülans viskozitesi modellerine göre daha ileri bir modelleme tekniği olduğu varsayımı ile RSM yöntemi ikinci-mertebe kapatma modelleri olarak da anılmaktadır. RSM, eğri yörüngeli akım, akışkan parçacıklarının şekil değiştirme hızındaki ani değişimler ve ikincil akım etkilerini de göz önüne alan üstünlüklere sahiptir.

6. SAYISAL HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

6.1. Sonlu Hacimler Yöntemi

Karmaşık yapıya sahip türbülanslı akımı idare eden Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerinin veya genel skaler transport denkleminin sayısal olarak çözülmesi için cebrik denklemlere dönüştürülebilmesi gerekmektedir. Bir denklemin ayrıklaştırılması, sonlu farklar, sonlu elemanlar veya sonlu hacim yöntemleri ile hesaplama bölgesinin ayrık nokta, eleman ya da hacimler ile ifade edilmesi ile gerçekleştirilebilir (Hoffmann ve Chiang, 2000; Ferziger ve Perić, 2002). Bu yöntemlerin üçü de problemlerin çözümünde uygulanmaktadır.

Bu çalışmada, son yıllarda yaygın olarak kullanılan ve pek çok yazılımda uygulanmış olan sonlu hacim ayrıklaştırması kullanılacaktır. Sonlu hacimler yönteminde denklemler çözülmeden önce akımın debisinin ve sınır koşullarının belirlenmiş olması gerekmektedir. Debinin bilinmesi önemli olup, denklemlerin hangi hacim için çözüleceği net olarak bilinmelidir. Sonlu hacimler yönteminde akım debisi küçük sonlu hacimlere bölünmekte ve ilgili denklemler her bir sonlu hacim için ayrı ayrı çözülmemektedir.

Sonlu hacim ayrıklaştırması, konveksiyon ve difüzyon taşınım denklemlerinin sonlu bir hacim boyunca entegre edilmesi esasına dayanmaktadır. Akışın ϕ gibi bir taşınım özeliğinin (örneğin sıcaklık) konveksiyon ve difüzyon taşınım denklemi kartezyen tansör notasyonunda;

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_j \phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S \quad (6.1.)$$

şeklinde ifade edilebilir (Johnson, 1998). Burada; u_j üç ayrı yöndeki hız bileşenlerini, ϕ akışın herhangi bir taşınım özelliğini, Γ difüzyon katsayısını ve S kaynak terimini göstermektedir. Denklem (6.1.)’deki ilk terim ϕ ’nin zamanla

değişimini, ikinci terim ϕ 'nin hız alanındaki yersel taşınımını (konveksiyonunu), sağ taraftaki ilk terim ise difüzyonu temsil etmektedir. $\phi=1$ olması durumunda denklem (6.1.) süreklilik denklemine dönüşecektir. Denklem (6.1.) üç boyutlu olarak açık bir biçimde ele alınırsa aşağıdaki gibi yazılır:

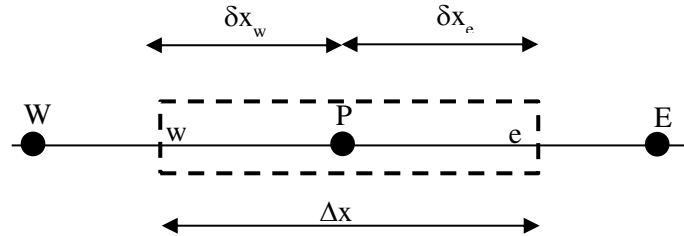
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w\phi) = \\ \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) + S \end{aligned} \quad (6.2.)$$

Basit olması açısından, kaynak terim olmadığı ($S=0$) kabul edilir ve problem bir boyutlu zamandan bağımsız olarak incelenirse denklem (6.2.) aşağıdaki denklemlere indirgenir:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}\right) \quad (6.3.)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) = 0 \quad (6.4.)$$

Şekil 6.1'de gösterilen kontrol hacmi için yukarıdaki denklemlerin integrali alınırsa aşağıda verilen denklem (6.5.) ve (6.6.) elde edilir.



Şekil 6.1. Tek boyutlu kontrol hacmi

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \quad (6.5.)$$

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w = 0 \quad (6.6.)$$

Yukarıdaki denklemler ayrıklaştırılmadan önce birim alan için kütle debisi $F = \rho u$ ve difüzyon katsayısı $D = \Gamma / \Delta x$ olarak tanımlanmış ve her bir hücre yüzü için bu değişkenler denklem (6.7.)’de ayrı ayrı yazılmıştır.

$$F_w = (\rho u)_w, \quad F_e = (\rho u)_e, \quad D_w = \Gamma_w / \delta x_w, \quad D_e = \Gamma_e / \delta x_e \quad (6.7.)$$

Denklem (6.5.)’te verilen ayrıklaştırılmış konveksiyon–difüzyon denklemi ve denklem (6.6.)’da verilen süreklilik denklemi düzenlenmiş genel formda sırasıyla,

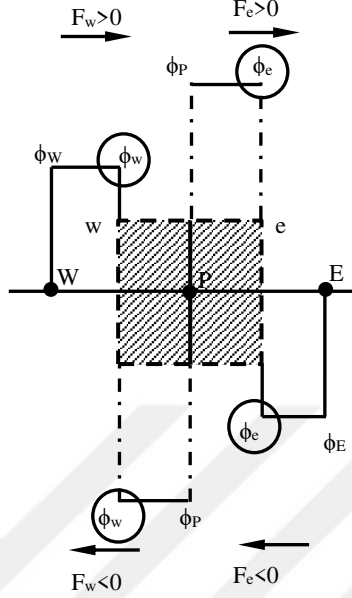
$$F_e \phi_e - F_w \phi_w = D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (6.8.)$$

$$F_e - F_w = 0 \quad (6.9.)$$

şeklinde yazılır. Denklem (6.8.)’i çözebilmek için ϕ ’nin Şekil 6.1’deki e ve w yüzeylerindeki değerlerini bulmak gerekmektedir. ϕ ’nin ara yüzlerdeki değerinin hesaplanmasında farklı yaklaşımlar kullanılmaktadır. Bu amaçla bu çalışmada, Birinci Mertebe Upwind, İkinci Mertebe Upwind ve QUICK yaklaşımları ele alınmıştır.

6.1.1. Birinci Mertebe Upwind Yaklaşımı (First Order Upwind-FOU)

Upwind yaklaşımında herhangi bir ara yüzdeki değer, akım gelişi (upwind) tarafındaki noktanınine eşit olarak alınır (Şekil 6.2.).



Şekil 6.2. Birinci Mertebe Upwind yaklaşımı (sabit extrapolasyon)

Şekil 6.2' de verilen bir boyutlu bir kontrol hacmi üzerinde, akım soldan sağa doğru ise $u_w > 0$, $u_e > 0$ ($F_w > 0$, $F_e > 0$), buna göre

$$\phi_w = \phi_W \text{ ve } \phi_e = \phi_P \quad (6.10.)$$

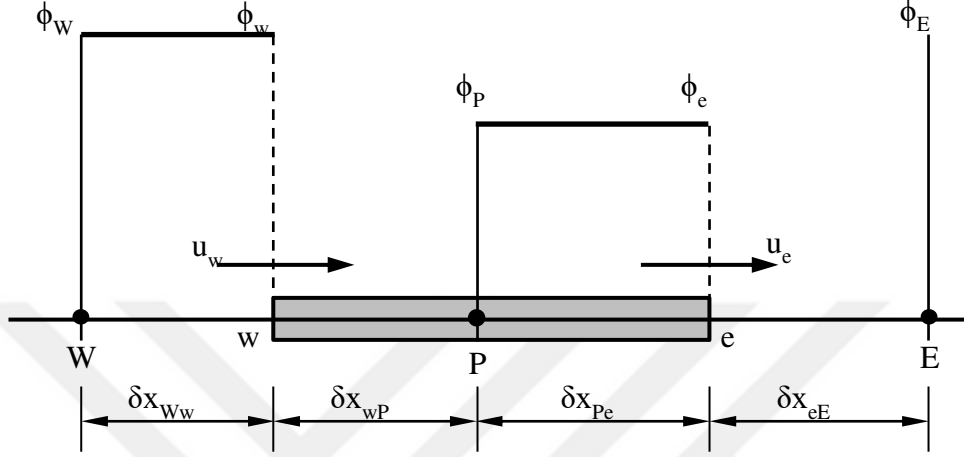
olur. Bu ifade denklem (6.8.) ile ayrıştırıldığında,

$$F_e \phi_P - F_w \phi_W = D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (6.11.)$$

şeklini alır ve genel formda denklem (6.12.) ve (6.13.) gibi ifade edilir.

$$(D_w + D_e + F_e) \phi_P = (D_w + F_w) \phi_W + D_e \phi_E \quad (6.12.)$$

$$[(D_w + F_w) + D_e + (F_e - F_w)]\phi_P = (D_w + F_w)\phi_W + D_e\phi_E \quad (6.13.)$$



Şekil 6.3. Akım doğrultusunda bir boyutlu kontrol hacmi

Eğer akış ters yönde (Şekil 6. 4) ise $u_w < 0$, $u_e < 0$ ($F_w < 0$, $F_e < 0$)

$$\phi_w = \phi_P \text{ ve } \phi_e = \phi_E \quad (6.14.)$$

eşitlikleri ile ayrılaştırılmış denklem aşağıdaki gibi düzenlenir.

$$F_e\phi_E - F_w\phi_P = D_e(\phi_E - \phi_P) - D_w(\phi_P - \phi_w) \quad (6.15.)$$

$$[D_w + (D_e - F_e) + (F_e - F_w)]\phi_P = D_w\phi_w + (D_e - F_e)\phi_E \quad (6.16.)$$

Akımın yönü dikkate alınarak denklem (6.13.) ve (6.16.) genel formda yazılırsa denklem (6.17.) ifadesi elde edilir.

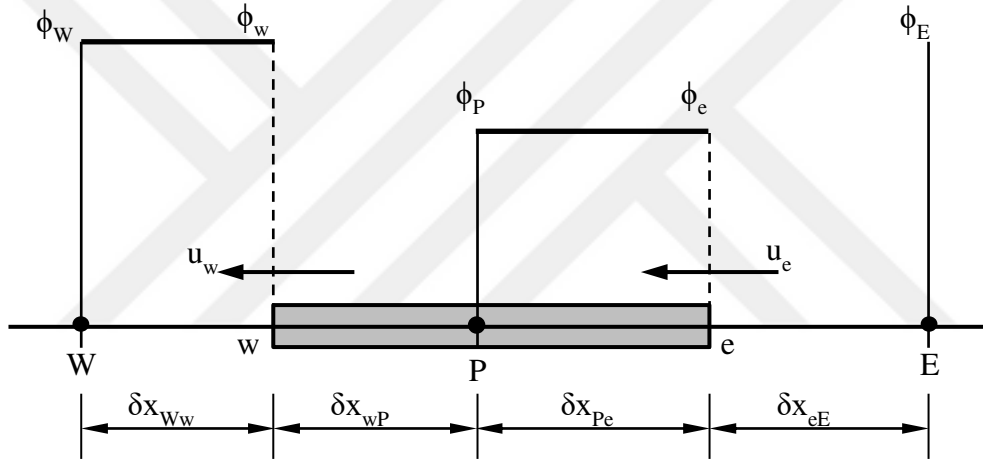
$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E \quad (6.17.)$$

Bu denklemdeki katsayılar denklem (6.18.), (6.19.) ve (6.20.)’de verilmiştir.

$$a_p = a_w + a_e + (F_e - F_w) \quad (6.18.)$$

$$a_w = D_w + F_w, \quad a_e = D_e \quad (F_w > 0, F_e > 0) \quad (6.19.)$$

$$a_w = D_w, \quad a_e = D_e - F_e \quad (F_w < 0, F_e < 0) \quad (6.20.)$$



Şekil 6.4. Akımın tersi yönünde bir boyutlu kontrol hacmi

Akımın yönüne bağlı olarak değişen katsayılar,

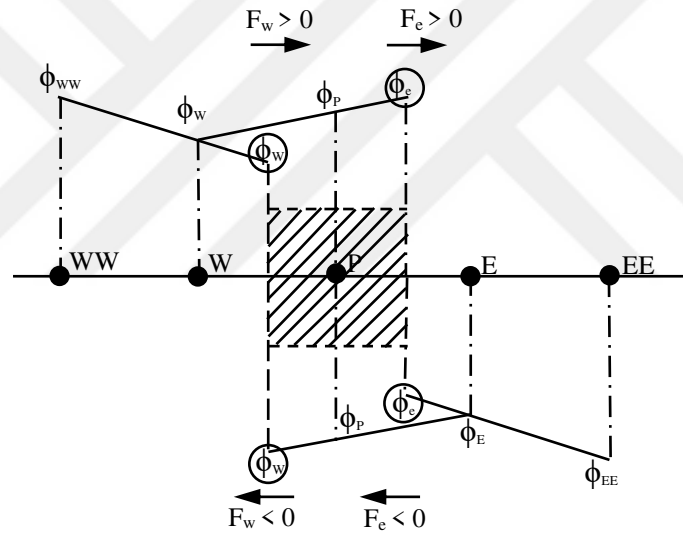
$$a_w = D_w + \max(F_w, 0) \quad (6.21.)$$

$$a_e = D_e + \max(0, -F_e) \quad (6.22.)$$

şeklinde ifade edilir (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

6.1.2. İkinci Mertebe Upwind Yaklaşımı (Second Order Upwind-SOU)

Bu yaklaşımda, kontrol hacminde herhangi bir ara yüzdeki parametrenin değeri belirlenirken, akışın yönüne bağlı olarak akım gelişi (upwind) tarafındaki iki noktadan yararlanılır. Şekil 6.5'te görüldüğü gibi bu yaklaşımda ara yüz değerleri doğrusal ekstrapolasyon ile bulunur. Birinci mertebe upwind ile karşılaştırıldığında bu yaklaşımın daha yüksek mertebeden olduğu ve komşu noktalar arasındaki çözüm profilinde bazı değişikliklere izin verdiği görülür. İkinci mertebe upwind yaklaşımında ara yüz değeri akımın yönüne bağlı olarak aşağıdaki şekilde hesaplanır:



Şekil 6.5. İkinci Mertebe Upwind yaklaşımı (Doğrusal ekstrapolasyon)

Eğer akımın yönü sağdan sola doğru ise ($F_e > 0$)

$$\phi_e = 1.5\phi_P - 0.5\phi_W \quad (6.23.)$$

Eğer akımın yönü soldan sağa doğru ise ($F_e < 0$)

$$\phi_e = 1.5\phi_E - 0.5\phi_{EE} \quad (6.24.)$$

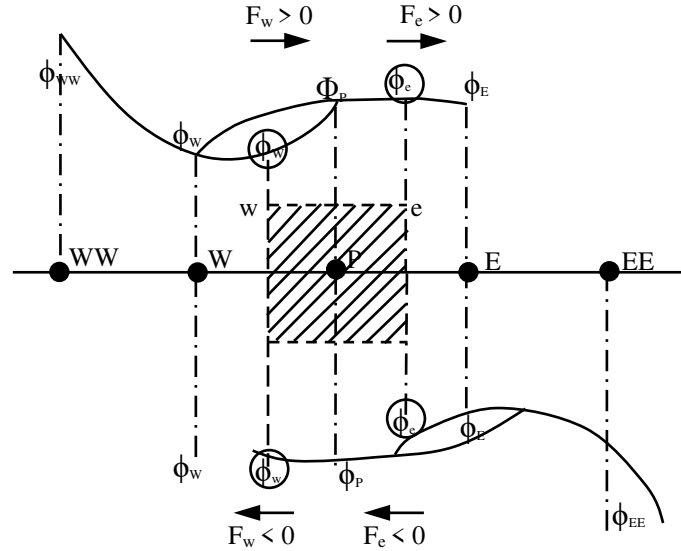
Bu durumda, sonlu hacimler yöntemi genel formunda $F_e\phi_e$ terimi;

$$F_e\phi_e = (1.5\phi_P - 0.5\phi_W)\max(F_e, 0) - (1.5\phi_E - 0.5\phi_{EE})\max(-F_e, 0) \quad (6.25.)$$

Benzer ifadeler diğer ara yüzler için de yazılır ve ayrıklaştırılmış denklem elde edilir. (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

6.1.3. QUICK Yaklaşımı

QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) yaklaşımında (Leonard, 1979), kontrol hacminin herhangi bir ara yüzündeki değer bulunurken akım gelişi (upwind) tarafında iki, akım gidişi (downwind) tarafında ise bir komşu nokta kullanılır. Akış yönüne bağlı olarak ara yüz değerleri Şekil 6.6'da görüldüğü gibi, akımın iki geliş ve bir gidiş noktasından geçen ikinci dereceden bir polinom uydurularak bulunur.



Şekil 6.6. QUICK yaklaşımı

ϕ_e değeri $u>0$ ($F_e>0$) ise denklem (6.26.), $u<0$ ($F_e<0$) durumunda ise denklem (6.27.) bağıntısı ile hesaplanır.

$$\phi_e = \frac{3}{8}\phi_E + \frac{6}{8}\phi_P - \frac{3}{8}\phi_W \quad (6.26.)$$

$$\phi_e = \frac{3}{8}\phi_P + \frac{6}{8}\phi_E - \frac{3}{8}\phi_{EE} \quad (6.27.)$$

Genel formda denklem aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$F_e\phi_e = \left[\frac{3}{8}\phi_E + \frac{6}{8}\phi_P - \frac{3}{8}\phi_W \right] \max(F_e, 0) - \left[\frac{3}{8}\phi_P + \frac{6}{8}\phi_E - \frac{3}{8}\phi_{EE} \right] \max(-F_e, 0) \quad (6.28.)$$

Benzer ifadeler ϕ_w için de yazılarak denklem (6.8.)'de yerine konularak ayrıklaştırılmış denklem elde edilir.

6.2. Zamana Bağlı Problemlerde Konveksiyon-Difüzyon Denkleminin Ayrıklaştırılması

Denklem (6.1.)'deki zamana bağlı terim, uzaysal terimler gibi FOU, SOU vb. yaklaşımlardan birisi ile ayrıklaştırılabilir. Denklemde uzaysal terimlerin hangi zaman adımında yazıldığına bağlı olarak çözüm yöntemi değişmektedir. Eğer bu terimler bilinen zaman adımında yazılıyorsa “Açık (Explicit)”, bilinmeyen zaman adımında yazılıyorsa “Kapalı (Implicit)” yöntem olarak adlandırılır. “Açık” yöntemde bir önceki zaman adımından değerler bilindiğinden, tek bilinmeyen yeni zaman adımındaki değişken olmakta, bu nedenle değeri aranan değişken kolayca hesaplanabilmektedir. Kapalı yöntemde ise uzaysal terimler de yeni zaman adımında yazıldığından denklemde birçok bilinmeyen olmaktadır. Bu şekilde elde edilen denklem takımının çözülmesi gerekmektedir.

6.2.1. “Açık” Yöntem

Kaynak terimin olmadığı, bir boyutlu zamana bağlı konveksiyon-difüzyon denklemi aşağıdaki gibidir:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -u \frac{\partial \phi}{\partial x} + \Gamma \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (6.29.)$$

Bu denklemin sağ tarafındaki uzaysal terimler, Şekil 6.1’de gösterilen kontrol hacmi üzerinde, merkezi farklar kullanılarak ayrıştırılırsa denklem (6.29.) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\phi_P^{n+1} - \phi_P^n}{\Delta t} = -u \frac{\phi_E^n - \phi_W^n}{2\Delta x} + \Gamma \frac{\phi_E^n - 2\phi_P^n + \phi_W^n}{\Delta x^2} \quad (6.30.)$$

(6.30.) denklemini aşağıdaki gibi düzenlenebilir:

$$\phi_P^{n+1} = \phi_P^n - \frac{u\Delta t}{2\Delta x} (\phi_E^n - \phi_W^n) + \frac{\Gamma\Delta t}{\Delta x^2} (\phi_E^n - 2\phi_P^n + \phi_W^n) \quad (6.31.)$$

$$\phi_P^{n+1} = (1 - 2Fo)\phi_P^n + \left(Fo - \frac{CFL}{2}\right)\phi_E^n + \left(Fo + \frac{CFL}{2}\right)\phi_W^n \quad (6.32.)$$

Denklem (6.32.)’de bulunan CFL ve Fo değerleri

$$CFL = \frac{|u|\Delta t}{\Delta x}, \quad Fo = \frac{\Gamma\Delta t}{\Delta x^2} \quad (6.33.)$$

şeklinde tanımlanır. Burada CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) zaman adımının (Δt), karakteristik konveksiyon zamanına ($\Delta x/u$) oranı olup Courant sayısı olarak da adlandırılır. HAD’da önemli bir parametre olan bu boyutsuz sayı, bir akışkan

parçacığının bir Δt zaman adımında bir ağ noktasından daha uzağa taşınmaması gerektiğini söylemektedir. Fo ise Δt zaman adımının karakteristik difüzyon hızına ($\Delta x^2/\Gamma$) oranı olarak tanımlanır ve Fourier sayısı olarak adlandırılır. Açık yöntem ile çözülen RANS denklemlerinin kararlı olabilmesi Δt zaman adımının denklem (6.34.) şartını sağlaması gerekmektedir (Ferziger ve Perić, 2002).

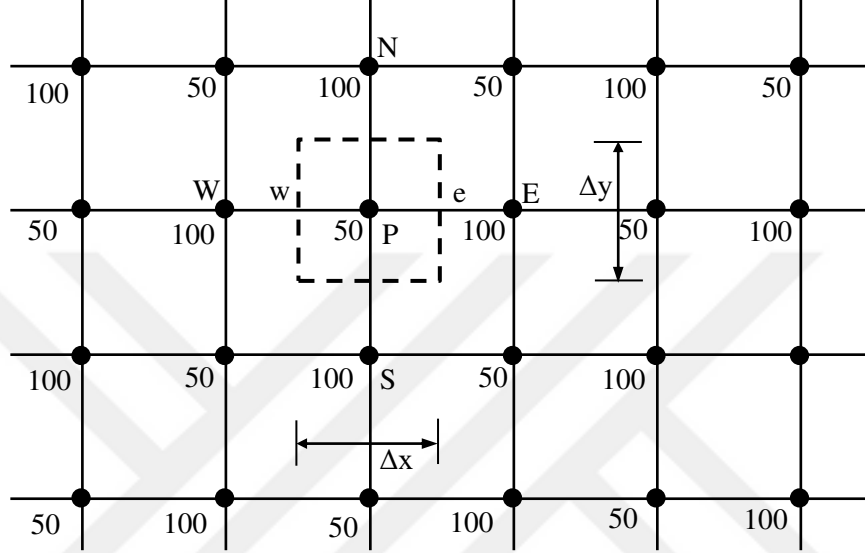
$$\Delta t < \frac{1}{2 \frac{\Gamma \Delta t}{\Delta x^2} + \frac{u}{\Delta x}} \quad (6.34.)$$

6.3. Basınç Düzeltme Algoritmaları

Momentum ve süreklilik denklemlerinin çözümünde iki temel problemle karşılaşılır. Bunlardan birincisi momentum denklemlerindeki konvektif terimler lineer değildir, diğeri ise hız bileşenleri iki doğrultudaki momentum denkleminde ve süreklilik denkleminde gözükmürken, basınç sadece momentum denkleminde vardır ve basınç için ayrıca bir denklem yoktur. Bundan dolayı, momentum denklemlerinin çözümündeki en büyük sorun basınç terimleridir. Genellikle çözümün bir parçası olarak basınçların da hesaplanması gerekir. Eğer akım sıkışabilir ise süreklilik denklemini yoğunluk için ve temel denklemlerin yanında enerji denklemini de sıcaklık için transport denklemini yazılabilir. Bu durumda basınç, sıcaklık ve yoğunluk ilişkisinden bulunabilir. Ancak su yapılarının analizinde akışkan sıkışmayan olduğundan yoğunluk sabit kalmakta ve basınçla herhangi bir ilişkisi olmamaktadır. Bu durum ise denklemlerin çözümünü zorlaştırmaktadır.

Momentum denklemlerinin çözümünde, oluşturulan hesaplama ağında öncelikle hızların nerede bulunacağına karar verilmesi gerekir. Hızların basınç, sıcaklık gibi diğer değişkenlerle aynı noktada bulunması mantıklı gözükmese de, bu durumda üniform olmayan basıncın, ayrıklaştırılmış momentum

denkleminde üniformmuş gibi gözükmeye sebep olabilir. Bu sorun aşağıda verilen iki boyutlu basit bir örnek üzerinde açık bir şekilde gösterilmiştir.



Şekil 6.7. Basınç alanı

Şekil 6.7'de gösterilen ağda, basınç değerlerinin herhangi bir şekilde elde edildiği kabul edilsin. Buna göre u için momentum denkleminde basınç terimi lineer interpolasyon ile ayrıştırıldığında,

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_e - p_w}{\Delta x} = \frac{\frac{(P_E + P_p)}{2} - \frac{(P_p + P_W)}{2}}{\Delta x} = \frac{P_E - P_W}{2\Delta x} \quad (6.35.)$$

ve benzer şekilde v momentum denklemi için

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{P_N - P_S}{2\Delta y} \quad (6.36.)$$

ifadeleri elde edilir. P noktasındaki basınç, yukarıdaki her iki denklemde de gözükmez. Bu durumda, basınç gradyanlarının sıfır olduğu görülür. Sonuç olarak fiziksel bir anlamı olmamasına rağmen ayrıklaştırılmış momentum denkleminde basınç terimleri üniform olarak gözükabilir. Basınçlar arasındaki bağlantı sorunu süreklilik denkleminin ayrıklaştırılmasında da görülür. Zamandan bağımsız bir boyutlu, sıkışmayan akımın süreklilik denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\frac{du}{dx} = 0 \quad (6.37.)$$

Bu ifadenin Şekil 6.1’de gösterilen kontrol hacmi üzerinde integrasyonundan

$$\frac{u_p + u_E}{2} - \frac{u_W + u_P}{2} = u_E - u_W = 0 \quad (6.38.)$$

ifadeleri elde edilir. Görüldüğü gibi süreklilik denkleminde yer alan hızlar kontrol hacminin ara yüzlerinde değil, düğüm noktalarındaki hızlardır. Bu durumda süreklilik denklemi sağlanmasına rağmen, fiziksel olarak mümkün olmayan sonuçlar elde edilebilir (Versteeg ve Malalasekera, 2007). Bu sorunun önüne geçmek için aşağıda kaydırılmış değişkenli ağ sistemi adı verilen bir ağ sistemi geliştirilmiştir.

6.3.1. Kaydırılmış Değişkenli Ağ Sistemi (Staggered Grid)

Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği’nde yaygın olan bu yöntem, ilk defa (Harlow ve Welch, 1965) tarafından kullanılmıştır. Şekil 6.8’de iki boyutlu kaydırılmış değişkenli bir ağ sisteminde değişkenlerin yerleştirildiği hücreler ayrıntılı bir şekilde gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi basınçlar kontrol hacminin merkezine yerleştirilmiş ve (●) simgesi ile, hızlar ise kontrol hacminin ara yüzlerine yerleştirilmiş ve oklarla gösterilmiştir. Yatay oklar (→) u hızlarını,

Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde, basınçlar u kontrol hücrelerinin ara yüzlerinde bulunmaktadır. Basınç gradyanı aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{P_p - P_w}{\Delta x_u} \quad (6.39.)$$

Burada Δx_u , kontrol hücresinin genişliğini göstermektedir. Benzer şekilde basınç gradyanı v kontrol hücresi için,

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{P_p - P_s}{\Delta y_v} \quad (6.40.)$$

yazılabilir. Burada Δy_v ise v kontrol hücresinin genişliğini göstermektedir.

Denklem (6.39) ve (6.40.) kullanıldığında problemde fiziksel anlamı olmayan sonuçların engellendiği ve sıfır olmayan basınç terimleri elde edilir. Bu ağ yapısının bir diğer avantajı, skaler kontrol hacmi sınırlarında ihtiyaç duyulan kütleli akıların enterpolasyona gerek duyulmadan, doğrudan o noktalarda bulunan hızlardan hesaplanmasını mümkün kılmasıdır.

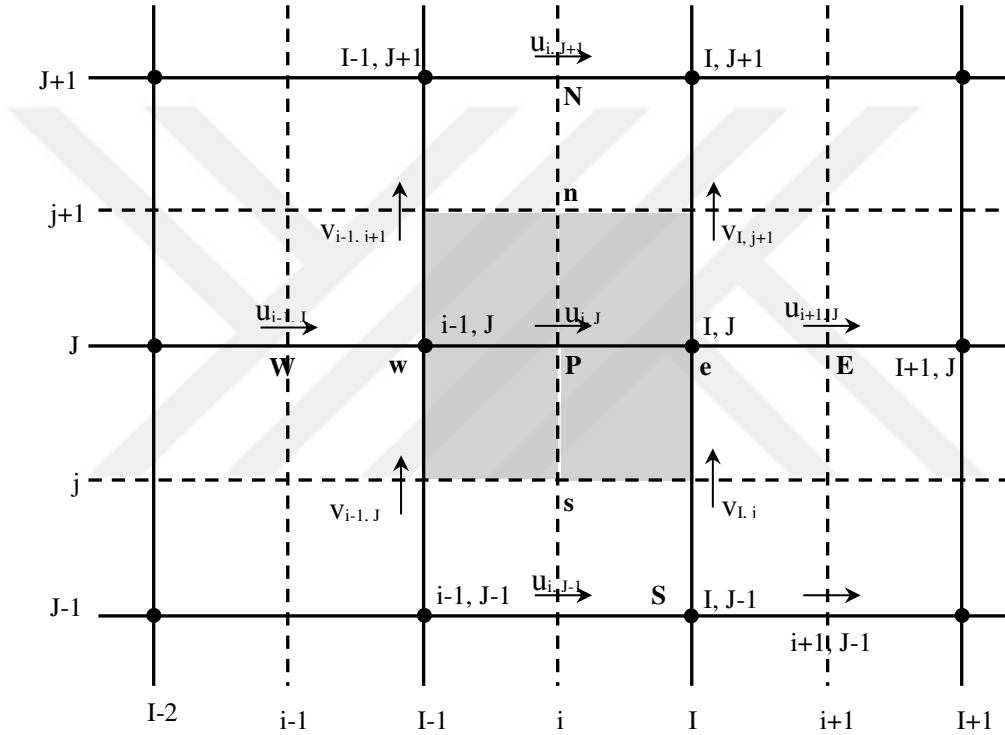
Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde momentum denkleminin ayrıklaştırılması gerekmektedir. Bunun için Şekil 6.8'e göre ayrıklaştırılmış momentum denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$a_{i,j}u_{i,j} = \sum a_{nb}u_{nb} - \frac{P_{i,j} - P_{i-1,j}}{\Delta x_u} \Delta V_u + \bar{S} \Delta V_u \quad (6.41.)$$

veya

$$a_{i,j}u_{i,j} = \sum a_{nb}u_{nb} + (P_{i-1,j} - P_{i,j})A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.42.)$$

(6.41.) denkleminde ΔV_u ; u hücresinin hacmini, $b_{i,j}=S \Delta V_u$; momentum kaynak terimini ve $A_{i,j}$; u kontrol hacminin doğu (e) veya batı (w) hücresinin alanını göstermektedir. $\Sigma a_{nb}u_{nb}$ ifadesi komşu terimleri $[(i-1, J), (i+1, J), (i, J+1), (i, J-1)]$ içermektedir. Bunların konumları Şekil 6.9’da ayrıntılı şekilde gösterilmiştir. $a_{i,j}$ ve a_{nb} terimlerinin katsayıları FOU, SOU vb. bir yaklaşım ile hesaplanabilir.



Şekil 6.9. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde u kontrol hacmi üzerinde hızların gösterimi

Katsayılar u kontrol hacmi yüzeylerinde kütleli debi (F) ve difüzyon (D) ifadelerini içerir. Aşağıda u kontrol hacminin e, w, n ve s yüzeyleri için F ve D değerleri verilmiştir.

$$F_w = (\rho u)_w = \frac{F_{i,j} + F_{i-1,j}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,j} + \rho_{i-1,j}}{2} \right) u_{i,j} + \left(\frac{\rho_{i-1,j} + \rho_{i-2,j}}{2} \right) u_{i-1,j} \right] \quad (6.43.)$$

$$F_e = (\rho u)_e = \frac{F_{i+1,j} + F_{i,j}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i+1,j} + \rho_{i,j}}{2} \right) u_{i+1,j} + \left(\frac{\rho_{i,j} + \rho_{i-1,j}}{2} \right) u_{i,j} \right] \quad (6.44.)$$

$$F_s = (\rho v)_s = \frac{F_{i,j} + F_{i,j-1}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,j} + \rho_{i,j-1}}{2} \right) v_{i,j} + \left(\frac{\rho_{i-1,j} + \rho_{i-1,j-1}}{2} \right) v_{i-1,j} \right] \quad (6.45.)$$

$$F_n = (\rho v)_n = \frac{F_{i,j+1} + F_{i,j}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,j+1} + \rho_{i,j}}{2} \right) v_{i,j+1} + \left(\frac{\rho_{i-1,j+1} + \rho_{i-1,j}}{2} \right) v_{i-1,j+1} \right] \quad (6.46.)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_{i-1,j}}{x_i - x_{i-1}} \quad (6.47.)$$

$$D_e = \frac{\Gamma_{i,j}}{x_{i+1} - x_i} \quad (6.48.)$$

$$D_s = \frac{\Gamma_{i-1,j} + \Gamma_{i,j} + \Gamma_{i-1,j-1} + \Gamma_{i,j-1}}{4(y_j - y_{j-1})} \quad (6.49.)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_{i-1,j+1} + \Gamma_{i,j+1} + \Gamma_{i-1,j} + \Gamma_{i,j}}{4(y_{j+1} - y_j)} \quad (6.50.)$$

Bu eşitliklerde görüldüğü gibi, skaler değişkenler veya hızlar hesaplanırken u kontrol hücresi üzerindeki değerler kullanılır. Hesaplanmak istenen değer, en yakınında değerleri bilinen iki veya dört düğüm noktası kullanılarak hesaplanır.

Yukarıdaki ifadeler hesaplanırken bir önceki iterasyonda elde edilen u ve v hızları, birinci iterasyonda ise başlangıç değerleri kullanılır.

Benzer ifadeler v momentum denklemi için de yazılabilir:

$$a_{I,j}v_{I,j} = \sum a_{nb}v_{nb} + (P_{I,J-1} - P_{I,J})A_{I,j} + b_{I,j} \quad (6.51.)$$

Denklem (6.51)'deki $\sum a_{nb}v_{nb}$ ifadesi komşu terimleri içermekte olup Şekil 6.10'da ayrıntılı bir şekilde gösterilmiştir. $a_{I,j}$ ve a_{nb} katsayıları kütle debisini (F) ve difüzyon (D) katsayısını içerir. Bu değerler, u momentum denklemine benzer bir şekilde elde edilir.

$$F_w = (\rho u)_w = \frac{F_{I,J} + F_{I,J-1}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{I,J} + \rho_{I,J-1}}{2} \right) u_{IJ} + \left(\frac{\rho_{I-1,J} + \rho_{I,J-1}}{2} \right) u_{I,J-1} \right] \quad (6.52.)$$

$$F_e = (\rho u)_e = \frac{F_{I+1,J} + F_{I+1,J-1}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{I+1,J} + \rho_{I,J}}{2} \right) u_{I+1J} + \left(\frac{\rho_{I,J-1} + \rho_{I+1,J-1}}{2} \right) u_{I+1,J-1} \right] \quad (6.53.)$$

$$F_s = (\rho v)_s = \frac{F_{I,j-1} + F_{I,J}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{I,j-1} + \rho_{I,J-2}}{2} \right) v_{I,J-1} + \left(\frac{\rho_{I,J} + \rho_{I,J-1}}{2} \right) v_{I,J} \right] \quad (6.54.)$$

$$F_{ns} = (\rho v)_n = \frac{F_{I,j-1} + F_{IJ}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{I,J} + \rho_{I,J-1}}{2} \right) v_{IJ} + \left(\frac{\rho_{I,J+1} + \rho_{I,J}}{2} \right) v_{I,J+1} \right] \quad (6.55.)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_{I-1,J-1} + \Gamma_{I,J-1} + \Gamma_{I-1,J} + \Gamma_{I,J}}{4(x_I - x_{I-1})} \quad (6.56.)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_{I,J}}{y_{j+1} - y_j} \quad (6.59.)$$

Her iterasyonda F değerleri bir önceki iterasyonda hesaplanan u ve v hızları kullanılarak hesaplanır. Verilen bir basınç alanı için denklem (6.42.) ve (6.51.)’deki ayrıklaştırılan momentum denklemleri, her bir u ve v kontrol hacmi için yazılabilir. Bu şekilde her bir kontrol hacmi için hızlar çözülür. Elde edilen hızlar süreklilik denklemini sağlıyorsa, basınç değerleri doğrudur. Eğer basınçlar bilinmiyorsa, basınç değerlerini hesaplamak için ayrıca bir yönteme ihtiyaç duyulur (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

6.3.2. SIMPLE Algoritması

Patankar ve Spalding tarafından 1972 yılında geliştirilmiş olan SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) algoritmasında çözüme tahmini bir basınç değeri, p^* ile başlanır. Ayrıklaştırılmış momentum denklemi öncelikle tahmini değerler ile çözülür.

$$a_{i,j}u_{i,j}^* = \sum a_{nb}u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^* - p_{I,j}^*)A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.60.)$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^* = \sum a_{nb}v_{nb}^* + (p_{I,j-1}^* - p_{I,j}^*)A_{I,j} + b_{I,j} \quad (6.61.)$$

Yukarıdaki denklemlerde üst indis (*) işareti (p^* , u^* , v^*) ilk tahmin değerlerini göstermektedir. Gerçek basınç değeri, p ile tahmini basınç değeri, p^* arasındaki fark p' ile gösterilmektedir.

$$p = p^* + p' \quad (6.62.)$$

Benzer şekilde gerçek hız değerleri u ve v ile tahmini hız değerleri u^* ve v^* arasındaki fark sırasıyla u' ve v' ile gösterilebilir.

$$u = u^* + u' \quad (6.63.)$$

$$v = v^* + v' \quad (6.64.)$$

Denklem (6.42.)'den denklem (6.60.) ve denklem (6.51.)'den denklem (6.61.) çıkartılırsa sırasıyla aşağıdaki momentum denklemleri elde edilir:

$$a_{i,j}(u_{i,j} - u_{i,j}^*) = \sum a_{nb}(u_{nb} - u_{nb}^*) + [(p_{I-1,j} - p_{I-1,j}^*) - (p_{I,j} - p_{I,j}^*)]A_{i,j} \quad (6.65.)$$

$$a_{I,j}(v_{I,j} - v_{I,j}^*) = \sum a_{nb}(u_{nb} - v_{nb}^*) + [(p_{I,j-1} - p_{I,j-1}^*) - (p_{I,j} - p_{I,j}^*)]A_{I,j} \quad (6.66.)$$

denklem (6.62)- (6.64.) ifadeleri kullanılarak denklem (6.65.) ve denklem (6.66.) tekrar düzenlendiğinde aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$a_{i,j}u'_{i,j} = \sum a_{nb}u'_{nb} + (p'_{I-1,j} - p'_{I,j})A_{i,j} \quad (6.67.)$$

$$a_{I,j}v'_{I,j} = \sum a_{nb}v'_{nb} + (p'_{I,j-1} - p'_{I,j})A_{I,j} \quad (6.68.)$$

Bu denklemlerdeki bazı terimlerin ihmal edilmesi veya küçük değişiklikler yapılması sonucu farklı algoritmalar ortaya çıkar. SIMPLE yönteminde denklem (6.67.)'de $\sum a_{nb}u'_{nb}$, denklem (6.68.)'de ise $\sum a_{nb}v'_{nb}$ terimleri ihmal edilir. Bu kabul yapılarak denklemler tekrar düzenlendiğinde denklem (6.69.) ve (6.70.) elde edilir.

$$u'_{i,j} = d_{i,j} (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \quad (6.69.)$$

$$v'_{i,j} = d_{i,j} (p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \quad (6.70.)$$

$d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j}}$ ve $d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j}}$ değerleri denklem (6.69.), denklem (6.70.) ve denklem

(6.63.) ve denklem (6.64.)'de yerine yazıldığında aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$u_{i,j} = u_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \quad (6.71.)$$

$$v_{i,j} = v_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \quad (6.72.)$$

Benzer ifadeler $u_{i+1,j}$ ve $v_{i,j+1}$ için de yazılabilir.

$$u_{i+1,j} = u_{i+1,j}^* + d_{i+1,j} (p'_{i,j} - p'_{i+1,j}) \quad (6.73.)$$

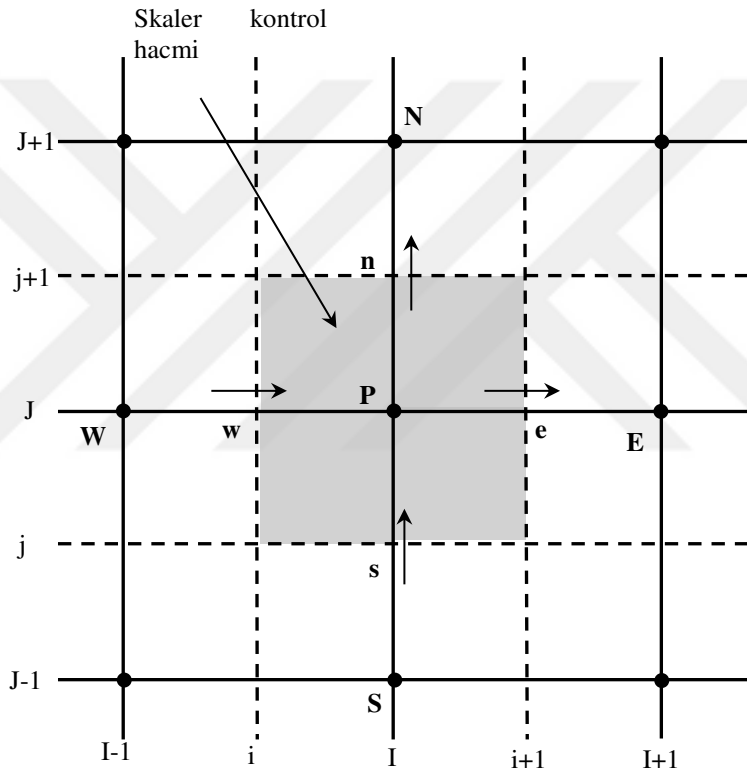
$$v_{i,j+1} = v_{i,j+1}^* + d_{i,j+1} (p'_{i,j} - p'_{i,j+1}) \quad (6.74.)$$

Yukarıdaki denklemlerde $d_{i+1,j} = \frac{A_{i+1,j}}{a_{i+1,j}}$ ve $d_{i,j+1} = \frac{A_{i,j+1}}{a_{i,j+1}}$ 'dır.

Momentum denkleminin yanı sıra, akım hızlarının süreklilik denklemini de sağlaması gerekmektedir. Şekil 6.11'de görülen skaler hücre için süreklilik denklemi ayrıklaştırılırsa denklem (6.75.) elde edilir:

$$[(\rho u A)_{i+1,j} - (\rho u A)_{i,j}] + [(\rho v A)_{i,j+1} - (\rho v A)_{i,j}] = 0 \quad (6.75.)$$

$$\begin{aligned}
& \left[\rho_{i+1,J} A_{i+1,J} (u_{i+1,J}^* + d_{i+1,J} (p_{I,J}^* - p'_{I+1,J})) \right] \\
& - \left[\rho_{i,J} A_{i,J} (u_{i,J}^* + d_{i,J} (p'_{I-1,J} - p'_{I,J})) \right] \\
& + \left[\rho_{I,j+1} A_{I,j+1} (v_{I,j+1}^* + d_{I,j+1} (p'_{I,J} - p'_{I,J+1})) \right] \\
& - \left[\rho_{I,j} A_{I,j} (v_{I,j}^* + d_{I,j} (p'_{I,J-1} - p'_{I,J})) \right] = 0
\end{aligned} \tag{6.76.}$$



Şekil 6.11. Süreklilik denkleminin ayrıştırıldığı skaler kontrol hacmi

Denklem (6.76.) düzenlenerek aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$a_{I,J} p'_{I,J} = a_{I+1,J} p'_{I+1,J} + a_{I-1,J} p'_{I-1,J} + a_{I,J+1} p'_{I,J+1} + a_{I,J-1} p'_{I,J-1} + b'_{I,J} \tag{6.77.}$$

$$a_{I,J} = a_{I+1,J} + a_{I-1,J} + a_{I,J+1} + a_{I,J-1} \quad (6.78.)$$

$$a_{I+1,J} = (\rho dA)_{i+1,J} \quad (6.79.)$$

$$a_{I-1,J} = (\rho dA)_{i,J} \quad (6.80.)$$

$$a_{I,J+1} = (\rho dA)_{I,j+1} \quad (6.81.)$$

$$a_{I,J-1} = (\rho dA)_{I,j} \quad (6.82.)$$

$$b'_{I,J} = (\rho u^* A)_{i,j} - (\rho u^* A)_{i+1,j} + (\rho v^* A)_{I,j} - (\rho v^* A)_{I,j+1} \quad (6.83.)$$

Denklem (6.77.)-(6.83.)'de verilen ayrıklaştırılmış süreklilik denklemi, basınç düzeltme denklemi olarak kullanılır. Denklemdaki kaynak terim b' , tahmini hız değerlerinden (u^* , v^*) kaynaklanan süreklilik denklemindeki hata payıdır. İhmal edilen terimler sonuçları etkilememektedir. Çünkü basınç ve hız düzeltmeleri çözüm yakınsadığında sıfır ($p^*=p$, $u^*=u$ ve $v^*=v$) olacaktır.

SIMPLE yönteminde yakınsamayı sağlayabilmek için, iterasyon boyunca hız ve basınç düzeltmelerinde under-relaxation faktörü (α) kullanılması gerekmektedir.

$$p^{yeni} = p^* + \alpha_p p' \quad (6.84.)$$

$$u^{yeni} = \alpha_u u + (1 - \alpha_u) u^{n-1} \quad (6.85.)$$

$$v^{yeni} = \alpha_v v + (1 - \alpha_v) v^{n-1} \quad (6.86.)$$

Yukarıdaki denklemlerde α_u , α_v ve α_p under-relaxation katsayılarıdır ve değerleri 0 ila 1 arasındadır. u^{n-1} ve v^{n-1} ise bir önceki iterasyondan bulunan hız değerleridir. Ayrıklaştırılmış momentum denklemleri under-relaxation katsayısı kullanılarak aşağıdaki şekillerde yazılabilir.

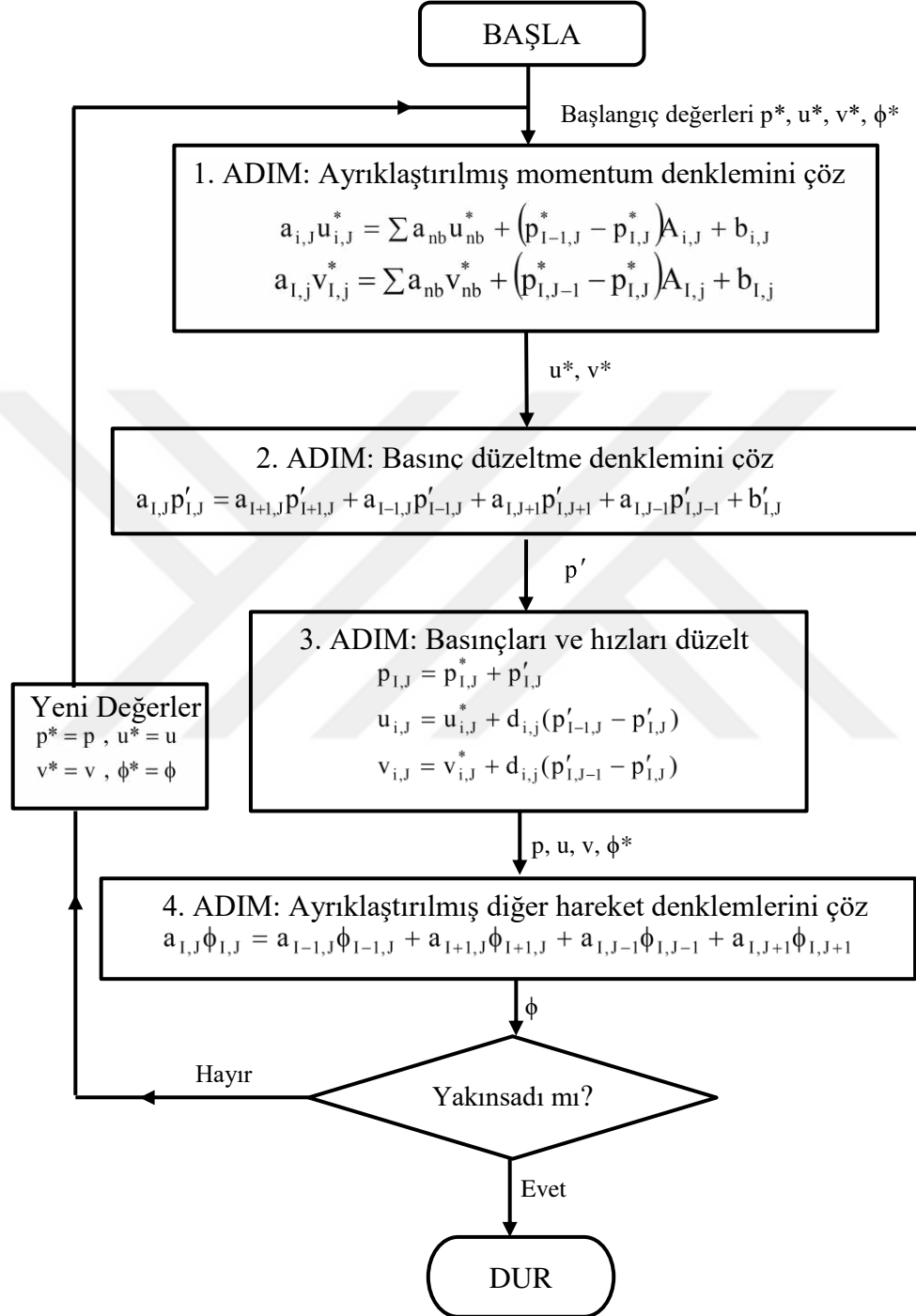
$$\frac{\alpha_{i,j}}{\alpha_u} u_{i,j} = \sum \alpha_{nb} u_{nb} + (P_{I-1,j} - P_{I,j}) A_{i,j} + b_{i,j} + \left[(1 - \alpha_u) \frac{\alpha_{i,j}}{\alpha_u} \right] u_{i,j}^{(n-1)} \quad (6.87.)$$

$$\frac{\alpha_{i,j}}{\alpha_v} v_{i,j} = \sum \alpha_{nb} v_{nb} + (P_{I,j-1} - P_{I,j}) A_{i,j} + b_{i,j} + \left[(1 - \alpha_v) \frac{\alpha_{i,j}}{\alpha_v} \right] v_{i,j}^{(n-1)} \quad (6.88.)$$

SIMPLE algoritmasının akış şeması Şekil 6.12’de gösterilmiştir. Under-relaxation katsayısı (α) akıma bağlı olarak seçilmelidir. Çok büyük seçilmesi halinde salınımlara veya çözümün ıraksamasına, küçük seçilmesi halinde ise yakınsamanın aşırı yavaşlamasına sebep olabilir (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

$$a_{i,j} u_{i,j}^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^* - p_{I,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.89.)$$

$$a_{i,j} v_{i,j}^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + (p_{I,j-1}^* - p_{I,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.90.)$$



Şekil 6.12. SIMPLE algoritmasına ait akış şeması

6.3.3. PISO Algoritması

PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) algoritması aslında zamana bağlı olmayan sıkışmayan akımların iteratif olmayan hesaplamalar için geliştirilen, daha sonra zamana bağlı olan akımların iteratif çözümlerine başarıyla uygulanmış basınç hız alanını hesaplayan bir algoritmadır (Versteeg ve Malalasekera, 2007). PISO algoritması, SIMPLE algoritmasındaki bir tahmini değer ve bir düzeltme adımına ek olarak bir düzeltme adımı daha içerir. PISO algoritmasında momentum denklemleri tahmini u^* ve v^* hızları yardımıyla çözülürken SIMPLE algoritmasında olduğu gibi p^* değerlerinden yararlanılır. Basınç alanı p^* doğru olmadıkça, u^* ve v^* hızları süreklilik denklemlerini sağlamayacaktır. PISO algoritmasında hız düzeltme denklemleri, SIMPLE algoritmasındaki denklem (6.68.) ve denklem (6.69.) ile aynıdır, ayrıca bir düzeltme adımı daha vardır. PISO algoritmasındaki notasyonlar SIMPLE algoritmasına nazaran biraz daha farklıdır.

$$p^{**} = p^* + p' \quad (6.91.)$$

$$u^{**} = u^* + u \quad (6.92.)$$

$$v^{**} = v^* + v' \quad (6.93.)$$

Bu algorithmada u^{**} ve v^{**} hızları, düzeltilmiş hızlar olarak tanımlanır.

$$u_{i,j}^{**} = u_{i,j}^* + d_{i,j}(p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \quad (6.94.)$$

$$v_{i,j}^{**} = v_{i,j}^* + d_{i,j}(p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \quad (6.95.)$$

Denklem (6.94.) ve denklem (6.95.), SIMPLE algoritmasındaki gibi denklem (6.75.)’te yerine konularak basınç düzeltme denklemi elde edilir. PISO algoritmasında bu denkleme ilk basınç düzeltme denklemi denir ve ilk basınç düzeltme alanının (p') çözümünde kullanılır. Basınçlar elde edildikten sonra denklem (6.94.) ve denklem (6.95.) denklemlerinden u^{**} ve v^{**} hızları elde edilir.

PISO algoritmasını SIMPLE algoritmasından ayıran nokta, ikinci bir düzeltme adımının olmasıdır. u^{**} ve v^{**} hızları için ayrıklaştırılmış momentum denklemleri yeni notasyonlar ile aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$a_{i,j}u_{i,j}^{**} = \sum a_{nb}u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^{**} - p_{I,j}^{**})A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.96.)$$

$$a_{i,j}v_{i,j}^{**} = \sum a_{nb}v_{nb}^* + (p_{I,j-1}^{**} - p_{I,j}^{**})A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.97.)$$

İki defa düzeltilmiş hız alanıyla (u^{***} ve v^{***}) momentum denklemleri bir daha çözülür.

$$a_{i,j}u_{i,j}^{***} = \sum a_{nb}u_{nb}^{**} + (p_{I-1,j}^{***} - p_{I,j}^{***})A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.98.)$$

$$a_{i,j}v_{i,j}^{***} = \sum a_{nb}v_{nb}^{**} + (p_{I,j-1}^{***} - p_{I,j}^{***})A_{i,j} + b_{i,j} \quad (6.99.)$$

Denklem (6.96.)’nın denklem (6.98)’den, denklem (6.97.)’nin ise denklem (6.99)’dan çıkarılmasıyla sırasıyla aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$u_{i,j}^{***} = u_{i,j}^{**} + \frac{\sum a_{nb}(u_{nb}^{**} - u_{nb}^*)}{a_{i,j}} + d_{i,j}(p_{I-1,j}'' - p_{I,j}'') \quad (6.100.)$$

$$v_{i,j}^{***} = v_{i,j}^{**} + \frac{\sum a_{nb}(v_{nb}^{**} - v_{nb}^*)}{a_{i,j}} + d_{i,j}(p_{i,j-1}'' - p_{i,j}'') \quad (6.101.)$$

Yukarıdaki denklemlerde p'' ikinci basınç düzeltmesidir. Bu durumda

$$p^{***} = p^{**} + p'' \quad (6.102.)$$

yazılabilir. u^{***} ve v^{***} hızlarının ayrıklaştırılmış süreklilik denklemi olan denklem (6.75.)'te yerine yazılmasıyla ikinci basınç düzeltme denklemi elde edilir. Bu denklem düzenlenerek aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$a_{i,j}p_{i,j}'' = a_{i+1,j}p_{i+1,j}'' + a_{i-1,j}p_{i-1,j}'' + a_{i,j+1}p_{i,j+1}'' + a_{i,j-1}p_{i,j-1}'' + b_{i,j}'' \quad (6.103.)$$

Bu denklemdeki katsayılar SIMPLE algoritmasındaki ile aynı olup, tek fark kaynak terimi $b_{i,j}''$ 'nin hesaplanmasındadır.

$$b_{i,j}'' = \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i,j} \sum a_{nb}(u_{nb}^{**} - u_{nb}^*) - \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i+1,j} \sum a_{nb}(u_{nb}^{**} - u_{nb}^*) + \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i,j} \sum a_{nb}(v_{nb}^{**} - v_{nb}^*) - \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i,j+1} \sum a_{nb}(v_{nb}^{**} - v_{nb}^*) \quad (6.104.)$$

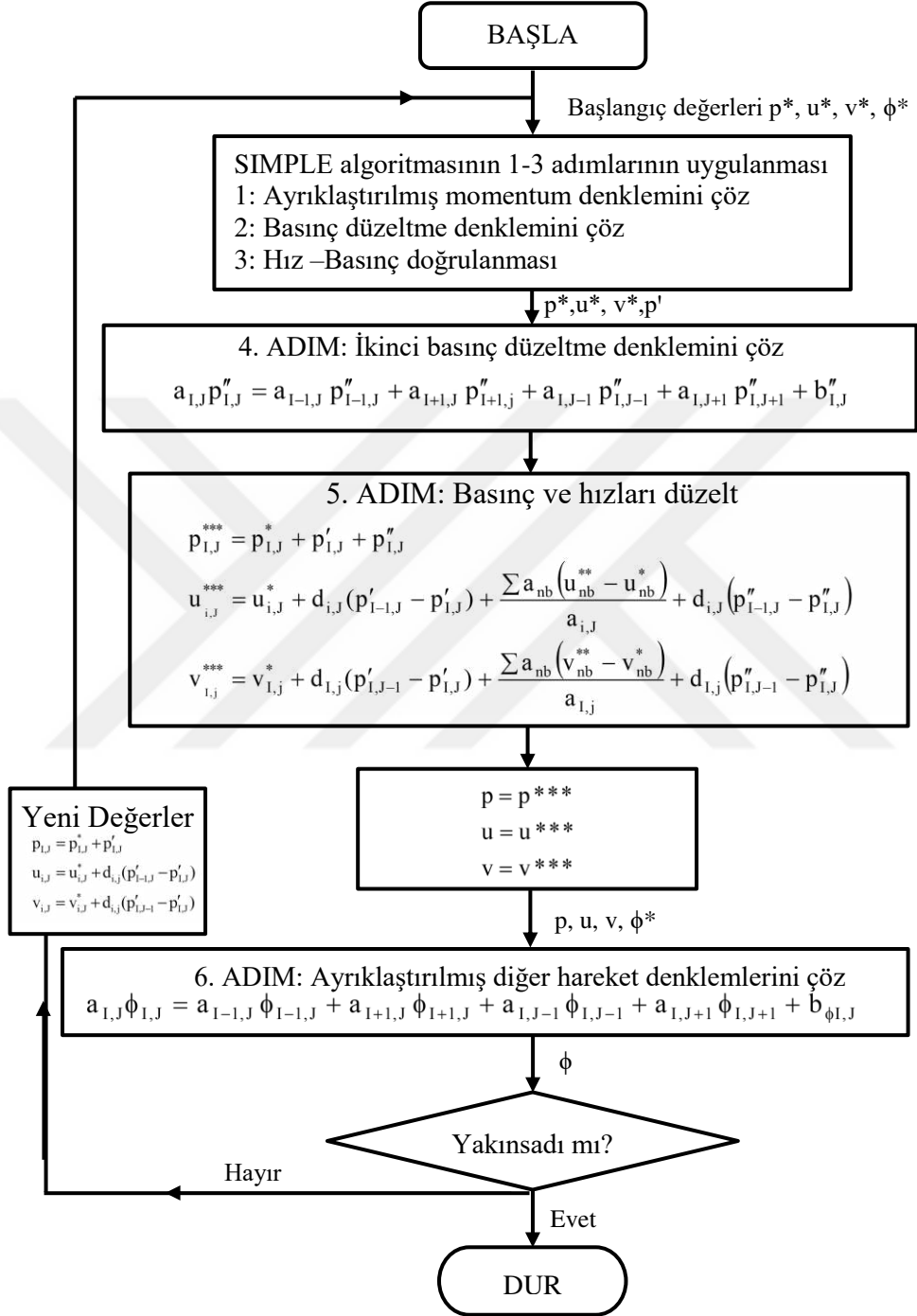
Denklem (6.104.)'de u^{**} ve v^{**} hızlarının süreklilik denklemini sağlamasından dolayı kaynak terim $(\rho u^* A)_{i,j} - (\rho u^* A)_{i+1,j} + (\rho v^* A)_{i,j} - (\rho v^* A)_{i,j+1}$ sıfırdır. İkinci basınç düzeltmesi

$$p^{***} = p^{**} + p'' = p^* + p' + p'' \quad (6.105.)$$

denklemleri ifade edilir ve sonunda ikinci defa düzeltilmiş hızlar denklem (6.100.) ve denklem (6.101.)’den elde edilir.

PISO algoritması basınç düzeltme denklemini iki defa çözer. Bu yüzden ikinci basınç düzeltme denklemindeki kaynak teriminin depolanması için bilgisayarda daha fazla geçici hafızaya ihtiyaç vardır (Versteeg ve Malalasekera, 2007).





Şekil 6.13. PISO algoritmasına ait akış şeması

6.3.4. SIMPLEC Algoritması

SIMPLEC (SIMPLE – Consistent) algoritması Van Doormaal ve Raithby (1984) tarafından geliştirilmiştir. SIMPLE algoritmasından farkı, basınç düzeltme denklemlerinde ihmal edilen terimlerin farklı olmasıdır. SIMPLEC algoritmasında u-yatay hız düzeltme formülü denklem (6.106.) ve (6.107.)’de v-düşey hız düzeltme formülü ise denklem (6.108.) ve (6.109.)’da verilmiştir.

$$u'_{i,j} = d_{i,j}(p'_{I-1,j} - p'_{I,j}) \quad (6.106.)$$

$$d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j} - \sum a_{nb}} \quad (6.107.)$$

$$v'_{i,j} = d_{i,j}(p'_{I,j-1} - p'_{I,j}) \quad (6.108.)$$

$$d_{I,j} = \frac{A_{I,j}}{a_{I,j} - \sum a_{nb}} \quad (6.109.)$$

SIMPLEC algoritmasının SIMPLE algoritmasından tek farkı, denklem (6.107.) ve (6.109.)’da verilmiş d terimlerinin farklı şekilde hesaplanmasıdır (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

6.4. Cidar Bölgesinin Modellenmesi

SKE, RNG, RKE ve RSM türbülans kapatma modellerinde, katı sınırdaki sıfır-hız koşulu ile birlikte hareket ve süreklilik denklemlerinin duvara kadar integrasyonu, tatminkâr olmayan sonuçlar vermektedir. Bu sorunun üstesinden gelebilmek için, (Chen ve Patel, 1988) tarafından verilen iki tabakalı bölge modeli yaklaşımı kullanılmaktadır. Tüm çözüm bölgesini kapsayan iki tabaka, türbülanslı dış bölge ve viskozitenin etkisindeki duvar-yakını bölgesidir. Bu modelde,

viskoziteden etkilenen duvar-yakını bölgesi, μ_t ve ε 'un özel biçimde formüle edilmesiyle, yüksek çözünürlükteki ağ yapısıyla katı sınıra kadar modellenebilmektedir. Duvar-yakını bölgesinde, bir başka ifade ile duvar mesafesi y 'ye kadar Reynolds sayısı $Re_y (= \rho y \sqrt{k} / \mu) \leq Re_y^* (= 200)$ için türbülans viskozitesi aşağıdaki gibi ifade edilmiştir:

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu \ell_\mu \sqrt{k} \quad (6.110.)$$

(6.110.) denklemindeki ℓ_μ uzunluk ölçeği aşağıdaki gibidir:

$$\ell_\mu = y C_\ell^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (6.111.)$$

Burada $A_\mu = 70$ ve $C_\ell^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$.

İki-tabakalı modeldeki türbülans viskozitesinin formülasyonunda, yüksek türbülanslı (yüksek Re sayısı) dış bölgedeki μ_t tanımından, viskoziteden etkilenen duvar-yakını bölgesinde (düşük Re sayısı) geçerli $\mu_{t,enh}$ tanımına yumuşak bir geçişin sağlanması için (Jongen, 1992) tarafından aşağıdaki bağıntı önerilmiştir:

$$\mu_{t,enh} = \lambda_\varepsilon \mu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,2layer} \quad (6.112.)$$

Burada λ_ε geçiş fonksiyonu olup türbülanslı bölge için 1, viskoz alt tabaka için 0 değerine eşit olmaktadır. Ara bölgede ise aşağıdaki gibi hesap edilmektedir:

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (6.113.)$$

Burada $A = |\Delta Re_y| / \arctan(0.98)$ ifadesi ile verilmiştir. ΔRe_y , Re_y^* değerinin %5 ila %20 si arasında değişen değerler almaktadır. Viskoziteden etkilenen bölgede ε alanı aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\ell_\varepsilon} \quad (6.114.)$$

(5.114.) denklemindeki ℓ_ε uzunluk ölçeği aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$\ell_\varepsilon = yC_\ell^* (1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon}) \quad (6.115.)$$

burada $A_\varepsilon = 2C_\ell^*$ şeklindedir.

6.5. Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI)

Bu çalışmadaki sayısal hesaplamalarda tasarlanan hesaplama ağının etkisini incelemek ve çözümü ağdan bağımsız hale getirmek için ASME (American Society of Mechanical Engineering) tarafından önerilen (Çelik ve ark., 2008) Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI) yöntemi kullanılmıştır. GCI, model çözümlerinin sayısal ayrıklaşmalara duyarlılığını test etmek amacıyla ilk olarak Roache (1994) tarafından önerilmiştir Bu yöntem temelde, farklı çözümlerin karşılaştırılmasını içeren, genelleştirilmiş Richardson Ekstrapolasyon yaklaşımına dayanmaktadır. Bu yöntemde, çözüm ağından hesaplanan sayısal bulguların yakınsamasının tespiti ve sonuçlardaki ağ geometrisine bağlı belirsizliğin tahmini için en az üç farklı yoğunluktaki (kaba, orta ve ince) hesaplama ağına ihtiyaç duyulmaktadır (Roache, 1998). Bu yöntemle göre:

$$d_3 < d_2 < d_1 \quad (6.116.)$$

$$e_{12} = u_1 - u_2, \quad e_{23} = u_2 - u_3, \quad r_{12} = \frac{d_1}{d_2}, \quad r_{23} = \frac{d_2}{d_3} \quad (6.117.)$$

$$p = \frac{1}{\ln(r_{23})} \ln \left(\frac{(r_{23}^p - 1)e_{12}}{(r_{12}^p - 1)e_{23}} \right) \quad (6.118.)$$

$$E_{23} = \frac{u_3 - u_2}{u_3} \quad (6.119.)$$

$$GCI_{23}^{incc} = F_s \frac{|E_{23}|}{r_{23}^p - 1} \quad (6.120.)$$

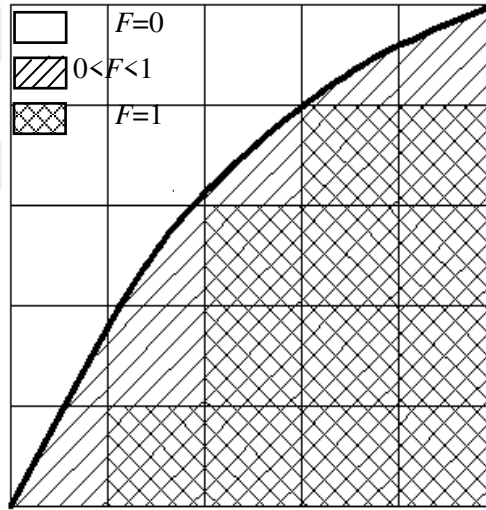
ifadeleri ile verilen değerler belirlenir. Denklem (6.117.)’te bulunan u_1 , d_1 aralığıyla tanımlanan kaba hassasiyetli ağ ile elde edilen hız değeri, u_2 , d_2 aralığıyla tanımlanan orta hassasiyetli ağ ile elde edilen hız değeri u_3 , d_3 aralığıyla tanımlanan hassas ağ ile elde edilen hız değeri, p : doğruluk mertebesi, F_s güvenlik faktörüdür. Roache (1994)’e göre r_{23} , $r_{12} \geq 1.10$ olmalıdır. Üç veya daha fazla ağ yapısı için güvenlik faktörü F_s , 1.25 olarak önerilmektedir (Roache, 1997). Yukarıda ifade edilen GCI_{23}^{incc} değerinin %2’nin altında olması durumunda, ağdan kaynaklı sayısal hesaplama bulgularının kabul edilebilir hata sınırlarında yakınsadığı ve hesaplama hassasiyetinin ağ yoğunluğundan bağımsızlaştığı kanaatine varılır.

6.6. Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluids-VOF)

Birbiri ile karışmayan iki veya daha fazla akışkan fazları ara yüzeylerinin şekli ve oluşumu incelenmek istendiğinde genellikle sabit bir Eulerian çözüm ağına uygulanabilen Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluids-VOF) kullanılmaktadır (Hirt ve Nichols, 1981). Bu yaklaşımda, tüm akışkanlar için

sadece bir denklem seti çözülürken, fazlar arası ara yüzey için ayrı bir denklem çözülür ve tüm sayısal çözüm ağı içerisinde fazların hacimsel doluluk oranları ayrı-ayrı izlenir. Böylece, VOF metodunda tanımlanan her faz için hacimsel doluluk oranı kontrol hacmi içerisinde bir değişken olarak belirir ve her bir kontrol hacmi içerisinde fazların hacimsel doluluk oranları toplamı birdir.

VOF yöntemi ile hesaplama ağında, hücrelerinin boş, tam dolu veya kısmen dolu olduğu durumlar belirlenir. Akışkan ara yüzünün geçtiği bir hücre tamamen akışkan ile dolu ise, doluluk yüzdesi $F=1$, tamamen boş ise $F=0$ ve kısmen dolu ise hücrede kapsadığı hacim yüzdesi ($0 < F < 1$) değerini alır. Şekil 6.14'de yukarıda belirtildiği şekilde, bir hesaplama bölgesinin su-hava arakesitindeki hücrelerin doluluk oranları örnek olarak görülmektedir.



Şekil 6.14. Ağ elemanlarının doluluk oranları

Serbest yüzey, bir eğime sahip ise bir hücredeki yüzeyin yerini ve eğimini belirlemek için kendisini çevreleyen hücreleri dikkate alan bir algoritma kullanılmaktadır. VOF yöntemi ile serbest yüzeyin oluşturulması üç aşamada gerçekleşir. Öncelikle serbest yüzeyin yeri bulunur; daha sonra bu yüzey, su ve hava arasında keskin bir arakesit olarak belirlenir. Son olarak bu arakesite sınır

şartları uygulanır. Arakesit üzerinde sıfır kayma gerilmesi ve sabit basınç sınır koşulları uygulanmaktadır. Hacimsel doluluk oranı F 'nin değişimi, aşağıdaki diferansiyel denklem ile verilmektedir. Bu denklem F 'nin taşınım denklemidir.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (6.121.)$$

Akışkan Hacimleri Yöntemi ile serbest su yüzünün hesaplanmasında “Geo-Reconstruct” yaklaşımı kullanılmıştır (ANSYS, 2012). Bu yaklaşıma göre, öncelikle, kısmen dolu her bir hücrenin, doluluk oranı ve onun türevleri ile ilgili bilgilere dayanılarak, hava-su doğrusal ara yüzünün hücre ağırlık merkezine göre yeri belirlenir. Bir sonraki adımda, hesaplanmış doğrusal ara yüzün yeri ve eleman yüzeylerinde hesaplanmış normal ve teğetsel hız bilgileri kullanılarak her bir eleman yüzeyinden taşınan akışkan miktarları hesaplanır. Son olarak, bir önceki adımda hesaplanan akışkan miktarları göz önüne alınarak, süreklilik denklemi ile her bir hücrenin hacimsel doluluk oranı hesaplanır.



7.BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde, dolusavak şüt kanalı mansabındaki enerji kırıcı havuz içindeki türbülanslı akım ile ilgili deneysel ve sayısal modelleme sonucunda elde edilen akım karakteristikleri farklı akım ve yapı koşulları için sunulmuştur.

7.1. Deneysel Bulgular

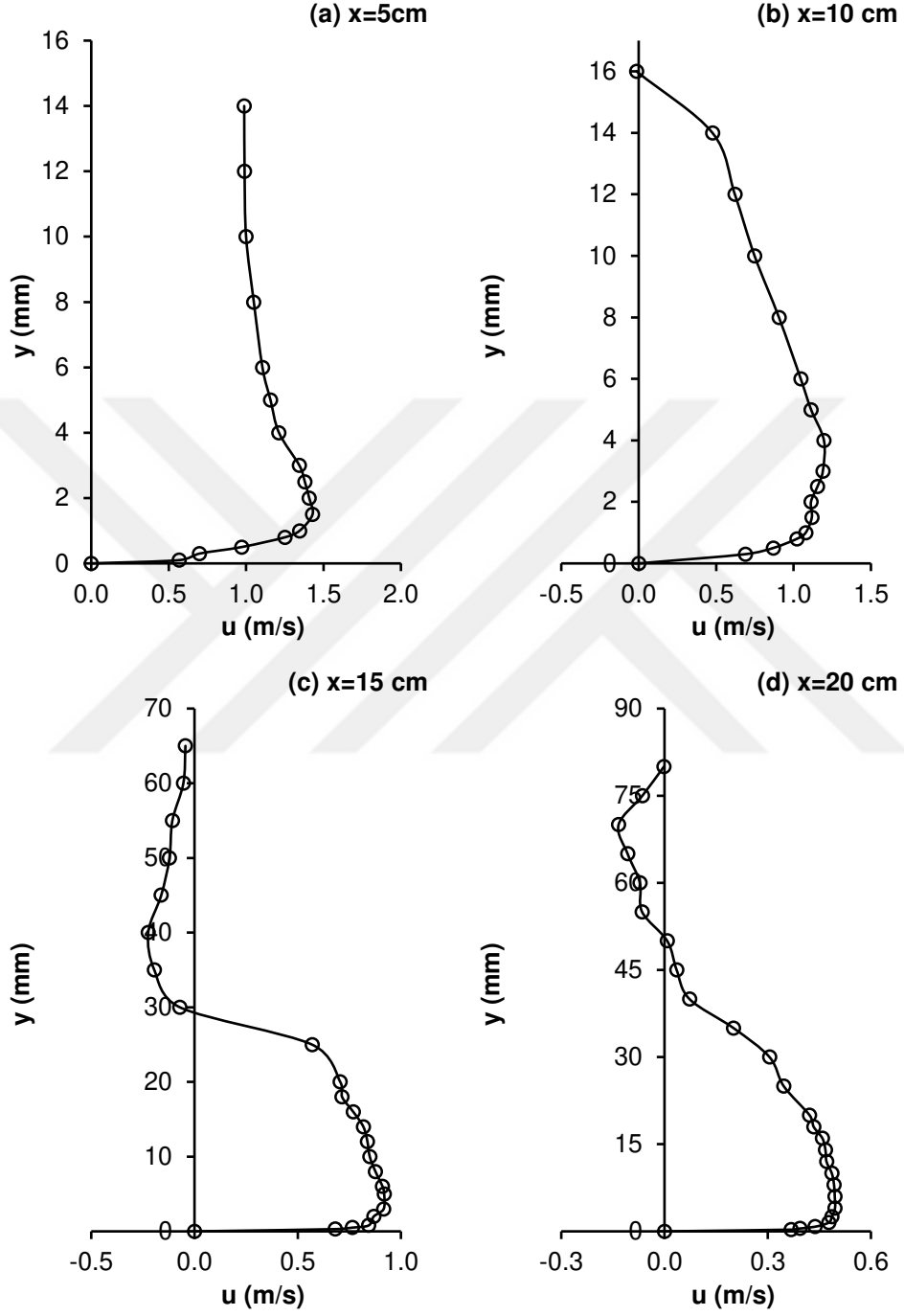
Çukurova Üniversitesi, İnşaat Mühendisliği Bölümü Hidrolik Laboratuvarında gerçekleştirilen deneysel ölçümlerden elde edilen hız ve akım profilleri, hidrolik sıçramanın geometrik özellikleri, türbülans şiddeti ve enerji sönmüleme oranlarının farklı akım ve yapı koşulları için elde edilen değişimleri sunulmuştur. Şüt kanalı sonundaki kesitte ve enerji kırıcı havuz içinde akım hızları LDA sistemiyle ölçülmüştür. Akım içerisine yoğun hava kabarcıklarının karıştığı sıçrama noktalarında, LDA ile hız ölçümü gerçekleştirilememiştir. Akım profilleri ise limnimetre kullanılarak elde edilmiştir. Hidrolik sıçrama bölgesinde su yüzeyinde meydana gelen süreksizlik ve hidrolik sıçramanın dinamik özelliğinden dolayı akım profili sıçramanın olduğu kesitlerde ortalama olarak elde edilmiştir.

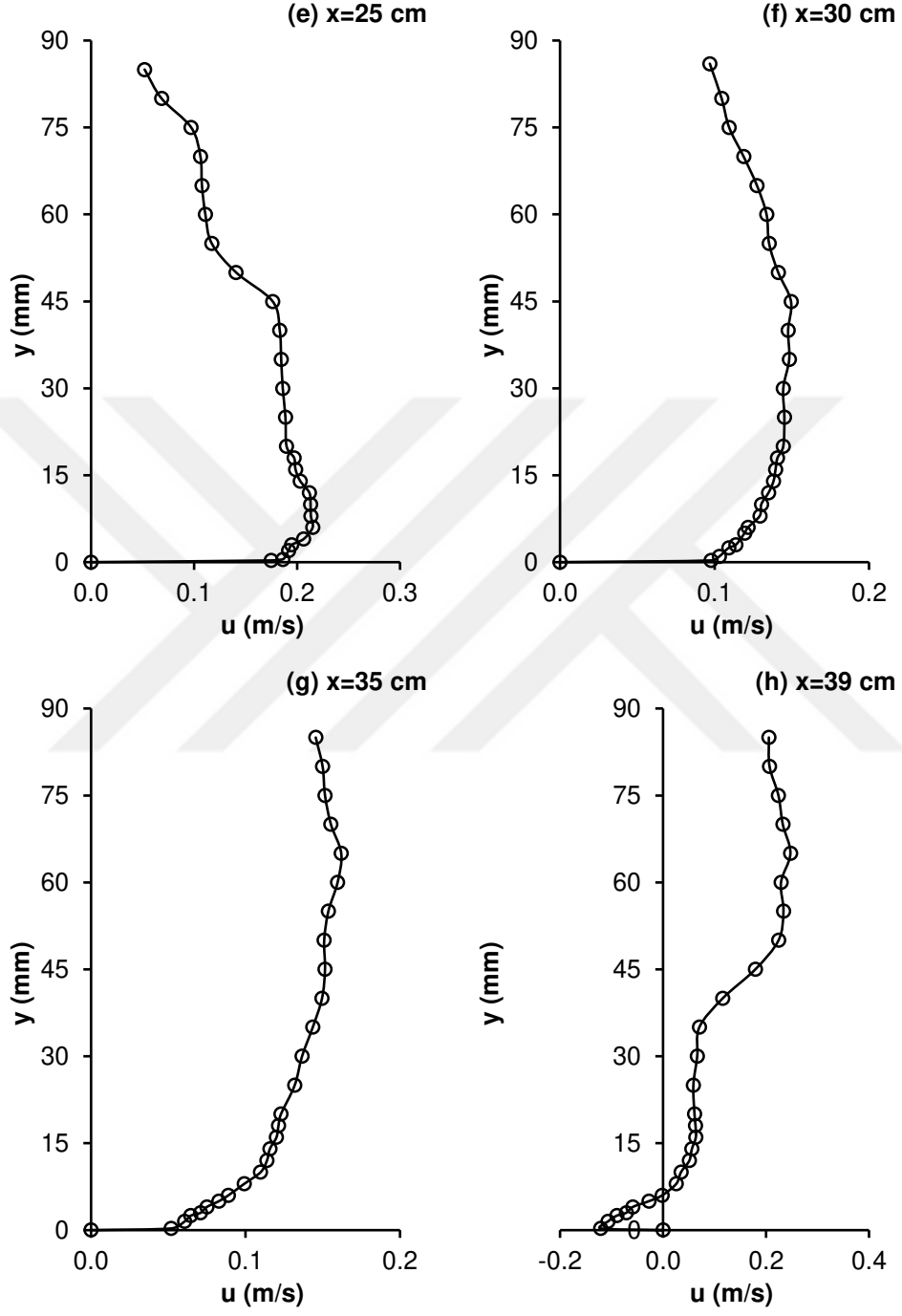
7.1.1. Deneysel Hız Profilleri

Farklı akım koşulları ve eşik yükseklikleri kullanılarak oluşturulan 18 farklı durum için LDA sistemi yardımıyla elde edilen hız profilleri Şekil 7.1-7.18’de sunulmuştur. Deneylerde kullanılan LDA’nın tek boyutlu ölçüm yapmasından dolayı farklı kesitlerde akım doğrultusundaki hız bileşeninin su derinliği boyunca değişimleri verilmiştir.

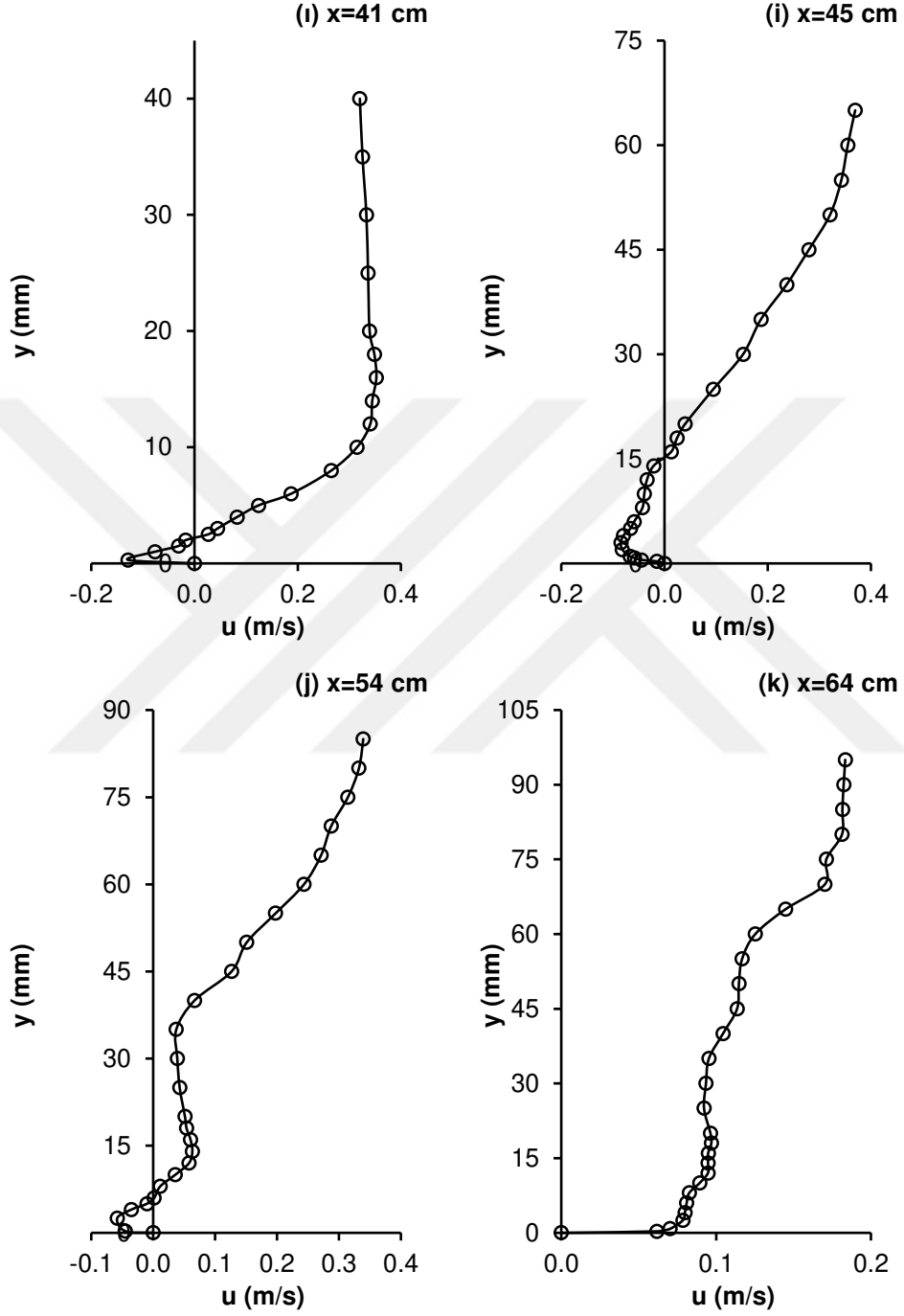
$Fr_1=12$ ve şüt kanalı eğiminin $\alpha=30^\circ$ olduğu koşullarda, üç farklı eşik yüksekliği $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm için elde edilen deneysel hız profilleri sırasıyla Şekil 7.1, 7.2 ve 7.3’de verilmiştir. Eşik yüksekliğinin $h_e=4$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.1’de verilen hız profilleri incelendiğinde, enerji kırıcı havuzun girişi olan $x=5$ cm kesitinde jet akımının olduğu görülmektedir. Bu kesitte su derinliğinin $y=14$

mm'den daha büyük olduğu bölgelerde yoğun hava karışımından dolayı hız ölçümü gerçekleştirilememiştir. Ancak, deneysel gözlemlerden geri dönüş bölgesinin, bu kesitten itibaren başladığı görülmüştür. LDA ile ölçülemeyen yoğun hava karışımının olduğu geri dönüş bölgesinin başladığı bu derinliklerde negatif hızlar söz konusudur. Hava karışımının yoğunluğunun nispeten azaldığı $x=10$ cm kesitinde negatif hız bölgesi şekilden görülmektedir. Şekillerden görüldüğü gibi sıçrama havuzunun mansabına doğru gidildikçe eşik yapısından dolayı artan basınç gradyanı ile birlikte katı sınıra yakın bölgelerdeki hızlar azalmaktadır. $x=25$ cm kesitine gelindiğinde geri dönüş bölgesi sona ermektedir. Aynı zamanda $x=5-25$ cm kesitlerindeki hız profillerinden, geri dönüş bölgesinin kalınlığının mansaba doğru gittikçe azaldığı da görülebilmektedir. Eşiğin hemen membasında ($x=39$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılması oluşmaktadır. Sınır tabakası ayrılması oluşumu eşiğin üstünde ($x=41$ cm), eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=45$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=54$ cm) da söz konusudur. Bu sınır tabakası ayrılmaları, artan basınç gradyanı ve akımın eşik yapısının geometrik şeklini takip edememesinden kaynaklanmaktadır. Eşik yapısının akıma olan etkisinin $x=64$ cm kesitine kadar devam ettiği, bu kesitteki hız profilinden anlaşılmaktadır. Eşik yapısının akım üzerindeki etkisinin $x=74$ cm kesitinde hemen hemen son bulduğu görülmektedir.

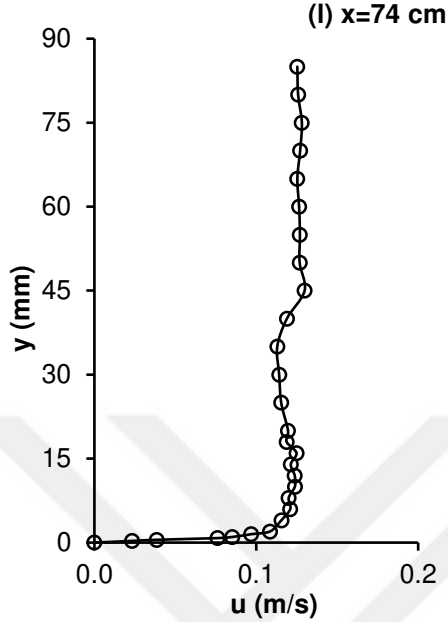
Şekil 7. 1. $Fr_1=12$ ve $h_c=4.0\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri



Şekil 7.1. (Devam)

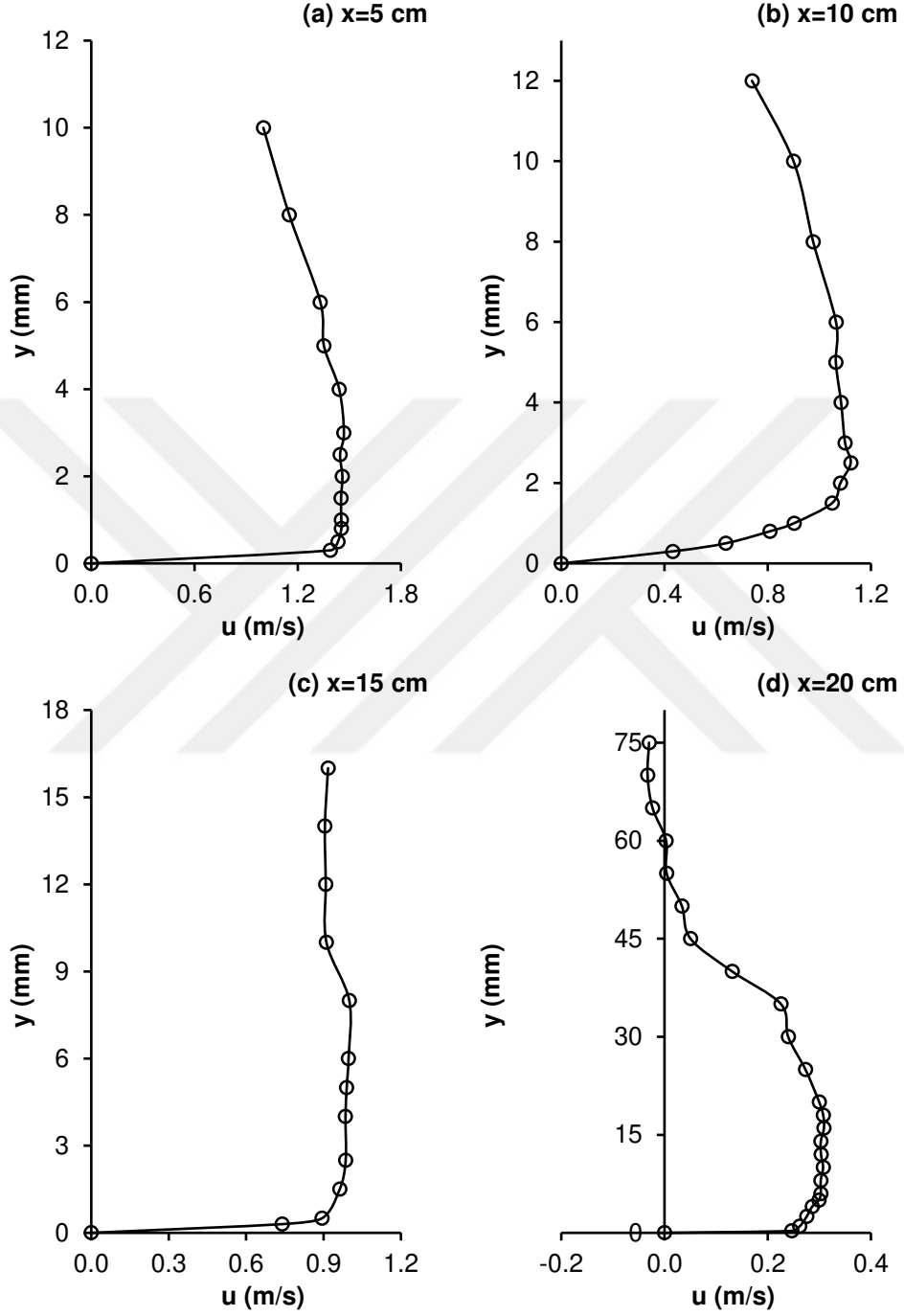


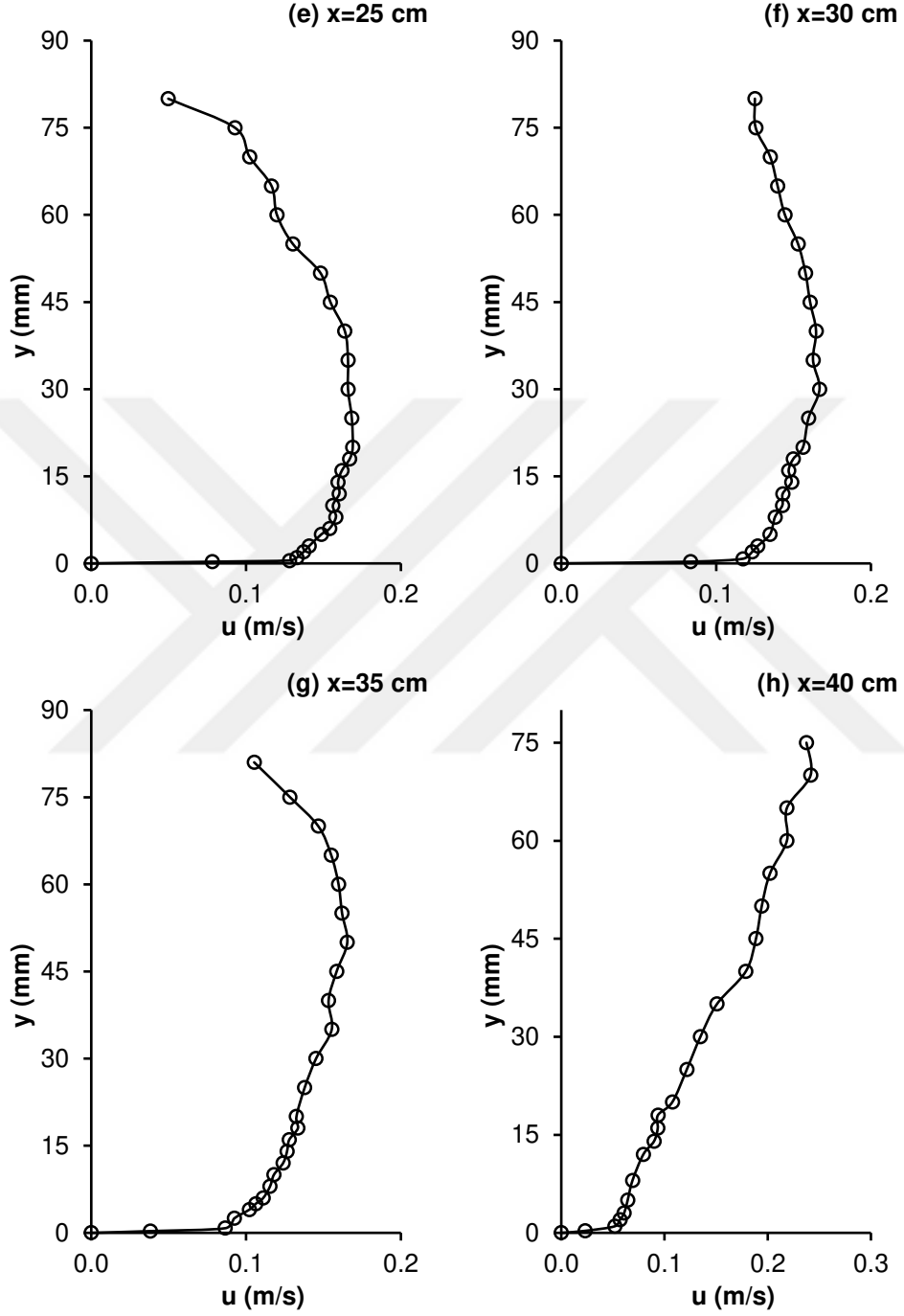
şekil 7.1. (Devam)



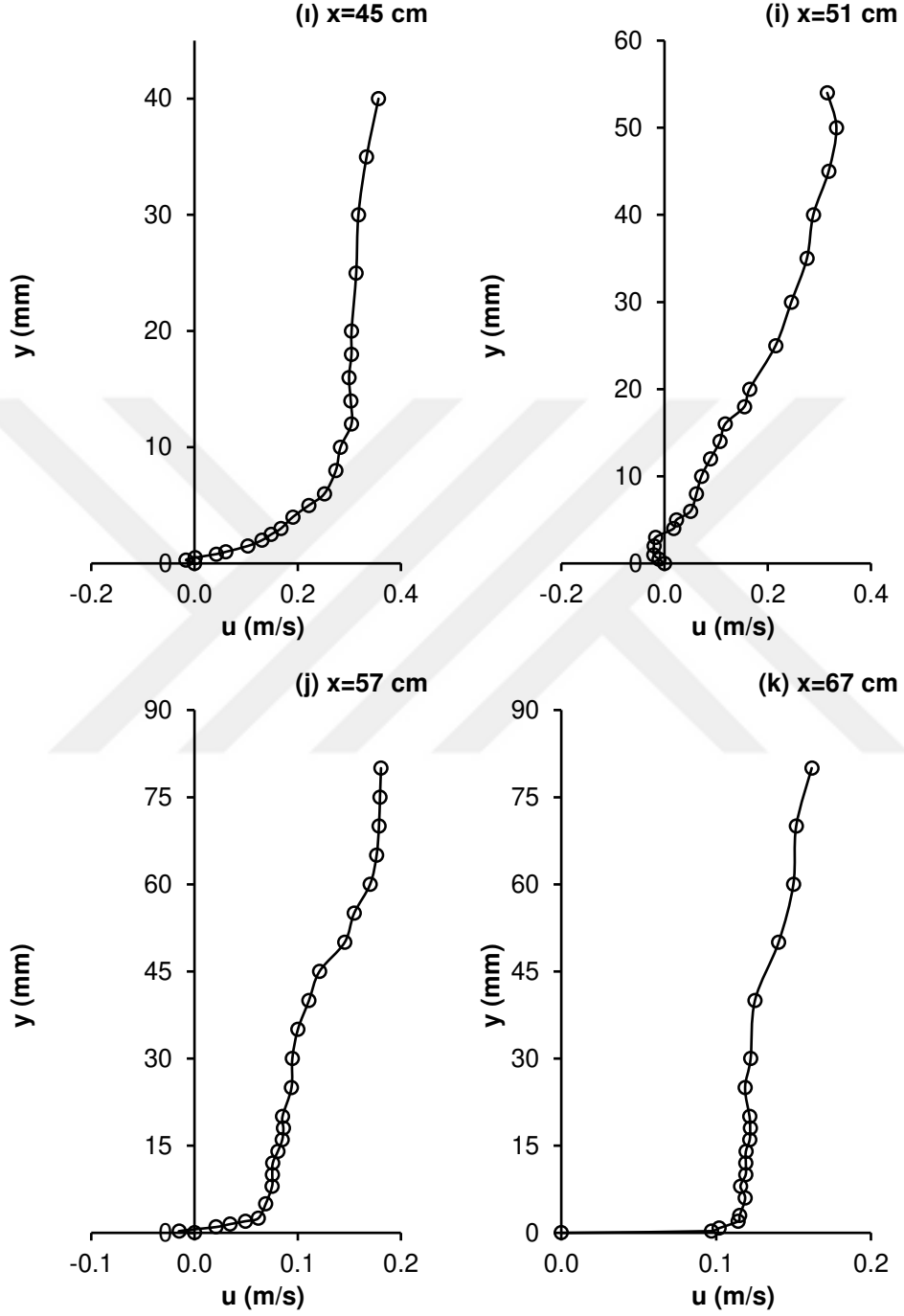
Şekil 7.1. (Devam)

Eşik yüksekliği $h_e=3.5$ cm için Şekil 7.2’de verilen hız profillerinden de görülebileceği gibi, $x=5, 10$ ve 15 cm kesitleri için sırasıyla $y=10, 12$ ve 16 mm’den daha yüksek bölgelerdeki hızlar, yoğun hava karışımından dolayı ölçülememiştir. $x=20$ ve 25 cm kesitleri için tüm derinlik boyunca LDA ile hız ölçümü gerçekleştirilmiştir. Geri dönüş bölgesindeki negatif hızların $x=25$ cm kesitinden hemen önce son bulunduğu hız profillerinden anlaşılmaktadır. Eşik kretinde ($x=45$ cm), eşiğin eğimli yüzeyinde ($x=51$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=57$ cm), artan basınç gradyanı ve akım çizgilerinin eşik yapısının geometrik şeklini takip edememesinden dolayı sınır tabakası ayrılmaları görülmektedir. $h_e=4$ cm eşik yüksekliği için Şekil 7.1’de verilen hız profilleri ile karşılaştırıldığında, $h_e=3.5$ cm için sınır tabakası ayrılma bölgelerinin geometrik boyutlarının ve ayrılma bölgesinde ters akım hızlarının küçüldüğü görülebilir. Ayrıca, eşik yapısının akım üzerindeki etkisi yaklaşık olarak $x=77$ cm kesitinde son bulmaktadır.

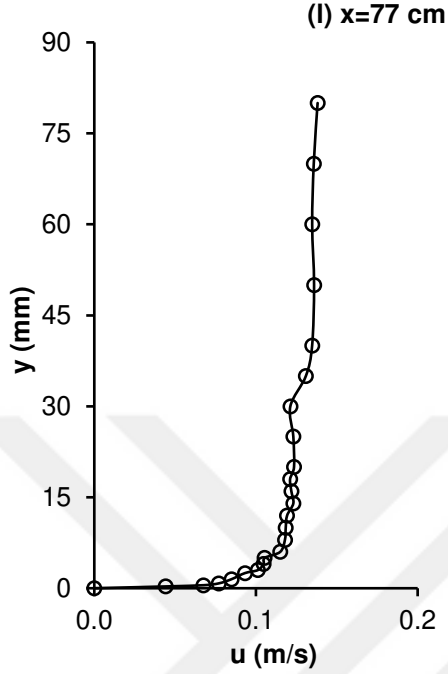
Şekil 7. 2. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7. 2. (Devam)

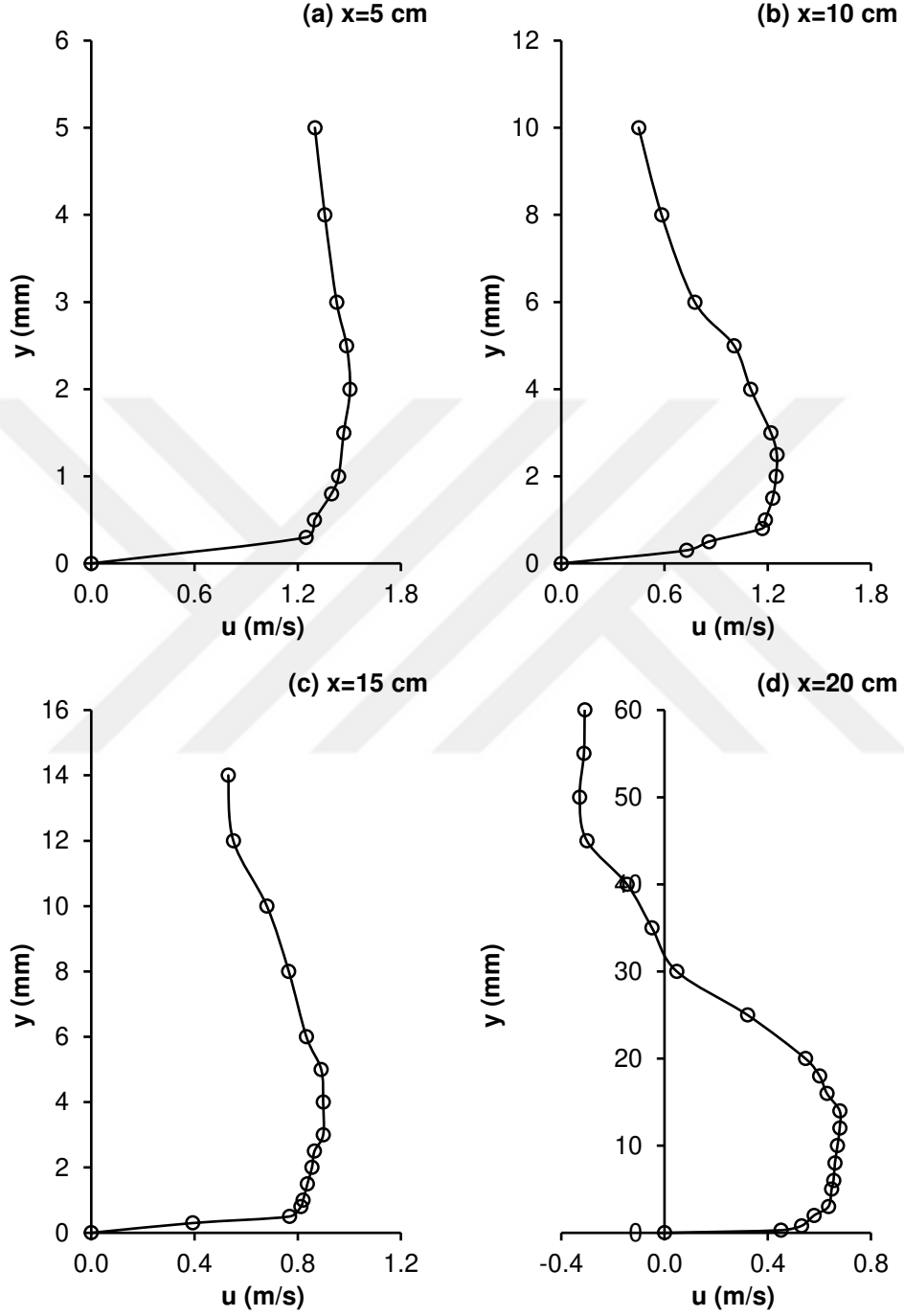


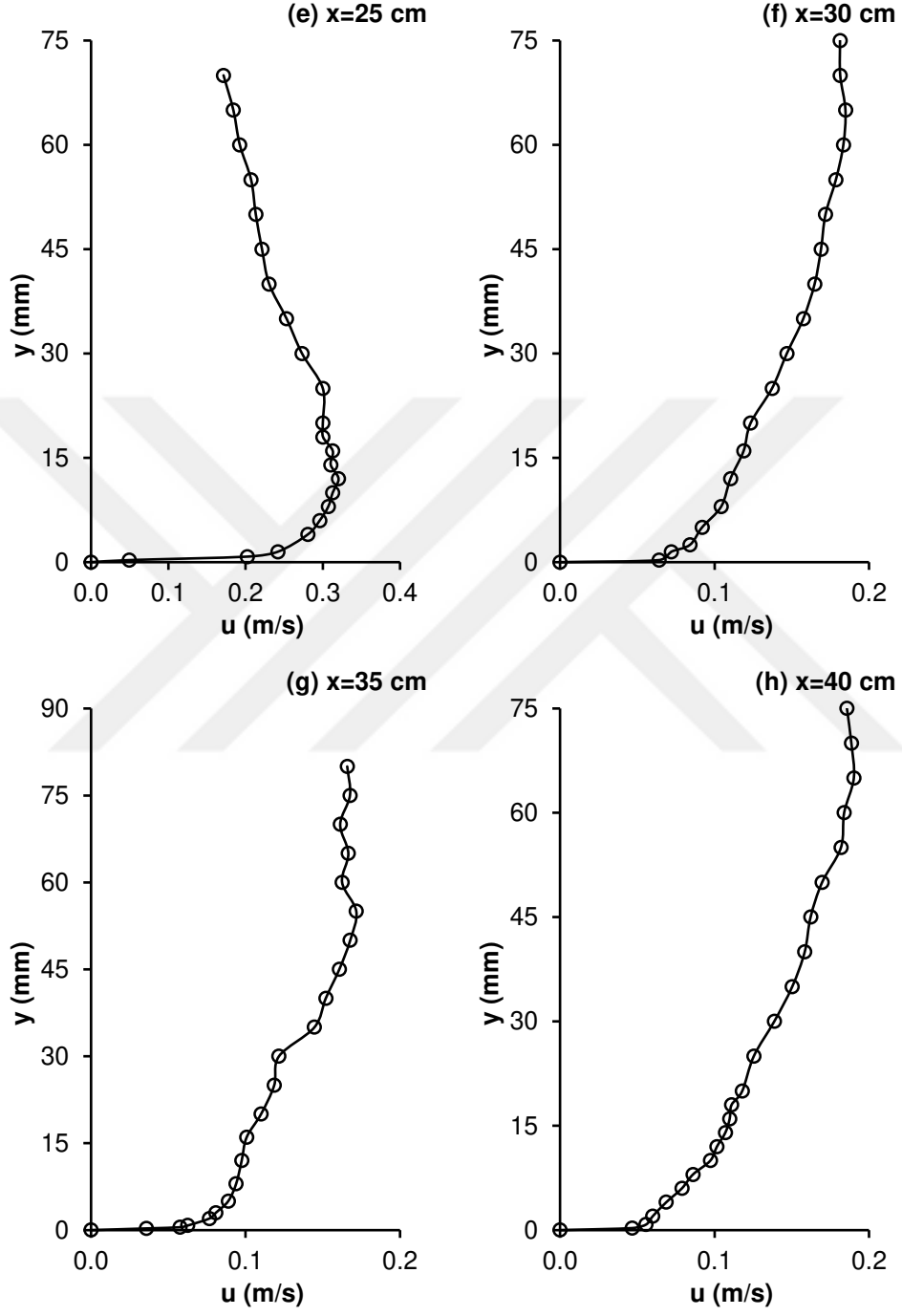
Şekil 7. 2. (Devam)



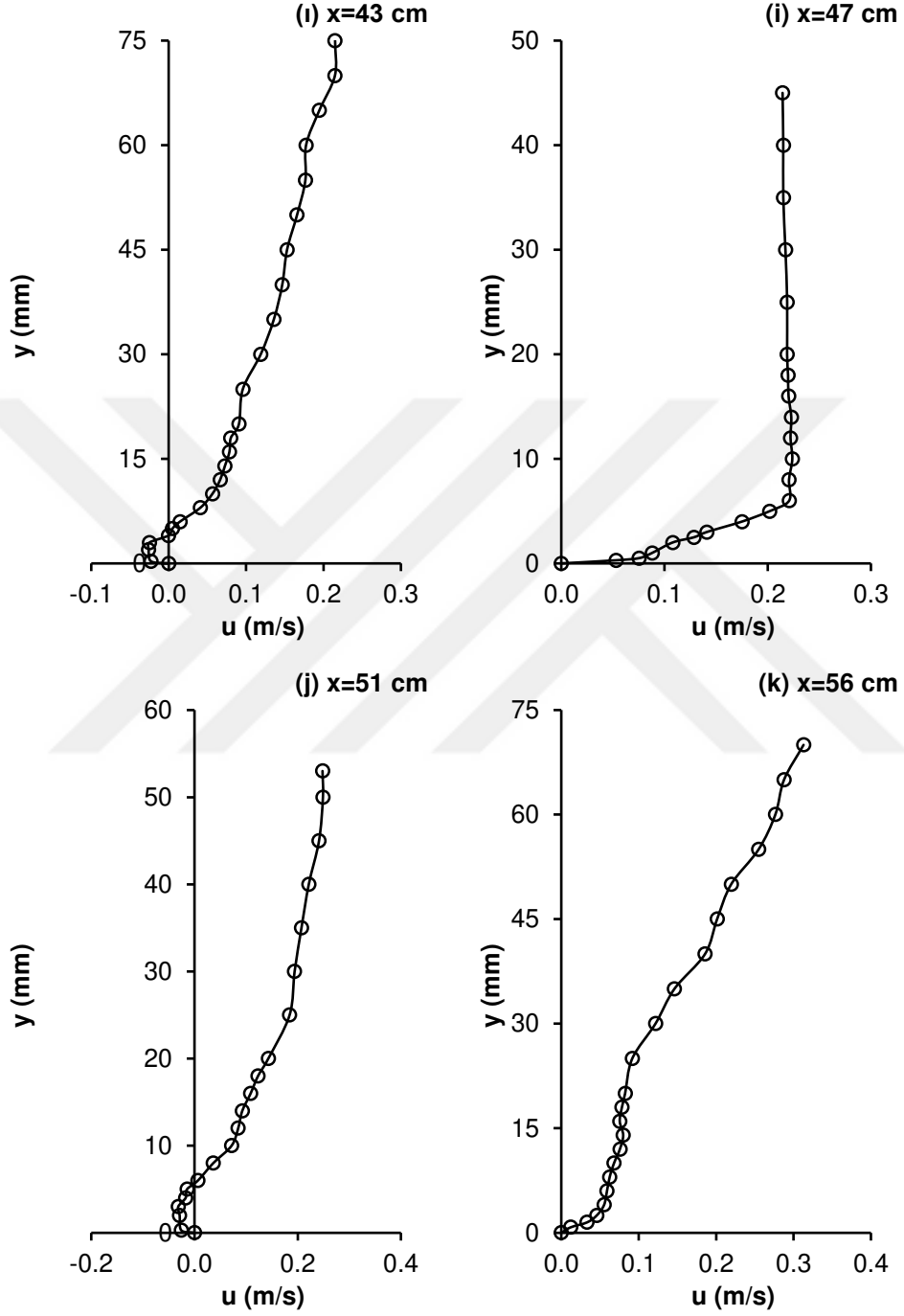
Şekil 7. 2. (Devam)

Eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm'ye düşürülmesiyle birlikte eşik yapısının, şüt kanalından yüksek hızla çıkan akımın gücünü azaltması noktasında, kullanılan diğer eşik yüksekliklerine göre etkisinin nispeten daha az olması ve buna ilave olarak hidrolik sıçramanın diğer koşullardakine göre daha kuvvetli meydana gelmesi akıma karışan hava miktarını daha da arttırmış, bu nedenle derinlik boyunca ölçüm yapılabilen noktaları azaltmıştır. Bu durum, Şekil 7.3'de verilen hız profillerinden de görülmektedir. $h_e=4$ ve 3.5 cm'dekilerle karşılaştırıldığında eşik yüksekliğinin 3 cm olduğu koşullarda eşik yapısı ve civarında oluşan sınır tabakası ayrılmasının geometrik boyutları oldukça küçülmüştür. Gerek ayrılma bölgesinin boyutlarının gerek katı sınıra yakın negatif hızların küçülmesinin sebebi, eşik yüksekliğinin azalmasıyla birlikte enerjisi yüksek olan çekirdek akımının katı sınıra yakın bölgelere daha kolay enerji beslemesi yapmasından dolayıdır.

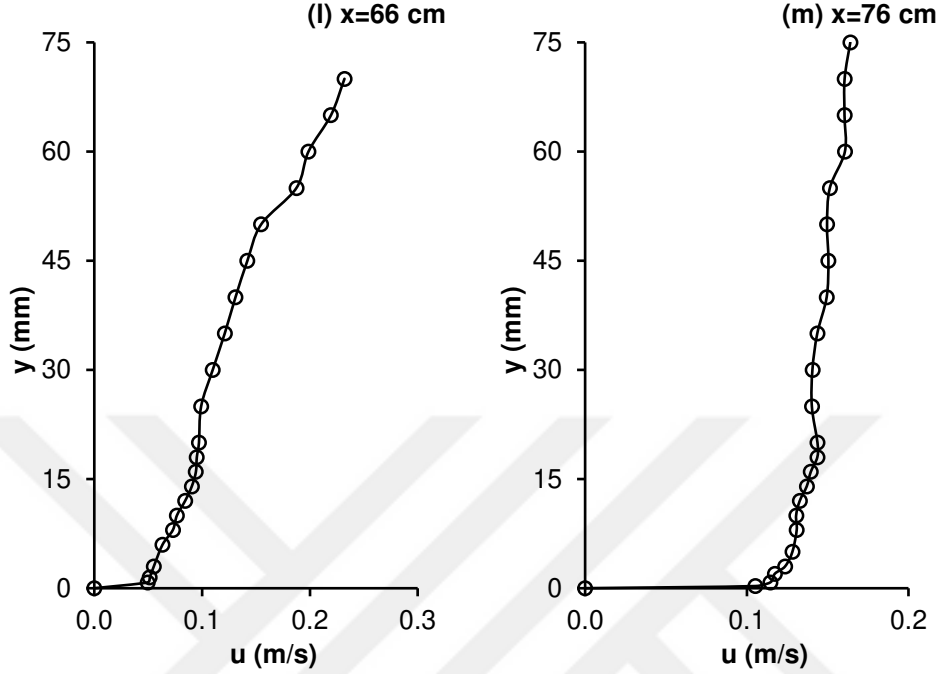
Şekil 7. 3. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7.3. (Devam)



Şekil 7.3. (Devam)



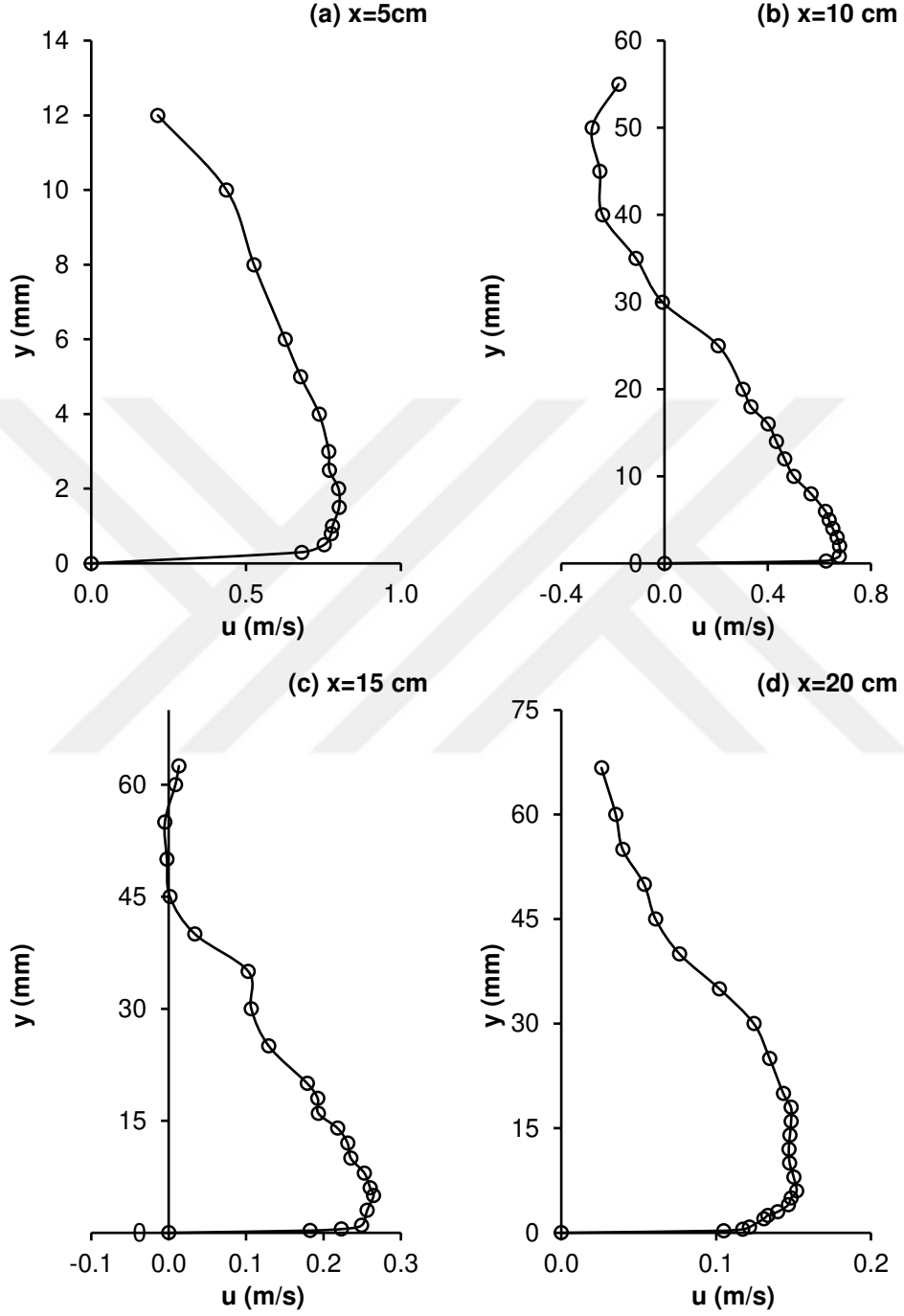
Şekil 7.3. (Devam)

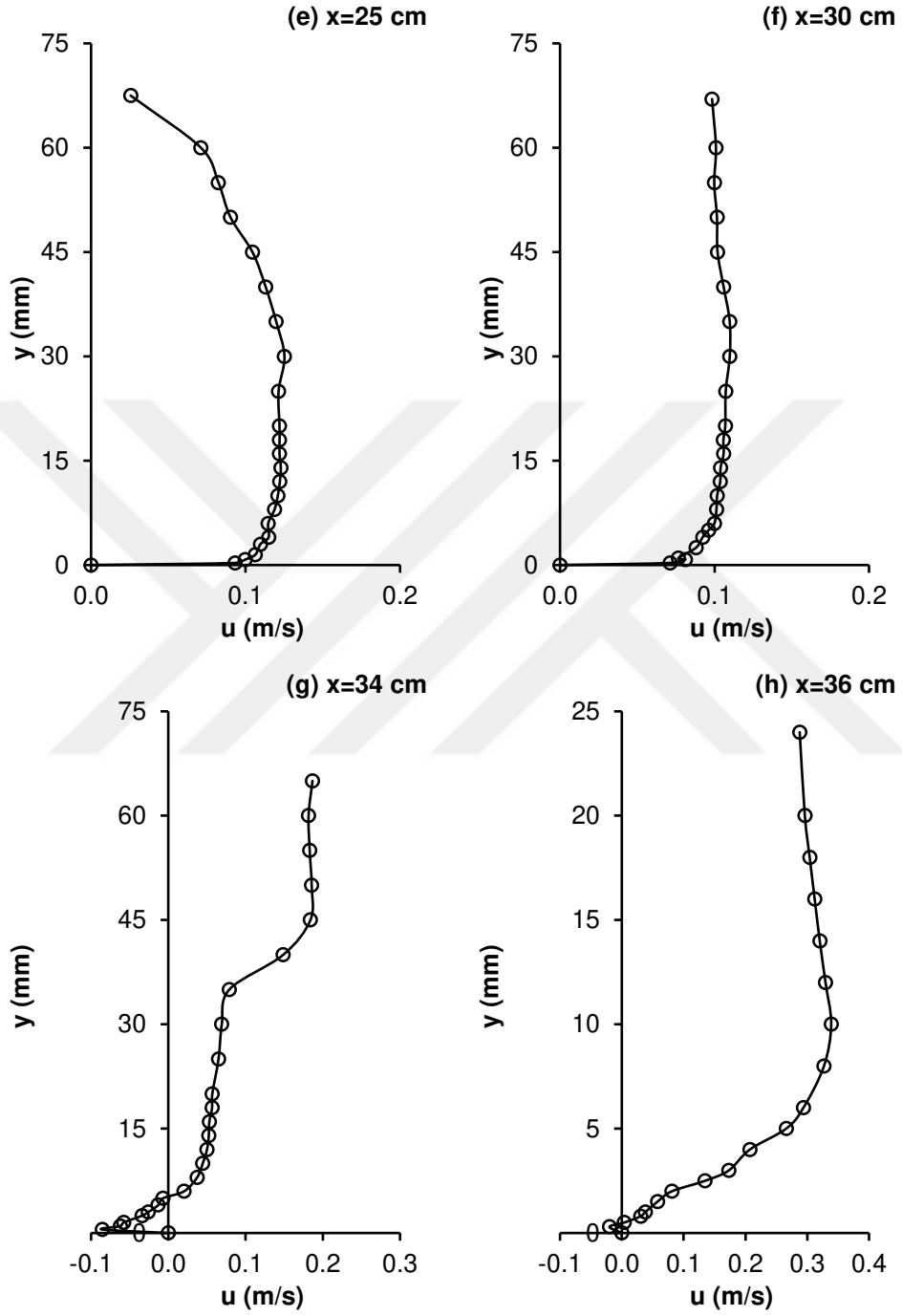
Şüt kanalı eğimi 30° ve $Fr_1=10$ için, üç farklı eşik yüksekliği $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm için elde edilen deneysel hız profilleri de sırasıyla Şekil 7.4, 7.5 ve 7.6’da sunulmuştur. $h_e=4$ cm için Şekil 7.4’de verilen hız profilleri incelendiğinde, jet akımının başladığı $x=5$ cm kesiti enerji kırıcı havuzun hemen giriş kesiti ve bu kesitte su derinliğinin $y=12$ mm’den daha büyük olduğu bölgelerde yoğun hava karışımından dolayı hız ölçümü gerçekleştirilememiştir. Hava karışımının yoğunluğunun nispeten azaldığı $x=10$ ve 15 cm kesitlerinde negatif hız bölgesi görülmektedir. Sıçrama havuzu içerisinde su derinliğinin artmasıyla artan basınç gradyanının etkisi ile katı sınıra yakın bölgelerdeki hızlar azalmaktadır. Geri dönüş bölgesinin $x=20$ cm kesitinde tamamen sona erdiği görülmektedir. Aynı zamanda $x=5-15$ cm kesitlerindeki hız profillerinden, geri dönüş bölgesinin kalınlığının mansaba doğru gittikçe azaldığı da görülebilmektedir. $x=30$ cm kesitinde elde edilen hız profilinin tipik açık kanal akımındaki hız profiline benzerliğinden dolayı

eşik yapısının ve hidrolik sıçramanın etkisinin bu kesitte son bulunduğunu söylemek mümkündür. Grafiklerde sunulan daha önceki yapı ve akım koşullarında olduğu gibi, eşiğin hemen membasında ($x=34$ cm), üstünde ($x=36$ cm), eğimli yüzeyi üzerinde ($x=40$ cm) ve mansabında ($x=48$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılması oluşumu söz konusudur. Bu ayrılmanın sebebi daha önce açıklandığı gibi, artan basınç gradyanı ve akım çizgilerinin yapının geometrisini takip edememesinden kaynaklanmaktadır. Şüt kanalından mansaba doğru gidildikçe, enerji kırıcı havuz içerisindeki tabana yakın bölgedeki hızlar azalmakta, su yüzüne yakın negatif hızlar pozitif olmakta ve şiddetleri artmaktadır. Eşik mansabında bulunan $x=58$ cm kesitine kadar eşik yapısının akım üzerindeki etkisinin devam ettiği, ancak $x=68$ cm kesitinde eşik yapısının etkisinin olmadığı bu kesitlerde elde edilen hız profillerinden anlaşılmaktadır.

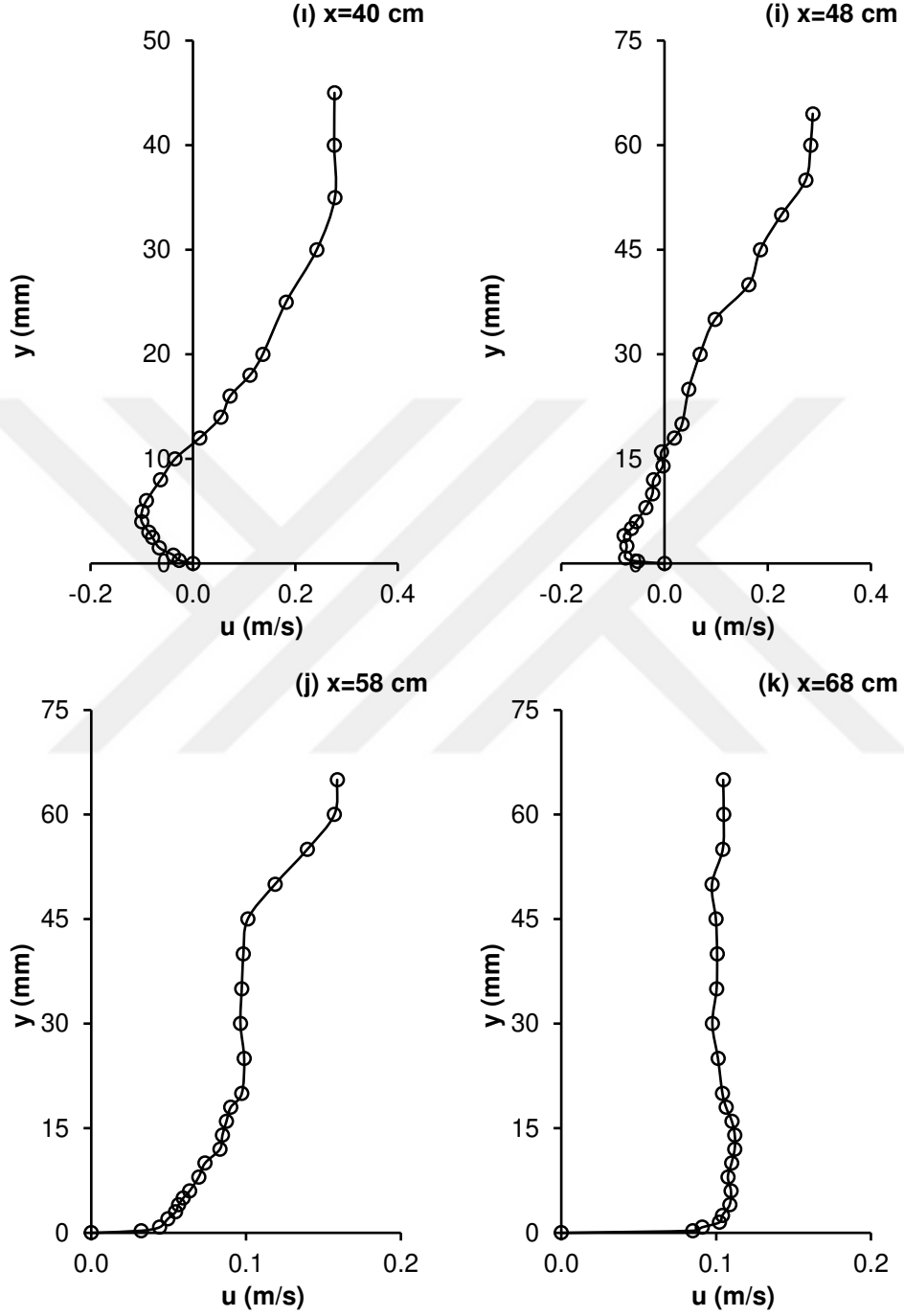
Eşik yüksekliğinin $h_e=3.5$ cm olduğu durumda elde edilen hız profilleri incelendiğinde (Şekil 7.5), $h_e=4$ cm eşik yüksekliğine göre, hidrolik sıçrama geri dönüş bölgesi kalınlığının daha az olduğu görülmektedir. Enerji kırıcı havuz içerisinde ve eşik yapısının civarında hız profillerinin, $h_e=4$ cm olduğu yapı koşullarındakine benzer olduğu açıkça görülmektedir.

Froude sayısı, $Fr_1=10$ ve eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm olduğu akım ve yapı koşullarında (Şekil 7.6), enerji kırıcı havuz içinde farklı kesitlerdeki akım derinliklerinde ölçüm yapılan noktaların sayısı, $Fr_1=12$ ve $h_e=3$ cm'dekine benzer şekilde azalmıştır. Bu azalmanın sebebi, hidrolik sıçramanın gücünün düşük eşik yapısı nedeniyle azaltılamaması ve bunun neticesinde akıma yoğun hava karışmasıdır. Negatif hız bölgesi ancak $x=10$ cm kesitinde elde edilebilmiştir. Sıçrama havuzunun mansabına doğru gidildikçe eşik yapısından dolayı artan basınç gradyanı ile birlikte katı sınıra yakın bölgelerdeki hızlar azalmakta, geri dönüş bölgesi $x=15$ cm kesitinde sona ermektedir. Eşiğin hemen membasında ($x=34$ cm), eşiğin üstünde ($x=36$ cm), eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=40$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=48$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılması, bu akım ve yapı koşullarında gerçekleşmektedir.

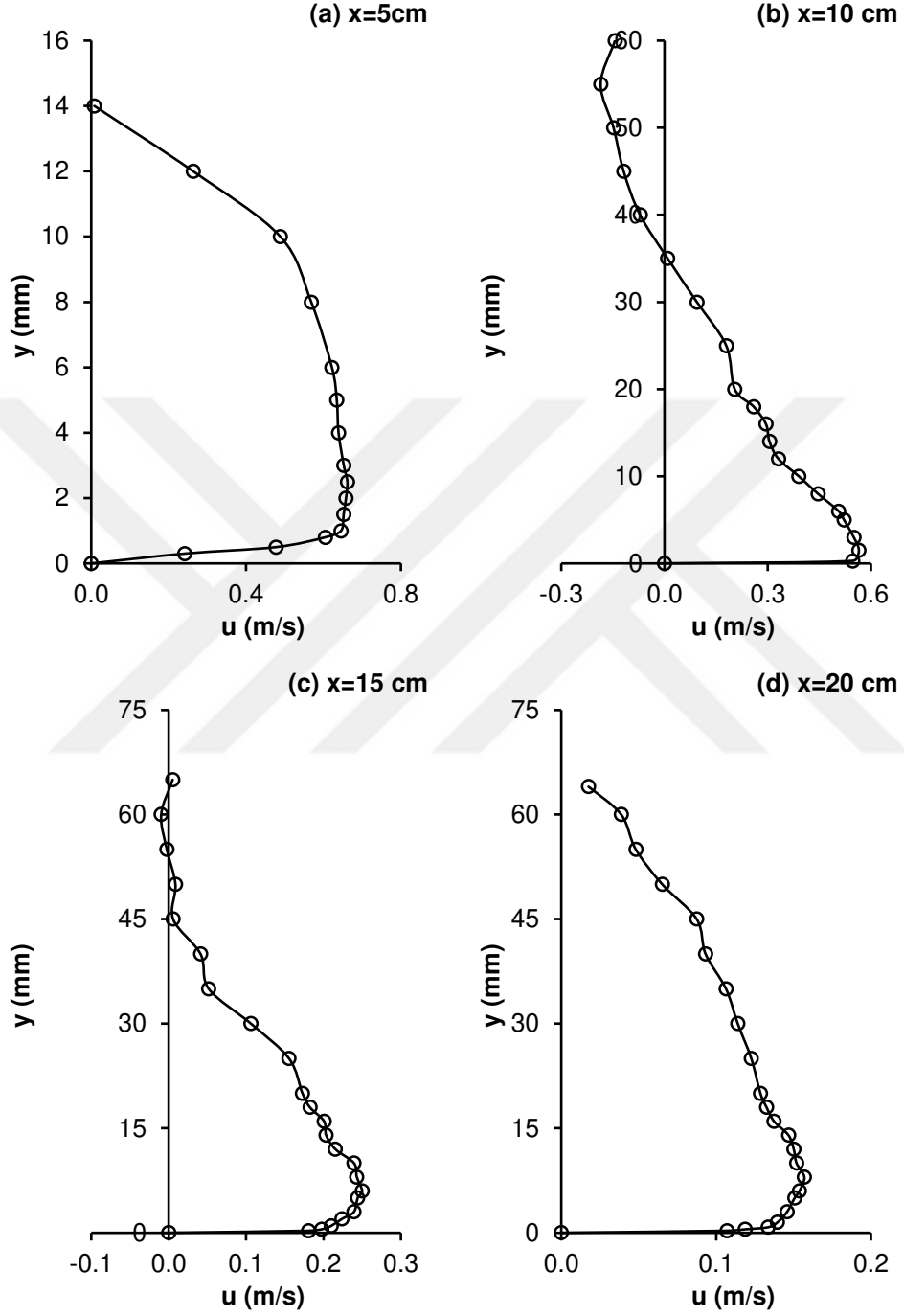
Şekil 7. 4. $Fr_1=10$ ve $h_e=4.0\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri

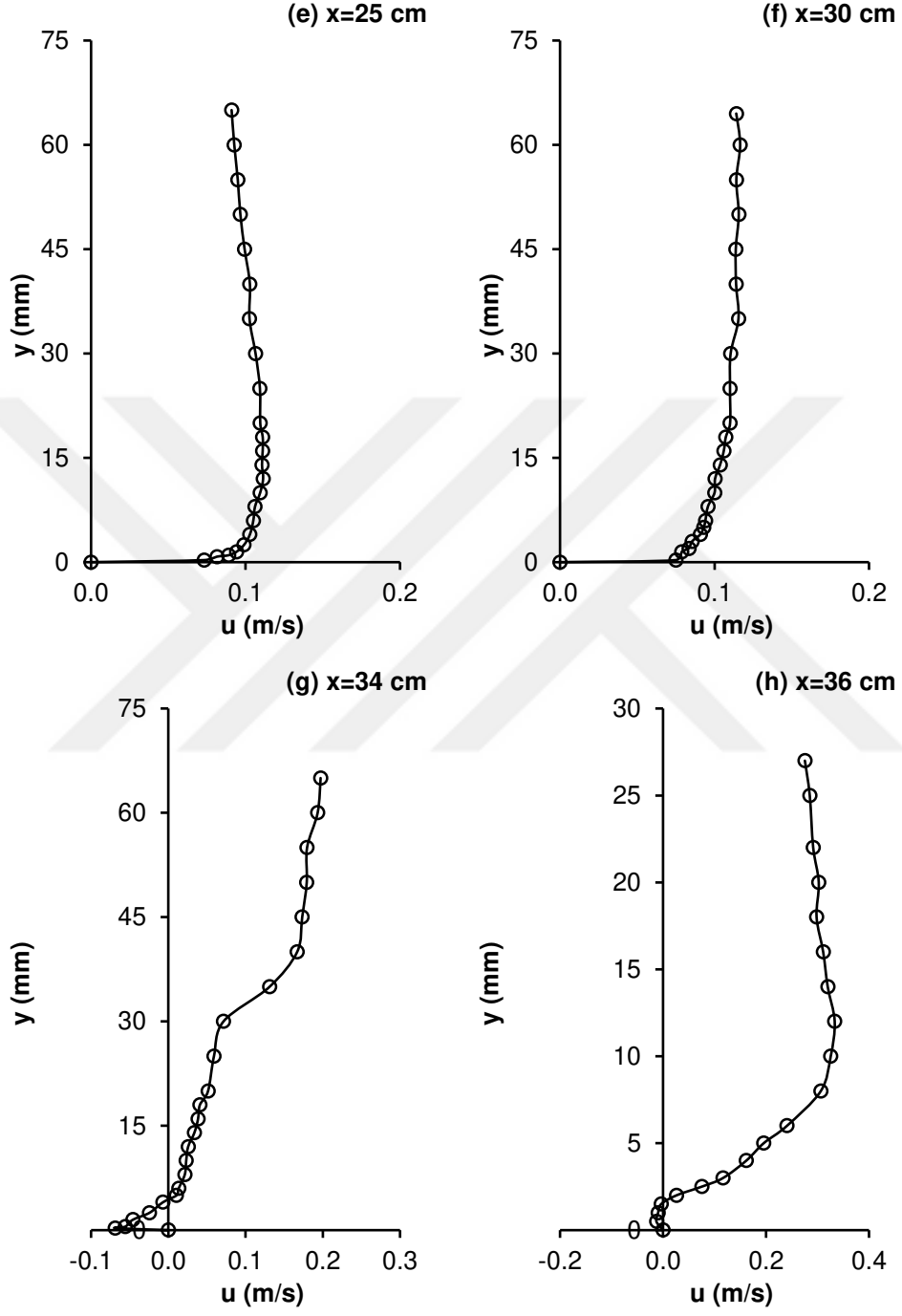


Şekil 7.4. (Devam)

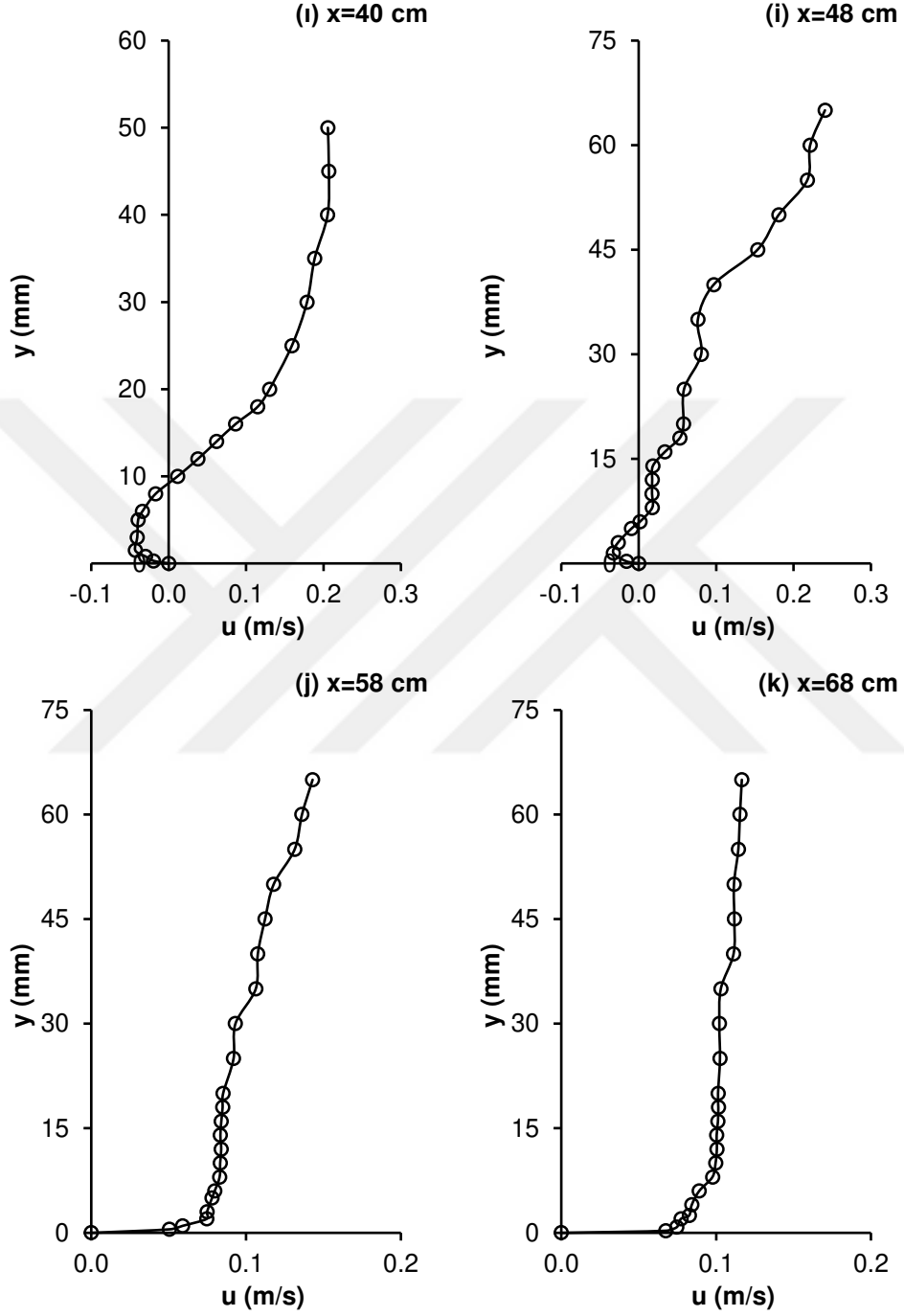


Şekil 7.4. (Devam)

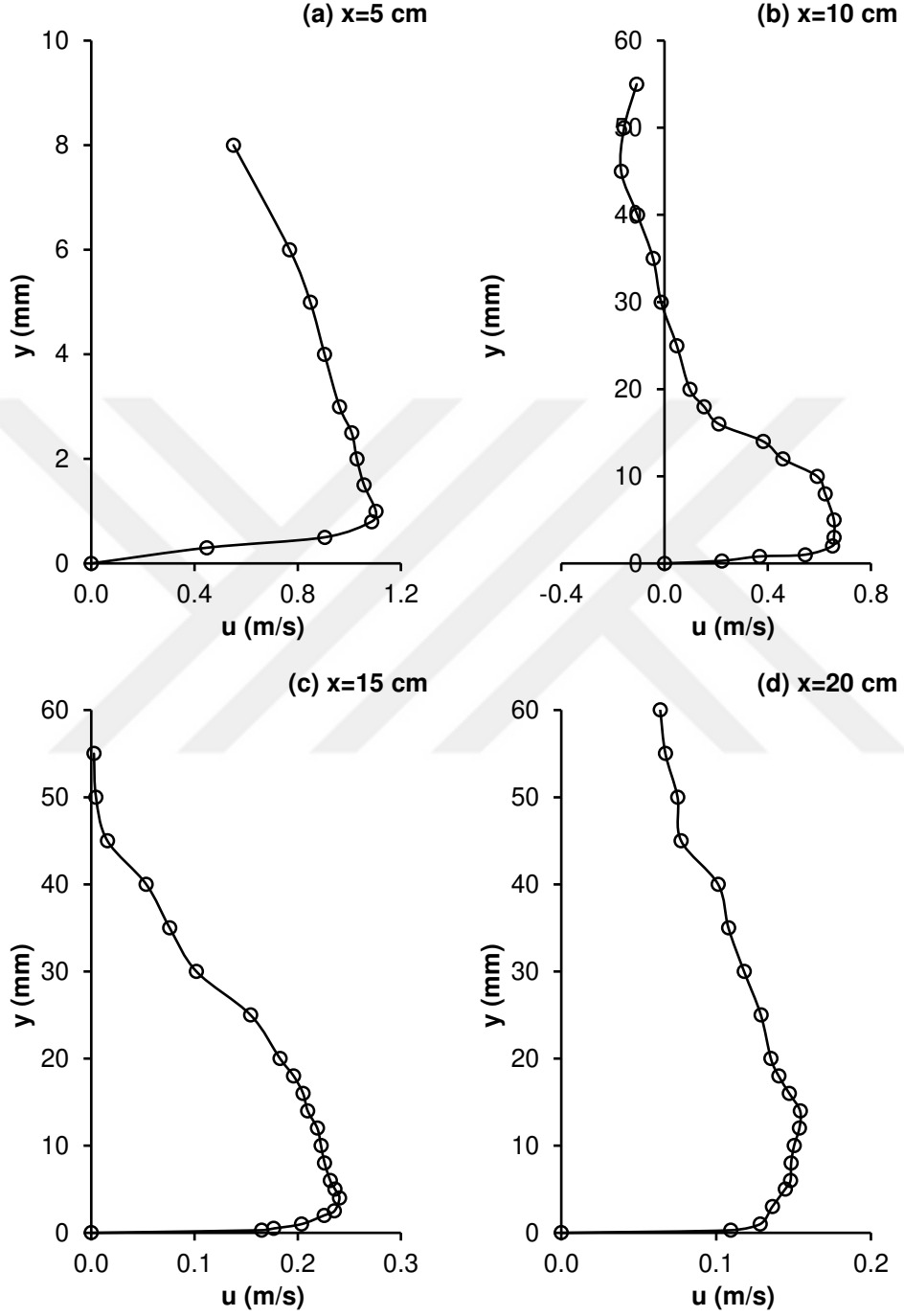
Şekil 7. 5. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri

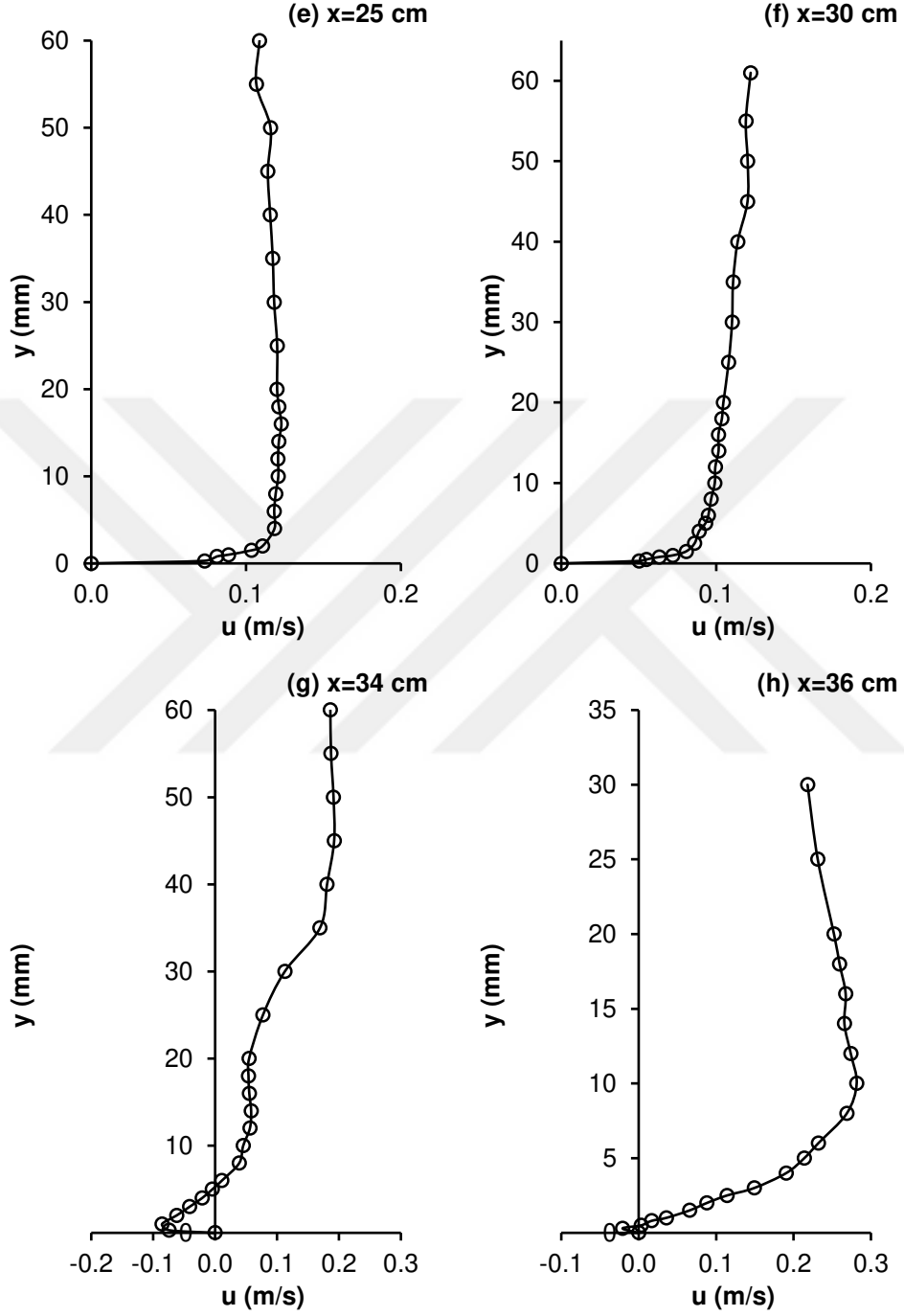


Şekil 7.5. (Devam)

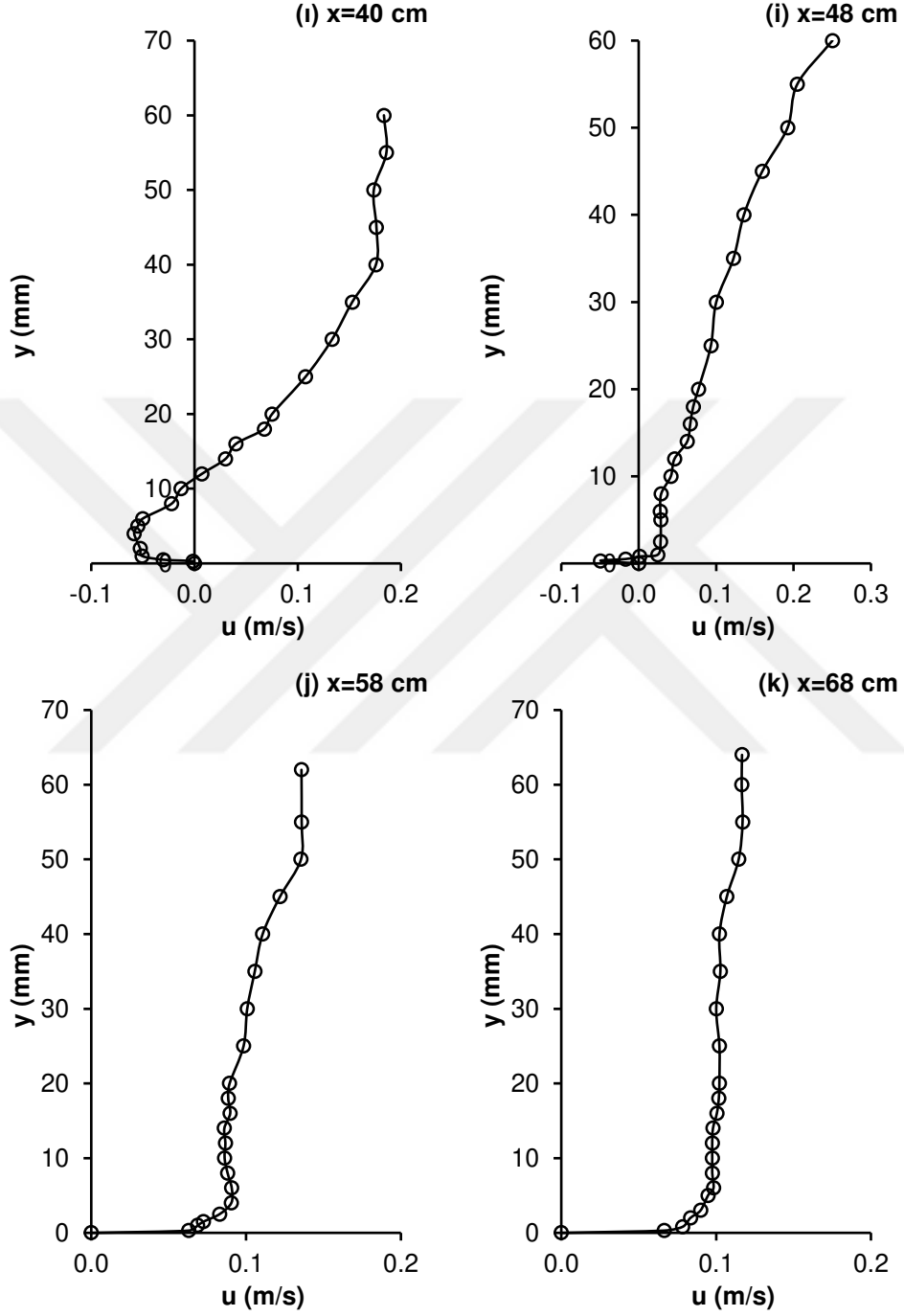


Şekil 7.5. (Devam)

Şekil 7. 6. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7.6. (Devam)



Şekil 7.6. (Devam)

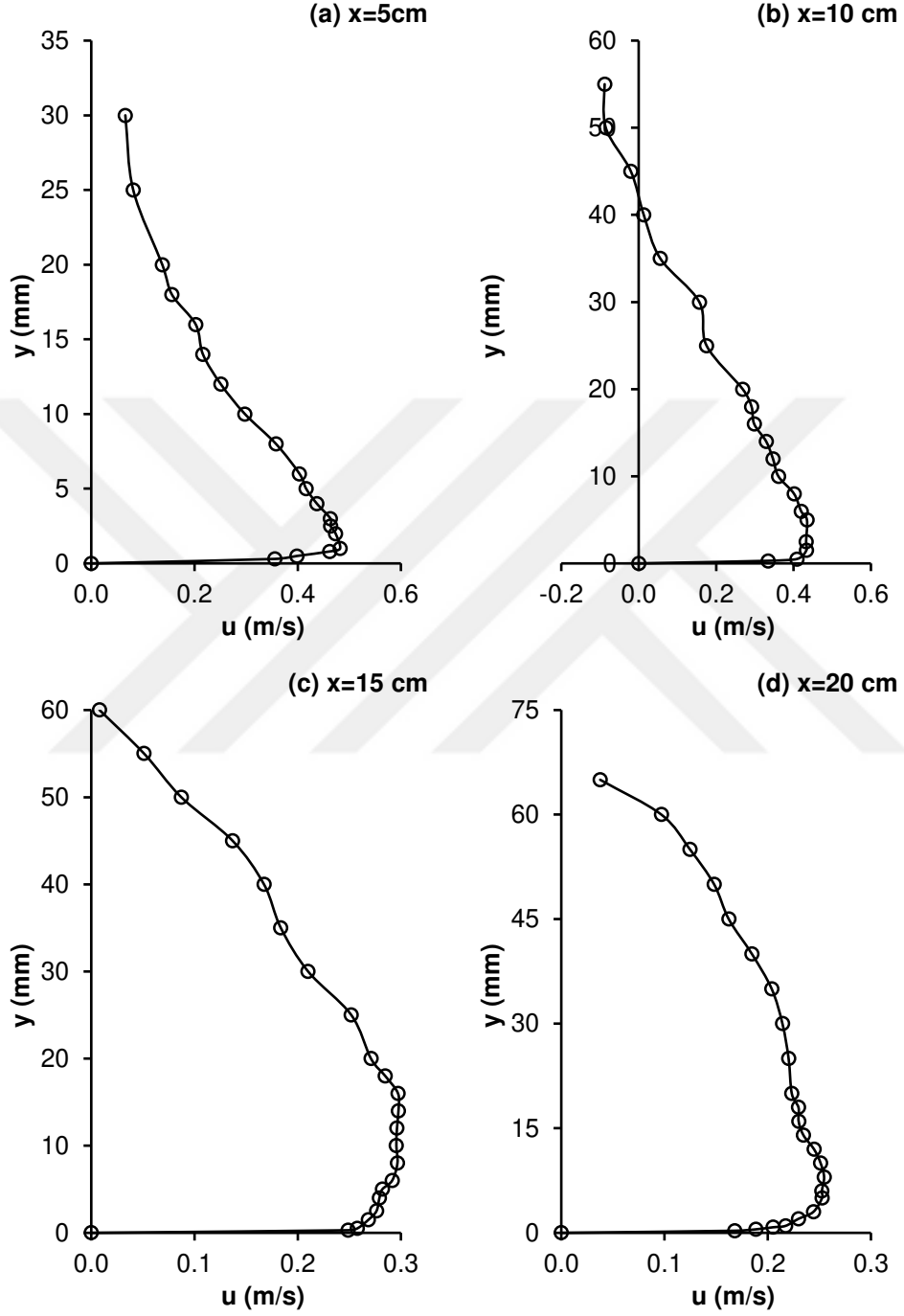
$Fr_1=9$ ve şüt kanalı eğiminin $\alpha=30^\circ$ olduğu koşullarda, üç farklı eşik yüksekliği $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm için elde edilen deneysel hız profilleri sırasıyla Şekil 7.7, 7.8 ve 7.9’da verilmiştir. Eşik yüksekliği $h_e=4$ cm için Şekil 7.7’ de sunulan hız profilleri incelendiğinde, $x=5$ cm kesiti enerji kırıcı havuz başlangıç kesiti olup, bu kesitte jet akımı başlamış ve su derinliğinin $y=30$ mm’den daha büyük olduğu bölgelerde yoğun hava karışımından dolayı hız ölçümü yapılamamıştır. $x=10$ cm kesitinde hava karışımının yoğunluğunun azalmasından dolayı geri dönüş bölgesinde ki negatif hızlar ölçülebilmektedir. Geri dönüş bölgesinin, $x=15$ cm kesitinde sona erdiği bu kesitte elde edilen hız profilinden anlaşılmaktadır. Eşiğin üstünde ($x=33$ cm), eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=36$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=47$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılmasının olduğu görülmektedir. $x=57$ ve 67 cm kesitlerinde elde edilen hız profillerinden, bu kesitlerde eşik yapısının etkisinin bulunmadığı anlaşılmaktadır.

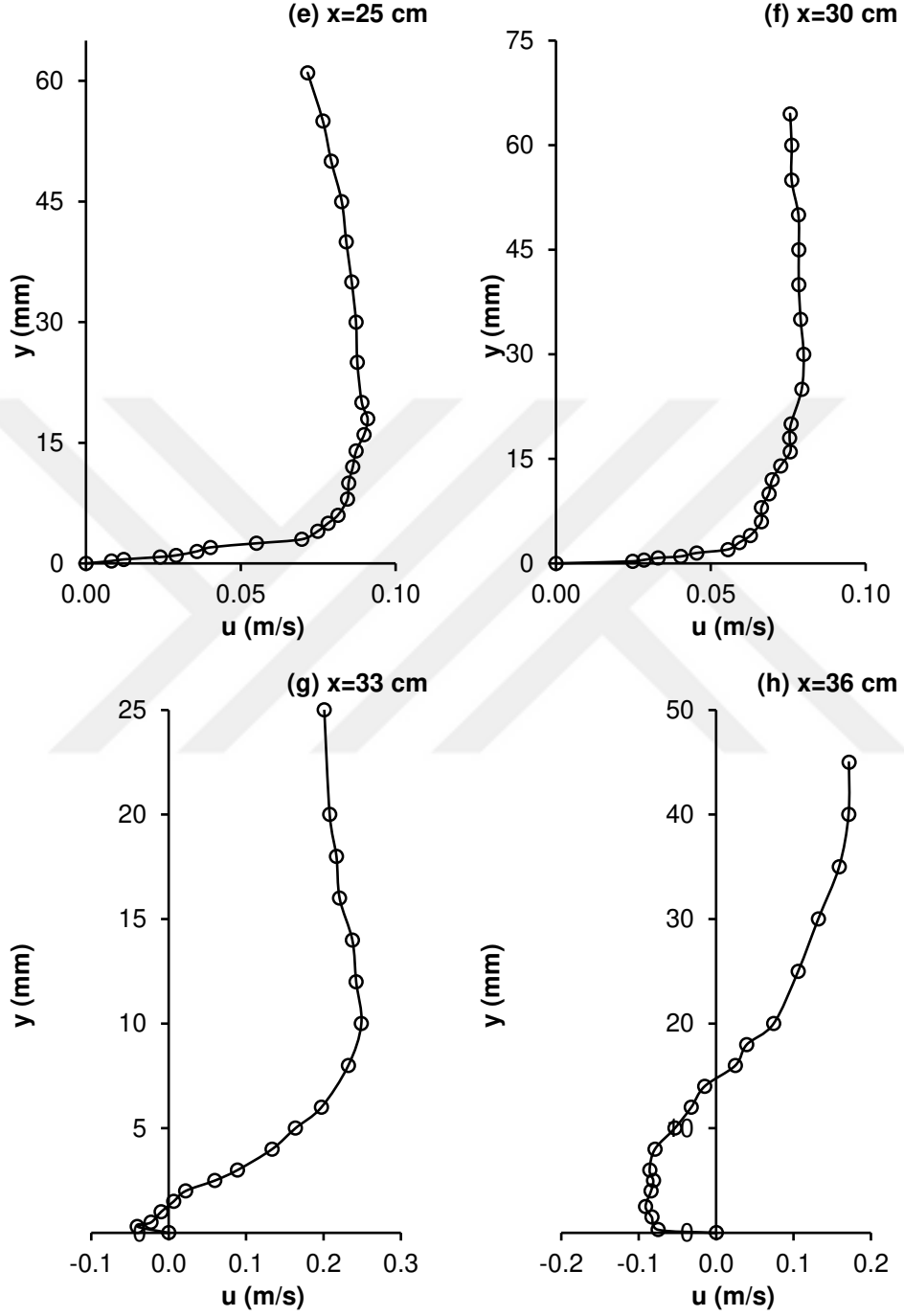
Eşik yüksekliği $h_e=3.5$ cm için deneysel olarak elde edilen hız profilleri Şekil 7.8’de verilmiştir. $x=5$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden, su derinliğinin $y=5$ mm’den büyük olduğu bölgede yoğun hava karışımının olmasından dolayı ölçüm yapılamamıştır. $x=10$ ve 15 cm kesitlerinde negatif hız bölgesi görülmekte ve geri dönüş bölgesinin kalınlığı mansaba doğru azalmaktadır. $x=20$ cm gelindiğinde geri dönüş bölgesinin sona erdiği görülmektedir. Eşiğin üstünde ($x=37.5$ cm), eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=41$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=51$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılması oluşmaktadır. Eşik yapısının etkisinin $x=61$ ve 71 cm kesitine kadar devam etmediği, bu kesitlerdeki hız profillerinden anlaşılmaktadır.

Eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.9’da verilen hız profilleri incelendiğinde, $x=5$ cm kesiti enerji kırıcı havuz başlangıç kesiti olmasından dolayı, bu kesitte jet akımı başlamış ve su derinliğinin $y=10$ mm’den daha büyük olduğu bölgelerde yoğun hava karışımından dolayı hız ölçümü yapılamamıştır. Ancak deneysel gözlemlerden geri dönüş bölgesinin, bu kesitten itibaren başladığı görülmüştür. $x=10$ ve 15 cm kesitinde hava karışımının

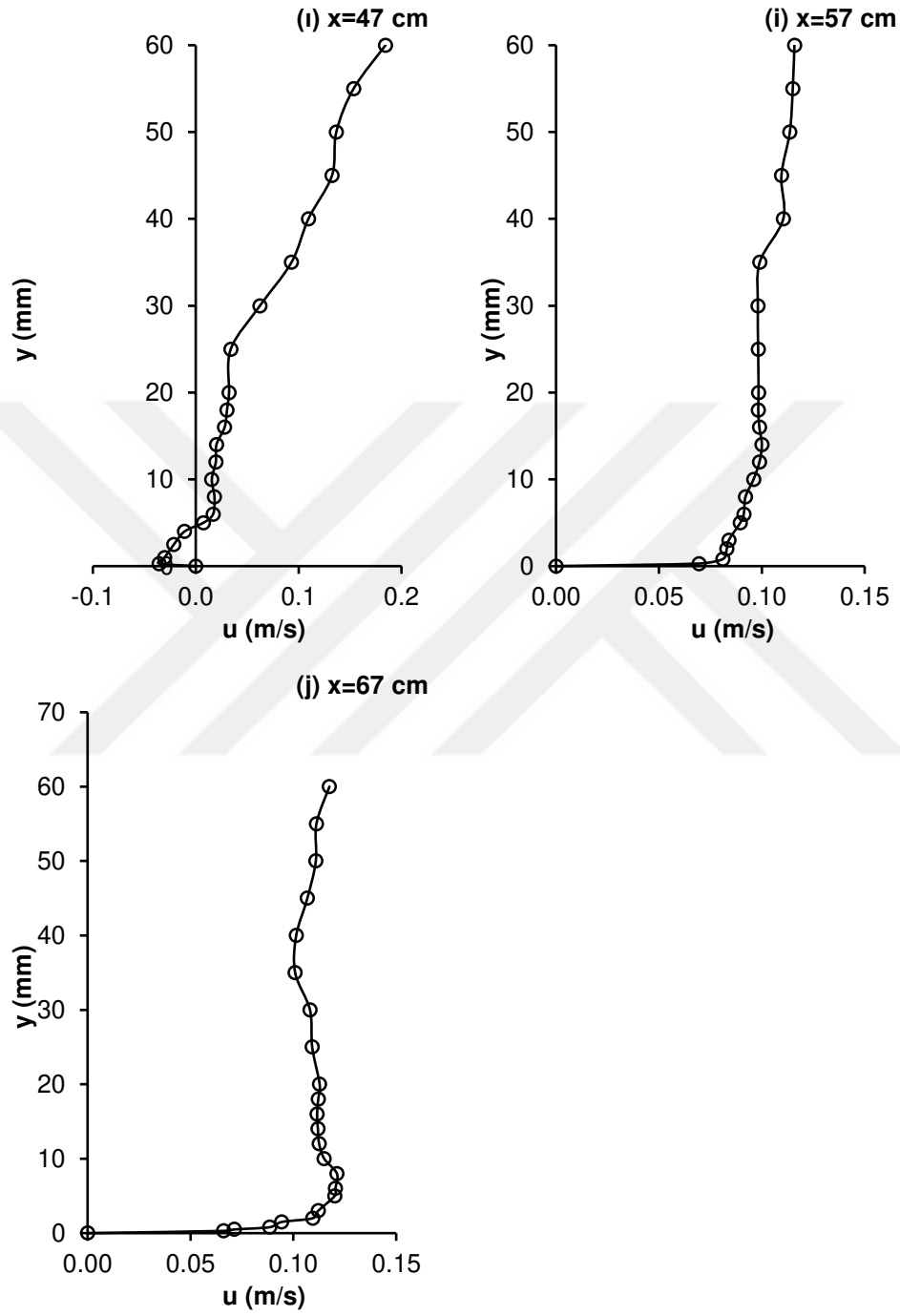
yoğunluğunun azaldığı ve negatif hız bölgesi görülmektedir. Geri dönüş bölgesinin $x=15$ cm kesitinde elde edilen hız profillerinden bu kesitte sona ermek üzere olduğu anlaşılmaktadır. Eşiğin hemen membasında ($x=33$ cm), eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=40$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=45$ cm) sınır tabakası ayrılmasının olduğu görülmektedir. $x=55$ cm kesitinde elde edilen hız profillerinden, bu kesitte eşik yapısının etkisinin bulunduğu ancak $x=67$ cm kesitinde eşik yapısının etkisinin bulunmadığı ifade edilebilir.



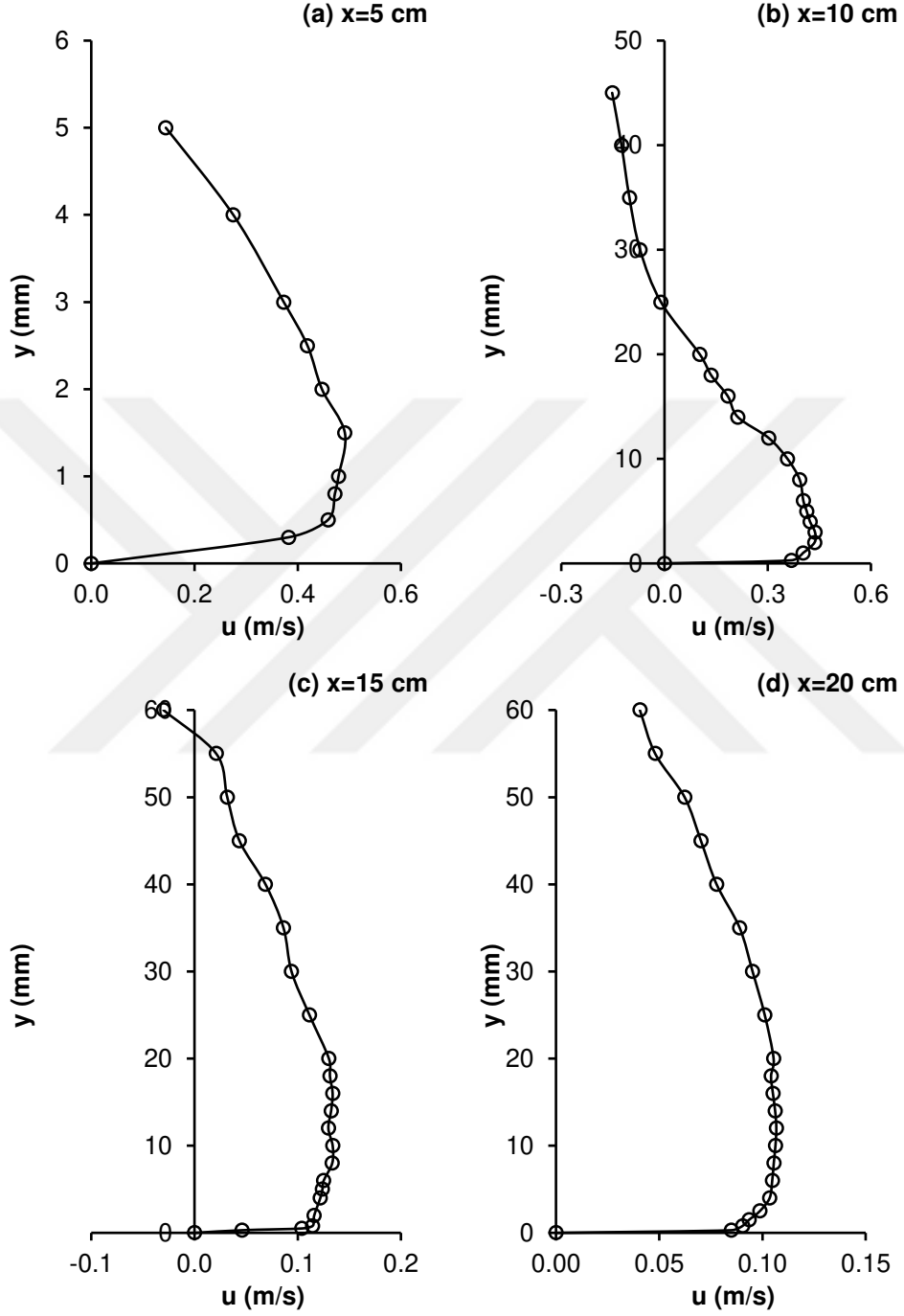
Şekil 7. 7. $Fr_1=9$ ve $h_e=4.0\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri

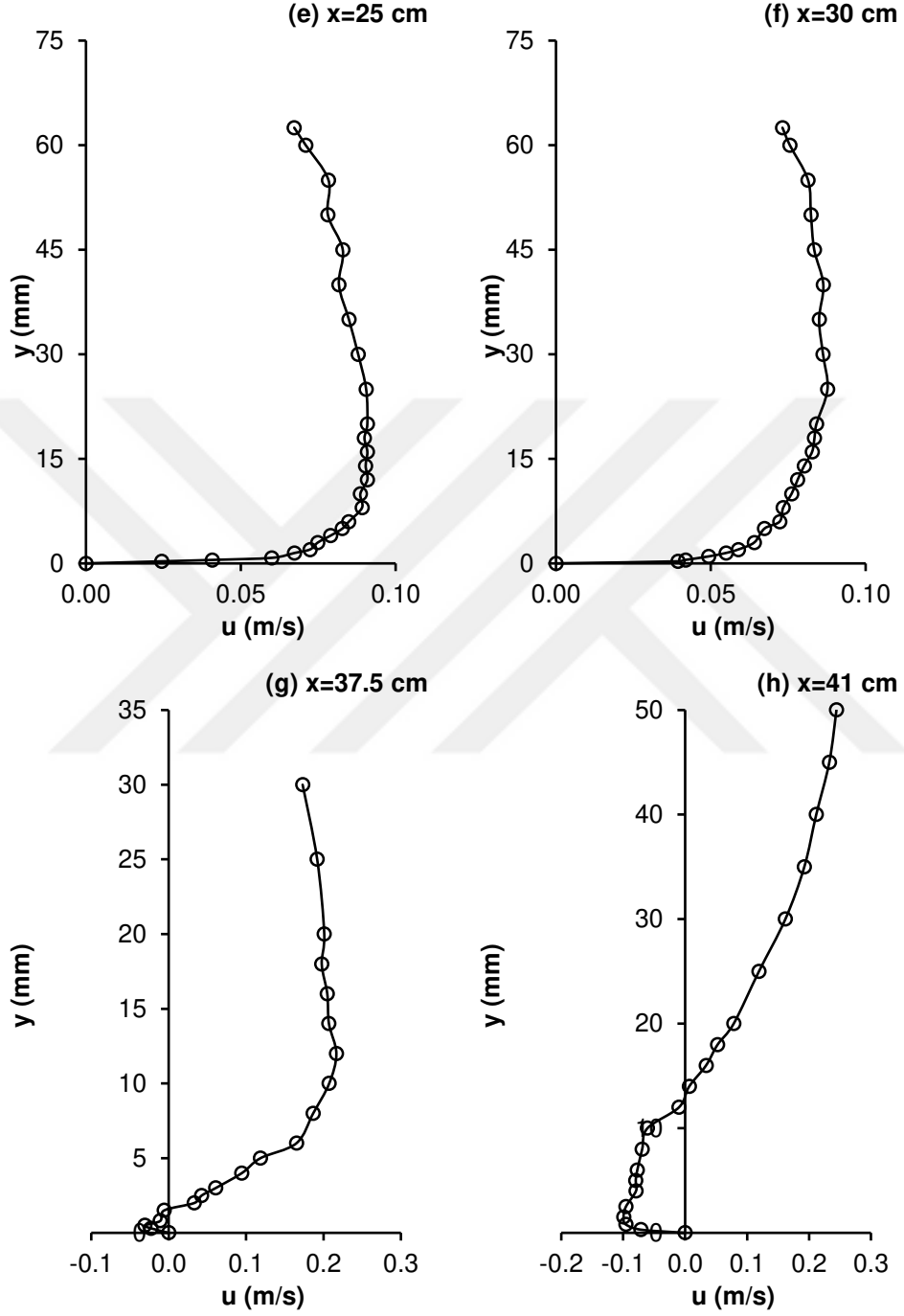


şekil 7. 7. (Devam)

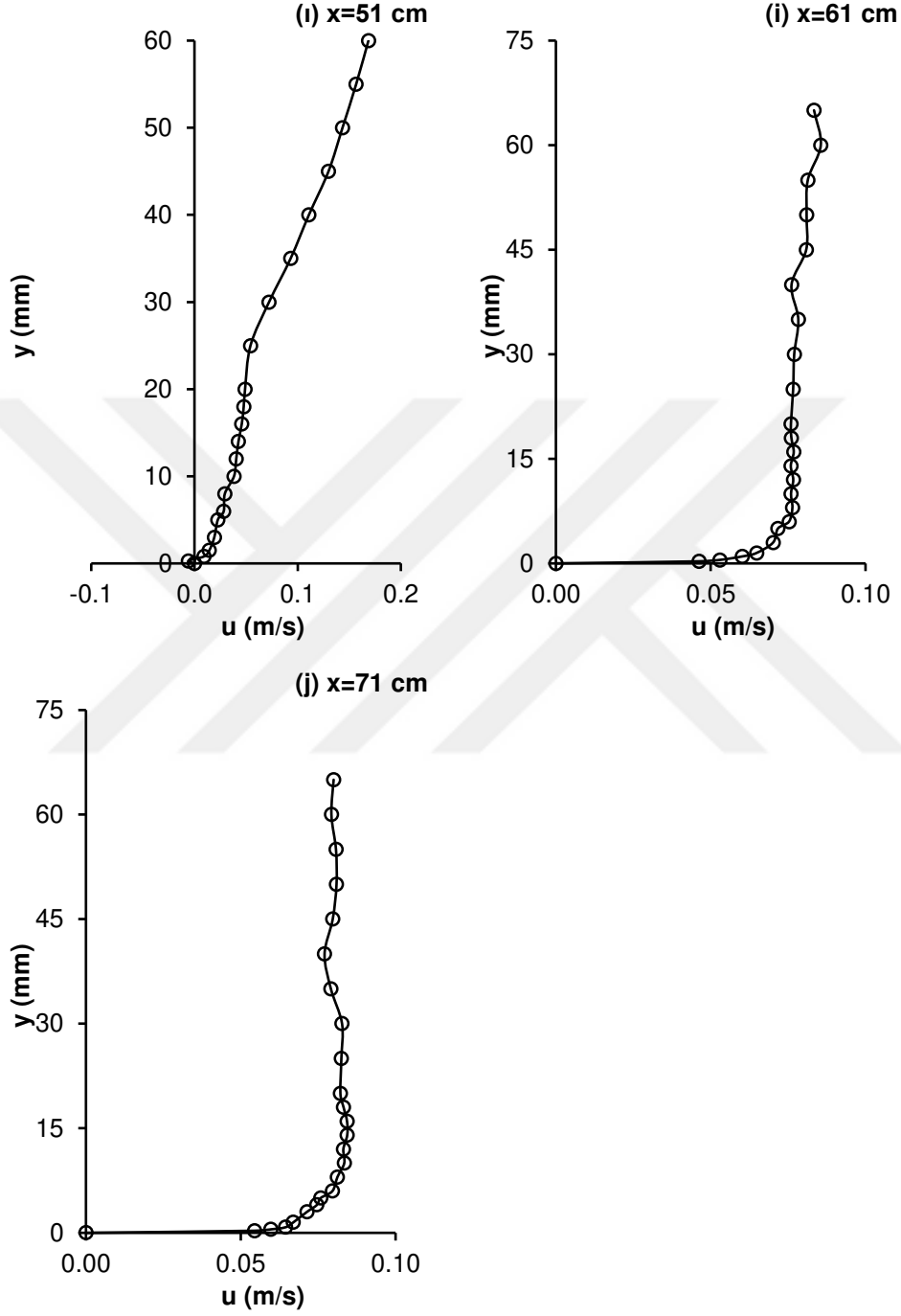


Şekil 7. 7. (Devam)

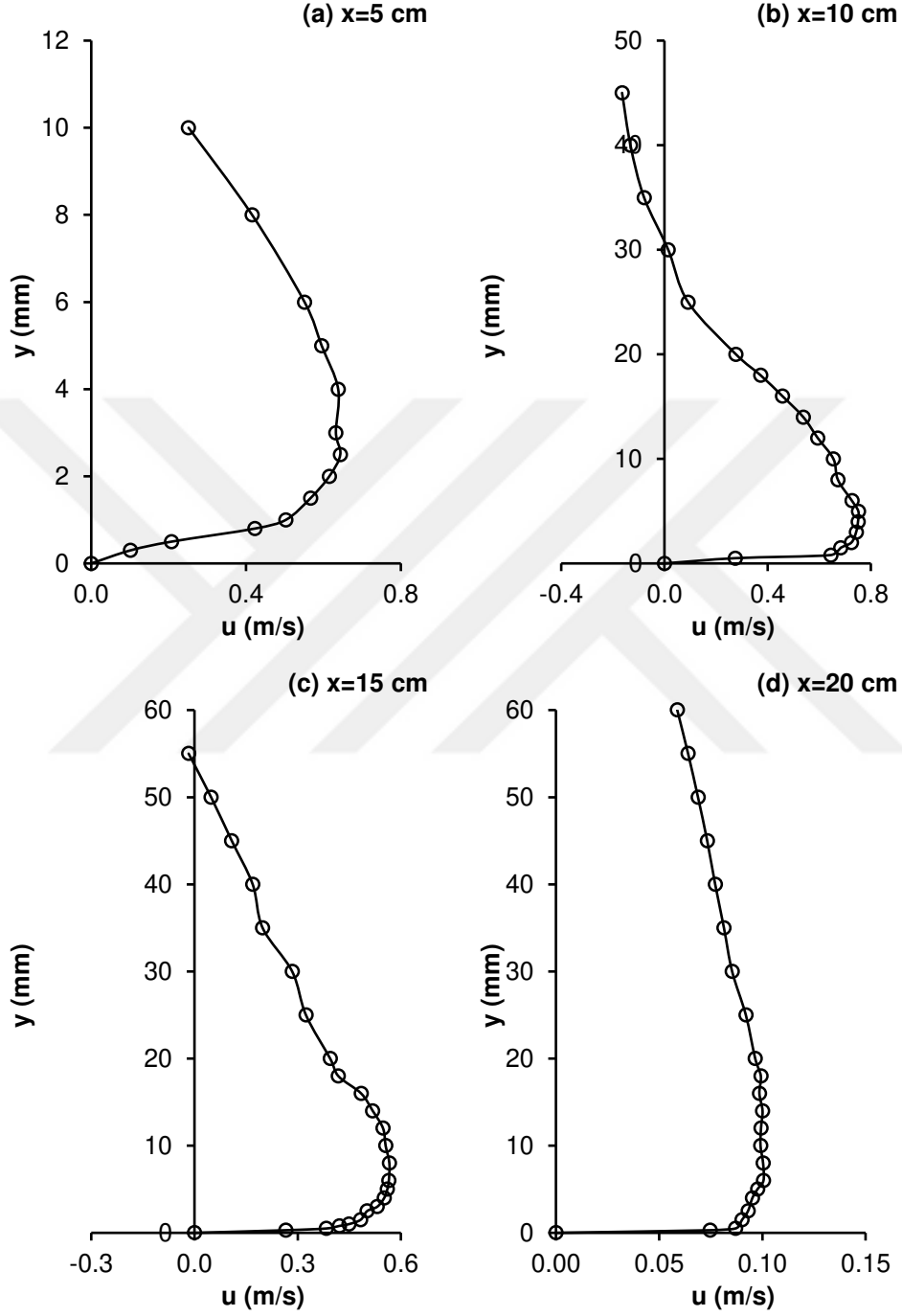
Şekil 7. 8. $Fr_1=9$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri

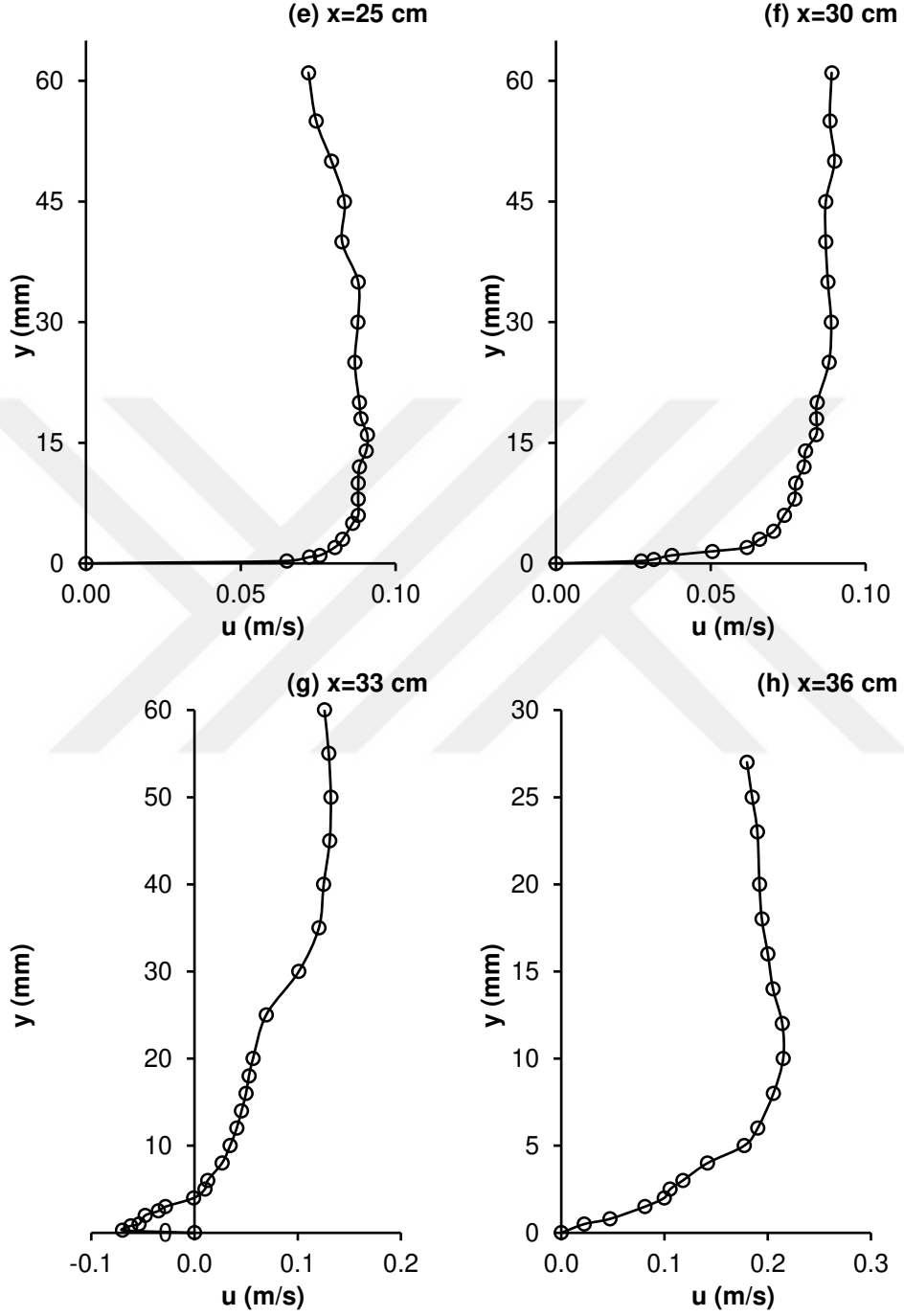


Şekil 7.8. (Devam)

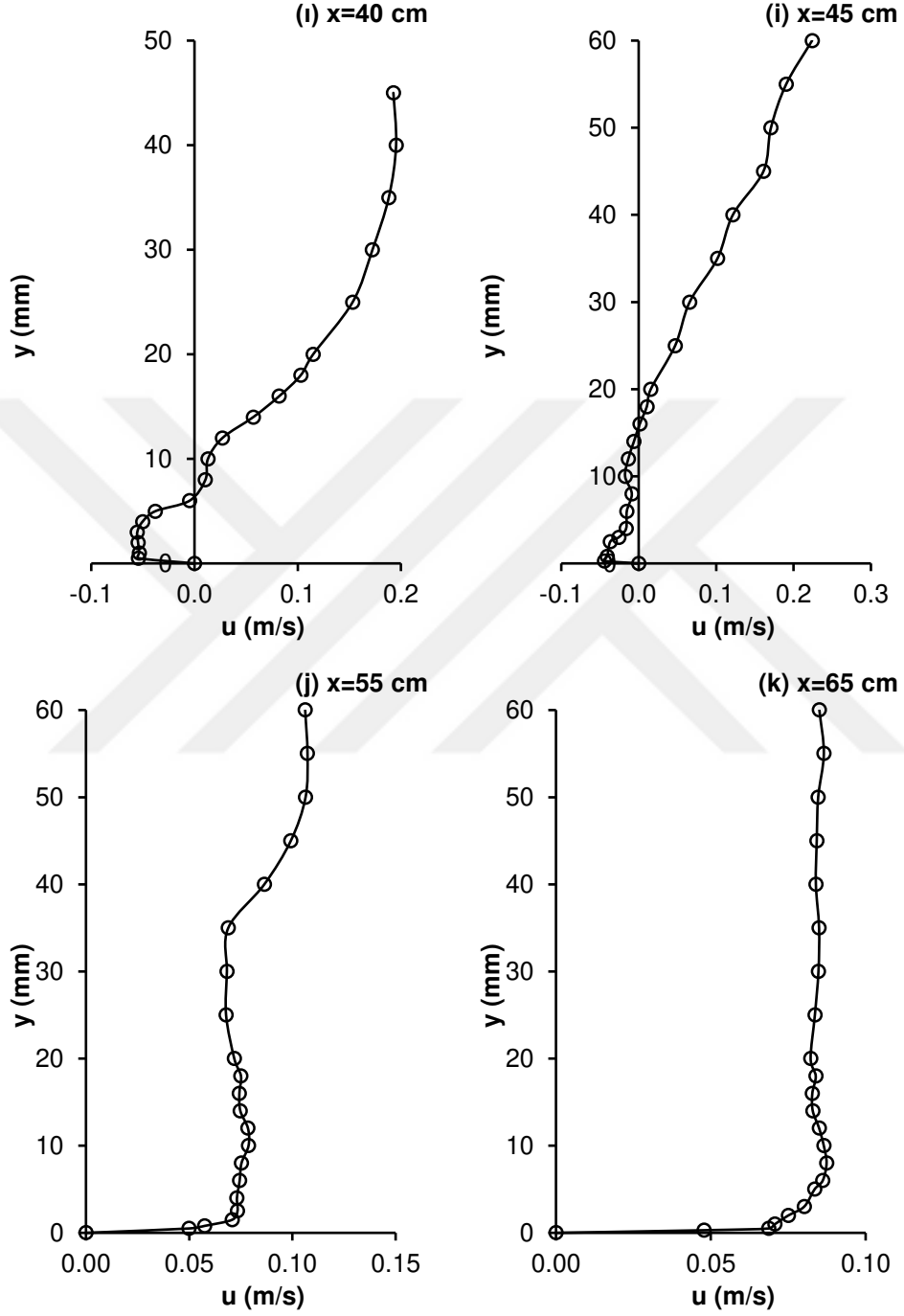


Şekil 7.8. (Devam)

Şekil 7. 9. $Fr_1=9$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7.9. (Devam)



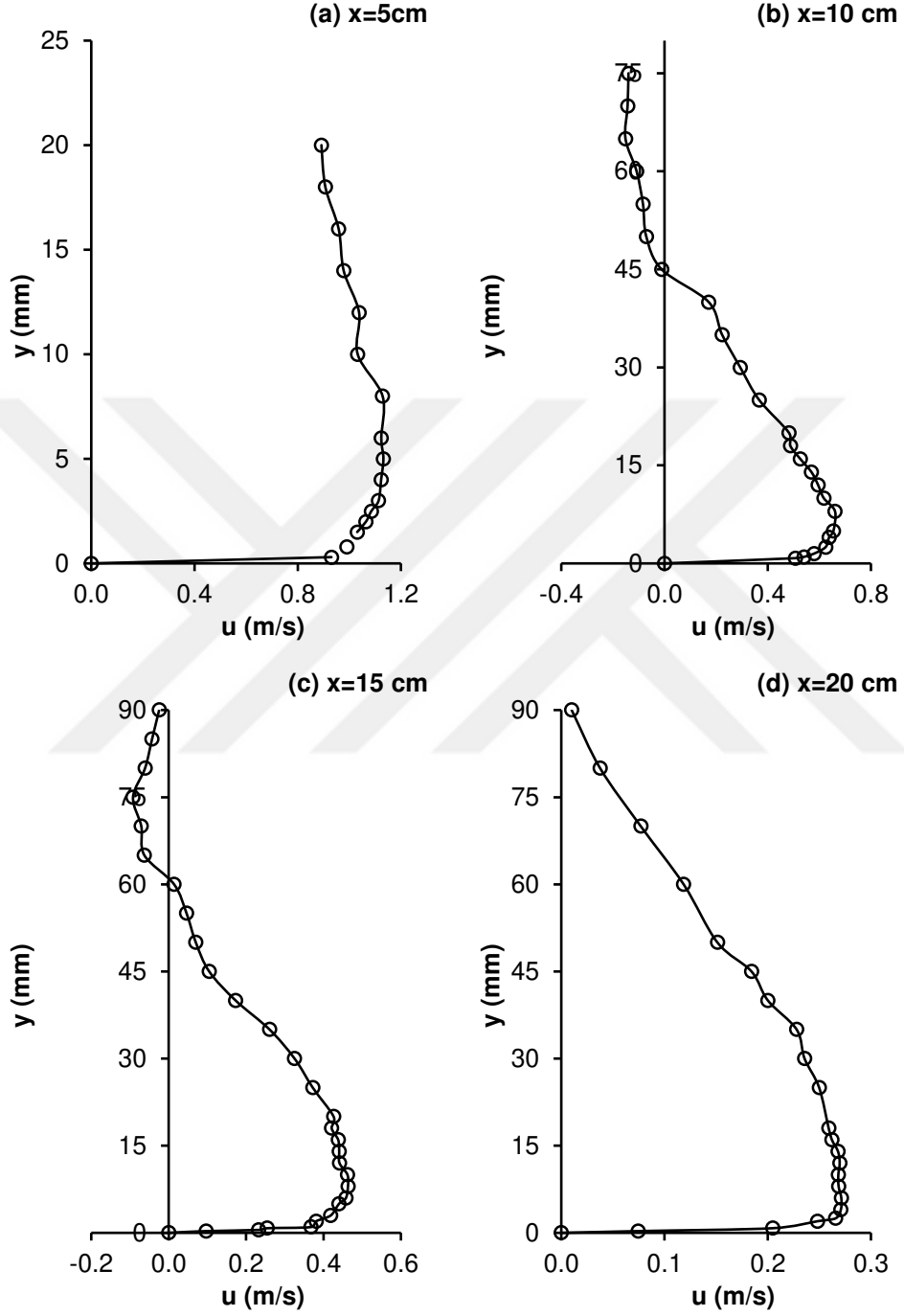
Şekil 7.9. (Devam)

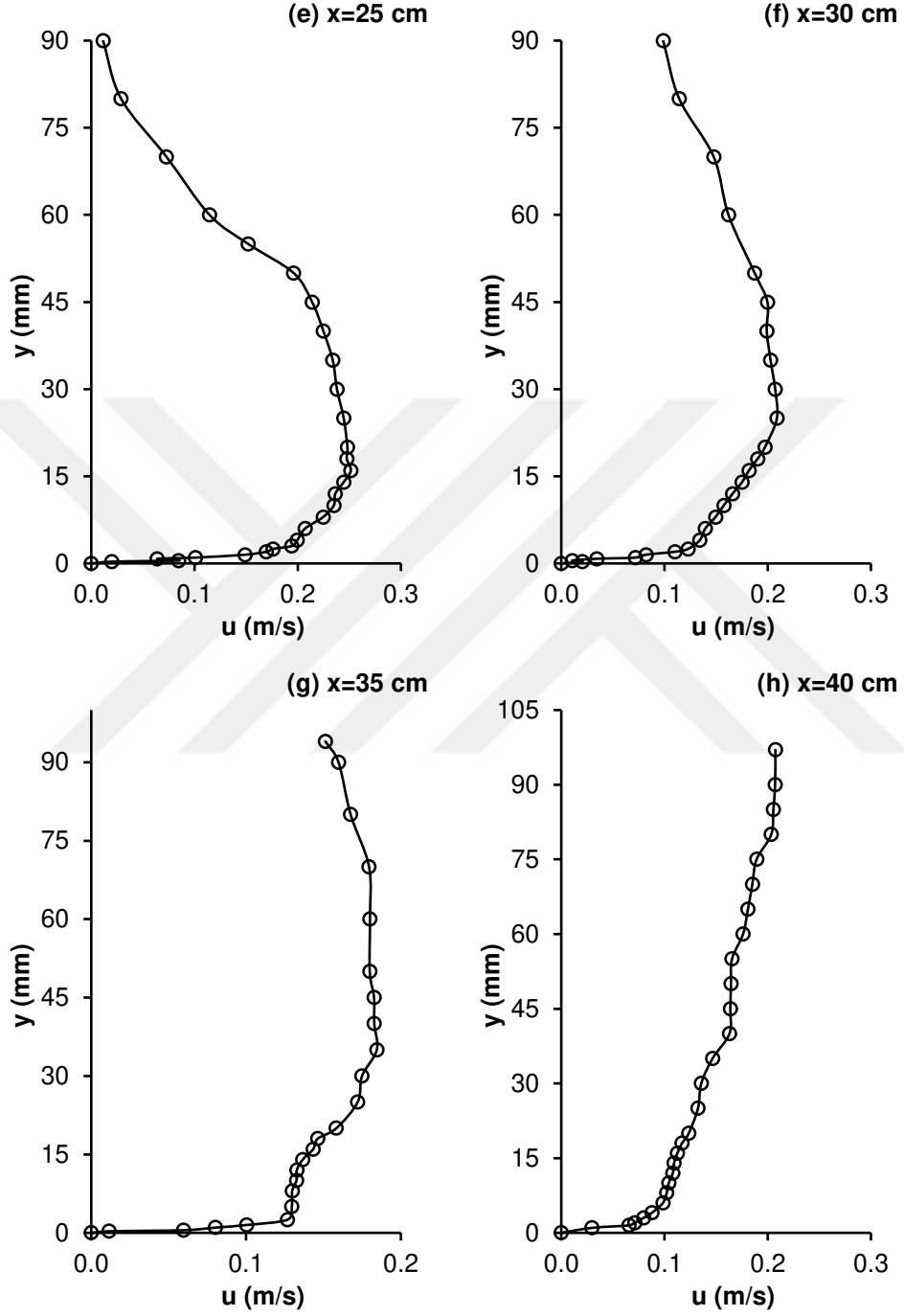
Şüt kanalı eğiminin 12° ve $Fr_1=8$ olduğu akım durumunda, üç farklı eşik yüksekliği $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm için elde edilen deneysel hız profilleri sırasıyla Şekil 7.10, 7.11 ve 7.12’de verilmiştir. Eşik yüksekliğinin $h_e=4$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.10’da verilen hız profilleri incelendiğinde, jet akımının başladığı $x=5$ cm kesiti enerji kırıcı havuzun hemen giriş kesiti olmasından dolayı su derinliğinin $y=20$ mm’den daha büyük olduğu bölgelerde yoğun hava karışımından dolayı hız ölçümü gerçekleştirilememiştir. LDA ile ölçülemeyen yoğun hava karışımının olduğu geri dönüş bölgesinin başladığı bu derinliklerde negatif hızlar söz konusudur. Hava karışımının yoğunluğunun nispeten azaldığı $x=10$ ve 15 cm kesitlerinde negatif hız bölgesinin LDA ile ölçülebildiği görülmektedir. Bu kesitlerde negatif hızların görüldüğü geri dönüş bölgesinin kalınlığının mansaba doğru gittikçe belirgin olarak azalmamasına karşın kanal tabanından daha büyük derinliklerde başlamaktadır. $x=20$ cm gelindiğinde bu kesitte negatif hızların bulunmadığı yani geri dönüş bölgesinin sona erdiği görülmektedir. Şekillerden görüldüğü gibi sıçrama havuzunun mansabına doğru gidildikçe katı sınıra yakın bölgelerdeki hızların azaldığı söylenebilir. Eşiğin hemen membasında ($x=49$ cm), eşiğin üstünde ($x=51$ cm) ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=56$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılması oluşmaktadır. Eşiğin mansabında $x=65$ ve 73 cm kesitlerinde sınır tabakası ayrılması oluşmamıştır ve bu kesitlerde elde edilen hız profillerinden bu kesitlerde eşik etkisinin bulunduğu anlaşılmaktadır. Eşik yapısı akım üzerindeki etkisini $x=85$ cm kesitinde kaybetmiştir.

Eşik yüksekliğinin $h_e = 3.5$ cm olduğu durumda elde edilen Şekil 7.11’de verilen deneysel hız profilleri incelendiğinde, $x=5, 10$ ve 15 cm kesitlerinde yoğun hava karışımlarından dolayı geri dönüş bölgesinde negatif hızların ölçümü yapılamamıştır. $x=5-15$ cm kesitlerinde ölçüm yapılabilen su derinliği mansaba doğru ilerledikçe artmaktadır. $x=20$ ve 25 cm kesitlerinde hava karışımlarının yoğunluğunun nispeten azalmasından dolayı bu kesitlerde su derinliği boyunca ölçüm yapılabilmiş ve geri dönüş bölgesindeki negatif hızlar ölçülebilmıştır. Aynı zamanda $x=5-25$ cm kesitlerindeki hız profillerinden, geri dönüş bölgesinin

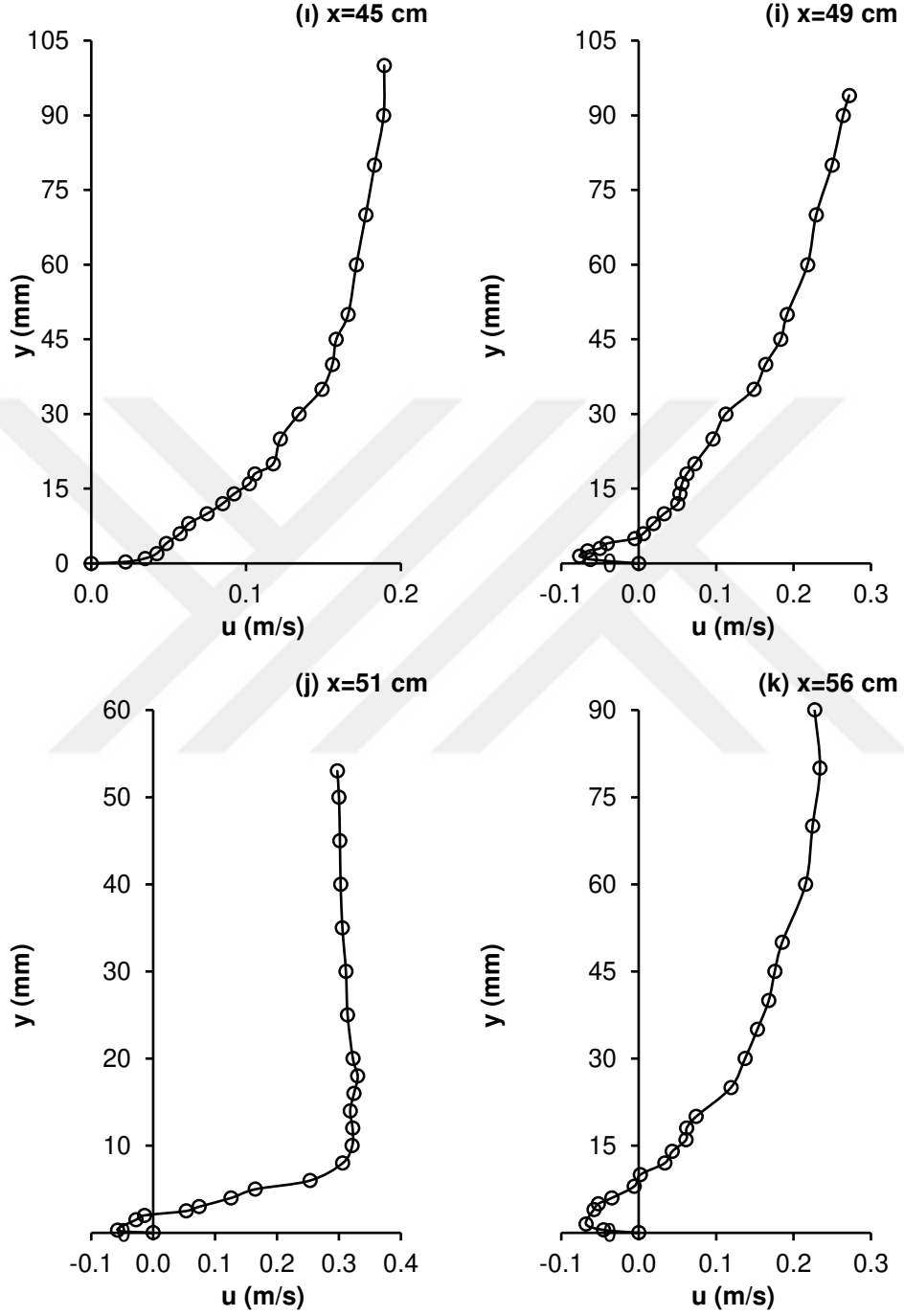
kalınlığının mansaba doğru gittikçe azaldığı da görülebilmektedir. $x=30$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden bu kesitten önce geri dönüş bölgesinin sonra geldiği anlaşılmaktadır. Eşiğin hemen membasında ($x=53$ cm), eşiğin üstünde ($x=56$ cm) ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=61$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılması oluşmaktadır. Eşiğin mansabında $x=69$, 79 ve 89 cm kesitlerinde sınır tabakası ayrılması oluşmamış ve $x=89$ cm kesitinde hız profili üzerinde eşik etkisinin bulunmadığı görülmektedir.

Eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.12’de verilen deneysel hız profilleri incelendiğinde, enerji kırıcı havuz giriş kesitlerinde ($x=5$ ve 10 cm) geri dönüş bölgesindeki hızlar hava karışımının yoğunluğundan dolayı ölçüm sistemiyle elde edilememiştir. Enerji kırıcı havuz giriş kesitinden mansaba doğru ilerledikçe ölçüm yapılabilen su derinliği artmasına rağmen negatif hızların bulunduğu geri dönüş bölgesi ölçülememiştir. Şekillerden görüldüğü gibi sıçrama havuzunun mansabına doğru gidildikçe katı sınıra yakın bölgelerdeki hızların azaldığı söylenebilir. Eşiğin membasında ($x=60$ cm) ve eşiğin üstünde ($x=64$ cm) tabanda sınır tabakası ayrılmasının oluşmadığı, eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=68$ cm) ve eşiğin mansabında ($x=73$ cm) ise tabanda sınır tabakası ayrılmasının oluştuğu görülmektedir. $x=93$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden eşik yapısının akım alanına etkisinin bulunmadığı anlaşılmaktadır. Ayrıca, aynı hidrolik sıçrama öncesi şartlar altında eşik yüksekliğinin azalması ile birlikte enerji kırıcı havuz içinde oluşan jet akımı bölgesindeki hız değeri artış göstermektedir. Eşik yapısının yüksekliğinin azalması ile eşik yapısı etrafında ve üzerinde meydana gelen sınır tabakasını ayrılmasının azaldığı hatta eşik üstünde $h_e=3$ cm durumunda oluşmadığı görülmektedir.

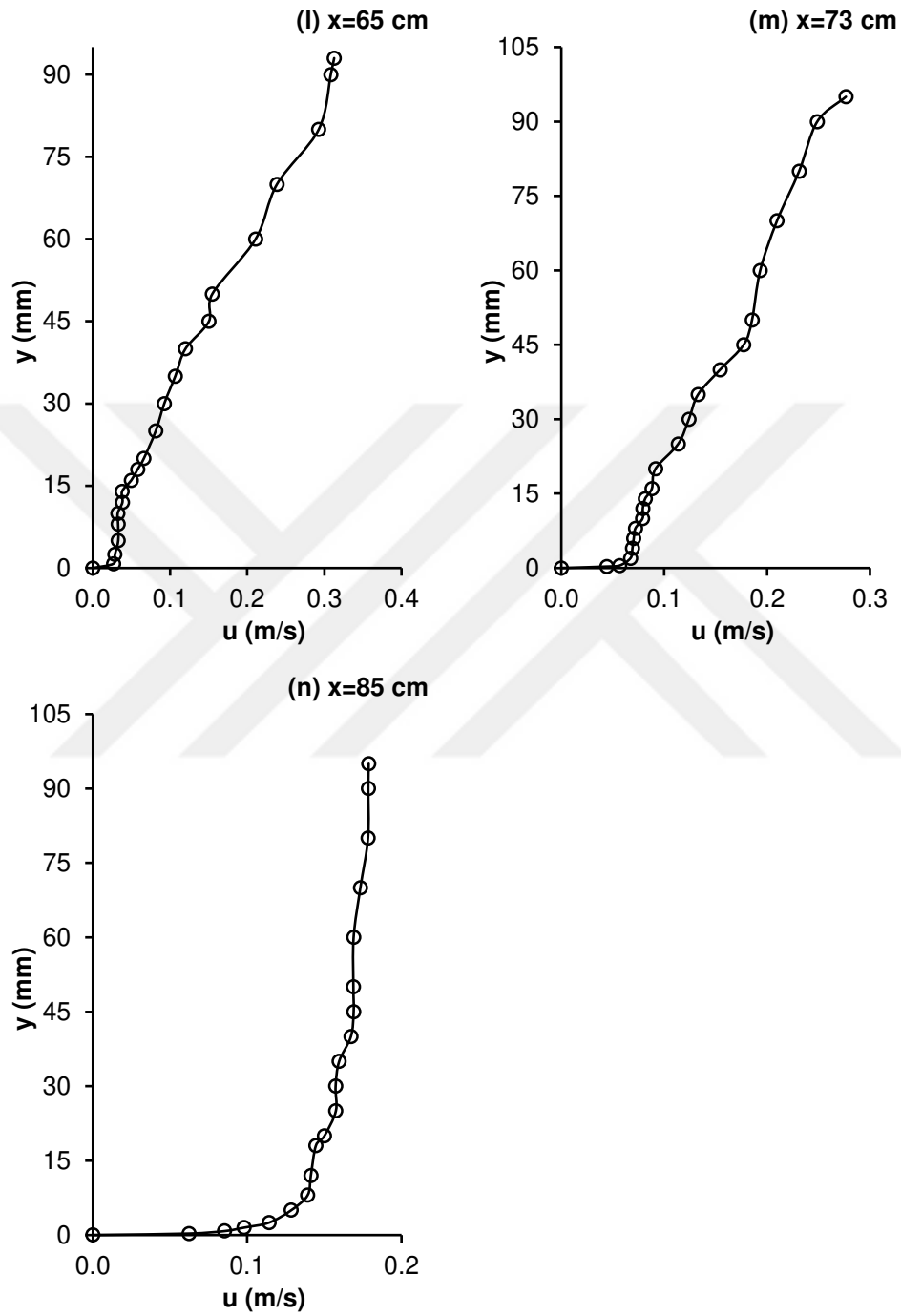
Şekil 7. 10. $Fr_1=8$ ve $h_c=4.0\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri



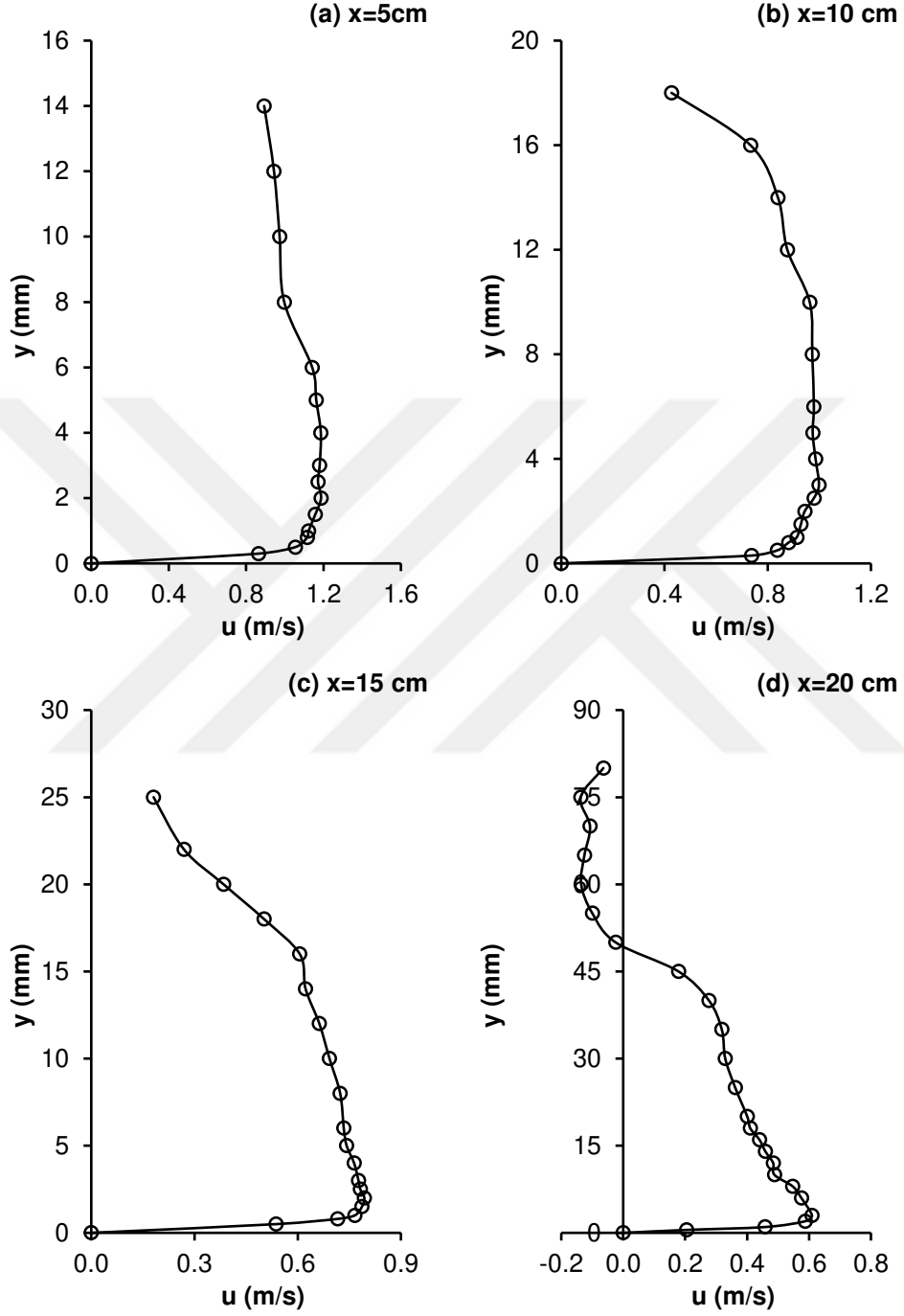
Şekil 7.10. (Devamı)

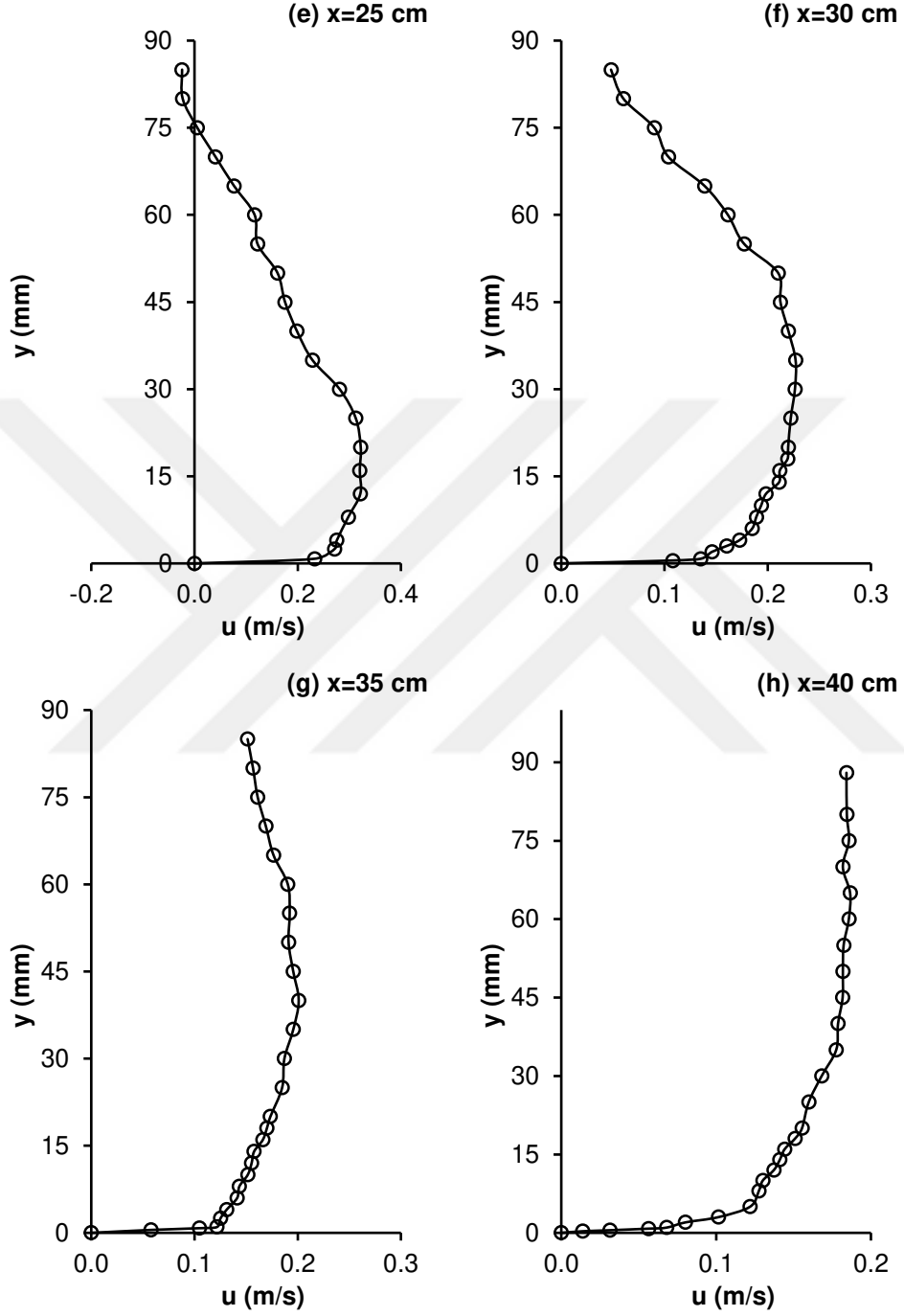


Şekil 7.10. (Devamı)

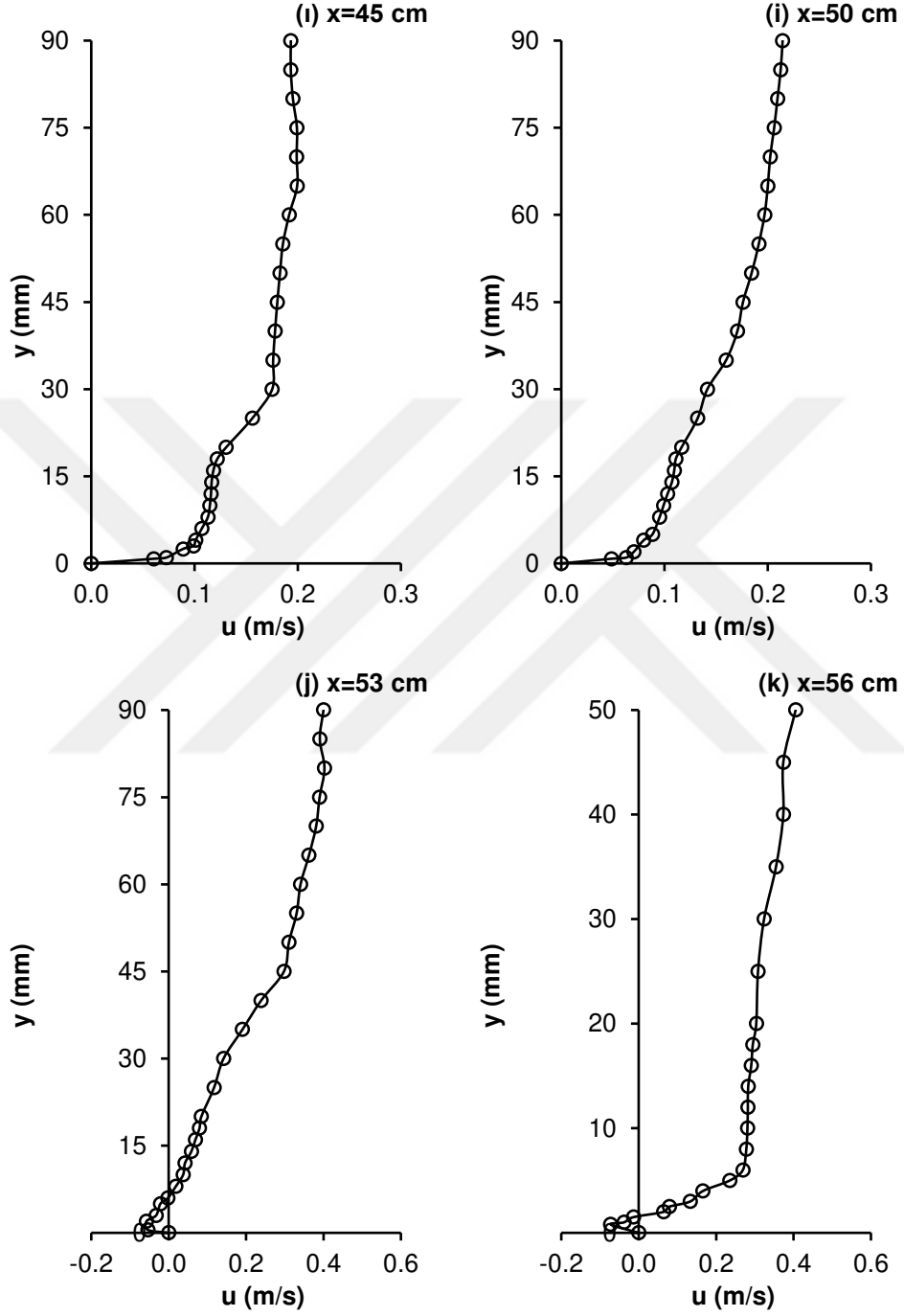


Şekil 7.10. (Devamı)

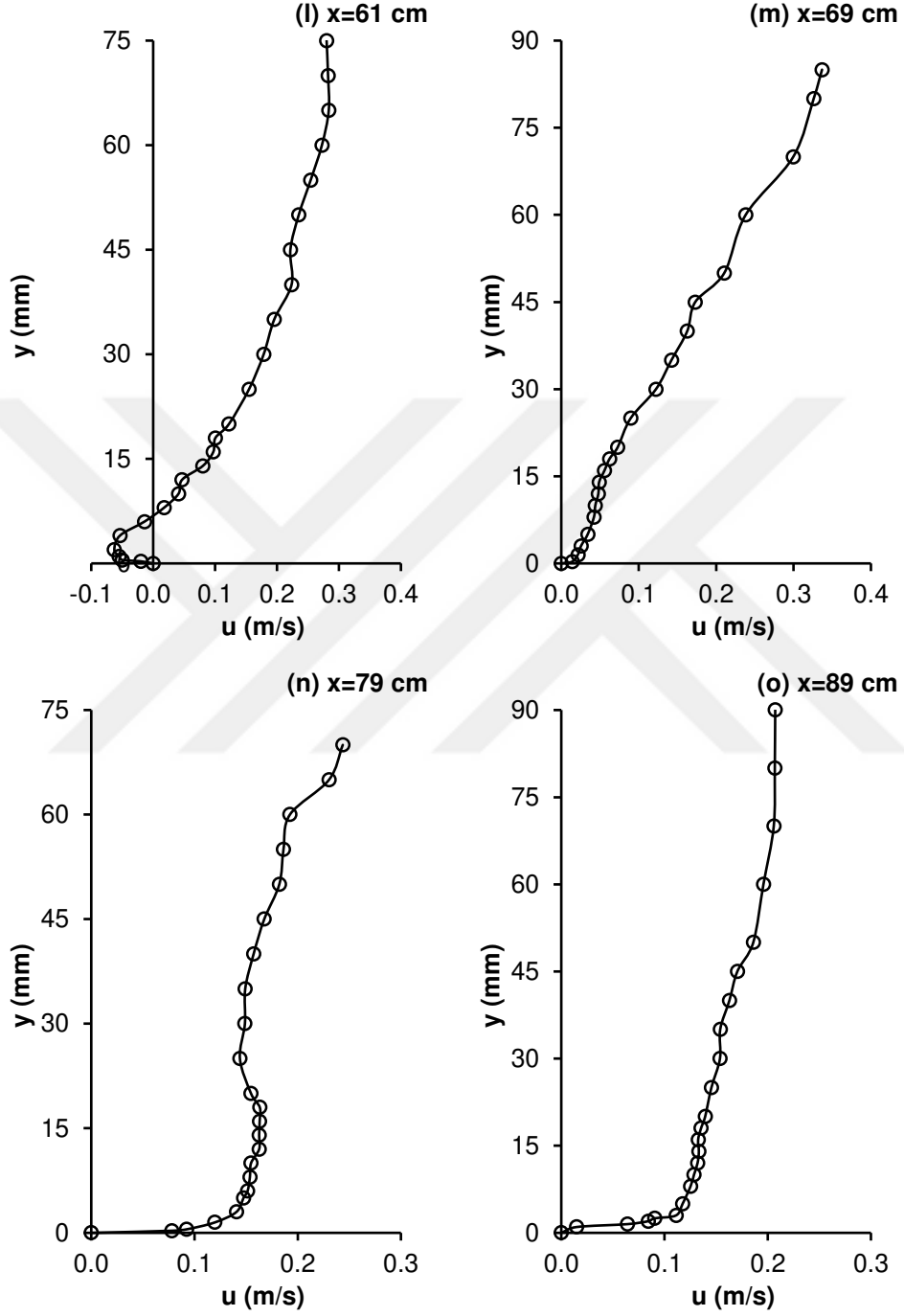
Şekil 7. 11. $Fr_1=8$ ve $h_e=3.5\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri



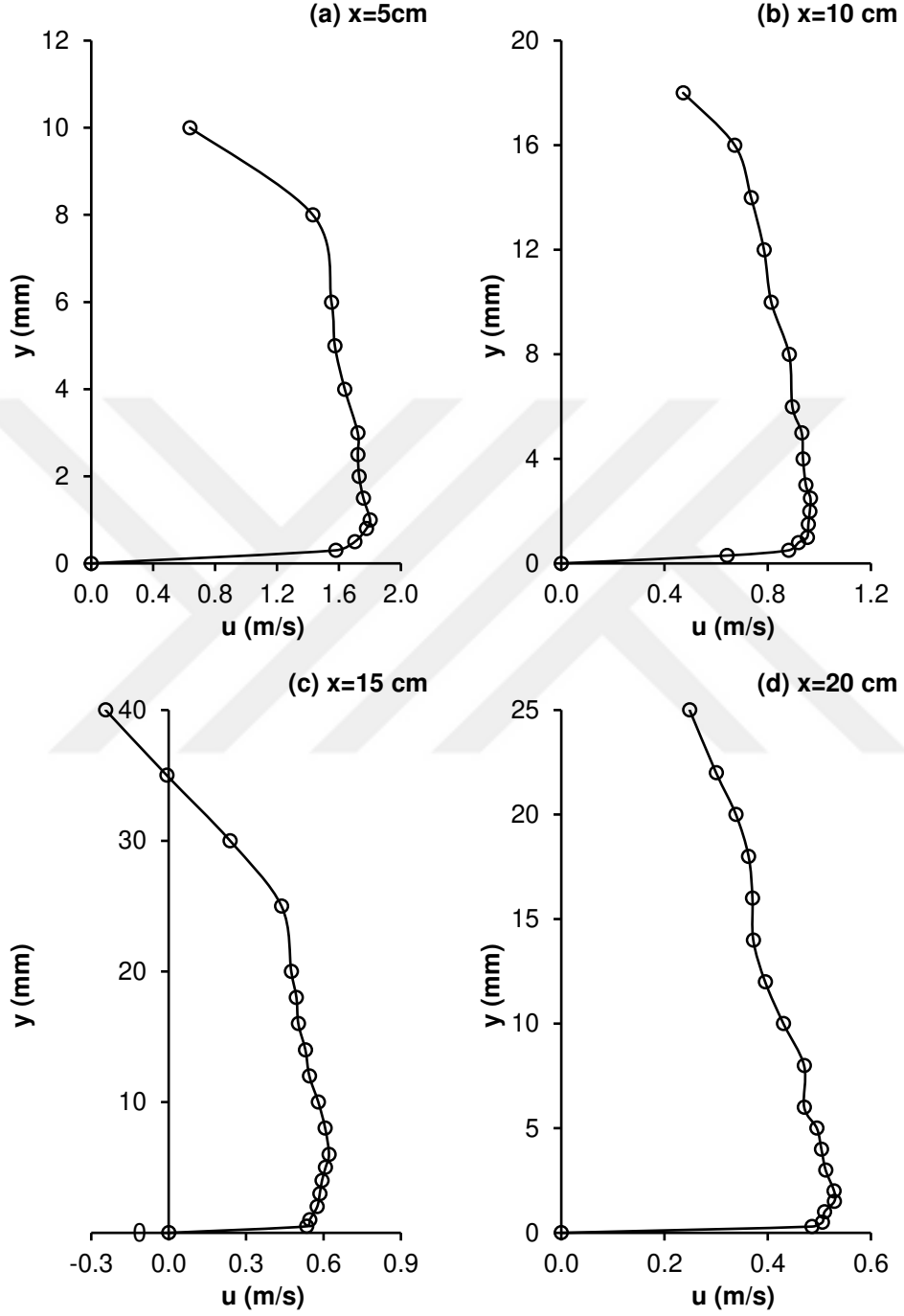
Şekil 7.11. (Devam)

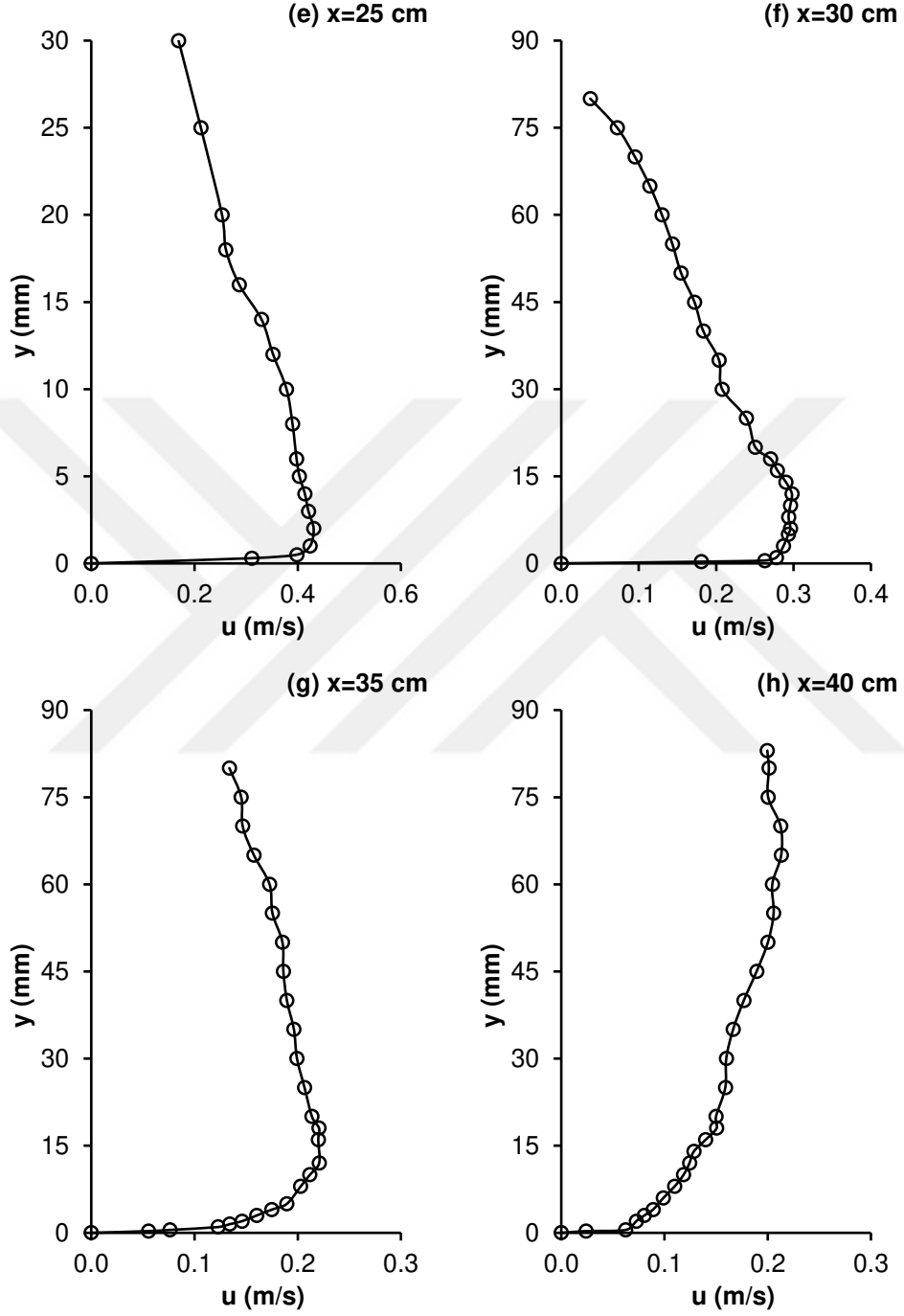


Şekil 7.11. (Devam)

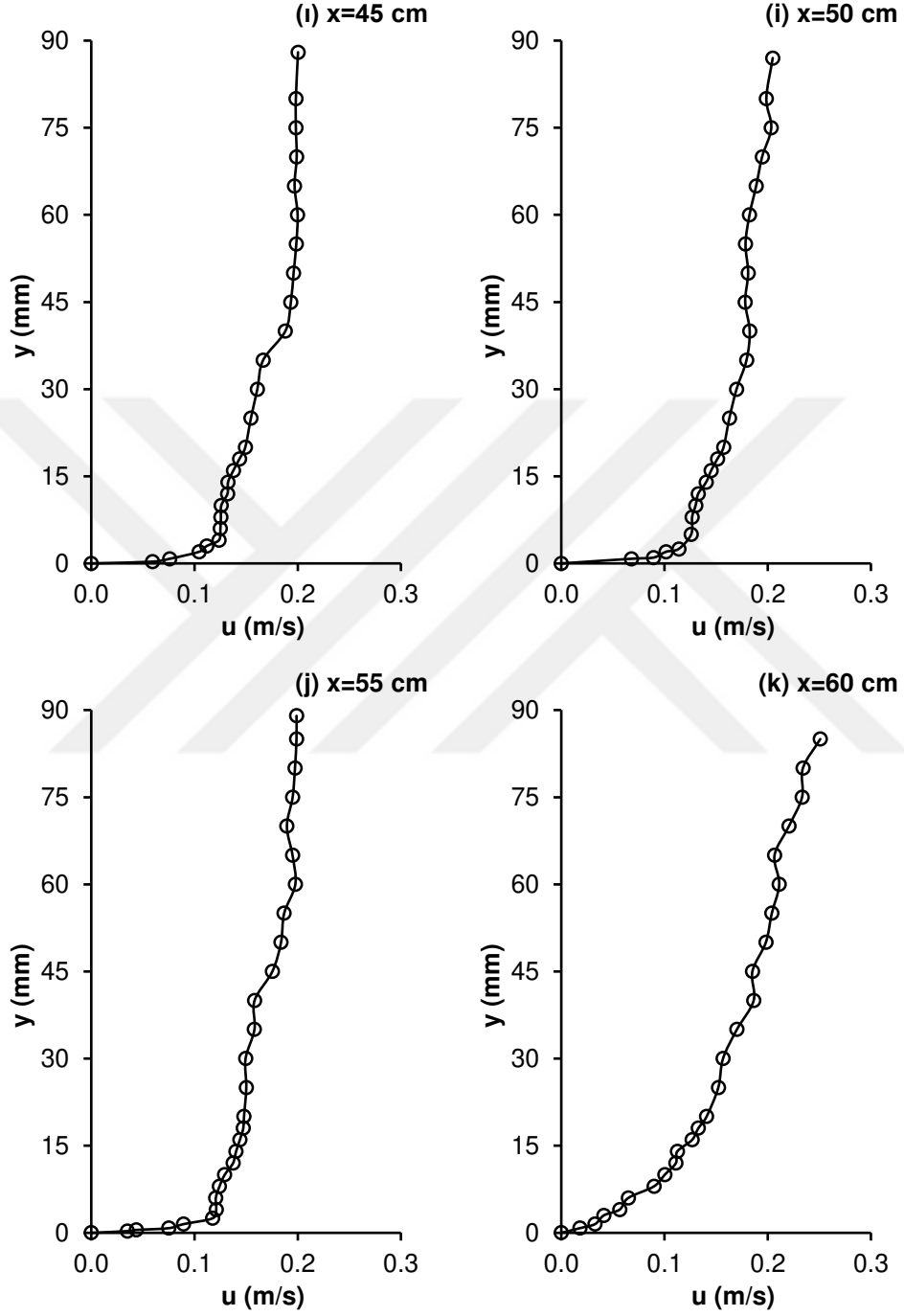


Şekil 7.11. (Devam)

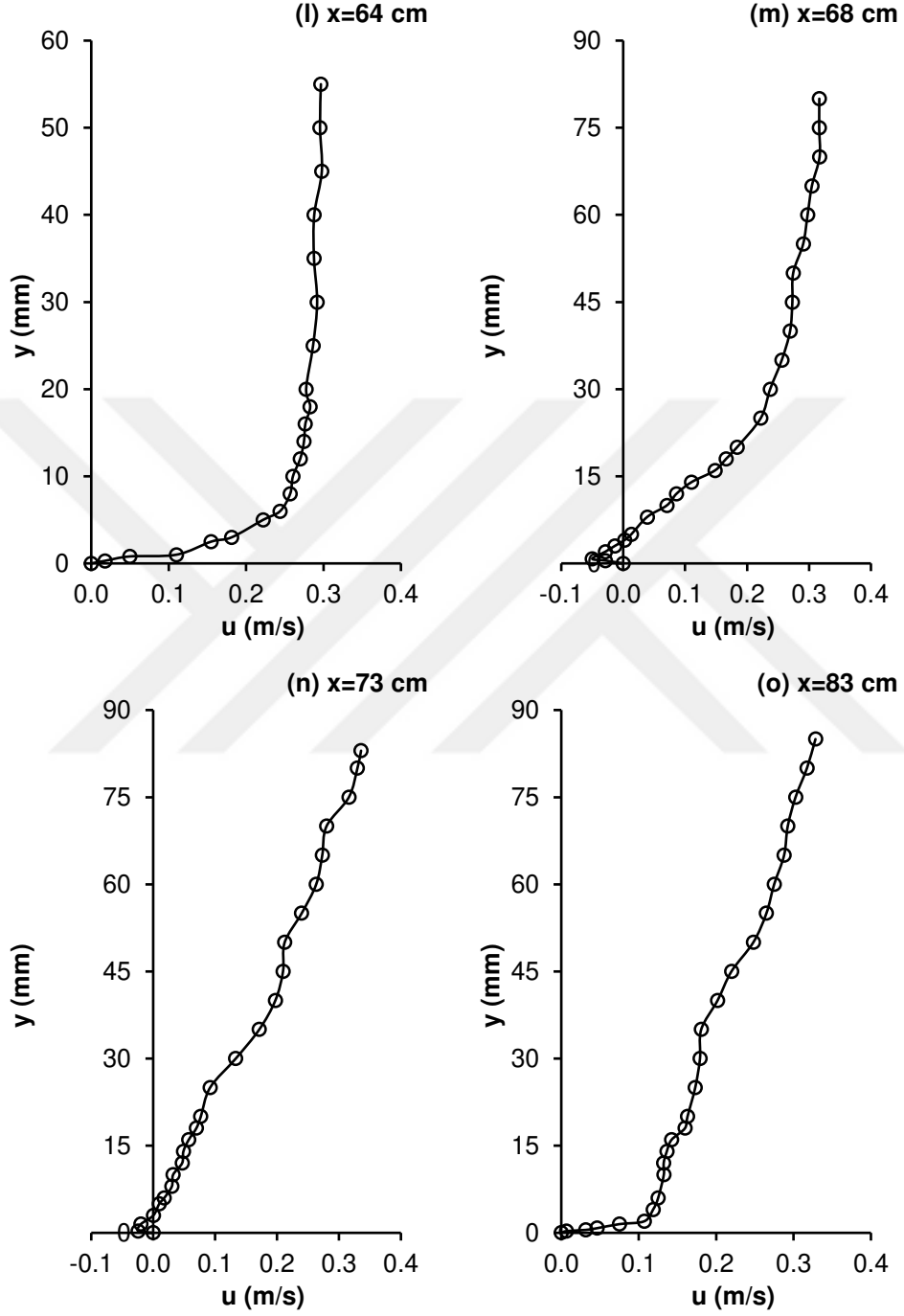
Şekil 7. 12. $Fr_1=8$ ve $h_e=3.0\text{ cm}$ için deneysel hız profilleri



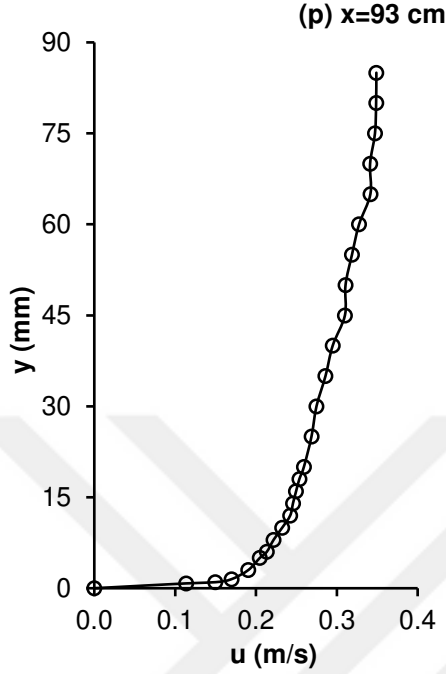
Şekil 7.12. (Devam)



Şekil 7.12. (Devam)



Şekil 7.12. (Devam)



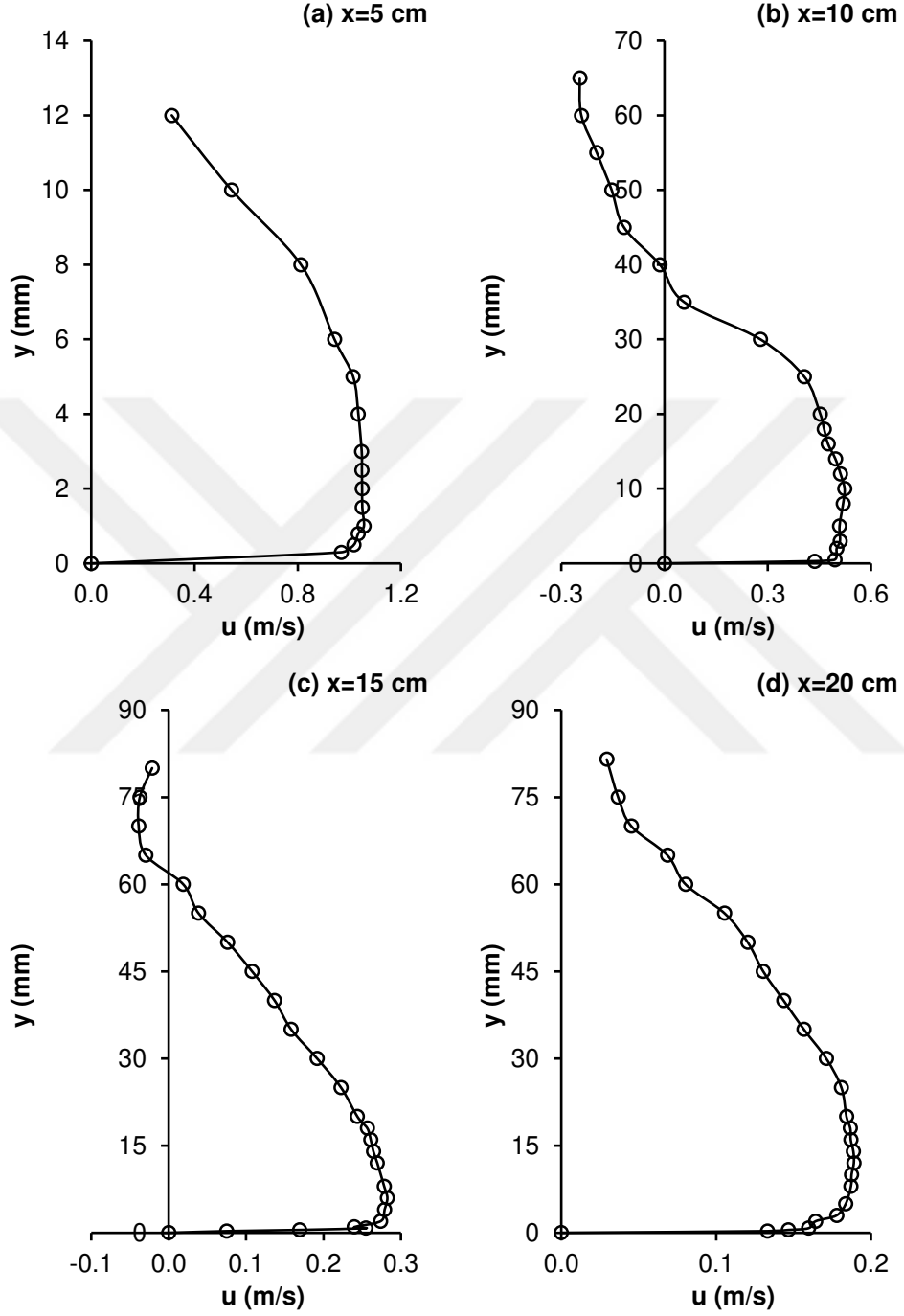
Şekil 7.12. (Devam)

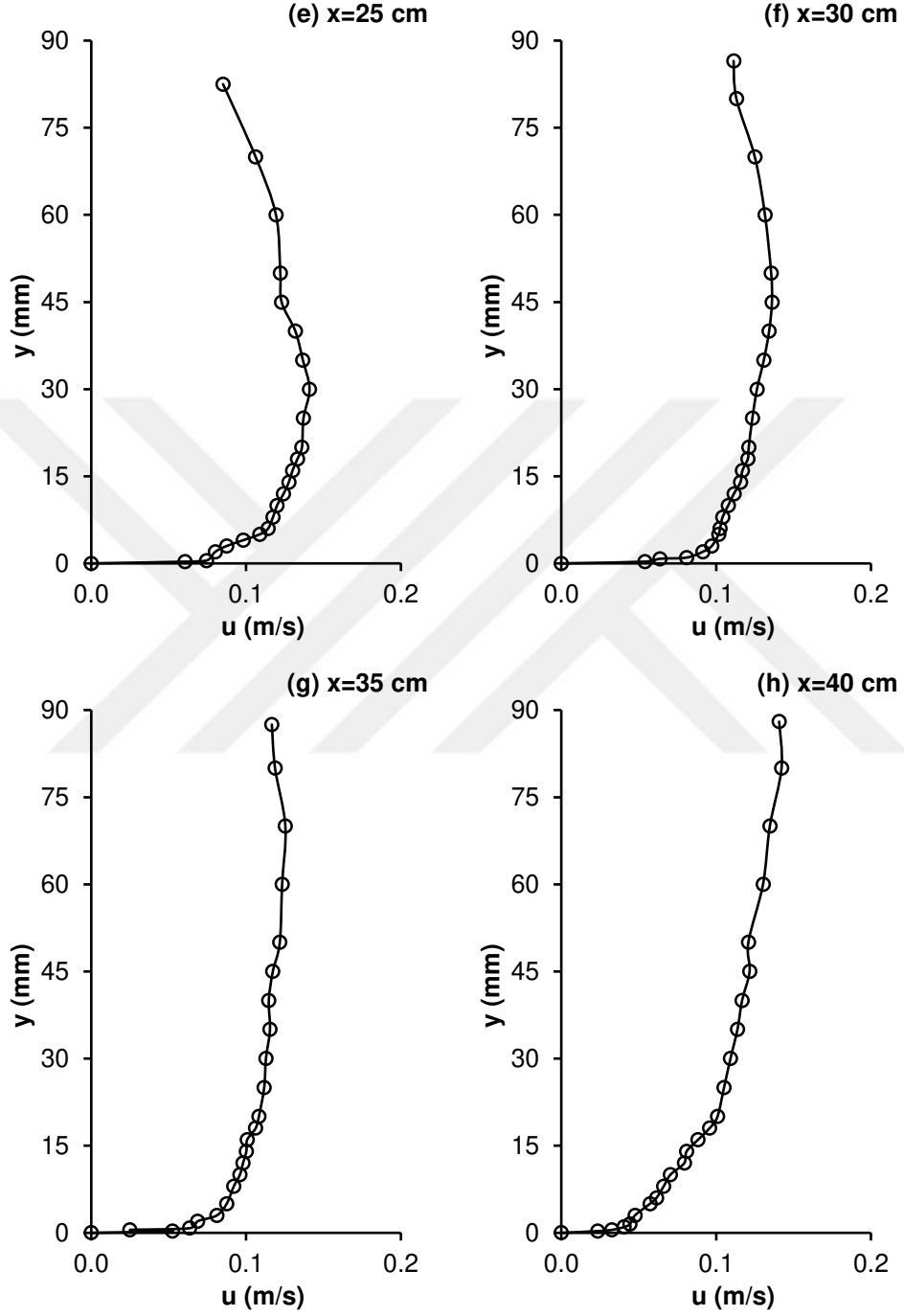
Şüt kanalı eğiminin 12° ve sıçrama öncesi giriş kesitinde $Fr_1=7.5$ olarak hesaplandığı akım durumunda, üç farklı eşik yüksekliği $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm için elde edilen deneysel hız profilleri sırasıyla Şekil 7.13, 7.14 ve 7.15’de verilmiştir. Eşik yüksekliğinin $h_e=4$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.13’de verilen hız profilleri incelendiğinde, enerji kırıcı havuzun hemen giriş kesiti olan $x=5$ cm kesitinde jet akımının başladığı ve $y=12$ mm’den büyük su derinliklerinde negatif hızların bulunduğu geri dönüş bölgesinde hava karışımının yoğun olması nedeniyle hız ölçümü yapılamamıştır. Hava karışımının yoğunluğunun nispeten azaldığı $x=10$ cm kesitinde negatif hız bölgesi görülmekte ve $x=15$ cm kesitinde geri dönüş bölgesinin kalınlığı $x=10$ cm göre daha az olduğu anlaşılmaktadır. Şekillerden görüldüğü gibi sıçrama havuzunun mansabına doğru gidildikçe eşik yapısının etkisine giren akımın katı sınıra yakın bölgelerdeki hız değerleri azalmaktadır. Geri dönüş bölgesinin $x=20$ cm gelindiğinde sona erdiği görülmektedir. Sınır tabakası

ayrılması oluşumu, eşiğin hemen membasında ($x=43$ cm), eşiğin üstünde ($x=45.5$ cm) ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=49$ cm) görülmektedir. Eşik mansabında elde edilen hız profillerinde ($x=60, 70$ ve 80 cm) sınır tabakası ayrılması oluşumundan söz etmek mümkün değildir.

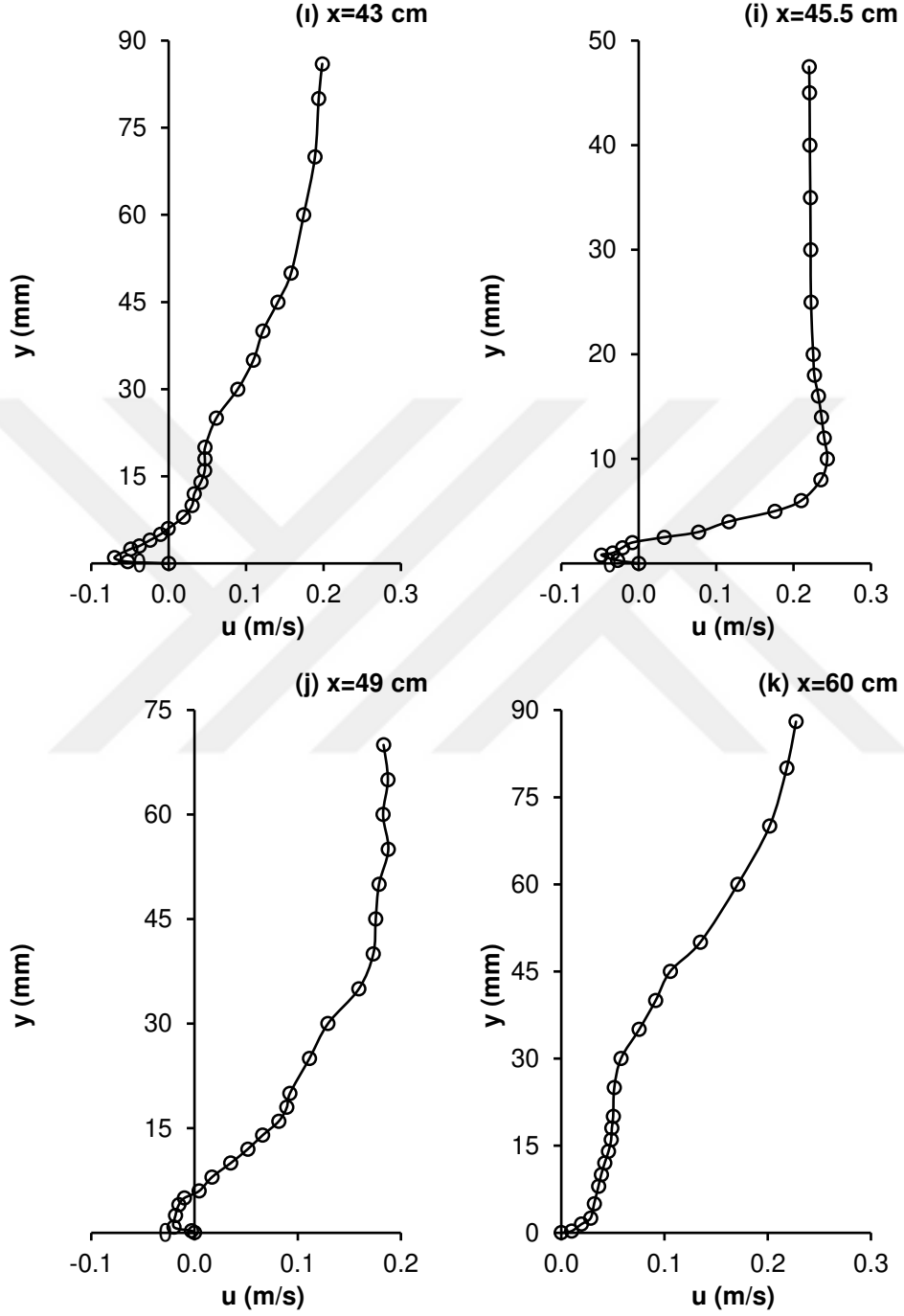
Eşik yüksekliğinin $h_e=3.5$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.14’de verilen hız profilleri incelendiğinde, hız profillerinin genel olarak $h_e=4$ cm durumunda elde edilen ve Şekil 7.13’de verilen hız profillerine benzer olduğu görülmektedir. Eşik yüksekliğinin $h_e=4$ cm olduğu durumda $x=10$ cm kesitinde görülen negatif hız bölgesi eşik yüksekliğinin azalması ile hidrolik sıçramanın etkinliğini arttırmasıyla akım içerisine daha fazla hava karşımına neden olmuş ve geri dönüş bölgesindeki hızlar ölçülememiştir. Eşik mansabında $x=80$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden eşik yapısının etkisinin bu kesitte bulunmadığı anlaşılmaktadır.

Eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.15’de verilen hız profilleri incelendiğinde, $x=5, 10, 15$ ve 20 cm kesitlerinde hız değerlerinin su derinliği boyunca hız ölçümlerinin yapılamadığı anlaşılmaktadır. Enerji kırıcı havuz mansabına doğru ilerledikçe ($x=5-25$ cm) katı sınıra yakın bölgedeki hız değerleri azalmakta olduğu şekillerden anlaşılmaktadır. Eşiğin hemen membasında ($x=49$ cm) ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=57$ cm) sınır tabakası ayrılması oluşumu görülmesine rağmen, eşiğin üstünde ($x=51.5$ cm) ve eşiğin mansabında sınır tabakası ayrılması oluşumu meydana gelmemektedir. Ayrıca, eşik mansabında $x=65$ ve 79 cm kesitlerinde eşik yapısının akım alanına etkisi bu kesitlerde elde edilen hız profillerinden anlaşılmasına karşın, $x=85$ cm kesitinde bu etkiden söz etmek mümkün görülmemektedir.

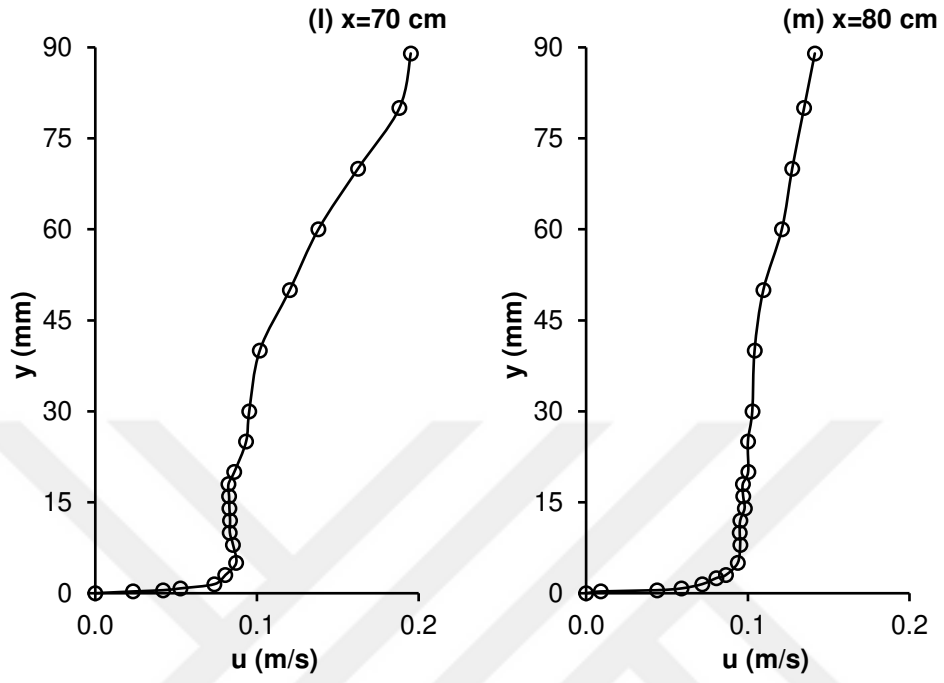
Şekil 7. 13. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri



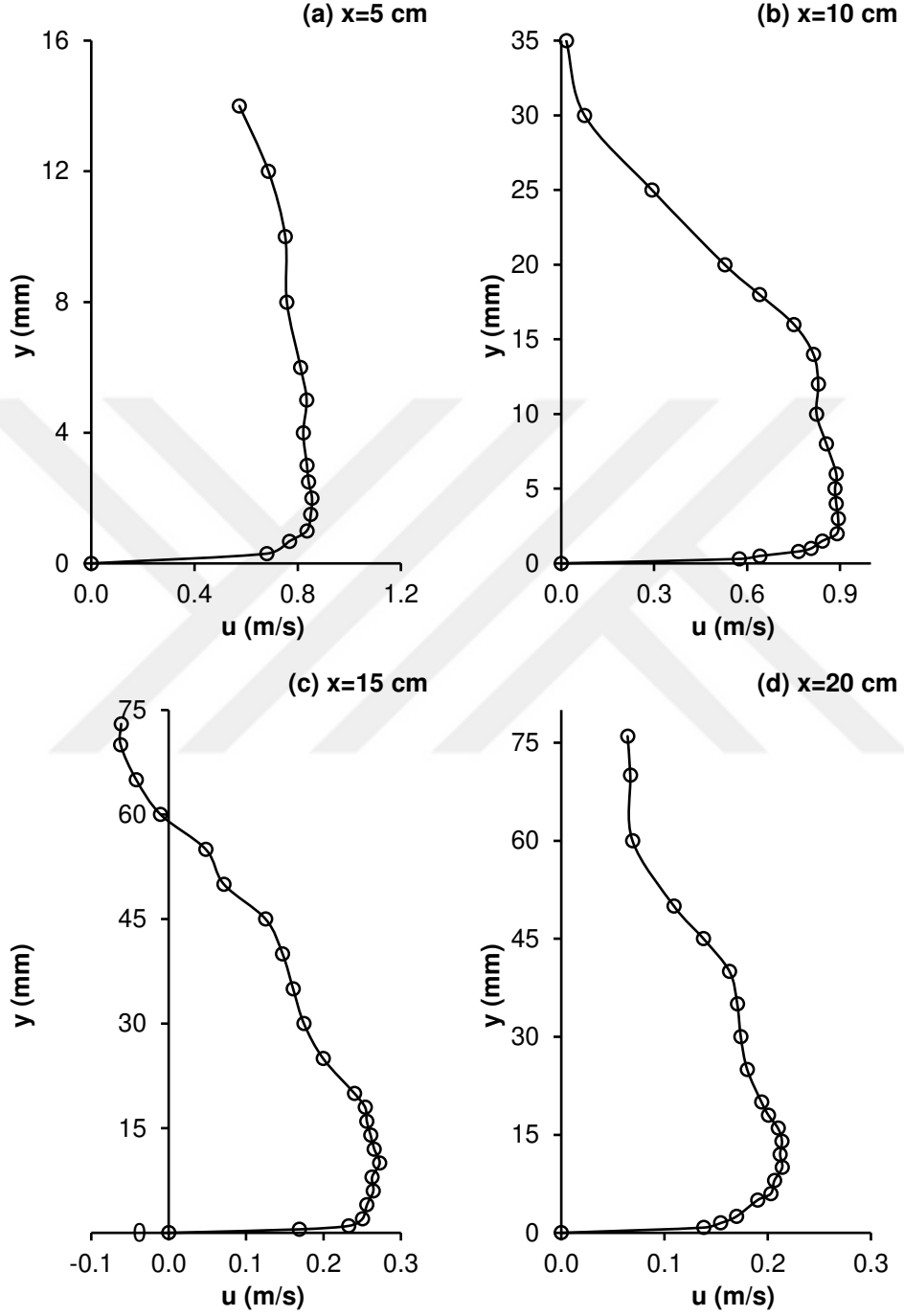
Şekil 7.13. (Devam)

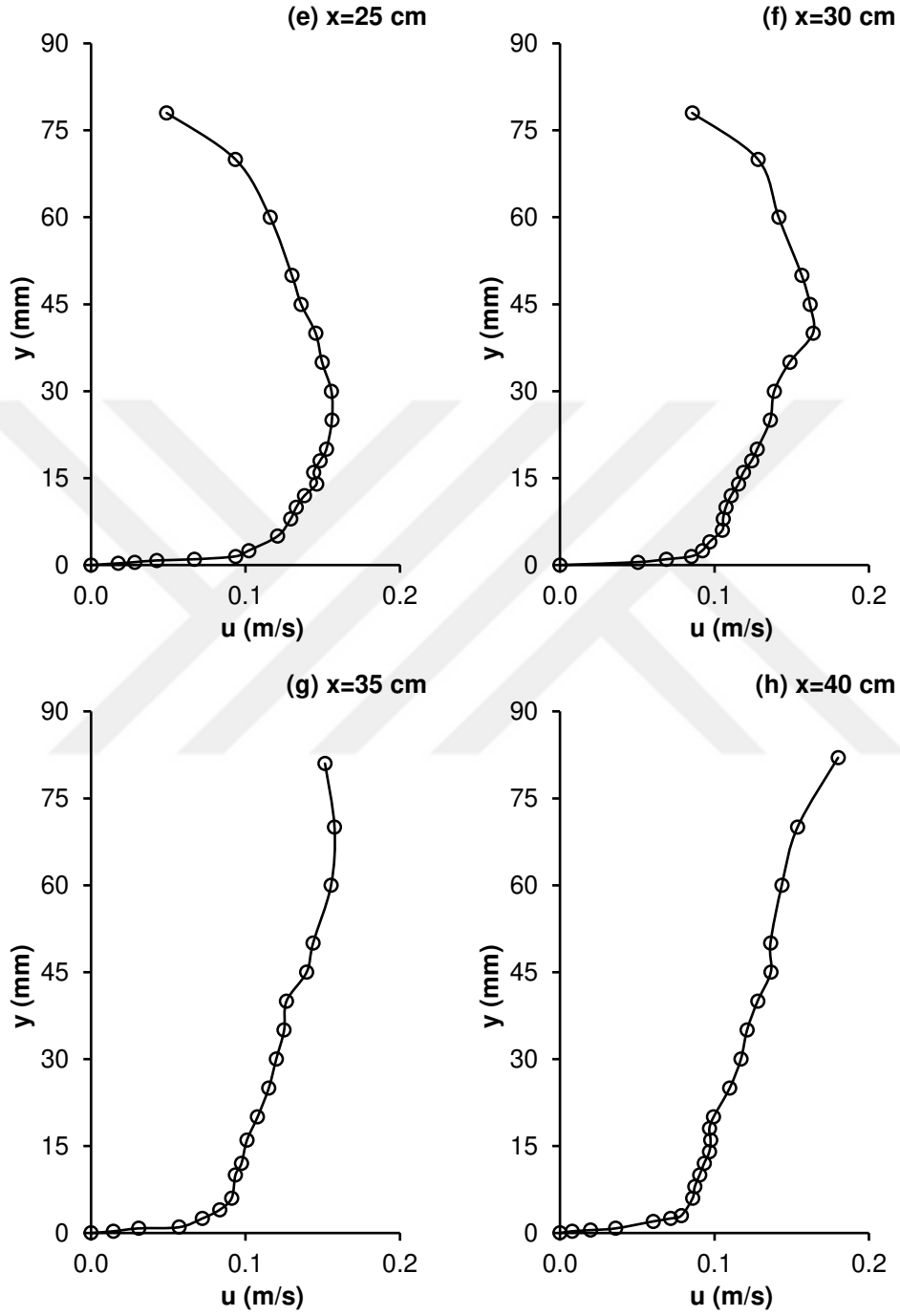


Şekil 7.13. (Devam)

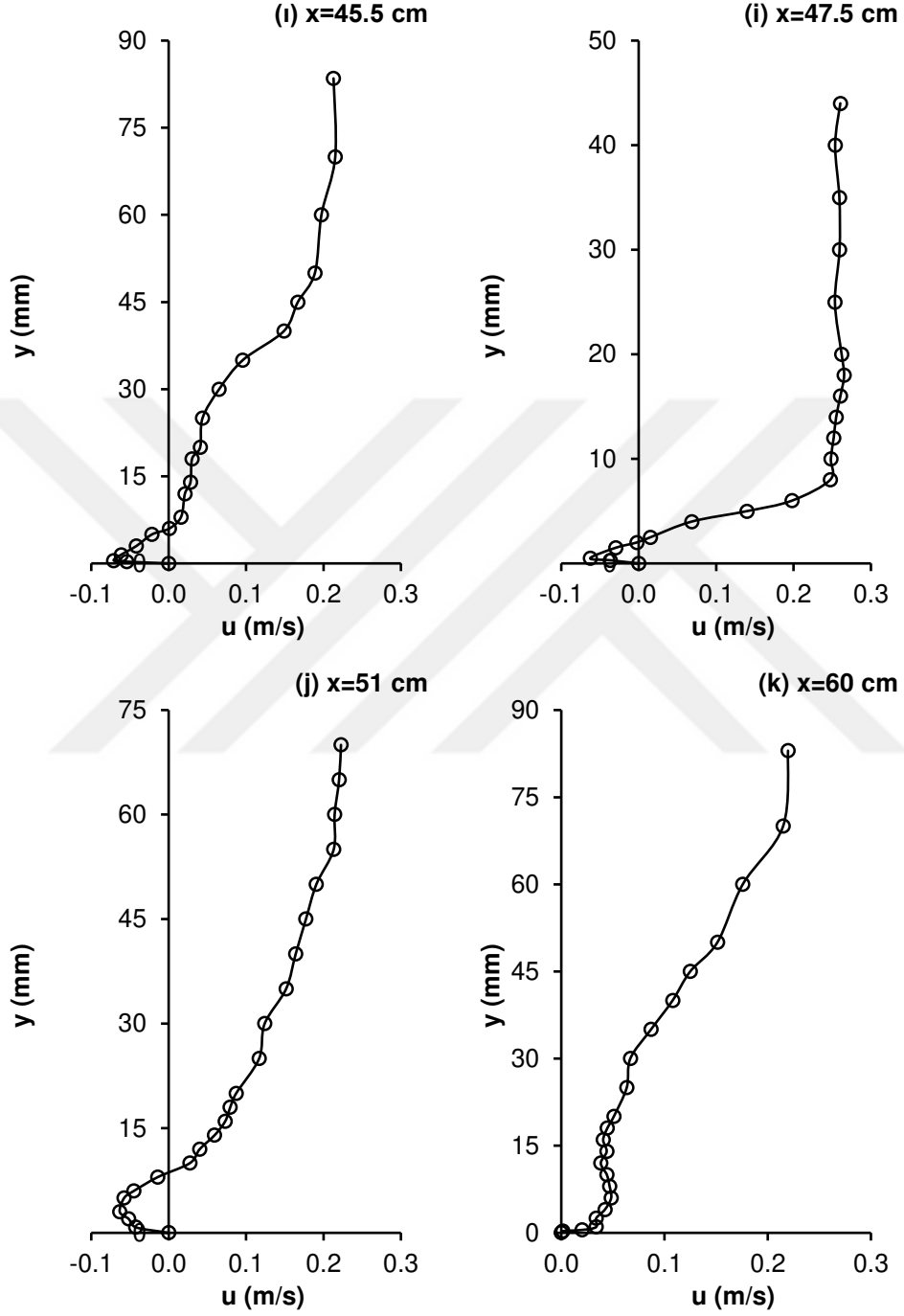


Şekil 7.13. (Devam)

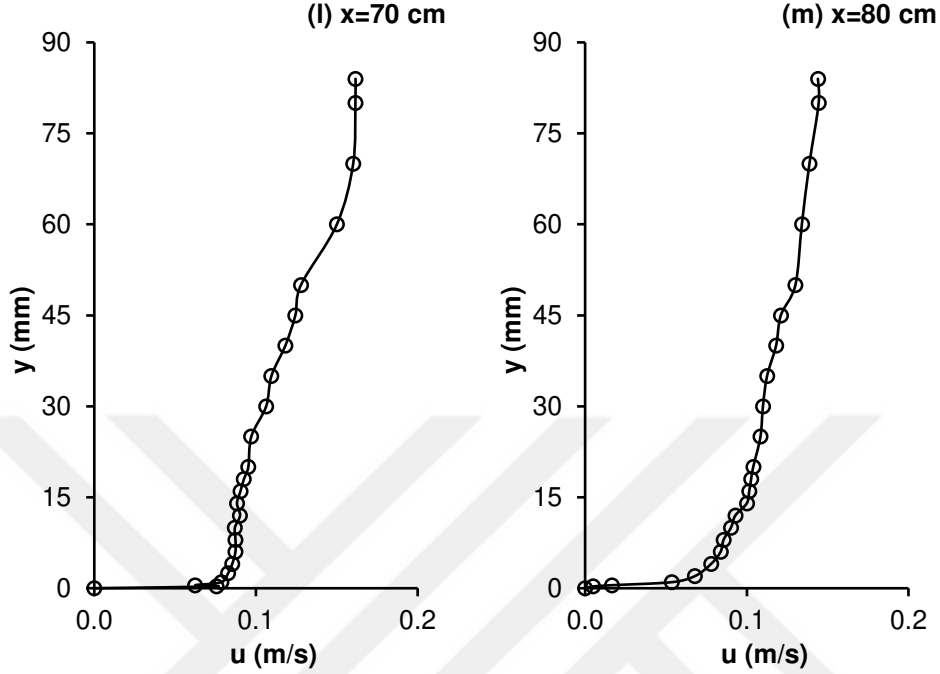
Şekil 7. 14. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7. 14. (Devam)

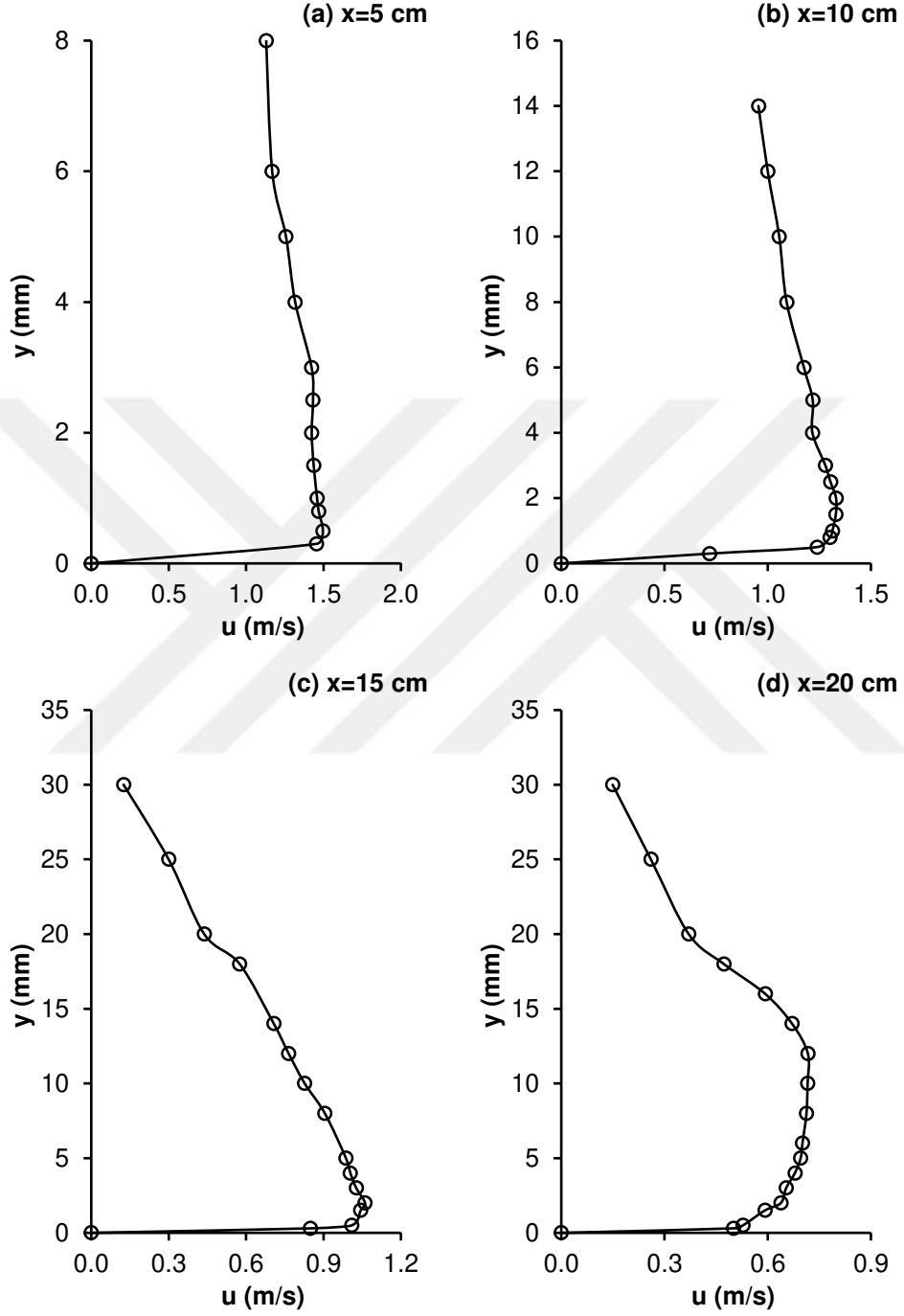


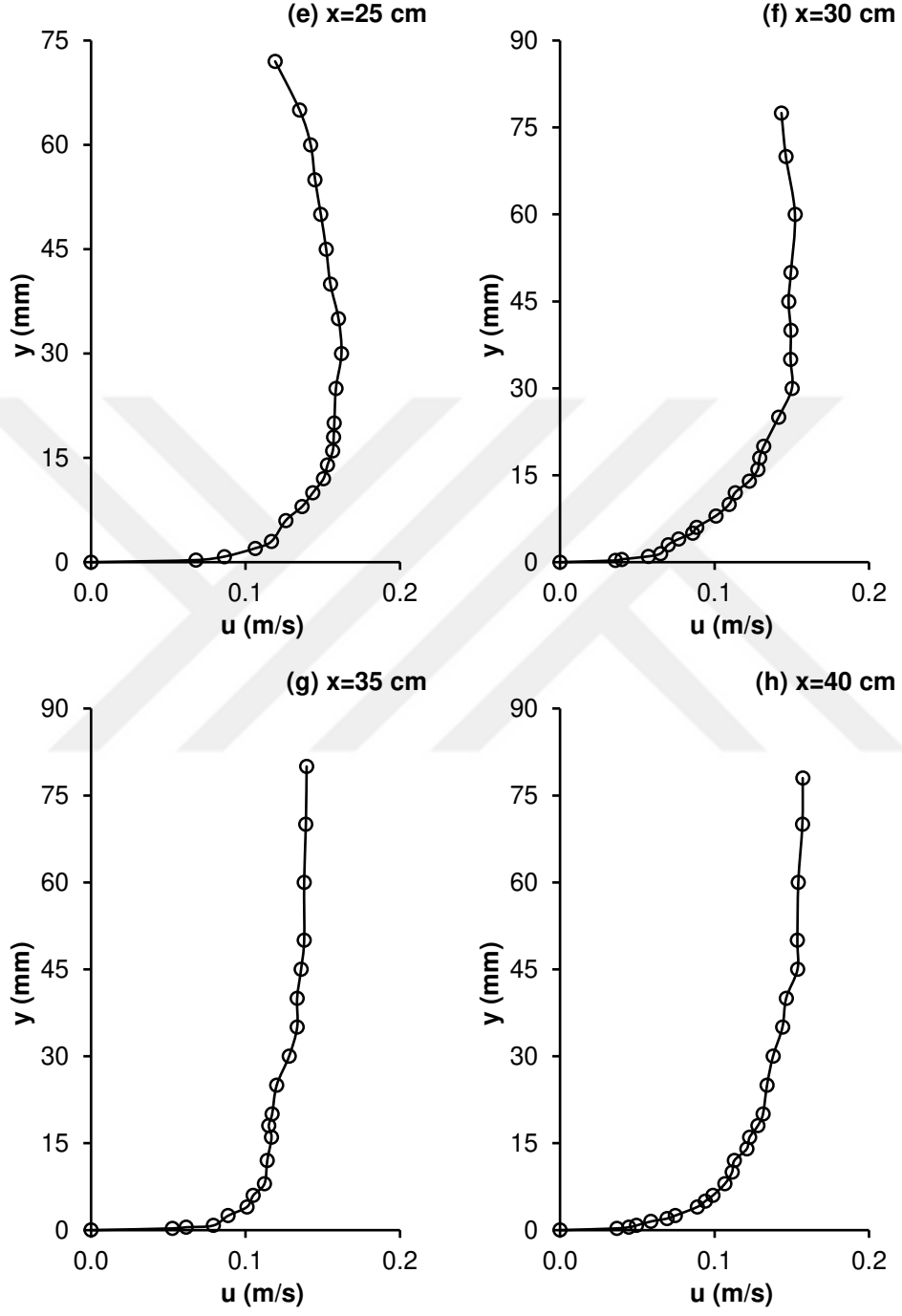
Şekil 7. 14. (Devam)



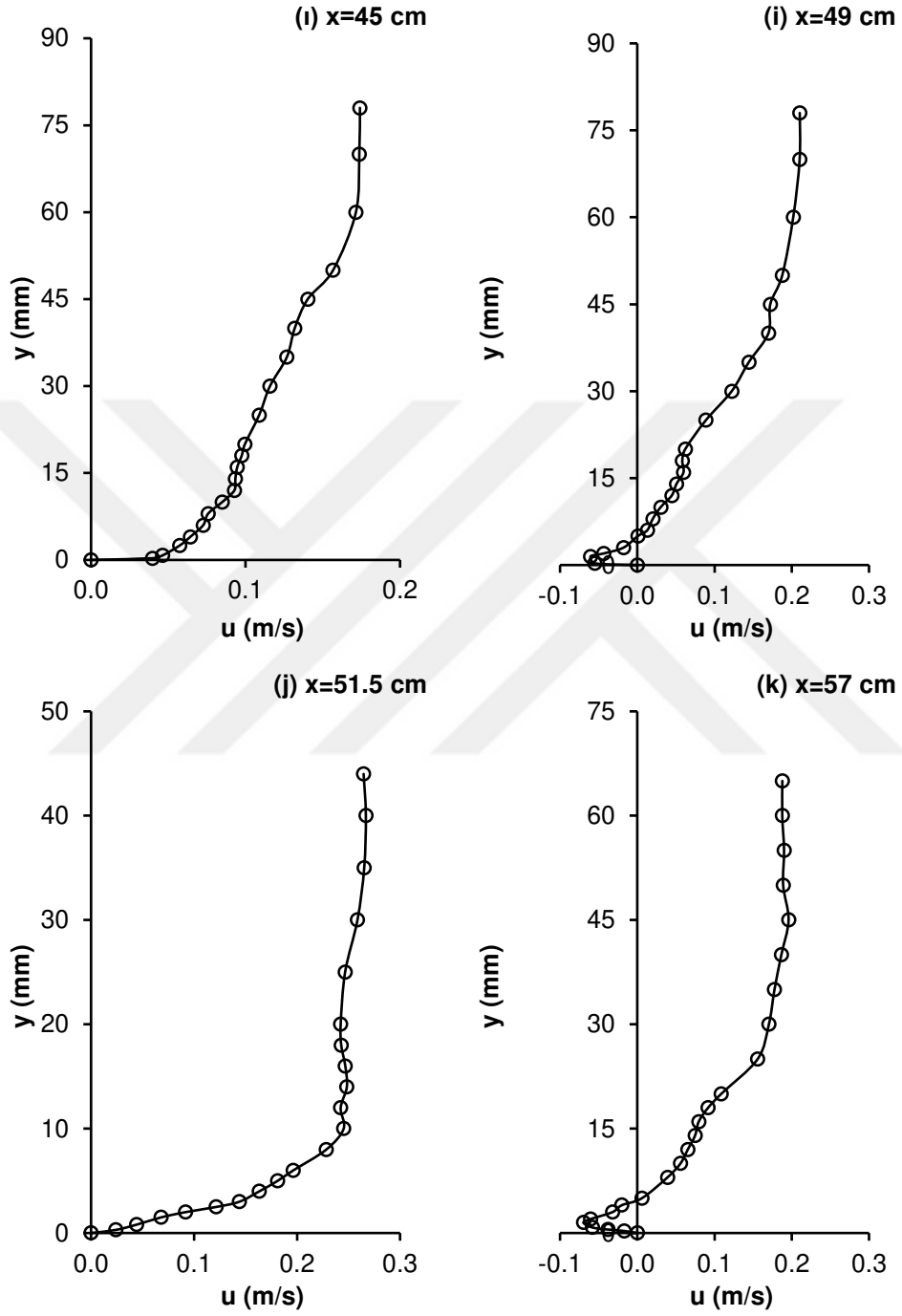
Şekil 7. 14. (Devam)

Şekil 7.15’de eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm olduğu durumda elde edilen hız profilleri verilmiştir. Şekil 7.15’de verilen hız profilleri incelendiğinde, enerji kırıcı havuz giriş bölgesinde oluşan jet akımının $x=25$ cm kesitinde etkisini yitirdiği ve su yüzüne yakın bölgede oluşan geri dönüş bölgesinin oluşmadığı görülmektedir. $x=5, 10, 15$ ve 20 cm kesitlerinde hidrolik sıçramadan dolayı akım içerisinde hava kabarcıklarının yoğun olarak bulunması nedeniyle, su yüzüne yakın bölgede hız değerleri ölçülememiştir. $x=49$ ve 57 cm kesitlerinde elde edilen hız profillerinden, eşik membasında ve eşik eğimli yüzeyinde ayrılmanın olduğu anlaşılmaktadır. Eşik kret kesiti olan $x=51.5$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden bu kesitte herhangi bir ayrılmanın oluşmadığı görülmektedir.

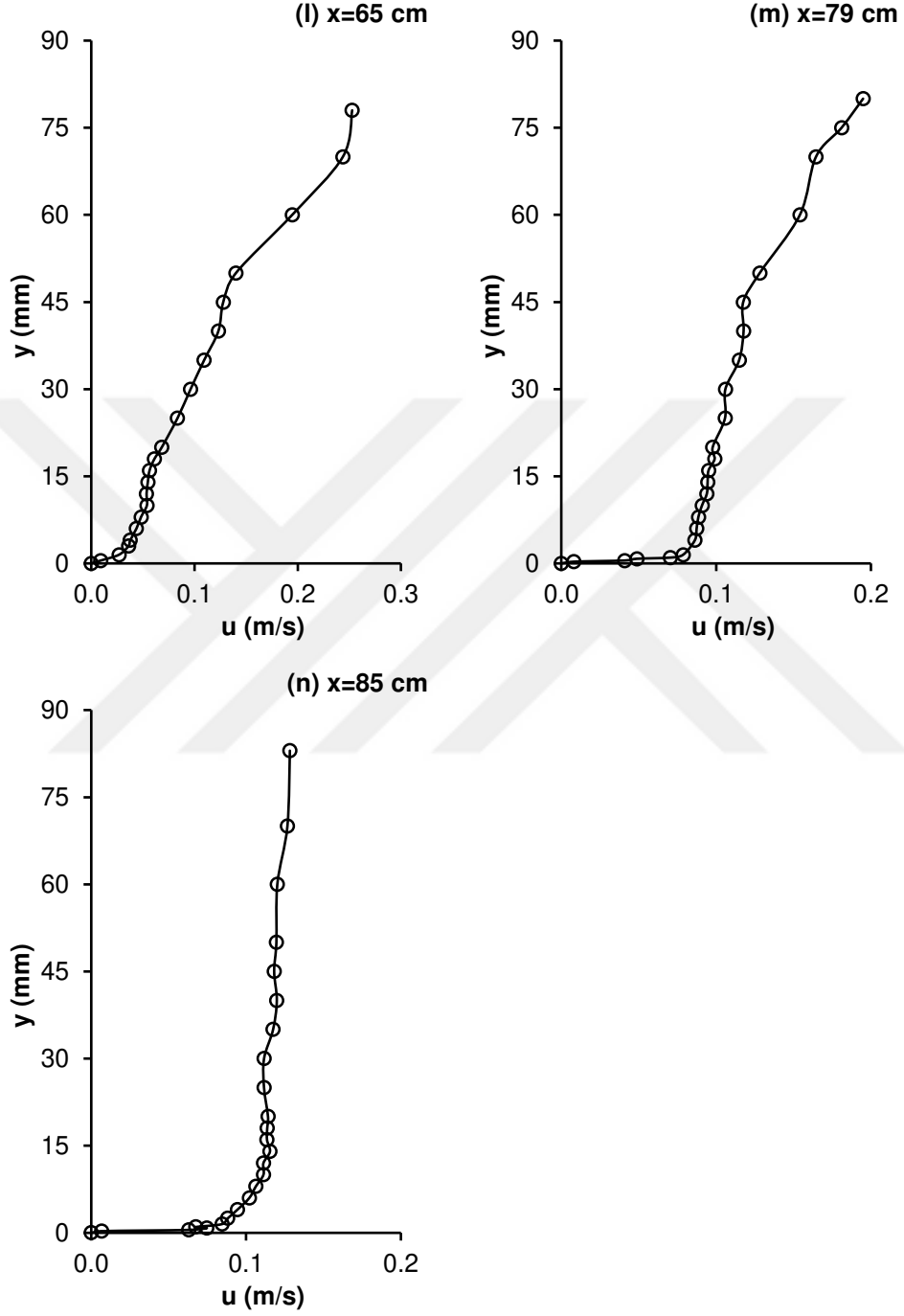
Şekil 7. 15. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7. 15. (Devam)

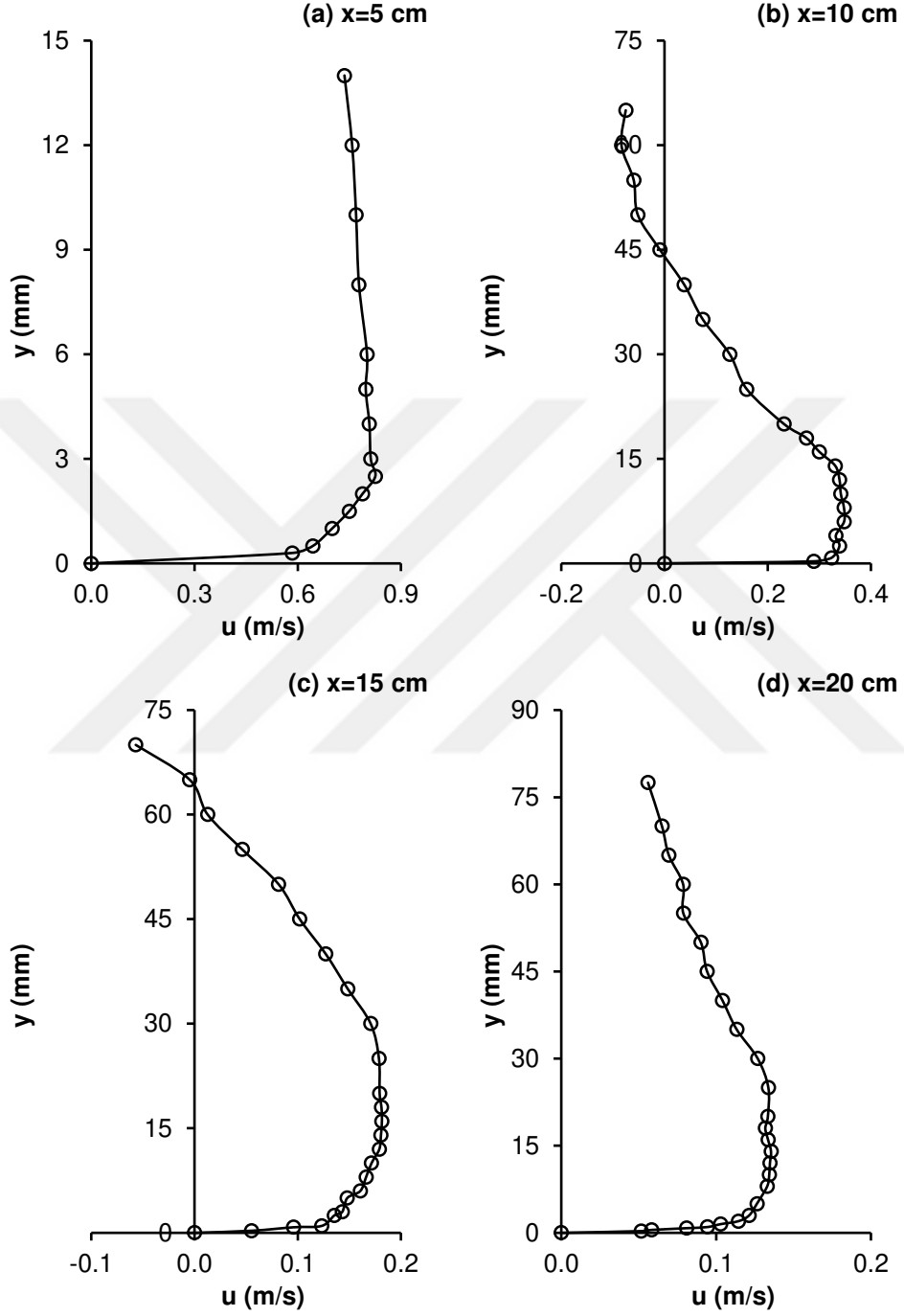


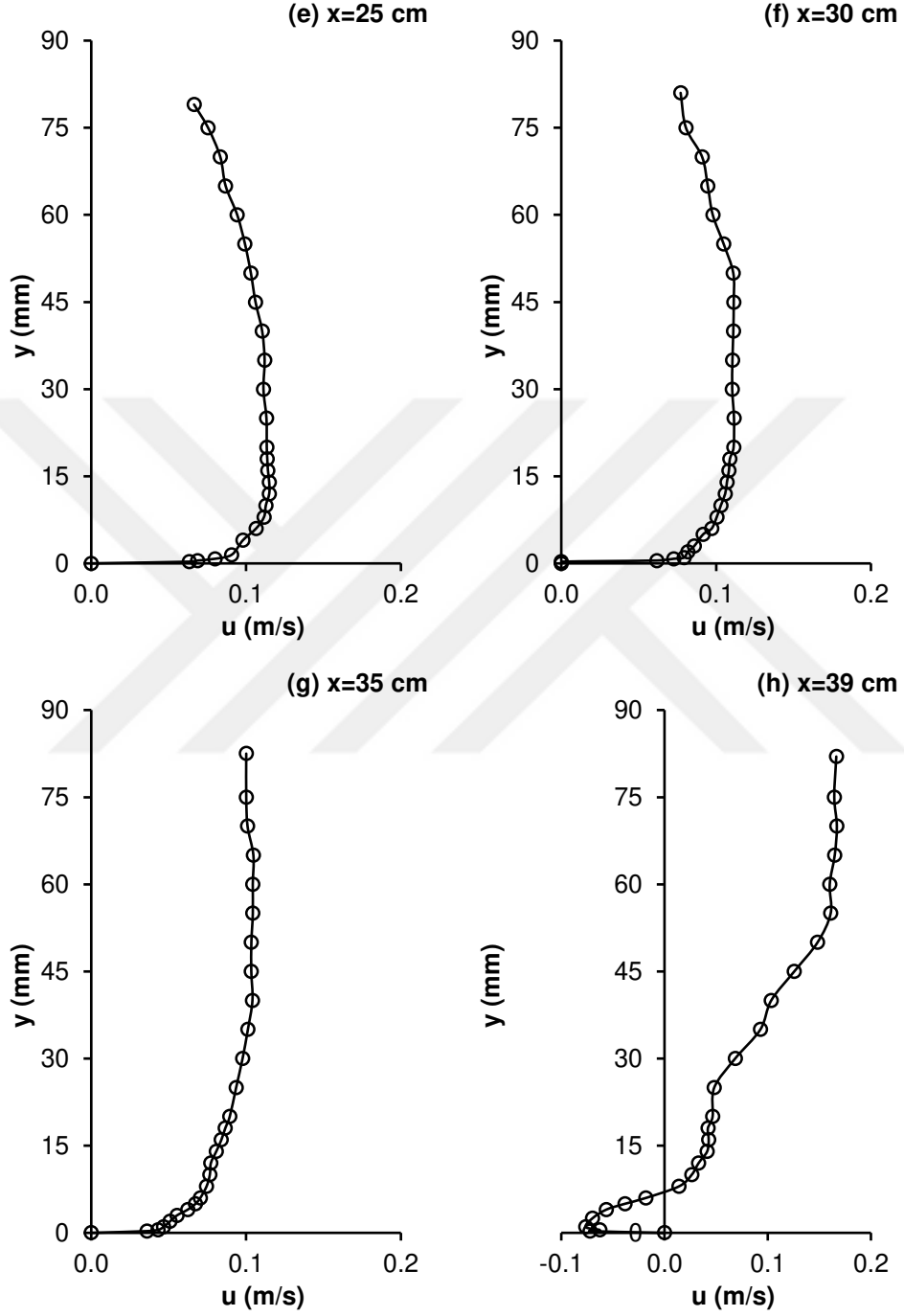
Şekil 7. 15. (Devam)



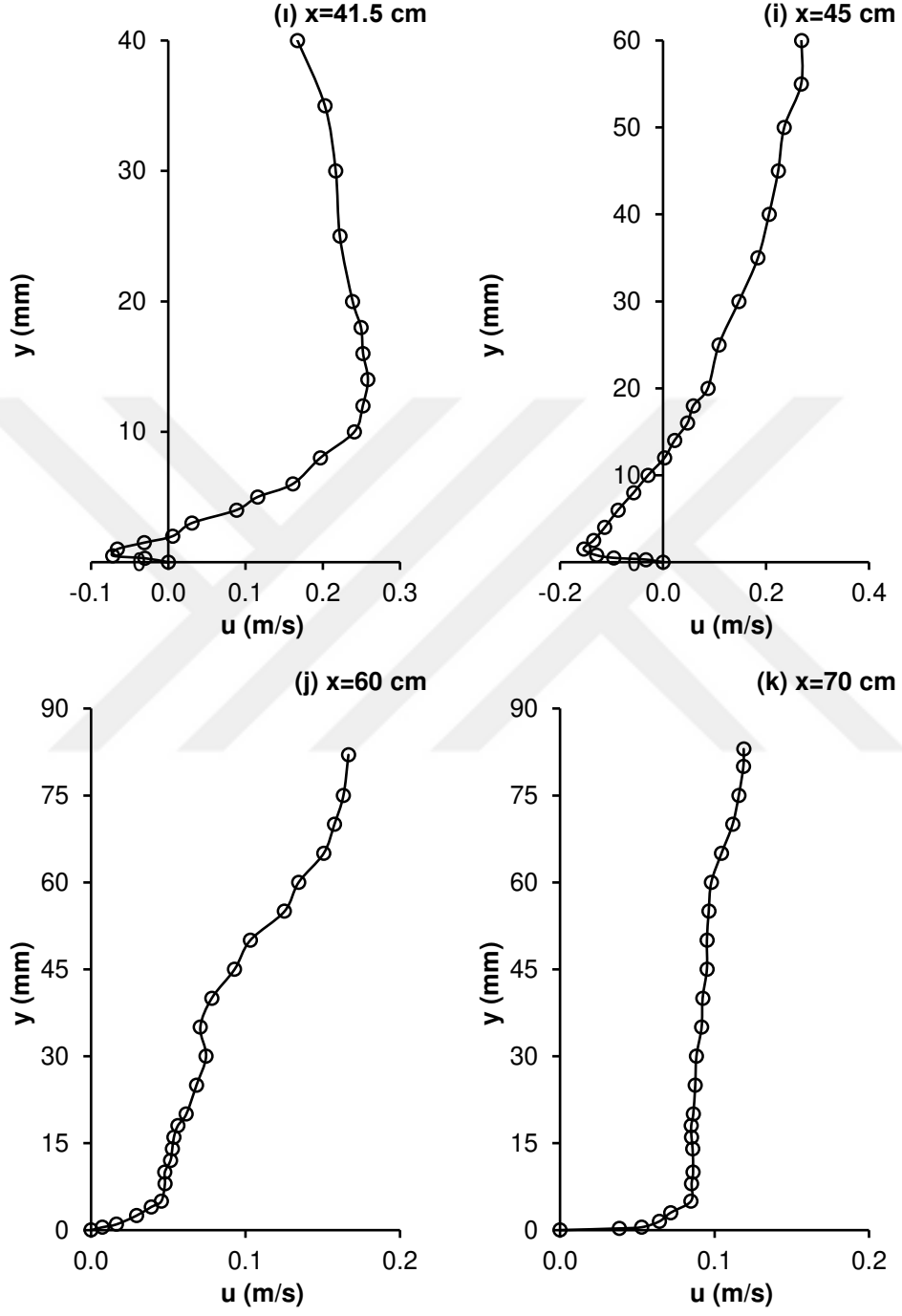
Şekil 7. 15. (Devam)

Şüt kanalı eğiminin 12° ve sıçrama öncesi giriş kesitinde $Fr_1=7$ olarak hesaplandığı akım durumunda, üç farklı eşik yüksekliği $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm için elde edilen deneysel hız profilleri sırasıyla Şekil 7.16, 7.17 ve 7.18’de verilmiştir. Eşik yüksekliğinin $h_e=4$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.16’de verilen hız profilleri incelendiğinde, enerji kırıcı havuzun hemen giriş kesiti olan $x=5$ cm kesitinde jet akımının başladığı ve $y=14$ mm’den büyük su derinliklerinde negatif hızların bulunduğu geri dönüş bölgesinde hava karışımının yoğun olması nedeniyle hız ölçümü yapılamamıştır. Hava karışımının yoğunluğunun nispeten azaldığı $x=10$ ve 15 cm kesitlerinde geri dönüş bölgesinde hızları ölçmek mümkün olmuş ve $x=15$ cm kesitinde geri dönüş bölgesinin kalınlığı $x=10$ cm göre daha az olduğu hız profillerinden görülmektedir. Şekillerden görüldüğü gibi sıçrama havuzunun mansabına doğru gidildikçe eşik yapısının etkisine giren akımın katı sınıra yakın bölgelerdeki hız değerleri azalmaktadır. $x=20$ cm gelindiğinde geri dönüş bölgesinin sona erdiği anlaşılmaktadır. Eşiğin hemen membasında ($x=39$ cm) görülen sınır tabakası ayrılması oluşumu, eşiğin hemen eşiğin üstünde ($x=41.5$ cm) ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=45$ cm) devam etmektedir. Eşik mansabında $x=60$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden eşik yapısı etkisinin görüldüğü ve mansaba doğru ilerledikçe bu etkinin kaybolduğu anlaşılmaktadır. Eşik mansabında sınır tabakası ayrılması oluşumundan söz etmek mümkün değildir.

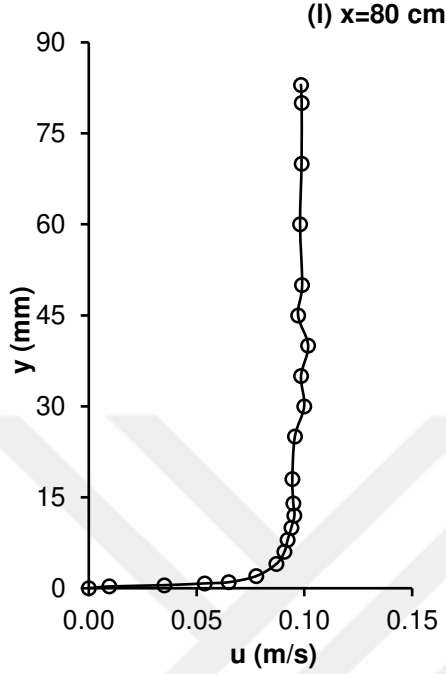
Şekil 7. 16. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7.16. (Devam)

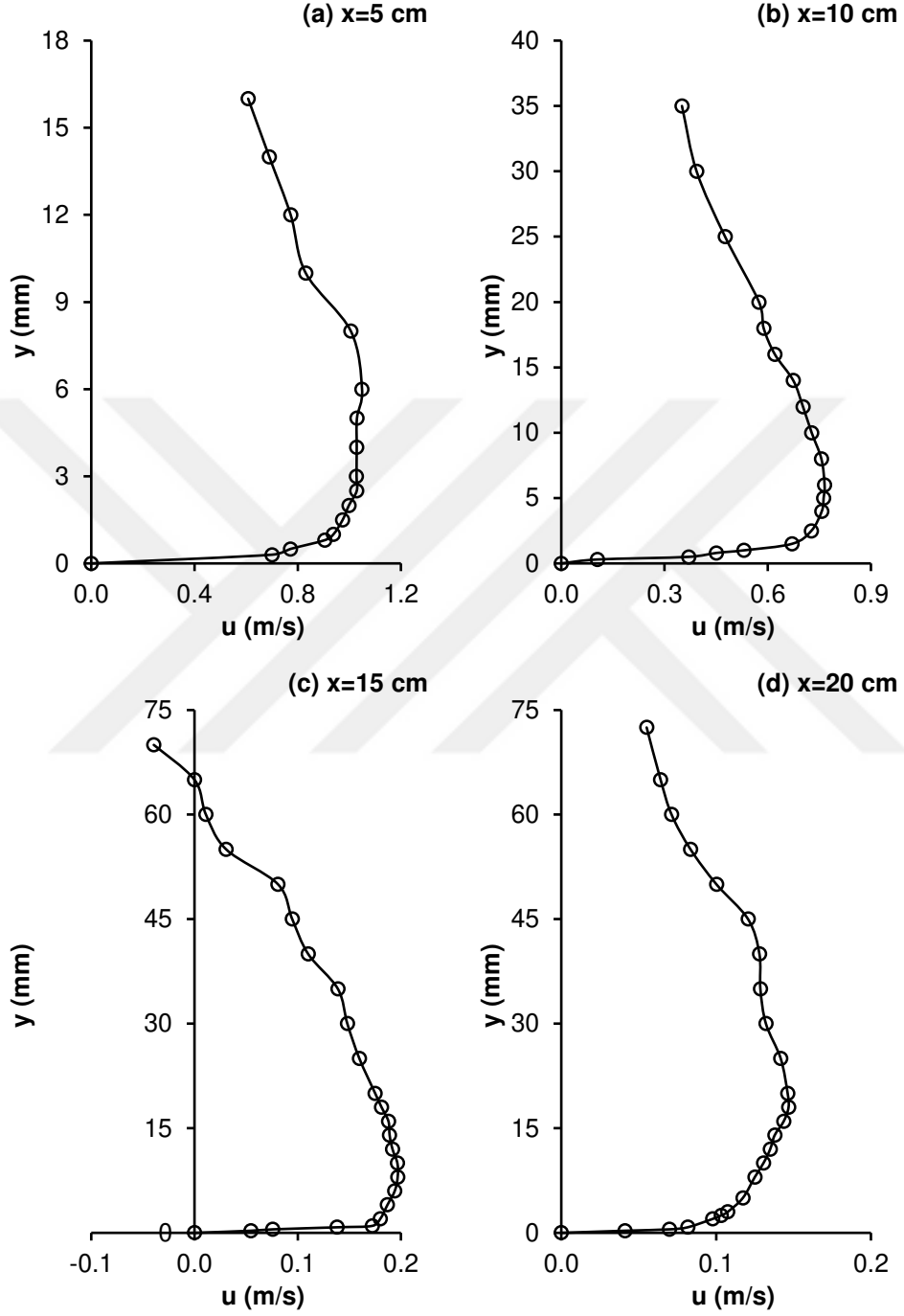


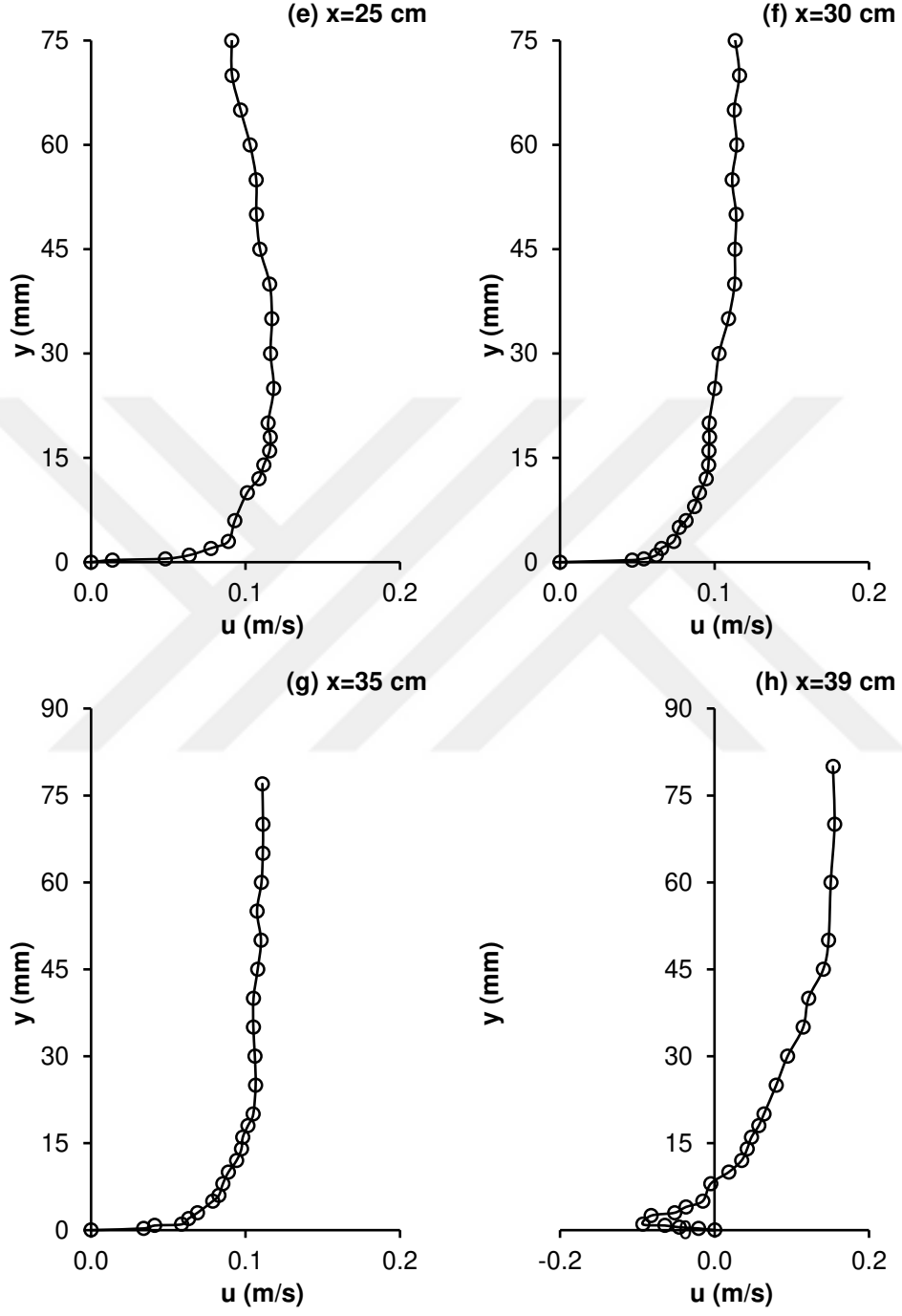
Şekil 7.16. (Devam)



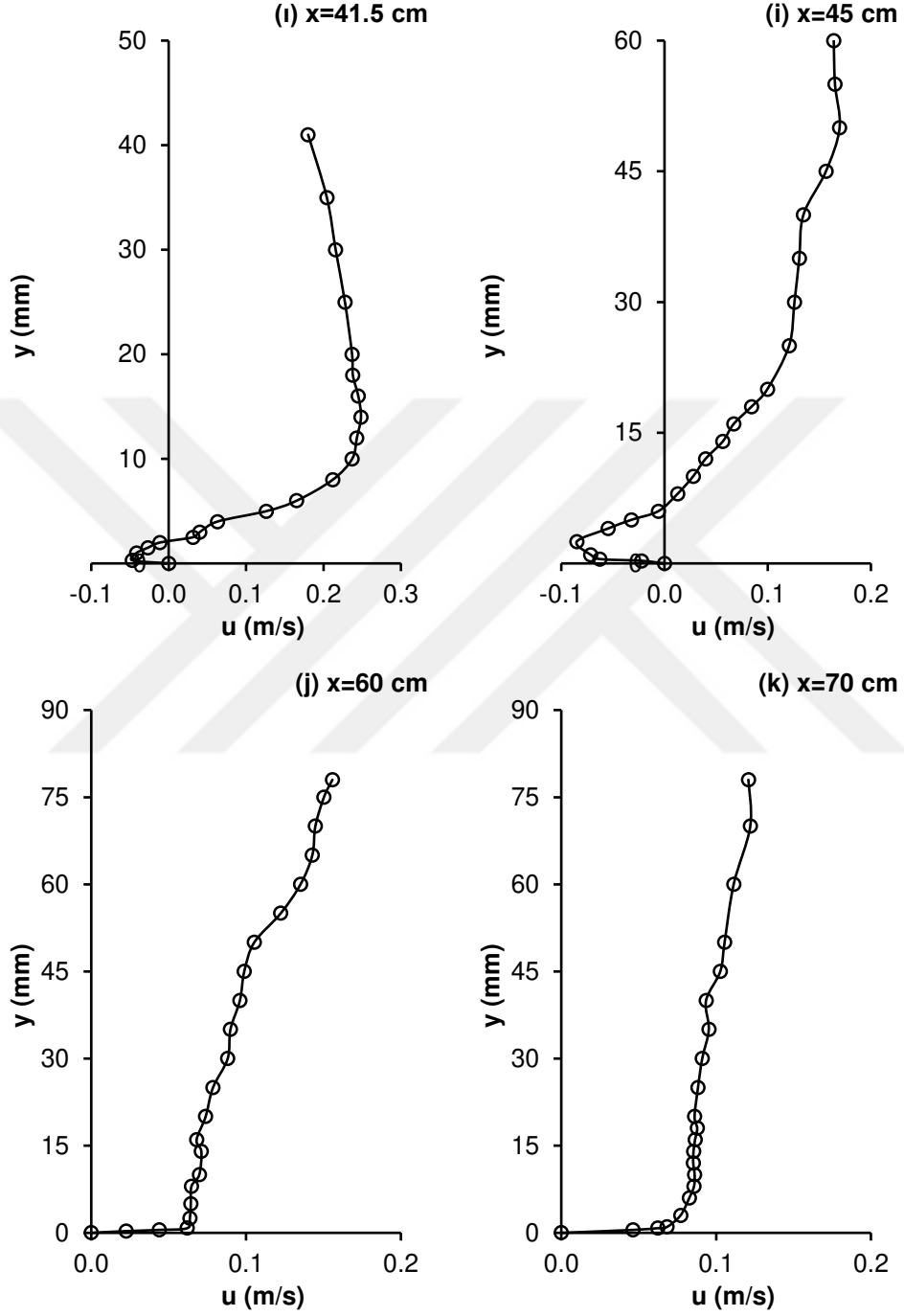
Şekil 7.16. (Devam)

Eşik yüksekliğinin $h_e=3.5$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.17’de verilen hız profilleri incelendiğinde, $x=5$ ve 10 cm kesitlerinde sırasıyla $y=16$ ve 35 mm’den büyük su derinliklerinde negatif hızların bulunduğu geri dönüş bölgesinde hava karışımının yoğun olması nedeniyle hız ölçümü yapılamamıştır. $x=15$ cm kesitinde hava karışımının yoğunluğunun azalmasıyla geri dönüş bölgesinde hızları ölçmek mümkün olmuştur. Geri dönüş bölgesinin $x=20$ cm kesitinden önce sona erdiği bu kesitte elde edilen hız profilinden görülmektedir. Eşiğin hemen membasında ($x=39$ cm), eşiğin hemen eşiğin üstünde ($x=41.5$ cm) ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=45$ cm) sınır tabakası ayrılması oluşmaktadır. Eşik mansabında sınır tabakası ayrılması oluşumundan söz etmek mümkün değildir. Eşik mansabında $x=80$ cm kesitinde elde edilen hız profilinden eşik yapısı etkisinin görülmediği anlaşılmaktadır.

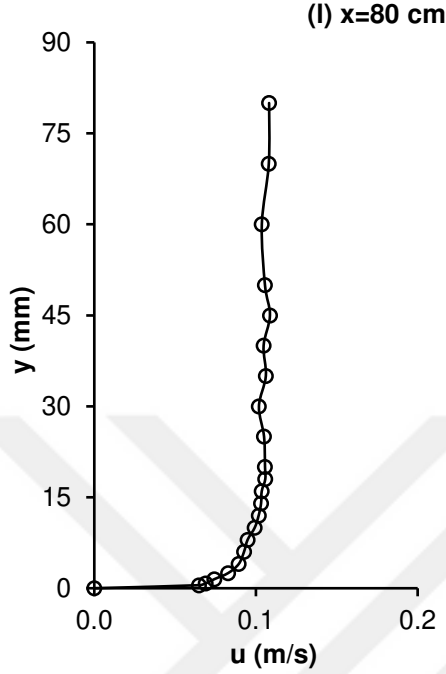
Şekil 7. 17. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7.17. (Devam)

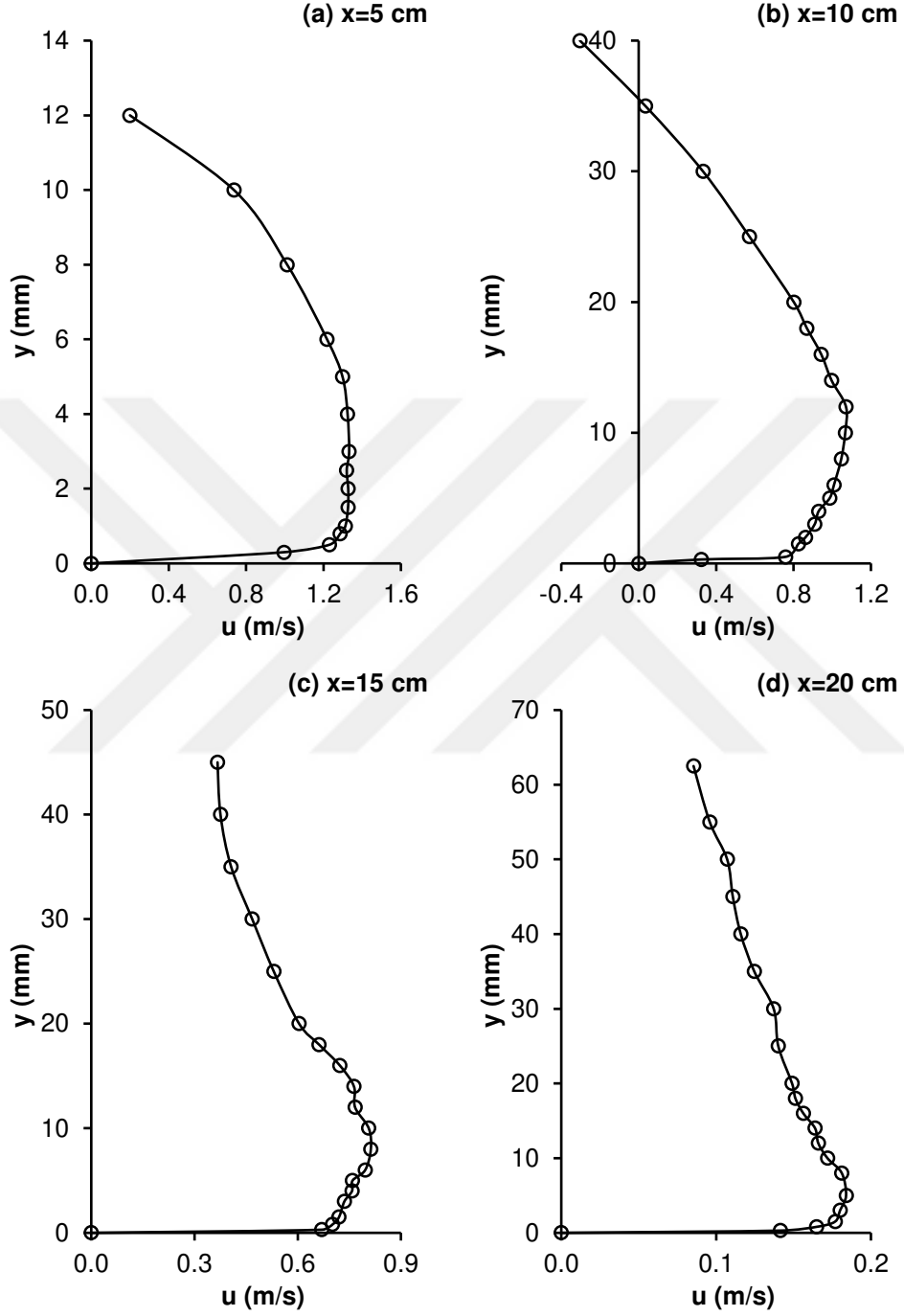


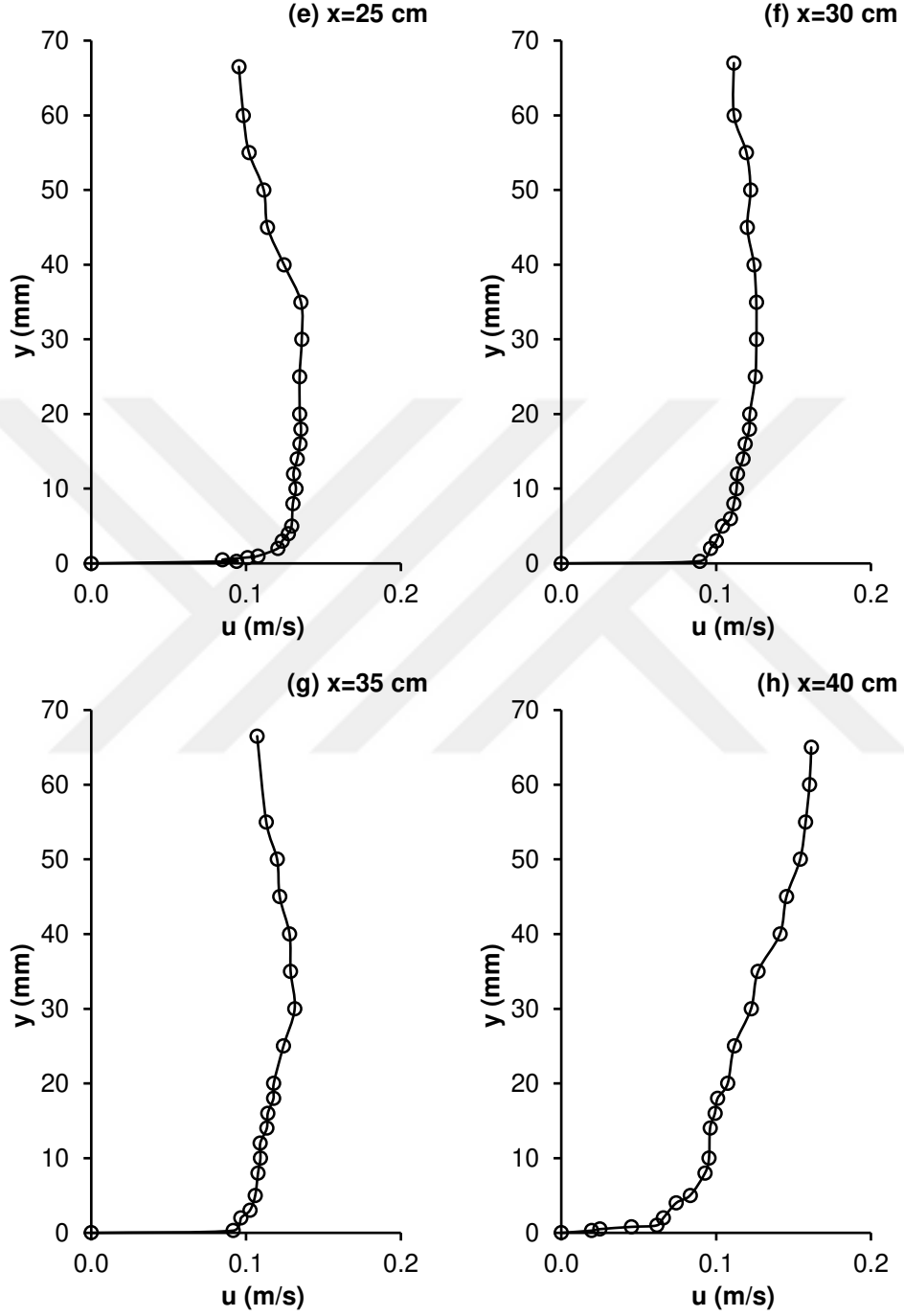
Şekil 7.17. (Devam)



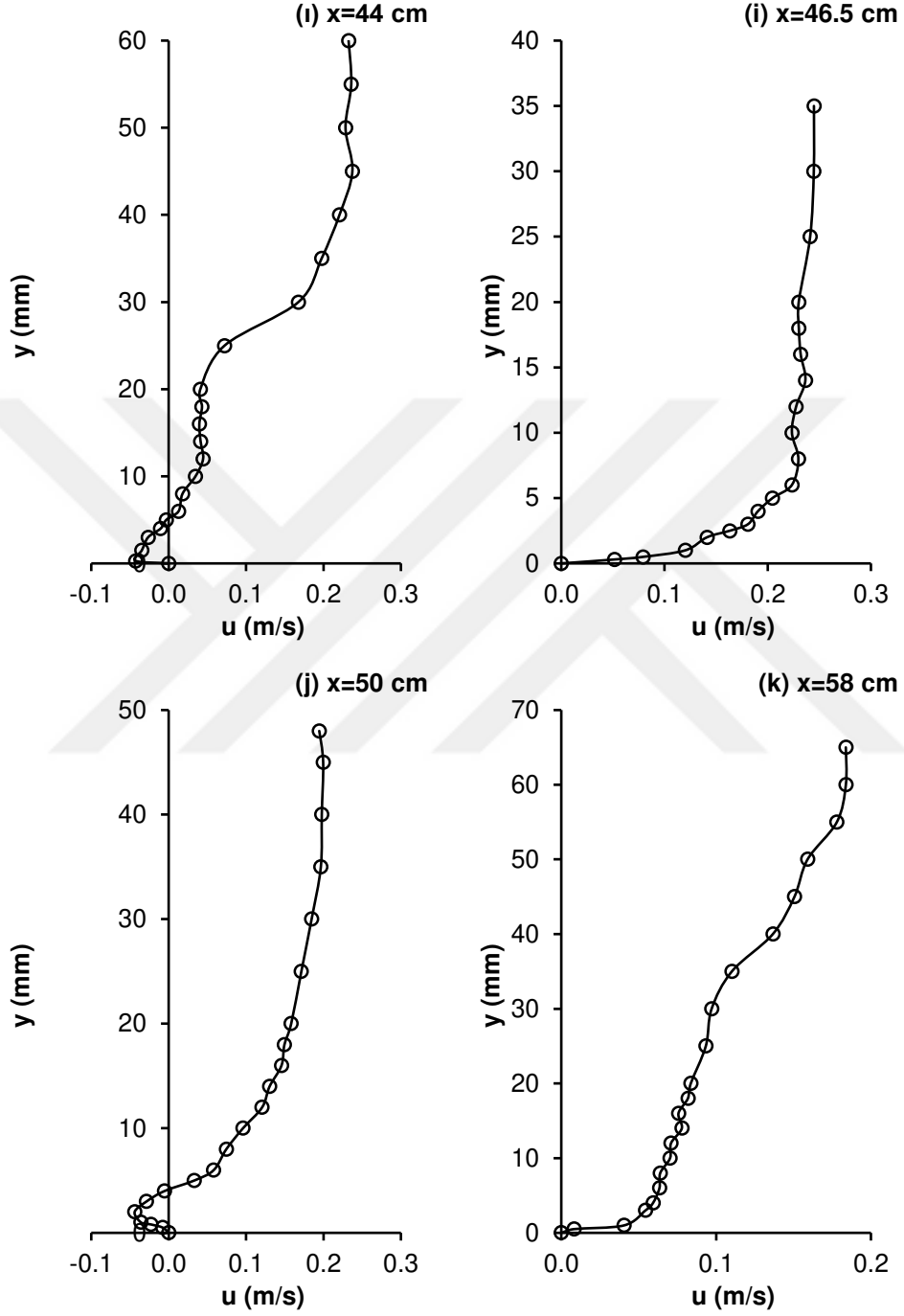
Şekil 7.17. (Devam)

Eşik yüksekliğinin $h_e=3$ cm olduğu duruma ait Şekil 7.18’de verilen hız profilleri incelendiğinde, enerji kırıcı havuzun giriş kesiti olan $x=5$ cm kesitinde hava karışımları yoğun olarak bulunmakta ve $y=12$ mm’den büyük su derinliklerinde negatif hızların bulunduğu geri dönüş bölgesinde hız ölçümü yapılamamıştır. $x=15$ cm kesitinde elde edilen hız profillerinden bu kesitte geri dönüş bölgesinin bu kesitten önce sona erdiği anlaşılmaktadır. Eşiğin hemen membasında ($x=44$ cm), ve eşiğin eğimli yüzeyi üzerinde ($x=50$ cm) sınır tabakası ayrılması oluşmaktadır. Eşiğin üstünde ($x=46.5$ cm) ve eşik mansabında sınır tabakası ayrılması oluşumundan söz etmek mümkün değildir. Eşik mansabında $x=58$ ve 68 cm kesitlerinde elde edilen hız profilinden eşik yapısı etkisinin görüldüğü ve $x=78$ cm kesitinde ise eşiğin hız alanı üzerindeki etkisinin kaybolduğu anlaşılmaktadır.

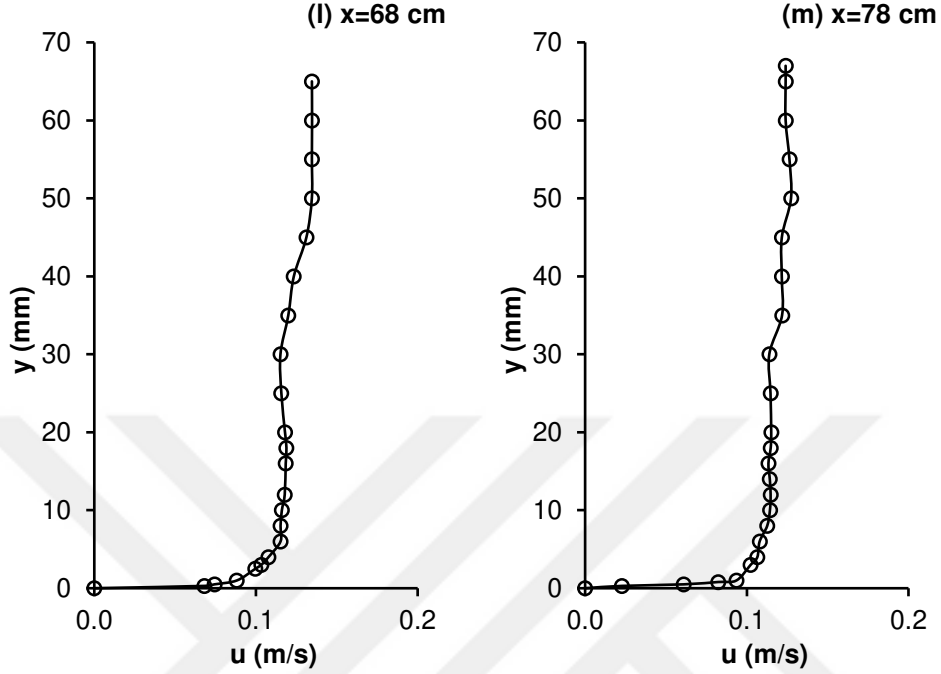
Şekil 7. 18. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel hız profilleri



Şekil 7.18. (Devam)



Şekil 7.18. (Devam)



Şekil 7.18. (Devam)

$Fr_1=12$ durumunda eşik yüksekliğinin artmasının, hidrolik sıçramanın ve geri dönüş bölgesinin uzunluğunun azalmasına neden olduğu ve sıçramanın şüt kanalı üzerine kayarak hidrolik sıçramanın meydana geldiği nokta üzerinde de etkin rol oynadığı görülmektedir. Aynı akım şartlarında eşik yüksekliğinin azalması ile birlikte sıçrama sonrası kesitteki su derinliği azalmakta ve kesit ortalama hızı artmaktadır.

Ayrıca, eşiğin mansabında kanal tabanı üzerinde görülen geri dönüş bölgesinin, nehir yatağından oyulan taban malzemesinin geri taşınımını sağlayacağı ve nehir yatağında meydana gelen oyulmanın büyümesini engelleyebileceği söylenebilir.

$Fr_1=10$ olduğu durumda, havuz giriş bölgesinde görülen jet akımındaki hız değerlerinin, $Fr_1=12$ olduğu durumda elde edilen jet akımındaki hız değerlerine göre daha küçük olduğu görülmektedir. Akımın debisinin azalmasıyla, hidrolik

sıçrama sonrası oluşan su derinliği de azalmaktadır. Ayrıca, enerji kırıcı havuz içerisinde meydana gelen hidrolik sıçramanın etkinliği azalmaktadır.

$Fr_1=9$ durumunda farklı eşik yükseklikleri kullanılarak elde edilen hız profillerinden, eşik yüksekliğinin azalması ile kret üzerinde oluşan ayrılma bölgesi büyüklüğünün azaldığı ve $h_e=3$ cm durumunda ayrılma oluşmadığı anlaşılmaktadır. Aynı eğimde, Fr_1 sayısının azalması ile jet akımında oluşan hız değerinin azaldığı görülmektedir.

Şekil 7.1-7.18 grafiklerinde sunulan hız profillerinden özet olarak aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir.

- a) Şüt yapısının hemen sonrasında havuzun girişinde jet akımı oluşmaktadır. Bu jet akımının gücü eşik yüksekliği azaldıkça azalmaktadır.
- b) Geri dönüş bölgesinin kalınlığı mansaba doğru gittikçe azalmaktadır.
- c) Bazı durumlarda eşik yapısının membasında, üstünde ve mansabında sınır tabakası ayrılmaları oluşmaktadır.
- d) Ayrılma bölgesinin geometrisi eşik yapısının yüksekliği azaldıkça küçülmektedir. Bunda, eşik yapısının yüksekliğinin azalmasıyla birlikte, enerjisi yüksek olan bölgelerden enerjisi düşük olan katı sınıra yakın bölgelere daha fazla enerji transferinin söz konusunun olması rol oynamaktadır.
- e) Mansaba doğru gittikçe, havuz içindeki katı sınıra yakın bölgedeki hız değerleri azalmakta, yüzeye yakın akım hızları negatiften pozitifte dönüşmekte ve şiddetleri de artmaktadır.
- f) Eşğin mansabında akım koşullarına bağlı olarak belirli bir noktadan sonra, $4.75-9 h_e$ sonra yapının akım üzerindeki etkisi kaybolmaktadır.
- g) Aynı Fr_1 sayısında eşik yüksekliğinin azalmasıyla hidrolik sıçrama bölgesinde meydana gelen hava karışımı yoğunluğu artmaktadır. Hava karışımı yoğunluğu Fr_1 sayısının artmasıyla birlikte artmaktadır.

7.1.2. Deneysel Akım Profilleri ve Hidrolik Sıçramanın Geometrik Özellikleri

Enerji kırıcı yapı ve sonrasında oluşan su derinliği, yan duvar boyutlarını doğrudan etkilediği için, bu tür yapıların tasarımında ve maliyetinde önemli bir faktördür. Yeterli yan duvar yüksekliğinin olmaması halinde, duvar üzerinden aşan su, yapı güvenliğini tehlikeye atacak şekilde oyulmalara ve hasarlara neden olabilmektedir.

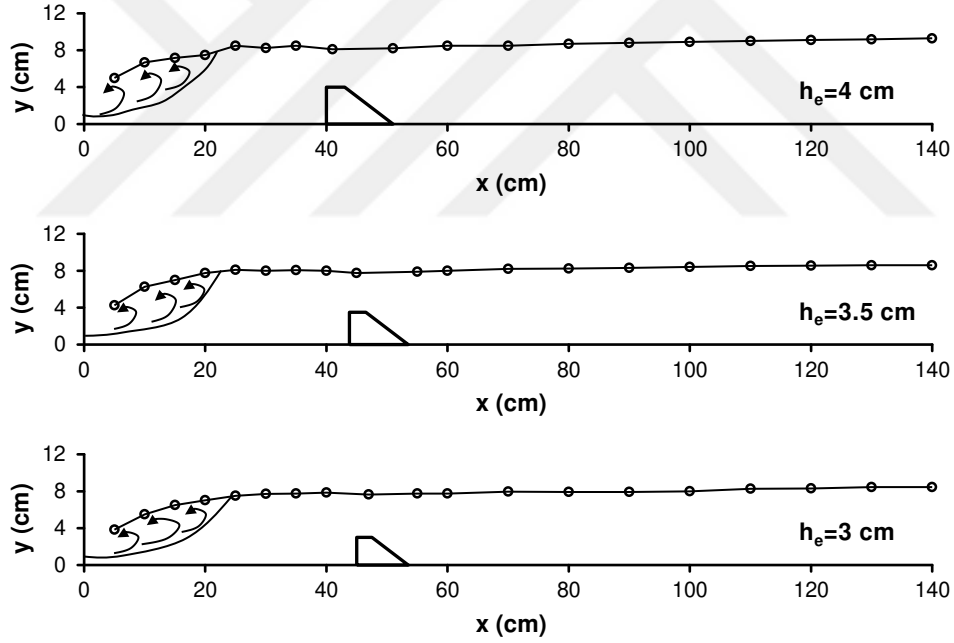
$\alpha=12^\circ$ ve 30° şüt kanalı eğimleri için, farklı akım ($Fr_1=12, 10, 9, 8, 7.5$ ve 7) ve yapı koşullarında ($h_e=4, 3.5$ ve 3 cm) limnimetre kullanılarak elde edilen deneysel su yüzü profilleri Şekil 7.19-7.24'te verilmiştir. Enerji kırıcı havuzun girişinde, yoğun hava karışımı ve hidrolik sıçramanın dinamik özelliği nedeniyle, sıçrama bölgesindeki akım profilleri ortalama olarak belirlenmiştir.

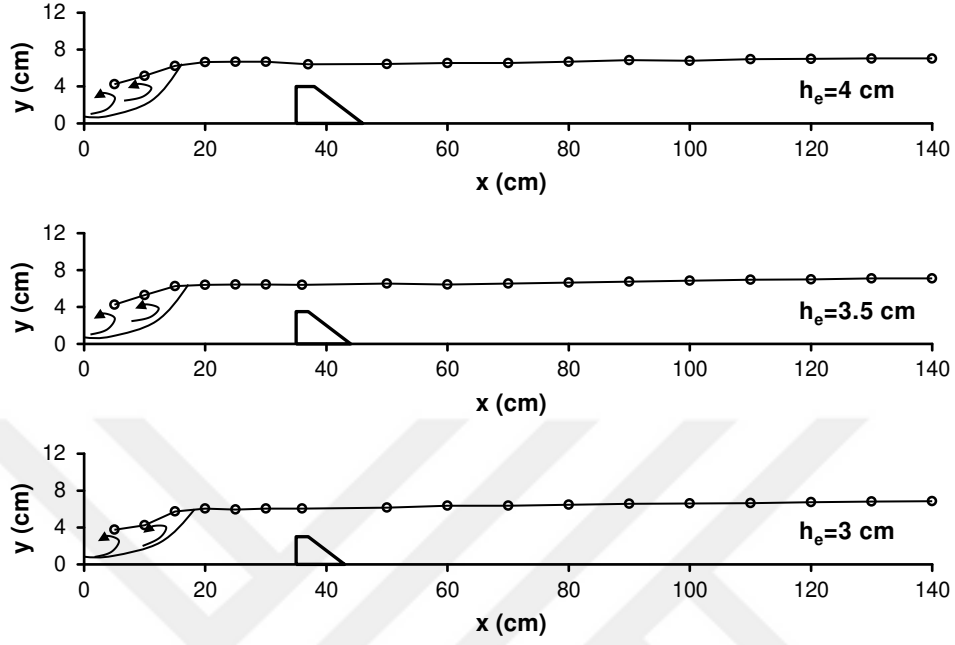
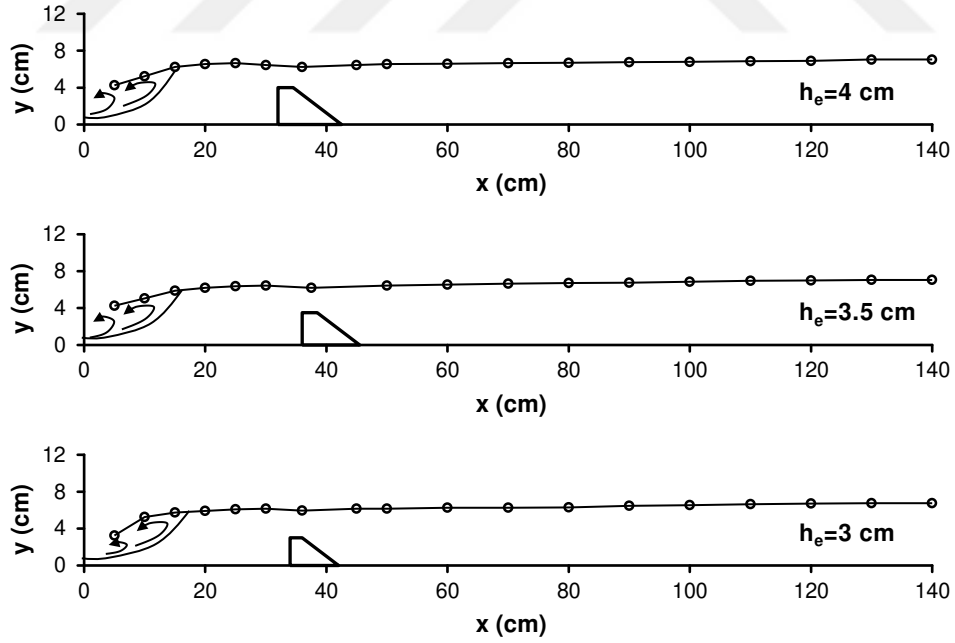
Şekil 7.19-7.24'de verilen şekiller incelendiğinde, bu çalışmada ele alınan deney koşullarında, eşik yüksekliğinin azalması ile birlikte su derinliği ve eşik yapısının hemen membasında meydana gelen kabarma miktarı da azalmaktadır. Eşik mansabında ise hemen hemen üniform bir derinlik söz konusudur. Elde edilen deneysel akım profillerinden çıkarılan bir başka sonuç da Froude sayısının azalmasıyla birlikte hidrolik sıçrama sonrası oluşan su derinliğinin de azaldığıdır.

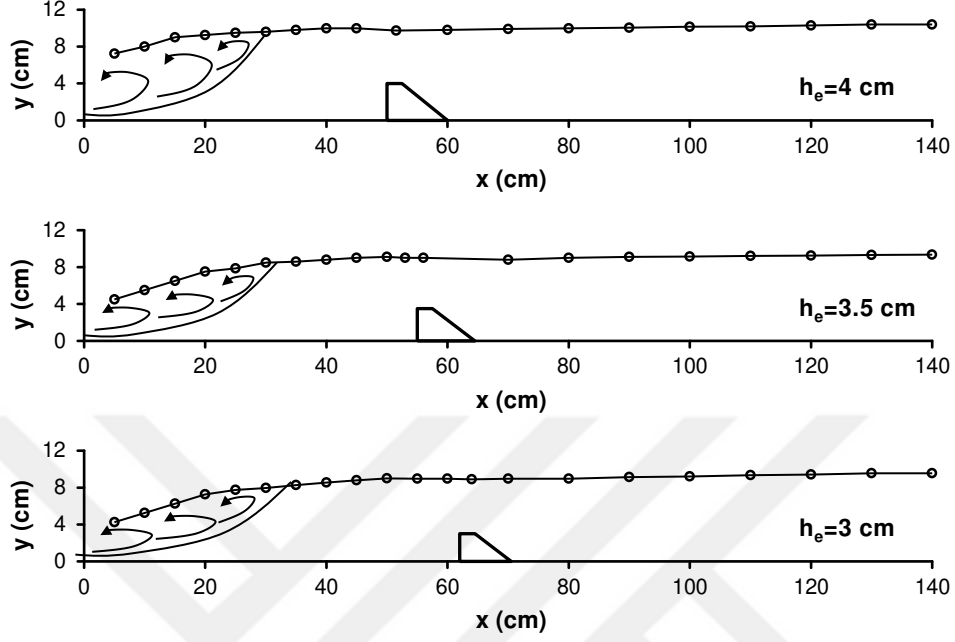
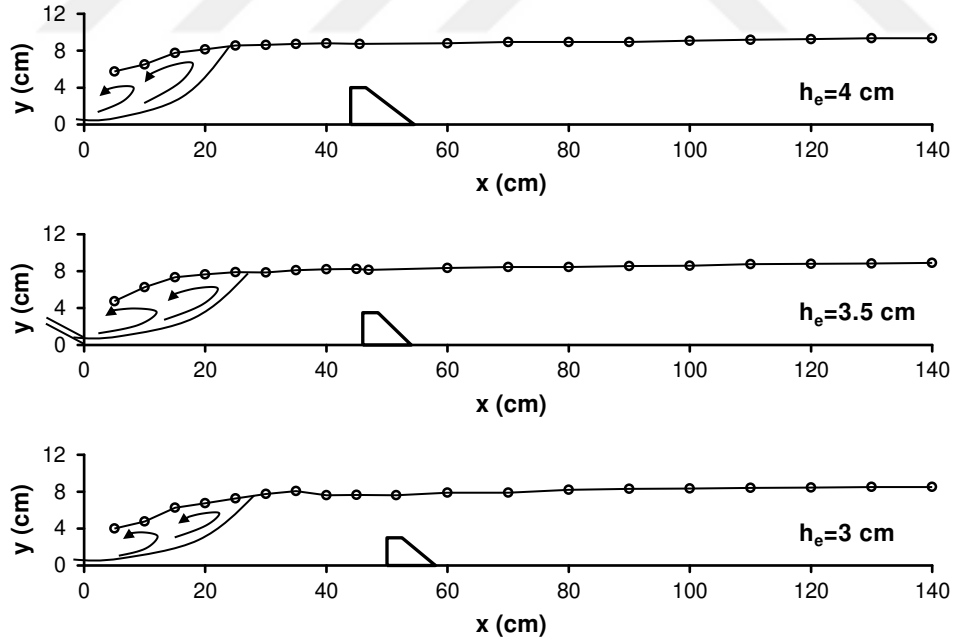
Aynı eğim ve akım koşullarında, eşik yüksekliğinin azalmasıyla hidrolik sıçrama (L_j) ve geri dönüş bölgesinin uzunluğunun (L_r) arttığı, hidrolik sıçramanın geometrik özellikleri verildiği Çizelge 7.1'den de görülebilmektedir. Sabit eşik yapısı yüksekliğinde, Froude sayısının azalmasıyla birlikte hidrolik sıçramanın uzunluğu azalmakta ve sıçrama zayıflamaktadır. Kanal eğimi $\alpha=30^\circ$ için Froude sayısı azalınca, sıçrama uzunluğu azalmakta ve sıçrama şüt kanalı üzerine doğru kaymakta, Kindsvater (1944) tarafından verilen sınıflandırmaya (Şekil 3.12) göre A tipi sıçramadan B tipi sıçramaya geçiş yapmaktadır. $\alpha=12^\circ$ için ise bütün Froude sayılarında ise B tipi hidrolik sıçrama gerçekleşmektedir.

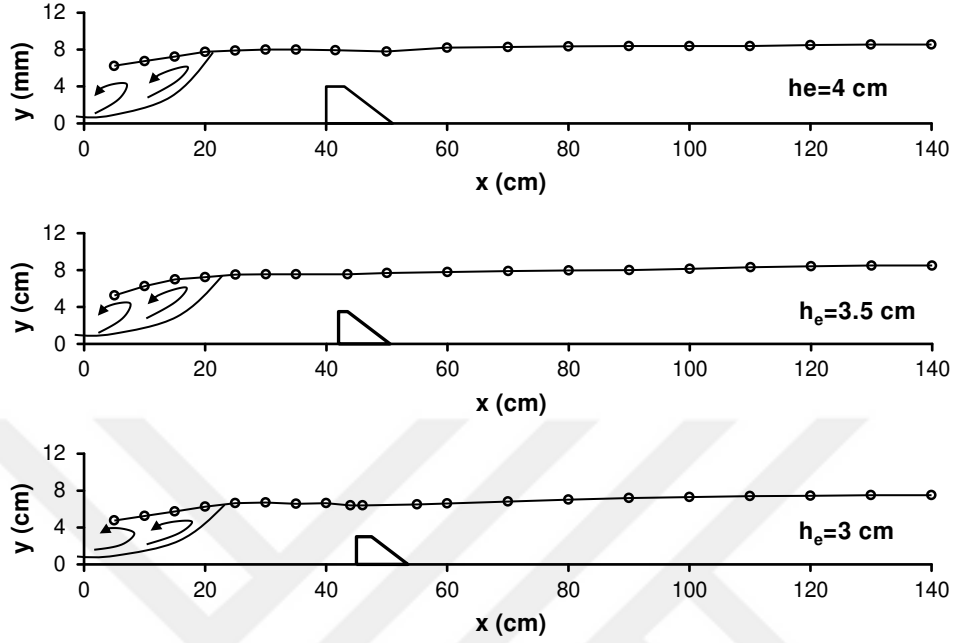
Çizelge 7.1. Farklı eşik yüksekliği ve akım koşulları için hidrolik sıçrama özellikleri

$\alpha=30^\circ$				$\alpha=12^\circ$			
Fr_1	h_e (cm)	L_j (cm)	L_r (cm)	Fr_1	h_e (cm)	L_j (cm)	L_r (cm)
12.0	4.0	34.5	22.0	8.0	4.0	30.0	22.0
	3.5	37.5	23.0		3.5	32.0	26.0
	3.0	38.5	23.5		3.0	33.0	28.0
10.0	4.0	30.5	16.0	7.5	4.0	24.0	18.0
	3.5	31.5	16.5		3.5	26.0	19.0
	3.0	32.5	17.5		3.0	27.0	21.0
9.0	4.0	25.5	15.0	7.0	4.0	21.0	15.0
	3.5	26.5	16.0		3.5	22.0	16.0
	3.0	28.5	17.0		3.0	23.0	17.0

Şekil 7.19. $Fr_1=12$ için deneysel akım profilleri

Şekil 7.20. $Fr_1=10$ için deneysel akım profilleriŞekil 7.21. $Fr_1=9$ için deneysel akım profilleri

Şekil 7.22. $Fr_1=8$ için deneysel akım profilleriŞekil 7.23. $Fr_1=7.5$ için deneysel akım profilleri

Şekil 7.24. $Fr_1=7$ için deneysel akım profilleri

7.1.3. Deneysel Türbülans Şiddeti

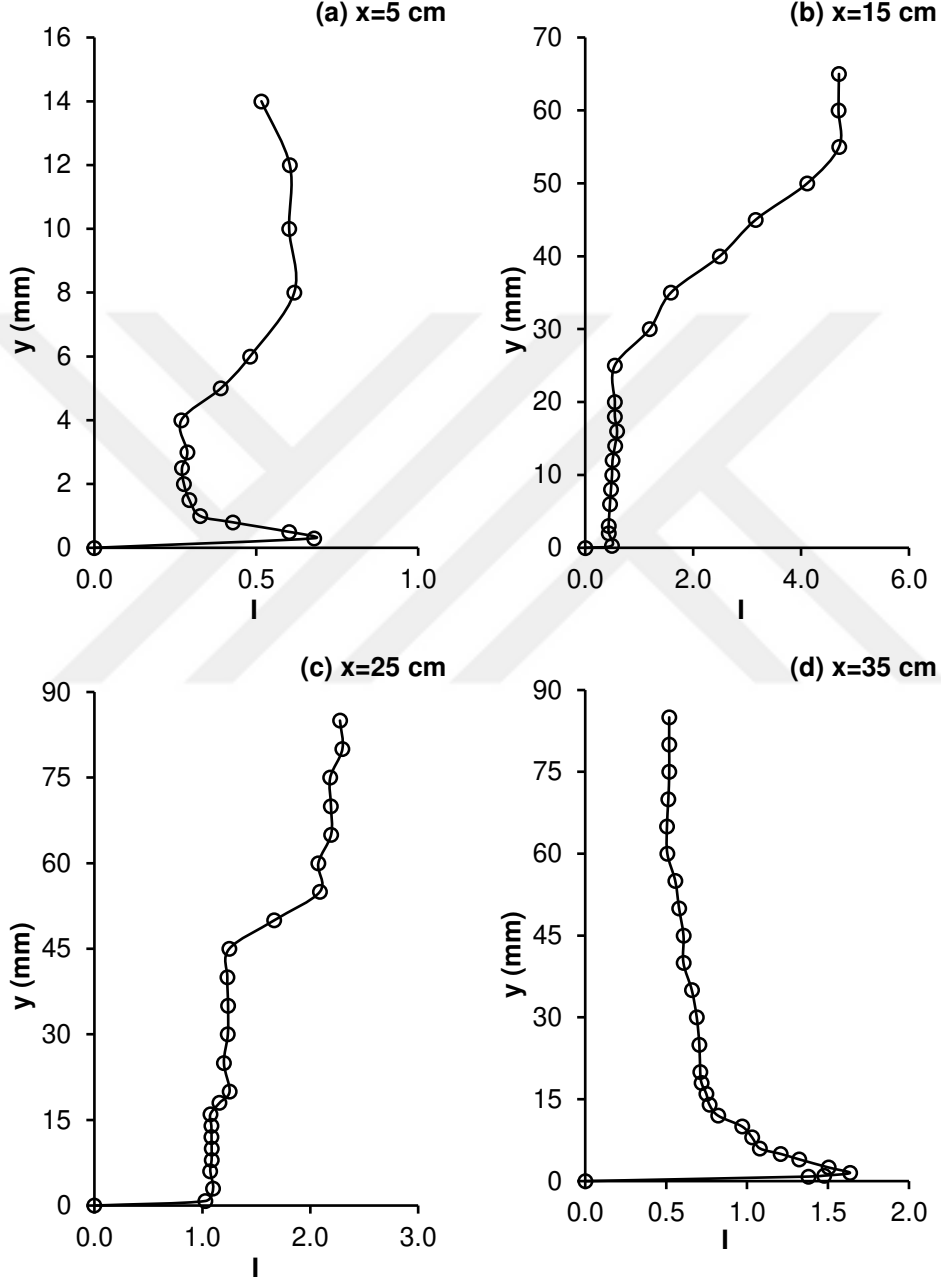
Dolusavak membasında (kritik altı bölgede) düşük hızlara sahip akım yapı kretinden (kritik derinlikten) geçerek şüt kanalı üzerinde (kritik üstü bölgede) yüksek hızlara ulaşmaktadır. Çok yüksek enerjiye sahip olan bu akım, aşırı çalkantılar (türbülans) oluşturacak şekilde hidrolik sıçramaya uğratılarak yapıya ve akarsu yatağına zarar vermeyecek şekilde enerjisi kırılır.

Lazer Doppler Anemometre ile akımın hız alanı belirlenirken ölçüm yapılan noktadaki anlık hız değerlerini ölçmekte, bu değerlerin kullanılmasıyla da akım ile ilgili ortalama hız ve hız sapınçlarının elde edilmesi imkânını vermektedir. Deneylerde kullanılan tek boyutlu LDA ile elde edilen akım bölgesindeki anlık noktasal hızlar yardımıyla türbülans şiddeti (I) Denklem 7.1'de verildiği gibi hesaplanmaktadır:

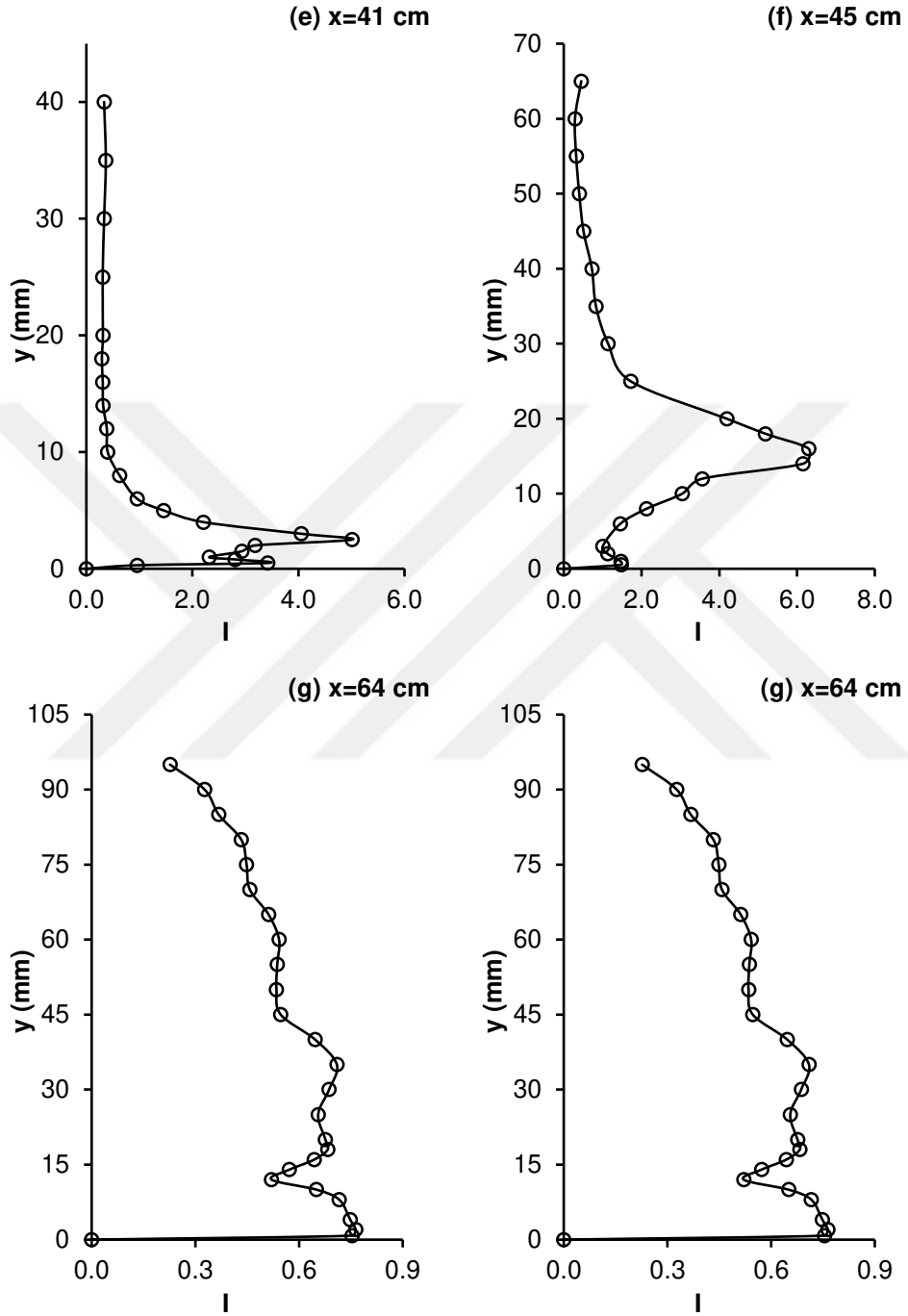
$$I = \sqrt{\frac{u'^2}{\bar{u}^2}} \quad (7.1.)$$

Burada, u' türbülans hız sapıncını ve $\bar{u}$ ölçüm yapılan noktadaki ortalama hız değerini ifade etmektedir. Bu çalışmadaki akım şartları ve eşik yükseklikleri kullanılarak elde edilen deneysel türbülans şiddetlerinin, farklı kesitlerdeki derinlik boyunca değişimleri Şekil 7.25-7.42'de gösterilmiştir. Bu grafikler incelendiğinde, aynı eşik yüksekliğinde Fr_1 sayısı azaldıkça türbülans şiddetinin artmakta olduğu görülebilmektedir. Aynı akım koşullarında, eşik yüksekliği azaldıkça türbülans şiddeti artmaktadır. Tipik açık kanal akımlarında katı sınıra yakın bölgelerde türbülans şiddeti daha büyük değerlere sahiptir. Ancak, bu çalışmada modellenen enerji kırıcı havuzun girişinde türbülans şiddeti sadece katı sınıra yakın bölgede değil, su yüzeyine yakın (geri dönüş bölgesinin başlangıcı olan) bölgede de büyük değerlere sahiptir. Bununla birlikte su yüzeyine yakın bölgedeki türbülans şiddeti katı sınıra yakın bölgedekine kıyasla daha büyüktür (Örneğin; $Fr_1=12$ ve $h_e=4$ için $x=15$ cm kesiti; $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5$ için $x=5$ cm kesiti; $Fr_1=9$ ve $h_e=3$ için $x=5$ cm kesiti). Sıçrama havuzu içinde mansaba doğru ilerledikçe eşik yapısının etkisinden dolayı jet akımının zayıflamakta, havuz içindeki yüksek türbülans şiddeti değerleri sadece geri dönüş bölgesinde, su yüzeyine yakın bölgede görülmektedir. Sıçrama bölgesinin bitmesiyle ($Fr_1=12$ ve $h_e=4$ için $x=35$ cm; $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5$ için $x=30$ cm; $Fr_1=9$ ve $h_e=3$ için $x=30$ cm kesitlerinde olduğu gibi) birlikte klasik açık kanal akımında olduğu gibi, katı sınıra yakın bölgede türbülans şiddeti maksimum değerlere ulaşmaktadır. Ayrıca, sınır tabakası ayrılmasının görüldüğü ($Fr_1=12$ ve $h_e=4$ için $x=41-45$ cm; $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5$ için $x=40$ cm; $Fr_1=9$ ve $h_e=3$ için $x=47$ cm kesitleri) eşik kreti ve eğimli yüzey üzerindeki türbülans şiddeti profilleri iki pik noktasına sahiptir. Froude sayısı $Fr_1=12$, 10 ve 9 olduğu akım koşullarında pozitif hız bölgesindeki türbülans şiddeti negatif hız bölgesindeki (ayrılmanın içindeki) türbülans şiddetinden daha büyük iken Froude sayısının 9'un altına düşmesiyle

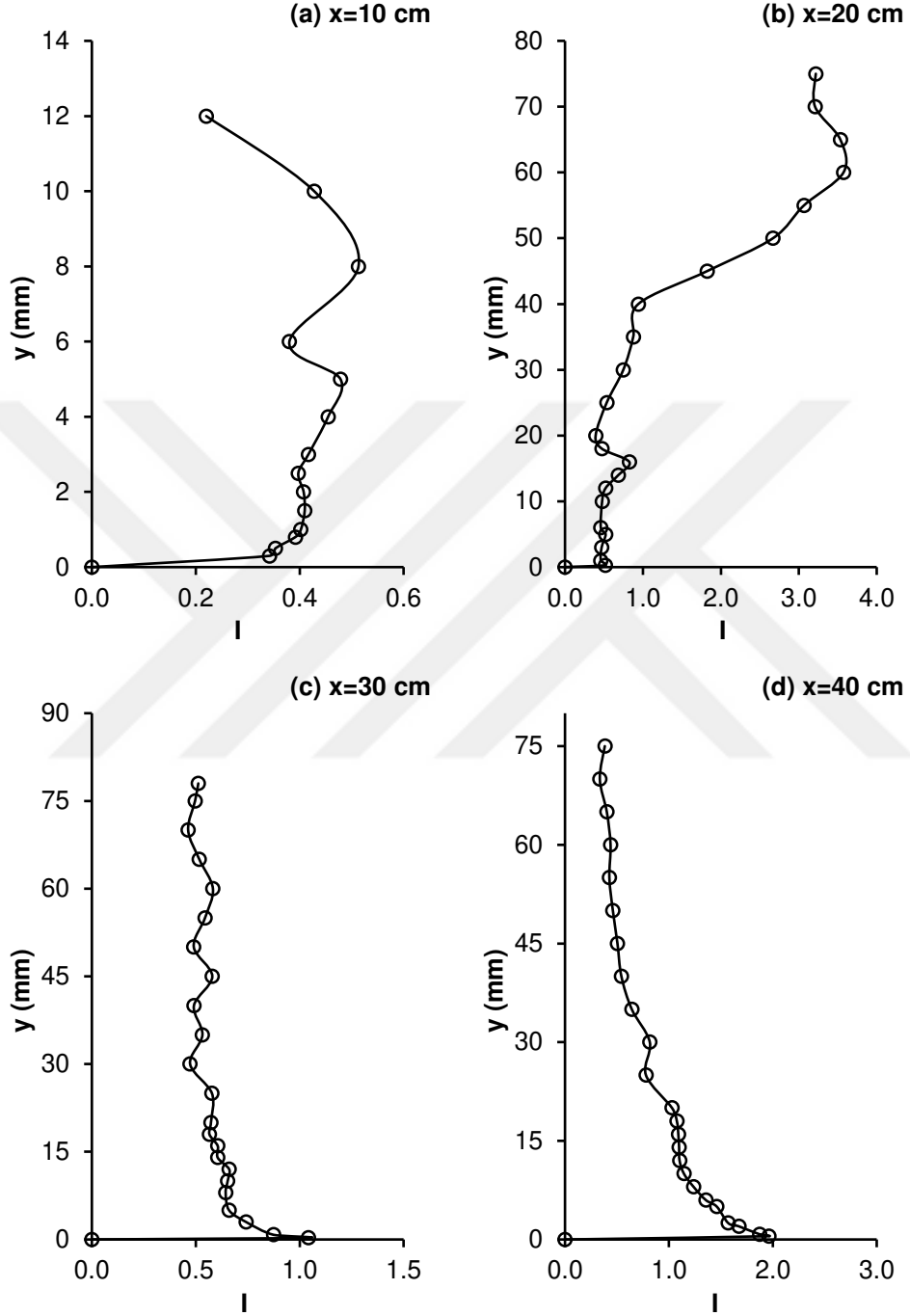
birlikte tersi durum gerçekleşmektedir. Buna ilave olarak, Froude sayısı azaldıkça pozitif ve negatif hız bölgelerindeki türbülans şiddetleri de azalmaktadır.

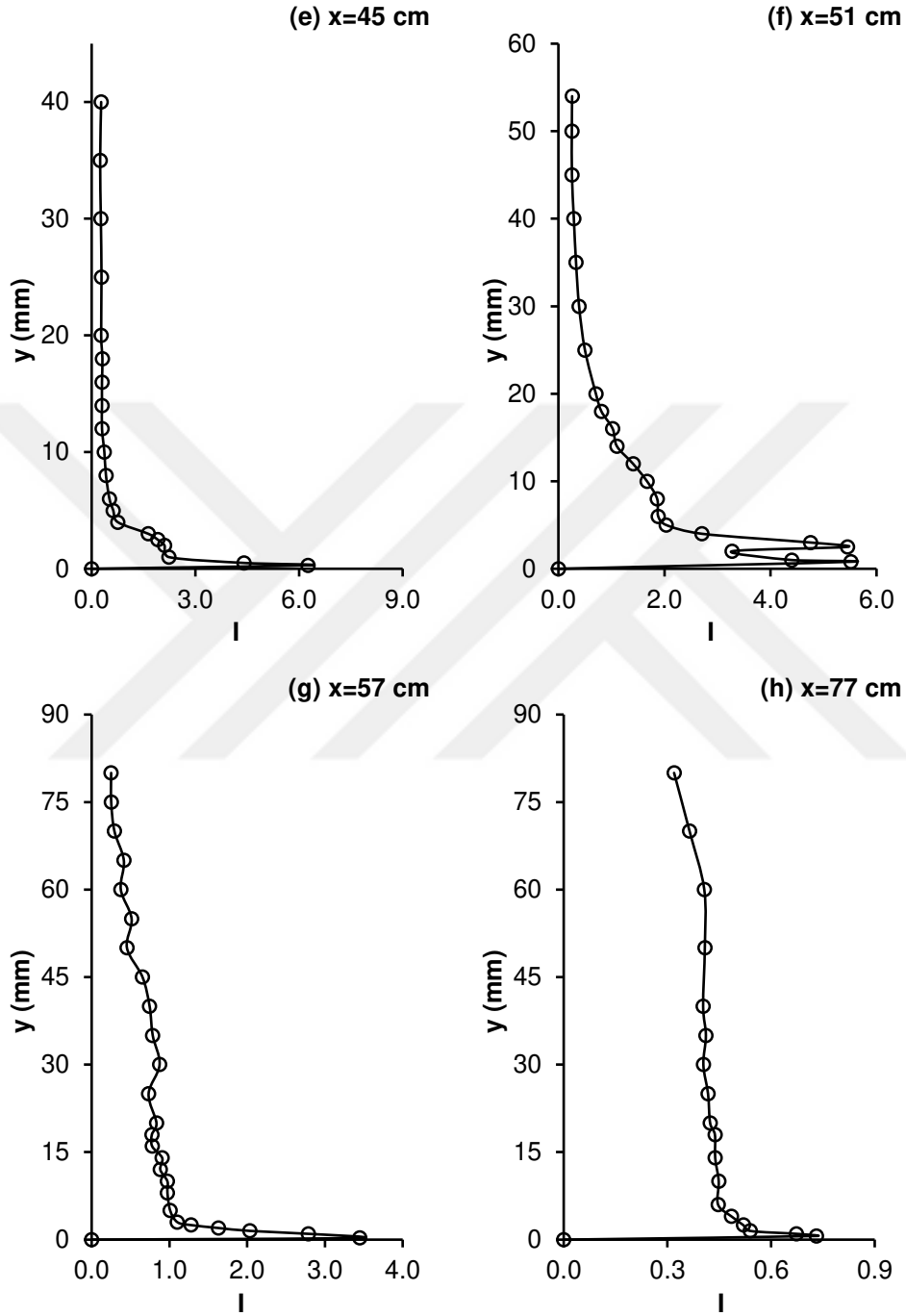


Şekil 7. 25. $Fr_1=12$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

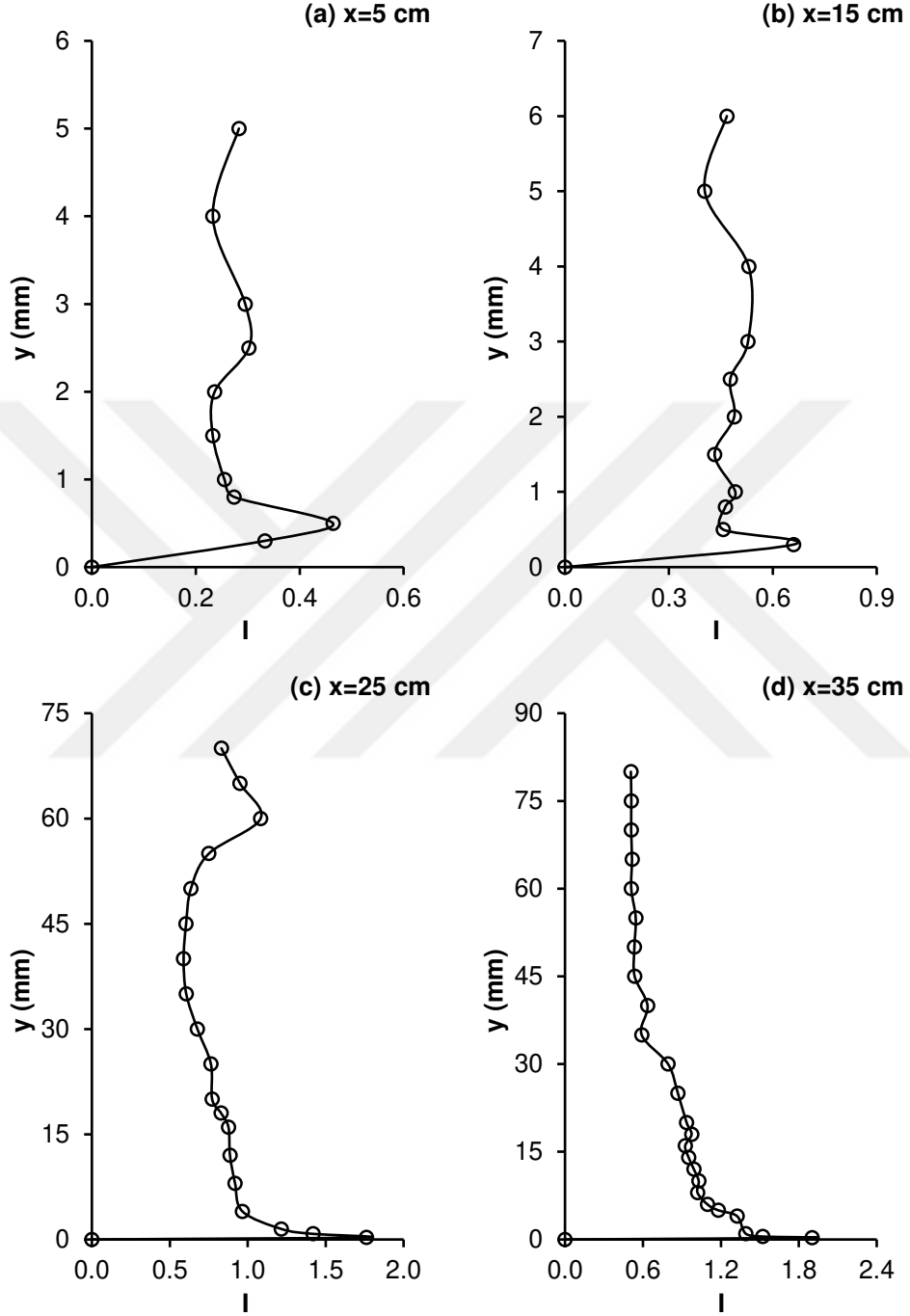


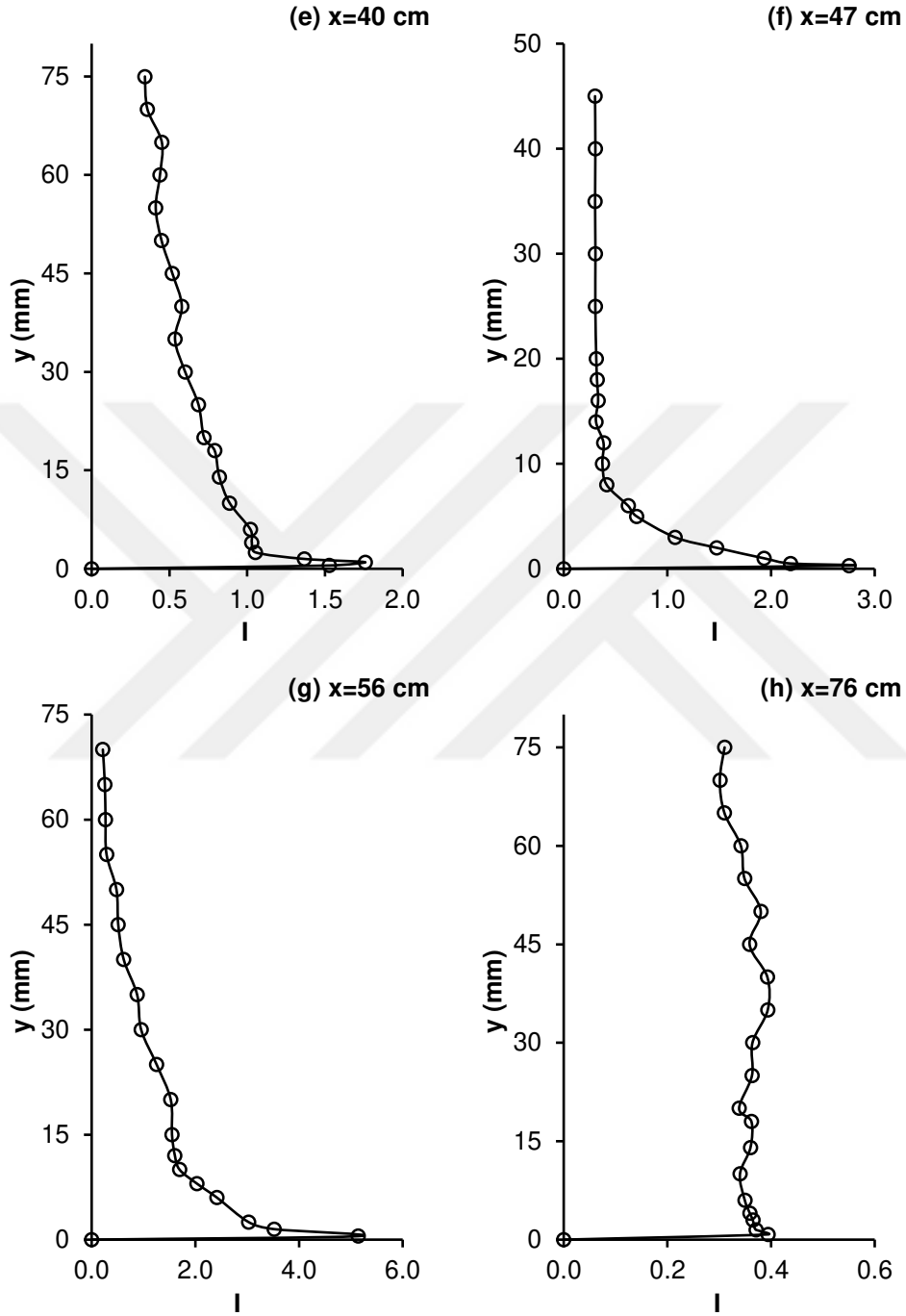
Şekil 7.25. (Devam)

Şekil 7. 26. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti

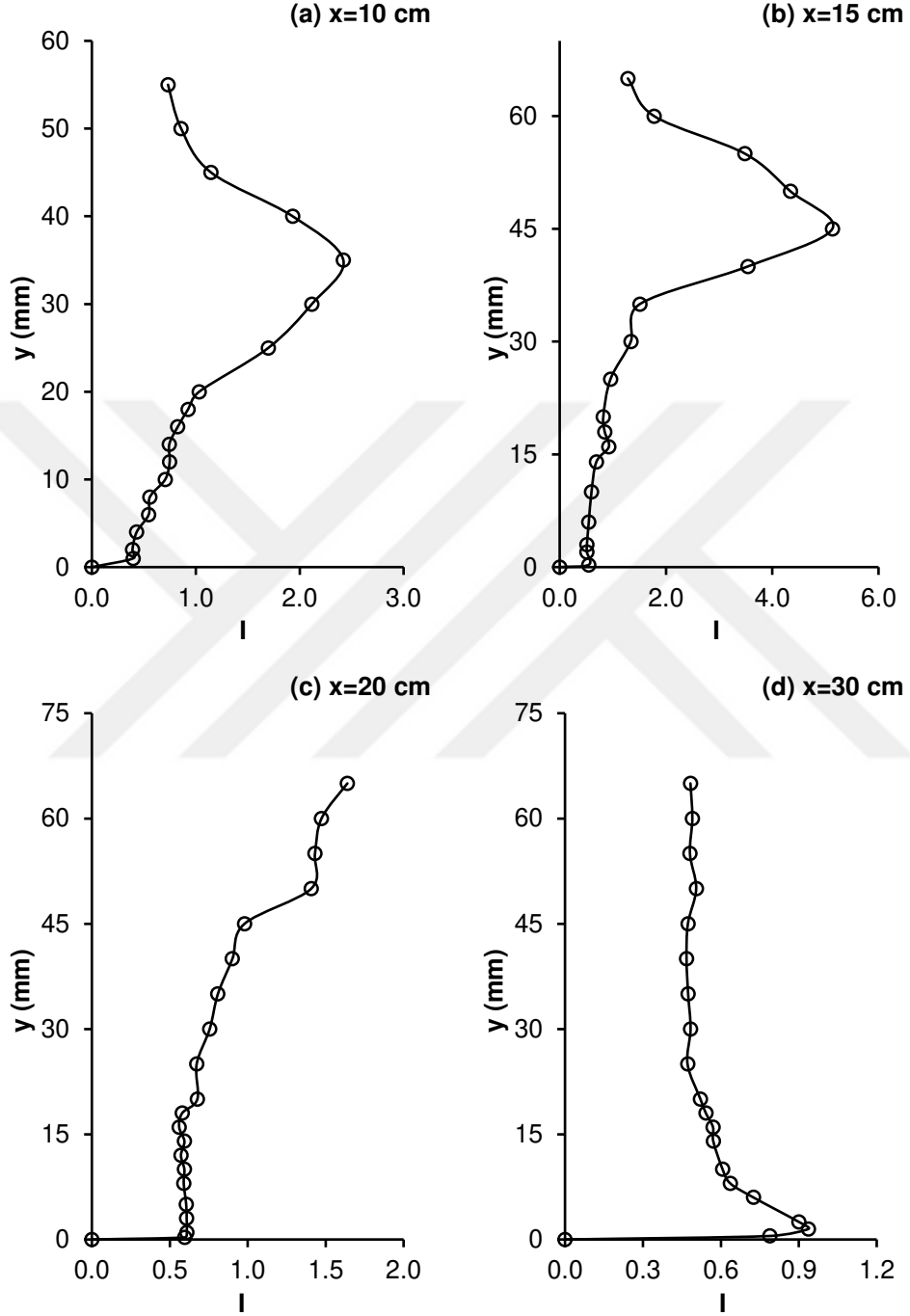


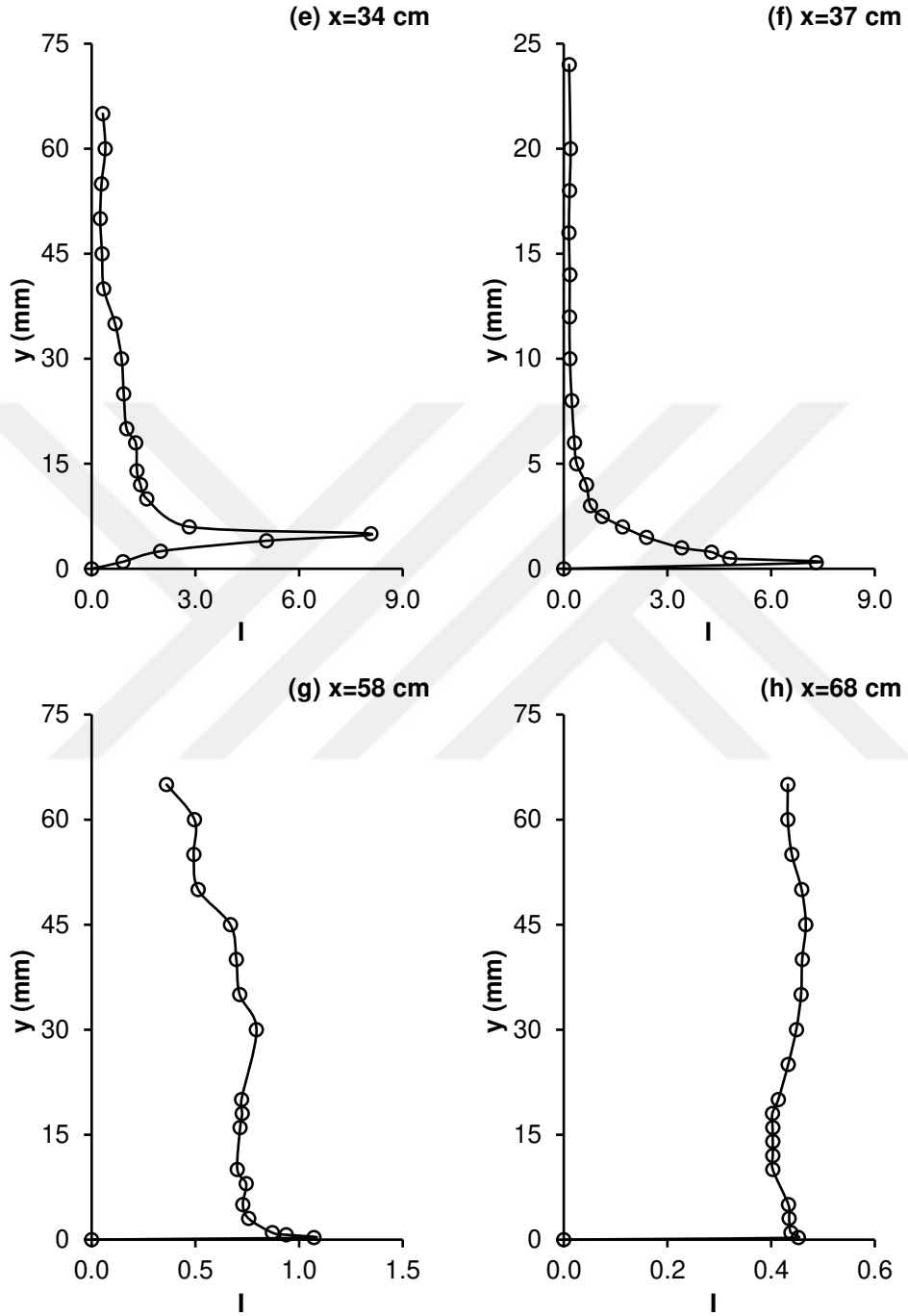
Şekil 7. 26. (Devam)

Şekil 7. 27. $Fr_1=12$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

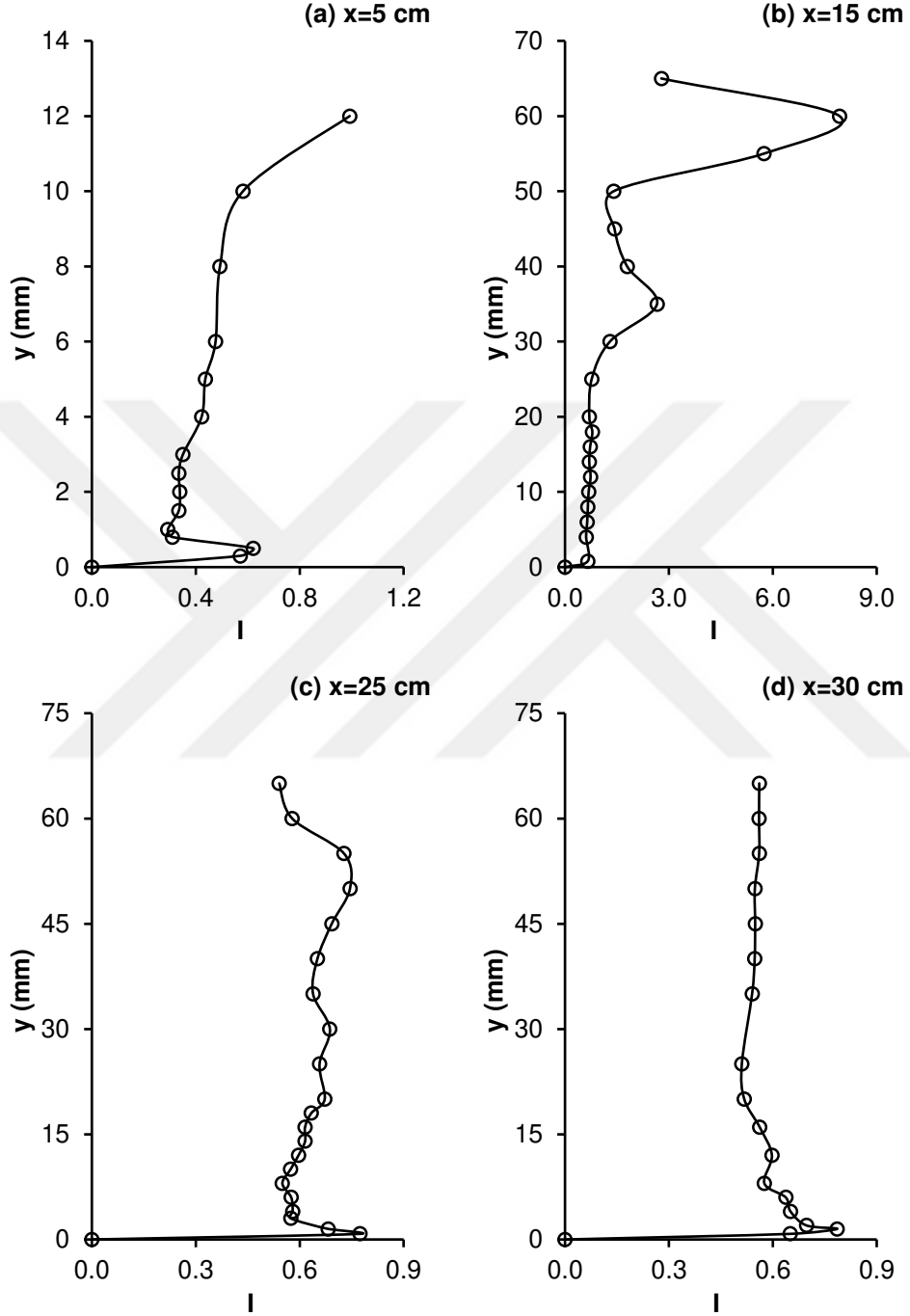


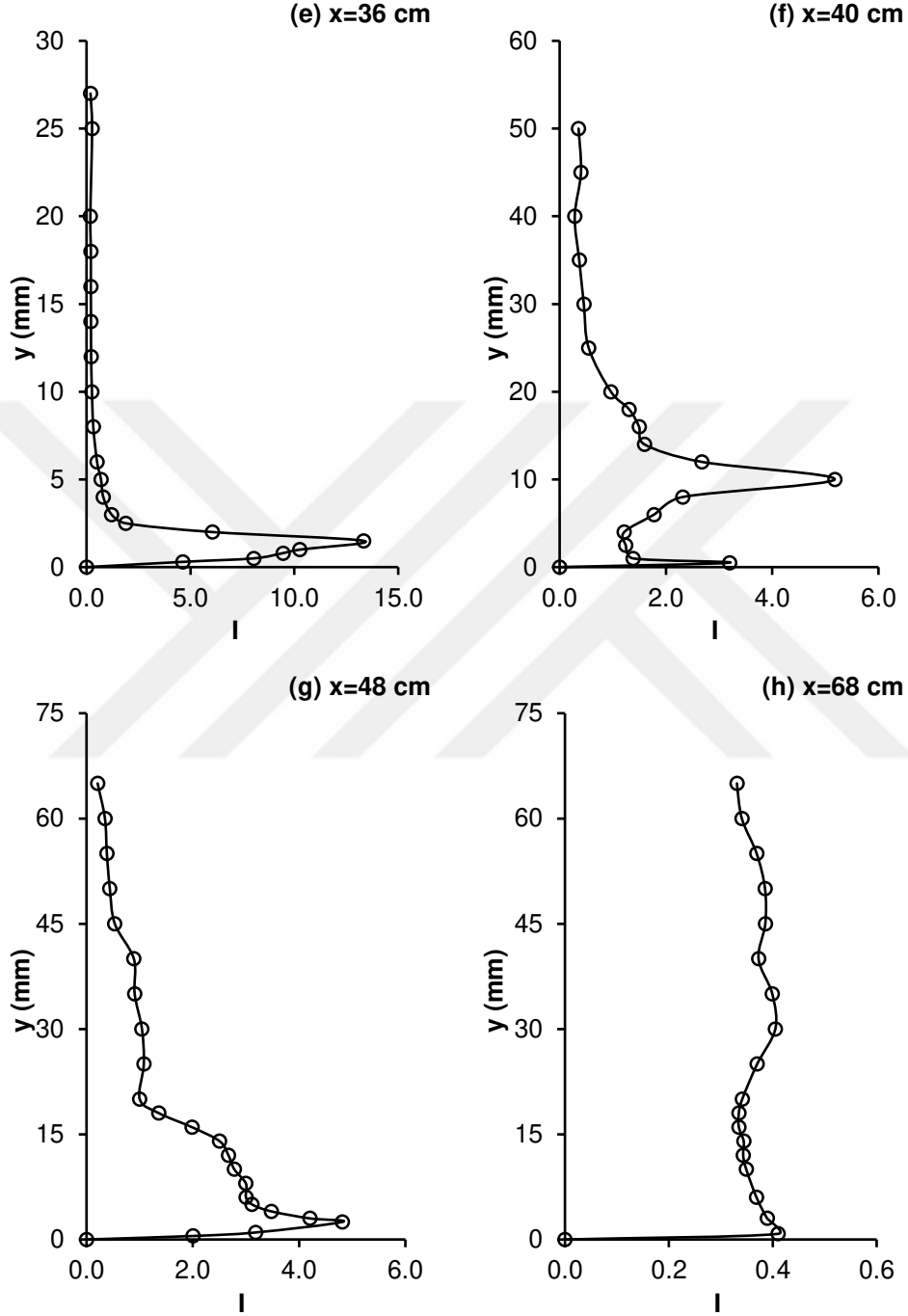
Şekil 7. 27. (Devam)

Şekil 7.28. $Fr_1=10$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

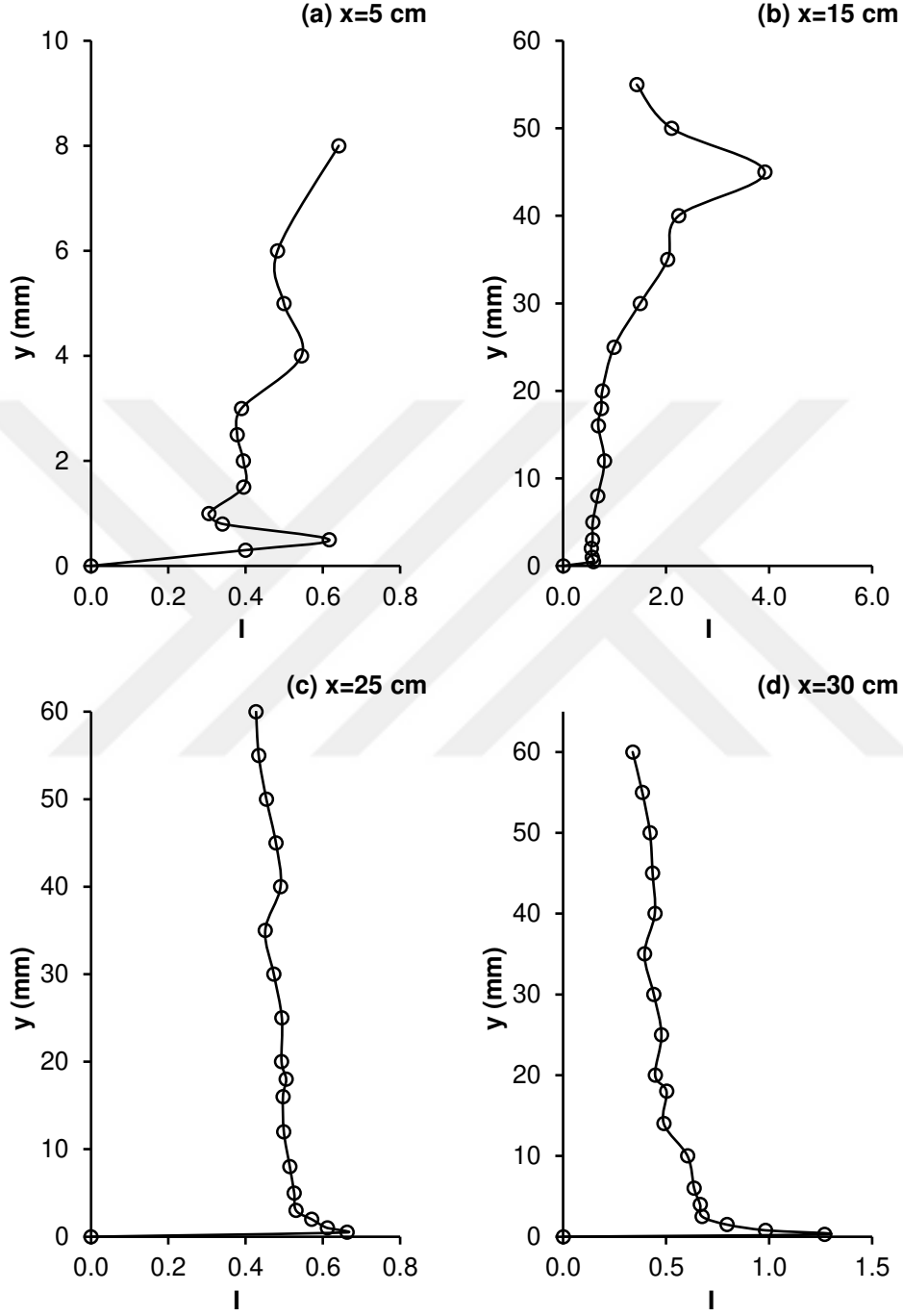


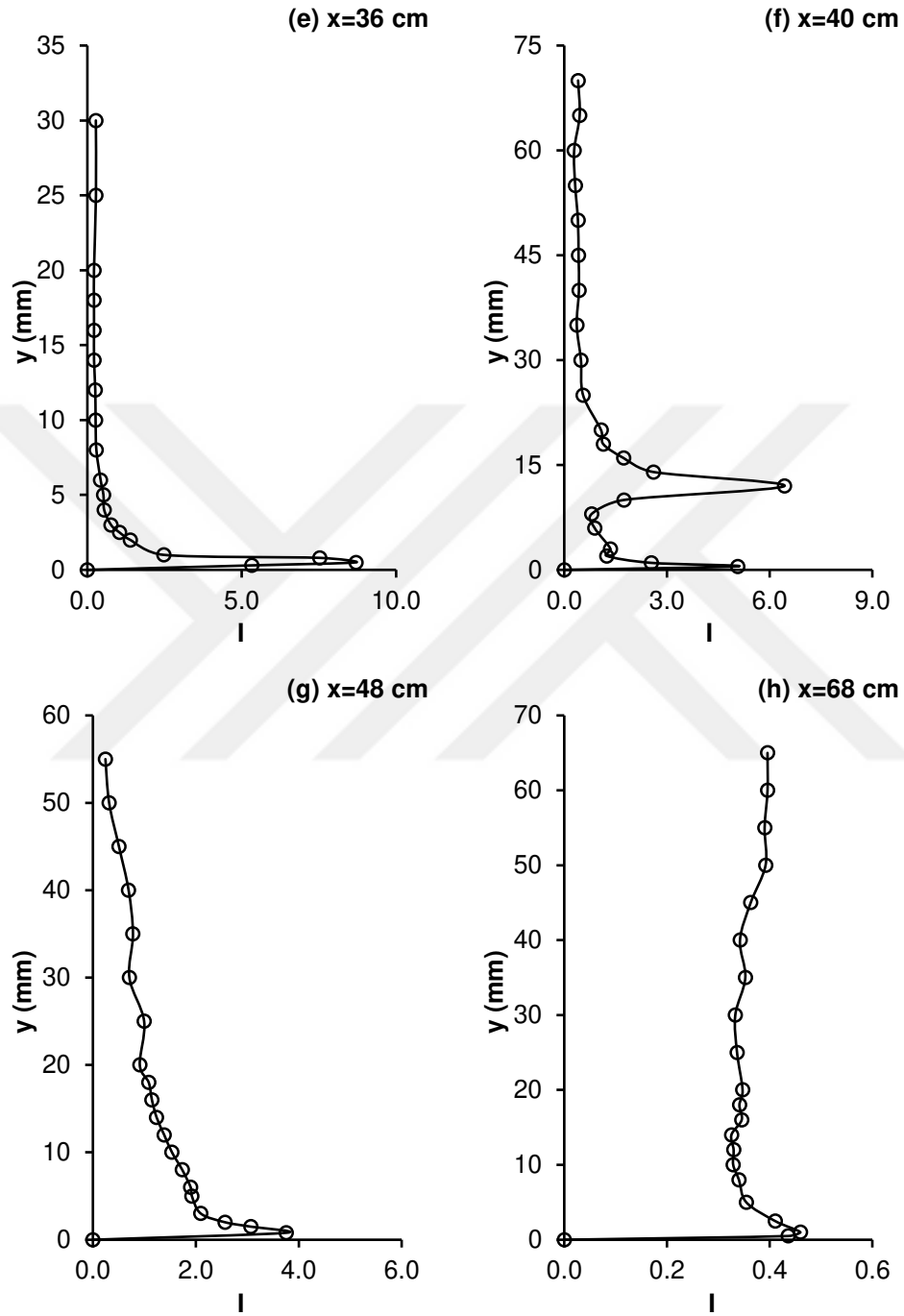
Şekil 7.28. (Devam)

Şekil 7.29. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti

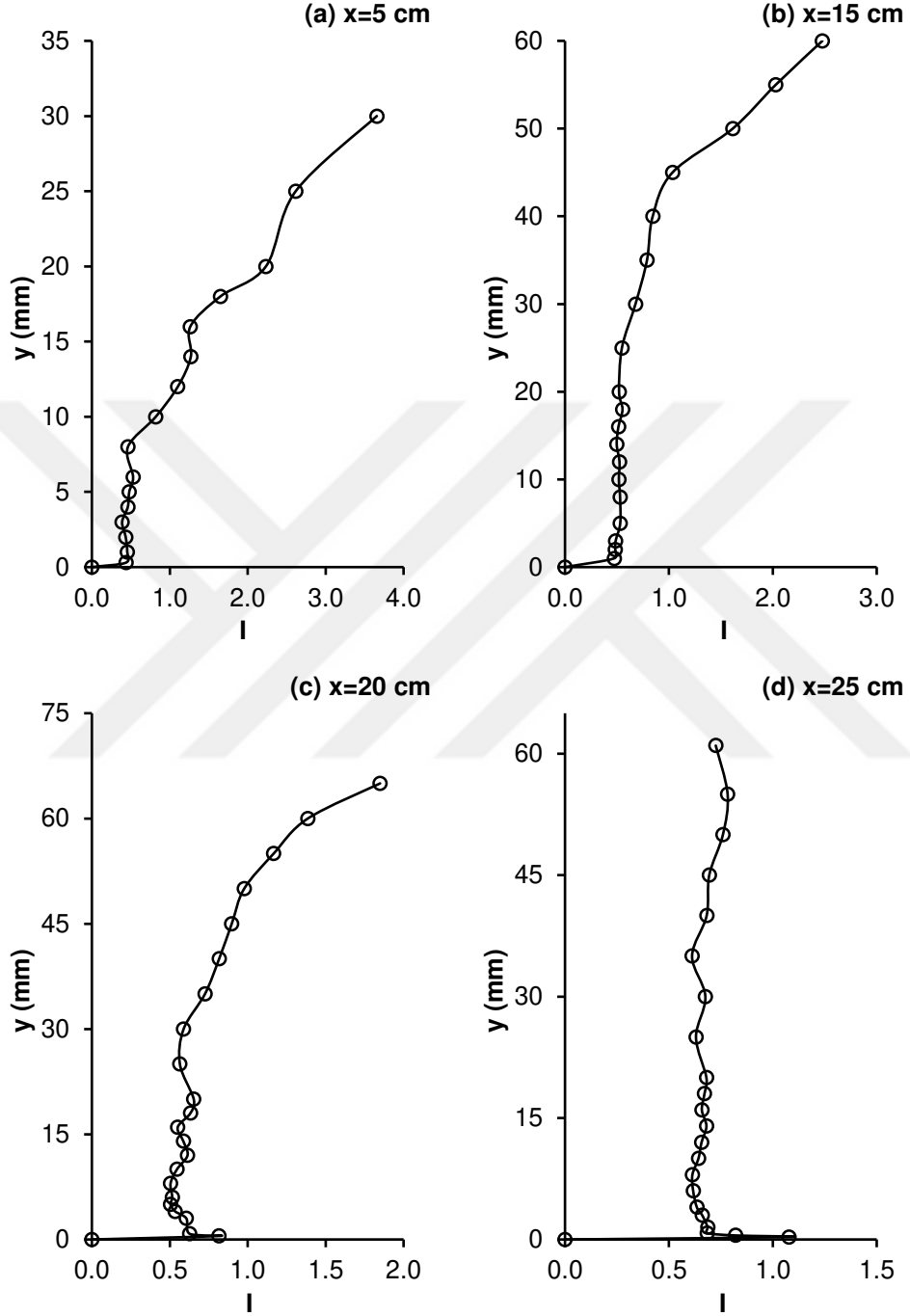


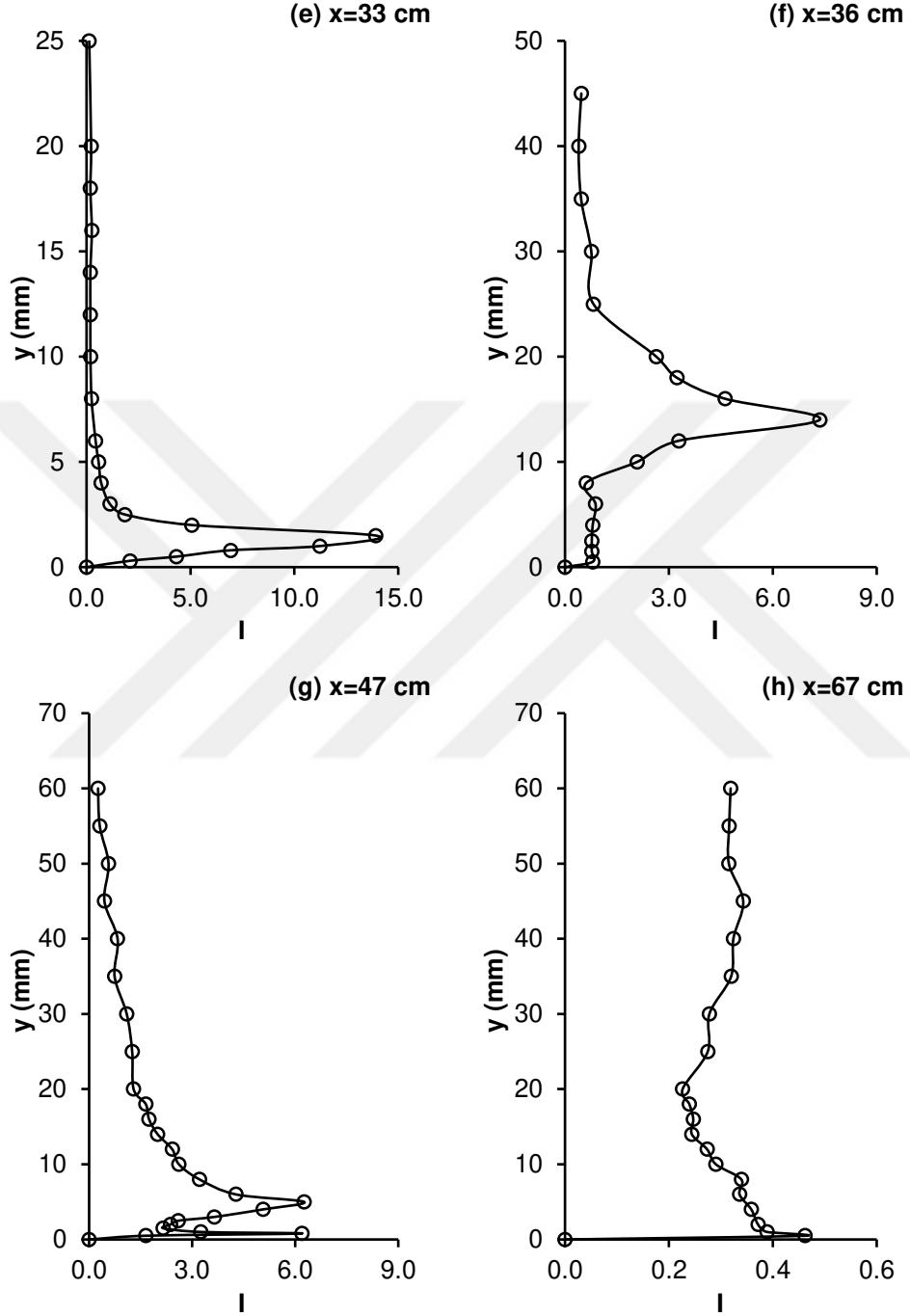
Şekil 7.29. (Devam)

Şekil 7.30. $Fr_1=10$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

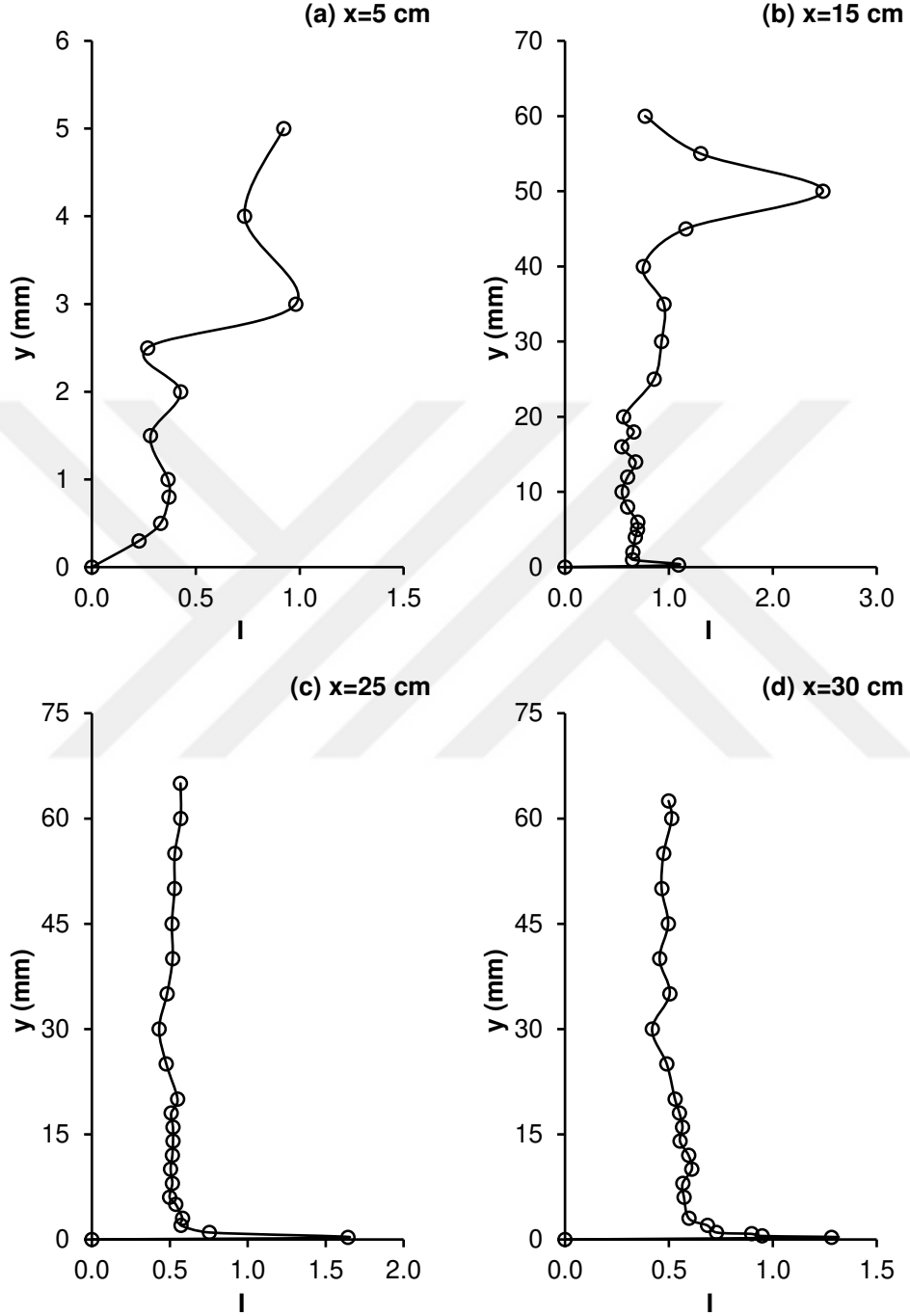


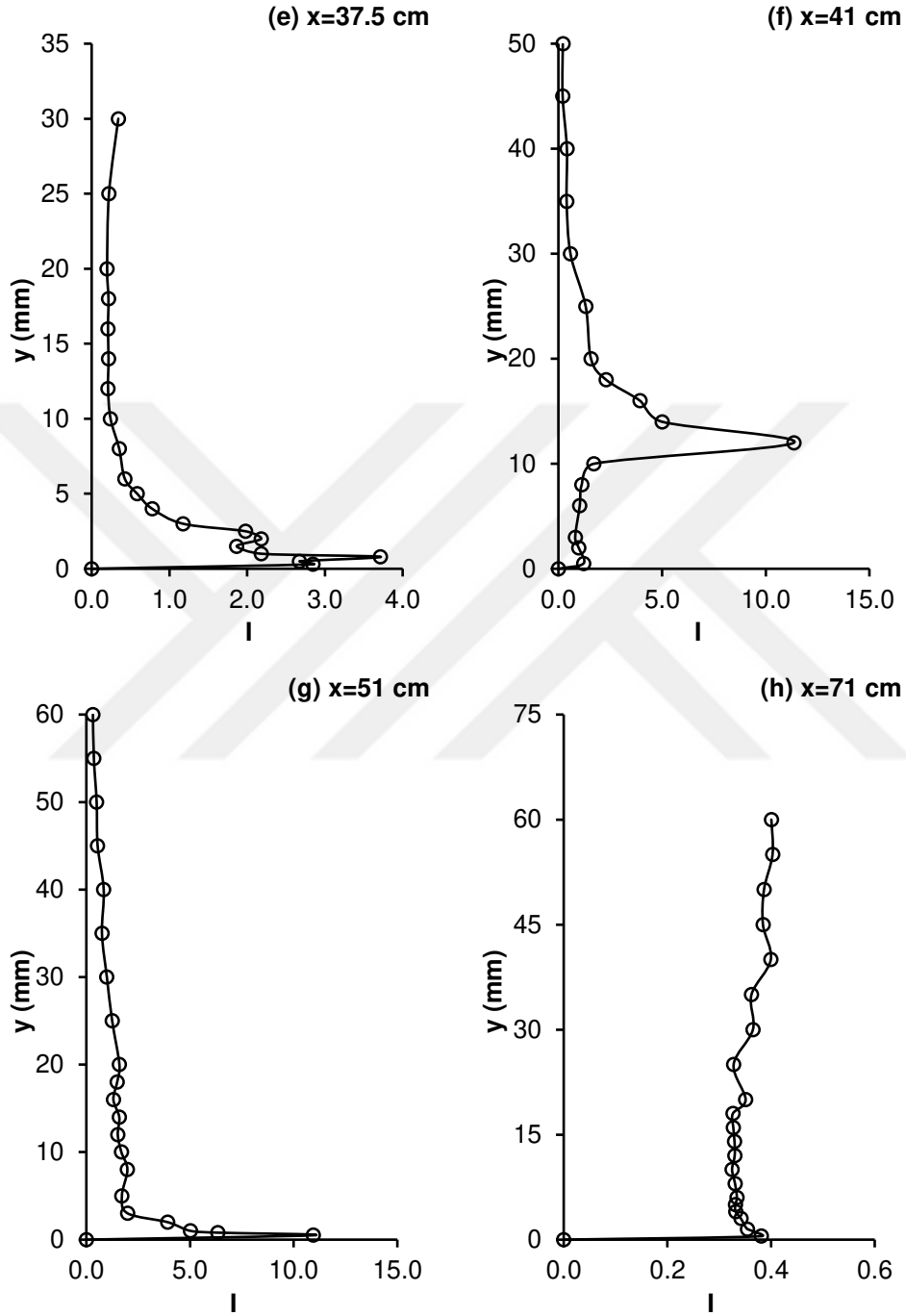
Şekil 7. 30. (Devam)

Şekil 7. 31. $Fr_1=9$ ve $h_c=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

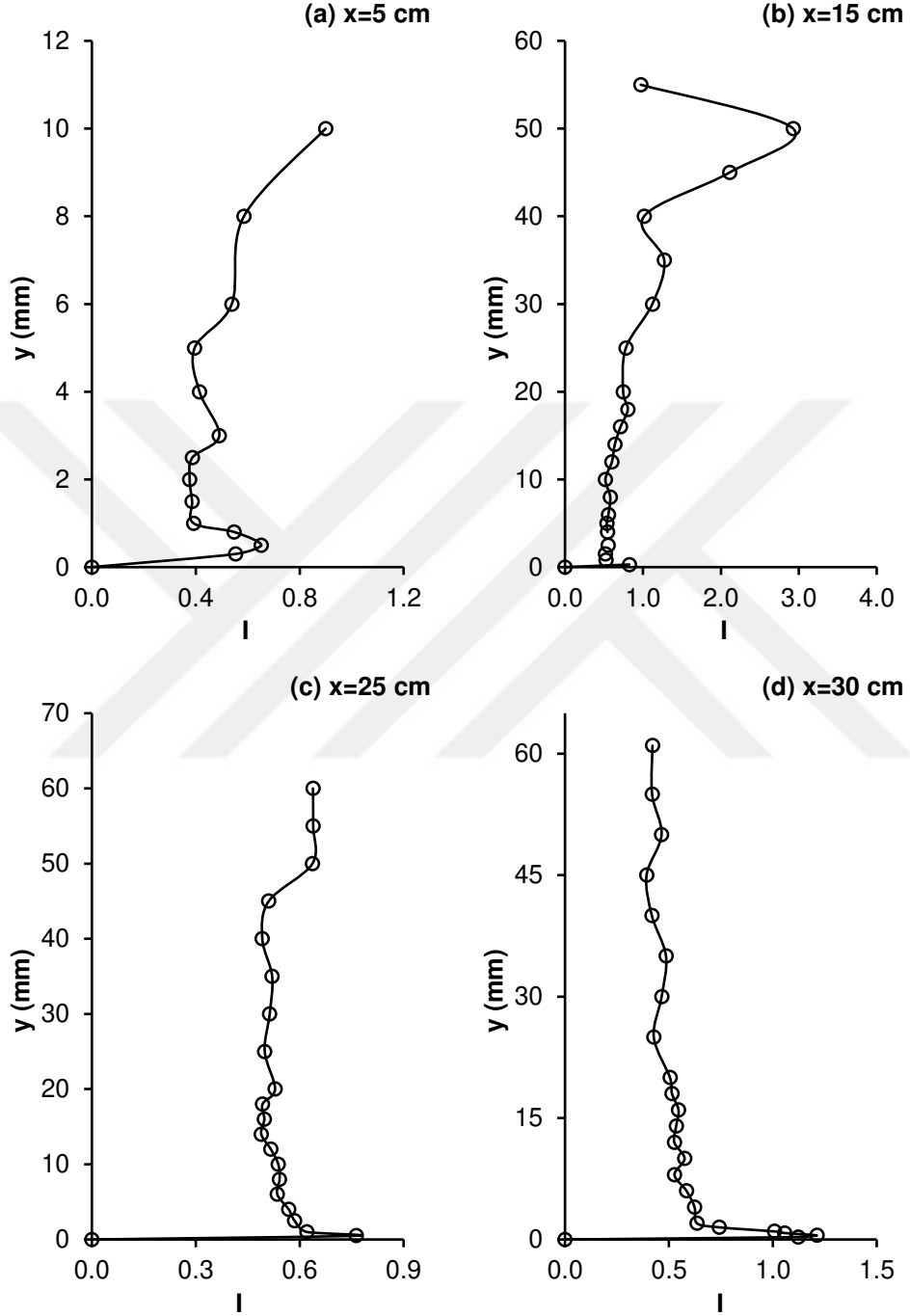


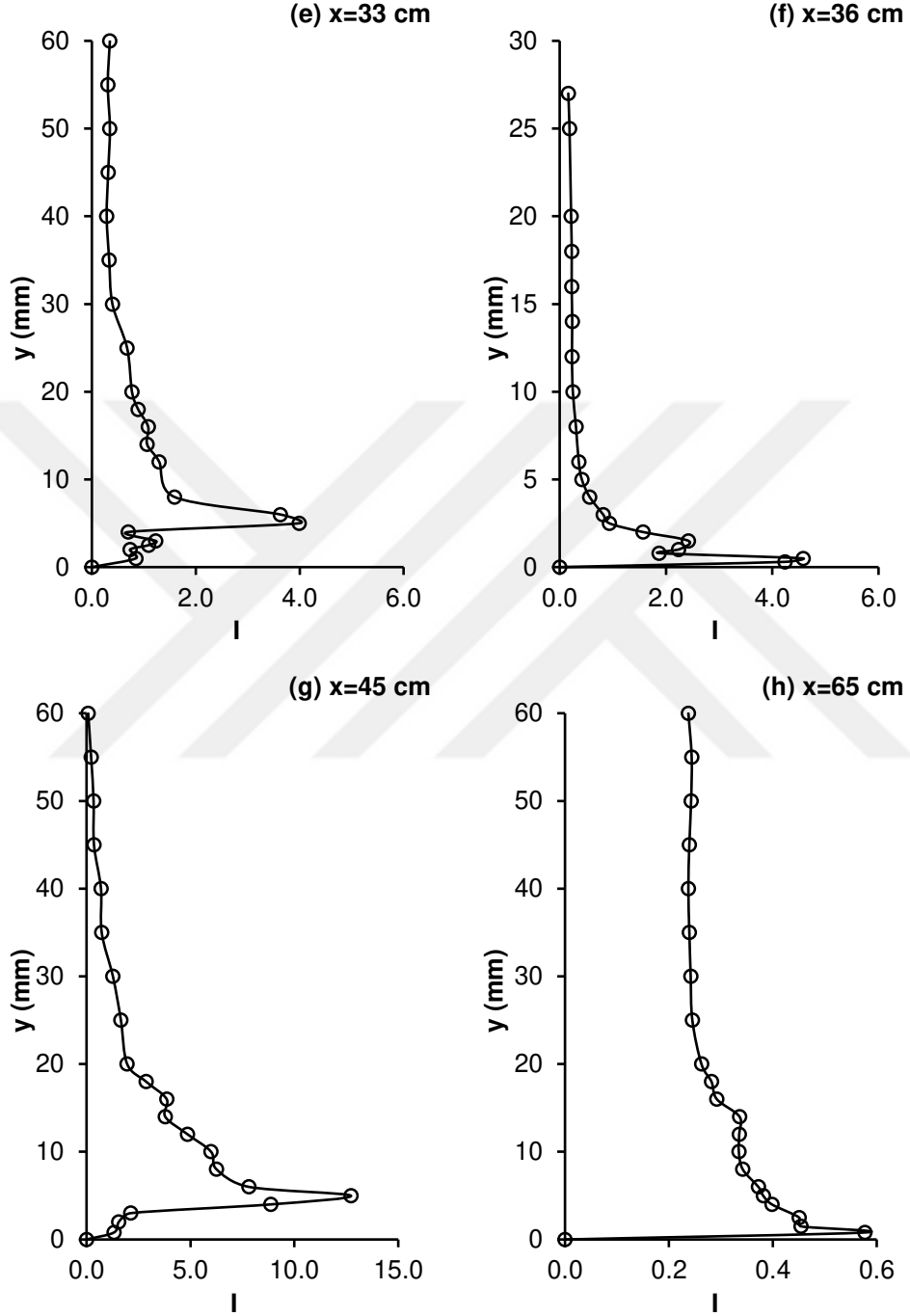
Şekil 7. 31. (Devam)

Şekil 7. 32. $Fr_1=9$ ve $h_c=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti

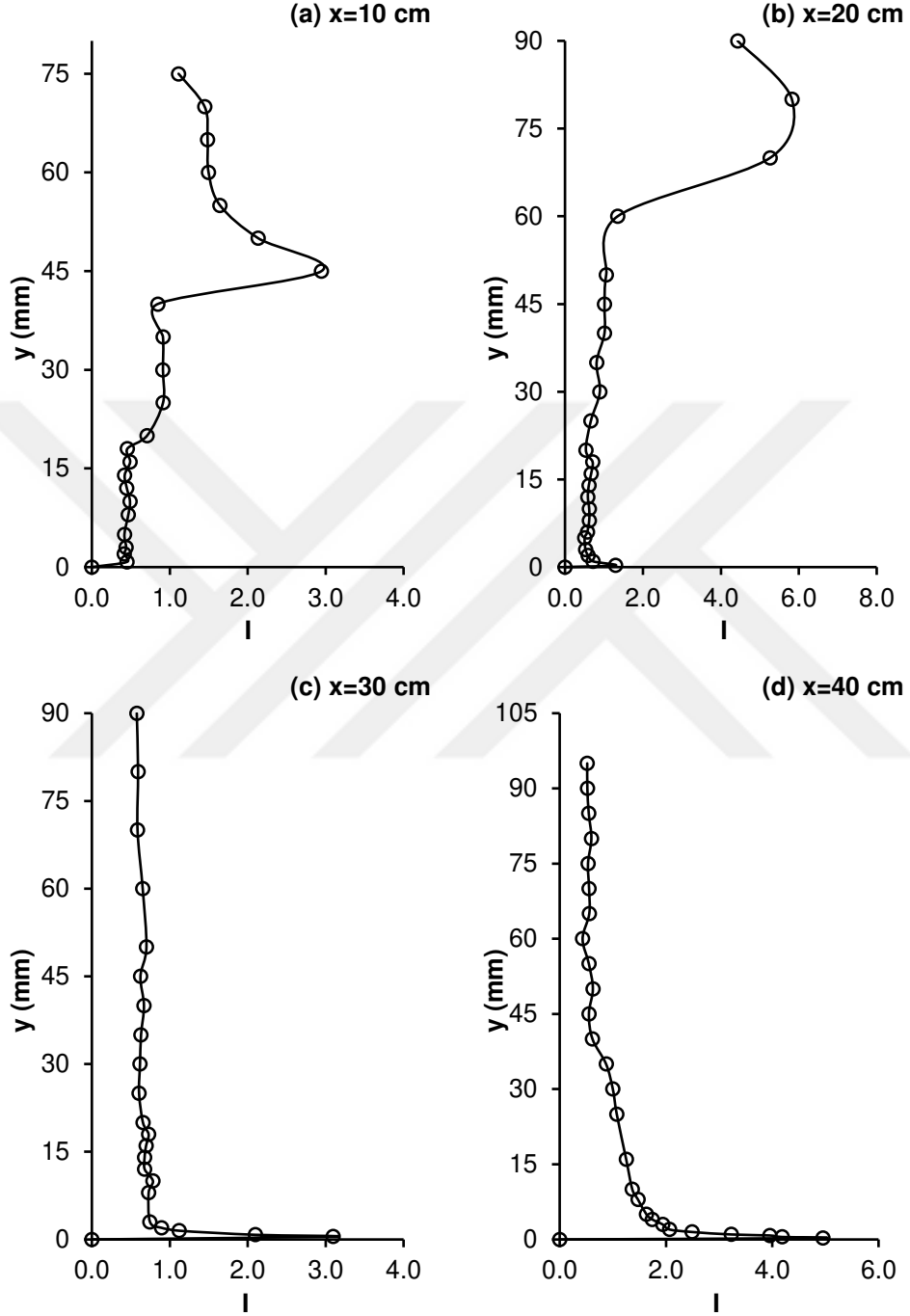


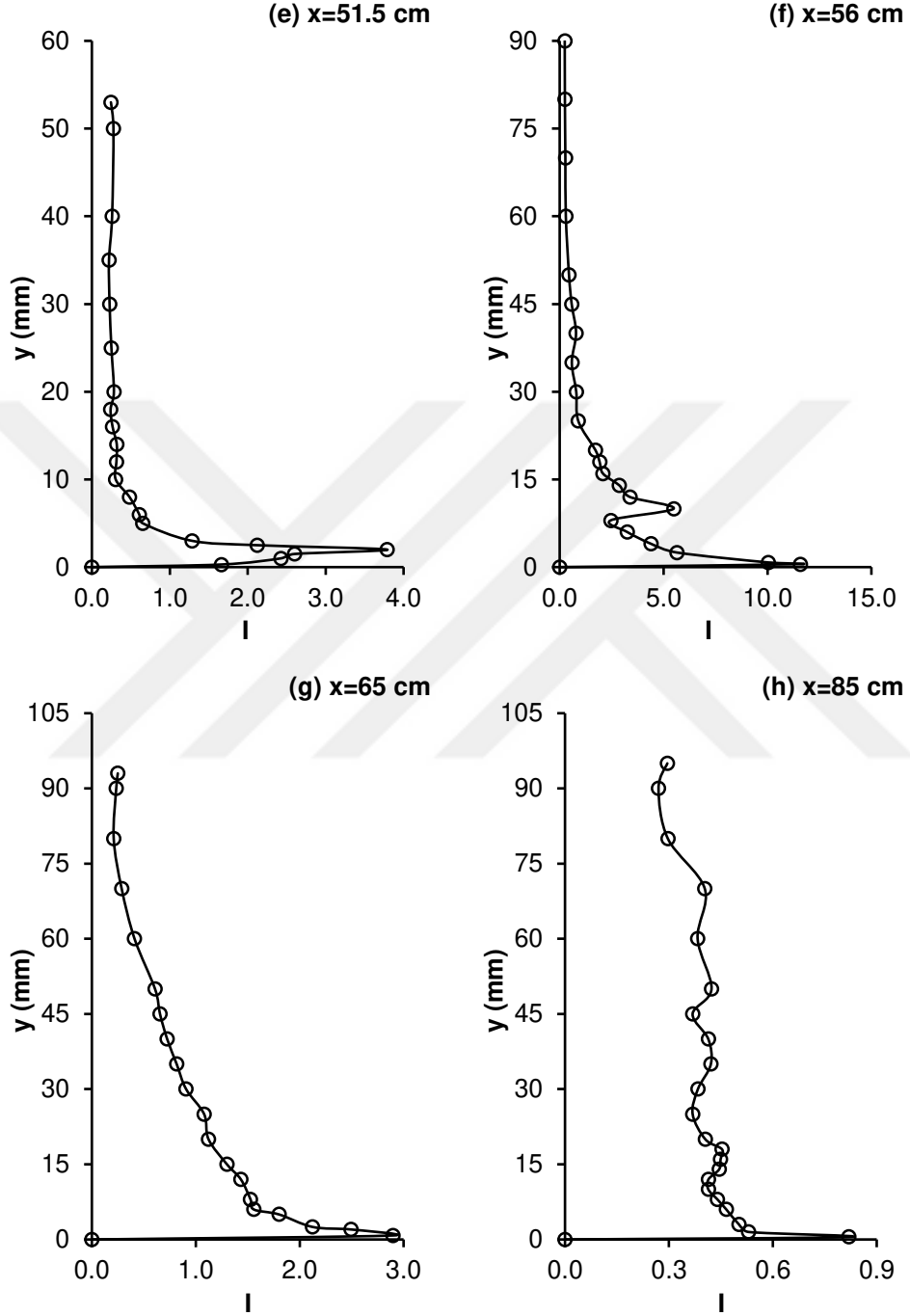
Şekil 7. 32. (Devam)

Şekil 7. 33. $Fr_1=9$ ve $h_c=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

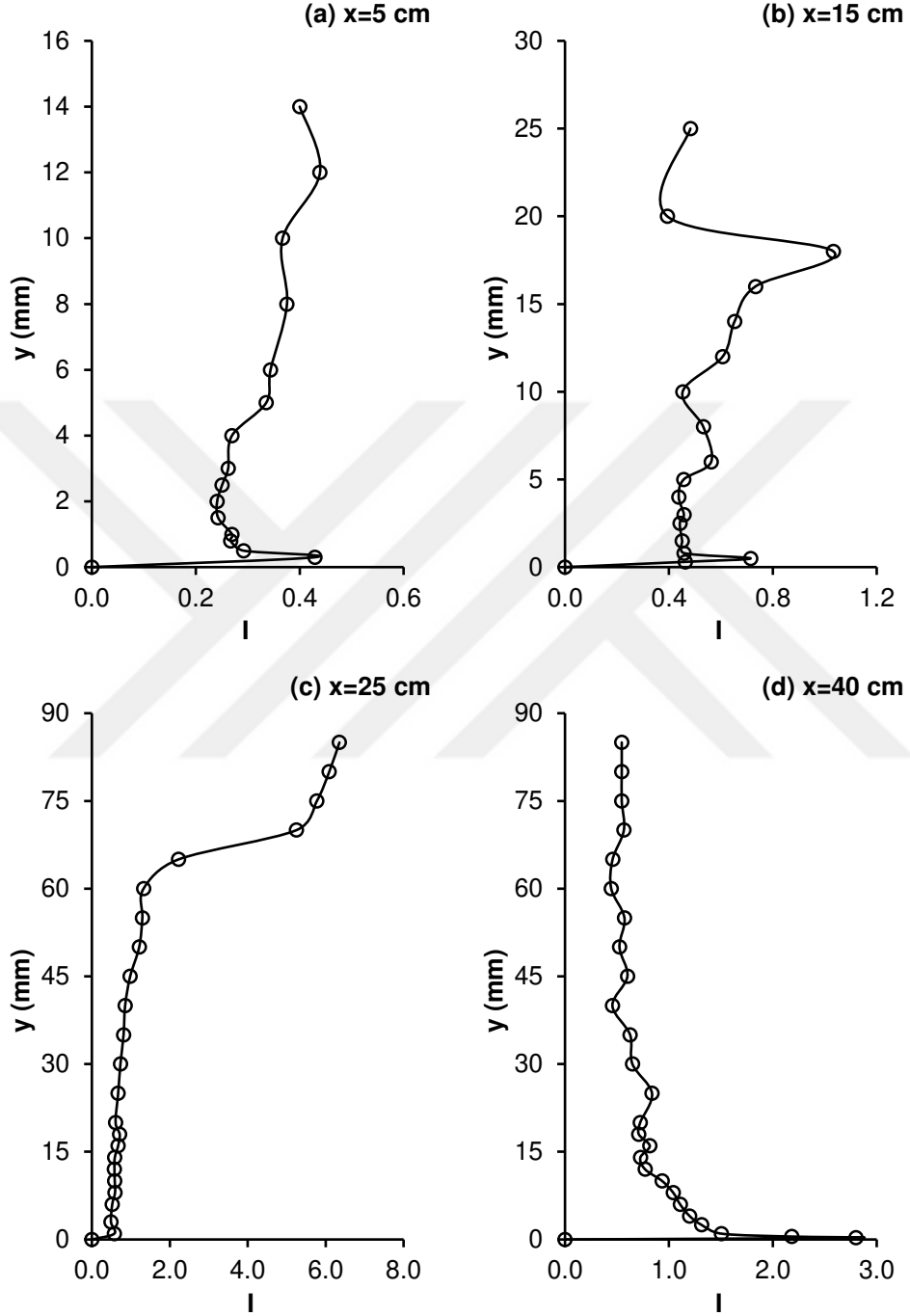


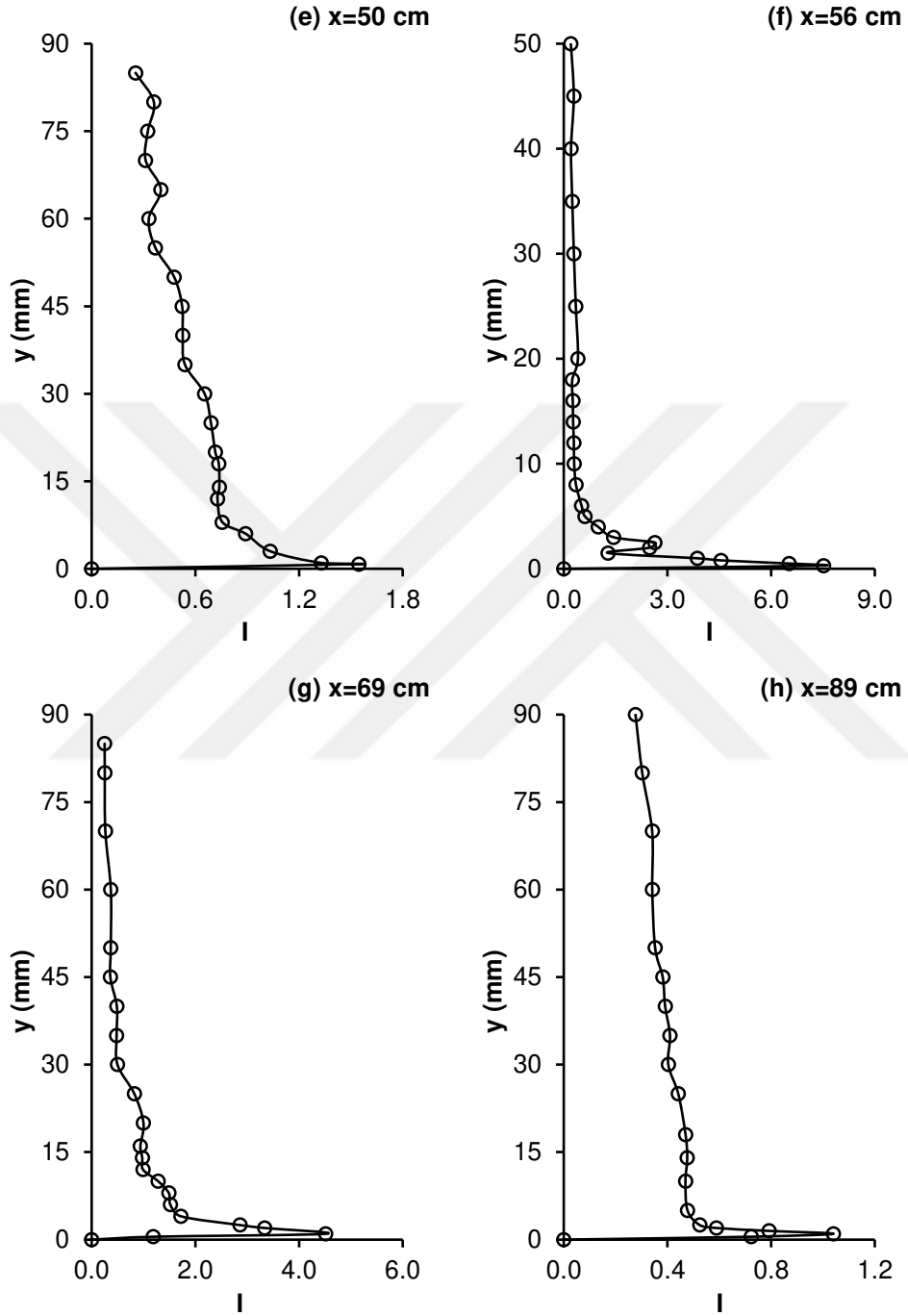
Şekil 7. 33. (Devam)

Şekil 7. 34. $Fr_1=8$ ve $h_c=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

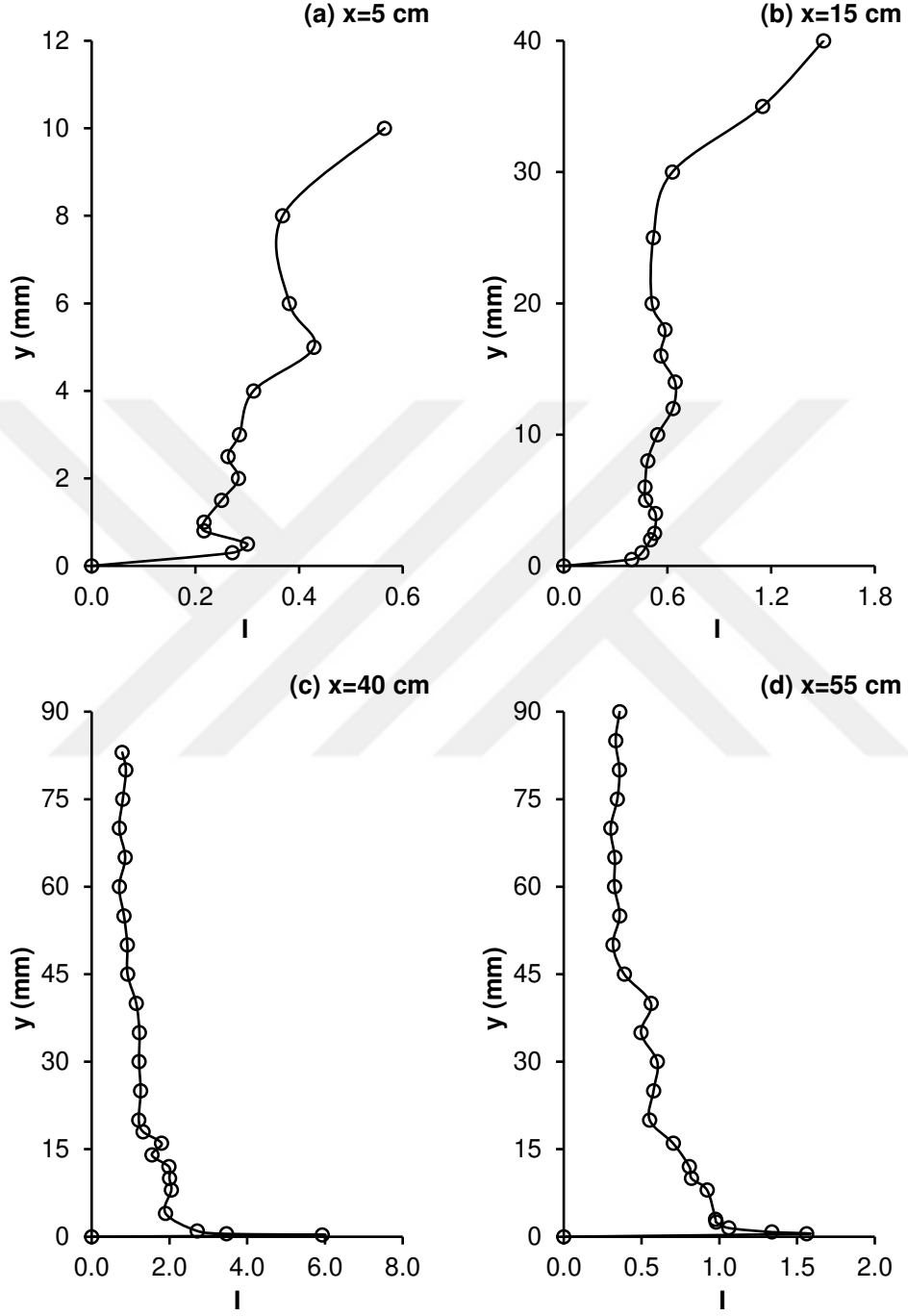


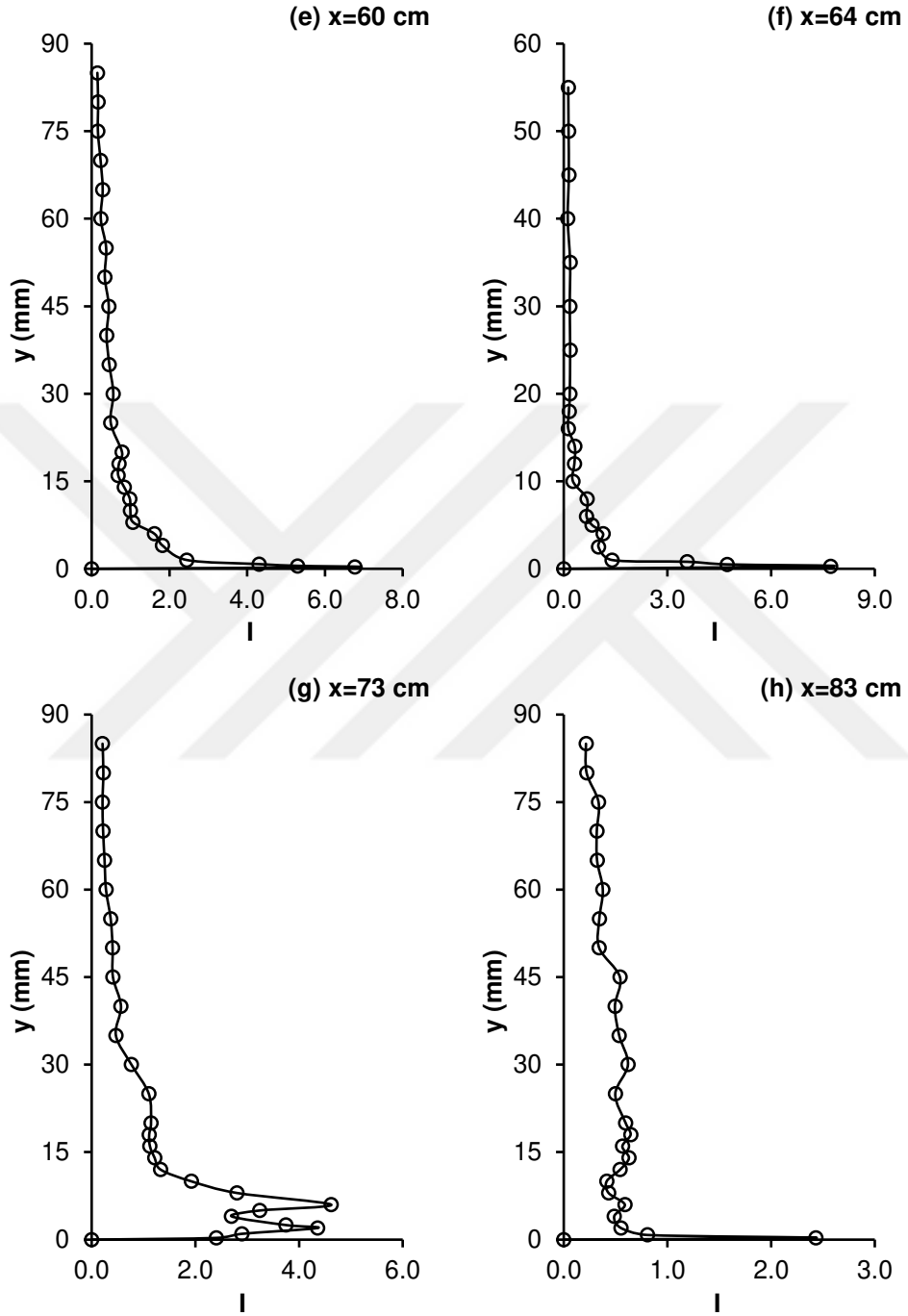
Şekil 7. 34. (Devam)

Şekil 7. 35. $Fr_1=8$ ve $h_c=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti

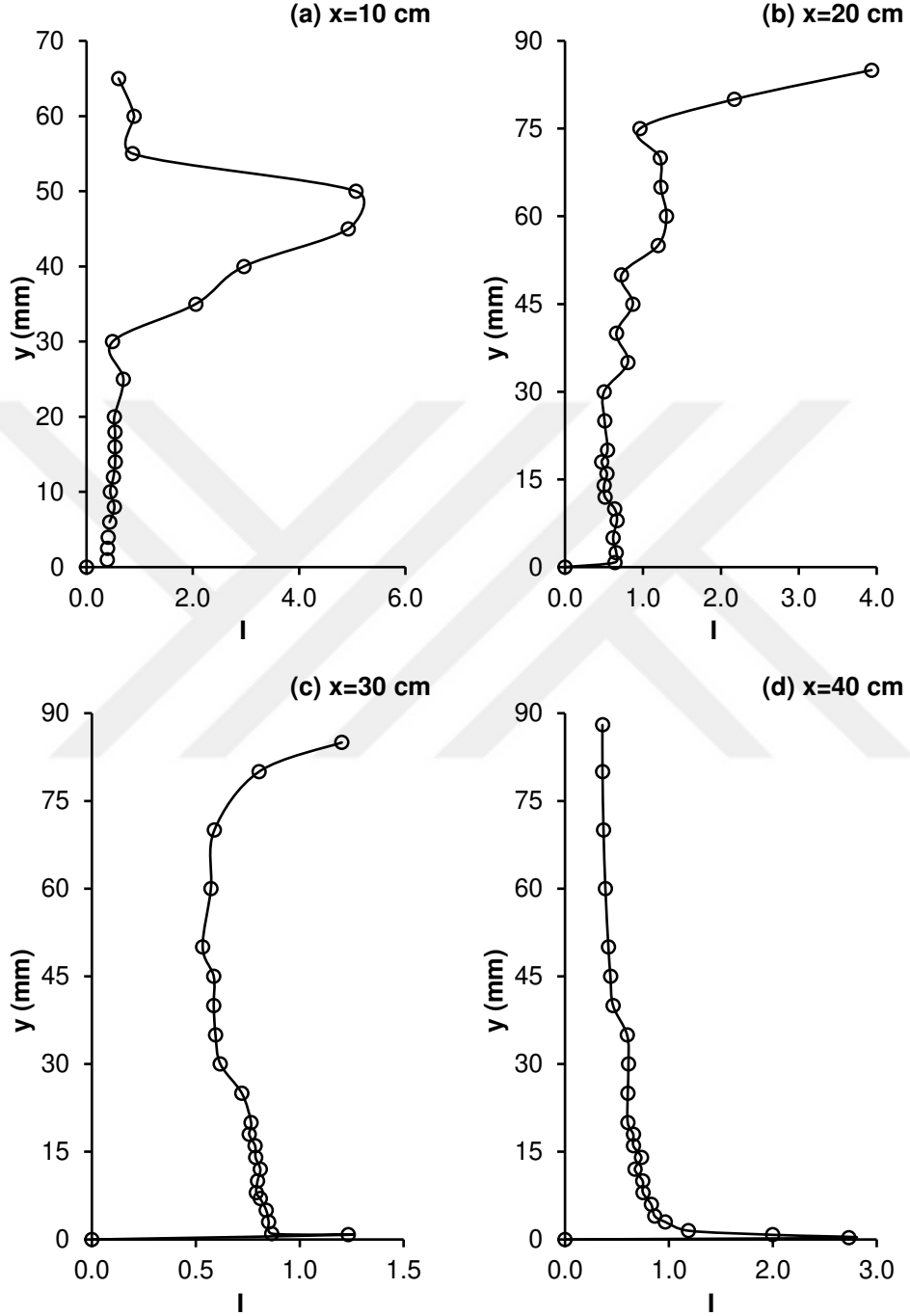


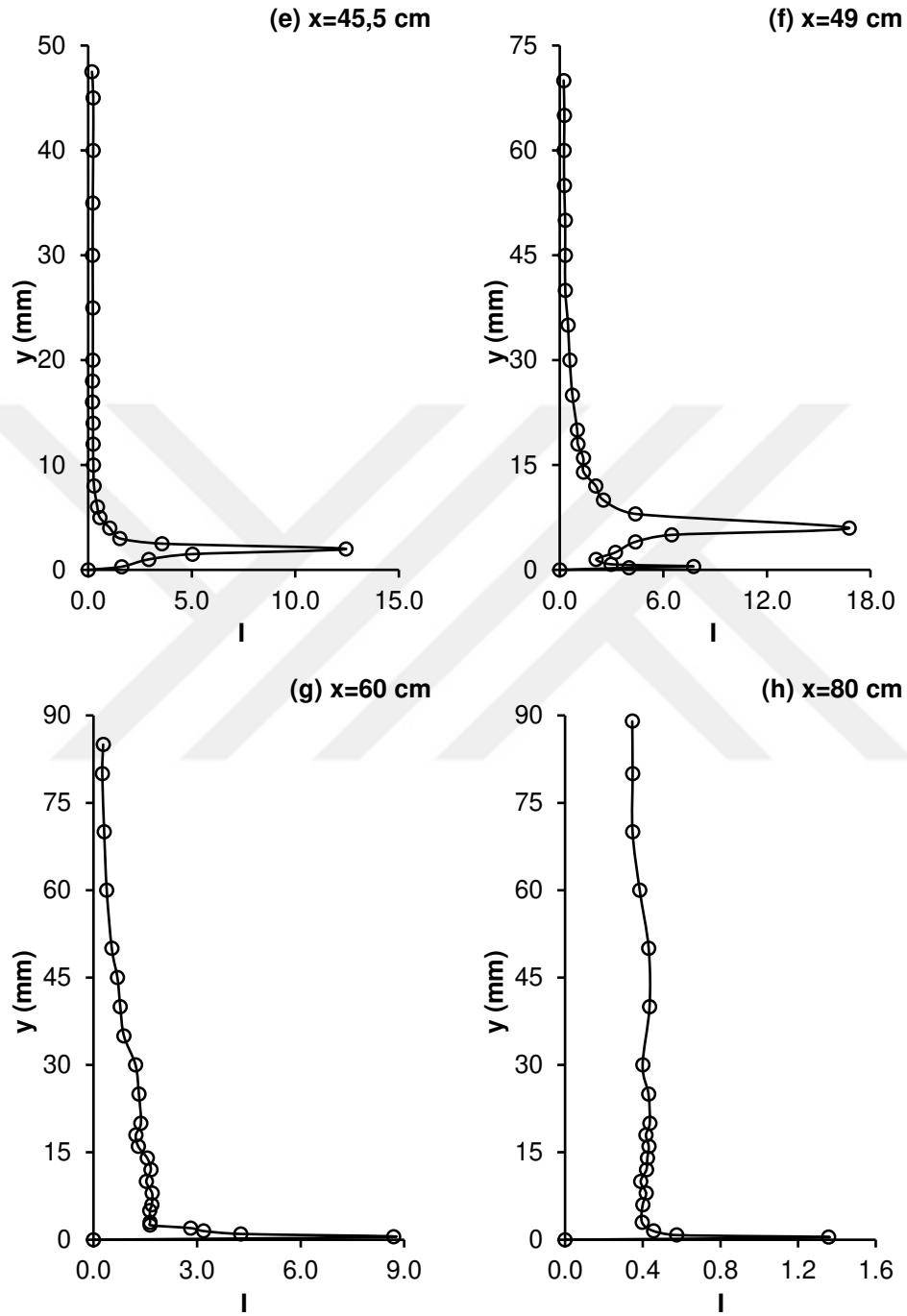
Şekil 7. 35. (Devam)

Şekil 7. 36. $Fr_1=8$ ve $h_c=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

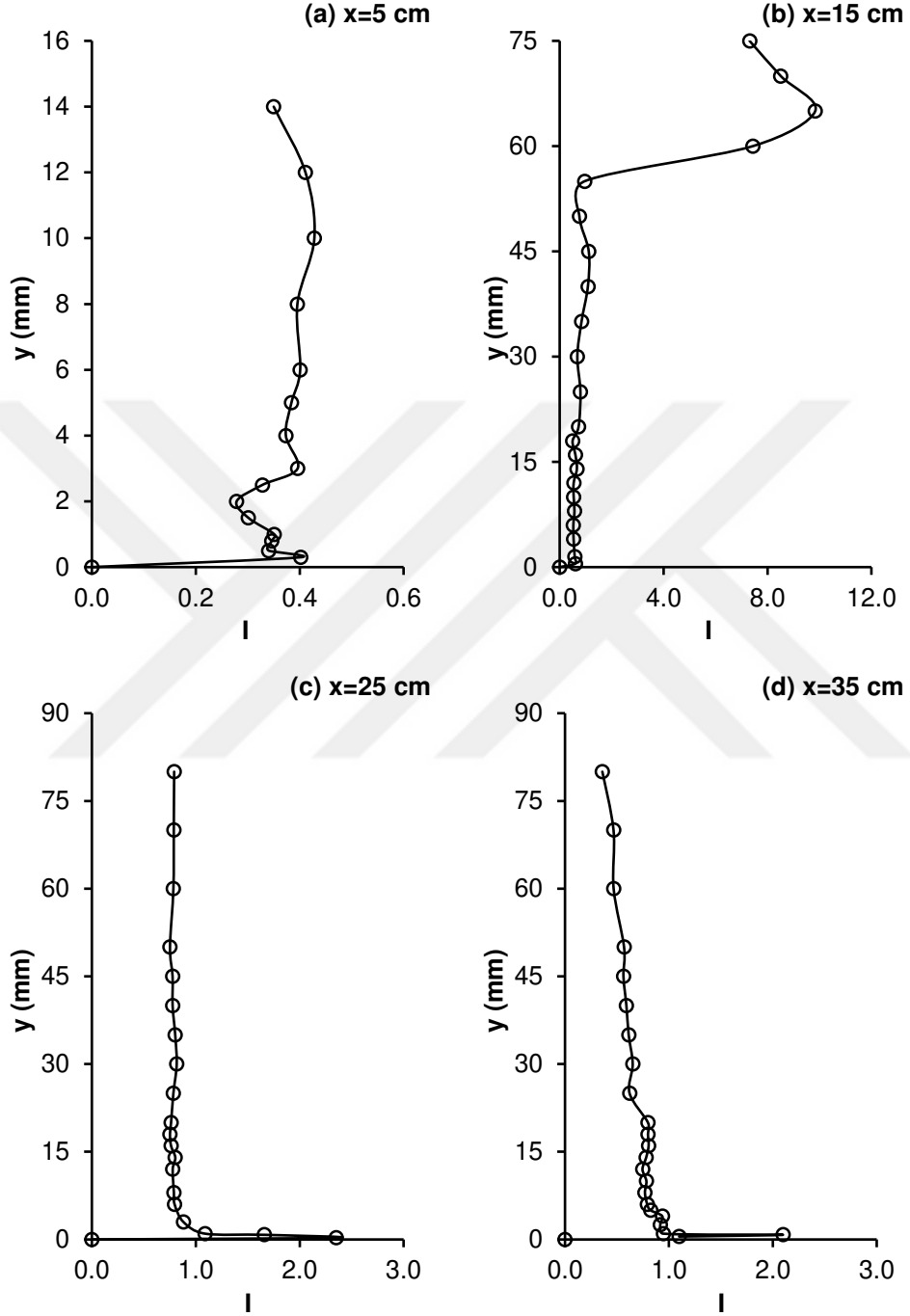


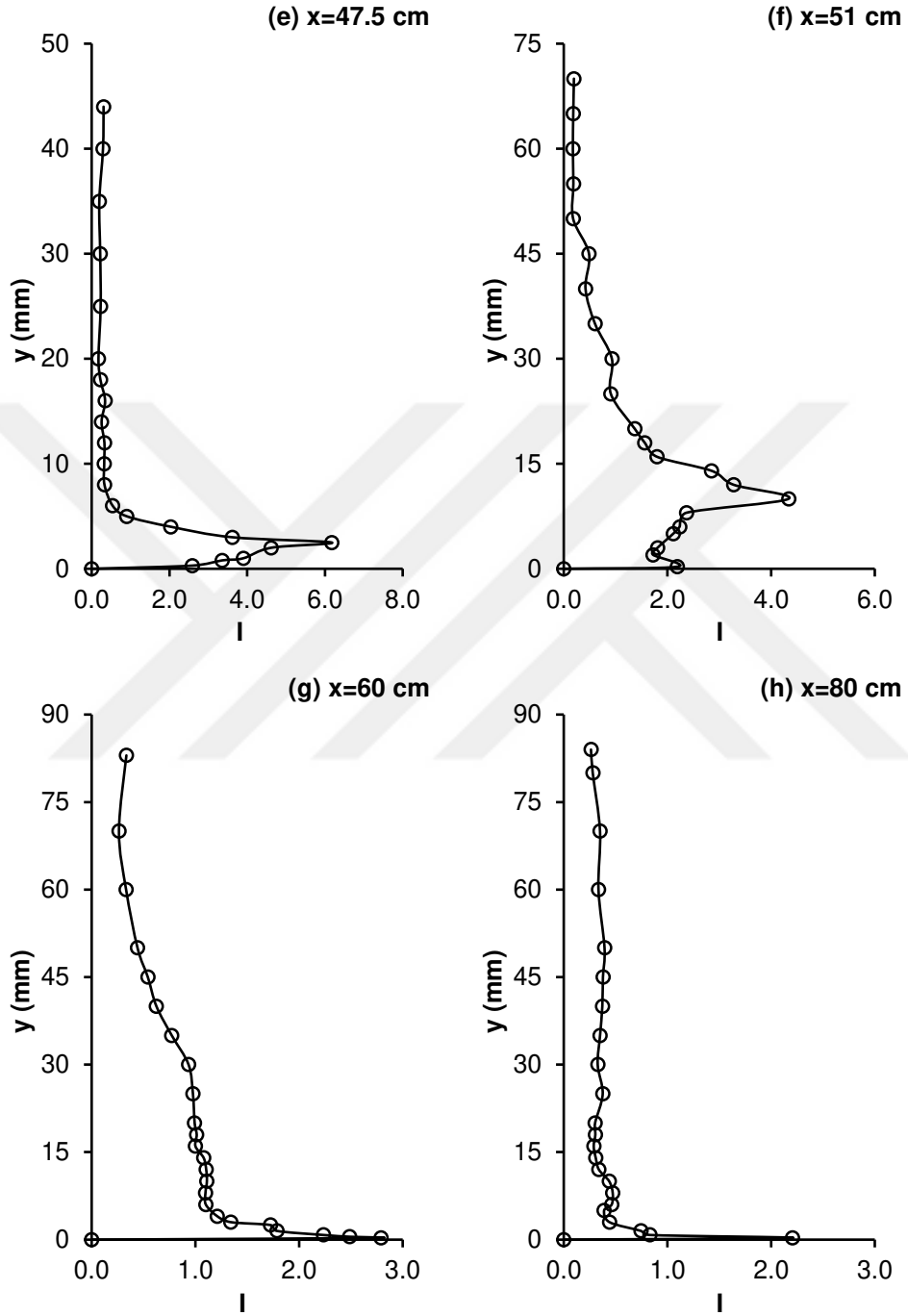
Şekil 7. 36. (Devam)

Şekil 7. 37. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

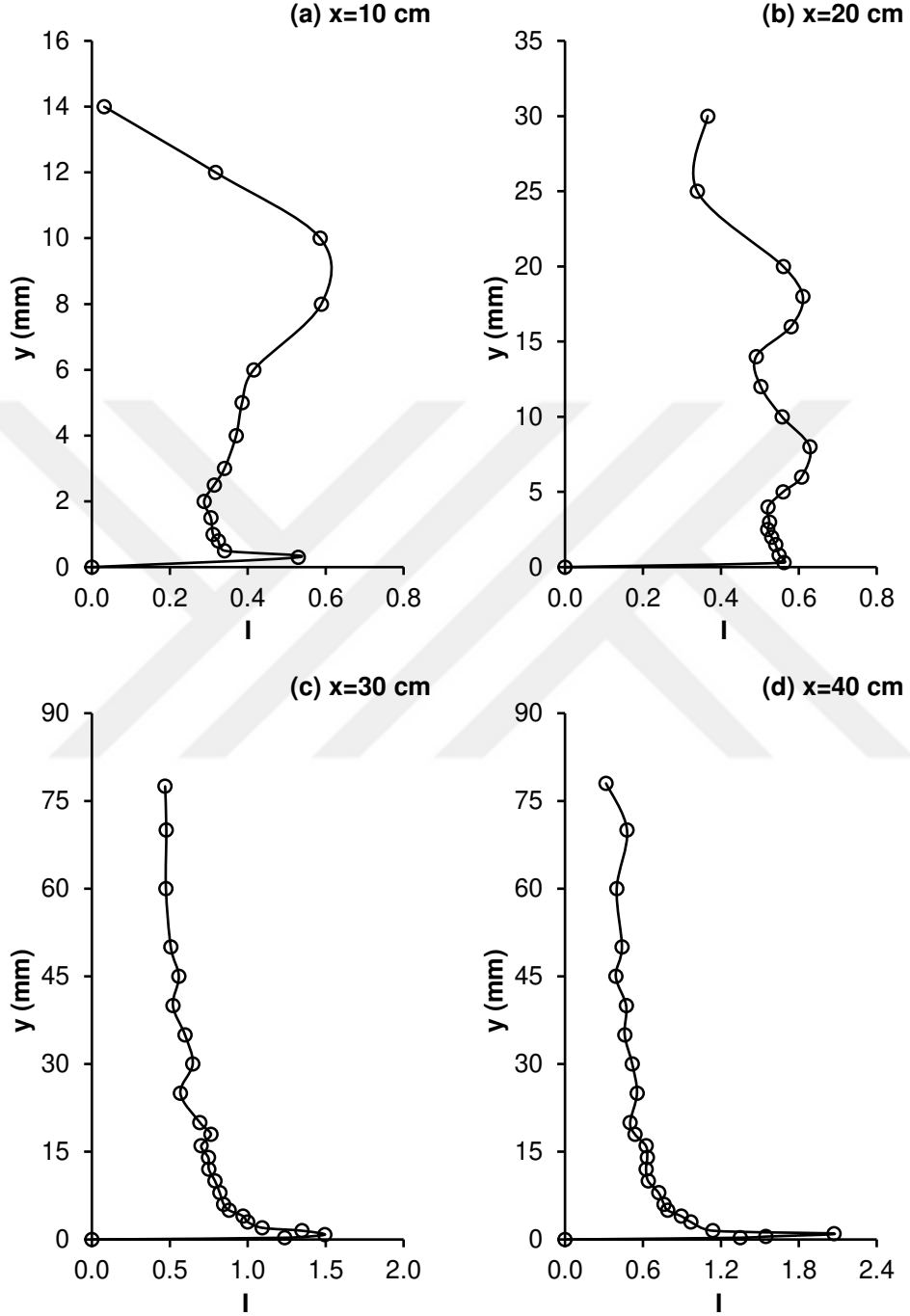


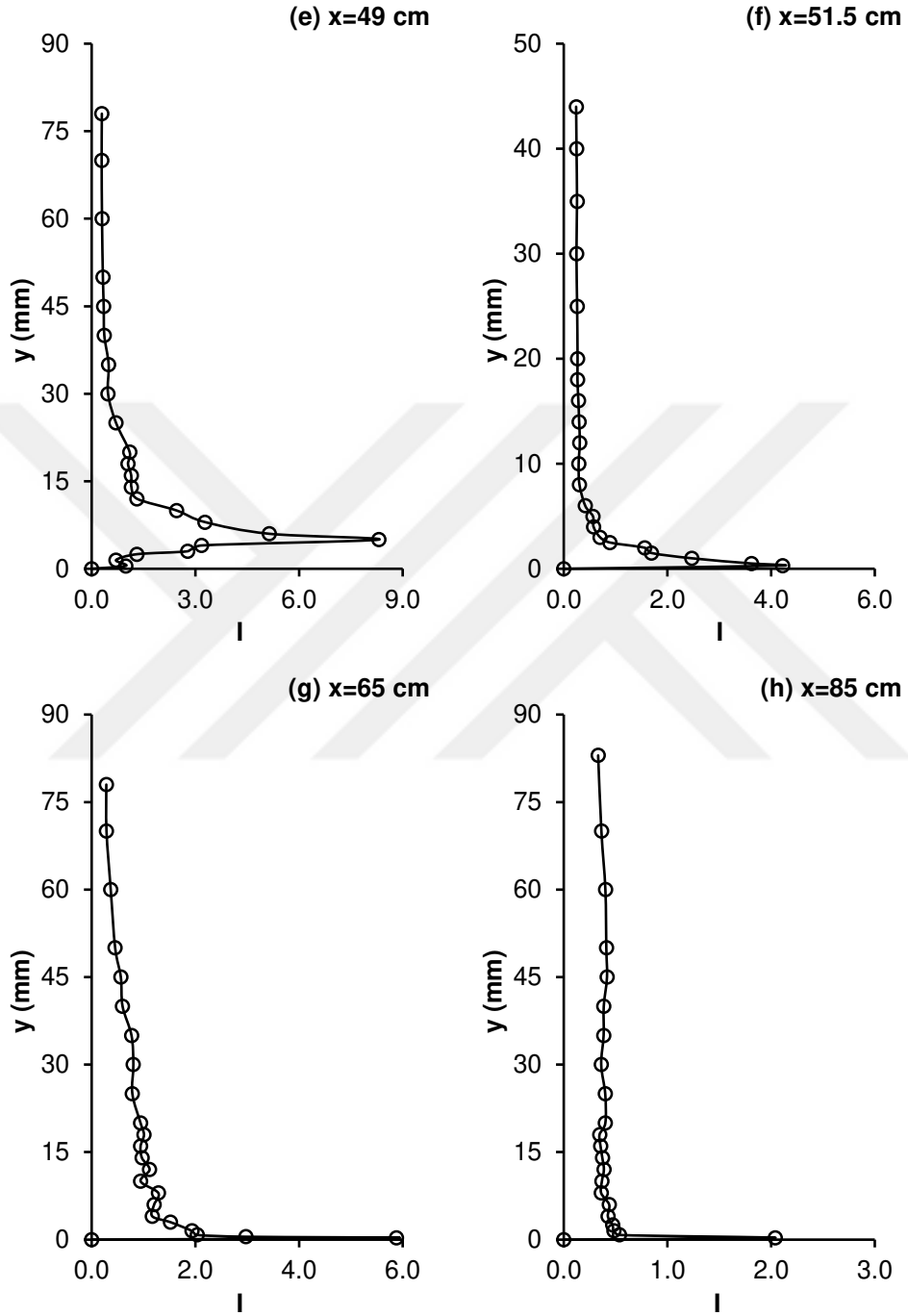
Şekil 7. 37. (Devam)

Şekil 7. 38. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti

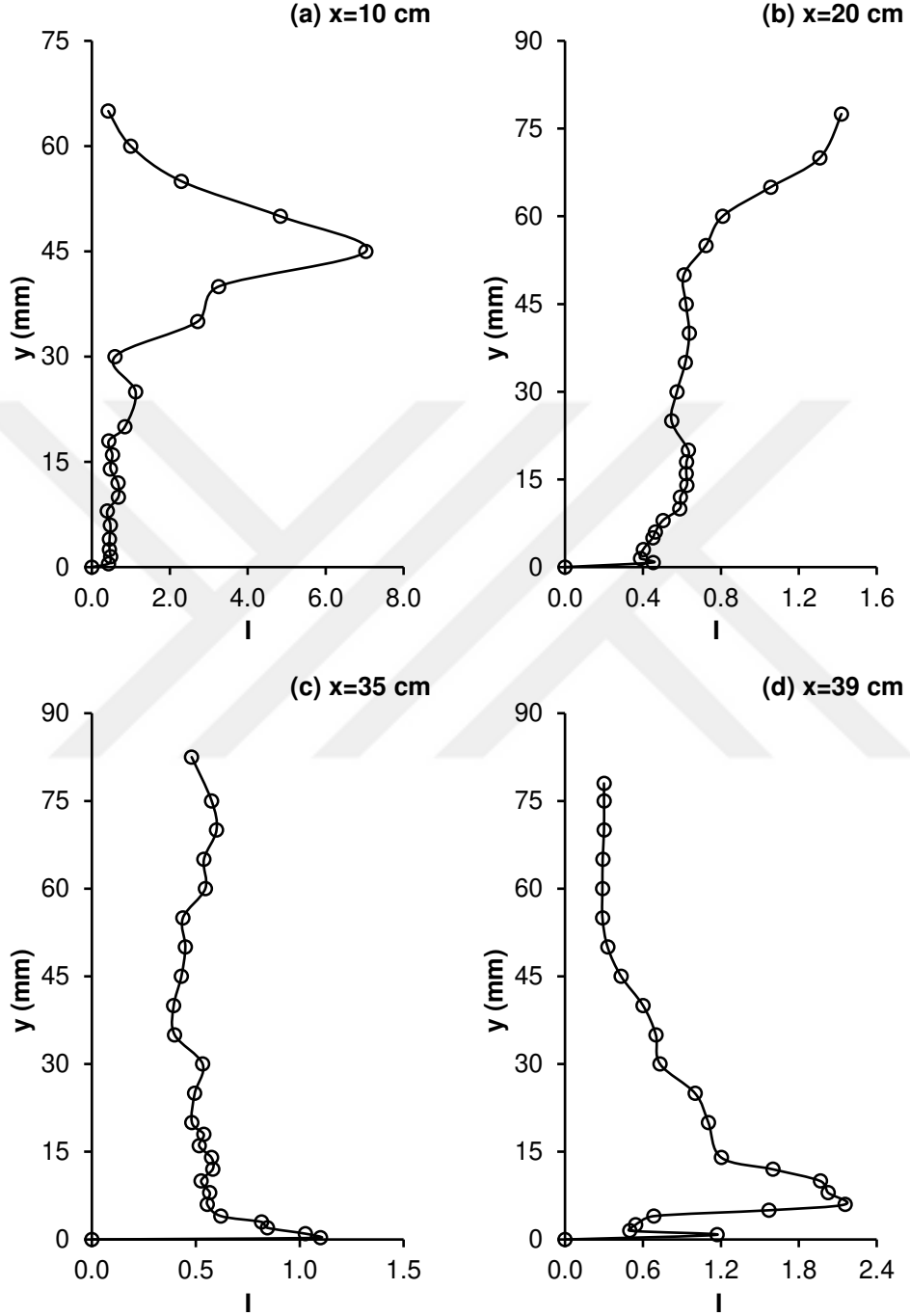


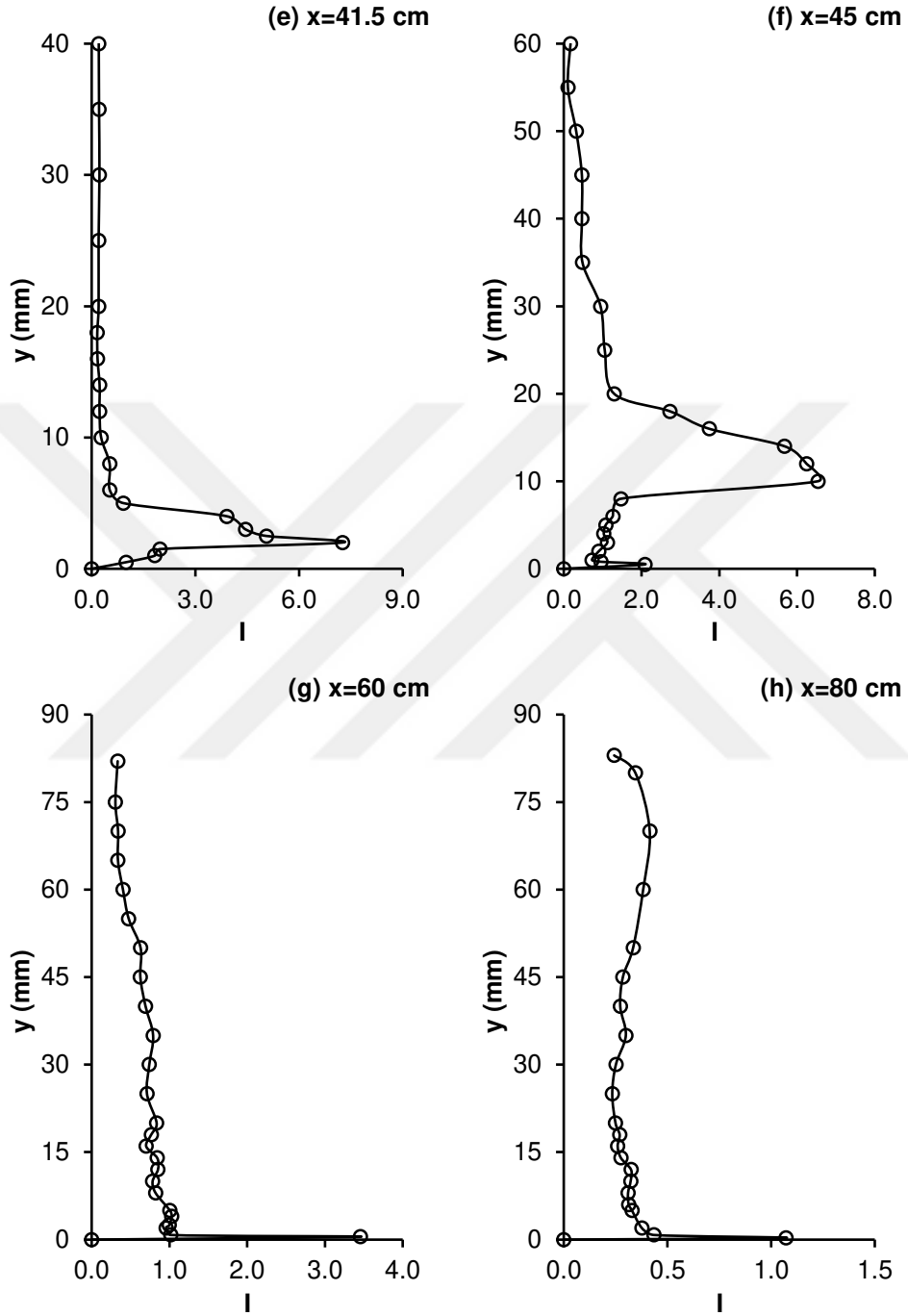
Şekil 7. 38. (Devam)

Şekil 7. 39. $Fr_1=7.5$ ve $h_e=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

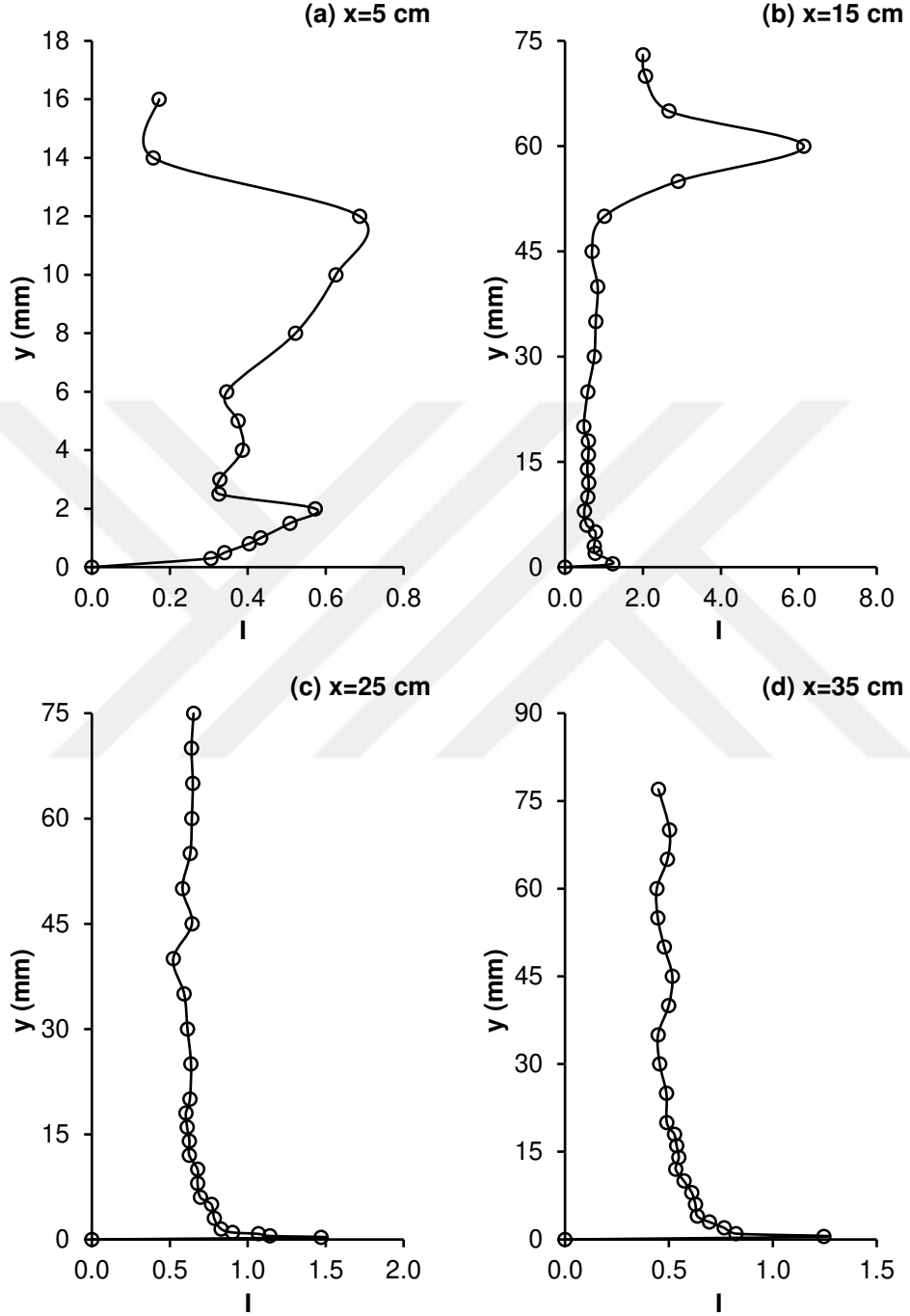


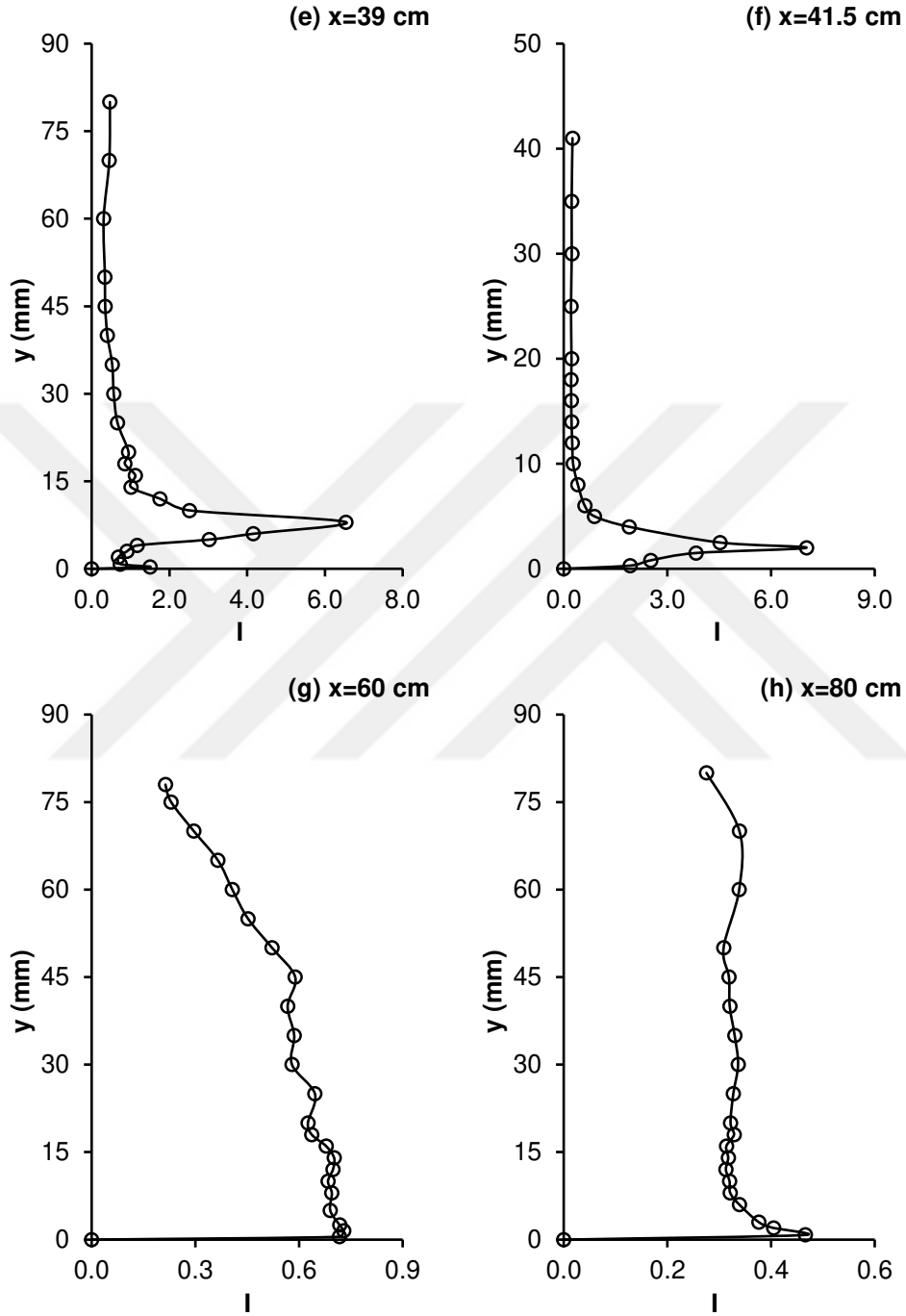
Şekil 7. 39. (Devam)

Şekil 7. 40. $Fr_1=7.0$ ve $h_e=4.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti

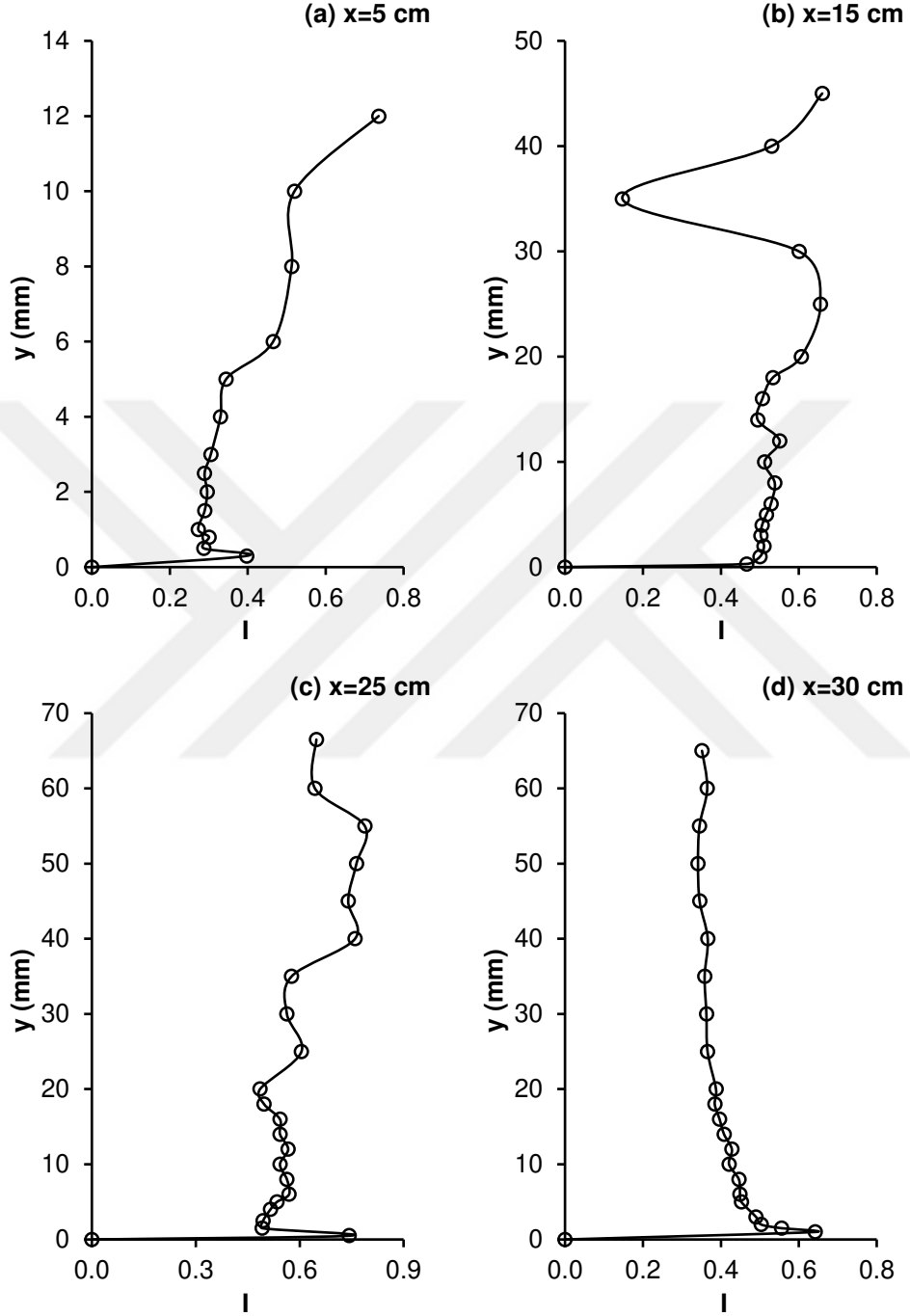


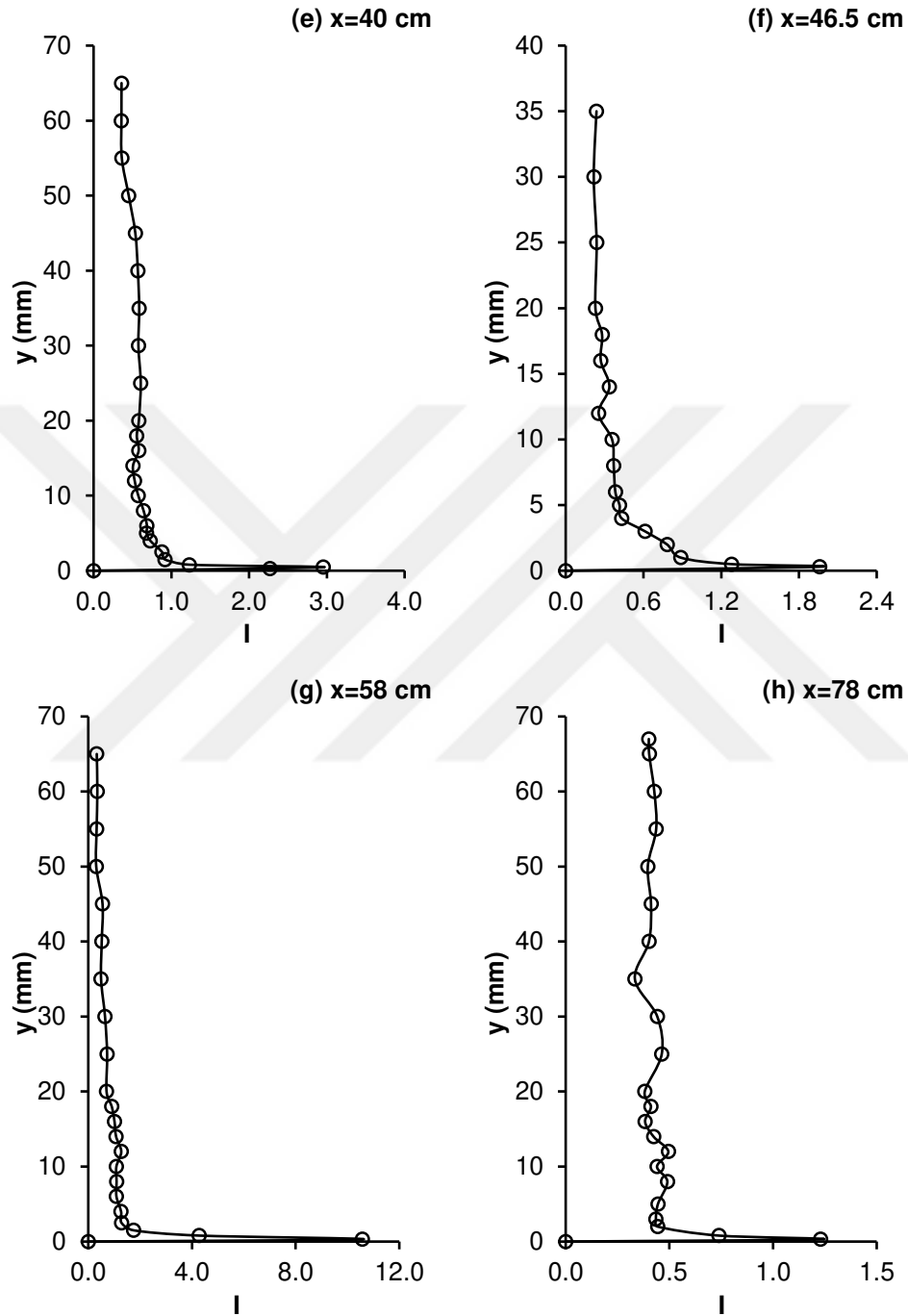
Şekil 7.40. (Devam)

Şekil 7. 41. $Fr_1=7$ ve $h_c=3.5$ cm için deneysel türbülans şiddeti



Şekil 7. 41. (Devam)

Şekil 7. 42. $Fr_1=7$ ve $h_c=3.0$ cm için deneysel türbülans şiddeti



Şekil 7. 42. (Devam)

7.1.4. Hidrolik Sıçramada Enerji Kayıpları

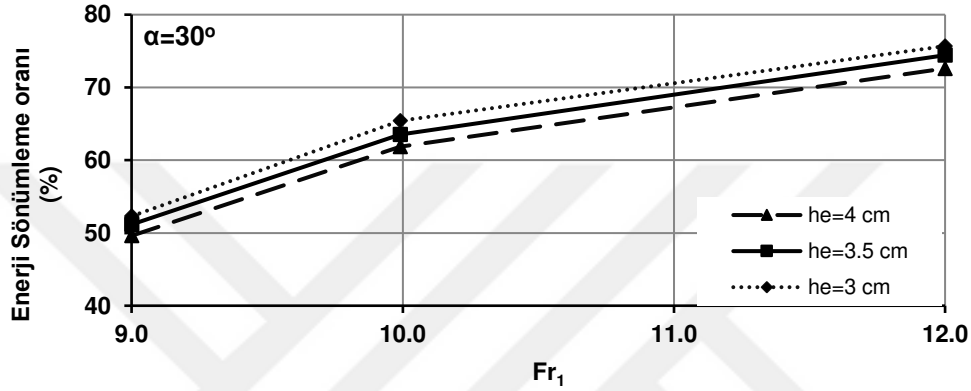
Dolusavak şüt kanalından yüksek enerji ile çıkan akımın enerjisini büyük oranda kırarak şekilde hidrolik sıçramanın meydana getirilmesi, akarsu tabanındaki oyulmaları önleme ve yapı güvenliği açısından önemlidir. Hidrolik sıçrama, sıçrama öncesi akım koşullarına bağlı olarak çeşitli biçimlerde görülebilir. Kapak sonrasında meydana gelen sıçramada (düz taban üzerindeki sıçrama) olduğu gibi klasik sıçramada gelen akımın Froude sayısına bağlı olarak enerji kayıpları %65-85'lere kadar çıkabilmektedir. Dolusavak şüt kanalı mansabındaki enerji kırıcı havuzlarda meydana gelen hidrolik sıçramalarda ise enerji kayıpları bir miktar daha düşük seviyelerde gerçekleşmektedir.

Bu çalışmada enerji kayıpları, hidrolik sıçrama öncesi ve sonrasındaki kesitler arasında yazılan Bernoulli denklemi yardımıyla Denklem 3.1'de verilen bağıntı kullanılarak hesaplanmıştır.

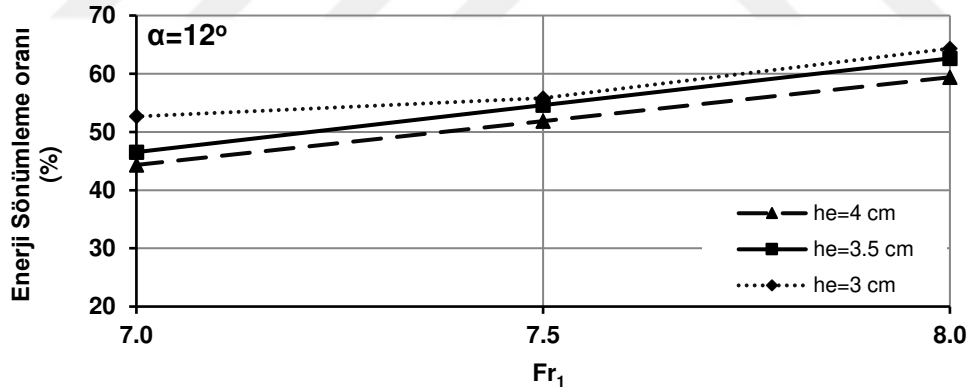
Şekil 7.43'te şüt kanal eğiminin $\alpha=30^\circ$ olduğu koşullarda farklı Fr_1 sayıları için hidrolik sıçramada meydana gelen enerji kayıpları sunulmuştur. Şekilden de görüldüğü gibi Froude sayısının artmasıyla birlikte, beklenildiği gibi, enerji kayıpları artmaktadır (yani daha kuvvetli hidrolik sıçramalar oluşmaktadır). Eşik yüksekliği $h_e=4$ cm için $Fr_1=12, 10$ ve 9 değerlerinde gelen akımın (havuza girmeden önce şüt kanalı üzerindeki akımın) enerjisinin sırasıyla yaklaşık olarak yüzde 72.6, 61.9 ve 49.6'si kırılmıştır. Eşik yüksekliği $h_e=3.5$ cm için $Fr_1=12, 10$ ve 9 sayılarında gelen akımın enerjisinin sırasıyla yaklaşık olarak yüzde 74.4, 63.5 ve 51.2'i; $h_e=3$ cm için yüzde 75.7, 65.4 ve 52.3'ü kırılmaktadır. Bu değerlerden de anlaşıldığı gibi aynı Froude sayılarında h_e eşik yüksekliğinin azalmasıyla birlikte enerji kayıpları artmaktadır.

$\alpha=12^\circ$ için farklı Froude sayılarında meydana gelen hidrolik sıçrama neticesinde oluşan enerji kayıpları Şekil 7.44'te verilmiştir. Froude sayısının artmasıyla birlikte, enerji kayıpları arttığı şekilden de görülmektedir. Froude sayısının 8, 7.5 ve 7 olduğu akım koşullarında eşik yüksekliği $h_e=4$ cm için sıçrama öncesi akımın enerjisinin sırasıyla %59.4, 51.9 ve 44.3; $h_e=3.5$ cm için sıçrama

öncesi akımın enerjisinin sırasıyla %62.6, 54.6 ve 46.5; $h_e=3$ cm için sıçrama öncesi akımın enerjisinin sırasıyla %64.3, 55.8 ve 52.7'si kırılmıştır. Buradan da anlaşıldığı gibi, $\alpha=30^\circ$ şüt kanalı eğiminde olduğu gibi $\alpha=12^\circ$ için de aynı Froude sayılarında h_e eşik yüksekliğinin azalmasıyla birlikte enerji kayıpları artmaktadır.



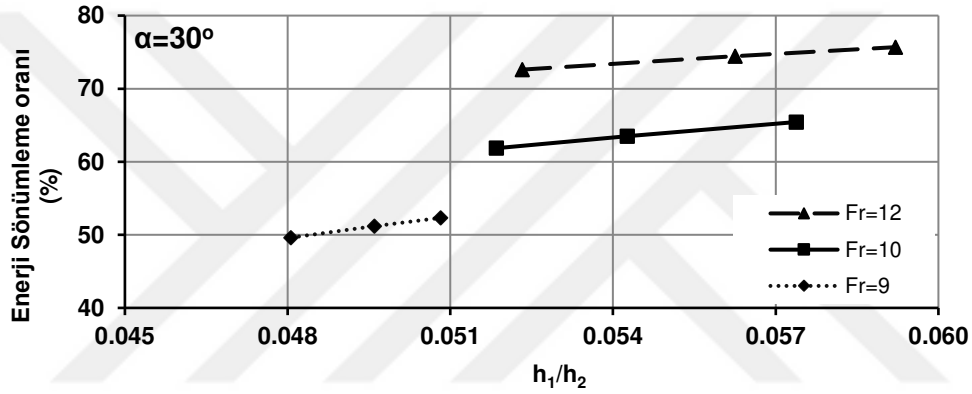
Şekil 7. 43. Enerji sönümleme oranının Fr_1 sayısına göre değişimleri ($\alpha=30^\circ$)



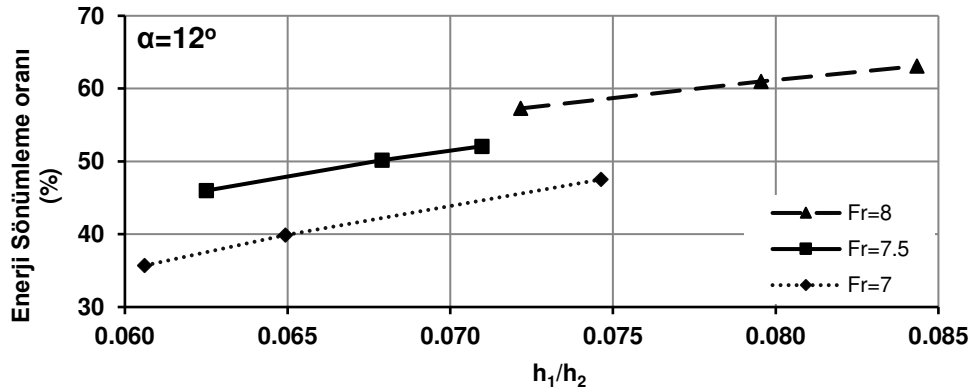
Şekil 7. 44. Enerji sönümleme oranının Fr_1 sayısına göre değişimleri ($\alpha=12^\circ$)

Literatürde, farklı akım ve yapı koşullarında oluşan farklı tiplerdeki hidrolik sıçrama neticesinde meydana gelen enerji kayıplarının, eşlenik yüksekliklerinin (hidrolik sıçrama öncesi ve sonrası derinlik, h_1/h_2) oranlarına göre değişimleri verilmiştir (Alikhani ve ark., 2010). Şekil 7.45 ve 7.46'da, kanal eğimi

sırasıyla $\alpha=30^\circ$ ve 12° için sıçrama sonrası meydana gelen enerji kayıplarının h_1/h_2 göre değişimleri sunulmuştur. Şekillerden de görüldüğü gibi aynı h_1/h_2 oranlarında, Froude sayısının artmasıyla birlikte hidrolik sıçramada meydana gelen enerji kayıpları artmaktadır. Froude sayısının sabit olduğu koşullarda, h_1/h_2 oranının azalmasıyla enerji kaybı miktarı azalmaktadır. Ayrıca, Şekil 7.45'te ki Froude sayısı 12 ve 10 için verilen eğrilerden de anlaşıldığı gibi, A tipi hidrolik sıçramada B tipi hidrolik sıçramaya göre daha fazla enerji kaybı gerçekleşmektedir.



Şekil 7. 45. Enerji sönümleme oranının h_1/h_2 göre değişimleri ($\alpha=30^\circ$)



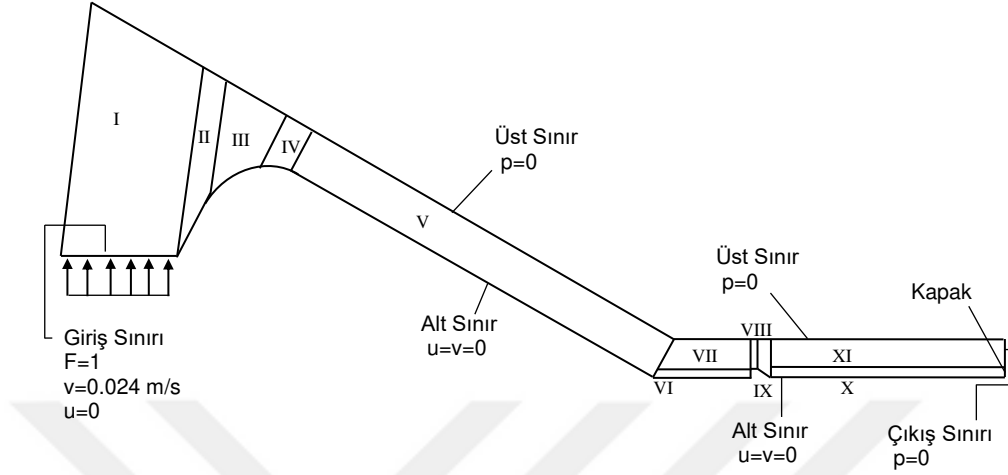
Şekil 7. 46. Enerji sönümleme oranının h_1/h_2 göre değişimleri ($\alpha=12^\circ$)

7.2. Sayısal Modelleme ve Sayısal Bulgular

Deneyssel ölçümlerde en büyük enerji kaybının söz konusu olduğu akım ve yapı koşulları kullanılarak enerji kırıcı yapı üzerinden geçen açık kanal akımı, ANSYS-Fluent programı ile sayısal olarak analiz edilmiştir. Bu bölümde, iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (3B) sayısal model ve çözümlerden elde edilen teorik bulgular sunulacaktır.

7.2.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları

Dolusavak ve enerji kırıcı havuz üzerinden geçen açık kanal akımının sayısal modeli için kullanılan çözüm bölgesi ve sınır şartları Şekil 7.47'de verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi x, y koordinat sisteminin orijini, enerji kırıcı havuzun başlangıç noktası olarak alınmıştır. Çözüm bölgesi 11 alt bölgeye ayrılmıştır. Çözüm bölgesinin üst sınırı ve kanal çıkış kesiti için sınır şartı $p=0$; hazne yan duvarları, şüt kanalı, enerji kırıcı havuz tabanı, eşik yapısı, kanal tabanı ve kanal sonunda bulunan keskin kenarlı kapak için sıfır-hız sınır şartı, yani $u=0$, $v=0$ olarak tanımlanmıştır. Giriş sınır şartı olarak düşey hız bileşeni $v=0.024$ m/s, yatay hız bileşeni ise $u=0$ alınmıştır. Bu değerler, $Fr_1=12$ için deneyssel olarak ölçülen akım debisi kullanılarak elde edilmiştir. Hava ve akışkanın ara kesitinin belirlenmesinde kullanılan akışkan hacimleri yöntemi için, başlangıçta ($t=0$ anında) çözüm alanı boş kabul edilmiş ($F=0$) ve sadece çözüm bölgesinin giriş sınırında $F=1$ olarak alınmıştır.



Şekil 7. 47. Sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları

7.2.2. Hesaplama Ağ Tasarımı

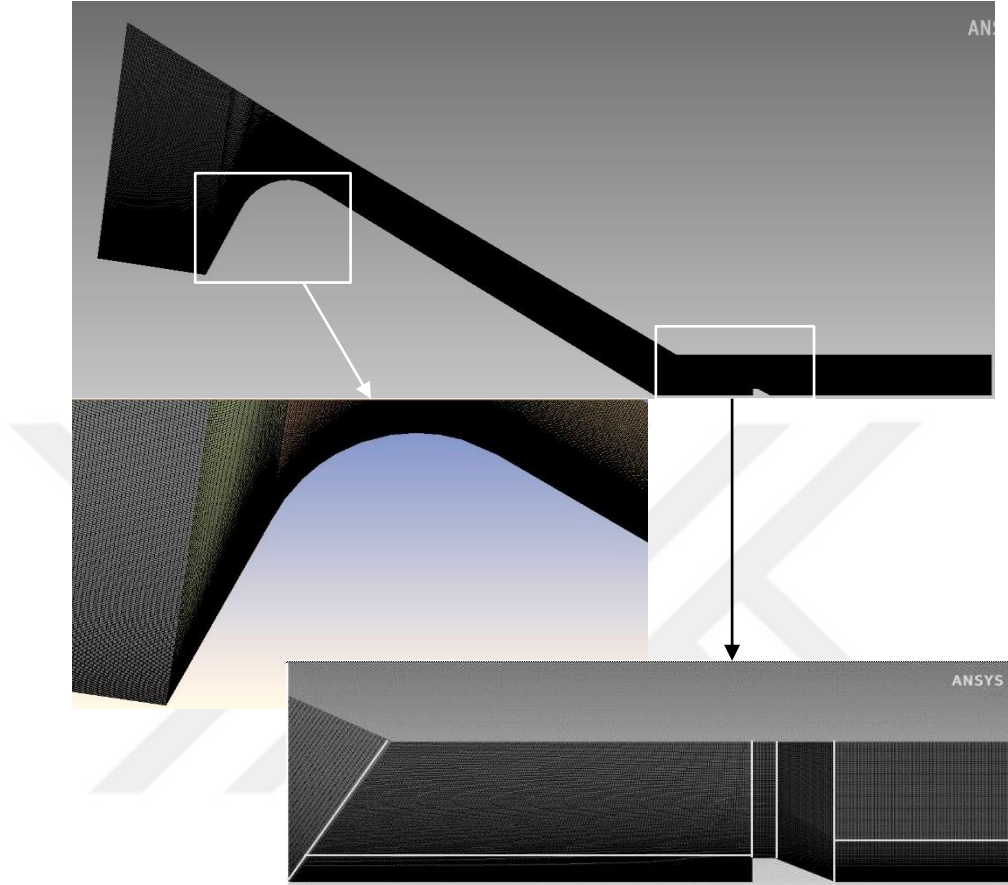
Sayısal modellemede kullanılan hesaplama ağ yapısının, sayısal model sonuçlar üzerinde etkisinin olduğu bilinen bir gerçektir (Şimşek, 2011; Şimşek ve ark., 2011; Soydan ve ark., 2012; Soydan, 2013; Gümüş ve ark., 2015; Şimşek ve ark., 2016; Gümüş, 2014; Aköz ve ark., 2014; Şimşek ve ark., 2015). Bu çalışmada ele alınan probleme ait çözüm bölgesi, Şekil 7.47’de görüldüğü gibi 11 alt bölgeye ayrılmış ve ağ yapısının sayısal model sonuçları üzerindeki etkisinin incelenmesinde kullanılan ayırıklaştırma hatasının tespiti için üç farklı yoğunlukta Ağ-1 (kaba), Ağ-2 (orta) ve Ağ-3 (ince) hesaplama ağları kullanılmıştır. Her bir alt bölgedeki eleman sayısı yaklaşık olarak %50 ve %100 oranında arttırılmak suretiyle dörtgen elemanlardan oluşan hesaplama ağları oluşturulmuştur. Çizelge 7.2’de, sayısal hesaplamalarda kullanılan en ince yani Ağ-3 yapısı için eleman sayıları verilmiştir.

Çizelge 7.2. Ağ-3 hesaplama ağına ait eleman sayıları

Bölge	Eleman Sayısı	Bölge	Eleman Sayısı
I	80x250	VII	150x150
II	50x250	VIII	15x150
III	35x250	IX	50x150
IV	10x250	X	300x100
V	400x250	XI	300x50
VI	150x100		

Şekil 7.48’de sayısal modellemede kullanılan Ağ-3’e ait hesaplama ağı görülmektedir. Hesaplama ağı tasarımı katı yüzeylere doğru sıklaştırmalar yapılarak sayısal modellemede ilk ağ yapısının viskoz alt tabaka içerisinde yer alması amaçlanmış ve duvar yakını bölgesinde hız profillerinin sınır tabakasının gelişimini daha doğru belirlenmesi sağlanmaya çalışılmıştır.

Sayısal çözümlerin ağ yapısından bağımsızlaştığını belirlemek için ağ yakınsama indeksi- Grid Convergence Index (GCI) yöntemi kullanılmıştır. Çizelge 7.3’de, $x=16$ ve 35 cm kesitlerinde su derinliği boyunca 10 farklı noktada hesaplanan akım hızlarına ait GCI_{ince} sonuçları verilmiştir. Çizelgede verilen değerler incelendiğinde, ele alınan noktalarda GCI_{ince} değerlerinin %2’den küçük olduğu yani kabul edilebilir hata sınırına yakınsadığı ve hesaplama hassasiyetinin ağ yoğunluğundan bağımsızlaştığı anlaşılmaktadır (Roache, 1994). Bu nedenle, sayısal modellemelerde Ağ-3 hesaplama ağı kullanılmıştır.



Şekil 7. 48. Ağ-3 ait sayısal modellemede kullanılan hesaplama ağ yapısı

Çizelge 7.3. x=16 cm ve x=35 cm kesitlerinde elde edilen GCI_{ince} değerleri

x=16 cm		x=35 cm	
y (mm)	GCI_{ince} (%)	y (mm)	GCI_{ince} (%)
0.2	0.4917	0.2	0.3028
1.0	1.6323	1.0	1.5671
2.0	1.7628	2.0	0.8903
4.5	1.9360	5.0	1.1322
7.5	1.8778	10.0	1.6406
10.0	1.6749	20.0	0.1150
15.0	0.0018	30.0	1.9432
20.0	1.0534	40.0	0.4571
30.0	1.2353	55.0	0.0730
40.0	1.4285	75.0	0.1347

7.2.3. İterasyon Sayısının Belirlenmesi

Sayısal hesaplamalarda çözümlerin yakınsamasında kullanılan iterasyon sayısının sonuçlar üzerindeki etkisinin belirlenmesinde üç farklı iterasyon sayısı (10, 20 ve 40) arasında niceliksel olarak karşılaştırmalar yapılmıştır. Niceliksel karşılaştırmada, her bir iterasyon sayısı için elde edilen sayısal hız profilleri deneysel hız profilleri ile karşılaştırılmış ve yakınsama kriteri olarak Denklem (7.1.)’de verilen Ortalama Karesel Hata (OKH) değeri kullanılmıştır. Hesaplanan OKH değerleri Çizelge 7.4’te verilmiştir. Bu çizelgenin son satırında verilen ortalama değere göre en küçük OKH değeri 10 iterasyon sayısında elde edilmiş ve bu nedenle sayısal çözümlerde iterasyon sayısı 10 olarak kullanılmıştır.

$$OKH = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (u_d - u_h)^2 \quad (7.1.)$$

Burada, u_d ve u_h sırasıyla deneysel ve hesaplanan hız değerlerini, N ise hız profilinde derinlik boyunca kullanılan nokta sayısını ifade etmektedir.

Temel denklemlerin zamana bağlı çözümlerinde zaman adımı, Courant sayısı ($Cn = \Delta t / (\Delta x_{hücre} / v_{akışkan})$, Δt , zaman adımını; $\Delta x_{hücre} = x$ doğrultusundaki hesaplama ağı boyutunu; $v_{akışkan}$, akışkanın hızını temsil etmektedir.) maksimum 2 olacak şekilde Fluent programı tarafından ayarlanmıştır. Zaman adımının bu şekilde değişken olarak ayarlanması, ağ yapısının çok sık olduğu bölgelerde çok küçük zaman adımları kullanarak daha hassas sonuçlar elde edilmesine imkân vermektedir.

Çizelge 7.4. Farklı iterasyon sayıları için hesaplanan OKH değerleri (m^2/s^2)

Kesit	İterasyon Sayısı		
x (cm)	10	20	40
5	0.0061	0.2577	0.9507
10	0.0488	0.0238	0.7166
15	0.1004	1.0271	0.0769
20	0.0077	0.3294	0.1550
25	0.0042	0.0462	0.0175
30	0.0022	0.0355	0.0049
35	0.0064	0.0102	0.0087
40	0.0005	0.0011	0.0072
43	0.0002	0.0005	0.0026
47	0.0007	0.0064	0.0073
51	0.0012	0.0051	0.0043
56	0.0053	0.0009	0.0009
66	0.0057	0.0080	0.0042
76	0.0003	0.0001	0.0012
Ort.	0.0136⁽¹⁾	0.1251⁽²⁾	0.1399⁽³⁾

7.2.4. İki ve Üç Boyutlu Sayısal Modellemenin Karşılaştırılması

Sayısal hesaplamalarda kanal derinliği doğrultusundaki üçüncü boyutun hız alanına olan etkisinin belirlenebilmesi için iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (3B) sayısal çözümler gerçekleştirilmiştir. Sayısal modellemelerde, 64GB DDR4 ram ve 2x2.40 GHz, 1866 MHz 16 çekirdeğe sahip iş istasyonu kullanılmıştır. 2B analizler yaklaşık olarak 2 günde tamamlanırken 3B analizler 35 günde tamamlanabilmektedir. 2B ve 3B sayısal hız profilleri, kanal orta ekseninde ölçülen deneysel hız profilleri ile niceliksel olarak karşılaştırılmış, üçüncü boyutun hız alanına olan etkisi incelenmiştir. 2B ve 3B çözümlerin deneylerle olan niceliksel karşılaştırmalarından elde edilen OKH değerleri Çizelge 7.5'te sunulmuştur. Çizelgeden de görüldüğü gibi, 2B modeli 3B modeline göre deneysel profillere daha yakın tahminde bulunmuştur. Bu bulgular ve yukarıda bahsedilen analiz süresi göz önünde bulundurulduğunda, 2B modellemenin bu tür akım problemlerinin sayısal analizinde yeterli olduğu sonucuna varılmıştır. Bu nedenle, deneysel ölçümlerle yapılan karşılaştırmalarda iki boyutlu modellemeden elde edilen sayısal bulgular kullanılmıştır.

Çizelge 7.5. İki ve üç boyutlu çözümler için hesaplanan OKH değerleri (m^2/s^2)

x	2B	3B
5	0.0061	0.0246
10	0.0488	0.0941
15	0.1004	0.1888
20	0.0077	0.0729
25	0.0042	0.0633
30	0.0022	0.0100
35	0.0064	0.0130
40	0.0005	0.0056
43	0.0002	0.0017
47	0.0007	0.0021
51	0.0012	0.0020
56	0.0053	0.0021
66	0.0057	0.0089
76	0.0003	0.0044
Ort.	0.0136	0.0353

7.2.5. Sayısal Hız Profilleri

En fazla enerji kaybının olduğu akım ve yapı koşullarındaki ($Fr_1=12$, $h_e=3$ cm) hidrolik sıçrama, ANSYS-Fluent paket programı ile sayısal olarak modellenmiştir. Sayısal modellemede türbülans viskozitesinin hesabında Standard k- ϵ (SKE), Renormalization group k- ϵ (RNG), Realizable k- ϵ (RKE), Modified k- ω (MKW), Shear Stress Transport (SST) ve Reynolds Stress Model (RSM) türbülans modelleri kullanılmıştır. Sayısal modellemede kullanılan türbülans modellerin başarısının belirlenmesi için niceliksel kriter olarak Denklem (7.1.)’de verilen Ortalama Karesel Hata (OKH) değeri kullanılmıştır.

Enerji kırıcı havuz içerisinde ele alınan 14 farklı kesitte, bu çalışmada kullanılan tüm türbülans kapatma modelleri için elde edilen OKH değerleri sırasıyla Çizelge 7.4’de verilmiştir. OKH değerleri üzerinde, parantez içerisinde verilen rakamlar türbülans kapatma modelinin o kesitteki başarı sıralamasını göstermektedir. Ayrıca, ele alınan kesitte en iyi tahminde bulunan türbülans kapatma modelinin sonuçları kalın olarak gösterilmiştir. Ele alınan kesitte, OKH değerinin en küçük olması, o modelin kullanılan diğer türbülans modellerine kıyasla deneysel sonuçlara daha fazla yakınsadığını ifade etmektedir.

Çizelge 7.6’dan, enerji kırıcı havuz girişinde bulunan $x=5$ cm kesitinde, SKE modelinin oldukça başarılı olduğu, $x=15$, 30 ve 35 cm kesitlerinde RKE modelinin diğer modellere üstünlük sağladığı, $x=51$ ve $x=66$ cm kesitlerinde MKW modelinin diğer modellere göre daha iyi tahminde bulunduğu görülmektedir. Ele alınan diğer kesitlerde ise RSM türbülans modelinin deneysel hız profillerine daha yakın tahminde bulunduğu söylenebilir.

Çizelge 7.6’nın son satırında verilen ortalama OKH değerine göre tüm çözüm bölgesinde RSM modeli en başarılı model olduğu görülmektedir. Buna göre türbülans modelleri arasında başarı sıralaması RSM, RNG, RKE, SKE, MKW ve SST şeklinde gerçekleşmiştir.

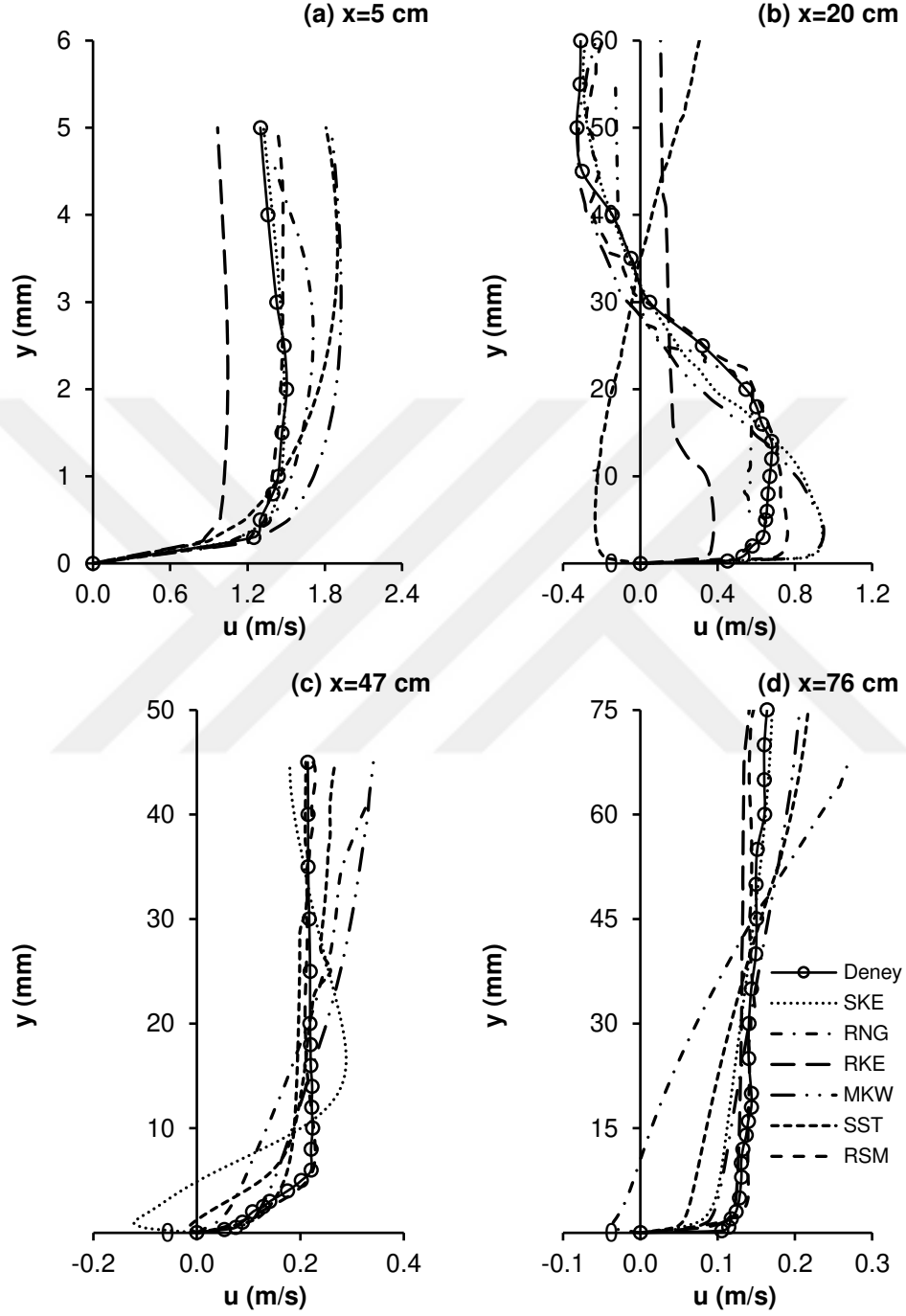
Çizelge 7.6. Farklı türbülans modelleri için elde edilen OKH değerleri (m^2/s^2)

x	SKE	RNG	RKE	MKW	SST	RSM
5	0.0010 ⁽¹⁾	0.0311 ⁽³⁾	0.1448 ⁽⁵⁾	0.1874 ⁽⁶⁾	0.1403 ⁽⁴⁾	0.0061 ⁽²⁾
10	0.0932 ⁽³⁾	0.1008 ⁽⁴⁾	0.0493 ⁽²⁾	0.1992 ⁽⁵⁾	0.2212 ⁽⁶⁾	0.0488 ⁽¹⁾
15	0.0632 ⁽³⁾	0.0262 ⁽²⁾	0.0232 ⁽¹⁾	0.1488 ⁽⁵⁾	0.3400 ⁽⁶⁾	0.1004 ⁽⁴⁾
20	0.0203 ⁽³⁾	0.0113 ⁽²⁾	0.1042 ⁽⁵⁾	0.0261 ⁽⁴⁾	0.3275 ⁽⁶⁾	0.0077 ⁽¹⁾
25	0.1704 ⁽⁵⁾	0.0329 ⁽³⁾	0.0158 ⁽²⁾	0.2686 ⁽⁶⁾	0.0764 ⁽⁴⁾	0.0042 ⁽¹⁾
30	0.1147 ⁽⁵⁾	0.0245 ⁽⁴⁾	0.0008 ⁽¹⁾	0.1509 ⁽⁶⁾	0.0044 ⁽³⁾	0.0022 ⁽²⁾
35	0.0693 ⁽⁶⁾	0.0167 ⁽⁴⁾	0.0009 ⁽¹⁾	0.0146 ⁽⁵⁾	0.0018 ⁽²⁾	0.0064 ⁽³⁾
40	0.0377 ⁽⁶⁾	0.0096 ⁽⁵⁾	0.0007 ⁽³⁾	0.0082 ⁽⁴⁾	0.0006 ⁽²⁾	0.0005 ⁽¹⁾
43	0.0114 ⁽⁶⁾	0.0053 ⁽⁴⁾	0.0004 ⁽³⁾	0.0074 ⁽⁵⁾	0.0003 ⁽²⁾	0.0002 ⁽¹⁾
47	0.0072 ⁽⁶⁾	0.0052 ⁽⁵⁾	0.0005 ⁽²⁾	0.0051 ⁽⁴⁾	0.0019 ⁽³⁾	0.0001 ⁽¹⁾
51	0.0022 ⁽⁴⁾	0.0079 ⁽⁶⁾	0.0056 ⁽⁵⁾	0.0006 ⁽¹⁾	0.0008 ⁽²⁾	0.0012 ⁽³⁾
56	0.0025 ⁽⁴⁾	0.0026 ⁽⁵⁾	0.0059 ⁽⁶⁾	0.0024 ⁽³⁾	0.0022 ⁽²⁾	0.0003 ⁽¹⁾
66	0.0002 ⁽²⁾	0.0050 ⁽⁶⁾	0.0020 ⁽⁵⁾	0.0001 ⁽¹⁾	0.0004 ⁽⁴⁾	0.0003 ⁽³⁾
76	0.0004 ⁽²⁾	0.0085 ⁽⁶⁾	0.0005 ⁽³⁾	0.0006 ⁽⁴⁾	0.0016 ⁽⁵⁾	0.0003 ⁽¹⁾
Ort.	0.0424 ⁽⁴⁾	0.0205 ⁽²⁾	0.0253 ⁽³⁾	0.0728 ⁽⁵⁾	0.0800 ⁽⁶⁾	0.0128 ⁽¹⁾

Şekil 7.49’da, bu çalışmada kullanılan türbülans modellerinden elde edilen hız profilleri ile deneysel hız profilinin grafiksel karşılaştırılması sunulmuştur. Grafiksel karşılaştırmada, farklı akım özelliklerinin görüldüğü (enerji kırıcı havuz giriş kesiti, $x=5$ cm; geri dönüş bölgesinin görüldüğü kesit, $x=20$ cm; eşik yapısı kret kesiti, $x=47$ cm; eşik yapısının mansabındaki kesit, $x=67$ cm) kesitler temsili olarak seçilmiştir. Şekil 7.49’da verilen $x=5$ cm kesitinde, SKE türbülans modeli diğer türbülans modellerine kıyasla deneysel verilere daha yakın sonuç vermiştir. Bu kesitte türbülans modelleri ile deney arasındaki ayrışma genellikle sınır tabakası bölgesi dışında oluşmuştur. $x=20$ kesitinde ise RSM türbülans modeli, OKH değerlerinden de anlaşıldığı gibi, deneysel ölçümlerle en uyumlu hız profilini tahmin etmiştir. RKE ve SST türbülans modelleri dışında diğer türbülans modelleri (SKE, RNG, MKW) makul ölçülerde başarılı olmuştur. Bu kesitte RKE ve SST en başarısız modeller olmuştur. RKE ve SST modelleri $x=5$ cm kesitinde deneyler ile nispeten uyumlu iken $x=20$ cm kesitinde ise deneysel hız profilinden tamamen

uzaklaşmışlar, yüzeye yakın geri dönüş bölgesini ve sınır tabakası içindeki hız alanını doğru tahmin edememişlerdir. Akım çizgilerinin eğriselliğinin söz konusu olduğu eşik yapısı kret kesitinde ($x=47$ cm), beklenildiği gibi RSM modeli en başarılı modeldir. SKE ve RNG türbülans modelleri en başarısız modellerdir. Diğer türbülans modellerinin aksine SKE ve SST modelleri katı sınıra yakın bölgede sınır tabakası ayrılması tahmin etmişlerdir. Eşik yapısının mansabında bulunan $x=76$ cm kesitinde, RSM türbülans modeli deneysel hız profili ile mükemmel uyum içindedir. Diğer kesitlerdekinin aksine SKE bu kesitte başarılı bir performans ortaya koymuştur. MKW ve RKE türbülans modellerinden elde edilen hız profilleri deneysel hız profili ile gayet uyumludur. Bu kesitte hız alanını belirlemede RNG başarısız olmuştur.

Bundan sonraki bölümlerde ortalama OKH değerlerine göre en başarılı türbülans modeli olan RSM modelinden elde edilen sayısal hız ve akım profillerinin deneysel bulgularla karşılaştırılması sunulmuştur.



Şekil 7. 49. Sayısal ve deneysel hız profillerinin karşılaştırılması

Şekil 7.50’de, Tablo 7.5’te son satırda verilen ortalama OKH değerlerine göre bu çalışmada kullanılan diğer türbülans kapatma modellerine kıyasla daha başarılı tahminlerde bulunan RSM türbülans modeliyle elde edilen hız profilleri deneysel hız profilleri ile karşılaştırılmıştır.

Sıçrama havuzu giriş kesitinde ($x=5$ cm) hız profili, köpüklenme bölgesine kadar olan derinliği kapsamaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi şüt kanalı çıkışı ve $x=5$ cm kesitinde sayısal ve deneysel hız profilleri arasındaki uyum oldukça iyidir. Sıçrama havuzunda mansaba doğru ilerledikçe su yüzüne yakın bölgede yer alan geri dönüş bölgesi civarında ($x=10, 15, 20$ ve 25 cm kesitleri) sayısal ve deneysel hız profilleri arasında ayrışma söz konusu olmaktadır. Bunun ile birlikte katı sınıra yakın bölgelerde profilleri arasındaki uyum gayet güzeldir. Akım içerisindeki hava karışım yoğunluğu, membasındaki kesitlere göre nispeten azaldığı için $x=20$ cm kesitinde hem deneysel hem de sayısal olarak negatif hız (geri dönüş) bölgesinin elde edilmesi mümkün olmuştur. Şekilden de görüldüğü gibi, RSM modeli negatif hız bölgesini oldukça başarılı tahmin etmiştir. $x=25$ cm kesitinde, geri dönüş bölgesi sona ermekte ancak sıçrama devam etmektedir. Bu kesitte de RSM oldukça başarılıdır.

$x=30$ cm kesitinde sayısal ve deneysel hız profilleri arasında epeyce farklılık söz konusudur. Deneysel ölçümlere göre sıçrama $x=30$ cm’nin membasında biterken, RSM yöntemi hidrolik sıçramayı, $x=30$ cm kesitine kadar devam ediyor şeklinde tahmin etmiştir. $x=30$ cm kesitindeki sayısal ve deneysel hız profilleri arasındaki farkın bundan kaynakladığı tahmin edilmektedir. Ayrıca, yukarıda açıklananlara ilave olarak, $x=35$ cm kesitinde de görüldüğü gibi, hidrolik sıçramanın dinamik karakteristiğinin de profiller arasındaki bu farklılığın oluşmasında etkili olduğu söylenebilir.

Eşik yapısının hemen membasında ($x=40$ ve 43 cm kesitleri) sayısal ve deneysel hız profilleri tekrar uyumlu hale gelmiştir. Eşik yapısından kaynaklanan yansımanın söz konusu olduğu bu bölgede, RSM’nin hız alanını başarılı bir şekilde

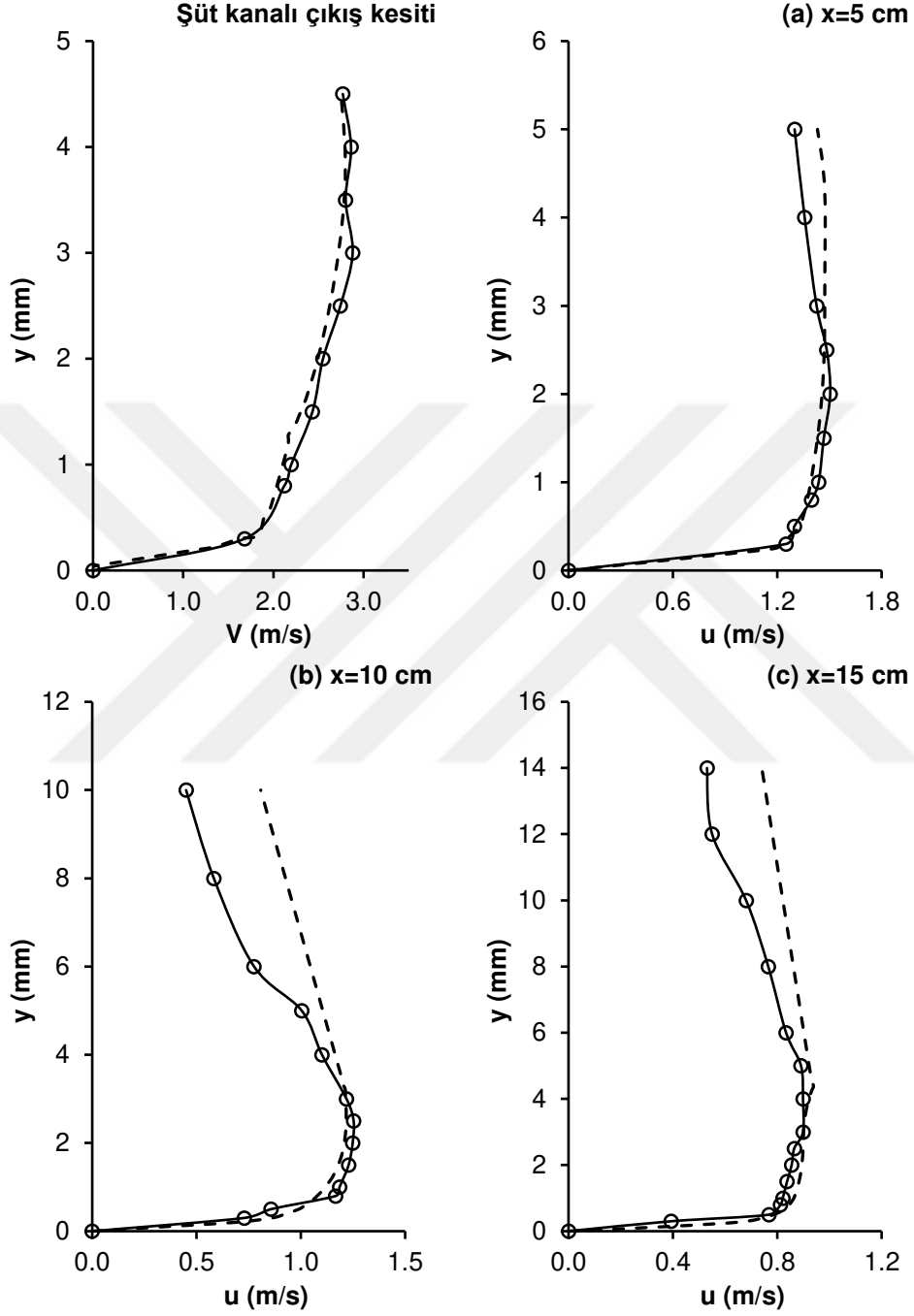
tahmin ettiği, eşiğin hemen membasındaki ($x= 43$ cm kesitindeki) sınır tabakası ayrılmasını da doğru bir şekilde belirlediği görülmektedir.

Eşik yapısının kretinde, $x=47$ cm kesitinde hız profilleri arasında mükemmel uyum söz konusudur. Kesitin hemen mansabında eşiğin eğimli yüzey üzerinde ($x=51$ cm kesiti) profiller arasındaki uyum makul ölçülerdedir.

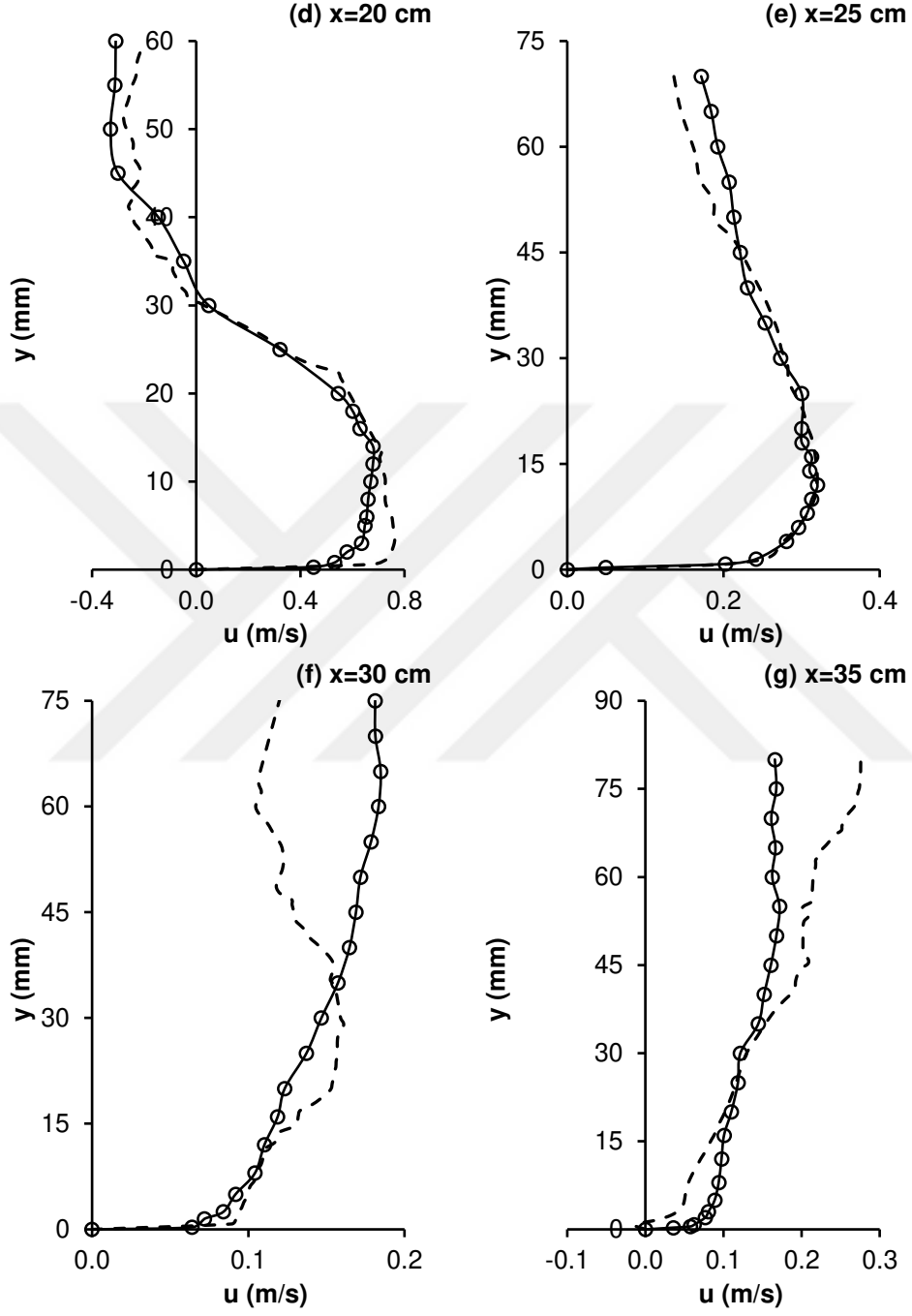
RSM kullanılarak yapılan sayısal modellemenin, eşiğin hemen mansabında $x=56$ ve 66 cm kesitlerinde, yüzeye yakın hızlı akım bölgeleri ile tabana yakın rölatif olarak daha düşük hızların yer aldığı akım bölgelerini başarılı bir şekilde tahmin ettiği söylenebilir.

Eşik yapısının etkisinin son bulunduğu ve açık kanal akımının özelliklerinin görülmeye başladığı kesitte ($x=76$ cm), RSM yöntemi kullanılarak elde edilen sayısal hız profiline deneysel hız profili ile oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.

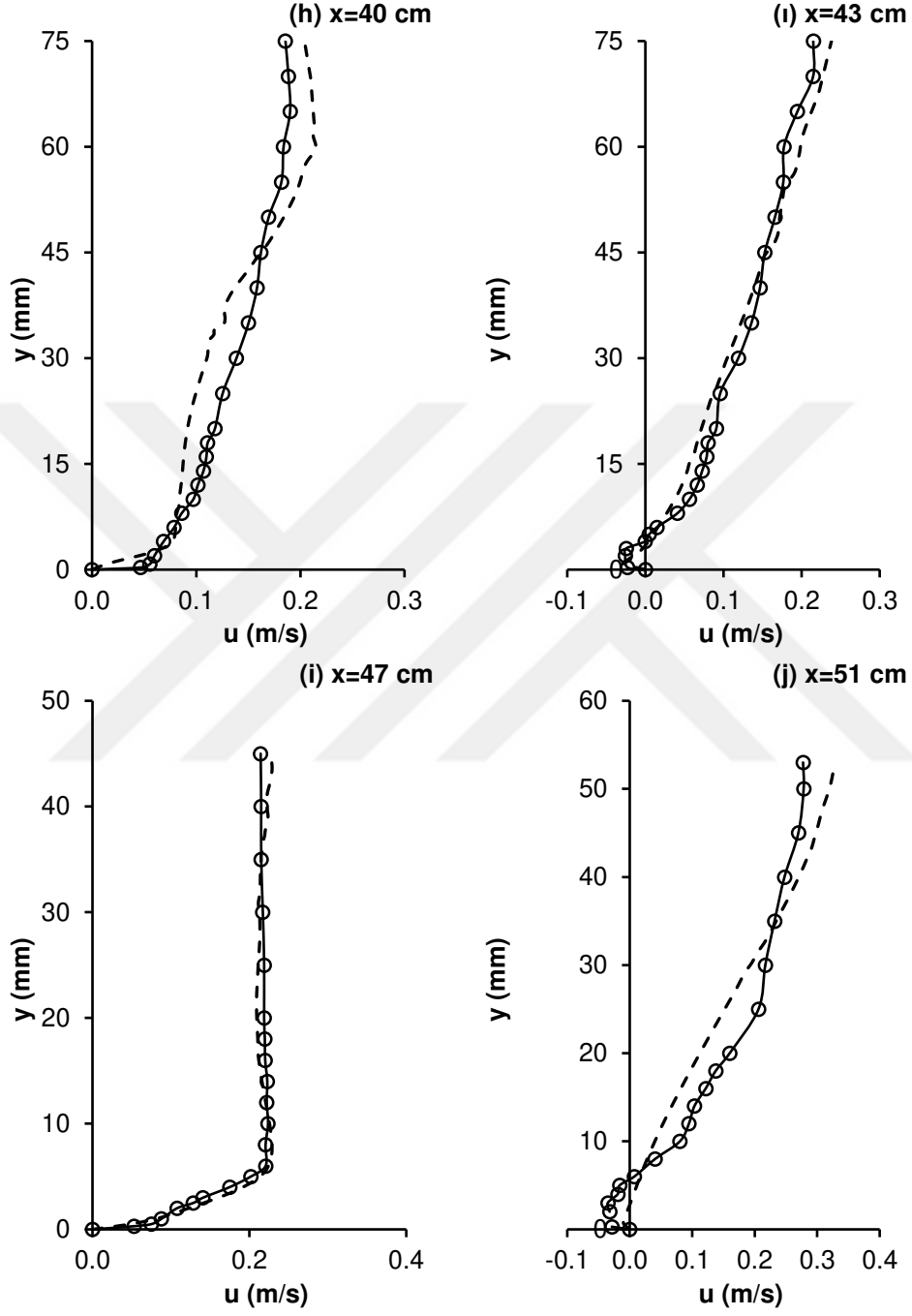
Sonuç olarak, bu çalışmadaki akım ve yapı koşulları için RSM ile elde edilen sayısal ve deneysel bulguların karşılaştırılmasından, hız alanının tanımlanması ve buna bağlı olarak akım ile ilgili özellikler hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemiyle başarılı bir şekilde modellenebileceği anlaşılmıştır.



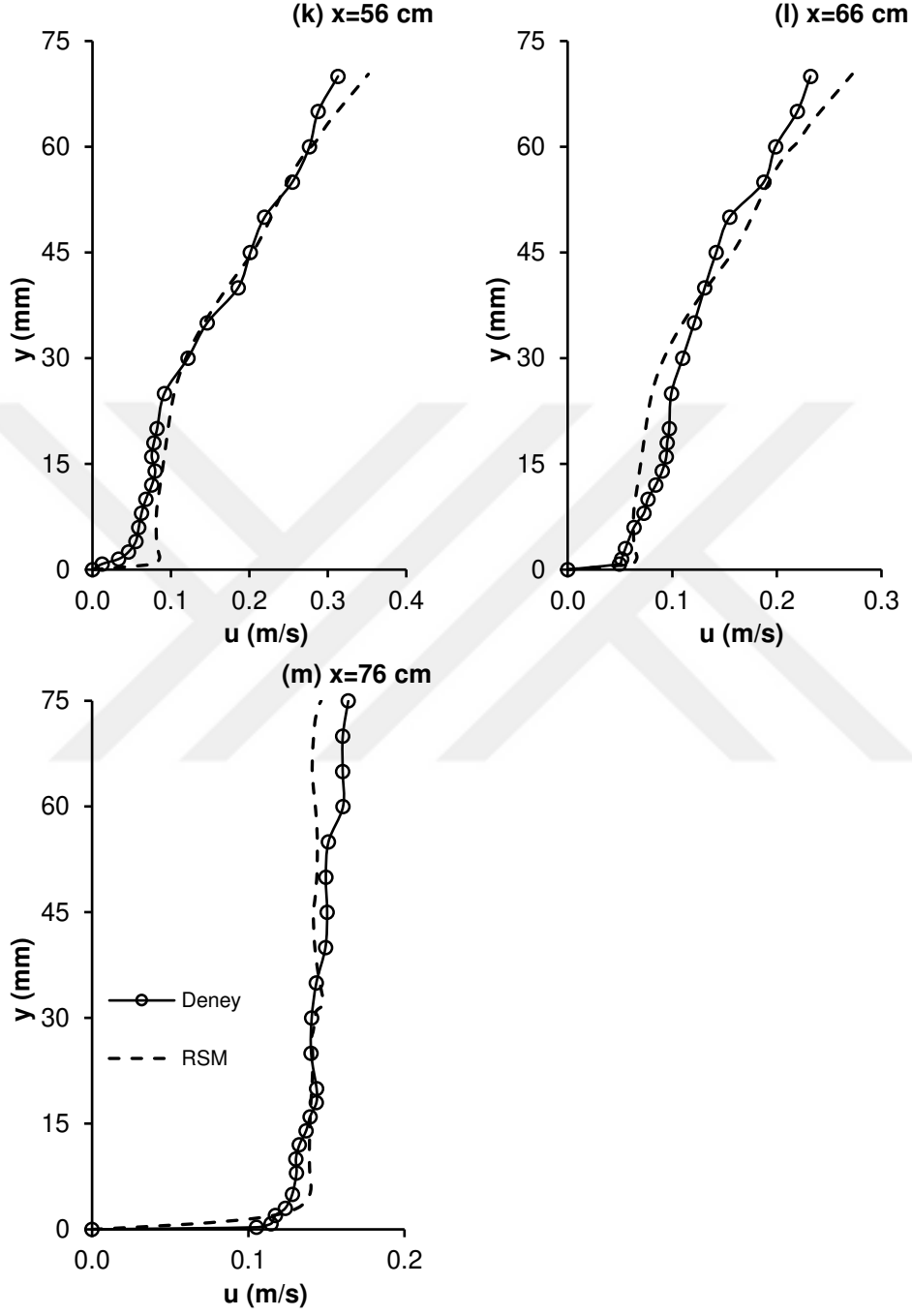
Şekil 7. 50. Deneysel ve RSM ile elde edilen hız profillerinin karşılaştırılması



Şekil 7.50. (Devam)



Şekil 7.50. (Devam)



Şekil 7.50. (Devam)

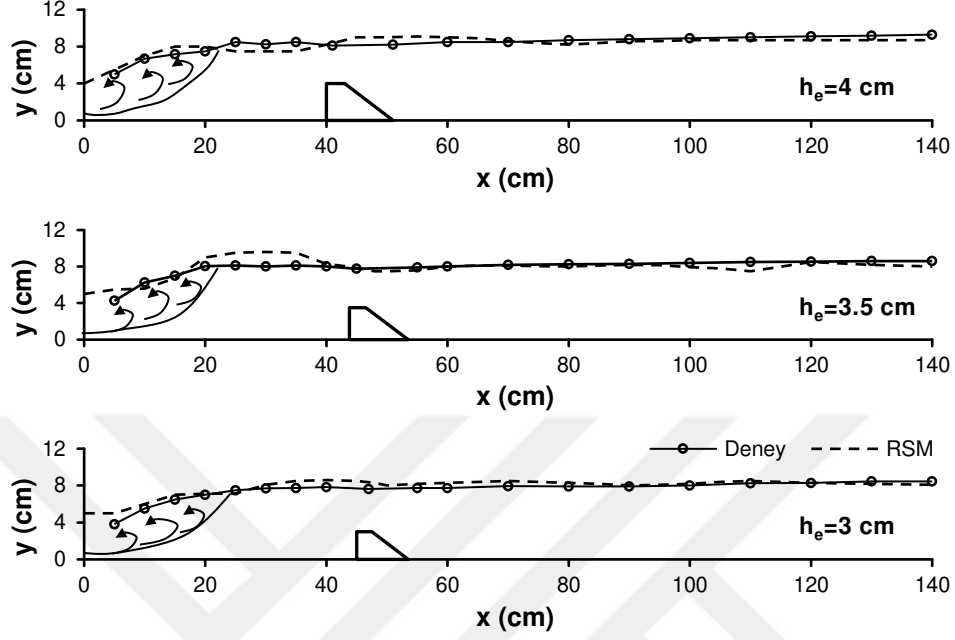
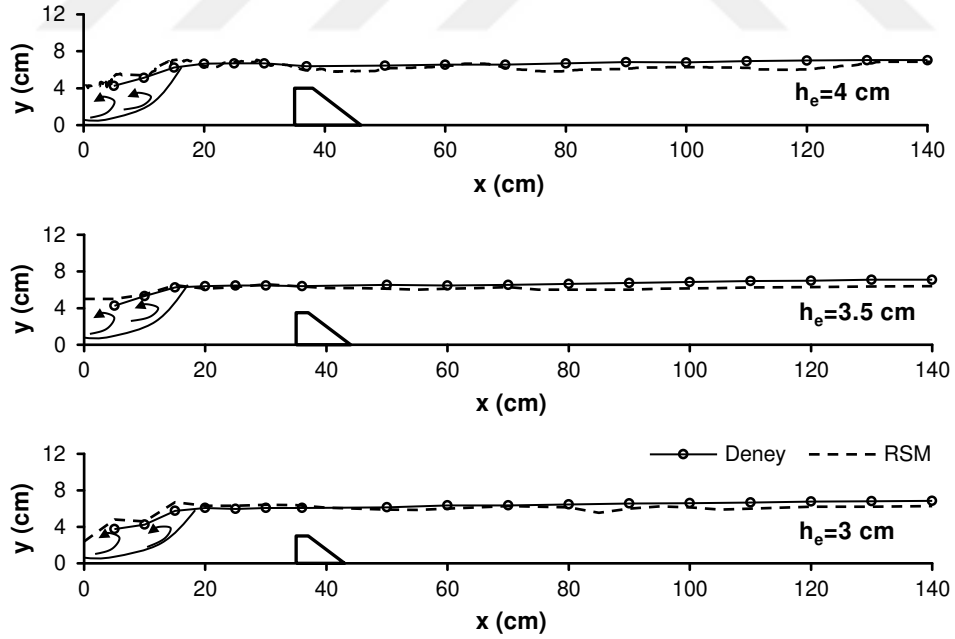
7.2.6. Sayısal Akım Profilleri

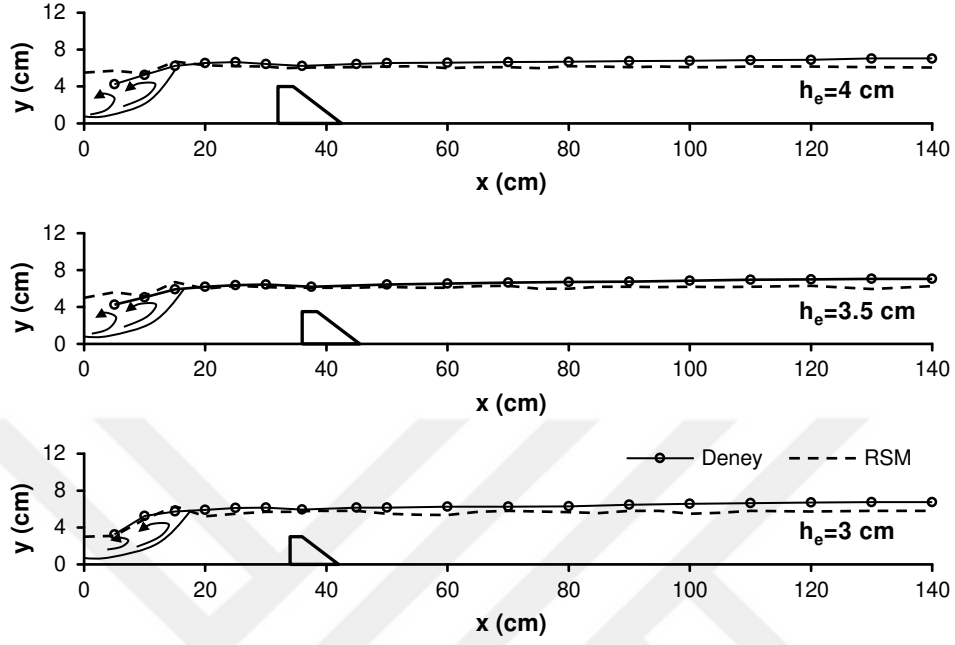
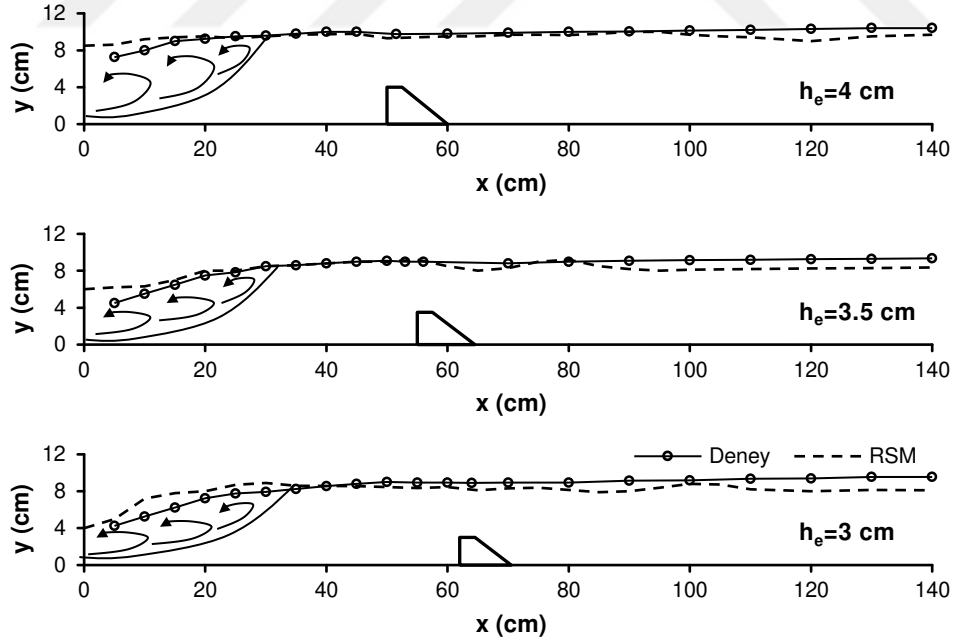
Bu bölümde, Akışkan Hacimleri Yöntemi kullanılarak farklı akım ($Fr_1=12$, 10, 9, 8, 7.5 ve 7) ve yapı koşullarında ($h_e=4$, 3.5 ve 3 cm) RSM modeli ile elde edilen sayısal su yüzü profillerinin deneysel su yüzü profilleri ile karşılaştırılması Şekil 7.51-7.56'da sunulmuştur. Aşağıda sunulan sayısal ve deneysel akım profilleri ortalama olarak elde edilmiş profillerdir.

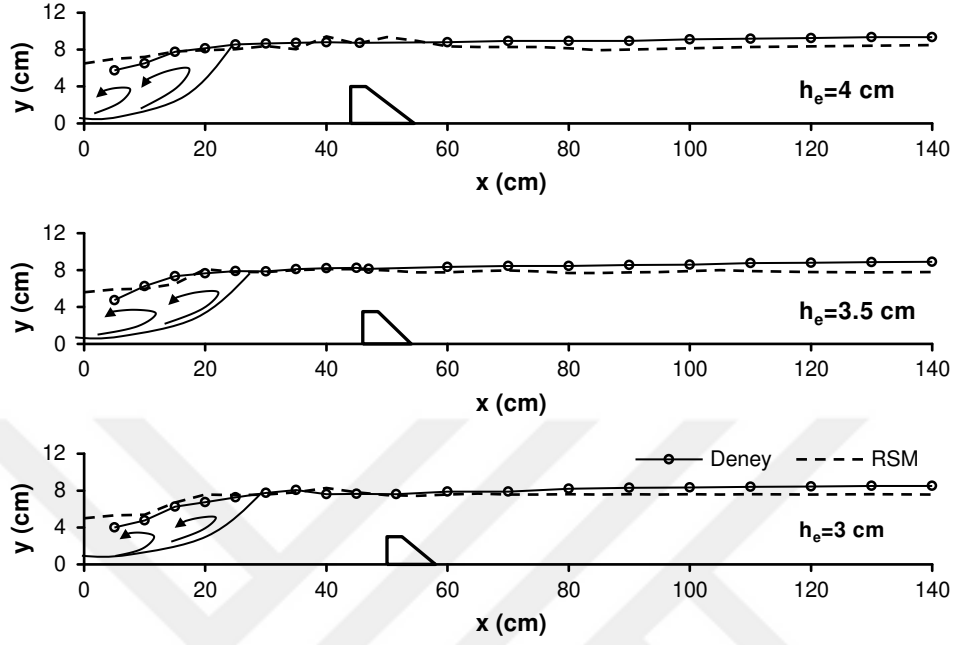
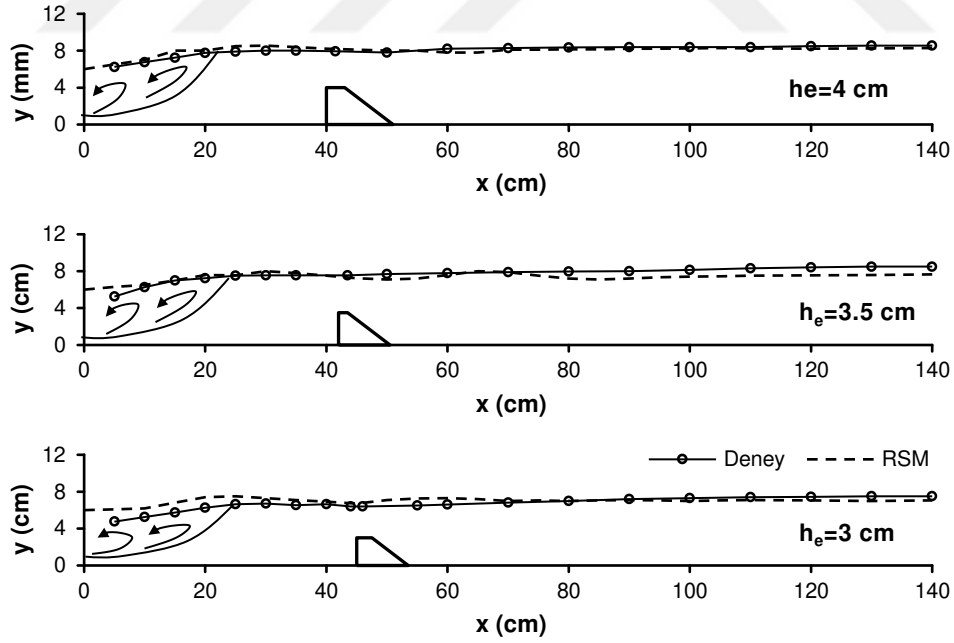
Şekiller incelendiğinde, RSM ile elde edilen akım profillerinin deneysel akım profillerine çok yakın olduğu görülebilir. Sayısal ve deneysel akım profilleri arasındaki farklılıklar özellikle sıçrama havuzunda hidrolik sıçramanın dinamik davranışı nedeniyle ortaya çıkmaktadır. Köpüklenme ve yoğun hava karışımı akım profiline deneysel olarak belirlenmesinde güçlükler doğurmuştur. Bu sebeple, özellikle sıçrama havuzundaki sayısal ve deneysel akım profilleri arasındaki farklılıkları tamamen sayısal modellemenin başarısızlığına vermek doğru olmayabilir. Bunun ile birlikte, sıçrama havuzu yan duvarlarının boyutlarının belirlenmesinde esas alınan sıçrama sonrası su derinliğinin (h_2), sayısal olarak çok başarılı bir şekilde belirlendiği şekillerden de görülebilmektedir.

Froude sayısı azaldıkça sayısal ve deneysel su derinliğinin azaldığı ve hidrolik sıçramanın şüt kanalına doğru kaydığı Şekil 7.51-7.56'dan görülebilmektedir. Aynı Froude sayısında, eşik yüksekliğinin artmasıyla sayısal ve deneysel su derinliğinin artmaktadır. Buna ilave olarak, şüt kanalının eğiminin artmasıyla sıçrama sonrası sayısal ve deneysel su derinlikleri azalmaktadır.

Sonuç olarak, RSM modeli ile elde edilen sayısal su yüzü profillerinin deneysel su yüzü profilleri ile karşılaştırılmasından, bu çalışmadaki akım ve yapı koşulları için Akışkan Hacimleri Yöntemi'nin başarılı bir şekilde akım profillerinin tahmin edilmesinde kullanılabileceği anlaşılmıştır.

Şekil 7. 51. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=12$ Şekil 7. 52. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=10$

Şekil 7. 53. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=9$ Şekil 7. 54. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=8$

Şekil 7. 55. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=7.5$ Şekil 7. 56. Sayısal ve deneysel akım profilleri, $Fr_1=7$



8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Dolusavak şüt kanalı mansabında bulunan enerji kırıcı havuz içerisinde meydana gelen hidrolik sıçramanın deneysel ve sayısal analizi, farklı akım ve yapı koşulları altında gerçekleştirilmiştir. $\alpha=12^\circ$ ve 30° şüt kanal eğimleri için gelen akımın Froude sayısının $Fr_1=12, 10, 9, 8, 7.5$ ve 7 olduğu akım koşullarında, $h_e=4, 3.5$ ve 3 cm eşik yükseklikleri kullanılarak hidrolik sıçrama ile ilgili akım karakteristikleri ve geometrik özellikler incelenmiştir. Deneylerde hız alanı tek boyutlu Lazer Doppler Anemometre (LDA) ile ölçülmüştür. Deneylerde kullanılan akım ve yapı koşulları için temel denklemler sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent programı yardımıyla, Standard k- ϵ (SKE), Renormalization group k- ϵ (RNG), Realizable k- ϵ (RKE), Modified k- ω (MKW), Shear Stress Transport (SST) ve Reynolds Stress Model (RSM) türbülans kapatma modelleri kullanılarak iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (3B) çözülmüştür. Sayısal modellemede kullanılan türbülans kapatma modellerin başarısının belirlenmesi için niceliksel kriter olarak Ortalama Karesel Hata (OKH) değeri kullanılmıştır. Ağ yapısından bağımsız sayısal çözümler elde etmek amacıyla, tasarlanan ağ yapısının uygunluğu, Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI) yöntemiyle test edilmiştir. Sayısal çözümlerde, su yüzü profilinin hesaplanmasında Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluid-VOF) kullanılmıştır.

DeneySEL ölçümlerden elde edilen bulgulara göre, şüt yapısının hemen sonrasında havuzun girişinde jet akımı oluşmakta ve bu jet akımının gücü eşik yüksekliği ile birlikte azalmaktadır. Hidrolik sıçramada oluşan ve negatif hızların görüldüğü geri dönüş bölgesinin kalınlığı, sıçrama havuzunun mansabına doğru gittikçe azalmaktadır. Deneylerde kullanılan tüm akım koşullarında, eşik yapısının membasında, üstünde ve mansabında sınır tabakası ayrılmaları oluşmaktadır. Eşik yapısının yüksekliği azaldıkça ayrılma bölgelerinin geometrisi de küçülmektedir. Bu küçülme, eşik yapısının yüksekliğinin azalmasıyla birlikte, enerjisi yüksek olan bölgelerden katı sınıra yakın enerjisi düşük olan bölgelere daha fazla enerji

transferinin söz konusu olmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, enerji kırıcı havuz içerisinde mansaba doğru gidildikçe, havuz içindeki katı sınıra yakın bölgedeki hız değerleri azalmakta, yüzeye yakın akım hızları negatiften pozitifte dönüşmekte ve büyüklükleri de artmaktadır. Eşik yapısının akım üzerindeki etkisi, eşiğin mansabındaki akım koşullarına bağlı olarak yaklaşık (5-9) h_c sonrasında kaybolmaktadır. Aynı Froude sayısında eşik yüksekliğinin azalmasıyla hidrolik sıçrama bölgesinde meydana gelen hava karışımı yoğunluğu artmakta, bu hava karışımının yoğunluğu Froude sayısının küçülmesiyle azalmaktadır.

Limnimetre kullanılarak deneysel olarak yapılan akım profili ölçümlerinden, eşik yüksekliğinin azalması ile birlikte su derinliği ve eşik yapısının hemen membasında meydana gelen kabarma miktarı da azaldığı görülmüştür. Eşik mansabında ise hemen hemen uniform bir derinlik söz konusu olmaktadır. Ayrıca, Froude sayısının azalmasıyla birlikte hidrolik sıçrama sonrası oluşan su derinliği de azalmaktadır. Aynı eğim ve akım koşullarında, eşik yüksekliğinin azalmasıyla hidrolik sıçrama (L_j) ve geri dönüş bölgesinin uzunluğunun (L_r) artmaktadır. Sabit eşik yapısı yüksekliğinde, Froude sayısının azalmasıyla birlikte hidrolik sıçramanın uzunluğu azalmakta ve sıçrama zayıflamaktadır. Kanal eğimi $\alpha=30^\circ$ için Froude sayısı azalınca, sıçrama uzunluğu azalmakta ve sıçrama şüt kanalı üzerine doğru kaymakta, A tipi sıçramadan B tipi sıçramaya geçiş yapmaktadır. $\alpha=12^\circ$ için bütün Froude sayılarında B tipi hidrolik sıçrama gerçekleşmektedir. B tipi hidrolik sıçramada, A tipine göre daha az enerji sönümlenmesi söz konusu olmaktadır.

Deneylerde kullanılan tek boyutlu LDA ile yapılan hız alanı ölçümlerinden, aynı eşik yüksekliğinde Froude sayısı azaldıkça türbülans şiddetinin azaldığı görülmüştür. Froude sayısının değişmediği akım koşullarında ise, eşik yüksekliği azaldıkça türbülans şiddeti artmaktadır. Enerji kırıcı havuzun girişinde türbülans şiddeti sadece katı sınıra yakın bölgede değil, su yüzeyine yakın (geri dönüş bölgesinin başlangıcı olan) bölgede de büyük değerlere sahiptir. Bununla birlikte su yüzeyine yakın bölgedeki türbülans şiddeti katı sınıra yakın bölgedekine kıyasla daha büyüktür. Sıçrama havuzu içinde mansaba doğru

ilerledikçe eşik yapısının etkisinden dolayı jet akımının zayıflamakta, havuz içindeki yüksek türbülans şiddeti değerleri sadece geri dönüş bölgesinde, su yüzeyine yakın bölgede görülmektedir. Sıçrama bölgesinin bitmesiyle birlikte klasik açık kanal akımında olduğu gibi, katı sınıra yakın bölgede türbülans şiddeti maksimum değerlere ulaşmaktadır. Ayrıca, sınır tabakası ayrılmasının görüldüğü eşik kreti ve eğimli yüzey üzerindeki türbülans şiddeti profilleri iki pik noktasına sahiptir. Froude sayısı $Fr_1=12$, 10 ve 9 olduğu akım koşullarında pozitif hız bölgesindeki türbülans şiddeti negatif hız bölgesindeki (ayrılmanın içindeki) türbülans şiddetinden daha büyük iken Froude sayısının 9'un altına düşmesiyle birlikte tersi durum gerçekleşmektedir. Buna ilave olarak, Froude sayısı azaldıkça pozitif ve negatif hız bölgelerindeki türbülans şiddetleri de azalmaktadır.

Enerji kırııcı yapı üzerinde meydana gelen hidrolik sıçrama sırasında oluşan enerji kayıpları yapı ve akım koşullarına bağlı olarak farklılık göstermektedir. Şüt kanal eğiminin $\alpha=30^\circ$ olduğu koşullarda, Froude sayısının artmasıyla birlikte, yüksek enerji kayıplarının olduğu kuvvetli hidrolik sıçramalar meydana gelmektedir. Eşik yüksekliğinin $h_e=4$ cm için Froude sayısının 12, 10 ve 9 olduğu akım koşullarında sırasıyla gelen akımın enerjisinin %72.6, 61.9 ve 49.6'si kırılmıştır. Eşik yüksekliği $h_e=3.5$ cm için ise $Fr_1=12$, 10 ve 9 sayılarında gelen akımın enerjisinin sırasıyla yaklaşık olarak %74.4, 63.5 ve 51.2'si kırılırken; $h_e=3$ cm için bu oran % 75.7, 65.4 ve 52.3 olmaktadır. Buradan da anlaşıldığı gibi aynı Froude sayılarında h_e eşik yüksekliğinin azalmasıyla akım içerisinde hava karışımının artmakta ve buna bağlı olarak enerji kayıpları da artış göstermektedir. $\alpha=30^\circ$ olduğu koşullardaki sıçramalar kadar kuvvetli olmasa da şüt kanal eğiminin $\alpha=12^\circ$ durumunda da Froude sayısının artmasıyla birlikte, kuvvetli hidrolik sıçramalar meydana gelmektedir. Şüt kanal eğiminin $\alpha=12^\circ$ durumunda, eşik yüksekliği $h_e=4$ cm ve Froude sayılarının 8, 7.5 ve 7 olduğu akım koşullarında meydana gelen enerji kaybı sırasıyla %59.4, 51.9 ve 44.3 olmaktadır. Aynı Froude sayılarında eşik yüksekliğinin $h_e=3.5$ cm olduğu durumda gelen akımın enerjisinin sırasıyla % 62.6, 54.6 ve 46.5'i kaybolmaktadır. Benzer şekilde eşik yüksekliğinin

$h_e=3$ için bu enerji kayıp oranları sırasıyla %64.3, 55.8 ve 52.7 şeklinde gerçekleşmektedir.

Deneyssel ve sayısal olarak elde edilen akım hızlarının niceliksel karşılaştırılmalarından, Reynolds Stress Model türbülans modelinin kullanılan diğer modellere göre daha başarılı olduğu görülmüştür. Akım profilinin ve hidrolik sıçramanın geometrik özelliklerinin sayısal olarak belirlenmesinde tüm türbülans modelleri başarılı olmuştur. Hidrolik sıçrama ile ilgili elde edilen deneyssel ve sayısal bulguların karşılaştırmalarından, hesaplamalı akışkanlar dinamiği yönteminin, akım-yapı etkileşiminin söz konusu olduğu bu tür problemlerin analizinde başarılı bir şekilde kullanılabileceği ortaya çıkmıştır. Sayısal çözümlerin hızlı bir biçimde tekrarlanabiliyor olması, deneyssel ölçümlere göre daha az zaman ve maliyet gerektirmesi, farklı akım ve yapı koşulları altında akım özelliklerinin teorik olarak incelenmesinde sayısal modellemelerin deneylere göre tercih edilebilir sonucunu ortaya koymaktadır. İki ve üç boyutlu sayısal çözümlerin karşılaştırmalarından, şüt kanalı mansabında oluşan hidrolik sıçramanın teorik analizinde temel denklemlerin iki boyutlu olarak çözülmesinin yeterli olduğu söylenebilir.

Bu çalışmada araştırılan konuların devamı olarak; ters eğimli, kavisli ve perforeli gibi farklı yapısal özelliklere sahip eşik yapısının, enerji kırıcı havuz uzunluğunun ve kuyruk suyu derinliğinin hidrolik sıçrama ve enerji sönümleme oranları üzerindeki etkilerinin araştırılması önerilebilir.

KAYNAKLAR

- Akoz, M. S., Gumus, V., and Kirkgoz, M. S., 2014. Numerical simulation of flow over a semicylinder weir. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, 140(6):04014016.
- Alikhani, A., Behrozi-Rad, R., and Fathi-Moghadam, M., 2010. Hydraulic jump in stilling basin with vertical end sill. *International Journal of Physical Sciences*, 5(1):25-29.
- ANSYS, 2012. FLUENT Theory Guide, USA. ANSYS Inc.
- Behr, M., 2001. Stabilized space-time finite element formulations for free-surface flows. *International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering*, 17(11):813-819.
- Behrouzi-Rad, R., Fathi-Moghadam, M., Alikhani, A., and Qom, I., 2013. Generation of hydraulic jump with sill. *Wulfenia Journal*, 20(2).
- Bejestan, M. S., and Neisi, K., 2009. A new roughened bed hydraulic jump stilling basin. *Asian J. Appl. Sci*, 2(5):436-445.
- Berkün, M., 2007. Su Yapıları, Barajlar, Savaklar ve Su Kuvveti Tesisleri, İstanbul, Birsen Yayınevi.
- Bestawy, A., 2013. New shapes of baffle piers used in stilling basins as energy dissipators. *Asian Trans. Eng.(ATE)*, 3(1):1-7.
- Blaisdell, F. W., 1948. Development of hydraulic design of Saint Antony Falls stilling basin. *Transactions of the American Society of Civil Engineers* 113(1): 483-520.
- Bradshaw, P., 1973. Effects of Streamline Curvature on Turbulent Flow. AGARD.
- Chen, H. C., and Patel, V. C., 1988. Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation. *Aiaa Journal*, 26(6):641-648.
- Çelik, I. B., Ghia, U., Roache, P. J., and Freitas, C. J., 2008. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD

- Applications. Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme, 130(7).
- Davidson, L., 2005. Numerical Methods for Turbulent Flow. MTF071 Lecture Notes, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology.
- Debabeche, M., and Achour, B., 2007. Effect of sill in the hydraulic jump in a triangular channel. Journal of Hydraulic Research, 45(1):135-139.
- Dursun, Ö. F., ve Öztürk, M., 2009. Basamaklı Dolusavakların Akımın Enerjisini Sönümleme Özelliğinin Sayısal Analizi. Engineering Sciences, 4(2):165-174.
- Ellayn, A. F., and Sun, Z.-l., 2012. Hydraulic jump basins with wedge-shaped baffles. Journal of Zhejiang University SCIENCE A, 13(7):519-525.
- Fathi-Moghadam, M., Haghighipour, S., Lashkar-Ara, B., and Aghtouman, P., 2011. Reduction of stilling basin length with tall end sill. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 23(4):498-502.
- Ferziger, J. H., and Perić, M., 2002. Computational Methods for Fluid Dynamics, Germany. Springer.
- Garde, R., Saraf, P., and Dahigaonkar, D., 1986. Evolution of design of energy dissipator for pipe outlets. J. of Irrigation & Power, 41(3):145-154.
- Gibson, M. M., and Launder, B. E., 1978. Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer. J. Fluid Mech., 86:491-511.
- Goel, A., 2008. Design of stilling basin for circular pipe outlets. Canadian Journal of Civil Engineering, 35(12):1365-1374.
- Gumus, V., Aköz, M. S., Simsek, O., Soydan, N. G., and Kirkgoz, M. S., 2012. Experimental and numerical modeling of free hydraulic jump downstream of a sluice gate. 10th International Congress on Advances in Civil Engineering, 17-19 October 2012, Ankara.
- Gumus, V., 2014. Dolusavak Akımının Sayısal Modellemesi. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Çukurova Üniversitesi, Adana.

- Gumus, V., Simsek, O., Soydan, N. G., Akoz, M. S., and Kirkgoz, M. S., 2015. Numerical modeling of submerged hydraulic jump from a sluice gate. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, 142(1):04015037.
- Hager, W. H., and Li, D., 1992. Sill-controlled energy dissipator. *Journal of Hydraulic Research*, 30(2):165-181.
- Hamidifar, H., and Omid, M., 2011. Using a broad crested sill to control hydraulic jump in a triangular channel. *J Civil Eng (IEB)*, 39(2):103-110.
- Harlow, F. H., and Welch, J. E., 1965. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *The physics of fluids*, 8(12):2182-2189.
- Hasan, M. R., and Matin, M. A., 2009. Experimental study for sequent depth ratio of hydraulic jump in horizontal expanding channel. *Journal of Civil Engineering (IEB)*, 37(1):1-9.
- Hirt, C. W., and Nichols, B. D., 1981. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1):201-225.
- Hoffmann, K. A., and Chiang, S. T., 2000. *Computational Fluid dynamics for Engineers Volume 1-2-3*.
- Izadjoo, F., and Shafai-Bejestan, M., 2007. Corrugated bed hydraulic jump stilling basin. *Applied Sciences*, 7(8):1164-1169.
- Johnson, M. C., and Savage, B. M., 2006. Physical and numerical comparison of flow over ogee spillway in the presence of tailwater. *Journal of hydraulic engineering*, 132(12):1353-1357.
- Johnson, R. W., 1998. *The Handbook of Fluid Dynamics*, USA. Springer.
- Jongen, T., 1992. *Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows*. PhD thesis, EPF Lausanne.
- Kindsvater, C. E., 1944. The hydraulic jump in sloping channels. *Trans. ASCE*, 109:1107-1154.

- Launder, B., Reece, G. J., and Rodi, W., 1975. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *Journal of fluid mechanics*, 68(03):537-566.
- Launder, B. E., 1989. 2nd-Moment Closure and Its Use in Modeling Turbulent Industrial Flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 9(8):963-985.
- Launder, B. E., and Spalding, D. B., 1972. *Lectures in mathematical models of turbulence*, New York. Academic Press.
- Leonard, B. P., 1979. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 19(1):59-98.
- Lien, F. S., and Leschziner, M. A., 1994. Assessment of turbulence-transport models including nonlinear rng eddy-viscosity formulation and 2nd-moment closure for flow over a backward-facing step. *Computers & Fluids*, 23(8):983-1004.
- Liu, M., Rajaratnam, N., and Zhu, D. Z., 2004. Turbulence structure of hydraulic jumps of low Froude numbers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(6):511-520.
- Menter, F. R., 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8):1598-1605.
- Mignot, E., and Cienfuegos, R., 2009. Energy dissipation and turbulent production in weak hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 136(2):116-121.
- Morales, V., Tokyay, T. E., and Garcia, M., 2012. Numerical modeling of ogee crest spillway and tainter gate structure of a diversion dam on Canar River, Ecuador. *International Conference on Water Resources CMWR*, 2012. Vol. 19.
- Navier, C., 1823. *Mémoire sur les lois du mouvement des fluides*. *Mem. Acad. Sci. Inst. Fr*, 6(1823):389-416.

- Ohtsu, I., Yasuda, Y., and Yamanaka, Y., 1991. Drag on vertical sill of forced jump. *Journal of Hydraulic Research*, 29(1):29-47.
- Özbay, Ö., 2008. Şüt Kanallarına Yerleştirilen Farklı Tip Enerji Kırıcı Blokların İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fırat Üniversitesi, Elazığ.
- Padulano, R., Fecarotta, O., Del Giudice, G., and Carravetta, A., 2017. Hydraulic Design of a USBR Type II Stilling Basin. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*:04017001.
- Pagliara, S., and Peruginelli, A., 2000. Limiting and sill-controlled adverse-slope hydraulic jump. *Journal of Hydraulic Engineering*, 126(11):847-851.
- Patankar, S. V., and Spalding, D. B., 1972. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International journal of heat and mass transfer*, 15(10):1787-1806.
- Peterka, A. J., 1978. Hydraulic design of stilling basins and energy dissipators. Department of the Interior, Bureau of Reclamation.
- Pillai, N. N., Goel, A., and Dubey, A. K., 1989. Hydraulic jump type stilling basin for low Froude numbers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 115(7):989-994.
- Poisson, S. D., 1831. *Nouvelle théorie de l'action capillaire*. Bachelier père et fils.
- Roache, P. J., 1994. Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies. *Transactions-American Society of Mechanical Engineers Journal of Fluids Engineering*, 116:405-405.
- Roache, P. J., 1997. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual review of fluid Mechanics*, 29(1):123-160.
- Roache, P. J., 1998. Verification of codes and calculations. *AIAA journal*, 36(5):696-702.
- Saint-Venant, B., 1843. 'Memoire sur le calcul de la resistance et de la flexion des peices solides a simple ou a double courbure, en prenant simultanement en

consideration les divers efforts auxquels elles peuvent être soumises dans tous les sens. Comptes-Rendus, 27:1.

Savage, B. M., and Johnson, M. C., 2001. Flow over ogee spillway: Physical and numerical model case study. Journal of Hydraulic Engineering, 127(8):640-649.

Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J., 1995. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. Computers & Fluids, 24(3):227-238.

Şimşek, O., 2011. Eğrisel Geniş Başlıklı Savak Üzerinden Geçen Açık Kanal Akımının Deneysel ve Teorik Analizi. Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Çukurova Üniversitesi, Adana.

Şimşek, O., Aköz, M. S., ve Soydan, N. G., 2016. Numerical validation of open channel flow over a curvilinear broad-crested weir. Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal, 16(6):364-378.

Soydan, N. G., 2013. Trapez Kesitli Geniş Başlıklı Savak Akımının Deneysel ve Sayısal Analizi, Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Çukurova Üniversitesi, Adana.

Soydan, N. G., Aköz, M. S., Şimşek, O., and Gümüş, V., 2012. Trapez kesitli geniş başlıklı savak akımının $k-\epsilon$ tabanlı türbülans modelleri ile sayısal modellenmesi. Çukurova Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Dergisi, 27(2):47-58.

Şimşek, O., Aköz, M. S., ve Gümüş, V., 2011. Eğrisel Geniş Başlıklı Savak Üzerinden Geçen Açık Kanal Akımının Deneysel Ve Teorik Analizi. Çukurova Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Dergisi, 26(2):47-55.

Şimşek, O., Soydan, N. G., Gümüş, V., Aköz, M. S., ve Kırkgöz, M. S., 2015. Numerical modeling of B-type hydraulic jump at an abrupt drop. Teknik Dergi, 26(4):7215-7240.

- Van Doormaal, J. P., and Raithby, G. D., 1984. Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical Heat Transfer*, 7(2):147-163.
- Versteeg, H. K., and Malalasekera, W., 2007. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education.
- Vittal, N., and Al-Garni, A. M., 1992. Modified type III stilling basin-new method of design. *Journal of Hydraulic Research*, 30(4):485-498.
- Wilcox, D. C., 1998. *Turbulence Modeling for CFD (First Edition)*, California. DCW Industries, Inc.
- _____, 2006. *Turbulence Modeling for CFD (Third Edition)*, California. DCW Industries, Inc.
- Yakhot, V., and Orszag, S. A., 1986. Renormalization-group analysis of turbulence. *Physical Review Letters*, 57(14):1722-1724.
- Yakhot, V., Orszag, S., Thangam, S., Gatski, T., and Speziale, C., 1992a. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, 4(7):1510-1520.
- _____, 1992b. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids a-Fluid Dynamics*, 4(7):1510-1520.



ÖZGEÇMİŞ

Adana'nın İmamoğlu ilçesinde 1985 yılında doğdu. İlköğretim ve ortaöğretim eğitimlerini Adana'nın Yüreğir ilçesinde bulunan okullarda tamamladı. Çukurova Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nü 2004 yılında kazanarak lisans eğitimine başladı ve 2008 yılında lisans eğitimini başarıyla tamamladı. 2008 yılında Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde lisansüstü eğitime başladı. 2010-2011 öğretim yılında Kilis 7 Aralık Üniversitesi'nde araştırma görevlisi olarak göreve başladı. 2011 yılında lisansüstü eğitimini tamamladı ve 2011 yılında Kilis 7 Aralık Üniversitesi'ndeki görevinden ayrılarak, Çukurova Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı. 2011 yılında, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı'nda doktora eğitimine başladı. Halen, Çukurova Üniversitesi Mühendislik Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak görev yapmaktadır.