

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

Nazire Göksu SOYDAN

HİDROFOİL SAVAK AKIMININ DENEYSEL VE SAYISAL ANALİZİ

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ADANA, 2019

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

HİDROFOİL SAVAK AKIMININ DENEYSEL VE SAYISAL ANALİZİ

Nazire Göksu SOYDAN

DOKTORA TEZİ

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu Tez 31/05/2019 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

.....
Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
ÜYE

.....
Dr. Öğr. Üyesi Oğuz ŞİMŞEK
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

HİDROFOİL SAVAK AKIMININ DENEYSEL VE SAYISAL ANALİZİ

Nazire Göksu SOYDAN

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
Yıl: 2019, Sayfa: 205
Jüri : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
: Prof. Dr. Recep YURTAL
: Prof. Dr. Hüseyin AKILLI
: Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
: Dr. Öğr. Üyesi Oğuz ŞİMŞEK

Açık kanal içerisinde yerleştirilmiş NACA0018, NACA0021 ve NACA0024 hidrofoil savak yapıları üzerinden geçen türbülanslı akımın karakteristik özellikleri farklı akım koşullarında deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Akım alanındaki hızlar Lazer Doppler Anemometresi ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm Tekniği ile ölçülmüştür. Akımın hareketini idare eden temel denklemler, ANSYS-Fluent programı yardımıyla, Standard k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport ve Reynolds Stress Model türbülans modelleri kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Türbülans modellerinin performansı Ortalama Karesel Hata yöntemi ile niceliksel olarak test edilmiştir. Akımın su yüzü profilleri Akışkan Hacimleri Yöntemi ile sayısal olarak hesap edilmiştir. Farklı akım ve yapı koşullarında deneysel ve sayısal akım ve hız profilleri, türbülans karakteristikleri, yapı üzerindeki basınç dağılımları ve hidrofoil savaklar için deneysel debi katsayıları belirlenmiştir. Deneysel ve sayısal bulguların karşılaştırılmasından, her üç hidrofoil savak için de Standart k- ϵ modelinin hız ve akım profillerinin belirlenmesinde en başarılı türbülans modeli olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Hidrofoil savak, Lazer Doppler Anemometre, Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm Tekniği, Debi Katsayısı, Türbülans Modelleri, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği

ABSTRACT

PhD. THESIS

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL ANALYSIS OF HYDROFOIL WEIR FLOW

Nazire Göksu SOYDAN

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

Supervisor : Prof. Dr. M. Sami AKÖZ

Year: 2019, Pages: 205

Jury

: Prof. Dr. M. Sami AKÖZ

: Prof. Dr. Recep YURTAL

: Prof. Dr. Hüseyin AKILLI

: Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

: Assist. Prof. Dr. Oğuz ŞİMŞEK

The characteristics of turbulent flow over the NACA0018, NACA0021 and NACA0024 hydrofoil weirs placed in an open channel are investigated experimentally and numerically for different flow conditions. The velocity fields of hydrofoil weir flows are measured by Laser Doppler Anemometer and Particle Imaging Velocity Measurement Technique. The governing equations of the flow are solved by ANSYS-Fluent program using Standard k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport and Reynolds Stress Model turbulence models. Performance of the turbulence models are quantitatively determined with the Mean Square Error method. The free surface profiles of the flow are calculated numerically by Volume of Fluid method. The experimental and numerical velocity and free surface profiles, turbulence characteristics, pressure distributions on weirs surface and experimental discharge coefficients are determined for different structure and flow conditions. From the comparison of experimental and numerical findings, Standard k- ϵ model is found the most successful turbulence model in predicting the velocity and flow profiles for all hydrofoil weirs.

Keywords: Hydrofoil Weir, Laser Doppler Anemometer, Particle Image Velocimetry, Discharge Coefficient, Turbulence Models, Computational Fluid Dynamics

GENİŞLETİLMİŞ ÖZET

Su seviyesini kontrol etmek, suyu yönlendirmek ve su miktarını ölçmek amacıyla inşa edilen savaklar, farklı tip ve geometrik özelliklerde inşa edilebilmektedir. Akımın mansaba aktarılmasında savak performansını arttıracak en önemli hususlardan biri de savağın akımı en az rahatsız edecek şekilde, akım çizgilerine uyarlanmış profile sahip olmasıdır. Özellikle yapı memba yüzünün yuvarlatılmasının savağın tahliye kapasitesini arttırdığı bilinen bir gerçektir.

Bu çalışmada, açık kanal içerisine yerleştirilmiş, farklı geometrik boyutlara sahip NACA0018, NACA0021 ve NACA0024 hidrofoil savaklar üzerinden geçen türbülanslı akımın karakteristikleri sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Akımın hız alanı Lazer Doppler Anemometresi ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm tekniği ile ölçülmüştür. Farklı akım ve yapı koşullarında deneysel hız profilleri, akım çizgileri, hız vektörleri, yatay ve düşey hız bileşenleri için eş düzey eğrileri, vortisite ve türbülans kinetik enerji dağılımları ile Reynolds gerilmeleri elde edilmiştir. Ayrıca hidrofoil savaklar için deneysel debi katsayıları belirlenmiş, debi katsayısının farklı parametrelere bağlı değişimleri ortaya konmuştur.

NACA0018, NACA0021 ve NACA0024 hidrofoil savaklar üzerinden geçen akımın hareketini idare eden temel denklemler maksimum debi durumu için, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent programı yardımıyla, Standard k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport ve Reynolds Stress Model türbülans modelleri kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Türbülans modellerinin performansı Ortalama Karesel Hata yöntemi ile niceliksel olarak belirlenmiştir. Ağ yapısından bağımsız sayısal sonuçlar elde etmek için Ağ Yakınsama İndeksi yöntemi kullanılmıştır. Akım profillerinin sayısal hesabı Akışkan Hacimleri Yöntemi ile gerçekleştirilmiştir.

Deneysel ölçümlerden elde edilen sonuçlara göre sabit debi koşullarında savak yüksekliği arttıkça, kret membasında yatay hız bileşeni azalmakta, düşey hız bileşeni ise artmaktadır. Kret mansabında ise tüm derinlik boyunca yatay ve düşey hız bileşenleri mutlak değer olarak artış göstermektedir. Bu hız bileşenleri, debinin artmasıyla birlikte daha büyük değerler almaktadır. Gelen akımın Froude sayısı ve savak yüksekliğinin artmasıyla birlikte akım çizgilerinin eğriselliği artmakta, katı sınıra ve su yüzüne yakın bölgelerde kinetik enerji, Reynolds gerilmeleri ve vortisite konsantrasyonu artış göstermektedir. Bu çalışmada kullanılan hidrofoil savak yapılarının üzerinde ve çevresinde herhangi bir sınır tabakası ayrılması oluşmamıştır. Debinin artması ve savak yüksekliğinin azalmasıyla birlikte hidrofoil savaklar için C_d debi katsayısı artış göstermektedir. Akım çizgilerine uyarlanmış, daha küçük eğrilikli savak yapılarının daha yüksek debi katsayılarına sahip olduğu görülmüştür. Benzer şekilde yapıya gelen direncin azalmasıyla birlikte debi katsayısı da artmaktadır.

DeneySEL ve sayısal bulguların karşılaştırılmasından, her üç hidrofoil savak için de Standart k- ϵ modelinin hız ve akım profillerinin belirlenmesinde en başarılı türbülans modeli olduğu ortaya çıkmıştır. Sonuç olarak Standart k- ϵ yönteminin savaklarla etkileşime giren bu tür akımların analizinde başarılı bir şekilde kullanılabileceği elde edilen bulgulardan anlaşılmıştır.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans ve Doktora eğitimim süresince, bana her zaman destek olan, çalışmalarına yön veren, bilgi, tecrübe ve zamanını hiçbir zaman benden esirgemeyen, çalışma azmini, akademisyenliğini ve eğitimciliğini kendime örnek aldığım çok değerli danışmanım, Prof. Dr. M. Sami AKÖZ'e öncelikli olarak gönülden teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Gerek yüksek lisans ve doktora eğitimim boyunca çok değerli katkılarından dolayı ve gerekse hidrolik laboratuvarının kurulması ve akademik çalışmalar yapan bizlere bu tür imkanların sağlanması noktasında yaptığı katkılarından dolayı Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ'e teşekkür ederim.

Doktora eğitimim boyunca yardımlarını hiçbir zaman benden esirgemeyen çalışma arkadaşlarım Doç. Dr. Veysel GÜMÜŞ'e, Dr. Öğr. Üyesi Oğuz ŞİMŞEK'e ve Arş. Gör. Buse EMİRLER TOLUN'a teşekkür ederim.

Bölümde ve laboratuvarında çalışmalarımı yapabilmem için bana olanak sunan ve destek olan Çukurova Üniversitesi İnşaat Mühendisliği bölüm başkanına, bölüm hocalarına ve araştırma görevlisi arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Deney düzeneğinin kurulmasında ve laboratuvardaki çalışmalarında destek ve yardımlarından dolayı Ömer KÜTÜK ve Feti YAMAN'a teşekkür ederim.

Bu tezin yürütülmesinde katkılarından dolayı Prof. Dr. Beşir ŞAHİN, Prof. Dr. Hüseyin AKILLI, Dr. Öğr. Üyesi Tahir DURHASAN ve Makine Mühendisliği Bölümü'ndeki araştırma görevlilerine teşekkür ederim.

Hayatımın her aşamasında yanımda olan, benden desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen ve bana her zaman güvenen annem Nilgün SOYDAN'a, babam Mehmet Ayhan SOYDAN'a, kız kardeşlerim Gözde SOYSAL ve Nilay SOYDAN'a sonsuz teşekkür ederim.

Doktora eğitimim boyunca tüm duygularımı benimle paylaşan ve her anıma ortak olan ailem dediğim dostlarıma ve anlayış ve özverisinden dolayı eşim Işık Kıvanç OKSAL'a çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ	I
ABSTRACT.....	II
GENİŞLETİLMİŞ ÖZET	III
TEŞEKKÜR.....	V
İÇİNDEKİLER	VI
ÇİZELGELER DİZİNİ	X
ŞEKİLLER DİZİNİ	XII
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	XVIII
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	5
3. DENEY DÜZENİĞİ VE YÖNTEMİ	13
3.1. Deney Düzenliği	13
3.2. Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile Akım Hızının Ölçülmesi..	18
3.3. Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçümü (PIV) Tekniği ile Akım Hızının Ölçülmesi	20
3.4. Hidrofoil Savakların Geometrisi	22
4. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ.....	29
4.1. Temel Denklemler.....	29
4.2. Türbülans Kapatma Modelleri	32
4.2.1. Standard k- ϵ Türbülans Modeli (SKE).....	33
4.2.2. Renormalization Group k- ϵ Türbülans Modeli (RNG)	35
4.2.3. Realizable k- ϵ Türbülans Modeli (RKE).....	37
4.2.4. Modified k- ω Türbülans Modeli (MKW).....	39
4.2.5. SST k- ω Türbülans Modeli (SST).....	40
4.2.6. Reynolds Stress Türbülans Modeli (RSM)	43

5. SAYISAL HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	47
5.1. Sonlu Hacimler Yöntemi.....	47
5.1.1. Birinci Mertebe Upwind Yaklaşımı (First Order Upwind-FOU)	50
5.1.2. İkinci Mertebe Upwind Yaklaşımı (Second Order Upwind-SOU)	53
5.1.3. QUICK Yaklaşımı	55
5.2. Zamana Bağlı Problemlerde Konveksiyon-Difüzyon Denkleminin Ayrıklaştırılması.....	56
5.2.1. “Açık” Yöntem.....	57
5.3. Basınç Düzeltme Algoritmaları.....	58
5.3.1. Kaydırılmış Değişkenli Ağ Sistemi (Staggered Grid).....	60
5.3.2. SIMPLE Algoritması.....	68
5.3.3. PISO Algoritması	75
5.3.4. SIMPLEC Algoritması	80
5.4. Hidrofoil Savak Akımının (HAD) ile modellenmesi	80
5.4.1. Cidar Bölgesinin Modellenmesi.....	80
5.4.2. Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluids- VOF) ile Serbest Su Yüzünün Hesaplanması	82
5.4.3. Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI).....	84
6. BULGULAR VE TARTIŞMA	87
6.1. Deneysel Bulgular	87
6.1.1. Deneysel Hız Profilleri.....	87
6.1.2. Akım Çizgileri, Hız Vektörleri ve Hız Bileşenleri.....	125
6.1.3. Vortisite, Türbülans Kinetik Enerji ve Reynolds Kayma Gerilmesi.....	139

6.1.4. Hidrofoil Savaklar Üzerindeki Basınç Dağılımları	147
6.1.5. N18, N21 ve N24 Hidrofoil Savakları için Debi Katsayıları	157
6.2. Sayısal Bulgular	169
6.2.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları	169
6.2.2. Hesaplama Ağ Tasarımı	170
6.2.3. İterasyon Sayısının Belirlenmesi	173
6.2.4. Sayısal ve Deneysel Hız Profillerinin Karşılaştırılması	175
6.2.5. Sayısal ve Deneysel Su Yüzü Profillerinin Karşılaştırılması	186
6.2.6. Sayısal Akım Çizgileri ve Hız Vektörleri	190
7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	193
KAYNAKLAR	197
ÖZGEÇMİŞ	205



ÇİZELGELER DİZİNİSAYFA

Çizelge 3.1. Deneysel akım koşulları.....	17
Çizelge 3.2. Hidrofoil savakların geometrik koordinatları	26
Çizelge 3.3. Hidrofoil savakların geometrisi ile ilgili parametrik değerler	27
Çizelge 6. 1. Hesaplama ağındaki eleman sayıları.....	172
Çizelge 6.2. Kanalin farklı kesitleri için sayısal hız değerleri kullanılarak elde edilen GCI_{ince} değerleri.....	172
Çizelge 6.3. Farklı iterasyon sayıları için hesaplanan OKH değerleri (m^2/s^2)	174
Çizelge 6.4. N18 için kanalın farklı kesitlerinde hesap edilen OKH (m^2/s^2) değerleri	176
Çizelge 6.5. N21 için kanalın farklı kesitlerinde hesap edilen OKH (m^2/s^2) değerleri	177
Çizelge 6.6. N24 için kanalın farklı kesitlerinde hesap edilen OKH (m^2/s^2) değerleri	178



ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 1.1. Geniş başlıklı savak	1
Şekil 1.2. Dar başlıklı savaklar	2
Şekil 1.3. Keskin kenarlı savak	3
Şekil 3.1. Deney düzeneğinin şematik gösterimi: (a) LDA ile ölçüm sistemi, (b) PIV ile ölçüm sistemi	15
Şekil 3.2. Deney düzeneği; (a) LDA ölçüm sistemi, (b) PIV ölçüm sistemi	16
Şekil 3.3. Ultrasonik Debimetre	17
Şekil 3.4. Türbülanslı akımda ortalama hızın belirlenmesi	19
Şekil 3.5. Hidrofoil savak üzerinde (a) anlık kamera görüntüsü, (b) kros-korelasyon işleminden sonraki ham vektör alanı	21
Şekil 3.6. İşlenmiş vektör alanı	22
Şekil 3.7. Hidrofoil geometrisi ile ilgili parametreler	23
Şekil 3.8. Kutta-Joukowski transformasyonu ile elde edilen hidrofoil profil	24
Şekil 3.9. Hidrofoil savaklar için geometrik parametreler	27
Şekil 5.1. Tek boyutlu kontrol hacmi	49
Şekil 5.2. Birinci Mertebe upwind yaklaşımı (sabit ekstrapolasyon)	50
Şekil 5.3. Akım doğrultusunda bir boyutlu kontrol hacmi	51
Şekil 5.4. Akımın tersi yönünde bir boyutlu kontrol hacmi	53
Şekil 5.5. İkinci Mertebe Upwind yaklaşımı (Doğrusal ekstrapolasyon)	54
Şekil 5.6. QUICK yaklaşımı	55
Şekil 5.7. Basınç alanı	59
Şekil 5.8. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde kontrol hücrelerinin yerleşimi	61
Şekil 5.9. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde u kontrol hacmi üzerinde hızların gösterimi	63
Şekil 5.10. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde v kontrol hacmi üzerinde hızların gösterimi	66
Şekil 5.11. Süreklilik denkleminin ayrıklaştırıldığı skaler kontrol hacmi	71

Şekil 5.12. SIMPLE algoritmasına ait akış şeması	74
Şekil 5.13. PISO algoritmasına ait akış şeması.....	79
Şekil 5.14. Ağ elemanlarının doluluk oranı	83
Şekil 6.1. N18 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$	89
Şekil 6.2. N18 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	93
Şekil 6.3. N18 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	97
Şekil 6.4. N21 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$	101
Şekil 6.5. N21 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	105
Şekil 6.6. N21 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	109
Şekil 6.7. N24 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$	113
Şekil 6.8. N24 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	117
Şekil 6.9. N24 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	121
Şekil 6.10. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	127
Şekil 6.11. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	128
Şekil 6.12. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman– ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	129
Şekil 6.13. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	130
Şekil 6.14. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	131
Şekil 6.15. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman– ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	132
Şekil 6.16. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$	133
Şekil 6.17. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	134

Şekil 6.18. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamal (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012\text{m}^3/\text{s}$	135
Şekil 6.19. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamal (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_3=0,016\text{ m}^3/\text{s}$	136
Şekil 6.20. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamal (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012\text{ m}^3/\text{s}$	137
Şekil 6.21. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamal (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_3=0,016\text{ m}^3/\text{s}$	138
Şekil 6.22. N18 ve $Q_2=0,012\text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamal deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30\text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30\text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05\text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20\text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve Reynolds kayma gerilmesi eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$).....	141
Şekil 6.23. N18 ve $Q_3=0,016\text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamal deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30\text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30\text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05\text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20\text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$).....	142
Şekil 6.24. N21 ve $Q_2=0,012\text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamal deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30\text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30\text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05\text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20\text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$).....	143

Şekil 6.25. N21 ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi, eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$).....	144
Şekil 6.26. N24 ve $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi, eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$).....	145
Şekil 6.27. N24 ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi, $\overline{u'v'}/U^2$ eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$)	146
Şekil 6.28. N18 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$...	148
Şekil 6.29. N18 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$...	149
Şekil 6.30. N18 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$...	150
Şekil 6.31. N21 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$...	151
Şekil 6.32. N21 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$...	152
Şekil 6.33. N21 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$...	153
Şekil 6.34. N24 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$...	154
Şekil 6.35. N24 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$...	155
Şekil 6.36. N24 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$...	156
Şekil 6.37. C_d debi katsayısının deneysel debilerle değişimi	160
Şekil 6.38. C_d debi katsayısının (a) H/P ve (b) h/P ile değişimi	162

Şekil 6.39. C_d debi katsayısının (a) P/H ve (b) P/h ile değişimi	164
Şekil 6. 40. C_d debi katsayısının H/R ve h/R ile değişimi.....	166
Şekil 6.41. C_d debi katsayısının H/R ile değişimi	168
Şekil 6.42. Sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları.....	170
Şekil 6.43. Sayısal modellemede kullanılan hesaplama ağ yapısı	171
Şekil 6.44. N18 için deneysel ve sayısal hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	179
Şekil 6.45. N21 için deneysel ve sayısal hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	180
Şekil 6.46. N24 için deneysel ve sayısal hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	181
Şekil 6.47. N18 hidrofoil savak için SKE türbülans modeli ile elde edilen sayısal hız profillerinin deneysel hız profilleri ile karşılaştırılması.....	183
Şekil 6.48. N21 hidrofoil savak için SKE türbülans modeli ile elde edilen sayısal hız profillerinin deneysel hız profilleri ile karşılaştırılması.....	184
Şekil 6.49. N24 hidrofoil savak için SKE türbülans modeli ile elde edilen sayısal hız profillerinin deneysel hız profilleri ile karşılaştırılması.....	185
Şekil 6.50. N18 hidrofoil savak için deneysel ve sayısal su yüzü profillerinin karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	187
Şekil 6.51. N21 hidrofoil savak için deneysel ve sayısal su yüzü profillerinin karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	188
Şekil 6.52. N24 hidrofoil savak için deneysel ve sayısal su yüzü profillerinin karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	189
Şekil 6.53. SKE türbülans modeli ile elde edilen (a) N18, (b) N21 ve (c) N24 savakları için sayısal akım çizgileri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	191
Şekil 6.54. SKE türbülans modeli ile elde edilen (a) N18, (b) N21 ve (c) N24 savakları için sayısal hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$	192



SİMGELER VE KISALTMALAR

A	: Kanal Enkesiti
B	: Kanal genişliği
C_μ	: Türbülans model sabiti
C_d	: Debi katsayısı
c	: Kanat genişliği
CFD	: Computational Fluid Dynamics
D	: Difüzyon terimi
d	: Ağ yüksekliği
e	: Hız farkı
F	: Kuvvet
f_0	: Maksimum kavis
FOU	: Birinci merteye upwind yaklaşımı-First order upwind
Fr	: Froude sayısı
g	: Yer çekimi ivmesi
G	: Türbülans kinetik enerji üretim miktarı
GCI	: Ağ Yakınsama İndeksi-Grid Convergence Index
I	: Türbülans şiddeti
H	: Toplam enerji yüksekliği
h_c	: Kritik derinlik
h	: Savak yükü
HAD	: Hesaplamalı akışkanlar dinamiği
k	: Türbülans kinetik enerjisi
$\vec{K}$	: Kütleli kuvvetlerin bileşkesi
L	: Savak uzunluğu
LDA	: Lazer Doppler Anemometresi
m	: Kütle
MKW	: Modified k- ω türbülans modeli

N	: Değer adedi
OKH	: Ortalama karesel hata
P	: Basınç
P	: Savak yüksekliği
$\bar{P}$	: Basınç ortalaması
p''	: Basınç sapıncı
PIV	: Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm Tekniği
q	: Birim genişlik debisi
Q	: Debi
r	: Ağ yükseklikleri oranı
r_L	: Ön Kenar yarıçapı
R	: Hidrolik Yarıçap
R_k	: Savak kreti eğrilik Yarıçapı
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_0	: Maksimum kalınlık
T	: Periyod
TKE	: Türbülans kinetik enerji
TKE_{min}	: Minimum türbülans kinetik enerji
$\vec{T}$	: Gerilme vektörü
u	: x yönündeki akım hızı

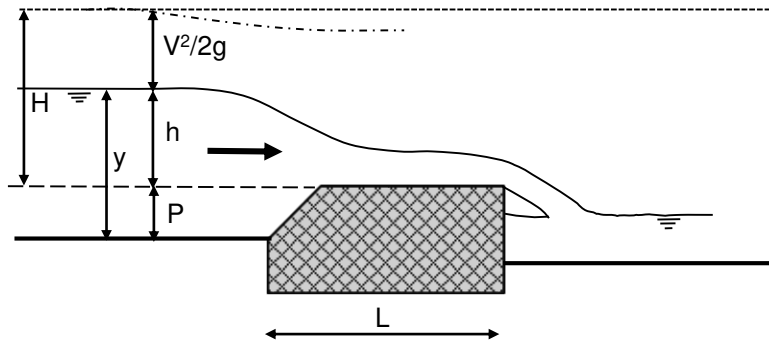
$\bar{u}$	: x yönündeki ortalama akım hızı
u'	: x yönündeki hız sapıncı
u^*	: Kayma hızı
v	: y yönündeki akım hızı
V	: Bileşke hız
$\bar{V}$	: y yönündeki ortalama akım hızı
v'	: y yönündeki hız sapıncı
VOF	: Akışkan hacimleri yöntemi-Volume of fluids
w	: z yönündeki akım hızı
$\bar{w}$	: z yönündeki ortalama akım hızı
w'	: z yönündeki hız sapıncı
ω	: Özgöl kayıp oranı
ω	: Vortisite
X	: x doğrultusunda etkiyen kütleesel kuvvet
Y	: y doğrultusunda etkiyen kütleesel kuvvet
Z	: z doğrultusunda etkiyen kütleesel 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	: Türbülans viskozitesi
$\mu_{t,2layer}$	: Viskoziteden etkilenen bölgedeki türbülans 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
κ	: von-Karman sabiti
θ	: Açı
Φ	: Basınç-şekil değiştirme korelasyon terimi
Δ	: Sınır tabakası yüksekliği
λ_ε	: Geçiş fonksiyonu
f_k	: Frekans

1. GİRİŞ

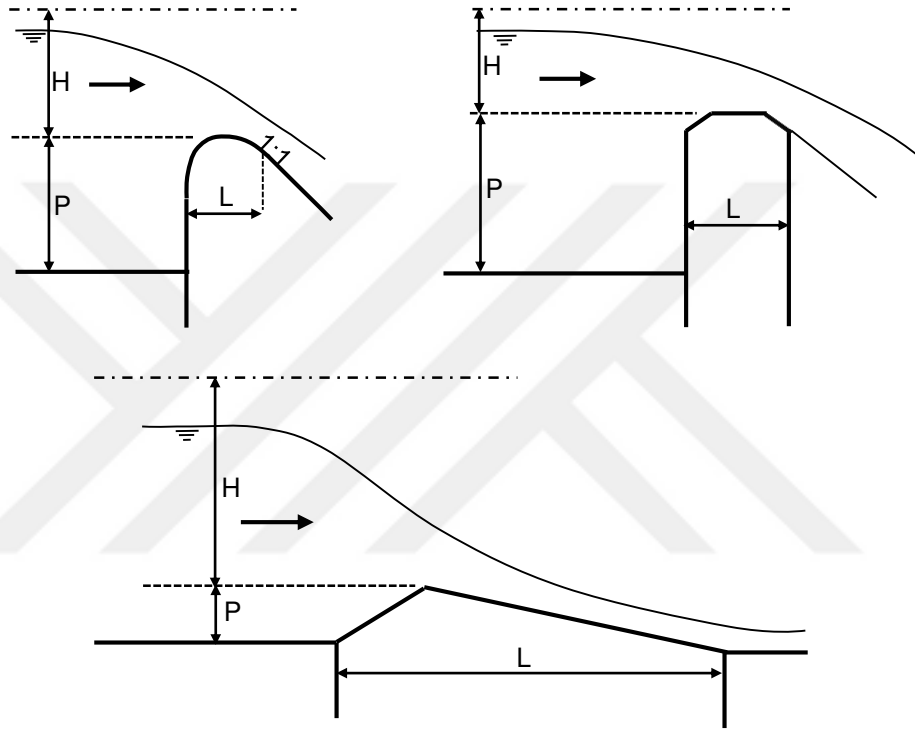
Hızlı nüfus artışı ve küresel ısınma ile birlikte dünyadaki tüketilebilir su kaynakları gittikçe azalmaktadır. Kısıtlı su kaynaklarının doğru bir şekilde kullanılması, ihtiyaçların karşılanması ve kaynakların israf edilmemesi noktasında alınan sosyal ve çevresel önlemlerin yanı sıra baraj, bağlama ve savak gibi mühendislik yapıların da doğru bir şekilde tasarlanması, inşası ve işletimi önem kazanmaktadır.

Su seviyesini kontrol etmek, suyu yönlendirmek ve su miktarını ölçmek amacıyla inşa edilen savaklar, çeşitli kriterlere göre sınıflandırılabilir. En genel haliyle geniş başlıklı, dar başlıklı ve keskin kenarlı savaklar olmak üzere üçe ayrılırlar. Geniş başlıklı savaklar, üzerinde akım çizgilerinin düz ve birbirlerine paralel olacak şekilde yeterince kret uzunluğuna sahip olduğu savaklardır. Kontrol kesiti üzerindeki basınç dağılımı yaklaşık olarak doğrusal dağılım gösterir ve bu noktada basınç dağılımı hidrostatik kabul edilebilir. Bu koşulların oluşması için rölatif toplam enerji yüksekliğinin $0.07 \leq H/L \leq 0.50$ değerleri arasında olması gerekmektedir (Bos, 1976). Burada L, savak kret uzunluğunu, H kret üzerindeki toplam enerji yüksekliğini göstermektedir (Şekil 1.1.).



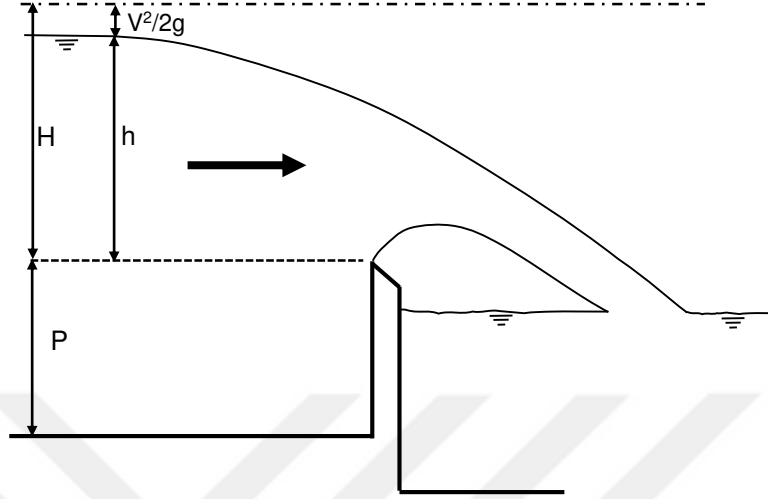
Şekil 1.1. Geniş başlıklı savak

Rölatif enerji yüksekliğinin $H/L > 0.50$ olduğu savaklar dar başlıklı savaklar olarak adlandırılırlar (Bos, 1976). H/L değerinin artması ile birlikte kret bölgesindeki akım çizgilerinin eğriliği belirgin hale gelir ve yapı üzerindeki basınçlar doğrusal dağılımdan sapma gösterir (Şekil 1.2.).



Şekil 1.2. Dar başlıklı savaklar

Bir savağın kret uzunluğu, enerji yüksekliği-debi ilişkisini etkilemeyecek kadar kısa ise, ($H/L > 15$) bu tür savaklar keskin kenarlı savaklar olarak adlandırılırlar (Şekil 1.3.). Akış yönündeki tepe uzunluğu ve savak yüküne bağlı olarak keskin kenarlı savağın mansabında yapışık ya da ayırık nap oluşumu söz konusu olabilir.



Şekil 1.3. Keskin kenarlı savak

Savak performansını etkileyen faktörlerden biri de yapının geometrik özelliğidir. Savak ön yüzünün akımı en az rahatsız edecek şekilde (akım çizgilerinin desenine uyarlanacak biçimde) tasarlanması enerji kayıplarını azaltmakta, dolayısıyla yapı üzerinden geçen akımın debisini ve buna bağlı olarak da savak performansını arttırmaktadır.

Akım ile etkileşime giren savak gibi yapıların tasarımını gerçekleştirebilmek için yapı çevresindeki hız ve basınç alanlarının doğru bir şekilde belirlenmesi gerekmektedir. Söz konusu yapıların hidrolik tasarım sürecinde bu tür yapılarla etkileşime giren akımların analizi, geleneksel olarak laboratuvar ortamında fiziksel model deneyleri ile gerçekleştirilmektedir. Ancak model çalışmalarında ölçek etkilerinden kaynaklanan bazı kaçınılmaz hataların sonuçlar üzerinde etkisi olduğu bilinen bir gerçektir. Öte yandan, suyun hareketini idare eden denklemlerin, viskozite ve türbülans ifadeleri içermesi bu tür problemlerin teorik çözümünü güçleştirmektedir. Son zamanlarda gelişen bilgisayar programları ile akım alanlarının analizleri fiziksel model deneylerine kıyasla daha ekonomik ve hızlı bir şekilde yapılabilir. Su-yapı etkileşiminin söz konusu olduğu açık kanal akımlarında yaygın olarak kullanılan Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği

(Computational Fluid Dynamics) önemli kolaylıklara ve hızlı çözümlere olanak sağlamaktadır. Ayrıca, farklı akım ve yapı durumlarında kısa sürede ön bilgi vererek farklı parametrelerin akım üzerindeki etkilerini araştırma imkânı sunmaktadır.

Bu çalışmada, NACA (National Advisory Committee for Aeronautics) profilli hidrofoil savaklar üzerinden geçen açık kanal akımının özellikleri sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Farklı geometrik özelliklere sahip hidrofoil savaklar etrafındaki akımın hız alanı ve türbülans karakteristikleri Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm (PIV) tekniği ile elde edilmiştir. Farklı akım ve yapı koşullarında hidrofoil savaklar üzerinden geçen akım için C_d debi katsayıları deneysel olarak belirlenmiştir. Akımın hareketini idare eden temel denklemlerin sayısal çözümleri, Standart k- ϵ , Renormalization k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport ve Reynolds Stress Model türbülans modelleri kullanılarak ANSYS-Fluent programı ile hesaplanmıştır. Sayısal modellemeye elde edilen hız ve akım profilleri deneysel ölçümlerle karşılaştırılmıştır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Savaklarla etkileşim halindeki açık kanal akımlarının analizi konusunda geçmişte birçok deneysel ve teorik çalışma yapılmıştır. Deneysel çalışmalarda genellikle farklı savak geometrileri ve akım koşulları için hız ve basınç alanlarının ölçülmesinin yanında debi katsayıları da belirlenmiştir. Teorik çalışmalarda ise akımın hareketini idare eden temel denklemler farklı türbülans modelleri ve sayısal yöntemler kullanılarak çözülmüş; elde edilen bulgularla deneysel ölçümler karşılaştırılmak suretiyle sayısal modellemelerin performansı test edilmiştir.

Lakshmana Rao ve Rao , simetrik Joukowski profilleri kullanarak yaptıkları deneysel çalışmada hidrofoil (akım çizgilerine uyarlanmış) savakların farklı yapı ve akım koşulları altında debi katsayılarını belirlemişlerdir. Deneysel ölçümlerden, savak yükü (h) ve savak yüksekliği (P) arttıkça debi katsayısının arttığını tespit etmişlerdir. Beklentilerin aksine, yapıya etki eden itki kuvvetinin artmasıyla debi katsayısının (C_d) artmasını, akım çizgileri eğriselliğinin debi katsayısı üzerinde daha etkin olması şeklinde açıklamışlardır. Buna ilave olarak debi hesaplamaları için rasyonel bir teoremin önerilmediğini, önerilen tüm formüllerin ampirik olduğunu ve savak profilinin debi katsayısı üzerindeki etkisinin belirlenmesi için daha sistemli araştırmaların yapılması gerektiğini öne sürmüşlerdir.

Ramamurthy ve ark. (1988), keskin ve yuvarlatılmış kenarlı dikdörtgen kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın karakteristiklerini serbest ve batmış akım koşullarında araştırmışlardır. Elde ettikleri bulgulardan C_d debi katsayısının H/P ve R/P boyutsuz büyüklüğüne bağlı olduğunu göstermişlerdir. Burada H savak yükünü P , savak yüksekliğini ve R ise ön yüz eğrilik yarıçapını göstermektedir.

Ramamurthy ve Vo (1993b), dairesel kretli savak üzerinden geçen akımla ilgili yaptıkları deneysel çalışmalardan, debi katsayısının, savak membasındaki rölatif toplam enerji yüksekliğinin bir fonksiyonu olduğunu belirlemişlerdir. Ayrıca savak ön yüz eğiminin debi katsayısı üzerinde etkisinin olmadığı, buna karşılık arka

yüzeyinin dikleşmesi ile debi katsayısının arttığı sonucuna ulaşmışlardır. Rölatif toplam enerji yüksekliğinin çok yüksek olduğu durumlarda ise dairesel kretli savağın keskin kenarlı savak gibi davrandığını rapor etmişlerdir.

Ramamurthy ve Vo (1993a), iki boyutlu ve düzenli akım için, yüzey gerilmelerinin ve viskozitenin ihmal edildiği Dressler yaklaşımı ile dairesel kretli savak üzerinde geçen akımla ilgili teorik çalışmalarında debi katsayısının, gelen akımın rölatif enerji yüksekliği ve kret yarıçapının bir fonksiyonu olduğunu ortaya koymuşlardır. Ayrıca teorik olarak su yüzü profilini ve nap ayırım noktasını açısal olarak belirlemişlerdir.

Guangsheng ve Shixia (1998), kanat profilli ve eğrisel geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımı, geliştirmiş oldukları iki boyutlu matematiksel yaklaşımla sayısal olarak modellemişlerdir. Yaptıkları çalışmada, debi katsayısının ve kret üzerindeki dinamik basınç dağılımının savak karakteristikleri ile değişimlerini incelemişlerdir. Elde ettikleri bulgulardan, kanat profilli savak üzerinde negatif basınç oluşumunun söz konusu olmadığı ve eğrisel geniş başlıklı savağa göre kanat profilli savağın akımı mansaba aktarmada daha yüksek performansa sahip olduğu sonucuna varmışlardır.

Hargreaves ve ark. (2007), geniş başlıklı savak ile etkileşim halindeki açık kanal akımını, Standart k- ϵ (SKE), Renormalization Group k- ϵ (RNG) ve Reynolds Stress Model (RSM) türbülans modelleri kullanarak Ansys-Fluent programı yardımıyla analiz etmişlerdir. Sayısal modellemede serbest su yüzü profilini belirlemek için Akışkan Hacimleri Yöntemi'ni (VOF) kullanmışlardır. Farklı türbülans modelleri kullanılarak elde edilen sayısal bulgular ile deneysel sonuçların karşılaştırılması neticesinde, RNG türbülans modelinin su yüzünü belirlemede diğer modellere göre başarılı olduğunu; oyulma ve dolgu barajlar gibi daha kompleks yapıların hidrolik analizlerinde de sayısal modellerin kullanılabileceğini belirtmişlerdir.

Bagheri ve Heidarpour (2010), dairesel kretli savak üzerinden geçen akım karakteristiklerini serbest-vorteks yaklaşımı ile analiz ederek debi katsayısını ve

kretteki hız dağılımını belirlemişlerdir. Önerdikleri teorik yaklaşımın doğrulanması ve geliştirilmesi için, farklı geometrik özelliklere sahip dairesel kretli savaklar için yaptıkları deneysel çalışmalardan elde ettikleri sonuçların teorik bulgularla karşılaştırılmasından, serbest-vorteks metodun savak akımının özelliklerini başarılı bir şekilde modelleyebildiği sonucuna varmışlardır.

Zhentaο ve ark. (2011), kanat profilli savak üzerinden geçen akımın karakteristiklerini belirlemek için parçacık görüntülemeli hız ölçüm (PIV) tekniğini kullanarak akımın hız alanını belirlemişlerdir. Sabit bir savak yüksekliği (P) ve savak genişliğinde (C), beş farklı akım durumu için hız vektörleri, akım çizgileri ve vortisiteleri elde etmişlerdir. Çalışma sonucunda, deney sonuçlarının farklı su yüksekliklerinde benzer hız ve vortisite dağılımlarını verdiği sonucuna varmışlardır.

Schmocker ve ark. (2011), farklı memba ve mansap eğimlerine sahip on ayrı silindir savak biçimi için serbest akım koşullarında debi katsayısını belirlemişlerdir. Membra eğimindeki değişimin debi katsayısına etkisinin mansap eğimine göre daha az olduğu ve mansap eğiminin artması ile debi katsayısının arttığı sonucuna varmışlardır.

Naghavi ve ark. (2011), farklı çaplara sahip dairesel savak üzerinden geçen akımın basınç ve hız dağılımlarını ANSYS Fluent ile sayısal olarak belirlemişler ve elde edilen sayısal bulguları Lazer Doppler Hız ölçüm cihazı ile elde ettikleri deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlardır. Sonuçlardan savak çevresindeki sayısal hız alanının deneysel ölçümlerle uyumlu olduğu ve debi katsayısının artması ile birlikte savak üzerinde kritik akım derinliğinin oluştuğu noktanın membaya doğru kaydığını belirlemişlerdir.

Dixen ve ark. (2013), düzenli bir akım ile etkileşim halinde bulunan hareketli taban üzerine yerleştirilmiş yarı-gömülü küre etrafındaki oyulmayı sayısal ve deneysel olarak araştırmışlardır. Küre etrafındaki kayma gerilmesini Sıcak-Film (hot-film) Anemometresi ve hız alanını da Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçmüşlerdir. Reynolds-ortalamalı Navier Stokes denklemleri, Shear Stress Transport türbülans modeli kullanılarak üç boyutlu olarak çözülmüştür. Çalışma

sonucunda türbülansın hesaplamalara dahil edilmesinin oyulma derinliğini arttırdığı ve zaman ölçeği etkisini azalttığı sonucuna varmışlardır. Maksimum oyulmanın, D küre çapı olmak üzere $0.5D$ derinliğinde olduğu, türbülans etkisinin göz önünde bulundurulması durumunda sayısal modellemenin deneysel göre daha derin oyulma tahmin ettiği rapor edilmiştir.

Shabanlou ve Khorami (2013), dairesel kesitli silindirik ve dairesel kretli savak akımları ile ilgili karakteristikleri deneysel olarak belirlemişlerdir. Deneysel ölçümlerden, her iki savak türü için de savak yükünün artması ile debi katsayısının arttığını, savak memba eğiminin debi katsayısı üzerinde herhangi bir etkisinin olmadığını ortaya koymuşlardır.

Mohammadpour ve ark. (2013), farklı geçirimsizliklere sahip gabion savaklar üzerinden geçen akımı sayısal olarak modellemişlerdir. Reynolds-ortalama Navier Stokes denklemleri Standart $k-\epsilon$, Renormalization Group $k-\epsilon$, Realizable $k-\epsilon$ ve Reynolds Stress Model türbülans modelleri ile sayısal olarak çözülmüştür. Su yüzü profillerinin belirlenmesinde ise Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) kullanılmıştır. Elde edilen sayısal bulgular deneysel ölçümlerle karşılaştırılmış, Standart $k-\epsilon$ türbülans modelinin gabion savak etrafındaki akımı modellemede daha başarılı olduğu sonucuna varılmıştır.

Shabanlou ve ark. (2013), dairesel kretli ve silindirik savaklar üzerinden geçen akımın debi katsayılarının belirlenmesine yönelik yaptıkları deneysel çalışmada, savak yükünün artmasıyla debi katsayısının arttığını; memba eğiminin debi katsayısı üzerinde etkisinin olmadığını saptamışlardır. Her iki savak için de savak yükünün artması ile birlikte enerji kayıplarında azalma söz konusu olmaktadır. Dairesel kretli savaklarda silindirik savaklara kıyasla daha fazla enerji kaybının gerçekleştiğini rapor etmişlerdir.

Aköz ve ark. (2014), yarım dairesel silindir savak üzerinden geçen akımın profili, hız alanı ve akış yapısı gibi akım ile ilgili karakteristiklerin saptanmasına yönelik deneysel ve sayısal çalışma gerçekleştirmişlerdir. Lazer Doppler Anemometresi ile ölçtükleri hız alanını farklı türbülans modelleri kullanarak elde

ettikleri sayısal bulgularla karşılaştırmışlardır. Standart $k-\varepsilon$, Renormalization Group $k-\varepsilon$, Realizable $k-\varepsilon$, Modifiye $k-\omega$, Shear Stress Transport ve Reynolds Stress türbülans modellerinin kullanıldığı sayısal çalışmada su yüzünün belirlenmesinde Akışkan Hacimleri Yöntemi'ni kullanmışlardır. Deneysel ve sayısal sonuçların karşılaştırmalarından, Reynolds Stress türbülans modelinin hız alanını ve su yüzünü belirlemede diğer modellere göre daha başarılı olduğu sonucuna varmışlardır.

$k-\varepsilon$ türbülans modeli kullanılarak temel denklemlerin ANSYS Fluent programı ile çözüldüğü çalışmada Samadi ve ark. (2014), yarım dairesel silindir savak üzerinden geçen akımın sayısal karakteristiklerini laboratuvarla yaptıkları deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlardır. Diğer çalışmalara benzer şekilde savak üzerinden geçen akımın profilini Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) ile hesaplamışlardır. Deneysel ve sayısal karşılaştırmalardan, yapı ile etkileşim halindeki bu tür akımların sayısal olarak başarılı bir şekilde modellenebileceği sonucuna varmışlardır.

Samani ve Bagheri (2014), daha önce geliştirmiş oldukları serbest vorteks yarı ampirik yaklaşımını silindirik savak üzerinden geçen akıma tatbik etmişlerdir. Öne sürdükleri yaklaşımın, rölatif enerji yüksekliği $H/R_b = 7$ olduğu duruma kadar başarılı sonuçlar verdiğini rapor etmişlerdir. Burada H gelen akımın toplam enerji yüksekliğini, R_b silindirin eğrilik yarıçapını göstermektedir.

Yuce ve ark. (2015), silindirik savak üzerinden geçen açık kanal akımını sayısal olarak modellemişler, hız ve basınç alanı üzerinde farklı yarıçap ve çarpıklık açılarının etkisini araştırmışlardır. SSG Reynolds Gerilmeleri türbülans modeli kullanarak yaptıkları sayısal hesaplamalar sonucunda akımın çarpıklıktan etkilendiğini, çarpıklık açısının savağın mansap bölgesindeki akım hızını arttırdığını ve bunun neticesinde de savağın arka yüzünde negatif basınç bölgelerinin oluştuğunu rapor etmişlerdir.

Castro-Orgaz ve Hager (2014), eğrisel kretli savaklarda ölçek etkilerinin viskozite ve yüzey gerilmelerinden kaynaklandığını belirtmişler, bu etkileri göz

önüne alan bir yaklaşım sunmuşlardır. Bu yaklaşım, analitik sonuçları kullanan iki boyutlu laminar sınır tabakasının çözümlerine dayanmaktadır. Yüzey gerilme etkileri ve akım çizgileri eğriselliğinin dikkate alındığı bu yaklaşımın belirli bir yapı ve akım koşullarında geçerli olduğu rapor edilmiştir.

Ji ve ark. (2015), kanal içine batmış hidrofil (NACA66) bir yapı etrafındaki akımı Large Eddy Simulation (LES) kullanarak sayısal olarak modellemişler; yapı etrafındaki basınç ve hız alanını hesaplayarak kavitasyon oluşma koşullarını saptamışlardır. Hidrofoil etrafındaki akımın dinamik davranışının deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu, yapı çevresindeki basınç dalgalanmasının kavitasyon hacminin artmasında esas kaynağı teşkil ettiğini belirtmişlerdir.

Prasad ve ark. (2015), sığ suda batmış hidrofoil etrafındaki iki boyutlu, değişken, viskoz akımın sayısal modellenmesi için hesaplamalı akışkanlar dinamiği metodunu kullanmışlardır. Hidrofoil üzerindeki akımın profilini Akışkan Hacimleri Yöntemi ile hesap etmişlerdir. Standard k-ε türbülans modelini kullanarak elde ettikleri sayısal bulguları deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlar, hidrofoil etrafındaki akım özelliklerinin belirlenmesinde sayısal modellemenin oldukça başarılı olduğunu ifade etmişlerdir.

Karim ve ark. (2014), farklı batma derinliklerindeki hidrofoil (NACA0015) bir cisim etrafındaki akımı sayısal olarak modellemişlerdir. Reynolds-ortalama Navier Stokes denklemleri sonlu hacimler yöntemi ile Realizable k-ε türbülans modeli kullanılarak çözülmüştür. Serbest su yüzünün belirlenmesinde Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) kullanılmıştır. Sayısal modellemeye elde edilen bulgular deneysel ölçümlerle karşılaştırılmış; farklı batma derinliklerindeki hız konturları basınç değişimleri ve akım profilleri sunulmuştur.

Şimşek ve ark. (2016) eğrisel geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın özelliklerini belirlemeye yönelik sayısal ve deneysel çalışma yapmışlardır. Savak çevresindeki akımın hız alanını bir boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçmüşlerdir. Akımın hareketini idare eden temel denklemleri Standart k-ε,

Realizable k- ϵ , Renormalization k- ϵ , Shear Stress Transport k- ω ve Reynolds Stress türbülans modelleri kullanarak ANSYS Fluent programı ile sayısal olarak çözmüşlerdir. Su yüzünün belirlenmesinde Akışkan Hacimleri Yöntemi'ni (VOF) kullanmışlardır. Sayısal bulguların, deneysel ölçümlerle karşılaştırılması sonucunda, Renormalization k- ϵ türbülans modelinin hız alanını ve su yüzü profilini belirlemede diğer türbülans modellerine göre daha başarılı olduğu sonucuna ulaşmışlardır.

Mohammadzadeh-Habili ve ark. (2016), kret bölgesinde sınır tabakası ayrılmasının gerçekleştiği geniş başlıklı savak ve çeyrek dairesel savak üzerinden geçen akım ile ilgili deneysel çalışmalar gerçekleştirmişlerdir. Farklı geometrik konfigürasyona sahip savaklar için, rölatif enerji yüksekliğinin, debi katsayısı ve sınır tabakası ayrılması üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Geniş başlıklı savağa göre ön yüzü akım çizgisine uyarlanmış çeyrek dairesel savağın akımı mansaba iletmede daha yüksek performansa sahip olduğu, yani daha büyük debi katsayısına sahip olduğunu rapor etmişlerdir. Ayrıca çeyrek dairesel savak üzerinde negatif basınç bölgelerinin oluşmadığını saptamışlardır.



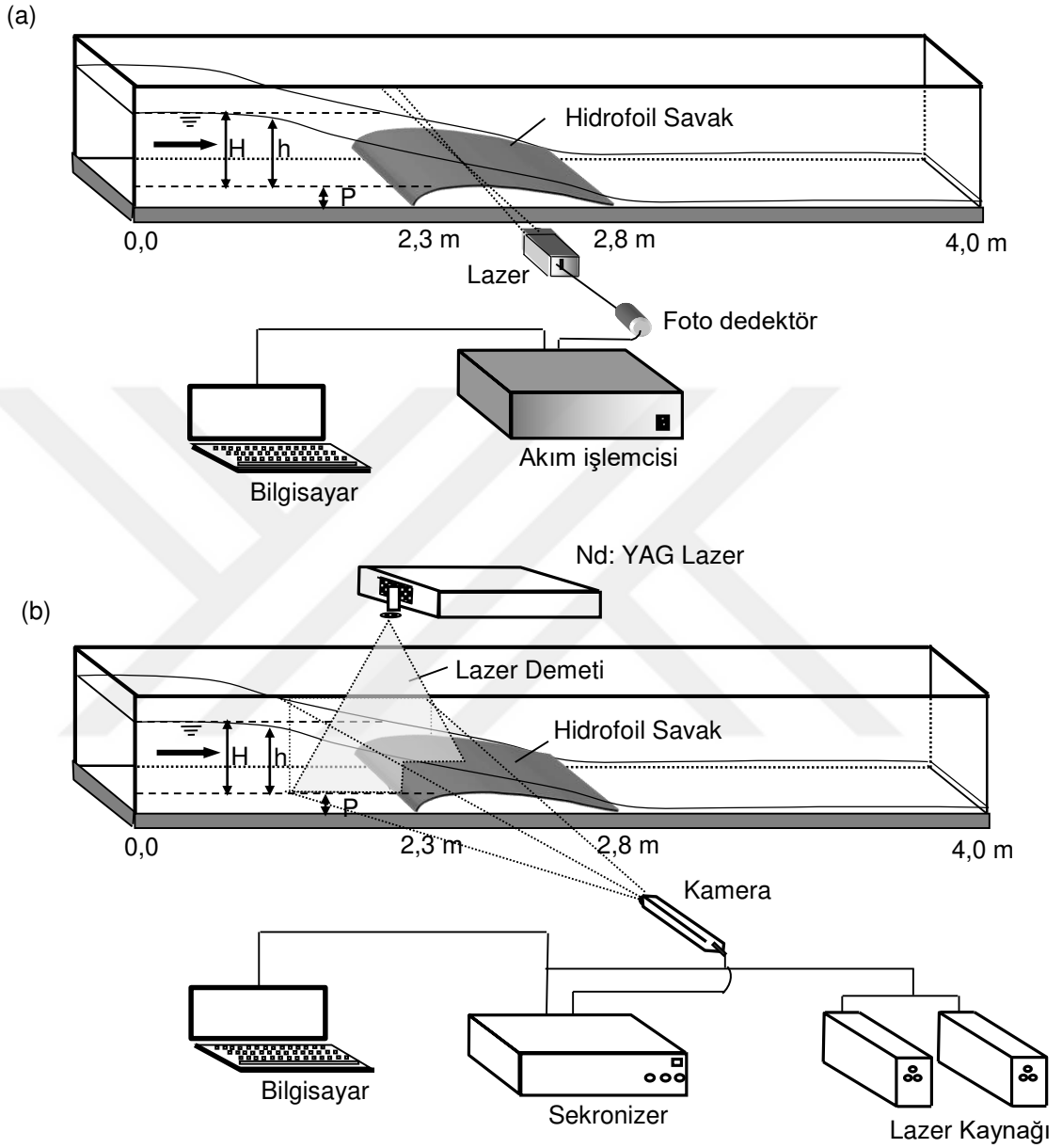
3. DENEY DÜZENEGİ VE YÖNTEMİ

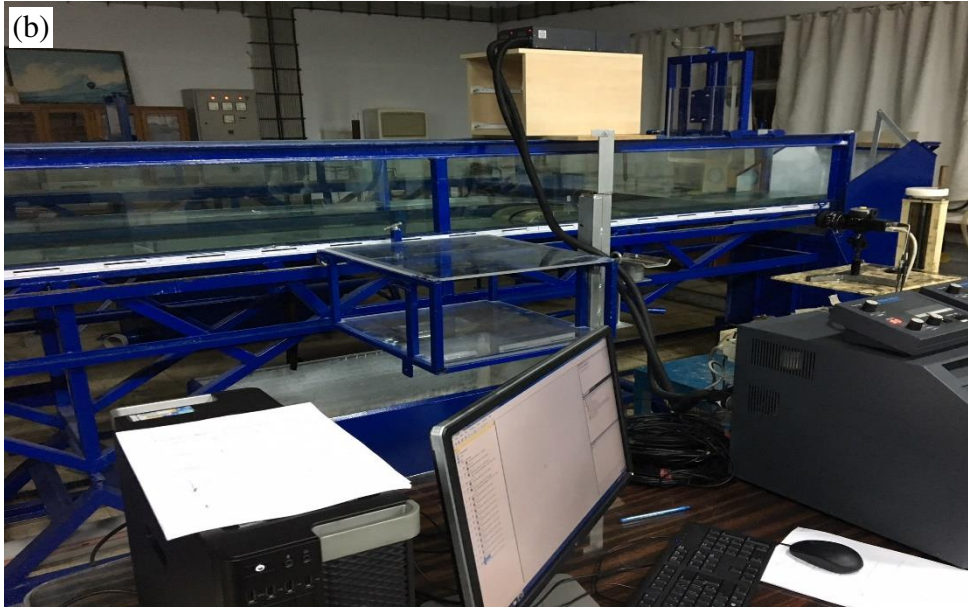
3.1. Deney Düzenegi

Hidrofoil savaklar üzerinden geçen akımın karakteristiklerinin belirlenmesine yönelik yapılan deneysel çalışmalar, Çukurova Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Bölümü Hidrolik Laboratuvarı'nda NACA0024 (N24), NACA0021 (N21) ve NACA0018 (N18) profilleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Profiller ile ilgili geometrik özellikler bir sonraki bölümde sunulmuştur. Hidrofoil savaklar 0,35 m derinliğinde, 0,35 m genişliğinde ve 4 m uzunluğunda, çeperleri camdan imal edilmiş, kapalı çevrim şeklinde çalışan bir açık kanal içerisine yerleştirilmiştir (Şekil 3.1. ve Şekil 3.2.). Deneyler, her bir hidrofoil savak için üç farklı akım koşulunda gerçekleştirilmiştir. Farklı kret yüksekliklerine sahip N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları için, deneylerde kullanılan akım koşulları giriş su yüksekliği (h), Froude sayısı $(Fr = V / \sqrt{gh})$ ve Reynolds sayısı $(Re = 4VR / \nu)$ cinsinden Çizelge 3.1.'de sunulmuştur. Hidrofoil savak üzerinden geçen akımla ilgili hız ölçümleri tek boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) (Dantec® LDA 62N04) ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm Cihazı (PIV) kullanılarak kanalın orta kesitinde gerçekleştirilmiştir. LDA ile yapılan ölçümlerde ortalama hız değerlerinin belirsizliği % 1 olarak elde edilmiştir. PIV ölçümlerinden ise anlık hız değerlerinin belirsizliği % 3'tür. Su yüzü profilleri deneysel olarak limnimetre ile belirlenmiştir. Akım karakteristiklerinin belirlenmesine yönelik yapılan bu çalışmaya ilave olarak, hidrofoil savaklar için debi katsayılarının saptanması amacıyla deneyler de yapılmış, her bir savak için 25 adet debi ve su derinliği ölçümü gerçekleştirilmiştir. Debilerin ölçülmesinde Şekil 3.3.'te gösterilen ultrasonik debimetre (TDS-100H Handhold Ultrasonic Flowmeter) kullanılmıştır. Debimetre ile ölçülen debi değerleri iki farklı yöntem kullanılarak kalibre edilmiştir. Birinci yöntemde kanalın sonunda bulunan 60×60 cm en kesit alanına sahip debi ölçme tankının 20 cm yüksekliğini baz alarak 10 değişik debi bulunmuş ve bu 10 değer de ortalaması alınarak savak akımı deneyi

için debi değeri saptanmıştır. İkinci yöntemde ise Lazer Doppler Anemometresi yardımıyla hız değeri ölçülerek süreklilik denkleminde debi değerleri hesaplanmıştır.







Şekil 3.2. Deney düzeneği; (a) LDA ölçüm sistemi, (b) PIV ölçüm sistemi



Şekil 3.3. Ultrasonik Debimetre

Çizelge 3.1. Deneysel akım koşulları

Hidrofoil Savak Tipleri	h (cm)	Q (m ³ /s)	Fr	Re
N18	10,65	0,007	0,192	232308
	12,45	0,012	0,239	255250
	13,80	0,016	0,280	270725
N21	11,40	0,007	0,165	242215
	13,40	0,012	0,215	266281
	15,10	0,016	0,247	284415
N24	11,70	0,007	0,152	246035
	13,80	0,012	0,200	270725
	15,30	0,016	0,240	286425

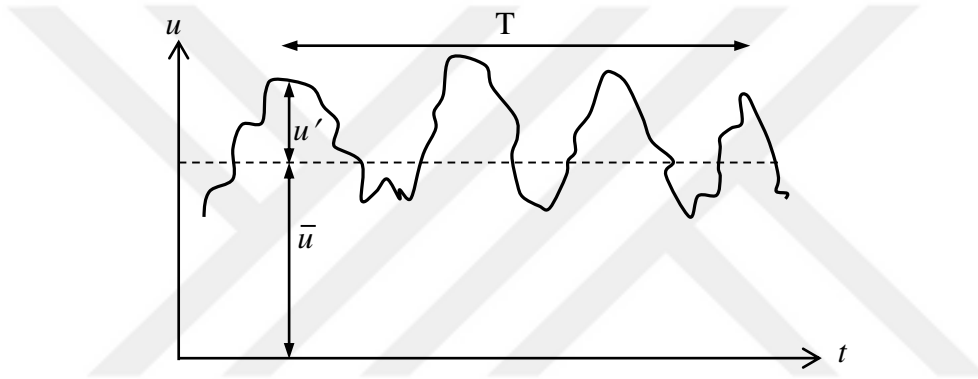
3.2. Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile Akım Hızının Ölçülmesi

Hız alanının ölçülmesinde kullanılan Lazer Doppler Anemometresi (LDA) DANTEC firmasının üretmiş olduğu tek boyutlu ölçüm yapan 62N04 modelidir. Lazer dalga uzunluğu 660nm, lazer demetleri arasındaki mesafe 60 mm ve ölçülebilen hız sapıncıları 0,7µm/s'den 4,6 mm/s'ye kadar değişebilmektedir. LDA sisteminde, foto dedektör ile birlikte BSA F30 (62N60) tipi akım işlemcisi kullanılmıştır. Ayrıca anlık ölçülen hızların prosesi, analizi ve grafiksel olarak işlenmesi Dantec LDA sistemi içinde yer alan BSA-Flow yazılımı ile gerçekleştirilmiştir.

Akım bölgesindeki hız-vektör alanının belirlenmesinde kızgın-tel (hot-wire), kızgın-film (hot-film), Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm Tekniği (PIV) yaygın olarak kullanılan elektronik cihazlardır. LDA ve PIV, diğerlerinin aksine, akımı rahatsız etmeden hassas bir şekilde anlık hızları sırasıyla noktasal ve düzlemsel olarak ölçebilmektedir. LDA ve PIV farklı zamanlarda düzlemsel veya noktasal ölçümlerle akım alanı karakteristiklerini, özellikle, ayrılmış akım bölgeleri ve karmaşık özelliklere sahip akımların topolojisini belirlemede diğer ölçüm cihazlarına kıyasla üstünlük göstermektedir. Bununla birlikte LDA, katı sınıra yakın bölgedeki noktasal hızların belirlenmesinde, bir başka ifade ile sınır tabakası bölgesindeki hız profilinin ve türbülans karakteristiklerinin daha hassas bir şekilde elde edilmesi hususunda PIV ölçüm tekniğine göre üstünlük göstermektedir.

Lazer Doppler Anemometresi, akış ortamında hareket eden küçük partiküller ile yayılan lazer ışınının doppler frekansında meydana gelen değişimi tespit ederek hız ölçümünü gerçekleştirir. LDA bir mercek tarafından kırılan ışınların ölçüm yapılan noktada odaklanması prensibine göre çalışmaktadır. Foto dedektör tarafından toplanan ölçümsel değerler, işlemci tarafından anlık olarak BSA Flow Software yazılımına gönderilmektedir. Lazer Doppler Anemometresi'nin çalışma prensibine ait daha geniş bilgi Durst ve ark. (1981), Ardıçlıoğlu (1994), Goldstein (2017) ve Şimşek (2017) tarafından verilmiştir.

Lazer Doppler Anemometresi, üç doğrultuda hareket kabiliyetine sahip bir çerçeve sistemine yerleştirilmekte ve bu sistemin üzerinde yer alan hareket kolları vasıtasıyla akım alanındaki istenilen bir noktada anlık hızların hassas bir şekilde ölçülmesini mümkün kılmaktadır. Ölçüm alınacak belli bir noktada, hızın bir T periyodu içerisinde anlık hız değerleri alınmaktadır. Bu değer akışkan içindeki partiküllerin sayısı ile orantılı bir şekilde değişmektedir. T integrasyon zamanı olup bu çalışmada 60 s olarak seçilmiştir (Şekil 3.4.).



Şekil 3.4. Türbülanslı akımda ortalama hızın belirlenmesi

Zaman ortalamalı hız büyüklükleri, anlık hız ölçümlerinin prosesi sonrasında elde edilmektedir. Ayrıca anlık hız değerleri ölçüldüğünden hız sapması u' , ve buna bağlı türbülans şiddeti I değerleri de elde edilebilmektedir. Anlık akım hızı u , ortalama akım hızı $\bar{u}$ ve hız sapması u' arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir:

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.1.)$$

Buradaki ortalama hız;

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u \quad (3.2.)$$

şeklinde hesap edilmektedir. Türbülans şiddeti (I), aşağıdaki gibi belirlenmektedir:

$$I = \frac{u'_{rms}}{\bar{u}} \quad (3.3.)$$

Türbülans şiddetinin hesabında kullanılan u'_{rms} , hız sapıcının kareler ortalamasının kareköküne eşittir:

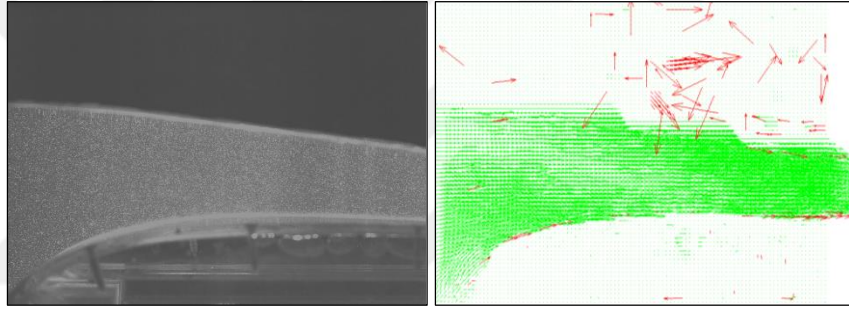
$$u'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u - \bar{u})^2} \quad (3.4.)$$

Burada N ölçülen hız numunesi sayısıdır.

3.3. Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçümü (PIV) Tekniği ile Akım Hızının Ölçülmesi

PIV yöntemi, akışı bozmadan, düzlemsel bir bölgedeki anlık hızları ölçerek akım karakteristiklerini belirlemektedir. Bu yöntemde, akımla birlikte hareket eden, mikron boyutundaki metal katı patiküllerin hızları aynı anda ölçülmektedir, (Akilli ve ark., 2004; Durhasan ve ark., 2013; Ozkan ve ark., 2012; Şahin ve ark., 2006), Hız ölçümlerinde parçacıkların akışkan hareketini takip ettiği düşüncesinden hareketle, akışkan partikülleri beslenir. Akım alanı içinde ölçüm yapmak istenilen bölge, lazer demeti ile aydınlatılarak bir görüntüleme yüzeyi oluşturulur. Ölçümlerde lazer kullanılmasının sebebi, çok küçük zaman aralıklarında yüksek enerji ile parlaması ve silindirik merceklerle bir demet haline getirilebilmesidir. Lazer belli zaman aralıkları ile ışıır ve iki ışıma arasında akıma bırakılmış olan parçacıkların belli zaman aralıklarında lazer demetine dik bir pozisyonda yerleştirilen CCD (Charge Coupled Device) kamera ile görüntüleri kayıt edilir. Deneylerde, 532 nm'lik bir çift dalga boyuna sahip kızıl ötesi radyasyon dalgası

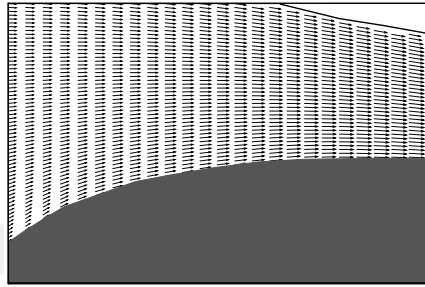
gönderebilen, her parlamada 120mJ enerjiye sahip, 1,5 mm kalınlığında lazer demeti gönderen, çift darbeli Nh: Yag lazeri ve saniyede 10 kare yakalayan 1024x1024 piksel çözünürlüğüne sahip CCD kamerası kullanılmıştır (Şekil 3.1.b.). Belirli zaman aralığında çekilen 192x142 mm boyutlarındaki görüntülerde yer alan parçacıkların yer değiştirmesinden hız alanı elde edilmektedir. CCD kamera ile alınan görüntüler birbirleriyle çapraz korelasyona sokulur. Şekil 3.5.'te hidrofoil savağın üst bölgesindeki akım alanı için kameradan aktarılan görüntüye kros-korelasyon uygulaması sonucu elde edilen işlenmemiş vektör alanı örnek olarak verilmiştir.



Şekil 3.5. Hidrofoil savak üzerinde (a) anlık kamera görüntüsü, (b) kros-korelasyon işleminden sonraki ham vektör alanı

Kameradan aktarılan anlık resimler bilgisayar içerisindeki bir resim karesi yakalayıcı ile okunmuş ve dijital resim dosyası formatında (TIFF) hafızaya kaydedilmiştir. Bu dijital resimlerin prosesi ve analizi DANTEC PIV sistemi içerisinde yer alan FLOWMAP yazılımı ile gerçekleştirilmiştir. Her bir bölgede toplam 1000 anlık görüntü kaydedilmiştir. FLOWMAP yazılımında elde edilen ham vektör alanlarının işlenmesi, sorgulama alanı içerisindeki sınırların belirlenmesi, yansımadan ve gölgelenmeden oluşan kötü vektörlerin tespiti V3 programı (Kahraman, 2002) ile yapılmıştır. Bu hatalı vektörlerin kaldırılması için CLEANVEC yazılımı kullanılmıştır. CLEANVEC yazılımı kullanılarak yapılan ileri proses işlemleri neticesinde elde edilen nihai vektör alanı Şekil 3.6.'da örnek

olarak sunulmuştur. Bu şekilde bilgisayar programı yardımı ile veriler işlenerek istenilen sunum ve istatistiksel bilgilere dönüştürülür. PIV hakkında daha geniş bilgi Keane ve Adrian (1990), Adrian (1991), Westerweel (1993), Kirkgoz ve ark. (2009), Sahin ve ark. (2007) ve Aköz ve ark. (2010) tarafından verilmiştir. Bu çalışmada kullanılan PIV sisteminin deney düzeneği Şekil 3.1.'de şematik olarak sunulmuştur.



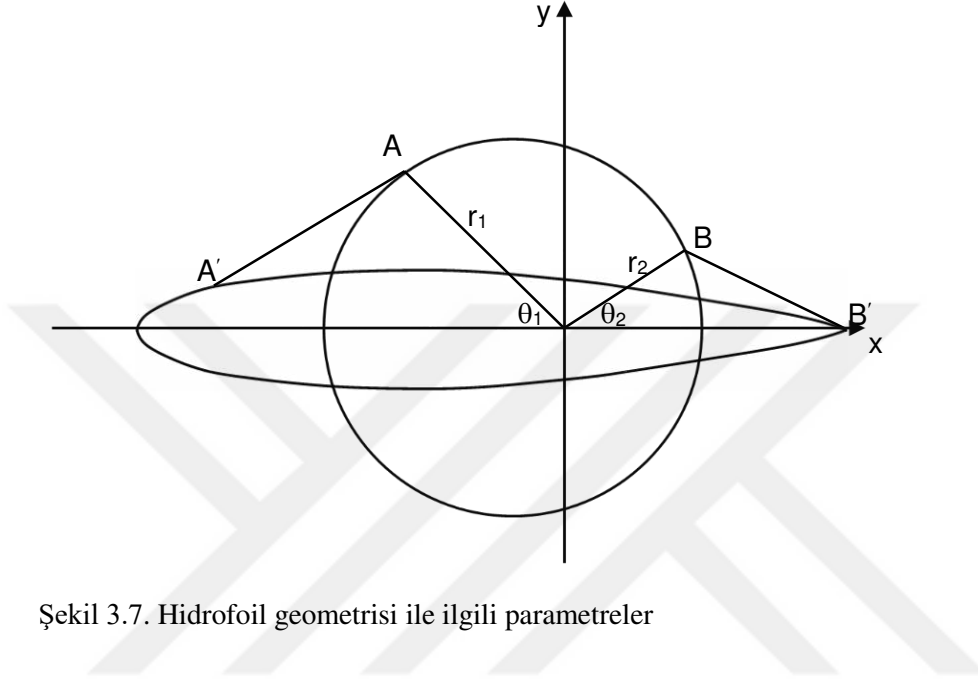
Şekil 3.6. İşlenmiş vektör alanı

3.4. Hidrofoil Savakların Geometrisi

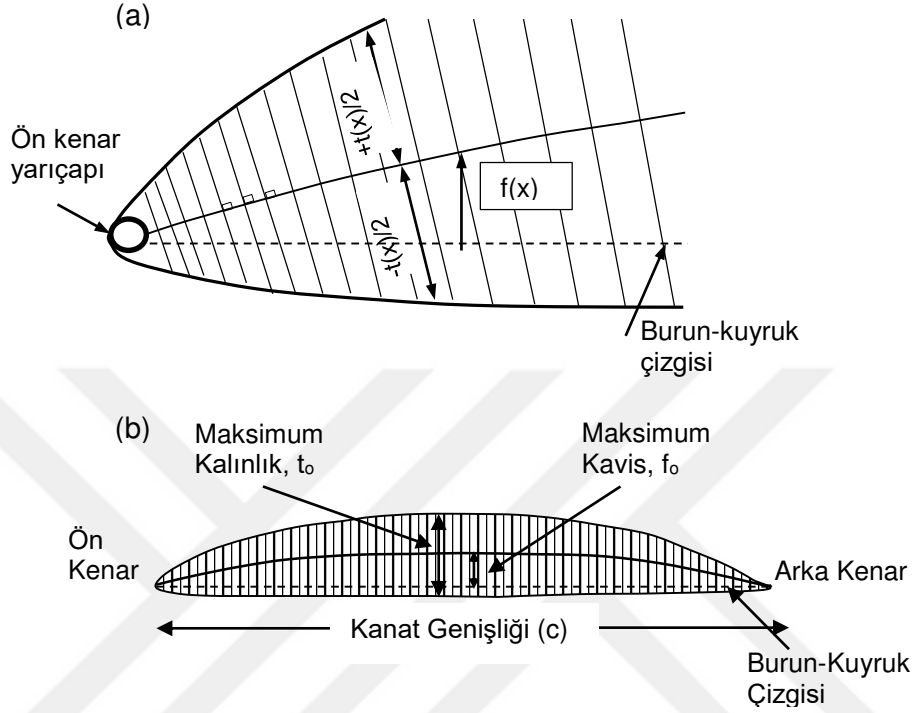
Bu çalışmada NACA0018 (N18), NACA0021 (N21), ve NACA0024 (N24) hidrofoil savak tipleri kullanılmıştır (Şekil 3.1.). Bu savakların geometrik boyutları Kutta-Joukowski Transformasyonu neticesinde elde edilmiştir (Pope, 1951). Kutta-Joukowski transformasyonu, çap uzunluğunun kanat genişliğine eşit olacak şekilde bir daire üzerindeki noktaların, y eksenı boyunca yer değiştirilmesi esasına dayanmaktadır. Kutta-Joukowski transformasyonu ile Şekil 3.7.'de gösterilen geometrik parametrelerin hesaplanması ve bununla ilgili daha geniş bilgi Pope (1951) tarafından verilmiştir.

Şekil 3.8.'de gösterilen Kutta-Joukowski transformasyonu ile elde edilen hidrofoil profil üzerindeki kesik çizgi, hidrofoil geometrisinin ön kenarındaki maksimum eğrilik noktası ile arka kenarı bağlamaktadır. Bu kesik çizginin uzunluğu hidrofoil kanat genişliğini (c) vermektedir. Şekildeki hidrofoil kesit, $f(x)$ çizgisinin maksimum değeri olan f_0 ve eksenel simetrik çizgisi $t(x)$ 'in maximum değeri olan t_0

arasındaki ortalama bir hattın kombinasyonu olarak düşünülebilir. Simetri çizgisi ile dik açı oluşturacak şekilde doğrular çizilerek kalınlık çizgisi belirlenir.



Şekil 3.7. Hidrofoil geometrisi ile ilgili parametreler



Şekil 3.8. Kutta-Joukowski transformasyonu ile elde edilen hidrofoil profil

Profilin alt ve üst yüzeyinde yer alan bu kalınlık çizgisi üzerindeki noktaların koordinatları, simetrik çizgisi orijin (0,0) kabul edilmek suretiyle aşağıdaki denklemler yardımıyla bulunabilir:

$$x_{\text{üst}} = x - \frac{t(x)}{2} \sin\theta \quad (3.5.)$$

$$y_{\text{üst}} = f(x) + \frac{t(x)}{2} \cos\theta \quad (3.6.)$$

$$x_{\text{alt}} = x + \frac{t(x)}{2} \sin\theta \quad (3.7.)$$

$$y_{alt} = f(x) - \frac{t(x)}{2} \cos \theta \quad (3.8.)$$

Burada θ simetri çizgisinin her bir x noktasındaki eğimini ifade etmektedir: $\theta = \arctan [df(x)/dx]$

Profilin ön eğrilik yarıçapı;

$$r_L = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\left[1 + \left(\frac{dt}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}}{\frac{d^2 t}{dx^2}} \quad (3.9.)$$

denklemini ile hesap edilir. Burada;

$$t^{(2)}(x) = t^{(1)}(x) \frac{[t_0/c]^{(2)}}{[t_0/c]^{(1)}} \quad (3.10.)$$

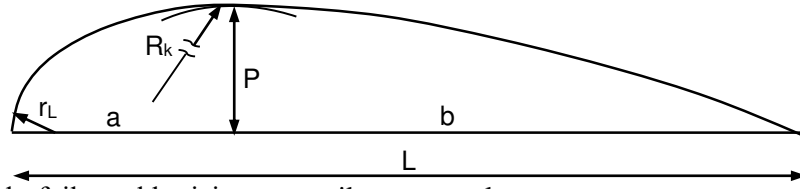
şeklinde ifade edilir. Profilin ön kısmında $x=0$ olması nedeniyle dt/dx eğimi sonsuza gider ve bu durumda eğrilik yarıçapı ile ilgili ifade aşağıdaki denkleme dönüşür.

$$r_L = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\left[\left(\frac{dt}{dx} \right)^2 \right]}{\frac{d^2 t}{dx^2}} = (\text{const}) \left(\frac{t_0}{c} \right)^2 \quad (3.11.)$$

NACA [güncellenmiş ismi ile NASA- National Aeronautics and Space Administration (Ulusal Havacılık ve Uzay Dairesi)], 1940'lı yıllarda çok sayıda sayısal veri kullanarak farklı isimlerle anılan çeşitli geometrik özelliklere sahip hidrofoil profiller oluşturmuştur (<http://airfoiltools.com/airfoil/naca4digit>). NACA tarafından NACA0018, NACA0021 ve NACA0024 olarak adlandırılan profillerin, simetri eksenlerinin üstünde kalan kısımları alınarak bu çalışmada kullanılan hidrofoil savak profilleri teşkil edilmiştir. Elde edilen profillerle ilgili koordinatlar Çizelge 3.2.'de sunulmuştur. Bu çalışmada kullanılan hidrofoil savaklarla ilgili geometrik parametreler Şekil. 3.9.'da gösterilmiştir. N18, N21 ve N24 savaklarının kanat genişlikleri birbirine eşit olup kalınlıkları (hidrofoil savak yüksekliği, P) sırasıyla 4,50 cm, 5,25 cm ve 6,00 cm'dir. Diğer parametrelerle ilgili bilgiler Çizelge 3.3.'te sunulmuştur.

Çizelge 3.2. Hidrofoil savakların geometrik koordinatları

	N18	N21	N24
x (cm)	y (cm)	y (cm)	y (cm)
0,000	0,0000	0,0000	0,0000
0,625	1,4205	1,6575	1,8940
1,250	1,9610	2,2880	2,6145
2,500	2,6660	3,1105	3,5545
3,750	3,1500	3,6750	4,2000
5,000	3,5120	4,0975	4,6825
7,500	4,0090	4,6770	5,3455
10,000	4,3030	5,0200	5,7375
12,500	4,4560	5,1985	5,9415
15,000	4,5015	5,2520	6,0020
20,000	4,3525	5,0780	5,8035
25,000	3,9705	4,6325	5,2940
30,000	3,4225	3,9930	4,5635
35,000	2,7480	3,2060	3,6640
40,000	1,9675	2,2955	2,6235
45,000	1,0860	1,2670	1,4480
47,500	0,6050	0,7060	0,8065
50,000	0,0945	0,1105	0,1260
50,000	0,0000	0,0000	0,0000



Şekil 3.9. Hidrofoil savaklar için geometrik parametreler

Çizelge 3.3. Hidrofoil savakların geometrisi ile ilgili parametrik değerler

Savak tipi	a (cm)	b (cm)	P (cm)	P/a	L (cm)	R_k (cm)	r_L
N18	15	35	4,50	0,30	50	73,53	0,0324
N21	15	35	5,25	0,35	50	62,77	0,0441
N24	15	35	6,00	0,40	50	55,25	0,0576



4. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ

Hidrofoil savak üzerinden geçen türbülanslı açık kanal akımının hareketini idare eden temel denklemler ve türbülans gerilmesinin modellenmesinde kullanılan yöntemler aşağıda açıklanmıştır:

4.1. 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) ve Stokes (1880) tarafından aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$\rho \left(u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial t} \right) = \rho X_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4.1.)$$

Denklemin x doğrultusu bileşeni aşağıdaki gibidir:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (4.2.)$$

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

$$\begin{aligned}
& \rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} + \rho \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial t} \\
& = \rho X - \frac{\partial}{\partial x}(\bar{p} + p') + \mu \nabla^2(\bar{u} + u')
\end{aligned} \tag{4.3.}$$

elde edilir. Bu denklemin ilk teriminin zamansal ortalaması,

$$\overline{\rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \rho \bar{u}' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho \bar{u}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} \tag{4.4.}$$

şeklinde yazılır. $\partial \bar{u}' / \partial x$ ve $\bar{u}'$ 'nün zamansal ortalamaları sıfır olduğundan (4.4.) denkleminin sağ tarafındaki ikinci ve üçüncü terimlerin zamansal ortalamaları sıfırdır. Böylece Denklem (4.3.)'deki terimlerin zamansal ortalamaları aşağıdaki gibi bulunur:

$$\overline{\rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho \bar{u}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} \tag{4.5.}$$

$$\overline{\rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial y}} = \rho \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \rho \bar{v}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial y} \tag{4.6.}$$

$$\overline{\rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial z}} = \rho \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \rho \bar{w}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial z} \tag{4.7.}$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x}(\bar{p} + p')} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \tag{4.8.}$$

$$\overline{\mu \nabla^2 (\bar{u} + u')} = \mu \nabla^2 \bar{u} \quad (4.9.)$$

Bu değerler (4.3.) denklemine yerine yazılırsa, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımında Reynolds hareket denkleminin x bileşeni elde edilir:

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) &= \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} \\ &\quad - \left(\overline{\rho u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{\rho v' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{\rho w' \frac{\partial u'}{\partial z}} \right) \end{aligned} \quad (4.10.)$$

Buna göre Reynolds denkleminin üç doğrultu için bileşenleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) &= \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u'^2}) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho u' v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho u' w'}) \end{aligned} \quad (4.11.)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \right) &= \rho Y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{v} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u' v'}) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho v'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho v' w'}) \end{aligned} \quad (4.12.)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right) &= \rho Z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u' w'}) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho v' w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho w'^2}) \end{aligned} \quad (4.13.)$$

Türbülanslı akımda kütle ve momentumun korunumunu idare eden temel denklemler, yani süreklilik ve Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes (RANS)

denklemleri kartezyen tansör notasyonunda (ortalamaları gösteren çizgiler ihmal edilmek suretiyle) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (4.14.)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) = \rho g_i - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} \quad (4.15.)$$

Denklem (4.14.) ve Denklem (4.15.)'de $\overline{u_i}$ ortalama hız bileşenlerini, $\overline{p}$ ortalama basıncı, μ akışkanın dinamik viskozitesini, ρ akışkanın yoğunluğunu, ρg_i yerçekiminin sebep olduğu kütleesel kuvveti, t zamanı, τ_{ij} ise türbülans (Reynolds) gerilmelerini ifade etmektedir.

Reynolds gerilmeleri Boussinesq yaklaşımına göre aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (4.16.)$$

Burada, $\overline{u_i'}$ ve $\overline{u_j'}$ türbülans hız sapınçları ve μ_t türbülans viskozitesi olup δ_{ij} Kronecker deltadır. 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 $\delta_{ij}=1$).

4.2. Türbülans Kapatma Modelleri

Üç boyutlu akışta, Reynolds denklemlerinde bir basınç, üç hız bileşeni bulunur. Türbülans kayma gerilmelerinin işleme katılmasıyla birlikte üç boyutlu akışta 6 adet değişken daha bilinmeyenler 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 (4.16.)’teki τ_{ij} ’nin hesaplanması ve böylelikle de denklem sisteminin kapatılması görevini üstlenmektedirler. Bu çalışmada, Standard k- ϵ (SKE) (Launder ve Spalding, 1972), Renormalization Group k- ϵ (RNG) (Yakhot, VSASTBCG ve ark., 1992; Yakhot ve Orszag, 1986), 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.

4.2.1. 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 bilinmeyeni 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 denklemine çok benzer bir formda ve basitleştirilmiş biçimde kullanılmaktadır.

k- ϵ modellerinde türbülans viskozitesi,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.17.)$$

formunu almaktadır. C_μ türbülans modeli sabitidir.

SKE türbülans modeli, iki denklemlilikli türbülans modelleri arasında ekonomikliğı 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 edildiğinde, bu transport denklemleri k ve ε için sırası ile;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (4.18.)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R \quad (4.19.)$$

şeklinde yazılabilir. Denklemlerdeki difüzivite terimleri:

$$\Gamma_\varepsilon = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{ ve } \Gamma_k = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \quad (4.20.)$$

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

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x} \quad (4.21.)$$

Denklem (4.19.)’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 ark., 1975; Launder ve Spalding, 1972). Denklem (4.18.) ve Denklem (4.19.) aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{değişim} \\ \text{miktarı} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{konveksiyonla} \\ \text{taşınımı} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{difüzyonla} \\ \text{taşınımı} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{üretim} \\ \text{miktarı} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{kayıp} \\ \text{miktarı} \end{array} \right\}$$

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

RNG türbülans modeli (Yakhot ve Orszag, 1986) tarafından geliştirilmiş (Yakhot, V. ve ark., 1992) iki denklemlilik bir model olup esas itibariyle Navier-Stokes denklemlerinden renormalization group teorisi kullanılarak elde edilmiştir. Bu modelde k ve ε için transport denklemleri denklem (4.18.) ve denklem (4.19.)'daki gibi yazılabilir. RNG modelinin, SKE modeline göre temel fark, sabitlerin farklı olması ve ilave terimlerin gelmesidir. RNG türbülans modelinde (4.18.) ve (4.19.) eşitliklerinde bulunan difüzyivite terimleri aşağıdaki gibidir:

$$\Gamma_{\varepsilon} = \alpha_{\varepsilon} \mu_{\varepsilon}, \Gamma_k = \alpha_k \mu_{\varepsilon} \quad (4.22.)$$

Burada akışkanın viskozitesi ile türbülans viskozitenin toplamı olan efektif viskozite

$$\mu_{\varepsilon} = \mu + \mu_t \quad (4.23.)$$

olup aşağıdaki adi diferansiyel denklemin çözümünden elde edilir:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon} \mu}\right) = 1,72 \frac{\mu_{\varepsilon} / \mu}{\sqrt{(\mu_{\varepsilon} / \mu)^3 - 1 + C_v}} d(\mu_{\varepsilon} / \mu) \quad (4.24.)$$

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,

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (4.25.)$$

ifadesiyle hesaplanır. Bu ifade, denklem (4.19.)’da yerine yazılıp denklemin sağındaki 3. terim ile birleştirilmesi halinde transport denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon_i u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.26.)$$

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

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (4.27.)$$

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

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.28.)$$

Burada S,

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad \text{ve} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.29.)$$

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 verdiği iddia edilmiştir (Yakhot, V. ve ark., 1992). 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 (4.30.)’da α_k ve α_ε parametreleri k ve ε için efektif Prandtl sayılarının tersini göstermekte olup, RNG teorisinden analitik olarak türetilen

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha + 2,3929}{\alpha_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\mu}{\mu_\varepsilon} \quad (4.30.)$$

ifadesinden hesaplanmaktadır. Burada $\alpha_0=1$ dir. Yüksek Reynolds sayılarında $(\mu/\varepsilon \langle l \rangle) \alpha_k = \alpha_\varepsilon \cong 1,393$ olmaktadır ((ANSYS, 2012)).

4.2.3. 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;

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (4.31.)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Denklem (4.31.)’de bulunan terimler,

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (4.32.)$$

$$\Omega_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (4.33.)$$

$$\Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (4.34.)$$

$$A_0 = 4, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi, \quad \phi = \frac{1}{3} \arccos(\sqrt{6}W) \quad (4.35.)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3} \quad (4.36.)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (4.37.)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} \quad (4.38.)$$

Burada,

$$C_1 = \max \left(0,43; \frac{S \frac{k}{\varepsilon}}{S \frac{k}{\varepsilon} + 5} \right) \quad (4.39.)$$

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).

4.2.4. Modified k- ω Tübulans 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, tübulans viskozitesine bir sönüm fonksiyonu eklenmiştir. İkinci transport denklemi olarak ε yerine tübulans kinetik enerjisinin özgül kayıp oranı, $\omega=\varepsilon/k$, kullanılmıştır. Bu model ile tübulans viskozitesi μ_t , k-denklemleri ve ω -denklemleri aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (4.40.)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega \quad (4.41.)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \quad (4.42.)$$

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

$$\alpha^* = \frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k}, \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_0}{3}, \quad \beta_0 = 0,072, \quad \text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6$$

$$\alpha = \frac{0,52}{\alpha^*} \frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / R_\omega}{1 + \text{Re}_t / R_\omega}, \quad \alpha_0 = \frac{1}{9}, \quad R_\omega = 2,95, \quad \sigma_k = 2, \quad \sigma_\omega = 2,$$

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

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

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).

4.2.5. SST 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 itibariyle 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:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k \quad (4.43.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{v_t} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \\ & + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4.44.)$$

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

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (4.45.)$$

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

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2} \quad \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \quad (4.46.)$$

$k-\omega$ için ϕ_1 sabitleri:

$$\sigma_{k1} = 0,85, \quad \sigma_{\omega1} = 0,5, \quad \beta_1 = 0,075, \quad \beta^* = 0,09, \quad \kappa = 0,41$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad (4.47.)$$

k-ε için ϕ_2 fonksiyonunun sabitleri:

$$\sigma_{k2} = 1,0, \quad \sigma_{\omega2} = 0,856, \quad \beta_2 = 0,0828, \quad \beta^* = 0,09, \quad \kappa = 0,41$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad (4.48.)$$

F_1 fonksiyonu aşağıdaki gibidir:

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4 \rho \sigma_{\omega2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \quad (4.49.)$$

Burada,

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (4.50.)$$

ve y en yakın duvar uzaklığını göstermektedir.

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:

$$\tau = \rho a_1 k \quad (4.51.)$$

Burada sabit değer $a_1=0,31$ 'dir. (4.51) denkleminin sağlanması için türbülans viskozitesi yeniden tanımlanırsa:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \zeta F_2)} \quad (4.52.)$$

$$F_2 = \tanh \left[\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \right] \quad (4.53.)$$

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.

4.2.6. Reynolds Stress Türbülans Modeli (RSM)

Reynolds Gerilmesi Modeli-Reynolds Stress Model (RSM) adını alan bu yöntem Reynolds gerilmelerinin $(\rho \overline{u'_i u'_j})$ doğrudan transport denklemlerinin çözümüyle hesaplanması esasına dayanır (Gibson ve Launder, 1978; Launder, 1989). Reynolds gerilmesi taşınım denkleminin Navier-Stokes ve RANS denklemlerinden basit matematiksel manipülasyonlarla birkaç adımda elde edilmeleri mümkündür. Söz konusu denklem Reynolds gerilmelerinin her bileşeni için tüm taşınım mekanizmasının fizikini 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 simülasyonlarda 7 adet ilave denklem çözülmesi gerekmektedir. Tahmin edileceği üzere RSM, hesaplama açısından masraflı bir modeldir.

Kaldırma kuvvetlerinin etkisi ihmal edildiğinde transport denklemleri aşağıdaki formda yazılabilir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + \phi_{ij} + \epsilon_{ij} \quad (4.54.)$$

Denklemin sağ tarafındaki terimler sırası ile

Türbülans difüzyon terimi:

$$D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + \rho \left(\overline{\delta_{kj} u'_i} + \overline{\delta_{ik} u'_j} \right) \right] \quad (4.55.)$$

Moleküler difüzyon terimi:

$$D_{L,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (4.56.)$$

Türbülans gerilmeleri üretim terimi:

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_k}}{\partial x_k} \right) \quad (4.57.)$$

Basınç-şekil değiştirme korelasyon terimi:

$$\Phi_{ij} = p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.58.)$$

Disipasyon terimi:

$$\varepsilon_{ij} = -2\mu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} \quad (4.59.)$$

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,

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial u'_j u'_i}{\partial x_k} \right) \quad (4.60.)$$

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,

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \\ & - C_2 \left[\left(P_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \rho_i \overline{u'_i u'_j}) \right) - \frac{1}{3} \left(P_{kk} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \rho_k \overline{u'_k u'_k}) \right) \right] + \phi_{ij,w} \end{aligned} \quad (4.61.)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $C_1=1,8$, $C_2=0,6$ alınmıştır. Sıkışmayan akım için dissipasyon terimi ise

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta_{ij} \quad (4.62.)$$

şeklinde tanımlanır. Bu denklemlerde geçen türbülans kinetik enerjisi $k = \overline{u_i u_i} / 2$ ifadesinden bulunabilirken bunun dissipasyonu olan ε fonksiyonu, denklem (4.19.)'da $R=0$, $C_{1\varepsilon}=1,44$, $C_{2\varepsilon}=1,92$, $\sigma_\varepsilon=1,0$ ve türbülans üretim terimi $G_k=0,05P_{ij}$ 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.

5. SAYISAL HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

5.1. Sonlu Hacimler Yöntemi

Hidrofoil savaklar ile etkileşime giren türbülanslı akımların hareketini idare eden diferansiyel denklemlerin sayısal olarak çözülebilmesi için cebrik denklem takımlarına dönüştürülmesi gerekmektedir. Bir denklemin ayrıklaştırılması için sonlu farklar, sonlu hacimler, sonlu elemanlar ve sınır elemanlar gibi farklı sayısal yöntemler kullanılabilir. Bu yöntemlerin uygulanmasında problemin özelliğine bağlı olarak hesaplama bölgesi nokta, alan ya da hacimlere ayrılır. Her bir nokta, alan veya hacimler için yazılan denklemler tüm sistem için cebrik denklem takımına dönüştürülür ve bilinen sınır şartlarının yerine konulması ile akım bölgesindeki bilinmeyen parametrelerin çözümü elde edilmiş olur (Connor ve Brebbia, 1976; Ferziger ve Peric, 2002; Hoffmann ve Chiang, 2000; Reddy, 1993; Taylor ve Hughes, 1981).

Yapılan bu çalışmada, özellikle akışkanlar mekaniği alanında çok yaygın olarak kullanılan ve pek çok paket programda çözüm tekniği olarak uygulanmış olan sonlu hacimler yöntemi temel diferansiyel denklemlerin ayrıklaştırmasında kullanılmıştır. Sonlu hacimler yönteminde denklemler çözülmeden önce hız ve basınç ile ilgili sınır koşulları ve akım debisinin belirlenmiş olması gerekmektedir. Debinin bilinmesi önemli olup, denklemlerin hangi hacim için çözüleceği net olarak saptanmalıdır. Sonlu hacimler yönteminde akım debisi küçük sonlu hacimlere bölünmekte ve ilgili denklemler her bir sonlu hacim için ayrı ayrı çözülmektedir.

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;

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_j \phi)}{x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S \quad (5.1.)$$

şeklinde ifade edilebilir (Johnson, 2016). Burada; u_j üç ayrı yöndeki hız bileşenlerini, ϕ akışın herhangi bir taşınım özelliğini, Γ difüzyon katsayısını ve S kaynak terimini göstermektedir. Denklem (5.1.)’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 (5.1.) süreklilik denkleminde dönüşecektir. Denklem (5.1.) üç boyutlu olarak açık bir biçimde ele alınırsa aşağıdaki gibi yazılır:

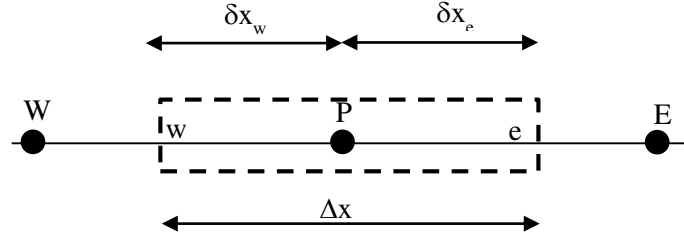
$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w\phi)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) + S \quad (5.2.)$$

Basit olması açısından, kaynak terim $=0$ kabul edilir ve problem bir boyutlu zamandan bağımsız olarak ele alınırsa denklem (5.2.) aşağıdaki forma indirgenir:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) \quad (5.3.)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) = 0 \quad (5.4.)$$

Şekil 5.1’de gösterilen kontrol hacmi için yukarıdaki denklemlerin integrali alınırsa aşağıda verilen denklem (5.5.) ve (5.6.) elde edilir.



Şekil 5.1. Tek boyutlu kontrol hacmi

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \quad (5.5.)$$

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w = 0 \quad (5.6.)$$

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 (5.7.)’de ayrı ayrı yazılmıştır ((Versteeg ve Malalasekera, 2007)).

$$F_w = (\rho u)_w, \quad F_e = (\rho u)_e, \quad D_w = \Gamma_w / \delta x_w, \quad D_e = \Gamma_e / \delta x_e \quad (5.7.)$$

Denklem (5.5.)’te verilen ayrıklaştırılmış konveksiyon–difüzyon denklemi ve denklem (5.6.)’da verilen süreklilik denklemi düzenlenmiş genel formda sırasıyla,

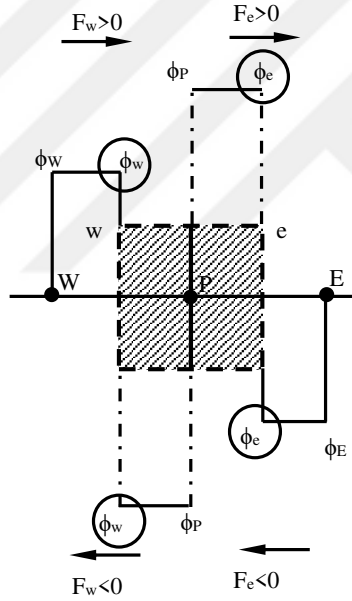
$$F_e \phi_e - F_w \phi_w = D_e (\phi_e - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_w) \quad (5.8.)$$

$$F_e - F_w = 0 \quad (5.9.)$$

şeklinde yazılır. Denklem (5.8.)'i çözebilmek için ϕ 'nin Şekil 5.1'deki e ve w yüzelerindeki değerlerini bulmak gerekmektedir. ϕ 'nin ara yüzlerdeki değerinin hesaplanmasında Birinci Mertebe Upwind, İkinci Mertebe Upwind ve QUICK yaklaşımları kullanılmaktadır. Bu çalışmada türbülans kinetik enerji için Birinci Mertebe Upwind, momentum için ise İkinci Mertebe Upwind yaklaşımları kullanılmıştır.

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

Upwind yaklaşımında herhangi bir ara yüzdeki değer, akım gelişi (upwind) tarafındaki noktaninkine eşit olarak alınır (Şekil 5.2.).



Şekil 5.2. Birinci Mertebe upwind yaklaşımı (sabit ekstrapolasyon)

Şekil 5.2' 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;

$$\phi_w = \phi_W \quad \text{ve} \quad \phi_e = \phi_P \quad (5.10.)$$

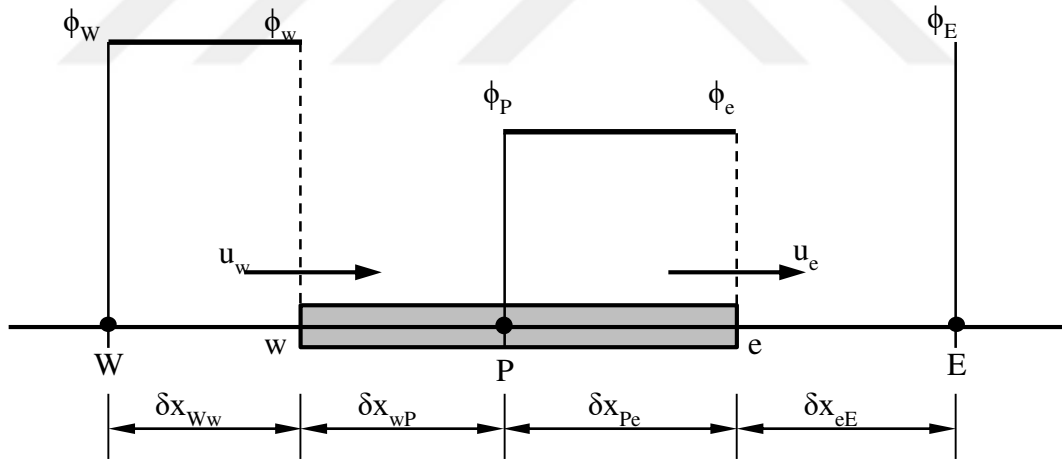
olur. Bu ifade denklem (5.8.) ile ayrıklaştırıldığında,

$$F_e \phi_P - F_w \phi_w = D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_w) \quad (5.11.)$$

şeklini alır ve genel formda denklem (5.12.) ve (5.13.) gibi ifade edilir.

$$(D_w + D_e + F_e) \phi_P = (D_w + F_w) \phi_w + D_e \phi_E \quad (5.12.)$$

$$[(D_w + F_w) + D_e + (F_e - F_w)] \phi_P = (D_w + F_w) \phi_w + D_e \phi_E \quad (5.13.)$$



Şekil 5.3. Akım doğrultusunda bir boyutlu kontrol hacmi

Eğer akış ters yönde (Şekil 5.4.) ise $u_w < 0$, $u_e < 0$ ($F_w < 0, F_e < 0$)

$$\phi_w = \phi_P \text{ ve } \phi_e = \phi_E \quad (5.14.)$$

eşitlikleri ile ayrıklaştırılmış denklem aşağıdaki gibi düzenlenir.

$$F_e \phi_E - F_w \phi_P = D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (5.15.)$$

$$\left[D_w + (D_e - F_e) + (F_e - F_w) \right] \phi_P = D_w \phi_W + (D_e - F_e) \phi_E \quad (5.16.)$$

Akımın yönü dikkate alınarak denklem (5.13.) ve (5.16.) genel formda yazılırsa denklem (5.17.) ifadesi elde edilir.

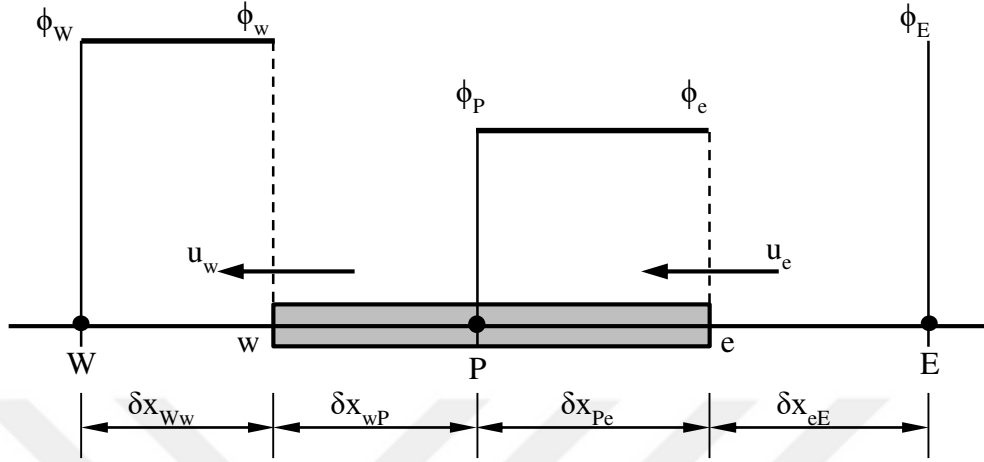
$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E \quad (5.17.)$$

Bu denklemdeki katsayılar denklem (5.18.), (5.19.) ve (5.20.)'de verilmiştir.

$$a_P = a_W + a_E + (F_e - F_w) \quad (5.18.)$$

$$a_W = D_w + F_w, \quad a_E = D_e \quad (F_w > 0, F_e > 0) \quad (5.19.)$$

$$a_W = D_w, \quad a_E = D_e - F_e \quad (F_w < 0, F_e < 0) \quad (5.20.)$$



Şekil 5.4. Akımın tersi yönünde bir boyutlu kontrol hacmi

Akımın yönüne bağlı olarak değişen katsayılar,

$$a_w = D_w + \max(F_w, 0) \quad (5.21.)$$

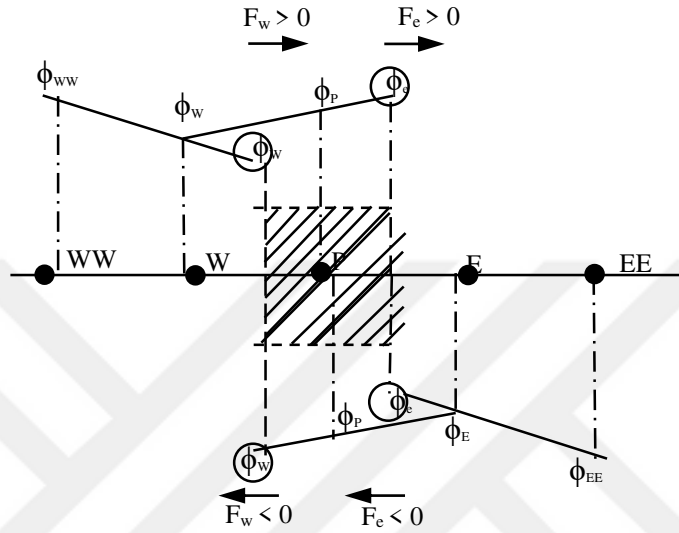
$$a_e = D_e + \max(0, -F_e) \quad (5.22.)$$

şeklinde ifade edilir (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

5.1.2. 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 5.5.'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 5.5. İkinci Mertebe Upwind yaklaşımı (Doğrusal ekstrapolasyon)

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

$$\phi_e = 1.5\phi_P - 0.5\phi_W \quad (5.23.)$$

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

$$\phi_e = 1.5\phi_E - 0.5\phi_{EE} \quad (5.24.)$$

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

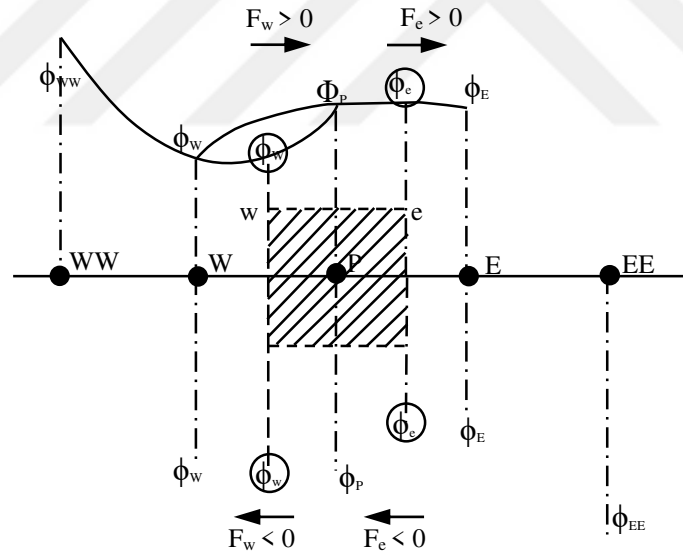
$$F_e \phi_e = (1.5\phi_P - 0.5\phi_W) \max(F_e, 0) - (1.5\phi_E - 0.5\phi_{EE}) \max(-F_e, 0) \quad (5.25.)$$

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

Bu çalışmada QUICK yaklaşımı kullanılmamasına rağmen aşağıda açıklaması sunulmuştur.

5.1.3. 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 5.6.'da görüldüğü gibi, akımın iki geliş ve bir gidiş noktasından geçen ikinci dereceden bir polinom uydurularak bulunur.



Şekil 5.6. QUICK yaklaşımı

ϕ_e değeri $u > 0$ ($F_e > 0$) ise denklem (5.26.), $u < 0$ ($F_e < 0$) durumunda ise denklem (5.27.) bağıntısı ile hesaplanır.

$$\phi_c = \frac{3}{8}\phi_E + \frac{6}{8}\phi_P - \frac{3}{8}\phi_W \quad (5.26.)$$

$$\phi_c = \frac{3}{8}\phi_P + \frac{6}{8}\phi_E - \frac{3}{8}\phi_{EE} \quad (5.27.)$$

Genel formda denklem aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$F_c \phi_c = \left[\frac{3}{8}\phi_E + \frac{6}{8}\phi_P - \frac{3}{8}\phi_W \right] \max(F_c, 0) - \left[\frac{3}{8}\phi_P + \frac{6}{8}\phi_E - \frac{3}{8}\phi_{EE} \right] \max(-F_c, 0) \quad (5.28.)$$

Benzer ifadeler ϕ_w için de yazılarak denklem (5.28.)’de yerine konularak ayrıklaştırılmış denklem elde edilir.

5.2. Zamana Bağlı Problemlerde Konveksiyon-Difüzyon Denkleminin Ayrıklaştırılması

Denklem (5.1.)’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.

5.2.1. “Açık” Yöntem

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

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -u \frac{\partial \phi}{\partial x} + \Gamma \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (5.29.)$$

Bu denklemin sağ tarafındaki uzaysal terimler, Şekil 5.1’de gösterilen kontrol hacmi üzerinde, merkezi farklar kullanılarak ayrıklaştırılırsa denklem (5.29.) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\phi_P^{n+1} - \phi_P^n}{\Delta t} = -u \frac{\phi_E^n - \phi_W^n}{2\Delta x} + \Gamma \frac{\phi_E^n - 2\phi_P^n + \phi_W^n}{\Delta x^2} \quad (5.30.)$$

(5.30.) denklemi aşağıdaki gibi düzenlenebilir:

$$\phi_P^{n+1} = \phi_P^n - \frac{u\Delta t}{2\Delta x} (\phi_E^n - \phi_W^n) + \frac{\Gamma\Delta t}{\Delta x^2} (\phi_E^n - 2\phi_P^n + \phi_W^n) \quad (5.31.)$$

$$\phi_P^{n+1} = (1 - 2F_0) \phi_P^n + \left(F_0 - \frac{CFL}{2}\right) \phi_E^n + \left(F_0 + \frac{CFL}{2}\right) \phi_W^n \quad (5.32.)$$

Denklem (5.32.)’de bulunan CFL ve F_0 değerleri

$$CFL = \frac{|u|\Delta t}{\Delta x}, \quad F_0 = \frac{\Gamma\Delta t}{\Delta x^2} \quad (5.33.)$$

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. F_0 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 (5.34.) şartını sağlaması gerekmektedir (Ferziger ve Peric, 2002).

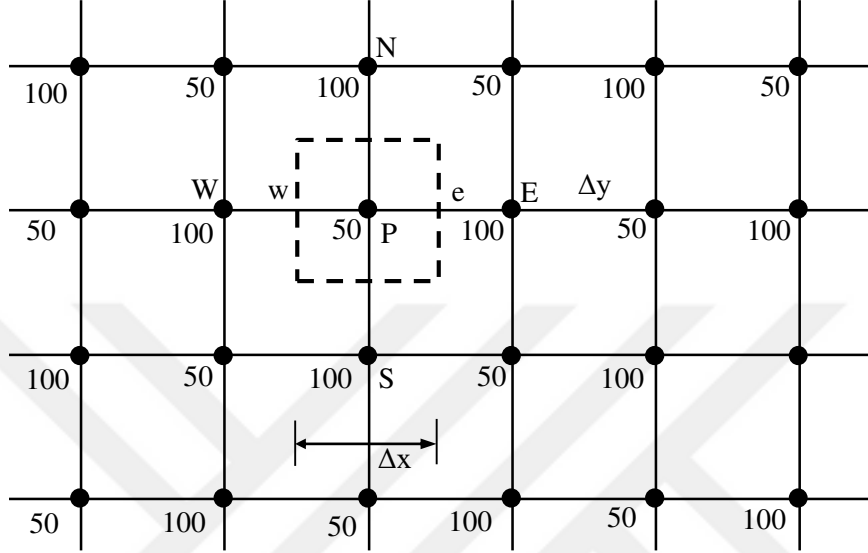
$$\Delta t < \frac{1}{2 \frac{\Gamma \Delta t}{\Delta x^2} + \frac{u}{\Delta x}} \quad (5.34.)$$

5.3. 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 gözükürken, 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 denklemleri yoğunluk için ve temel denklemlerin yanında enerji denklemleri de sıcaklık için transport denklemleri olarak 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 gözükmesine rağmen, bu durumda üniform olmayan basıncın, ayrıklaştırılmış momentum

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



Şekil 5.7. Basınç alanı

Şekil 5.7’de gösterilen ağda, basınç değerlerinin herhangi bir şekilde elde edildiği kabul edilsin. Buna göre u için momentum denkleminde basınç terimi lineer interpolasyon ile ayrıklaştırıldığında,

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_e - p_w}{\Delta x} = \frac{\frac{(P_E + P_p)}{2} - \frac{(P_p + P_w)}{2}}{\Delta x} = \frac{P_E - P_w}{2\Delta x} \quad (5.35.)$$

ve benzer şekilde v momentum denklemi için

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{P_N - P_S}{2\Delta y} \quad (5.36.)$$

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.

$$\frac{du}{dx} = 0 \quad (5.37.)$$

Bu ifadenin Şekil 5.1.'de gösterilen kontrol hacmi üzerinde integrasyonundan

$$\frac{u_p + u_E}{2} - \frac{u_w + u_p}{2} = u_E - u_w = 0 \quad (5.38.)$$

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.

5.3.1. Kaydırılmış Değişkenli Ağ Sistemi (Staggered Grid)

Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği'nde yaygın olan bu yöntem, ilk defa (Harlow ve Welch, 1965)) tarafından kullanılmıştır. Şekil 5.8'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, dikey oklar (↑) ise v hızlarını göstermektedir. Skaler hücrelerde u hızları, hücre ara yüzlerinin

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{P_p - P_w}{\Delta x_u} \quad (5.39.)$$

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

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{P_p - P_s}{\Delta y_v} \quad (5.40.)$$

yazılabilir. Burada Δy_v ise v kontrol hücresinin genişliğini göstermektedir.

Denklem (5.39) ve (5.40.) 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.

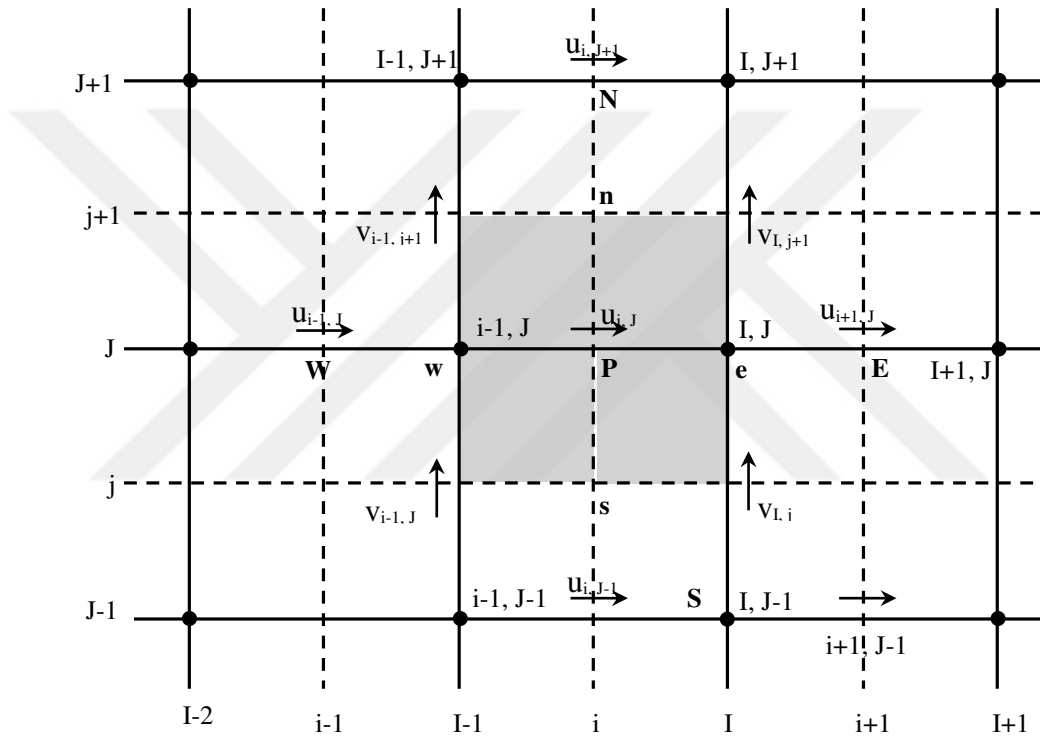
Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde momentum denkleminin ayrıklaştırılması gerekmektedir. Bunun için Şekil 5.8'e göre ayrıklaştırılmış momentum denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$a_{i,j} u_{i,j} = \sum a_{nb} u_{nb} - \frac{P_{i,j} - P_{i-1,j}}{\Delta x_u} \Delta V_u + \bar{S} \Delta V_u \quad (5.41.)$$

veya

$$a_{i,j} u_{i,j} = \sum a_{nb} u_{nb} + (P_{i-1,j} - P_{i,j}) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.42.)$$

(5.41.) 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 5.9’da ayrıntılı şekilde gösterilmiştir. $a_{i,j}$ ve a_{nb} terimlerinin katsayıları FOU, SOU vb. bir yaklaşım ile hesaplanabilir.



Şekil 5.9. 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.

$$F_w = (\rho u)_w = \frac{F_{i,j} + F_{i-1,j}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,j} + \rho_{i-1,j}}{2} \right) u_{i,j} + \left(\frac{\rho_{i-1,j} + \rho_{i-2,j}}{2} \right) u_{i-1,j} \right] \quad (5.43.)$$

$$F_e = (\rho u)_e = \frac{F_{i+1,j} + F_{i,j}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i+1,j} + \rho_{i,j}}{2} \right) u_{i+1,j} + \left(\frac{\rho_{i,j} + \rho_{i-1,j}}{2} \right) u_{i,j} \right] \quad (5.44)$$

$$F_s = (\rho v)_s = \frac{F_{i,j} + F_{i,j-1}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,j} + \rho_{i,j-1}}{2} \right) v_{i,j} + \left(\frac{\rho_{i-1,j} + \rho_{i-1,j-1}}{2} \right) v_{i-1,j} \right] \quad (5.45.)$$

$$F_n = (\rho v)_n = \frac{F_{i,j+1} + F_{i,j}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,j+1} + \rho_{i,j}}{2} \right) v_{i,j+1} + \left(\frac{\rho_{i-1,j+1} + \rho_{i-1,j}}{2} \right) v_{i-1,j+1} \right] \quad (5.46.)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_{i-1,j}}{x_i - x_{i-1}} \quad (5.47.)$$

$$D_e = \frac{\Gamma_{i,j}}{x_{i+1} - x_i} \quad (5.48.)$$

$$D_s = \frac{\Gamma_{i-1,j} + \Gamma_{i,j} + \Gamma_{i-1,j-1} + \Gamma_{i,j-1}}{4(y_j - y_{j-1})} \quad (5.49.)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_{i-1,j+1} + \Gamma_{i,j+1} + \Gamma_{i-1,j} + \Gamma_{i,j}}{4(y_{j+1} - y_j)} \quad (5.50.)$$

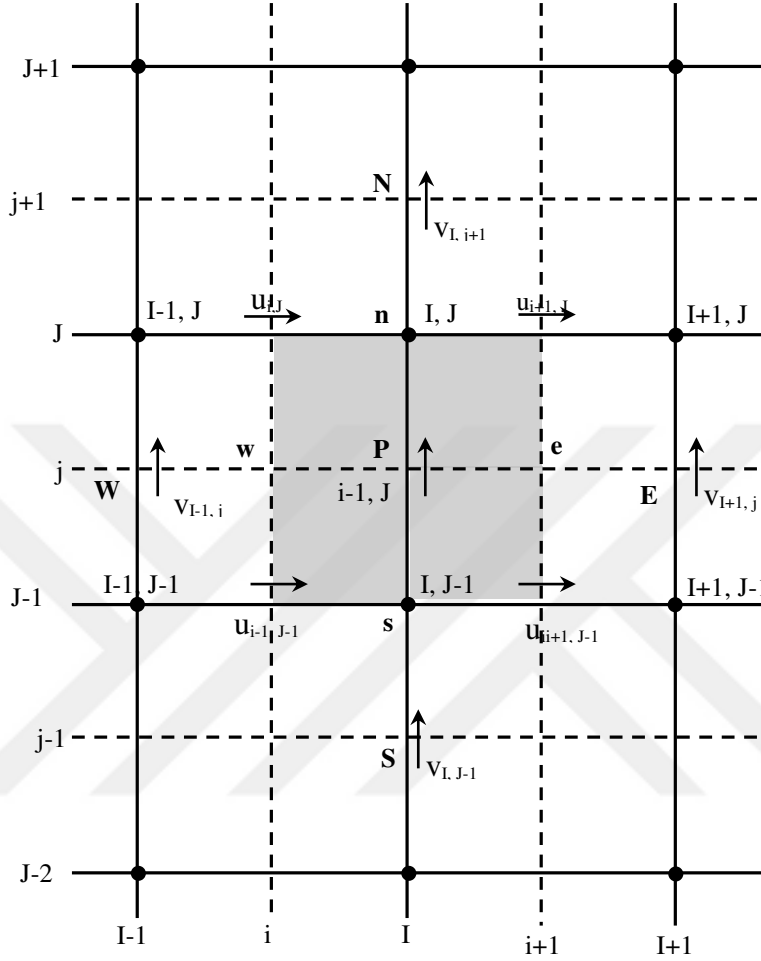
Bu eşitliklerde görüldüğü gibi, skaler değişkenler veya hızlar hesaplanırken u kontrol hücresi üzerindeki değerler kullanılır. Hesaplanmak istenen değer, en

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:

$$a_{I,j}v_{I,j} = \sum a_{nb}v_{nb} + (P_{I,J-1} - P_{I,J})A_{I,j} + b_{I,j} \quad (5.51.)$$

Denklem (5.51)'deki $\sum a_{nb}v_{nb}$ ifadesi komşu terimleri içermekte olup Şekil 5.10'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.



Şekil 5.10. Kaydırılmış değişkenli ağ sisteminde v kontrol hacmi üzerinde hızların gösterimi

$$F_w = (\rho u)_w = \frac{F_{i,J} + F_{i,J-1}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i,J} + \rho_{i-1,J}}{2} \right) u_{iJ} + \left(\frac{\rho_{i-1,J} + \rho_{i,J-1}}{2} \right) u_{i,J-1} \right] \quad (5.52.)$$

$$F_e = (\rho u)_e = \frac{F_{i+1,J} + F_{i+1,J-1}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{i+1,J} + \rho_{i,J}}{2} \right) u_{i+1J} + \left(\frac{\rho_{i,J-1} + \rho_{i+1,J-1}}{2} \right) u_{i+1,J-1} \right] \quad (5.53.)$$

$$F_s = (\rho v)_s = \frac{F_{I,j-1} + F_{I,J}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{I,j-1} + \rho_{I,J-2}}{2} \right) v_{I,j-1} + \left(\frac{\rho_{I,J} + \rho_{I,J-1}}{2} \right) v_{I,J} \right] \quad (5.54.)$$

$$F_{ns} = (\rho v)_n = \frac{F_{I,j-1} + F_{IJ}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_{I,J} + \rho_{I,J-1}}{2} \right) v_{IJ} + \left(\frac{\rho_{I,J+1} + \rho_{I,J}}{2} \right) v_{I,J+1} \right] \quad (5.55.)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_{I-1,J-1} + \Gamma_{I,J-1} + \Gamma_{I-1,J} + \Gamma_{I,J}}{4(x_I - x_{I-1})} \quad (5.56.)$$

$$D_e = \frac{\Gamma_{I,J-1} + \Gamma_{I+1,J-1} + \Gamma_{I,J} + \Gamma_{I+1,J}}{4(x_{I+1} - x_I)} \quad (5.57.)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_{I,J-1}}{y_j - y_{j-1}} \quad (5.58.)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_{I,J}}{y_{j+1} - y_j} \quad (5.59.)$$

Her iterasyonda F değerleri bir önceki iterasyonda hesaplanan u ve v hızları kullanılarak hesaplanır. Verilen bir basınç alanı için denklem (5.42.) ve (5.51.)’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).

5.3.2. 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. Ayırıklaştırılmış momentum denklemi öncelikle tahmini değerler ile çözülür.

$$a_{i,j} u_{i,j}^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + (p_{i-1,j}^* - p_{i,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.60.)$$

$$a_{i,j} v_{i,j}^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + (p_{i,j-1}^* - p_{i,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.61.)$$

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.

$$p = p^* + p' \quad (5.62.)$$

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

$$u = u^* + u' \quad (5.63.)$$

$$v = v^* + v' \quad (5.64.)$$

Denklem (5.42.)'den denklem (5.60.) ve denklem (5.51.)'den denklem (5.61.) çıkartılırsa sırasıyla aşağıdaki momentum denklemleri elde edilir:

$$a_{i,j} (u_{i,j} - u_{i,j}^*) = \sum a_{nb} (u_{nb} - u_{nb}^*) + \left[(p_{i-1,j} - p_{i-1,j}^*) - (p_{i,j} - p_{i,j}^*) \right] A_{i,j} \quad (5.65.)$$

$$a_{i,j} (v_{i,j} - v_{i,j}^*) = \sum a_{nb} (v_{nb} - v_{nb}^*) + \left[(p_{i,j-1} - p_{i,j-1}^*) - (p_{i,j} - p_{i,j}^*) \right] A_{i,j} \quad (5.66.)$$

denklem (5.62)- (5.64.) ifadeleri kullanılarak denklem (5.65.) ve denklem (5.66.) tekrar düzenlendiğinde aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$a_{i,j} u'_{i,j} = \sum a_{nb} u'_{nb} + (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) A_{i,j} \quad (5.67.)$$

$$a_{i,j} v'_{i,j} = \sum a_{nb} v'_{nb} + (p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) A_{i,j} \quad (5.68.)$$

Bu denklemlerdeki bazı terimlerin ihmal edilmesi veya küçük değişiklikler yapılması sonucu farklı algoritmalar ortaya çıkar. SIMPLE yönteminde denklem (5.67.)'de $\sum a_{nb} u'_{nb}$, denklem (5.68.)'de ise $\sum a_{nb} v'_{nb}$ terimleri ihmal edilir. Bu kabul yapılarak denklemler tekrar düzenlendiğinde denklem (5.69.) ve (5.70.) elde edilir.

$$u'_{i,j} = d_{i,j} (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \quad (5.69.)$$

$$v'_{i,j} = d_{i,j} (p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \quad (5.70.)$$

$d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j}}$ ve $d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j}}$ değerleri denklem (5.69.), denklem (5.70.) ve denklem

(5.63.) ve denklem (5.64.)'de yerine yazıldığında aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$u_{i,j} = u_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \quad (5.71.)$$

$$v_{I,j} = v_{I,j}^* + d_{I,j}(p_{I,j-1} - p_{I,j}) \quad (5.72.)$$

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

$$u_{i+1,j} = u_{i+1,j}^* + d_{i+1,j}(p'_{I,j} - p'_{I+1,j}) \quad (5.73.)$$

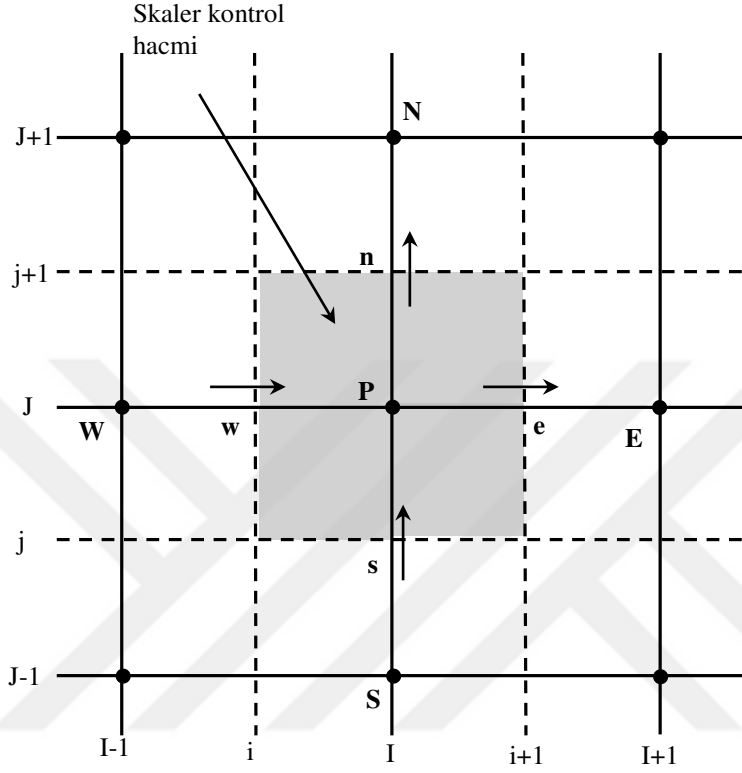
$$v_{i,j+1} = v_{i,j+1}^* + d_{i,j+1}(p'_{I,j} - p'_{I,j+1}) \quad (5.74.)$$

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 5.11’de görülen skaler hücre için süreklilik denklemi ayrıklaştırılırsa denklem (5.75.) elde edilir:

$$\left[(\rho u A)_{i+1,j} - (\rho u A)_{i,j} \right] + \left[(\rho v A)_{i,j+1} - (\rho v A)_{i,j} \right] = 0 \quad (5.75.)$$

$$\begin{aligned} & \left[\rho_{i+1,j} A_{i+1,j} (u_{i+1,j}^* + d_{i+1,j} (p'_{I,j} - p'_{I+1,j})) \right] \\ & - \left[\rho_{i,j} A_{i,j} (u_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{I-1,j} - p'_{I,j})) \right] \\ & + \left[\rho_{i,j+1} A_{i,j+1} (v_{i,j+1}^* + d_{i,j+1} (p'_{I,j} - p'_{I,j+1})) \right] \\ & - \left[\rho_{i,j} A_{i,j} (v_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{I,j-1} - p'_{I,j})) \right] = 0 \end{aligned} \quad (5.76.)$$



Şekil 5.11. Süreklilik denkleminin ayrıklaştırıldığı skaler kontrol hacmi

Denklem (5.76.) düzenlenerek aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$a_{I,J} p'_{I,J} = a_{I+1,J} p'_{I+1,J} + a_{I-1,J} p'_{I-1,J} + a_{I,J+1} p'_{I,J+1} + a_{I,J-1} p'_{I,J-1} + b'_{I,J} \quad (5.77.)$$

$$a_{I,J} = a_{I+1,J} + a_{I-1,J} + a_{I,J+1} + a_{I,J-1} \quad (5.78.)$$

$$a_{I+1,J} = (\rho dA)_{i+1,J} \quad (5.79.)$$

$$a_{I-1,J} = (\rho dA)_{i,J} \quad (5.80.)$$

$$a_{I,J+1} = (\rho dA)_{I,j+1} \quad (5.81.)$$

$$a_{I,J-1} = (\rho dA)_{I,j} \quad (5.82.)$$

$$b'_{I,J} = (\rho u^* A)_{i,j} - (\rho u^* A)_{i+1,j} + (\rho v^* A)_{I,j} - (\rho v^* A)_{I,j+1} \quad (5.83.)$$

Denklem (5.77.)-(5.83.)'de verilen ayrıklaştırılmış süreklilik denklemi, basınç düzeltme denklemi olarak kullanılır. Denklemdeki kaynak terim $b'_{I,J}$, 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.

$$p^{yeni} = p^* + \alpha_p p' \quad (5.84.)$$

$$u^{yeni} = \alpha_u u + (1 - \alpha_u) u^{n-1} \quad (5.85.)$$

$$v^{yeni} = \alpha_v v + (1 - \alpha_v) v^{n-1} \quad (5.86.)$$

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.

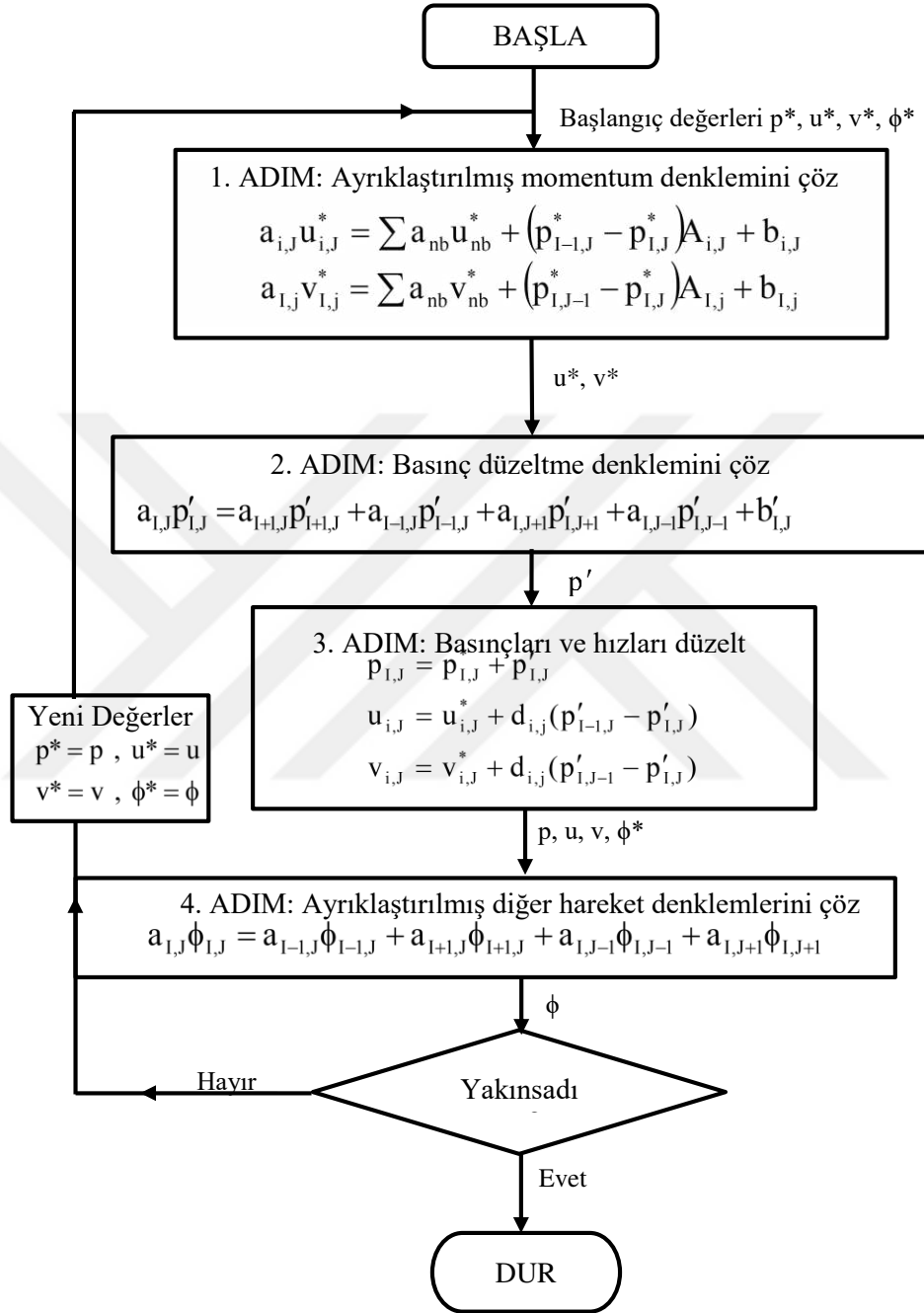
$$\frac{\alpha_{i,j}}{\alpha_u} u_{i,j} = \sum \alpha_{nb} u_{nb} + (P_{I-1,j} - P_{I,j}) A_{i,j} + b_{i,j} + \left[(1 - \alpha_u) \frac{\alpha_{i,j}}{\alpha_u} \right] u_{i,j}^{(n-1)} \quad (5.87.)$$

$$\frac{\alpha_{I,j}}{\alpha_v} v_{I,j} = \sum \alpha_{nb} v_{nb} + (P_{I,j-1} - P_{I,j}) A_{I,j} + b_{I,j} + \left[(1 - \alpha_v) \frac{\alpha_{I,j}}{\alpha_v} \right] v_{I,j}^{(n-1)} \quad (5.88.)$$

SIMPLE algoritmasının akış şeması Şekil 5.12.'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).

$$a_{i,j} u_{i,j}^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^* - p_{I,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.89.)$$

$$a_{I,j} v_{I,j}^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + (p_{I,j-1}^* - p_{I,j}^*) A_{I,j} + b_{I,j} \quad (5.90.)$$



Şekil 5.12. SIMPLE algoritmasına ait akış şeması

5.3.3. 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 (5.68.) ve denklem (5.69.) ile aynıdır, ayrıca bir düzeltme adımı daha vardır. PISO algoritmasındaki notasyonlar SIMPLE algoritmasına nazaran biraz daha farklıdır.

$$p^{**} = p^* + p' \quad (5.91.)$$

$$u^{**} = u^* + u' \quad (5.92.)$$

$$v^{**} = v^* + v' \quad (5.93.)$$

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

$$u_{i,j}^{**} = u_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \quad (5.94.)$$

$$v_{i,j}^{**} = v_{i,j}^* + d_{i,j} (p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \quad (5.95.)$$

Denklem (5.94.) ve denklem (5.95.), SIMPLE algoritmasındaki gibi denklem (5.75.)’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 (5.94.) ve denklem (5.95.) 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.

$$a_{i,j} u_{i,j}^{**} = \sum a_{nb} u_{nb}^* + (p_{I-1,j}^{**} - p_{I,j}^{**}) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.96.)$$

$$a_{i,j} v_{i,j}^{**} = \sum a_{nb} v_{nb}^* + (p_{I,j-1}^{**} - p_{I,j}^{**}) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.97.)$$

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

$$a_{i,j} u_{i,j}^{***} = \sum a_{nb} u_{nb}^{**} + (p_{I-1,j}^{**} - p_{I,j}^{**}) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.98.)$$

$$a_{i,j} v_{i,j}^{***} = \sum a_{nb} v_{nb}^{**} + (p_{I,j-1}^{**} - p_{I,j}^{**}) A_{i,j} + b_{i,j} \quad (5.99.)$$

Denklem (5.96.)’nin denklem (5.98.)’den, denklem (5.97.)’nin ise denklem (5.99.)’den çıkarılmasıyla sırasıyla aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$u_{i,j}^{***} = u_{i,j}^{**} + \frac{\sum a_{nb} (u_{nb}^{**} - u_{nb}^*)}{a_{i,j}} + d_{i,j} (p_{I-1,j}'' - p_{I,j}'') \quad (5.100.)$$

$$v_{i,j}^{***} = v_{i,j}^{**} + \frac{\sum a_{nb}(v_{nb}^{**} - v_{nb}^*)}{a_{i,j}} + d_{i,j}(p_{i,j-1}'' - p_{i,j}'') \quad (5.101.)$$

Yukarıdaki denklemlerde p'' ikinci basınç düzeltmesidir. Bu durumda

$$p^{***} = p^{**} + p'' \quad (5.102.)$$

yazılabilir. u^{***} ve v^{***} hızlarının ayrıklaştırılmış süreklilik denklemi olan denklem (5.75.)'te yerine yazılmasıyla ikinci basınç düzeltme denklemi elde edilir. Bu denklem düzenlenerek aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$a_{i,j} p_{i,j}'' = a_{i+1,j} p_{i+1,j}'' + a_{i-1,j} p_{i-1,j}'' + a_{i,j+1} p_{i,j+1}'' + a_{i,j-1} p_{i,j-1}'' + b_{i,j}'' \quad (5.103.)$$

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

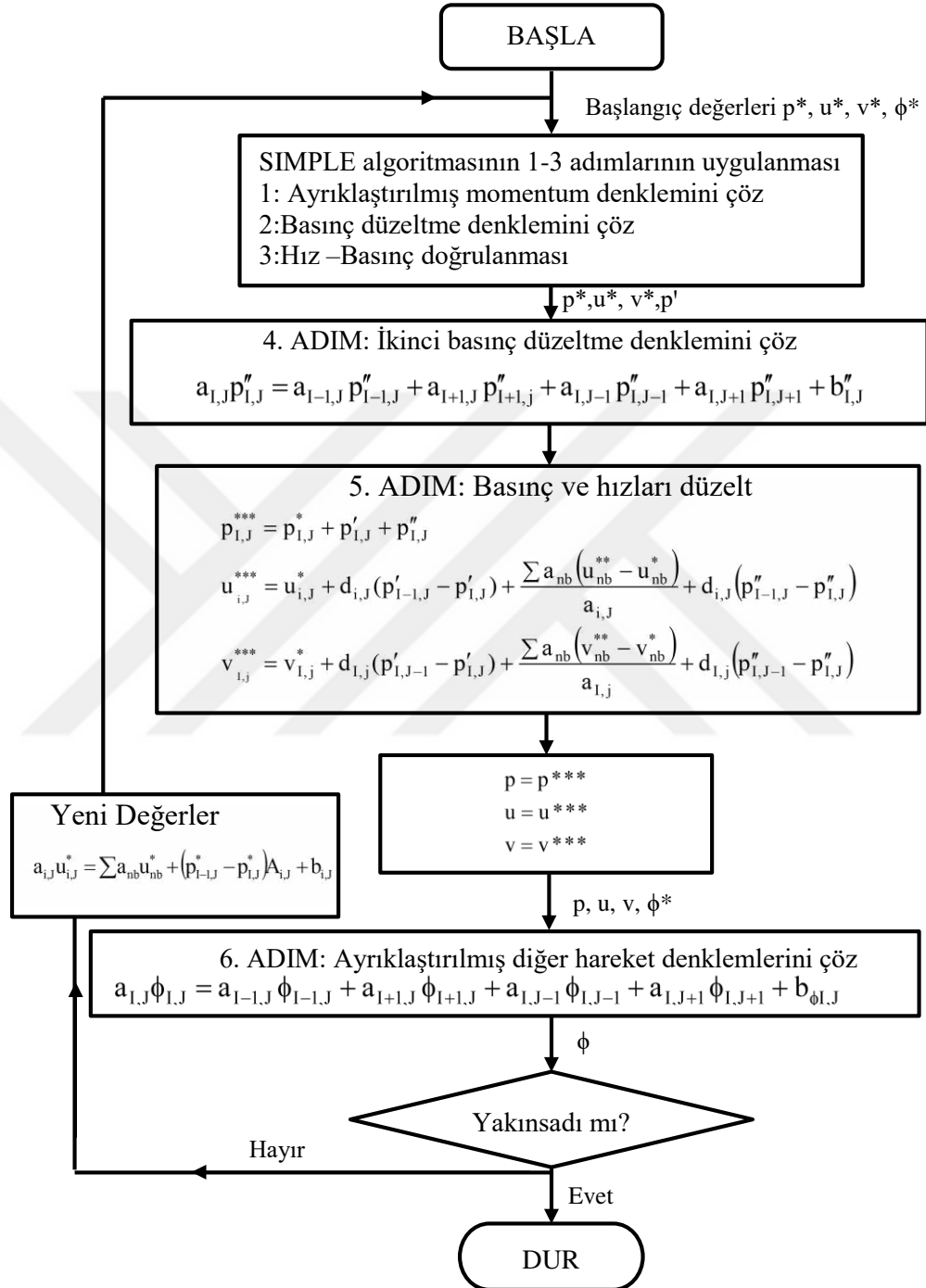
$$b_{i,j}'' = \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i,j} \sum a_{nb} (u_{nb}^{**} - u_{nb}^*) - \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i+1,j} \sum a_{nb} (u_{nb}^{**} - u_{nb}^*) + \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i,j} \sum a_{nb} (v_{nb}^{**} - v_{nb}^*) - \left(\frac{\rho A}{a} \right)_{i,j+1} \sum a_{nb} (v_{nb}^{**} - v_{nb}^*) \quad (5.104.)$$

Denklem (5.104.)'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;

$$p^{***} = p^{**} + p'' = p^* + p' + p'' \quad (5.105.)$$

denklemleri ifade edilir ve sonunda ikinci defa düzeltilmiş hızlar denklem (5.100.) ve denklem (5.101.)'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 5.13. PISO algoritmasına ait akış şeması

5.3.4. 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 (5.106.) ve (5.107.)’de v-düşey hız düzeltme formülü ise denklem (5.108.) ve (5.109.)’da verilmiştir.

$$u'_{i,j} = d_{i,j}(p'_{I-1,j} - p'_{i,j}) \quad (5.106.)$$

$$d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j} - \sum a_{nb}} \quad (5.107.)$$

$$v'_{i,j} = d_{i,j}(p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \quad (5.108.)$$

$$d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j} - \sum a_{nb}} \quad (5.109.)$$

SIMPLEC algoritmasının SIMPLE algoritmasından tek farkı, denklem (5.107.) ve (5.109.)’da verilmiş d terimlerinin farklı şekilde hesaplanmasıdır (Versteeg ve Malalasekera, 2007).

5.4. Hidrofoil Savak Akımının (HAD) ile modellenmesi**5.4.1. 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 modellenabilmektedir. 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:

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu \ell_\mu \sqrt{k} \quad (5.110.)$$

(5.110.) denklemindeki ℓ_μ uzunluk ölçeği aşağıdaki gibidir:

$$\ell_\mu = y C_\ell^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (5.111.)$$

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 (1998) tarafından aşağıdaki bağıntı önerilmiştir:

$$\mu_{t,enh} = \lambda_\varepsilon \mu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,2layer} \quad (5.112.)$$

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:

$$\lambda_{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (5.113.)$$

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:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\ell_{\varepsilon}} \quad (5.114.)$$

(5.114.) denklemindeki ℓ_{ε} uzunluk ölçeği aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

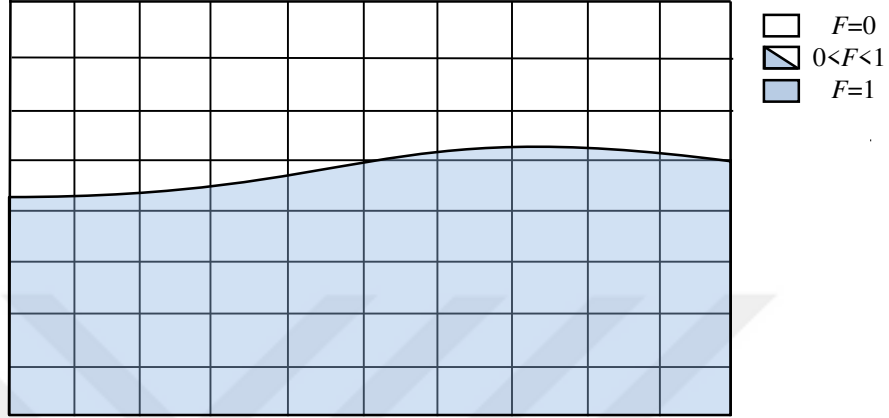
$$\ell_{\varepsilon} = yC_{\ell}^* (1 - e^{-Re_y/A_{\varepsilon}}) \quad (5.115.)$$

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

5.4.2. Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluids- VOF) ile Serbest Su Yüzünün Hesaplanması

Sayısal modellemelerde, serbest su yüzünün bulunmasında Akışkan Hacimleri yöntemi (Volume of Fluid-VOF) güvenilir bir teknik olarak kullanılmaktadır (Hirt ve Nichols, 1981). Bu yöntem, sayısal hesaplama ağında, sıvı ile havanın ara kesitindeki ağ elemanları hacimlerinin belirli zaman aralıklarında akışkan ile doluluk oranlarının hesaplanmasını esas alarak yüzey profilinin seçilmiş zaman adımlarında hesaplanmasını gerçekleştiren bir sürece dayanmaktadır. Doluluk oranını temsilen $F=1$ için ağ elemanı sıvı ile tam dolu, $F=0$ için boş (hava ile dolu) ve $0 < F < 1$ için sıvı ile kısmen dolu olmakta (Şekil 5.14.), böylece her bir

zaman adımımda hesaplama ağı içerisindeki akım yüzeyinin konumu tespit edilebilmektedir.



Şekil 5.14. Ağ elemanlarının doluluk oranı

Herhangi bir hücre içerisindeki serbest yüzeyi eğime sahip yüzeyin yeri ve eğimi belirlenmek istendiğinde, kendisini çevreleyen hücreleri dikkate alan bir algoritma kullanılmaktadır. VOF yöntemi ile serbest yüzeyin hesabı 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.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla F = 0 \quad (5.116.)$$

Hesaplama sürecinde, herhangi bir hesaplama adımında temel denklemlerin sayısal çözümünden bulunan akım hızları, profilin bir sonraki zaman adımındaki yerinin hesaplanmasında veri olarak kullanılmaktadır. Akışkan Hacimleri Modeli ile serbest su yüzünün hesaplanmasında “Geo-Reconstruct” yaklaşımı kullanılacaktır

(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.

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

Bu çalışmadaki sayısal hesaplamalarda tasarlanan hesaplama ağının sonuçlar üzerindeki etkisini incelemek ve sayısal çözümü hesaplama ağından 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:

$$d_3 < d_2 < d_1 \quad (5.117.)$$

$$e_{12} = u_1 - u_2, \quad e_{23} = u_2 - u_3, \quad r_{12} = \frac{d_1}{d_2}, \quad r_{23} = \frac{d_2}{d_3} \quad (5.118.)$$

$$p = \frac{1}{\ln(r_{23})} \ln \left(\frac{(r_{23}^p - 1)e_{12}}{(r_{12}^p - 1)e_{23}} \right) \quad (5.119.)$$

$$E_{23} = \frac{u_3 - u_2}{u_3} \quad (5.120.)$$

$$GCI_{23}^{ince} = F_s \frac{|E_{23}|}{r_{23}^p - 1} \quad (5.121.)$$

ifadeleri ile verilen değerler belirlenir. Denklem (5.118.)’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}^{ince} 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. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde N18, N21 ve N24 profilli hidrofoil savaklar ile etkileşime giren açık kanal akımı ile ilgili deneysel ve sayısal bulgular sunulmuştur. Akımın hız-vektör alanı ile ilgili ölçümler tek boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm Cihazı (PIV) ile gerçekleştirilmiştir. Akım alanındaki hız dağılımları, su yüzü profilleri, türbülans şiddetleri, basınç dağılımları ve türbülans karakteristikleri grafiksel olarak sunulmuştur. Buna ilave olarak hidrofoil savaklarla ilgili debi katsayıları tespit edilmiş, yapı ve akım koşullarına bağlı değişimleri verilmiştir. N18, N21 ve N24 hidrofoil savak üzerinden geçen akımın hareketini idare eden denklemler sayısal olarak çözülmüş ve deneysel ölçümlerle karşılaştırılarak bu çalışmada kullanılan türbülans modellerinin performansları test edilmiştir.

6.1. Deneysel Bulgular

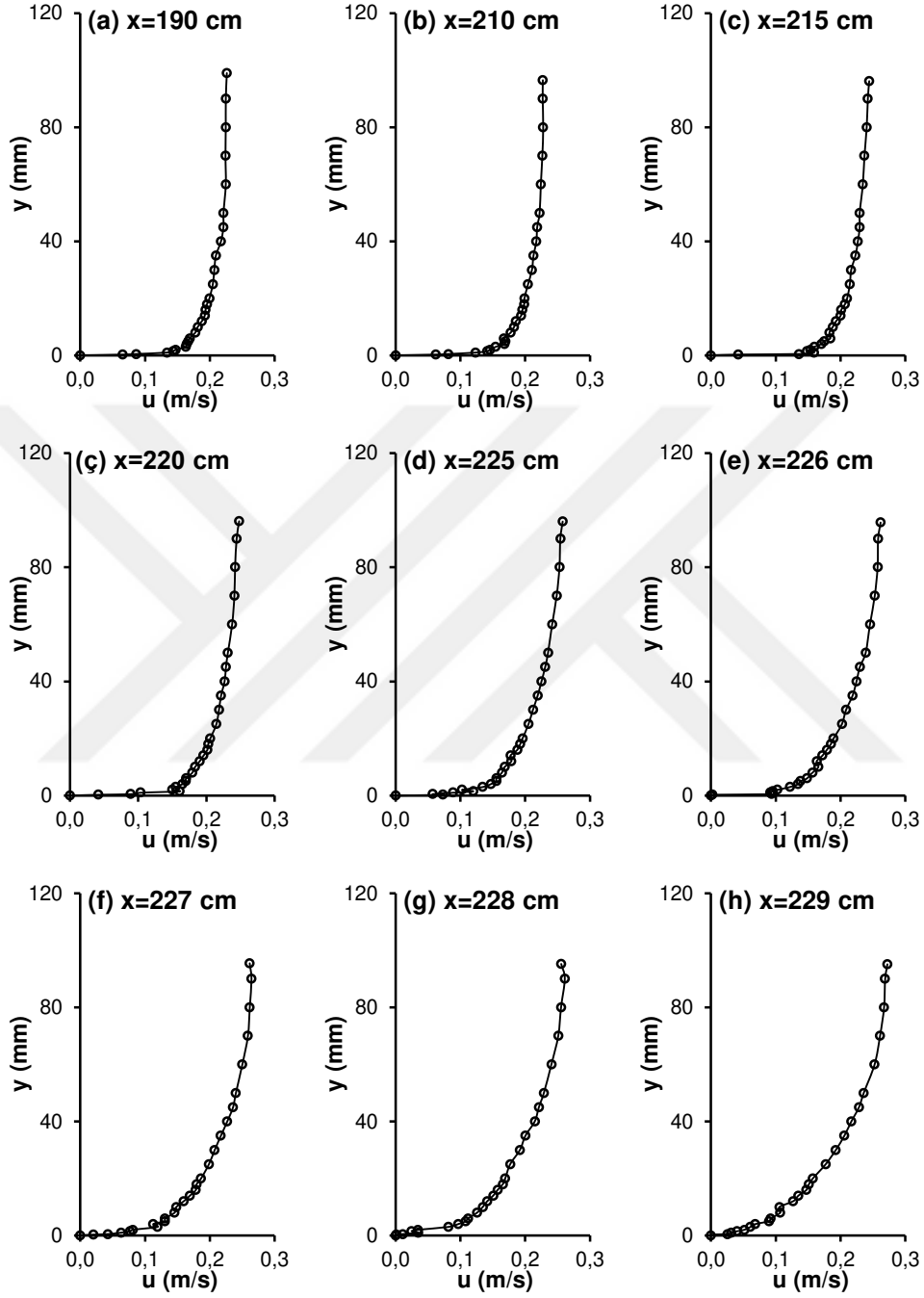
6.1.1. Deneysel Hız Profilleri

Bu çalışmada N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklar üzerinden geçen akımın hız alanları LDA ve PIV ile ölçülmüştür. Deneysel ölçümler $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debilerinde gerçekleştirilmiştir. LDA ile kanal eksenini boyunca farklı kesitlerde ölçülen Q_1 , Q_2 ve Q_3 debilerindeki hızların derinlik boyunca değişimleri N18 hidrofoil savağı için sırasıyla Şekil 6.1. Şekil 6.2. ve Şekil 6.3.; N21 hidrofoil savağı için sırasıyla Şekil 6.4., Şekil 6.5. ve Şekil 6.6.; N24 hidrofoil savağı için de sırasıyla Şekil 6.7. Şekil 6.8. ve Şekil 6.9.'da sunulmuştur. Savak üzerindeki hız dağılımları ile ilgili grafikler bileşke hızın değişimini gösterirken diğer bölgelerde ise x doğrultusundaki hız bileşeninin derinlik boyunca değişimini göstermektedir.

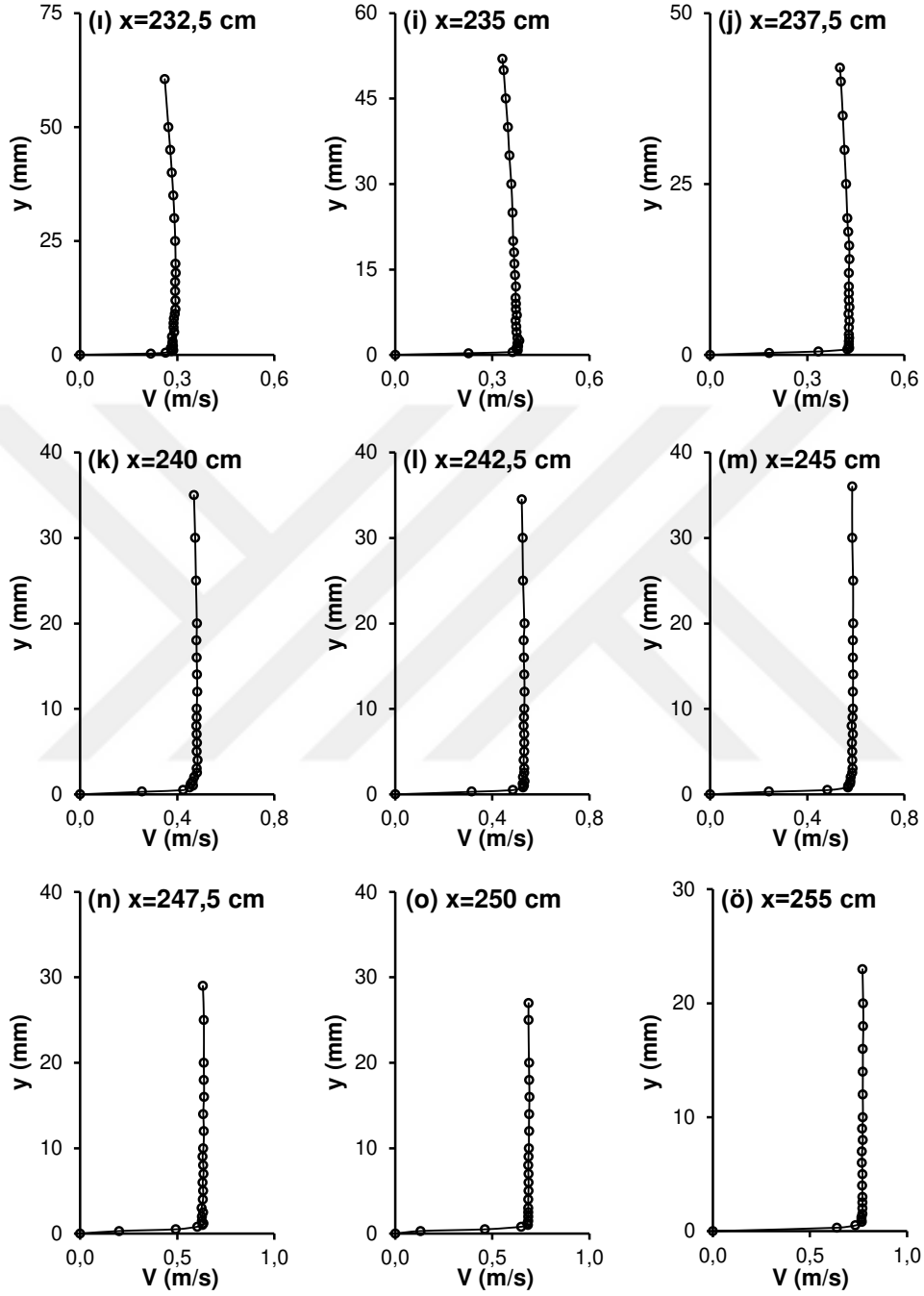
Şekiller incelendiğinde her üç savak tipi için de debinin artması ile birlikte savağın membasında, savak üzerinde ve savağın mansabında hızlar artmaktadır. Bu durum tüm derinlik boyunca geçerlidir. N18, N21 ve N24 savaklarının memba

bölgesinde, tüm akım koşulları için, yapıya yaklaştıkça katı sınıra yakın bölgelerde yatay hız bileşeninde azalma söz konusu iken serbest yüzeye yakın bölgelerde ise artış görülmektedir. Savaşın hemen mansabından itibaren kanal sonuna doğru ilerledikçe su derinliği artmakta bu nedenle derinlik boyunca hız değerlerinde azalma söz konusu olmaktadır. Bu bölgede, yatay hız bileşeninin maksimum değeri, tüm yapı ve akım koşullarında, serbest yüzey veya civarında görülmektedir. Savak üzerindeki bileşke hız dağılımları incelendiğinde, yapının başlangıcından sonuna kadar ele alınan tüm kesitlerde V bileşke hızları artış göstermektedir. Bileşke hızın maksimum olduğu nokta kret bölgesine kadar katı sınıra yakın bölgede gerçekleşirken, kret bölgesinden sonra ise maksimum hızın olduğu nokta serbest yüzeye doğru kaymaktadır.

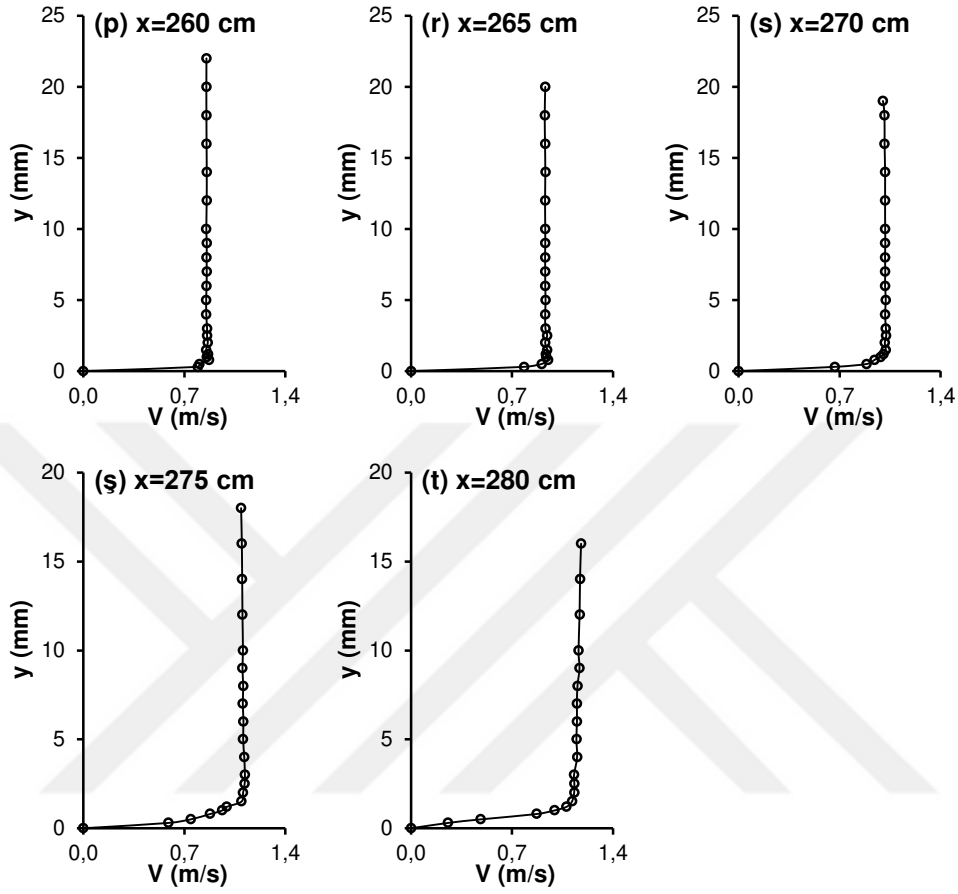
Şekillerde görüldüğü gibi, tüm akım koşullarında savakların membasında, mansabında ve yapı üzerinde negatif hız bölgesi görülmemekte, sınır tabakası ayrılması oluşmamaktadır. Savak üzerinden geçen debiyi etkileyen akım çizgilerinin eğriliği, her üç savak için de debinin ve savak yüksekliğinin artması ile birlikte artış göstermektedir. Aynı zamanda akım çizgilerinin eğriliği yapı kretine doğru ilerledikçe azalmaktadır.



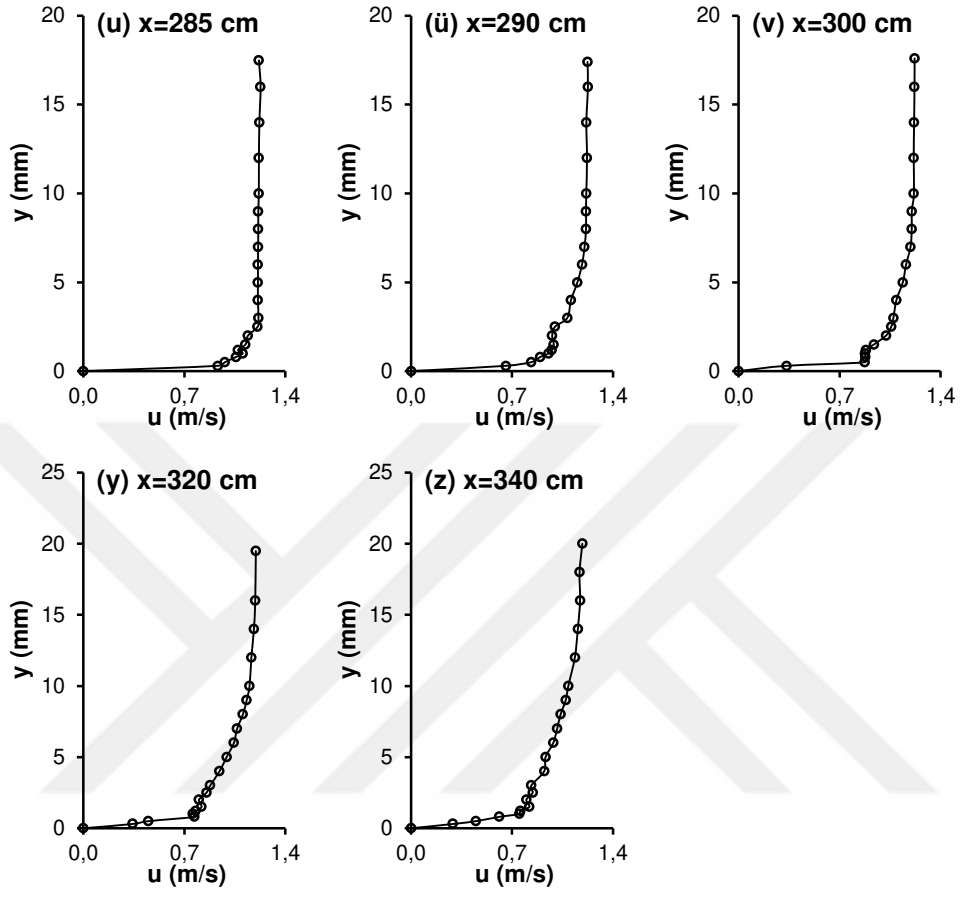
Şekil 6.1. N18 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$



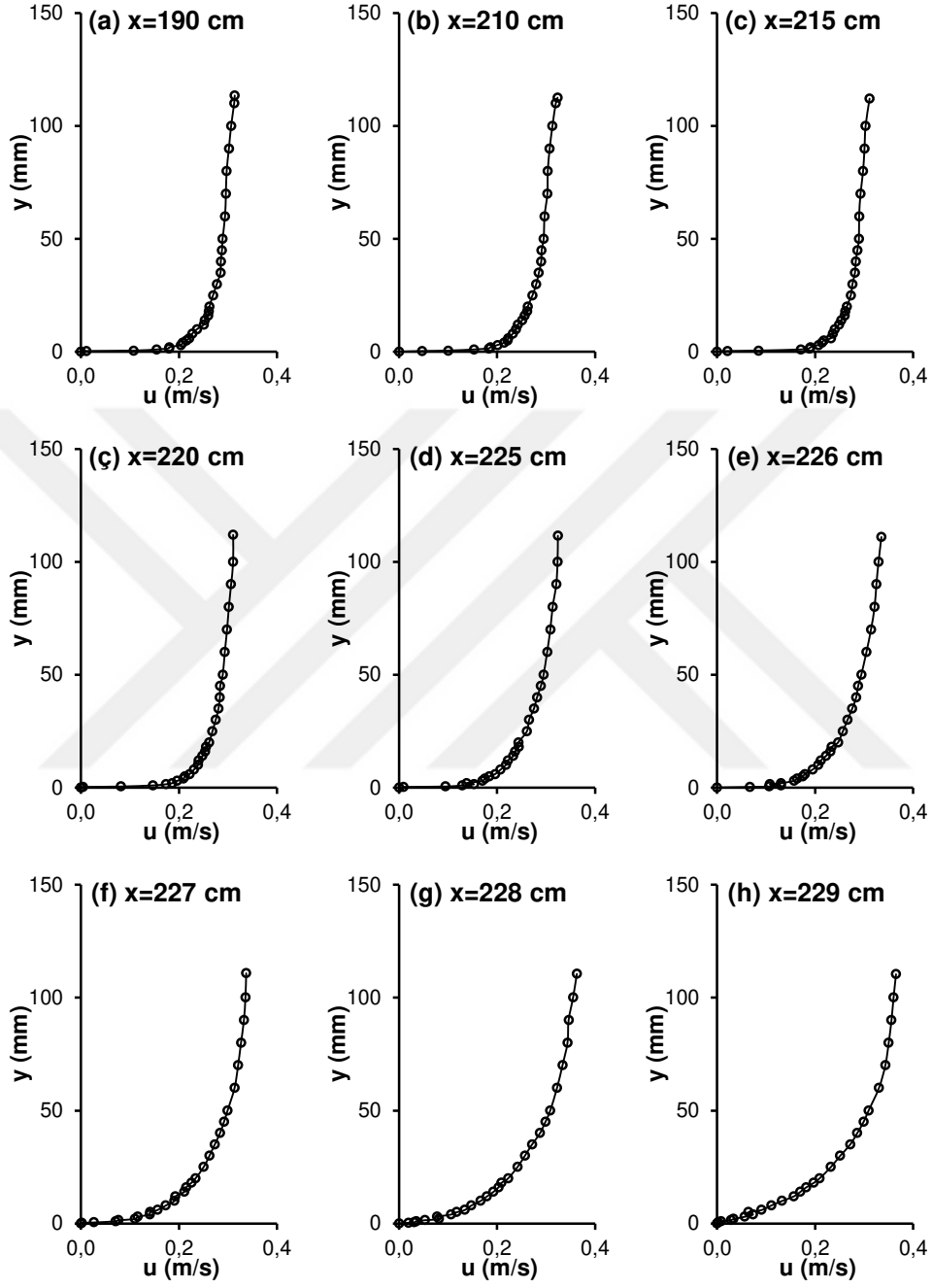
Şekil 6.1. (Devam)



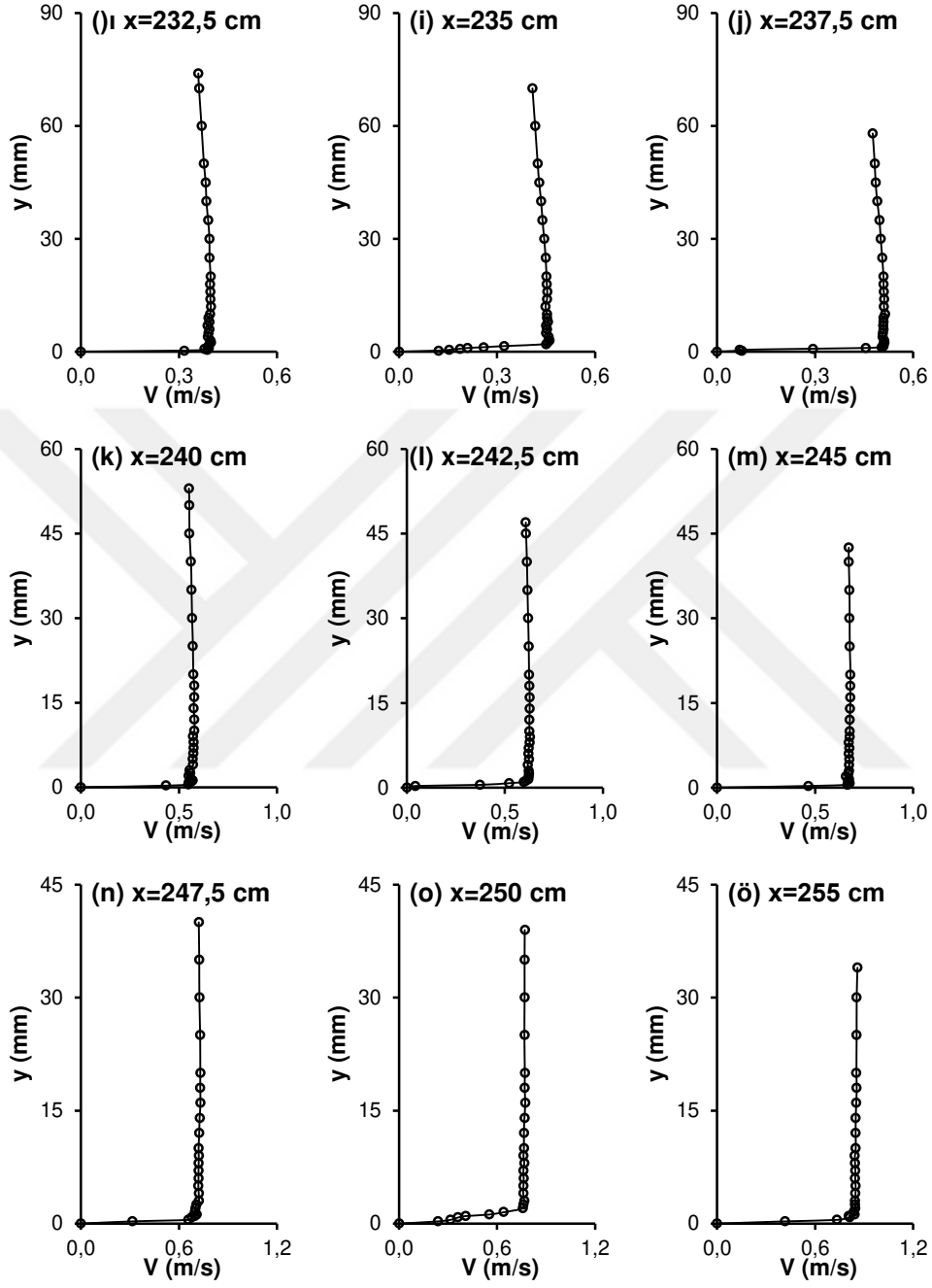
Şekil 6.1. (Devam)



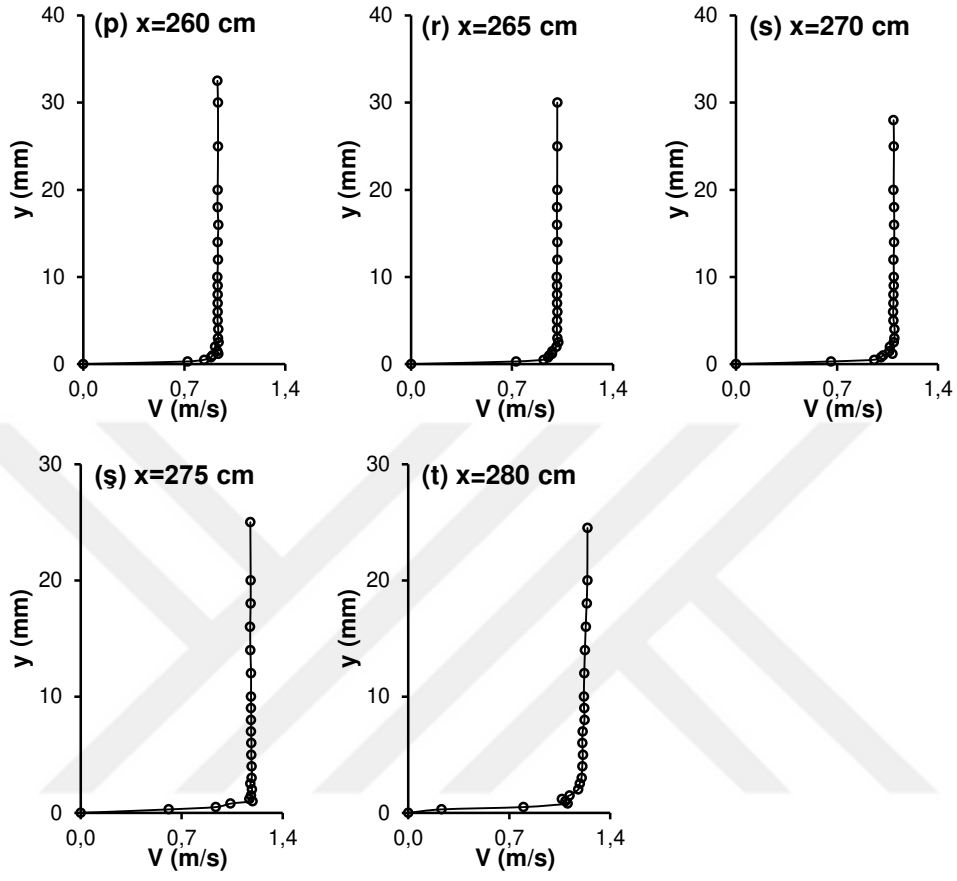
Şekil 6.1. (Devam)



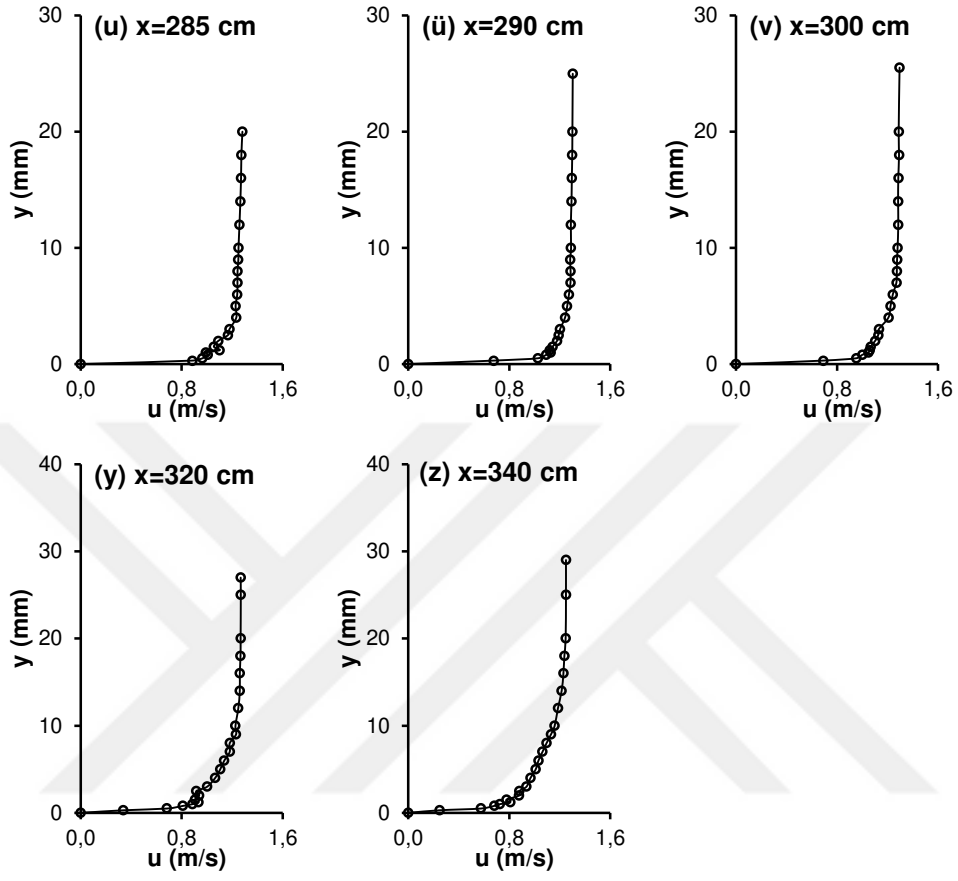
Şekil 6.2. N18 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



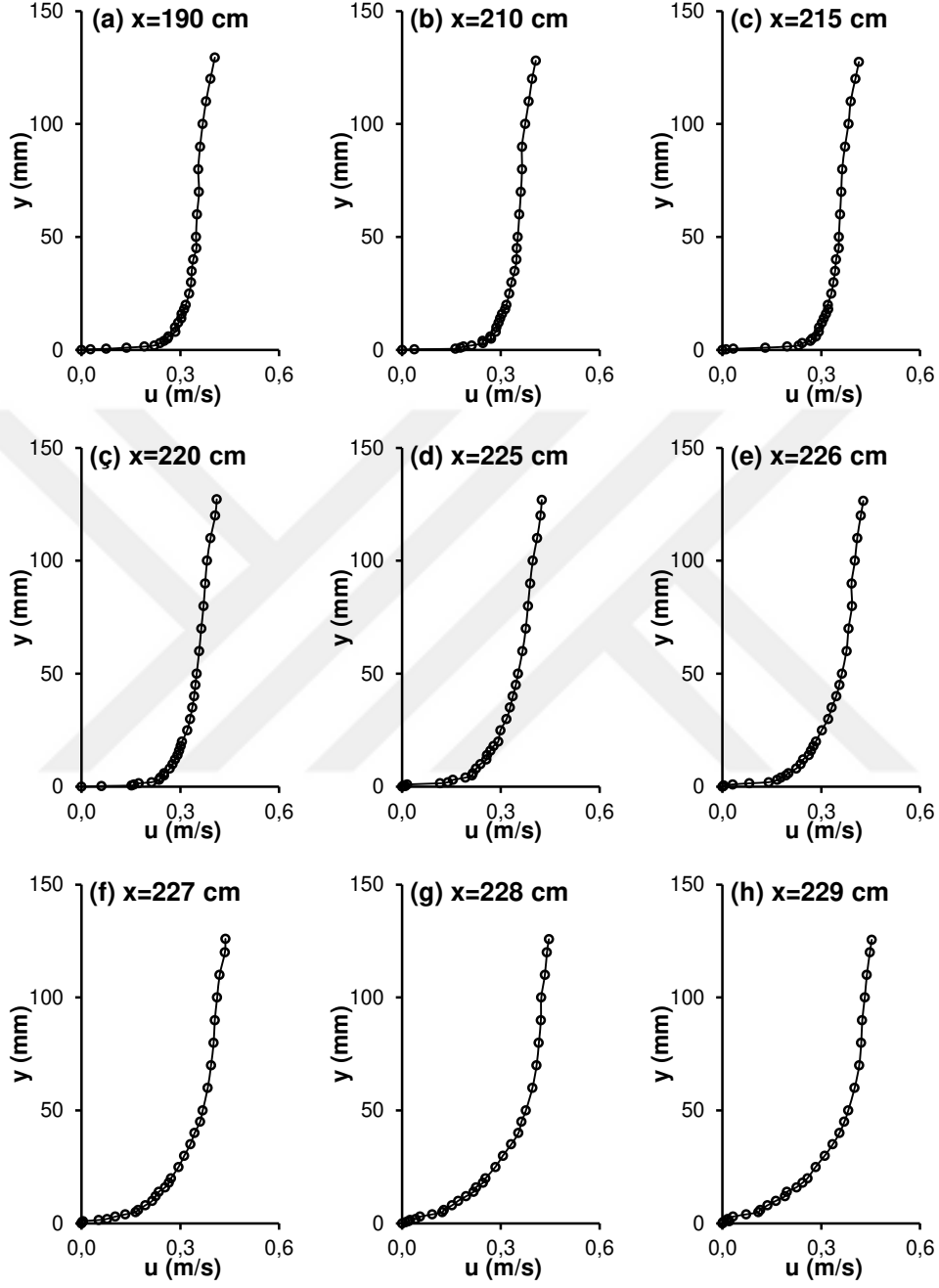
Şekil 6.2. (Devam)



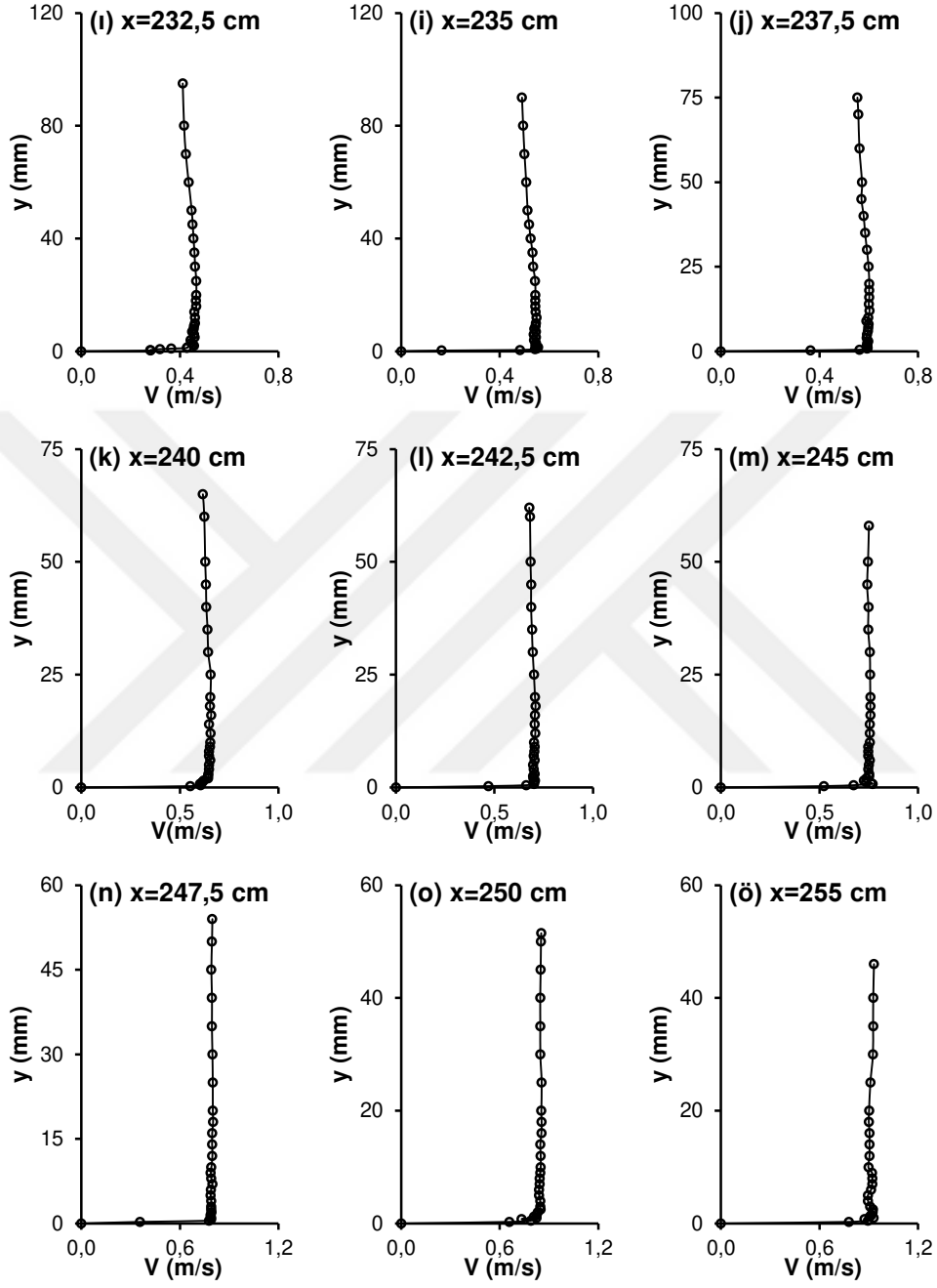
Şekil 6.2. (Devam)



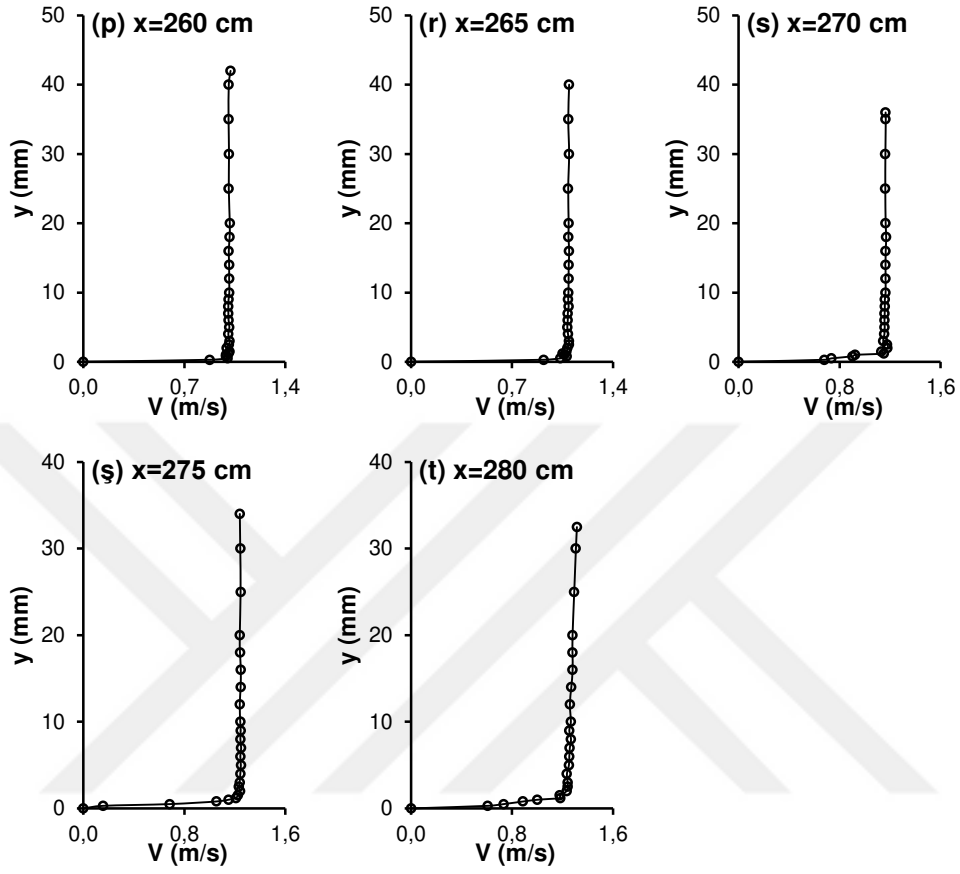
Şekil 6.2. (Devam)



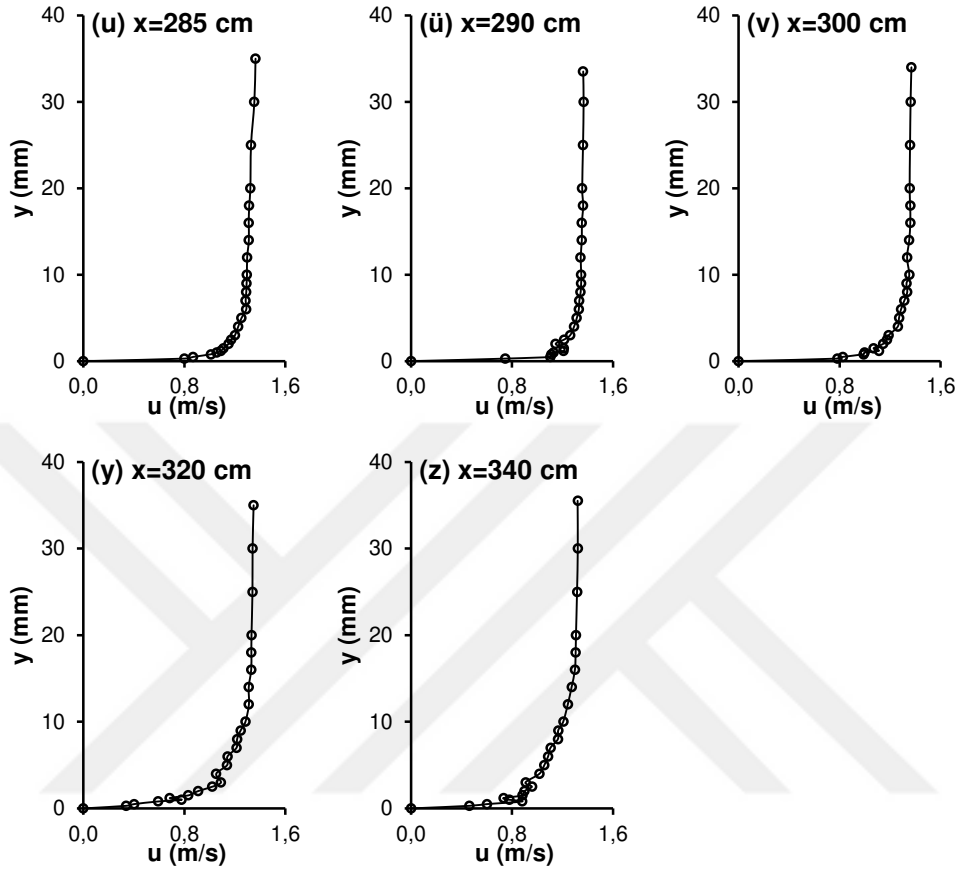
Şekil 6.3. N18 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



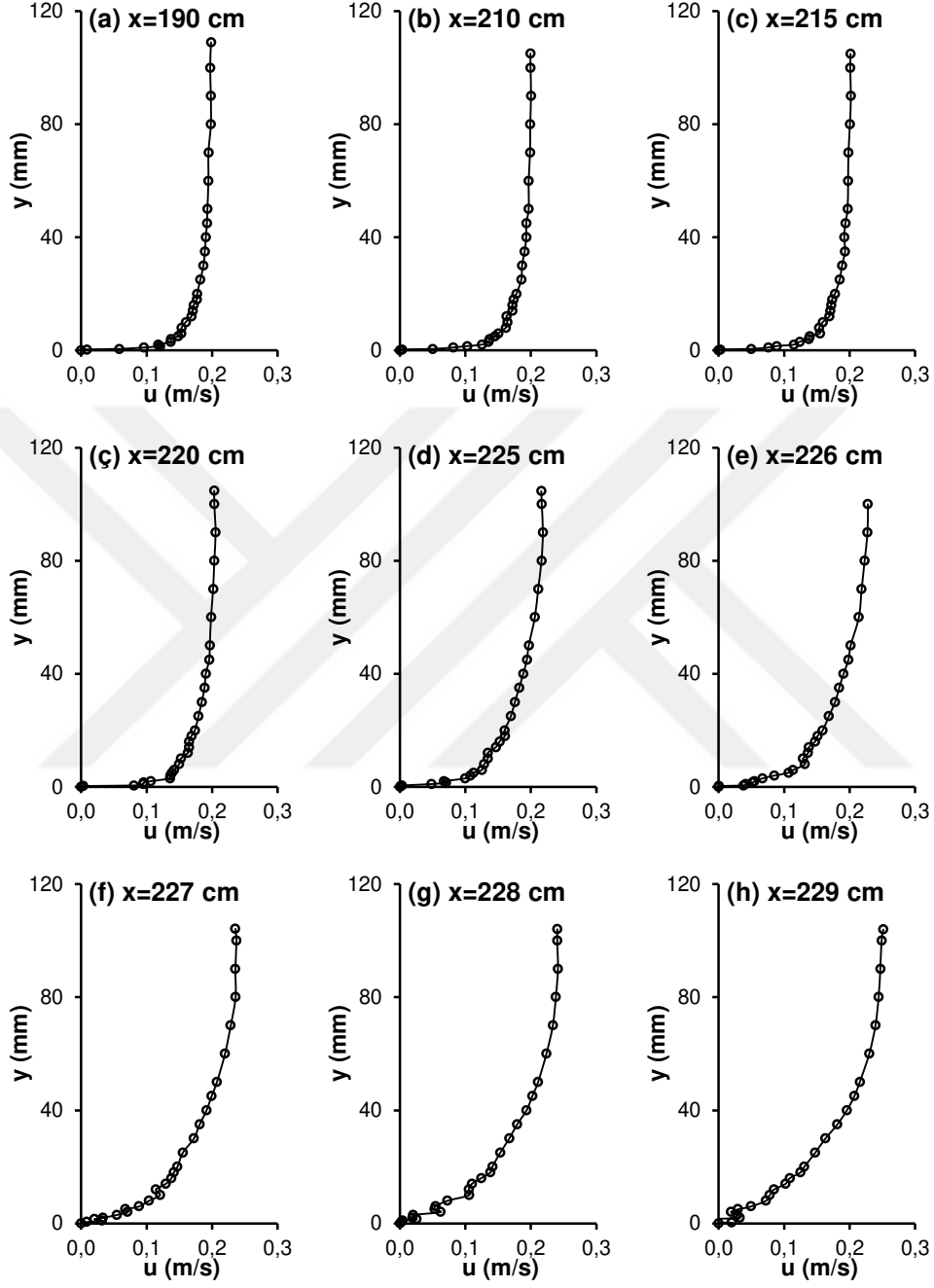
Şekil 6.3. (Devam)



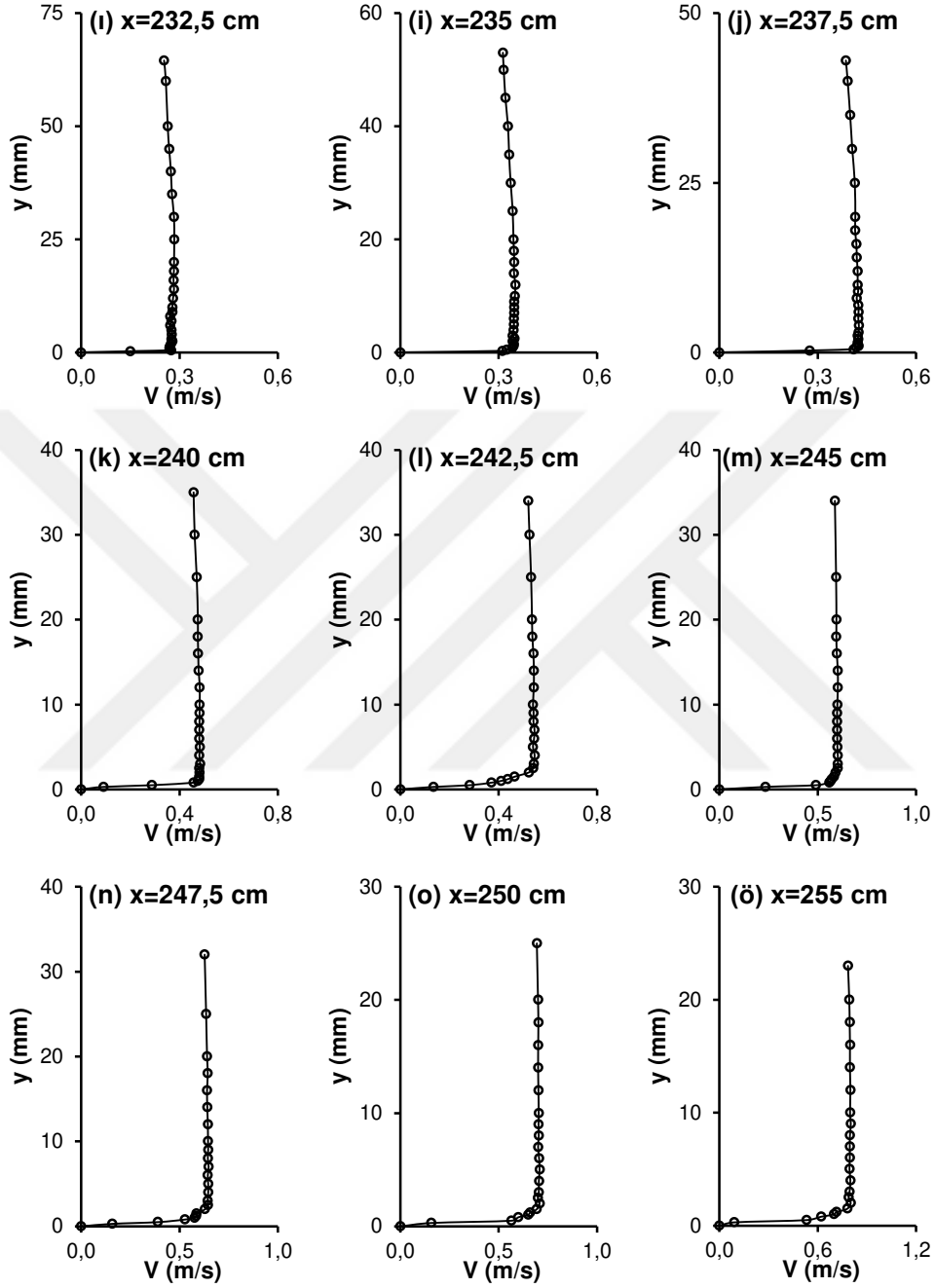
Şekil 6.3. (Devam)



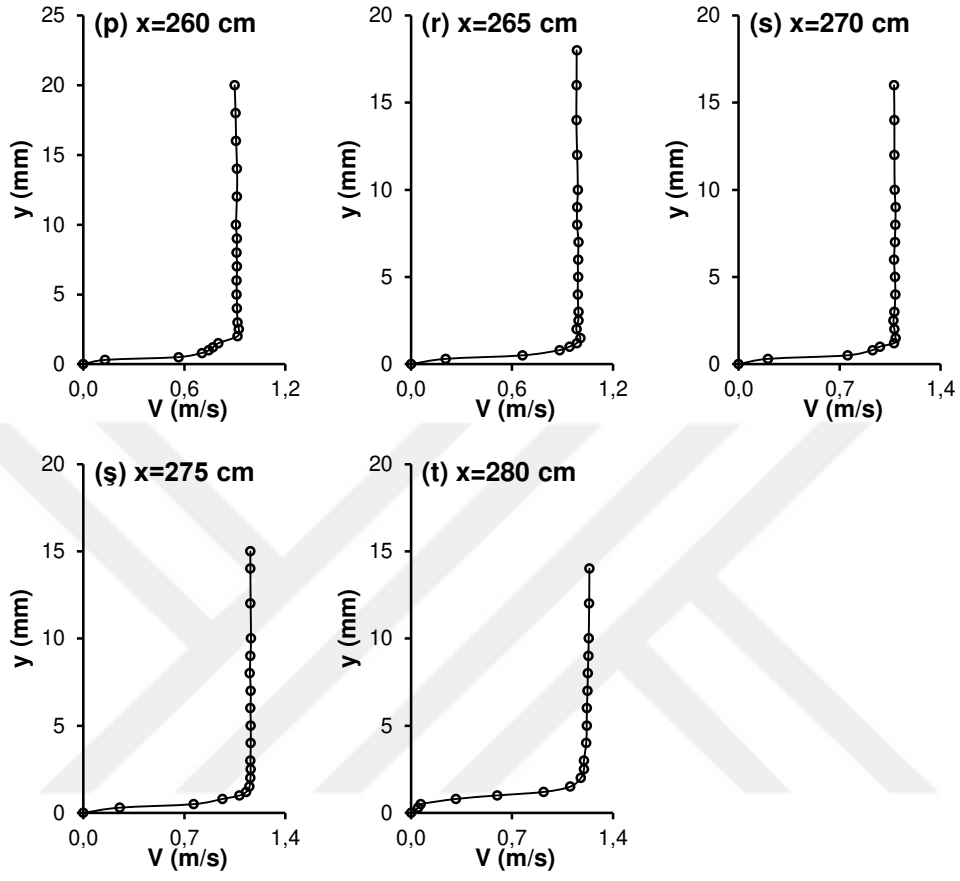
Şekil 6.3. (Devam)



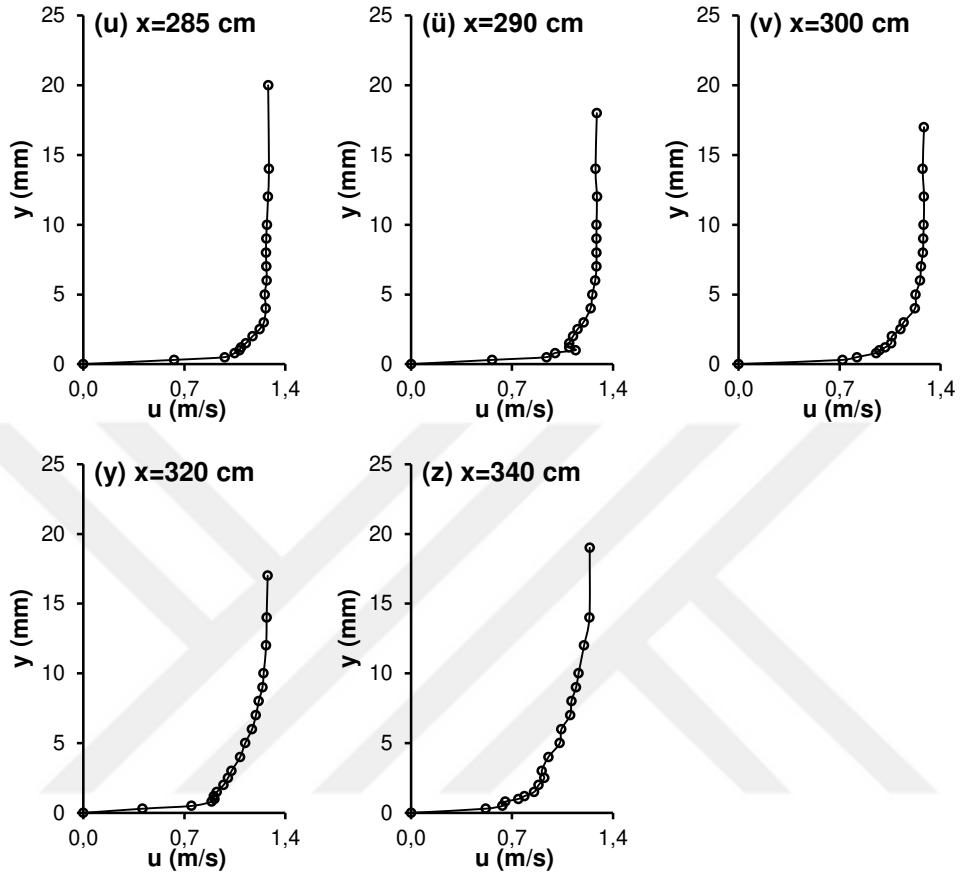
Şekil 6.4. N21 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_1=0,007$ m³/s



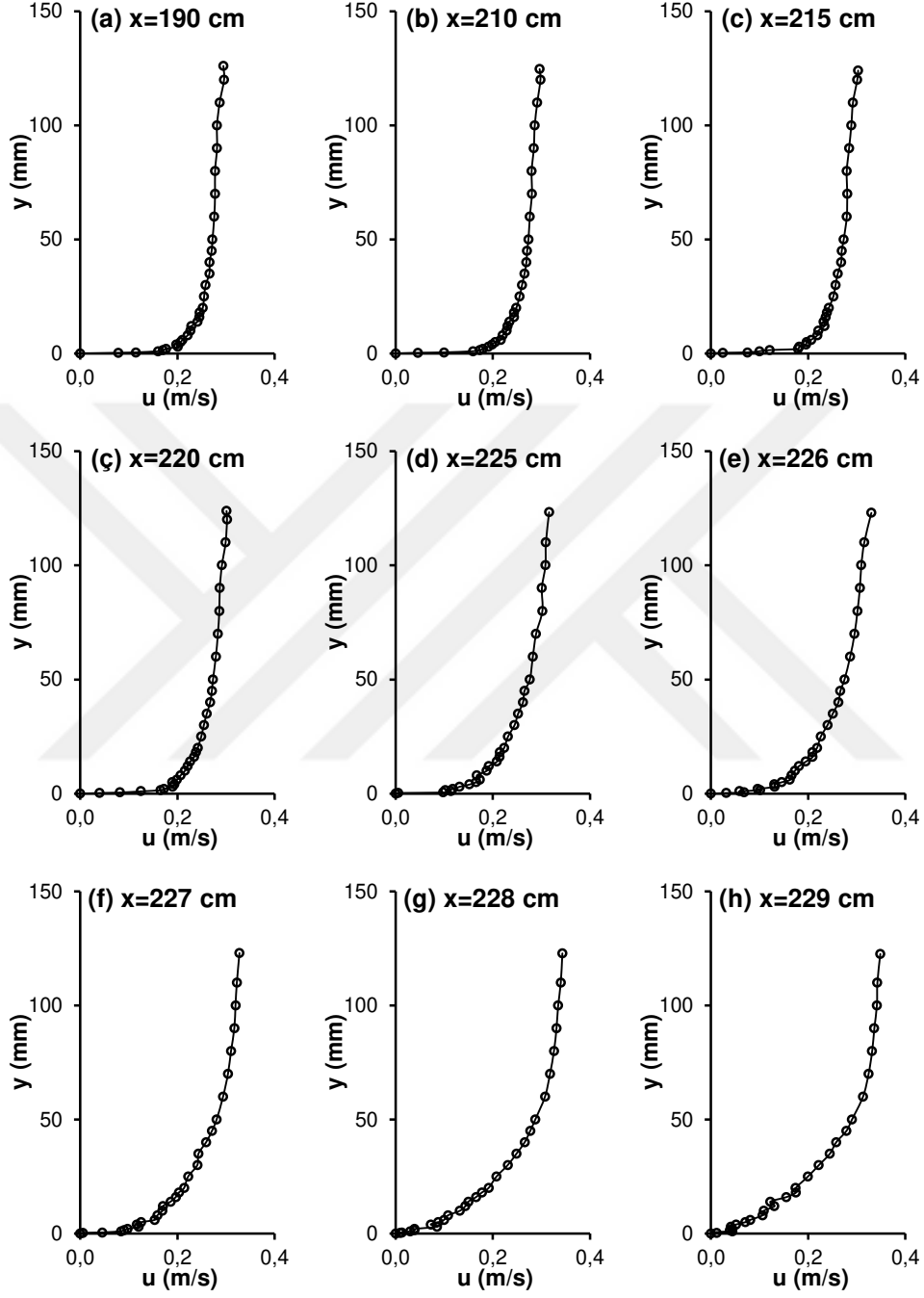
Şekil 6.4. (Devam)



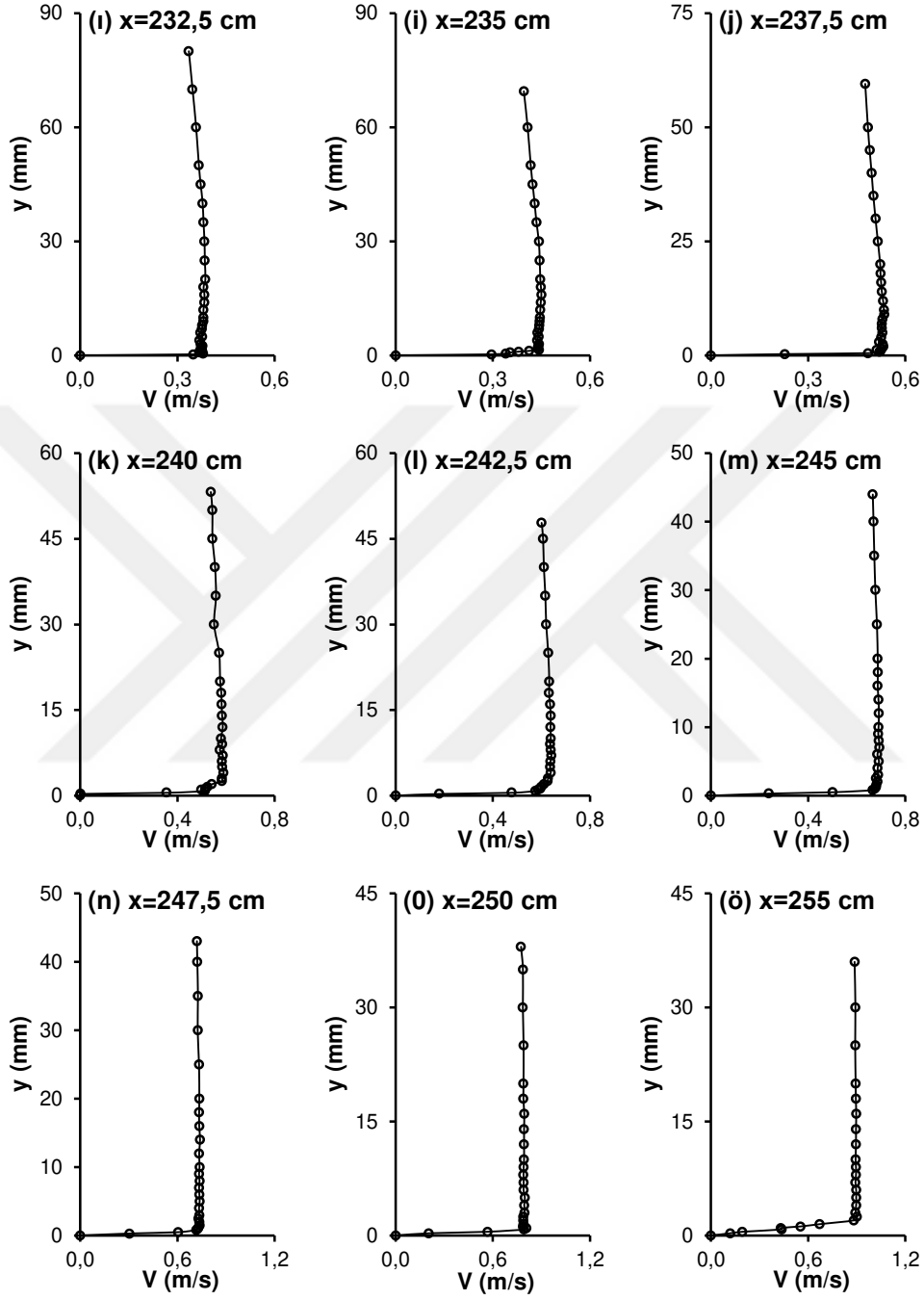
Şekil 6.4. (Devam)



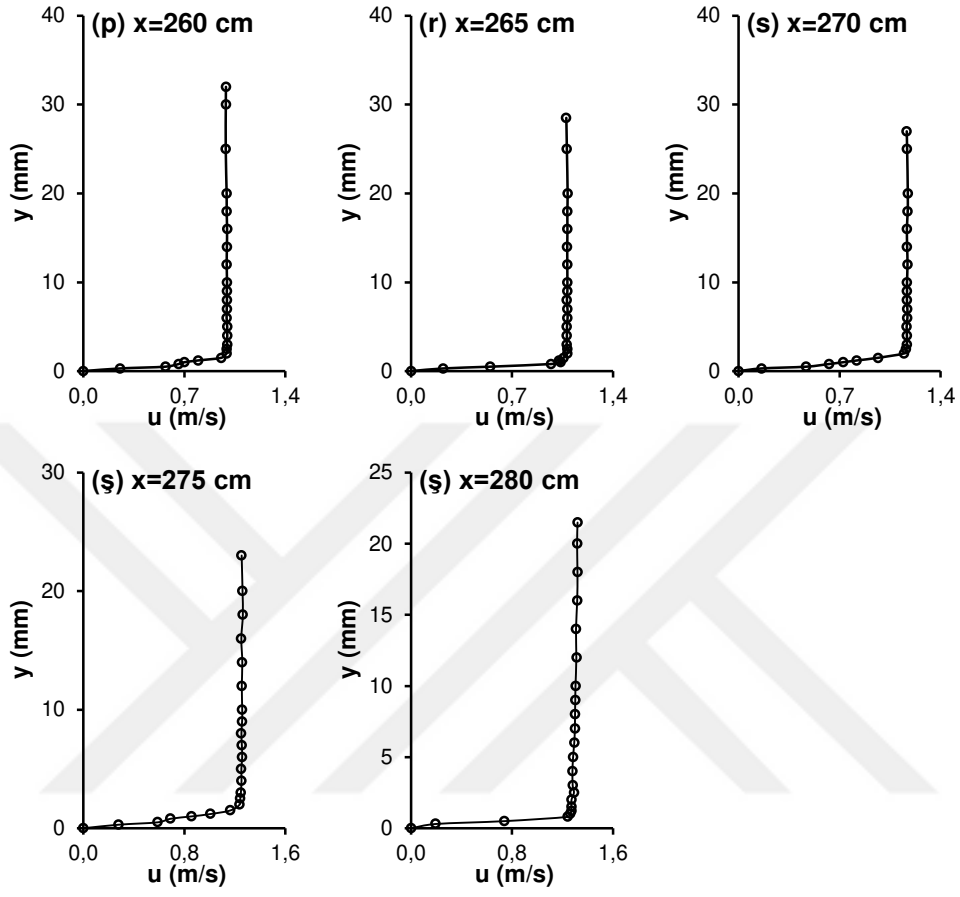
Şekil 6.4. (Devam)



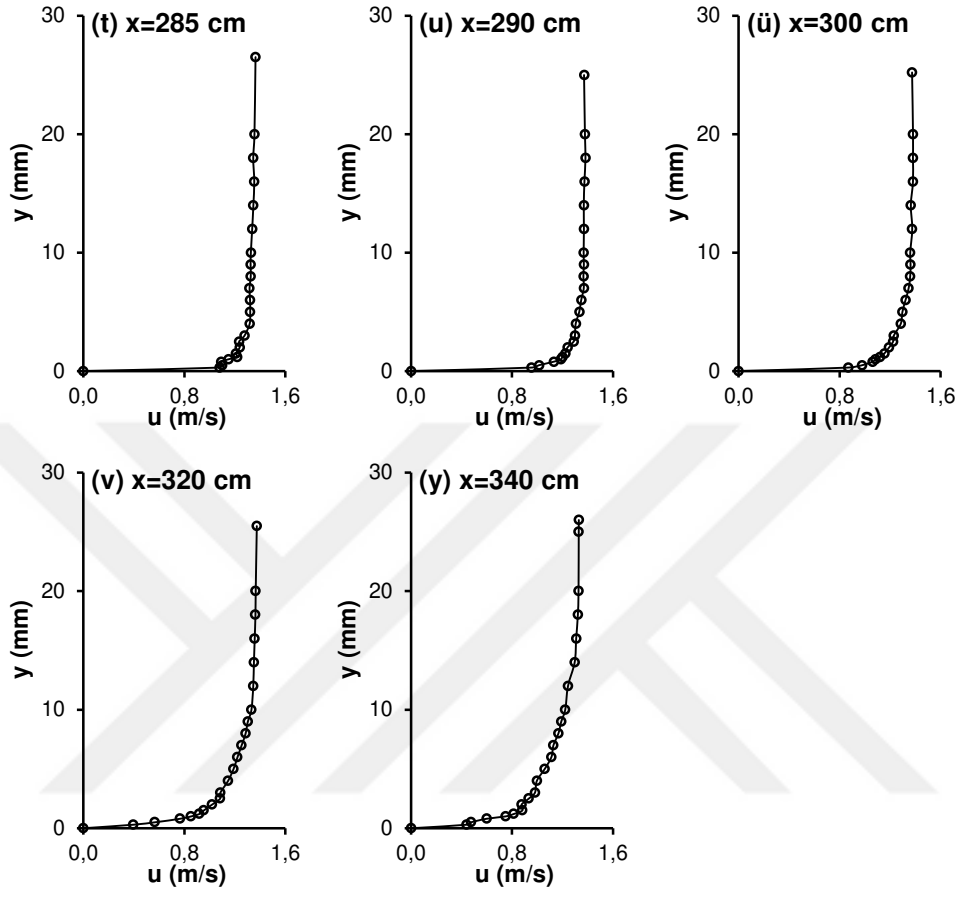
Şekil 6.5. N21 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



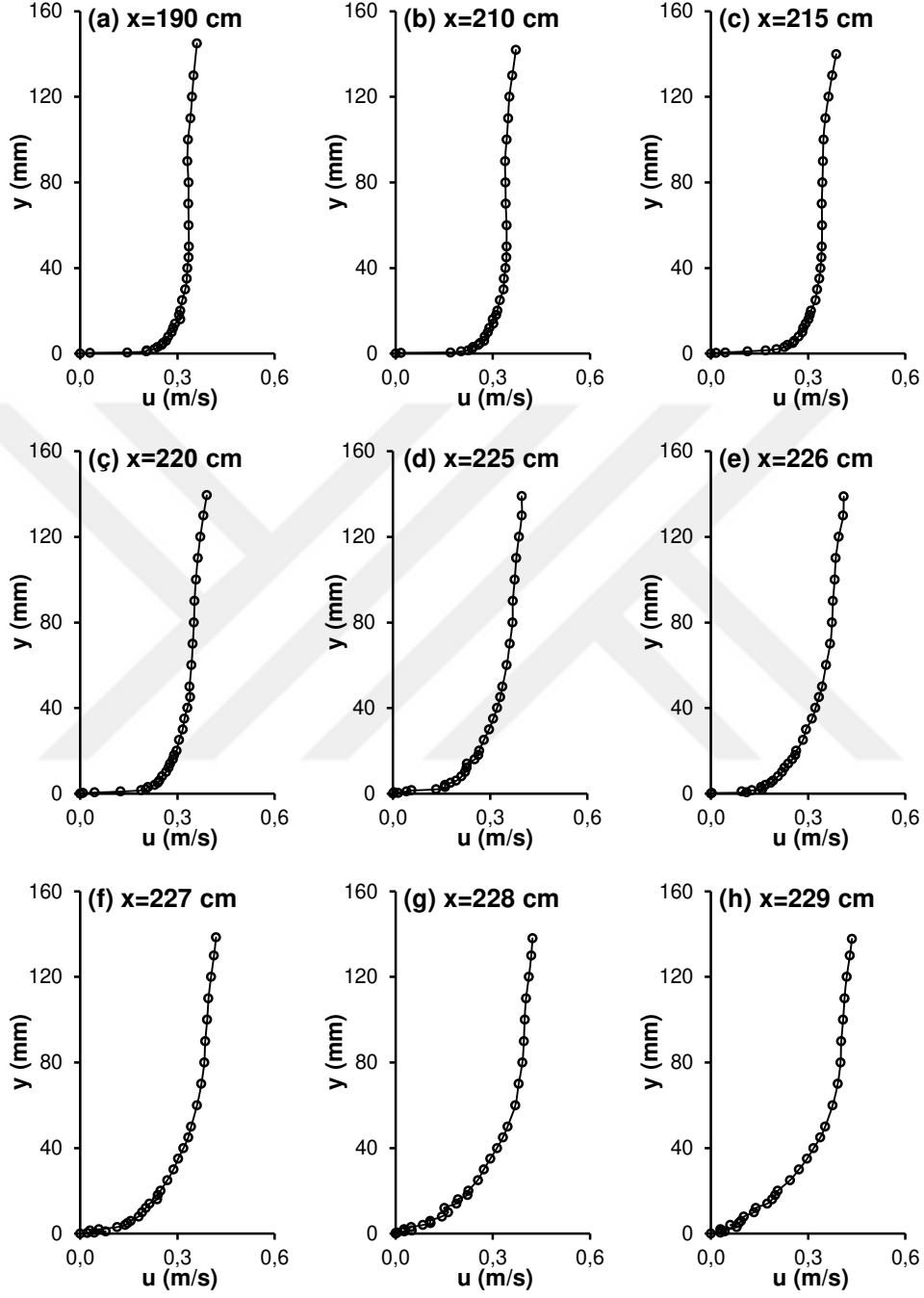
Şekil 6.5. (Devam)



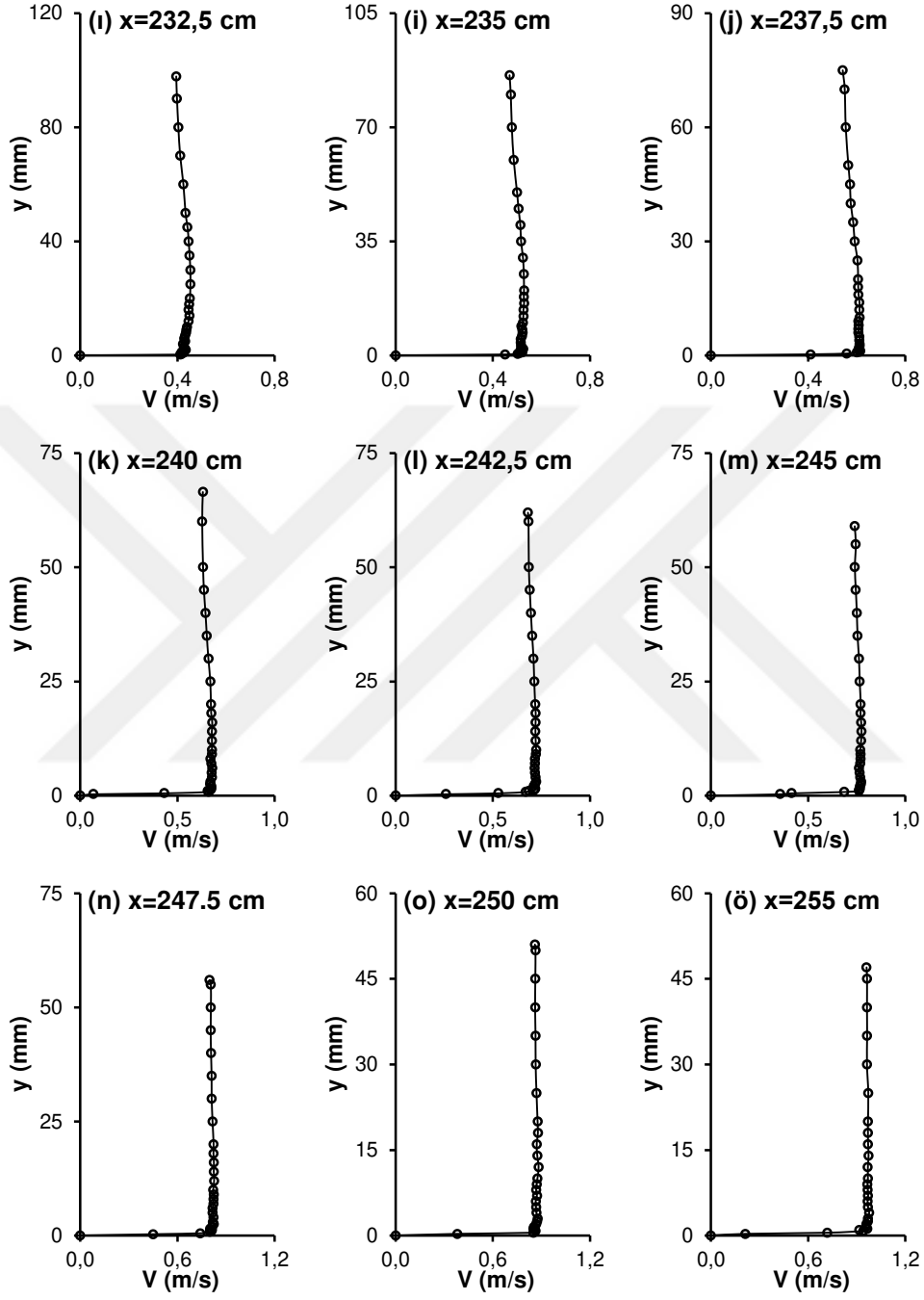
Şekil 6.5. (Devam)



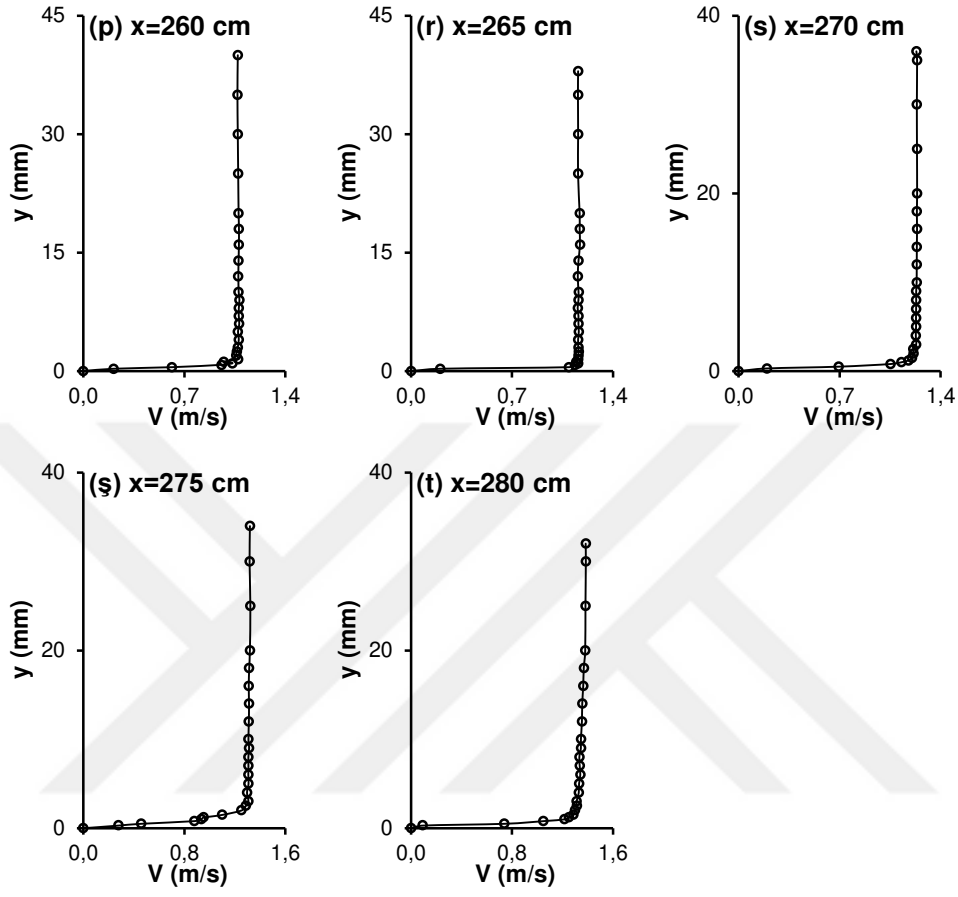
Şekil 6.5. (Devam)



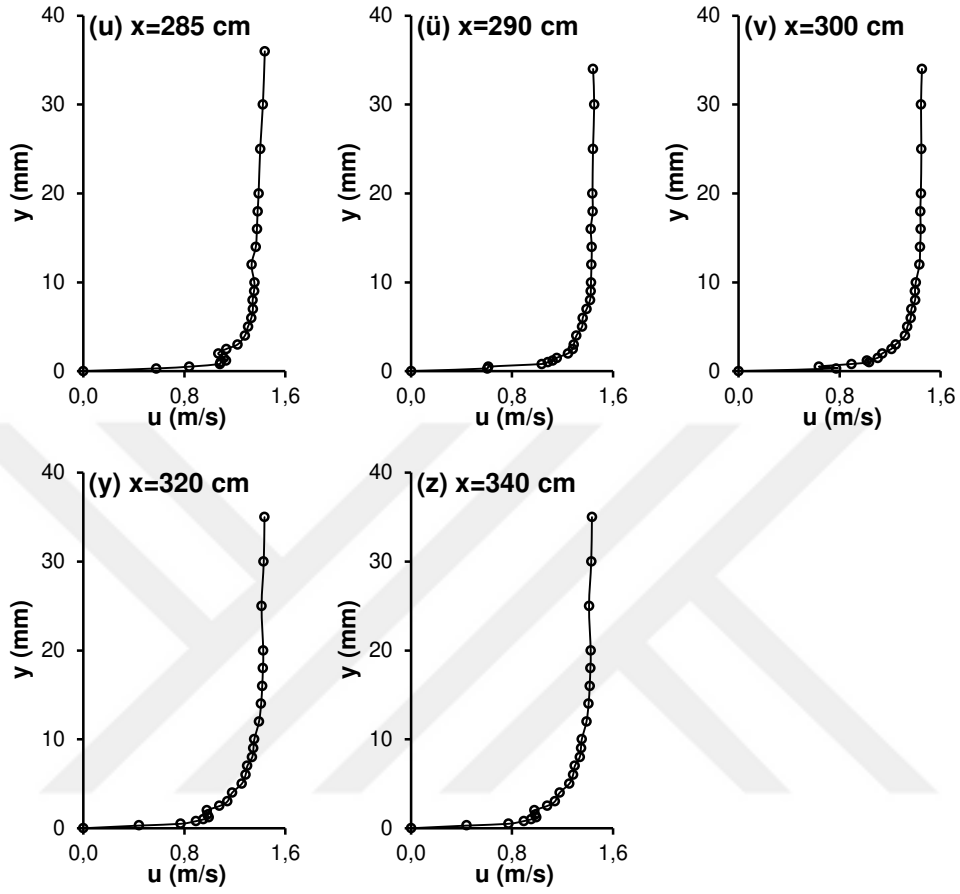
Şekil 6.6. N21 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



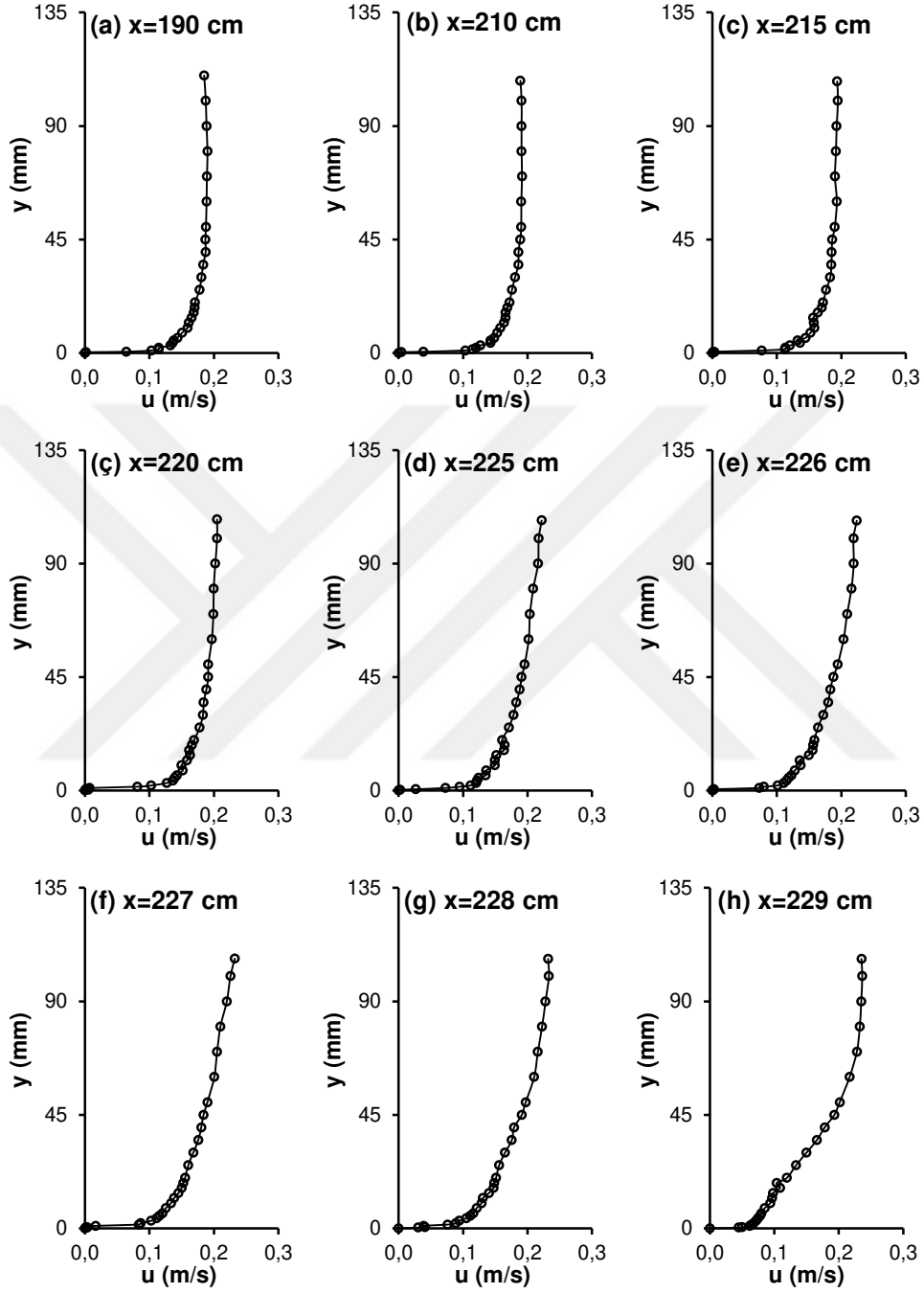
Şekil 6.6. (Devam)



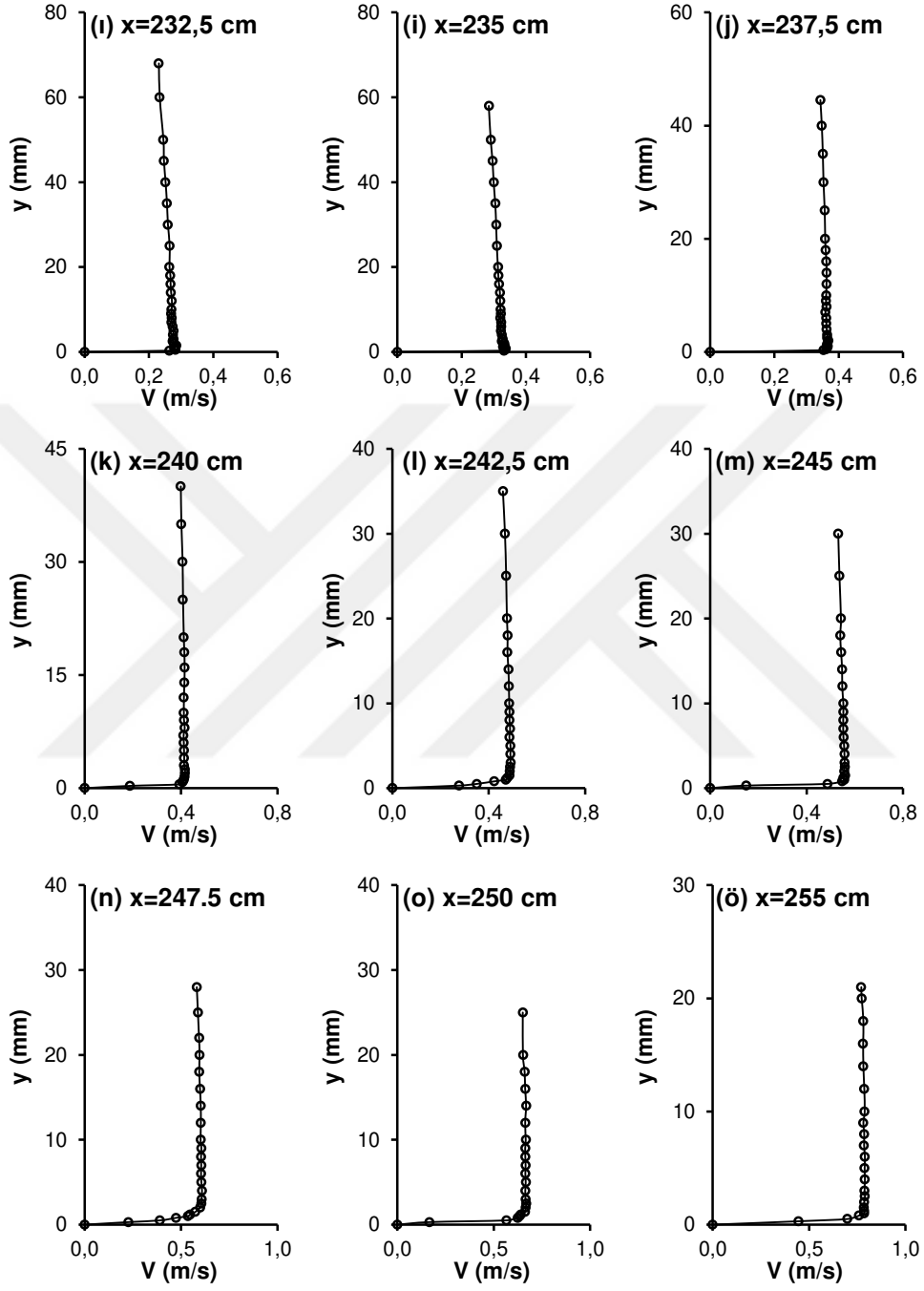
Şekil 6.6. (Devam)



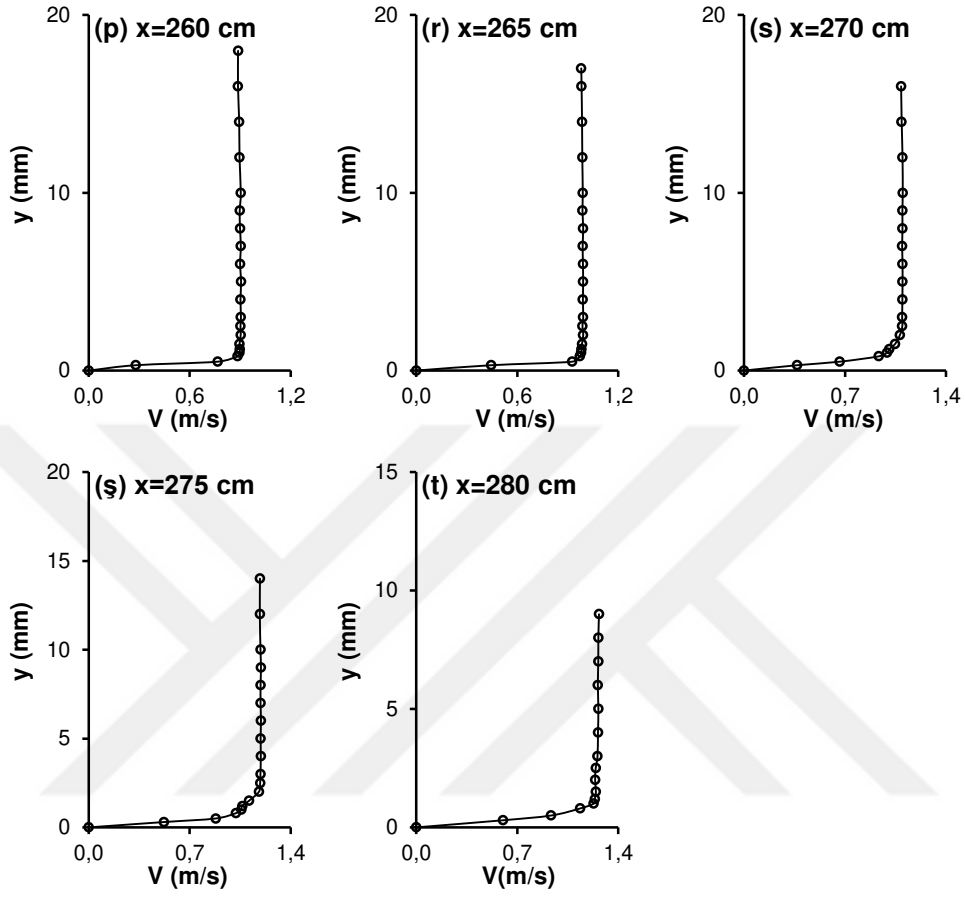
Şekil 6.6. (Devam)



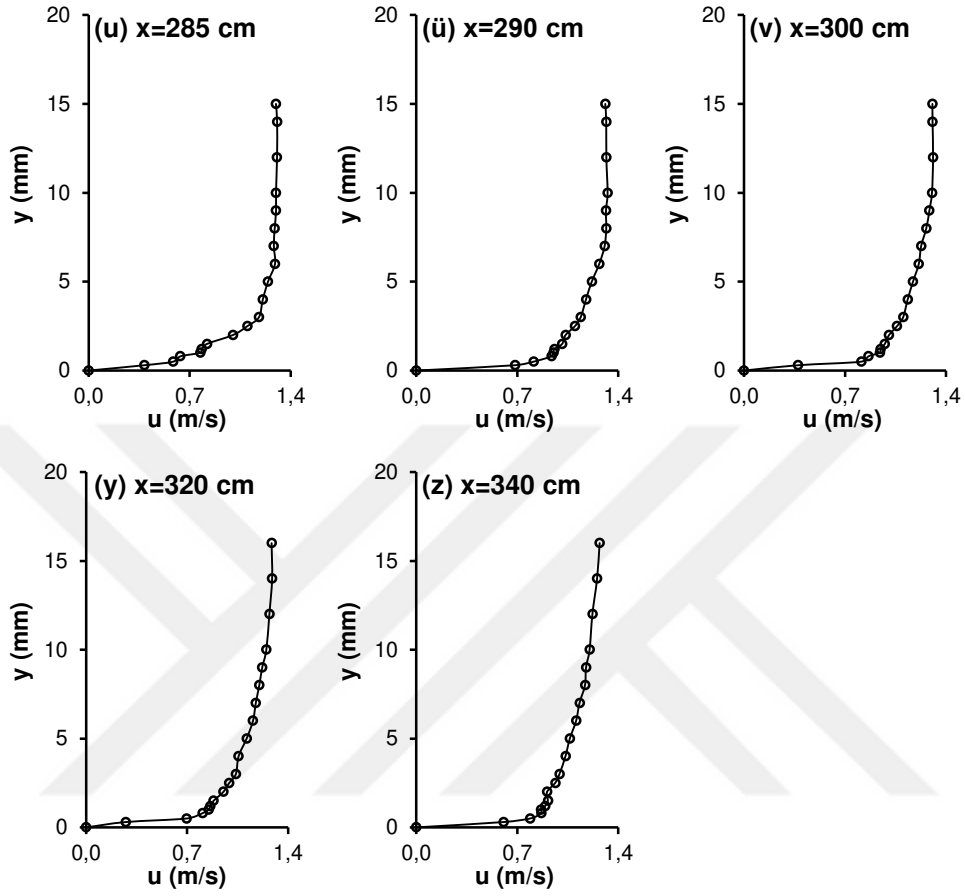
Şekil 6.7. N24 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$



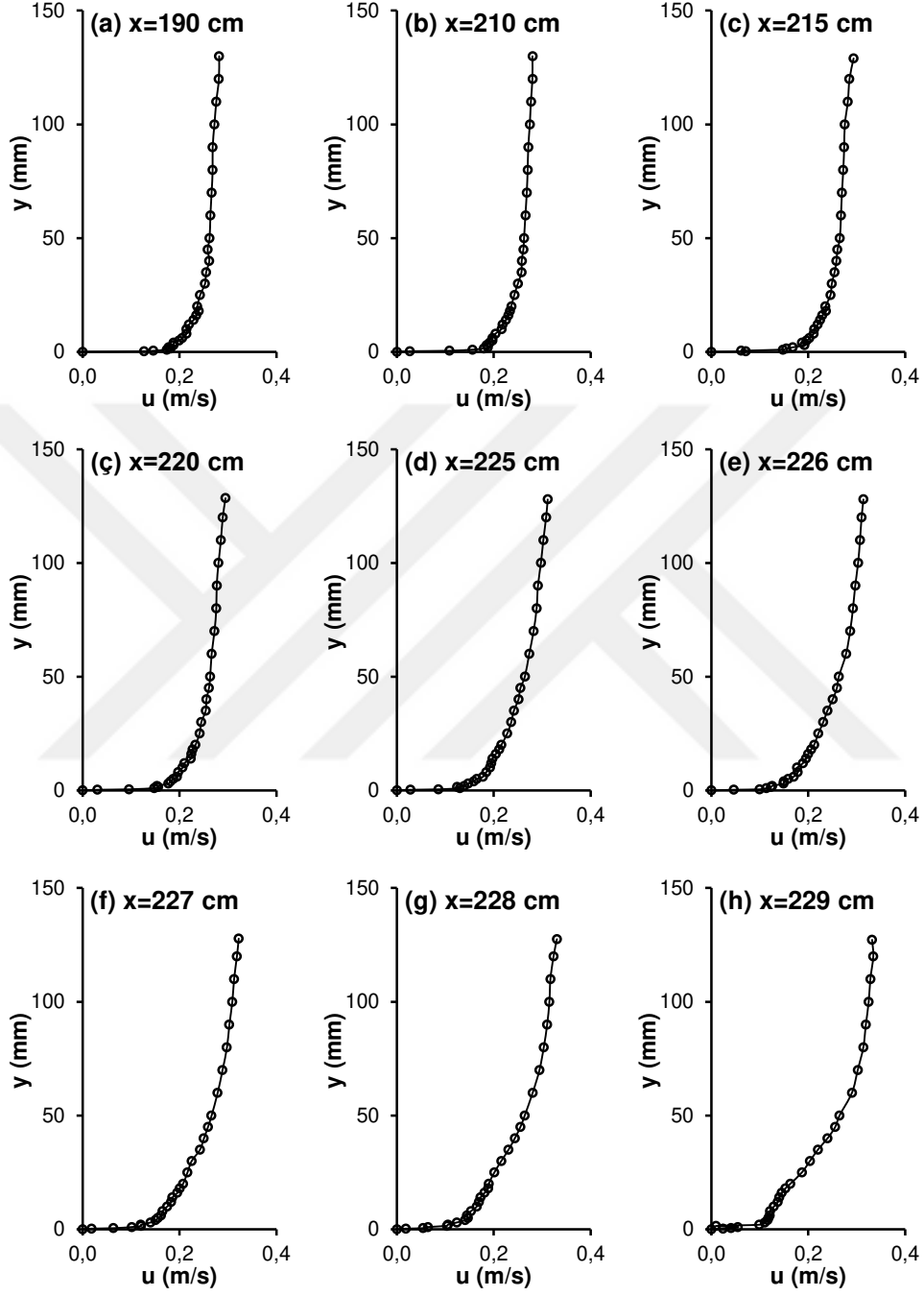
Şekil 6.7. (Devam)



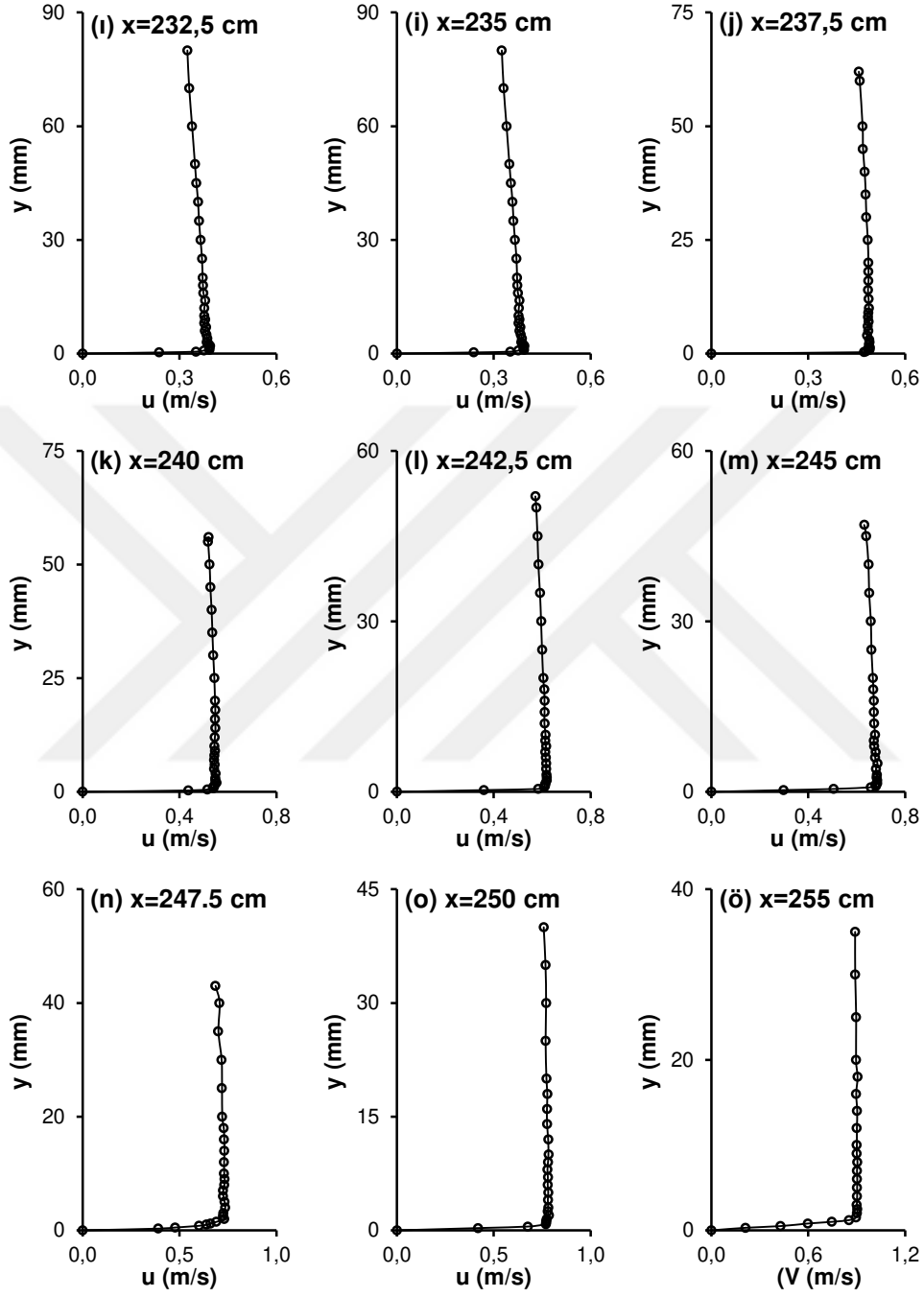
Şekil 6.7. (Devam)



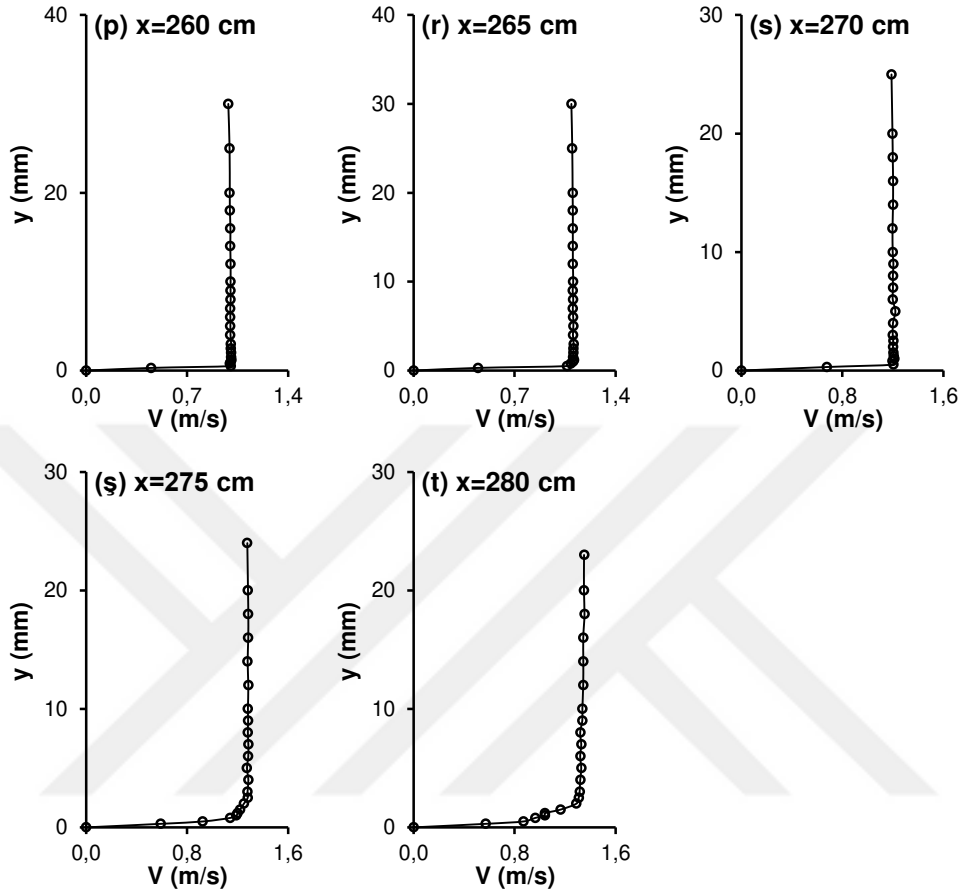
Şekil 6.7. (Devam)



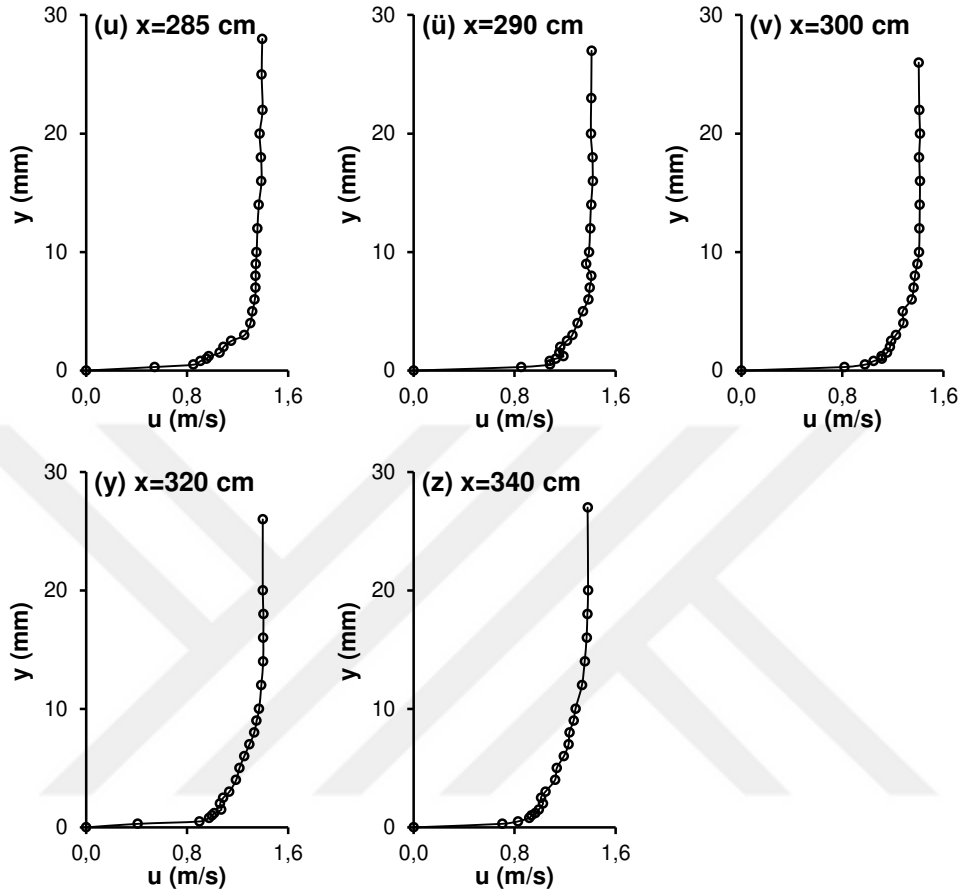
Şekil 6.8. N24 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



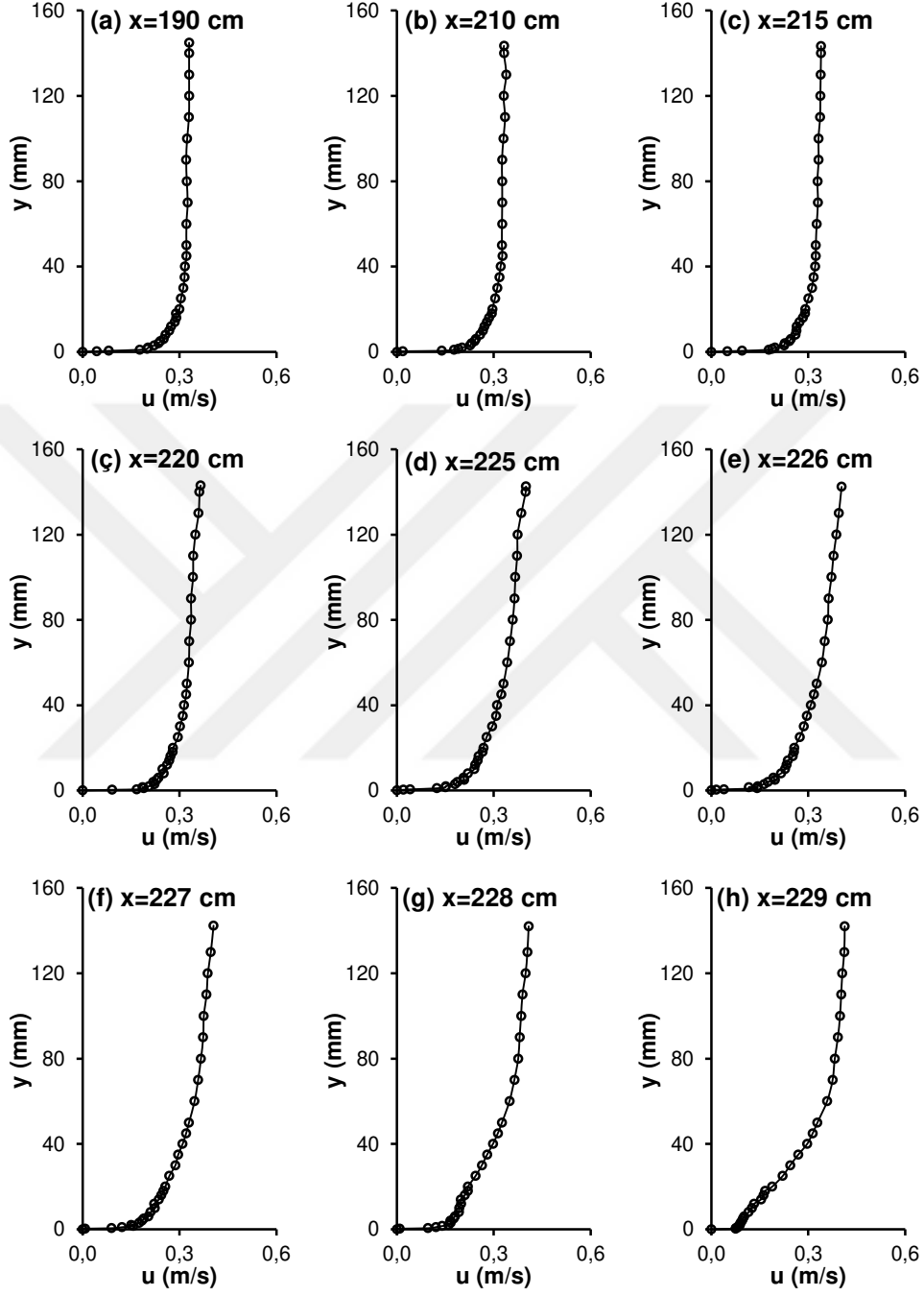
Şekil 6.8. (Devam)



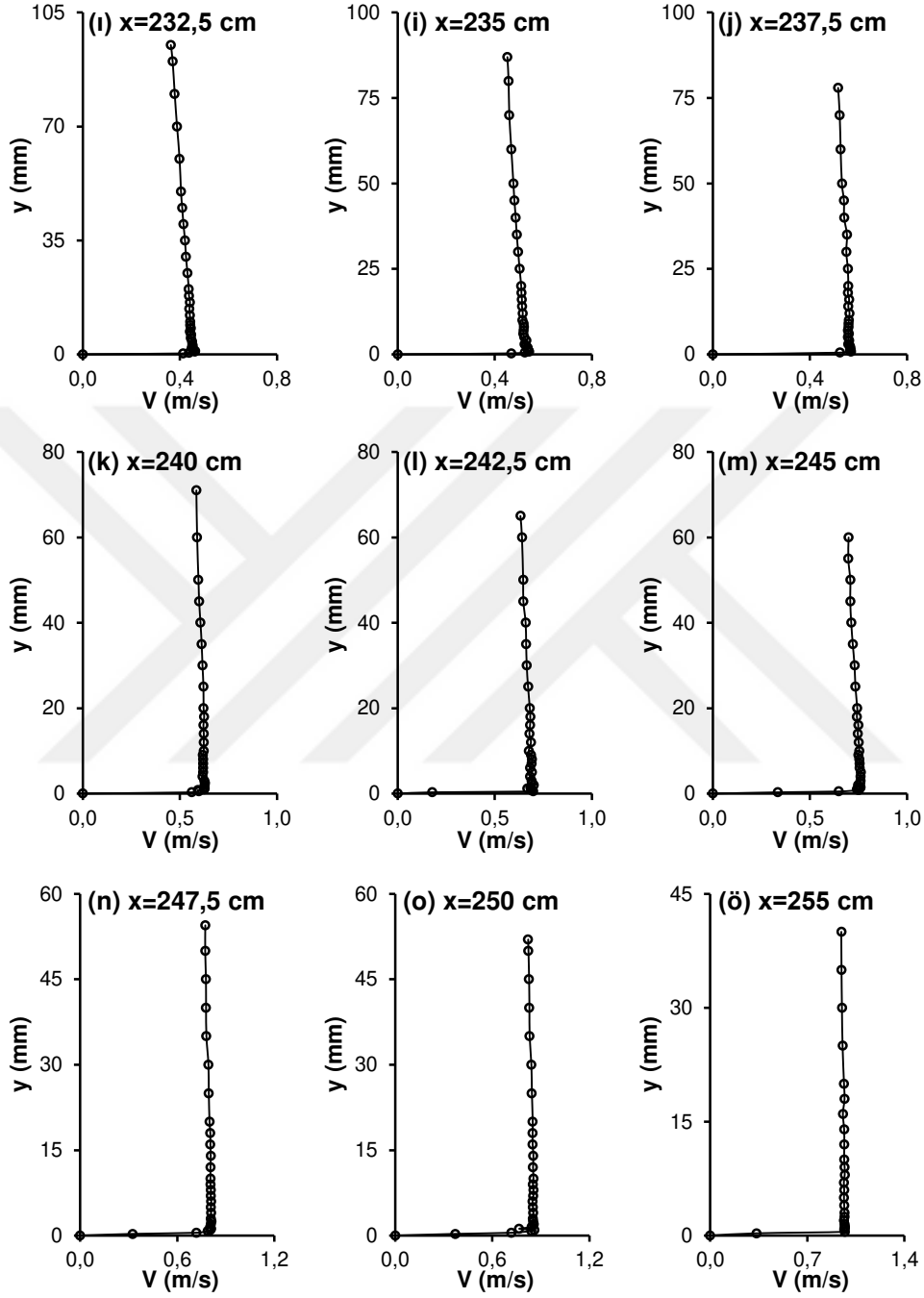
Şekil 6.8. (Devam)



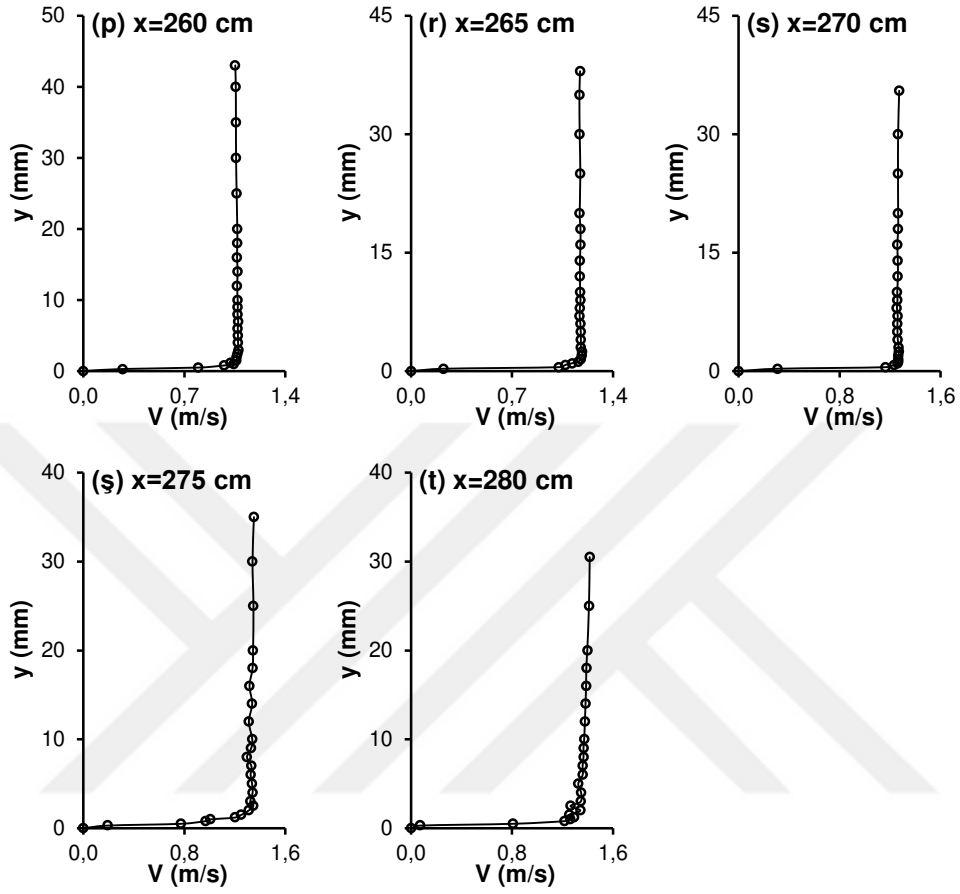
Şekil 6.8. (Devam)



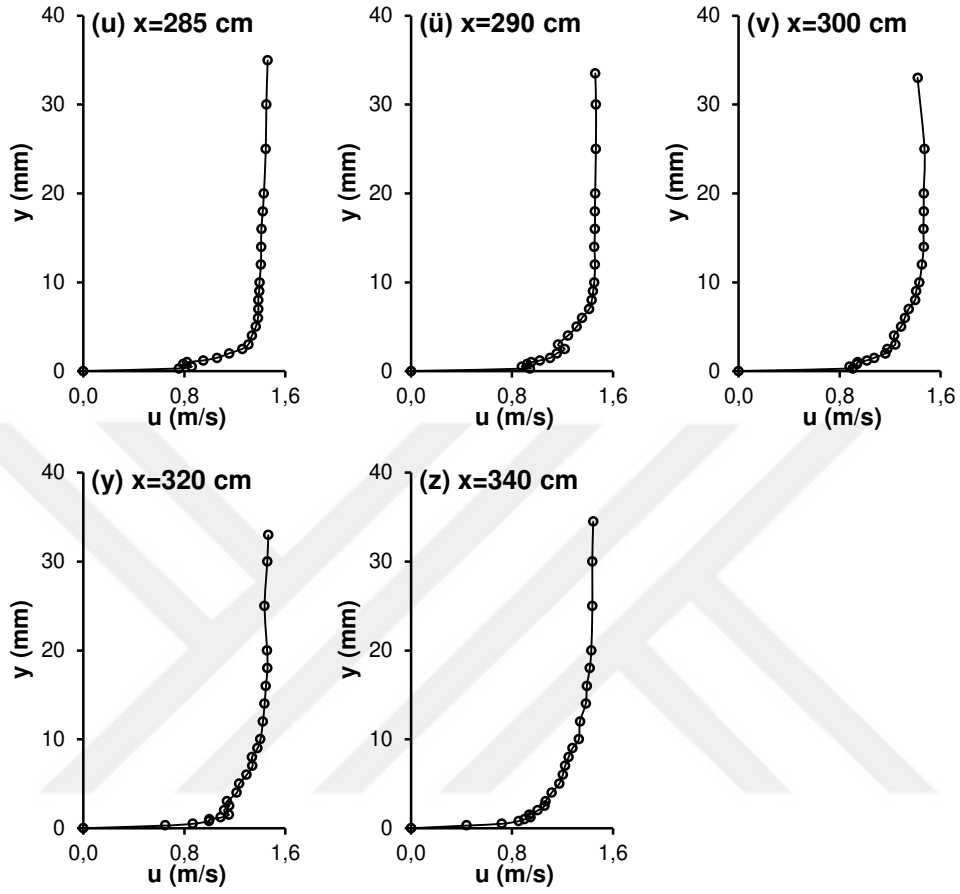
Şekil 6.9. N24 hidrofoil savak için deneysel hız profilleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



Şekil 6.9. (Devam)



Şekil 6.9. (Devam)



Şekil 6.9. (Devam)

6.1.2. Akım Çizgileri, Hız Vektörleri ve Hız Bileşenleri

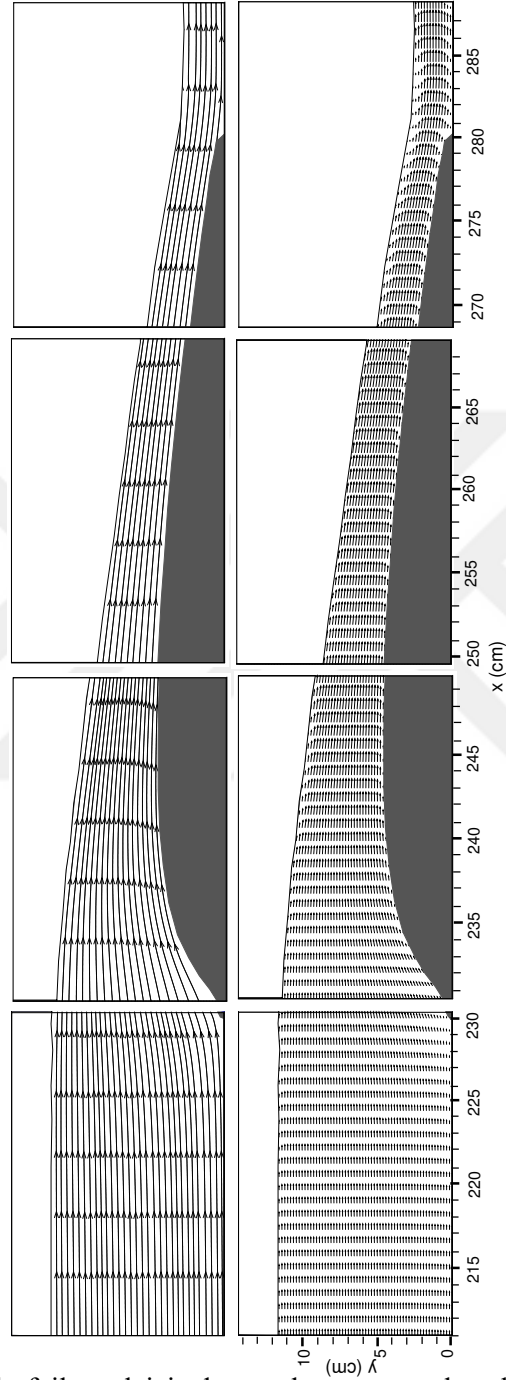
Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm (PIV) tekniği ile N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklar üzerinden geçen akımla ilgili yapılan ölçümlerden elde edilen zaman–ortalamalı akım çizgileri, hız vektörleri, yatay ve düşey hız bileşenlerinin eş düzey eğrileri Şekil 6.10.-6.21.’de sunulmuştur. PIV ile yapılan ölçümlerde yüzeydeki parlamalardan dolayı serbest yüzeye yakın bölgede hız vektörleri ile ilgili hata oranı yüksek çıkmıştır. Şekillerde gösterilen hız vektörleri, akım çizgileri ve hız bileşenleri $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ ve $Q_3= 0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için verilmiştir. $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$ olduğu akım koşullarında, her üç savak için de özellikle savağın mansap yüzünde su derinliğinin çok küçük olması ve serbest yüzeydeki dalgalanma ile birlikte meydana gelen parlama, bu koşullarda PIV ile sağlıklı sonuçlar alınmasına engel teşkil etmiştir.

Şekillerde de görüldüğü gibi akım çizgileri ve hız vektörleri savak akımının tipik karakteristiklerini yansıtmaktadır. Yapının membasında rölatif olarak daha düşük hızlara sahip kritik altı akım, yapı üzerinde kritik derinlikten geçerek savak mansabında kritik üstü rejimde hareketine devam etmektedir. Akım koşulları ve bölgesel özelliklere bağlı olarak hızlarda meydana gelen artış ve azalmalar, hız vektörlerinden de açıkça görülmektedir. Akım çizgileri ve hız vektörlerinden de görüldüğü gibi, herhangi bir sınır tabakası ayrılması oluşumu söz konusu değildir. Ayrıca gelen akımın Froude sayısı ile birlikte akım çizgilerinin eğriliği de artmaktadır.

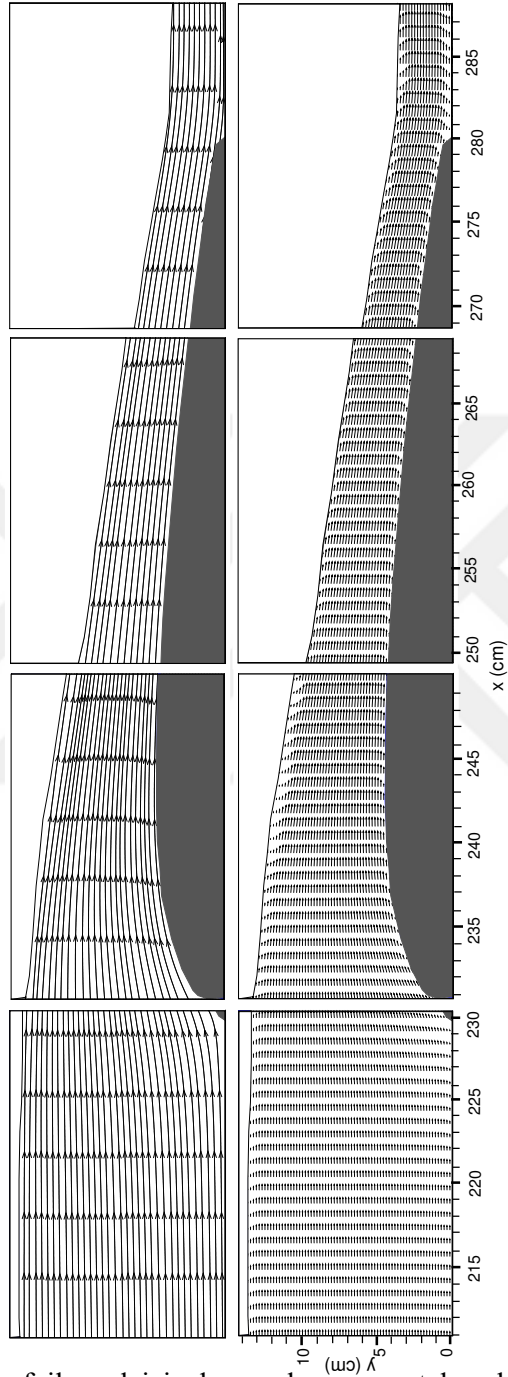
Kanalın girişindeki akım, savağın membasında belli bir noktadan itibaren iki doğrultulu akıma dönüşmektedir. Bu çalışmada kullanılan savaklar için iki doğrultulu akımın başlangıç noktası $x/P= 0,65-0,85$ değerleri arasında değişmektedir (x , savağın memba ucundan olan yatay mesafe, P savak yüksekliği). Rölatif olarak daha büyük debi ve savak yüksekliğinde x/P ’nin değerleri artmaktadır.

İki doğrultulu akım bölgesinde debinin artması ile birlikte yatay ve düşey hız bileşenlerinin şiddeti de artmaktadır. Debinin sabit olması durumunda savak yüksekliğinin artmasıyla yapının ön yüzünde yatay hız bileşeni u azalırken, düşey

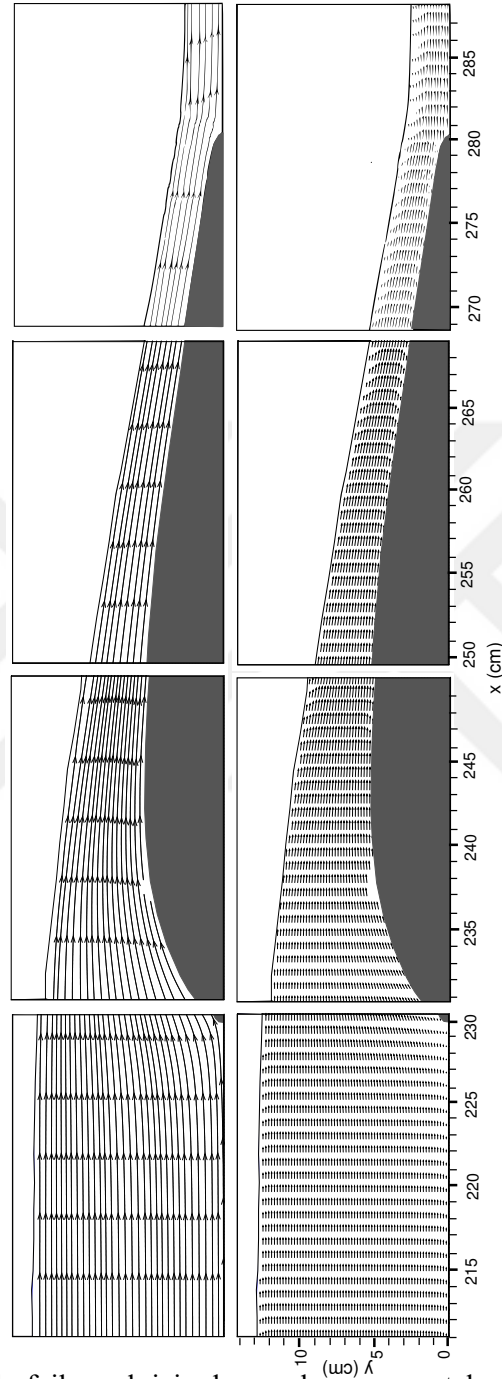
hız bileşeni v artış göstermektedir. Yapı ön yüzünden kret bölgesine kadar olan bölgede, düşey hız bileşeni serbest yüzeyde negatif değerler alırken, diğer bölgelerde pozitif değerler almaktadır (Şekil 6.19.-6.24.). Kret bölgesini geçtikten sonra ise v tüm derinlik boyunca negatif olmaktadır. Yapı üzerinde tüm bölgede yatay hız bileşeni pozitif değerler almaktadır. Mansap bölgesinde ise yatay hız bileşeni ve düşey hız bileşeninin mutlak değeri savak yüksekliği arttıkça artmaktadır. Şekillerden görüldüğü gibi düşey hız bileşeninin maksimum değerine, hidrofoil savağın hemen ön ucunda ulaşılırken, maksimum yatay hız bileşeni ise yapının mansap bölgesinde görülmektedir.



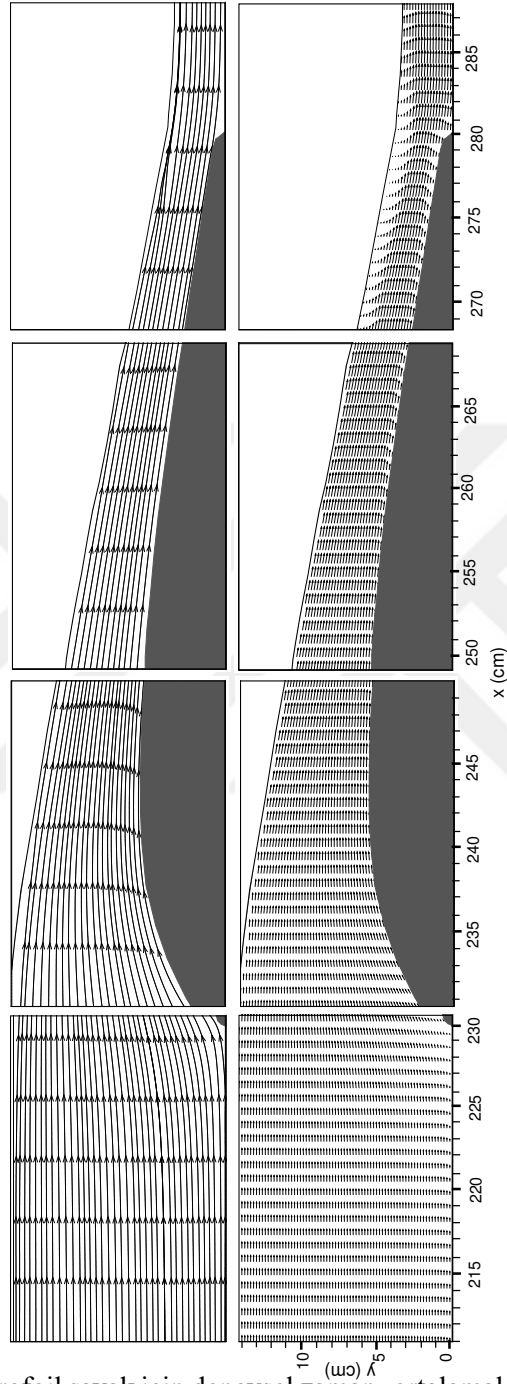
Şekil 6.10. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



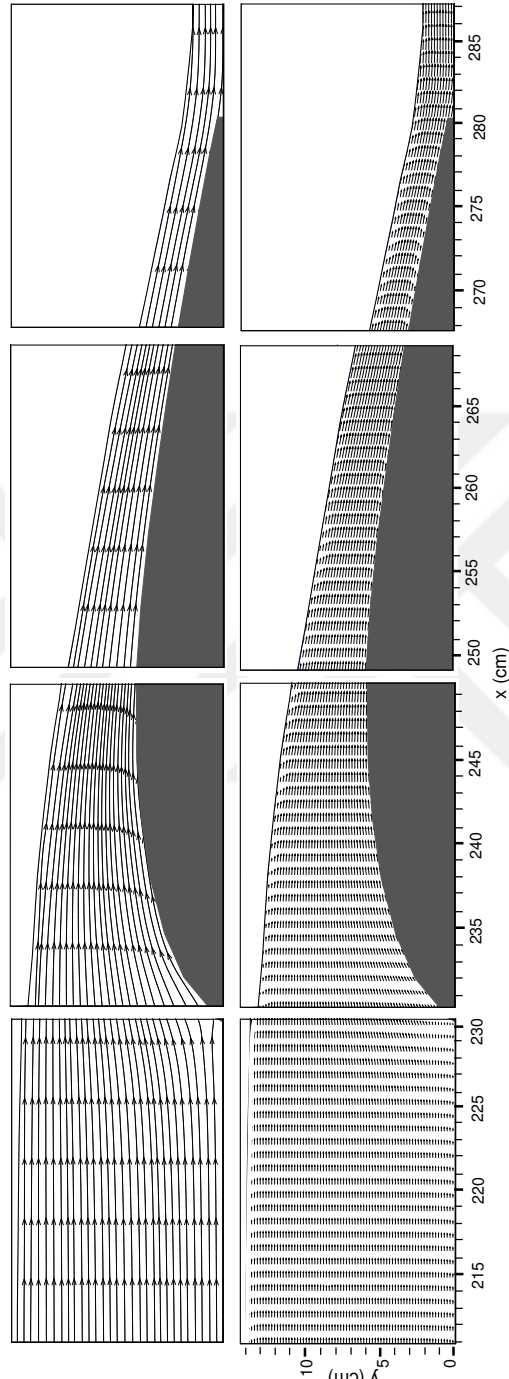
Şekil 6.11. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



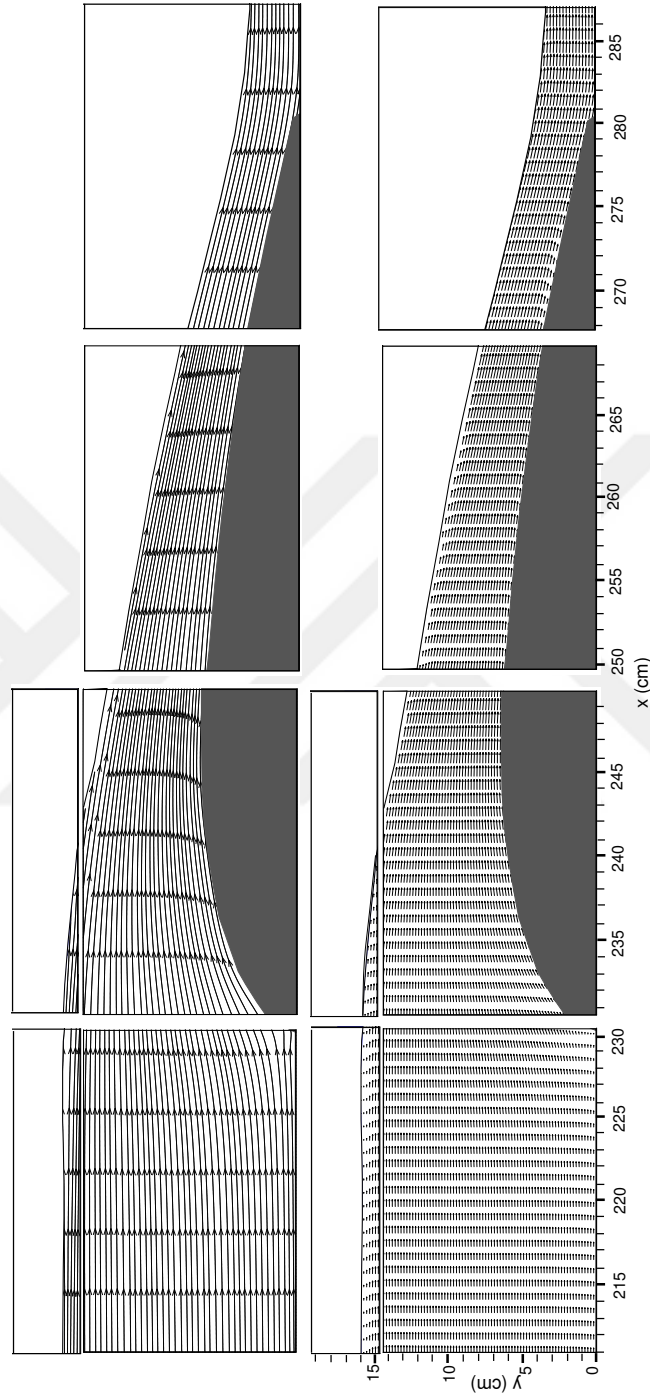
Şekil 6.12. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman-ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



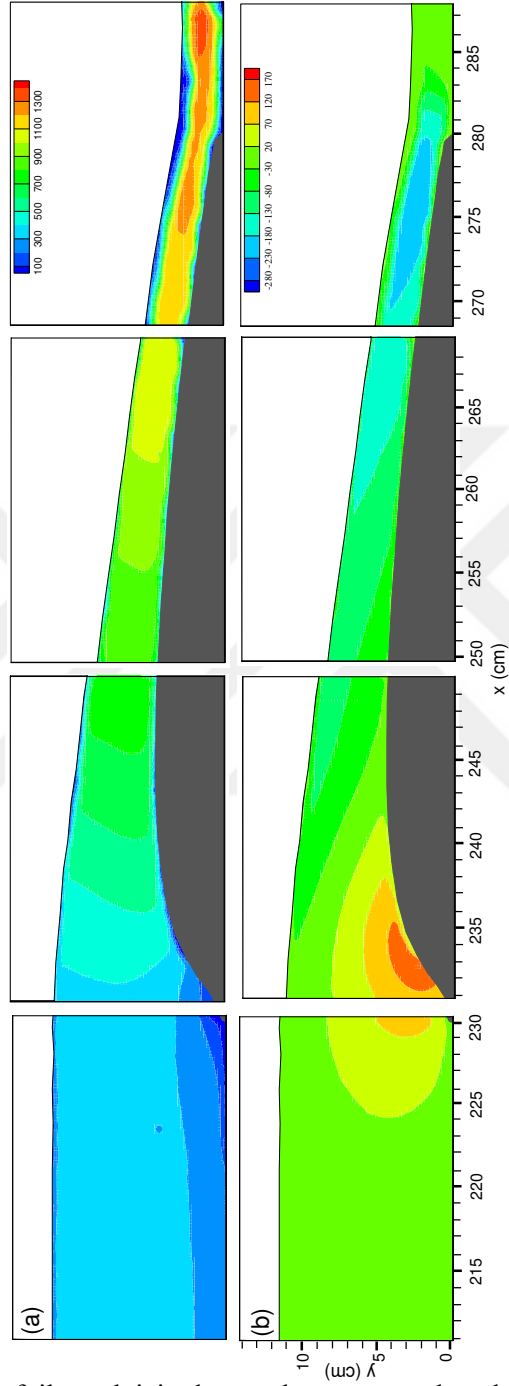
Şekil 6.13. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



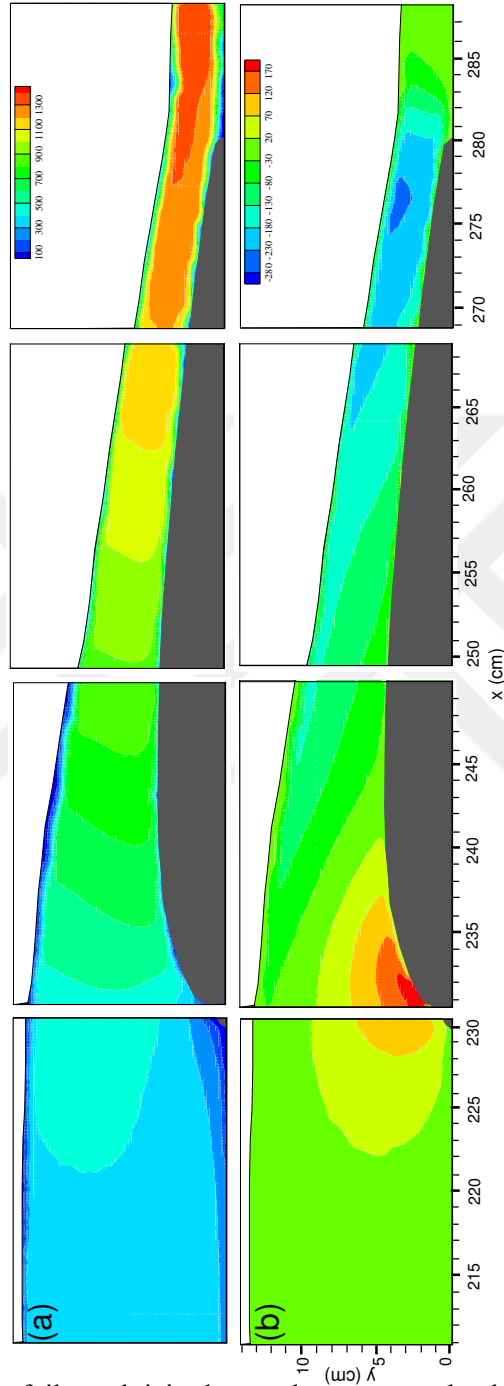
Şekil 6.14. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



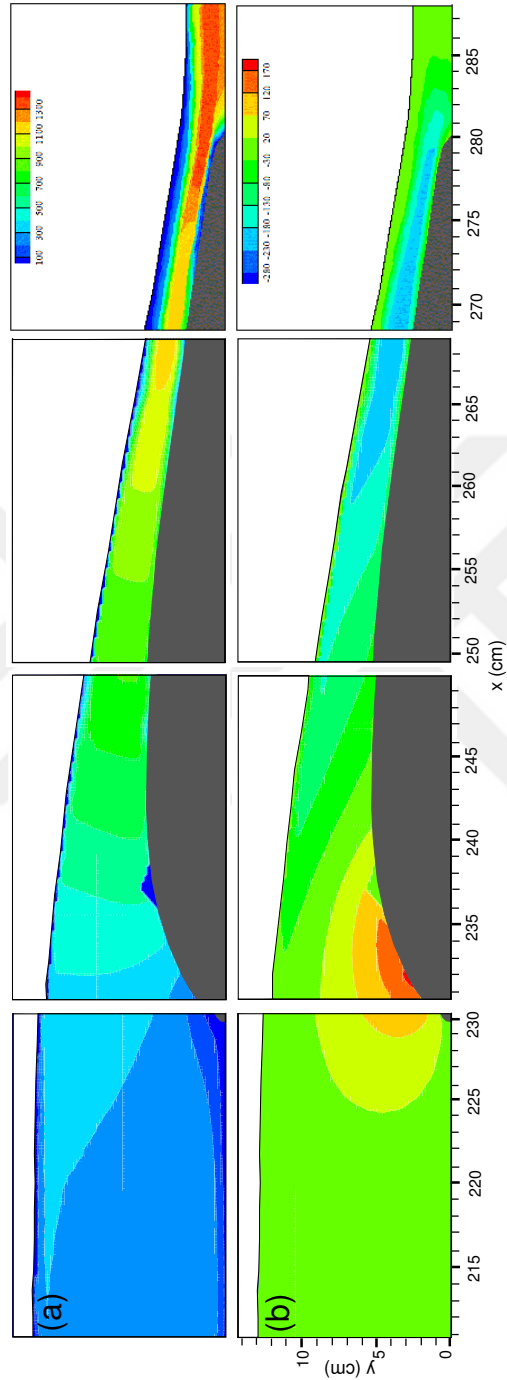
Şekil 6.15. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman– ortalamalı akım çizgileri ve hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



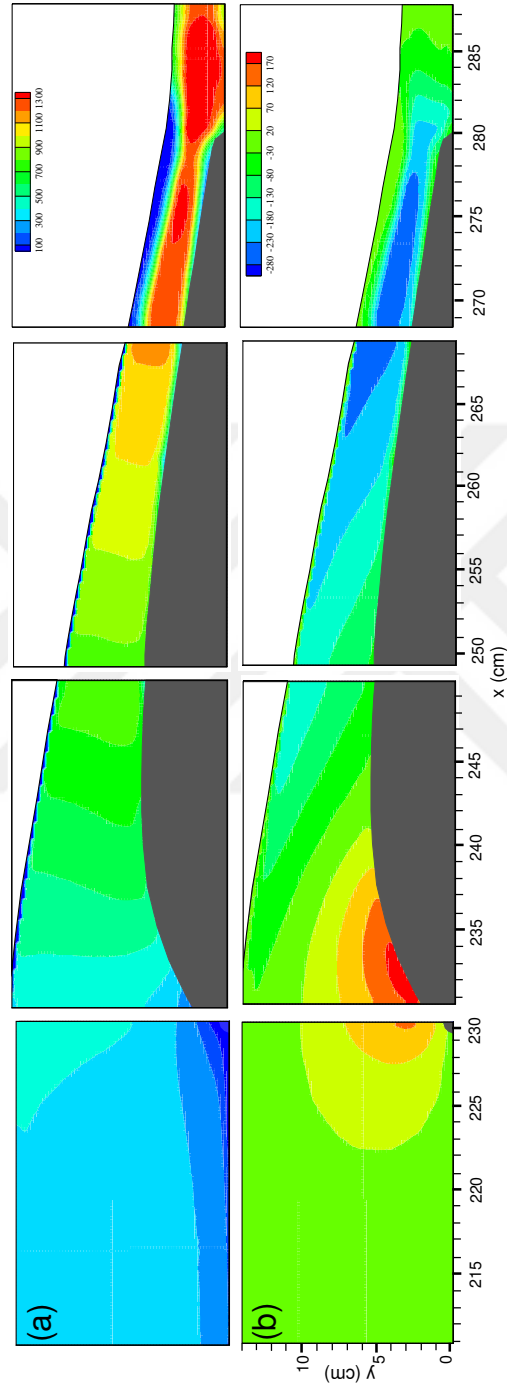
Şekil 6.16. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012\text{m}^3/\text{s}$



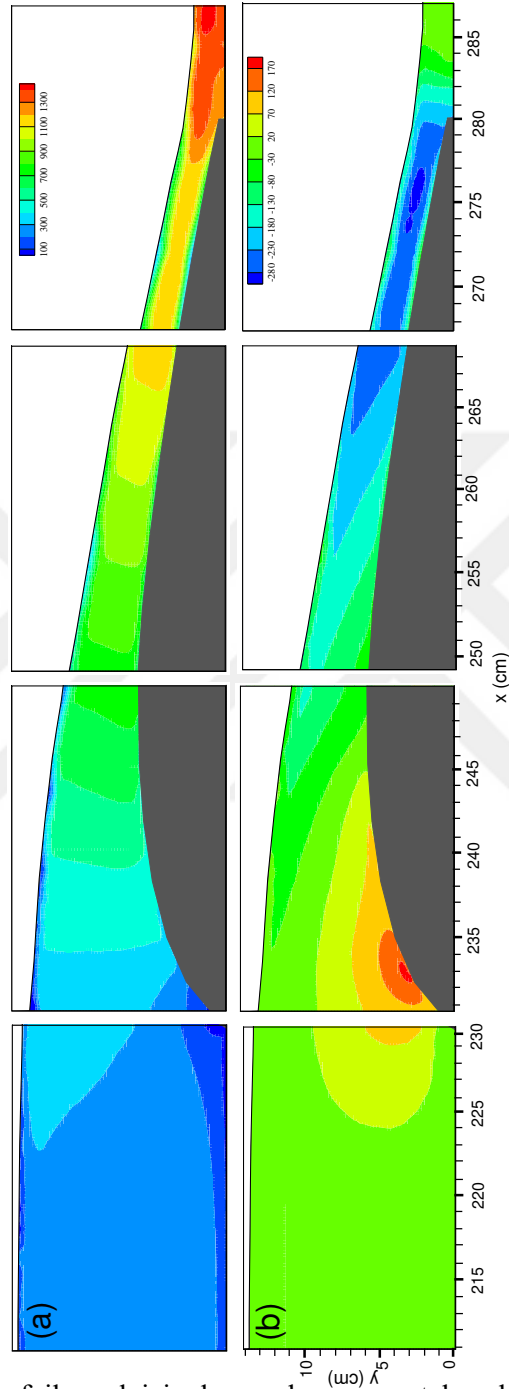
Şekil 6.17. N18 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalımlı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



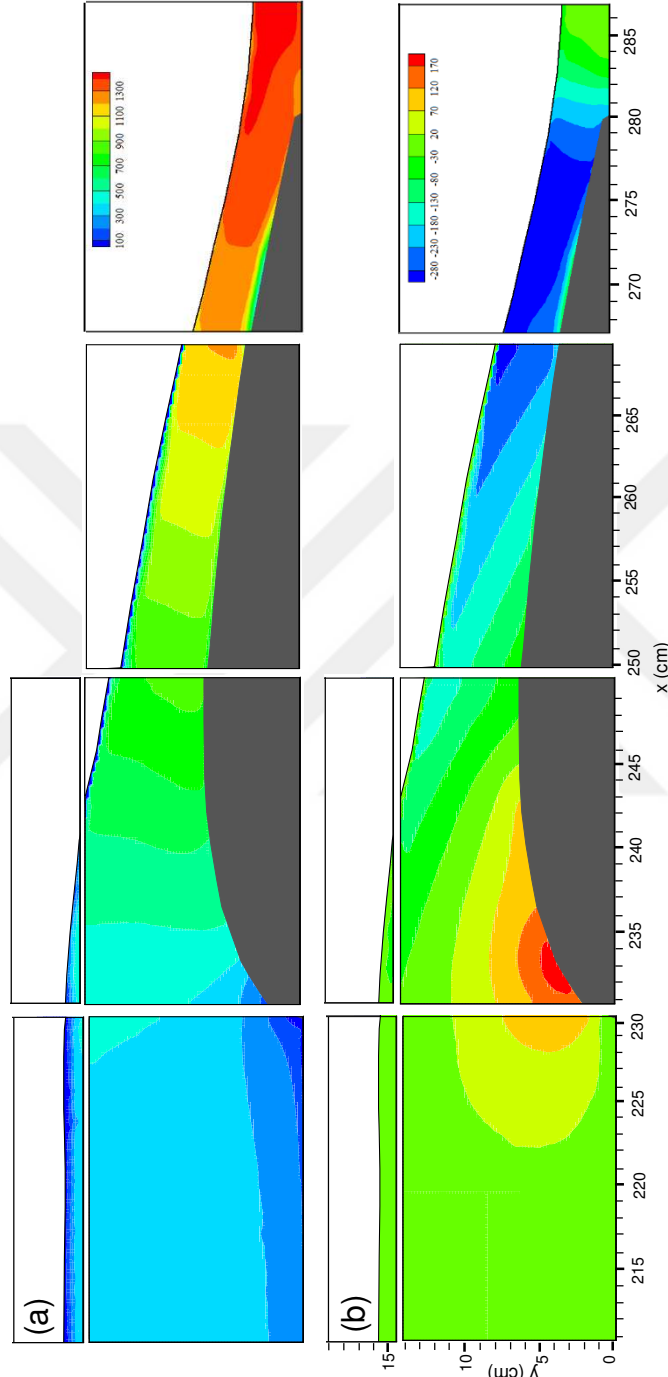
Şekil 6.18. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012\text{m}^3/\text{s}$



Şekil 6.19. N21 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalımlı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



Şekil 6.20. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman–ortalamalı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$



Şekil 6.21. N24 hidrofoil savak için deneysel zaman-ortalamalı (a) yatay, (b) düşey hız eş düzey eğrileri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$

6.1.3. Vortisite, Türbülans Kinetik Enerji ve Reynolds Kayma Gerilmesi

Şekil 6.22.-27.'de N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları üzerinden geçen akımın zaman–ortalama vortisite (ω), türbülans kinetik enerji (k) ve Reynolds kayma gerilmesi korelasyonunun $(\overline{u'v'}/V^2)$ eş düzey eğrileri, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debi koşulları için sunulmuştur. Bir önceki bölümde de bahsedildiği gibi, her üç savak için de serbest yüzeydeki dalgalanma ile birlikte oluşan parlama nedeniyle $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$ debisi için sözü edilen dağılımlar verilememiştir.

Vortisite eş düzey eğrileri, akım alanından elde edilen zaman–ortalama hız bileşenleri yardımıyla hesap edilmektedir. xy düzleminde, iki boyutlu hız alanındaki vortisitenin z bileşeni aşağıdaki gibi hesap edilir:

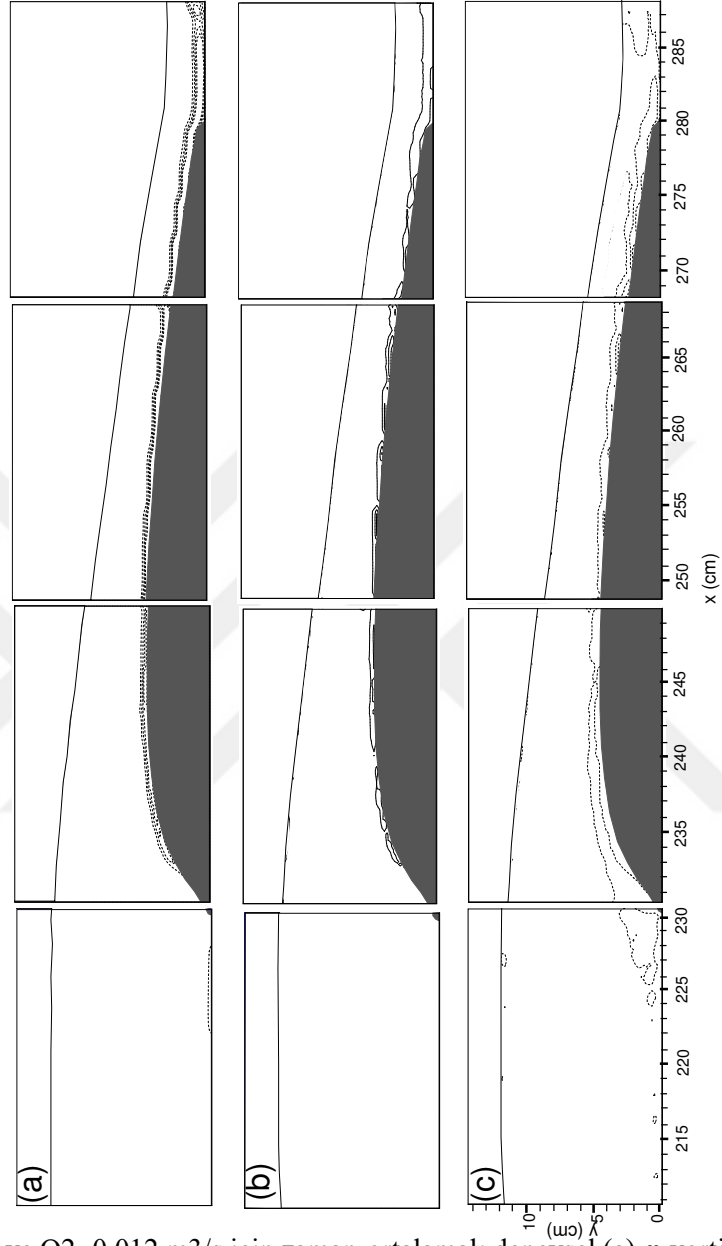
$$2\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6.1.)$$

Burada u ve v sırasıyla x ve y doğrultularındaki hız bileşenleridir. xy düzlemindeki yerel vortisiteler, sonlu farklar şeması kullanılarak birim alana gelen sirkülasyonun diferansiyelinden belirlenir. Şekillerde pozitif vortisite (saat dönüşünün tersi yönde) sürekli çizgi ile gösterilirken, negatif vortisite (saat dönüşü yönünde) kesikli çizgi ile gösterilmiştir. N18, N21 ve N24 hidrofoil savak etrafındaki vortisitenin en düşük ve artırım değerleri $\omega=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$ şeklindedir.

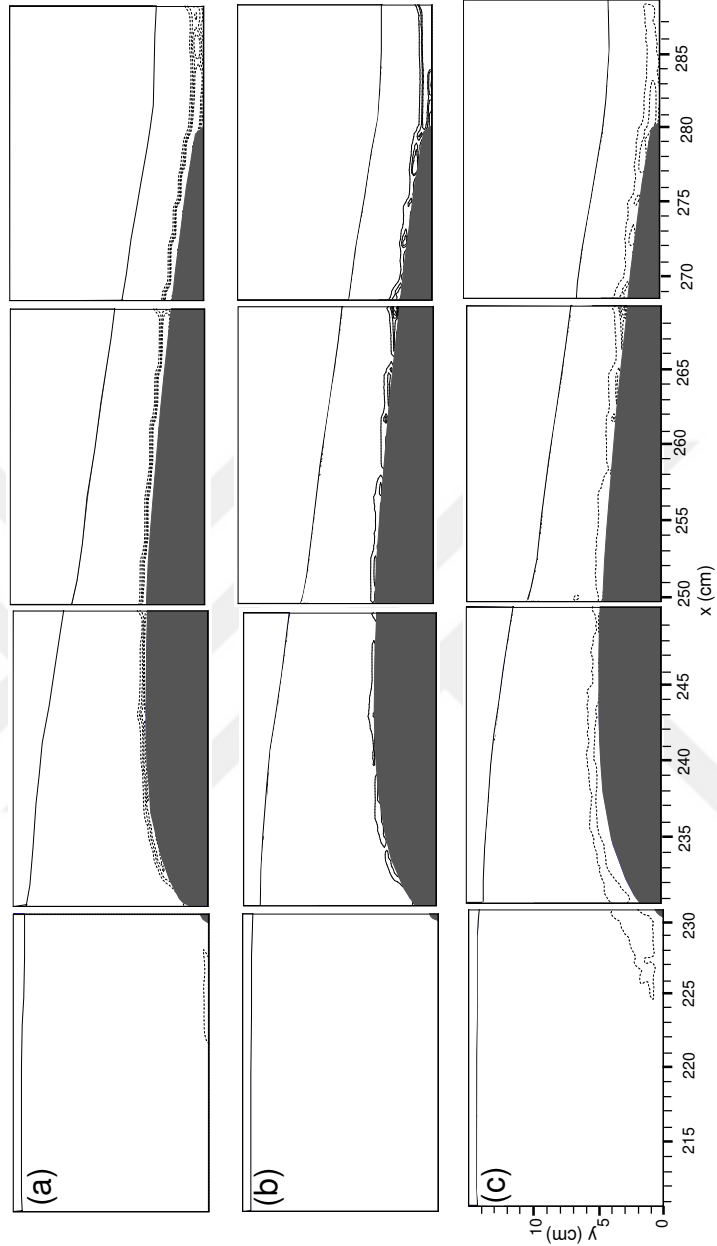
Şekillerde gösterilen zaman–ortalama türbülans kinetik enerjisi, PIV ile ölçülen yatay ve düşey doğrultudaki u_i' türbülans hızlarının kullanılması ile aşağıdaki gibi hesap edilmiştir:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (6.2.)$$

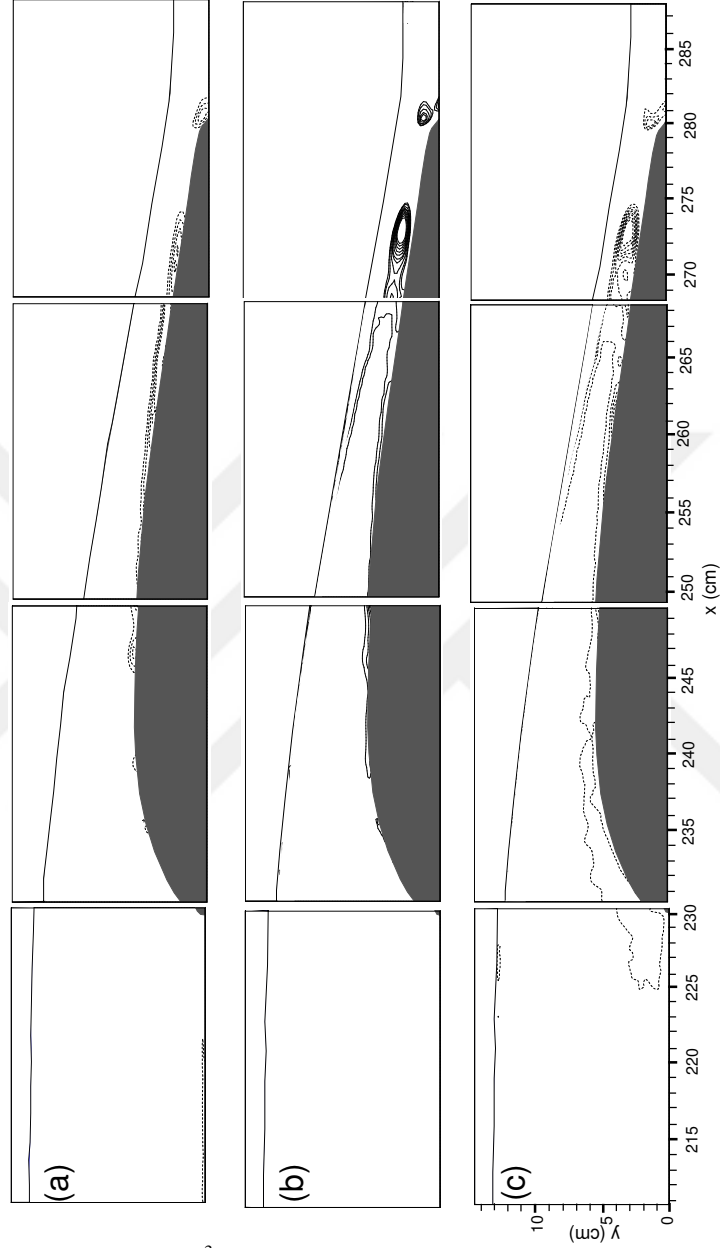
Şekillerden de görüldüğü gibi gelen akımın Froude sayısının artmasıyla birlikte katı sınıra yakın bölgelerde vortisite konsantrasyonu artış göstermektedir. Bu durum kinetik enerji ve Reynolds kayma gerilmeleri için de söz konusudur. Bu üç parametrenin yayılımı türbülansla birlikte mansaba doğru kaymaktadır. Kritik üstü akım bölgesindeki momentum transferinin diğer bölgelere göre rölatif olarak daha şiddetli olması nedeniyle savağın mansabında vortisite, türbülans kinetik enerji ve Reynolds gerilmeleri daha büyüktür. Katı sınıra yakın bölgede bu parametrelerin kümelenmesi, kayma tabakasındaki yüksek hız gradyanlarından kaynaklanmaktadır. Ayrıca sabit debi ve artan savak yükseklerinde vortisite, türbülans kinetik enerjisi ve Reynolds kayma gerilemelerinin şiddeti artmaktadır.



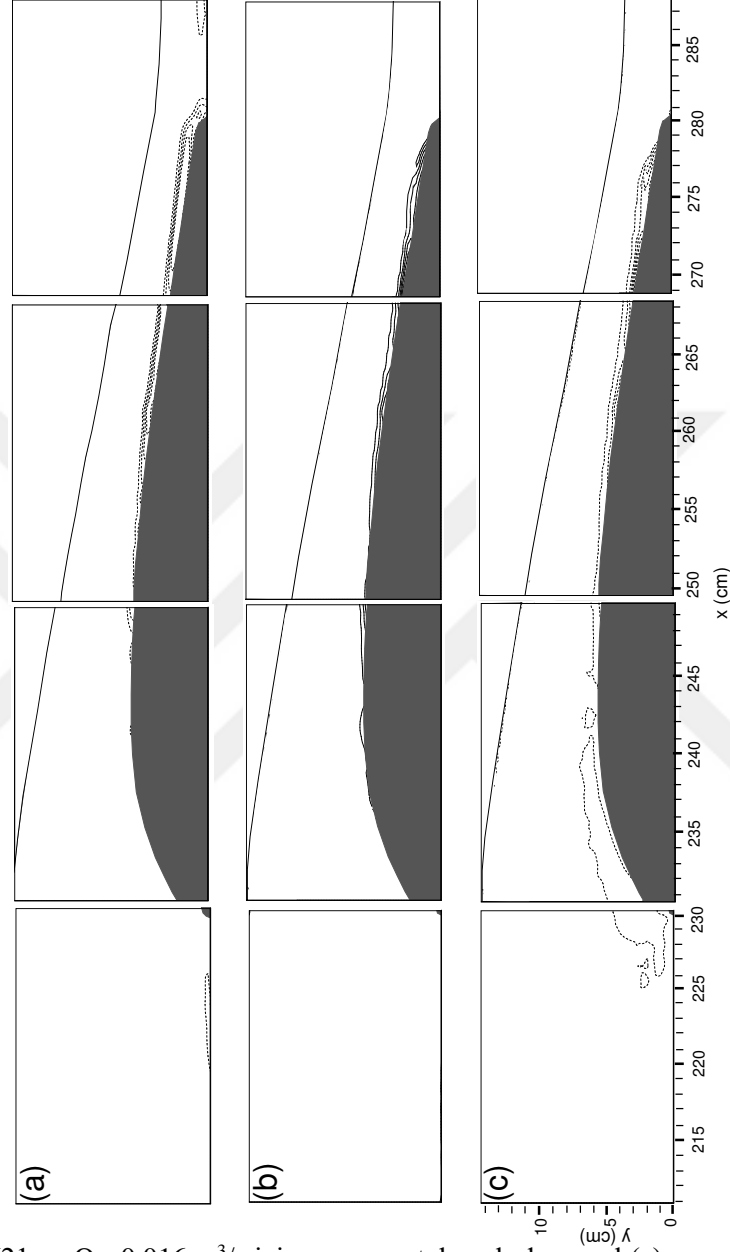
Şekil 6.22. N18 ve $Q2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve Reynolds kayma gerilmesi eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$)



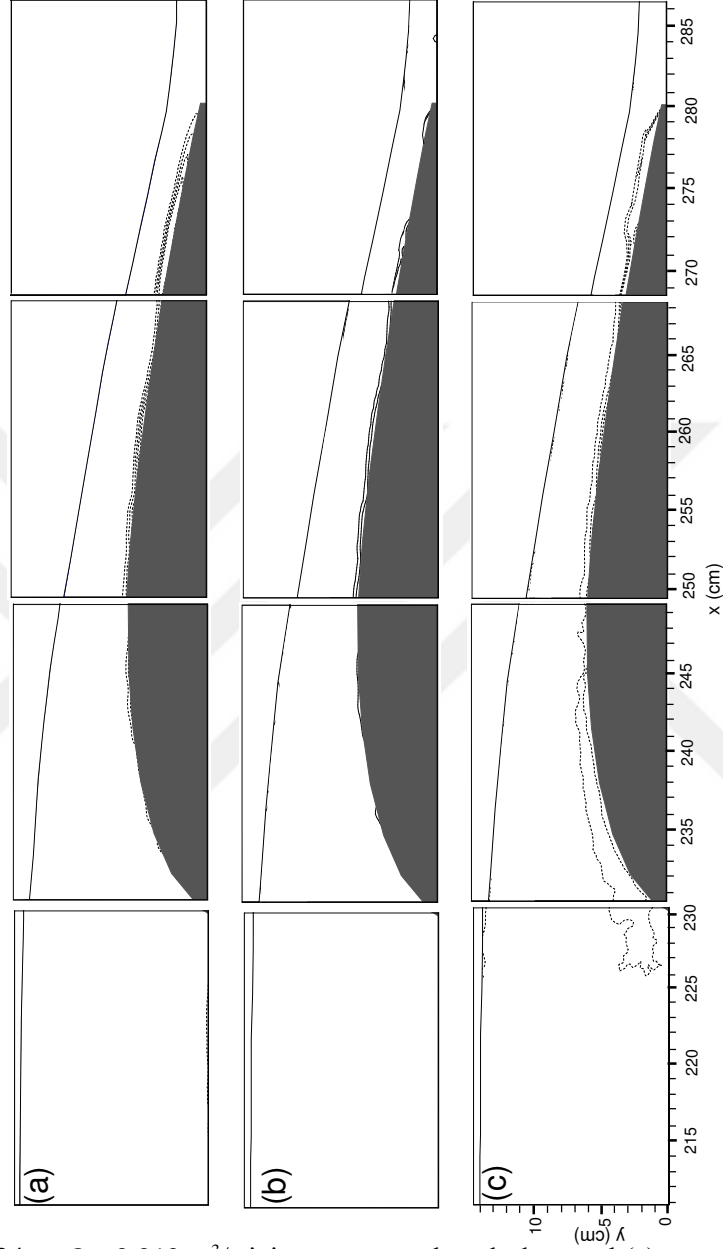
Şekil 6.23. N18 ve $Q3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve c) Reynolds kayma gerilmesi eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$)



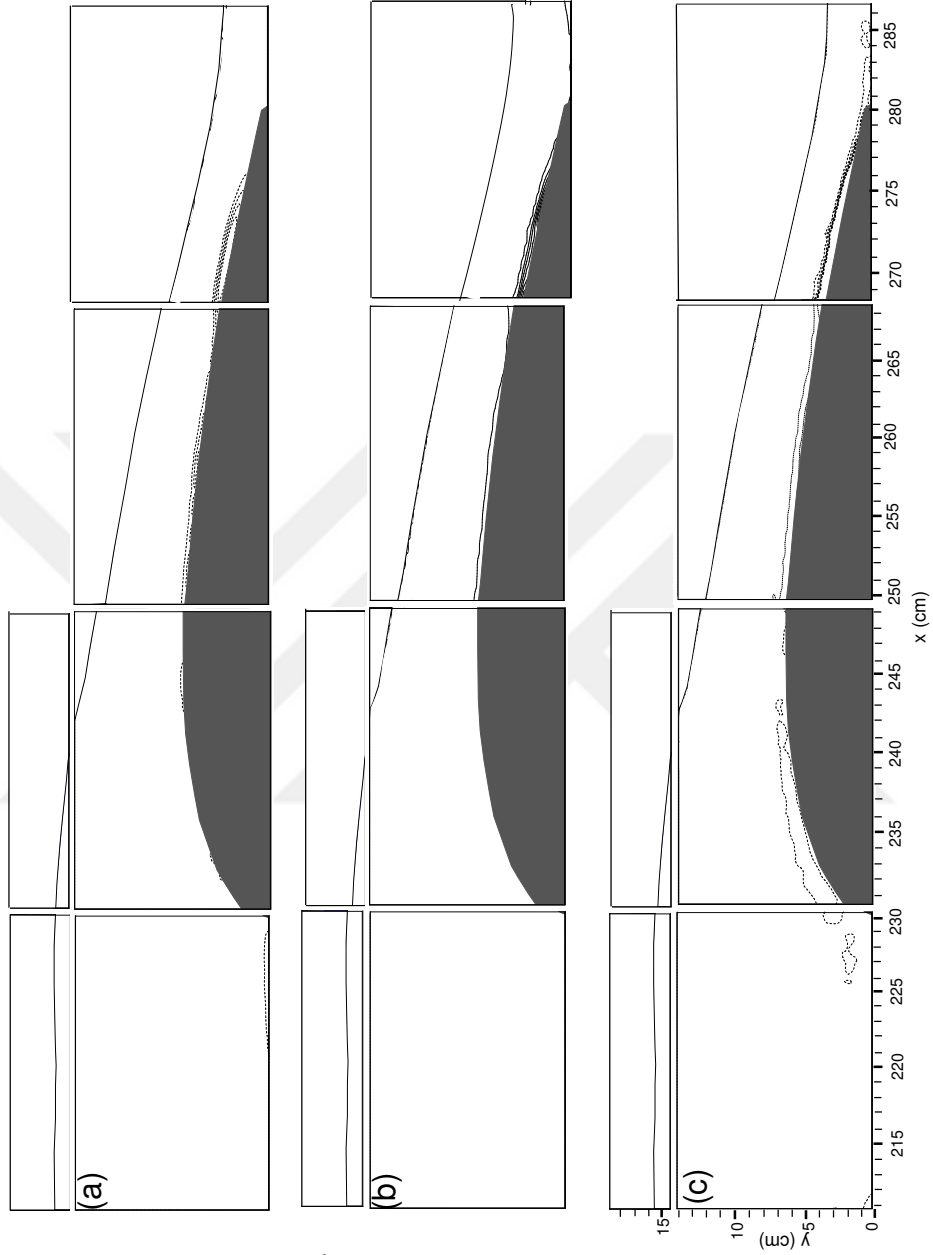
Şekil 6.24. N21 ve $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi eş düzey eğrileri ($\overline{u'v'}/U^2 = -0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2) = 0,0396$)



Şekil 6.25. N21 ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi, eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}) / U^2 = -0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}) / U^2 = 0,0396$)



Şekil 6.26. N24 ve $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi, eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}) / U^2 = -0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}) / U^2 = 0,0396$)



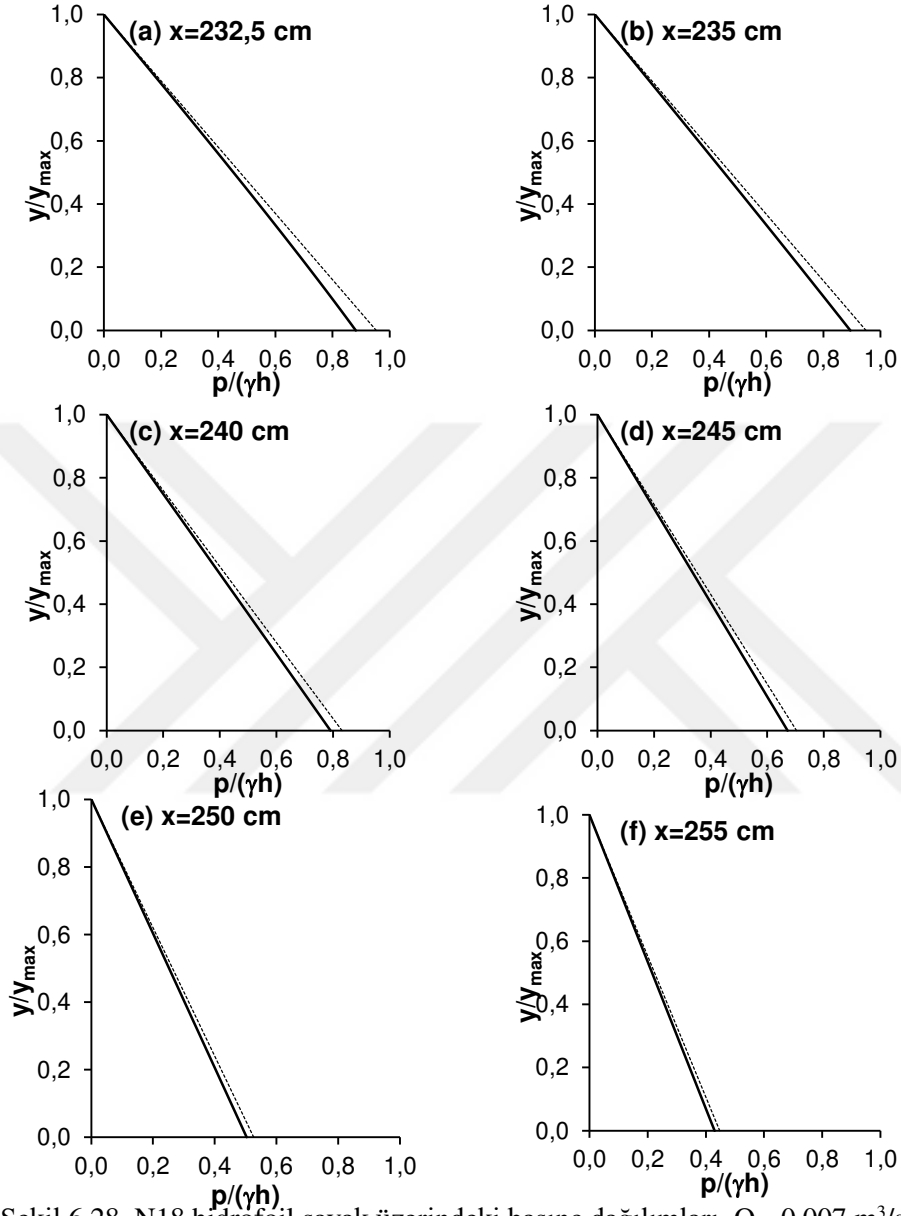
Şekil 6.27. N24 ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için zaman-ortalamalı deneysel (a) ω vortisite eş düzey eğrileri, ($\omega_{\min}=-30 \text{ s}^{-1}$ ve $\Delta\omega=30 \text{ s}^{-1}$), (b) Türbülans kinetik enerji, TKE eş düzey eğrileri ($\text{TKE}_{\min}=0,05 \text{ mm}^2/\text{s}^2$ ve $\Delta\text{TKE}=0,20 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) ve (c) Reynolds kayma gerilmesi, $\overline{u'v'}/U^2$ eş düzey eğrileri ($(\overline{u'v'}/U^2)_{\min}=-0,2$ ve $\Delta(\overline{u'v'}/U^2)=0,0396$)

6.1.4. Hidrofoil Savaklar Üzerindeki Basınç Dağılımları

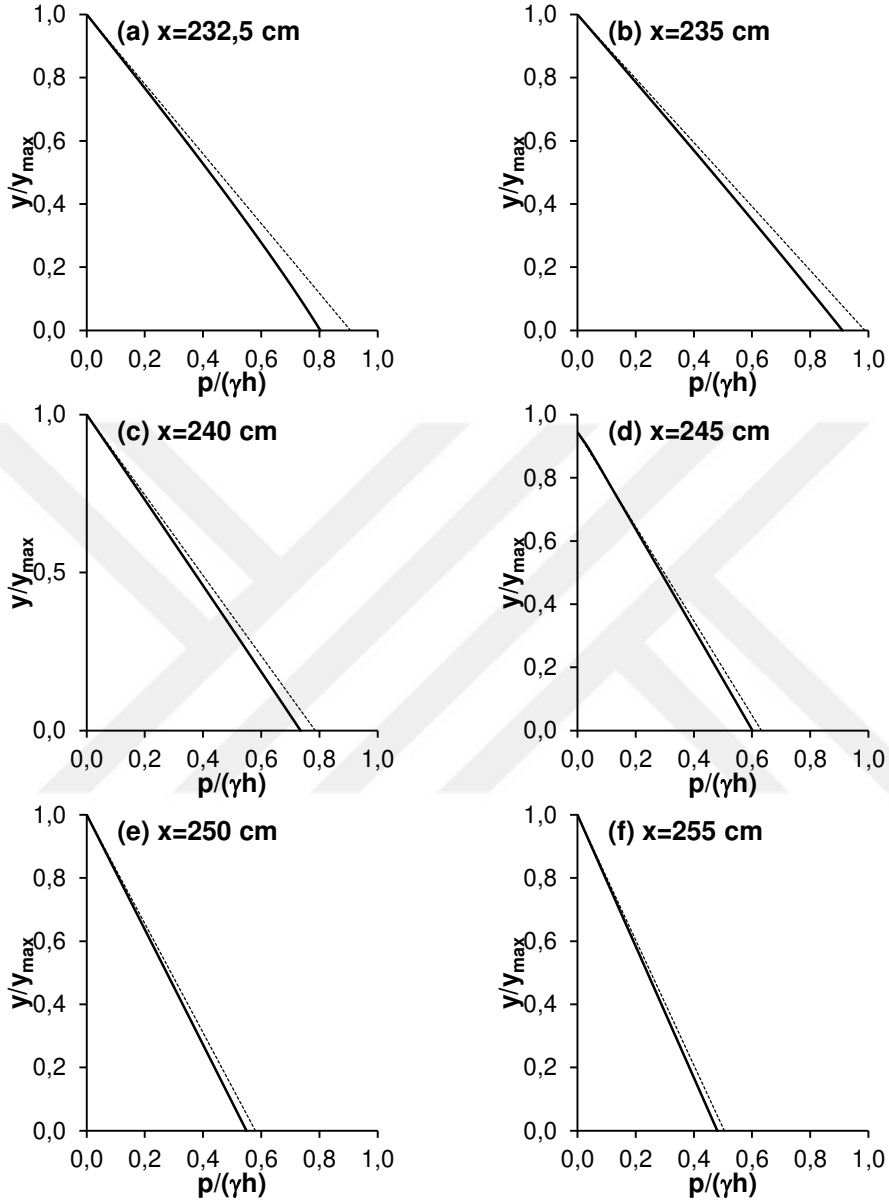
Şekil 6.28.-6.36. N18, N21 ve N24 hidrofoil savakların farklı kesitlerinde $Q_1=0,007 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_2=0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ ve $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debileri için basınç dağılımlarını göstermektedir. Grafiklerde düşey eksen y_{maks} ile boyutsuz hale getirilirken, yatay eksen de yer alan basınç yüksekliği (p/γ) savak yükü (h) ile boyutsuzlaştırılmıştır. Bu çalışmaya konu olan açık kanal içerisine yerleştirilen hidrofoil savaklar, düzenli, iki boyutlu, sn düzlemindeki dış bükey eğrilikli bir akım alanına sahiptir. Akımda hız ve basıncın normal doğrultudaki değişimi, dış bükey akım çizgileri için aşağıda verilen Euler denkleminin normal bileşenin integrasyonundan elde edilir:

$$-\frac{V^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} + g \frac{\partial z}{\partial n} = 0 \quad (6.3.)$$

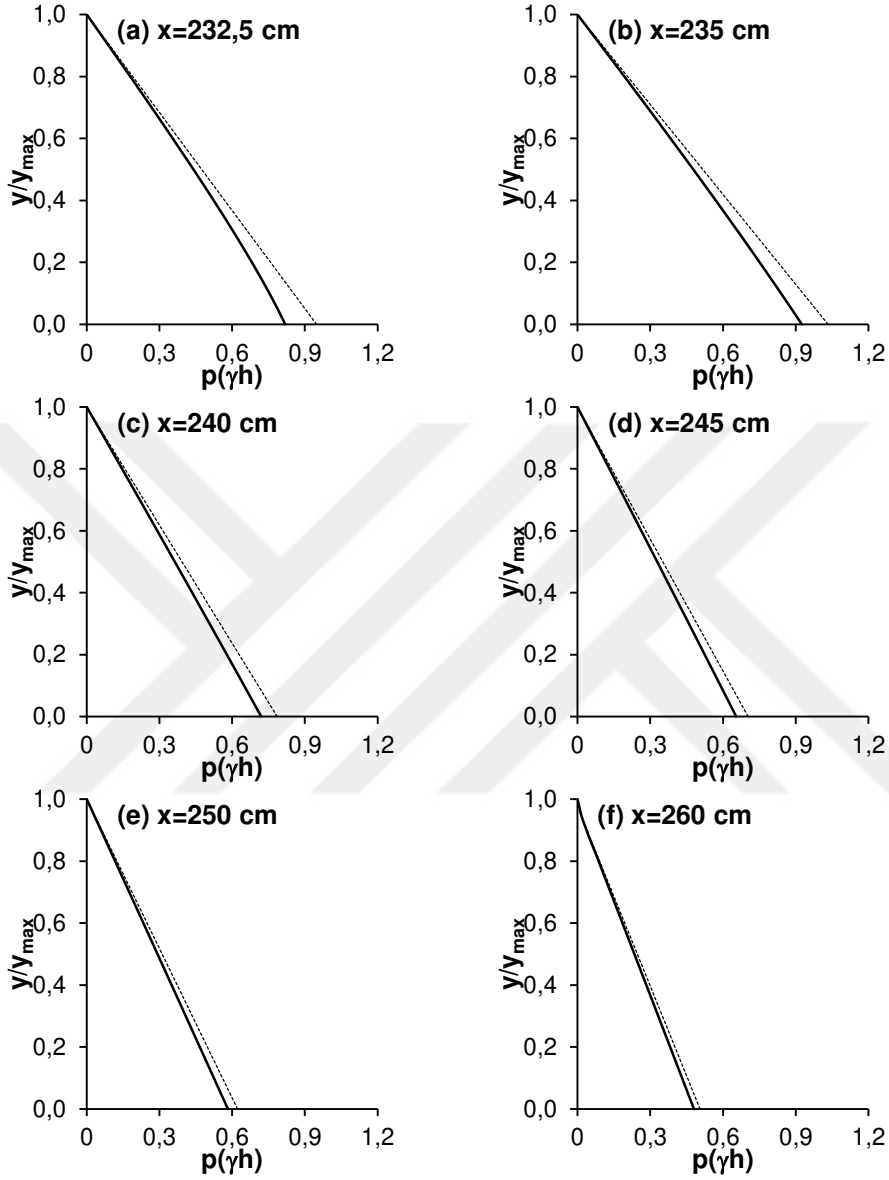
Savak ile etkileşime giren açık kanal akımlarında, akım çizgilerinin eğriselliğinin arttığı bölgelerde hidrostatik olmayan basınç dağılımları söz konusu olmaktadır. Şekiller incelendiğinde N18, N21 ve N24 savakları için akım çizgilerinin eğriselliğinin etkin olduğu bölgelerde sözü edilen bu durumun gerçekleştiği görülmektedir. Tüm hidrofoil savak profillerinde debinin artmasıyla birlikte savak yükü artmakta ve buna bağlı olarak tabandaki basınçlar da artmaktadır. Basınç dağılımlarının hidrostatik dağılımdan maksimum sapma gösterdiği bölge, savak yapısının ön yüzünde yer almaktadır. Savak yüksekliği ve debinin artmasıyla birlikte sapmanın daha da arttığı açıkça görülebilmektedir. Tüm yapı ve akım koşullarında savak kret bölgesine doğru gidildikçe eğrisellik azalmakta ve buna bağlı olarak belirli bir noktadan sonra hidrostatik basınç dağılımı söz konusu olmaktadır. Bu nokta debi ve savak yüksekliğindeki artış ile birlikte daha mansaba doğru kaymaktadır.



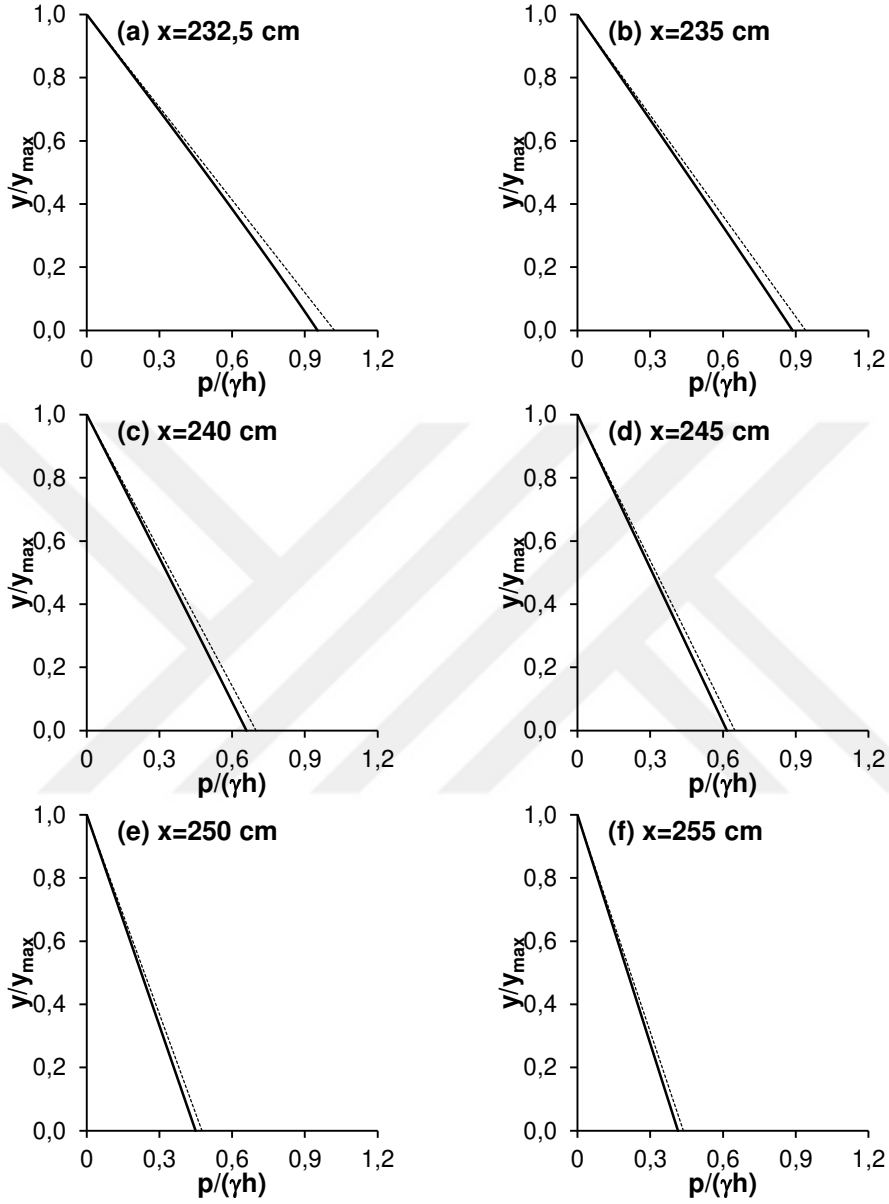
Şekil 6.28. N18 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_1=0,007$ m³/s



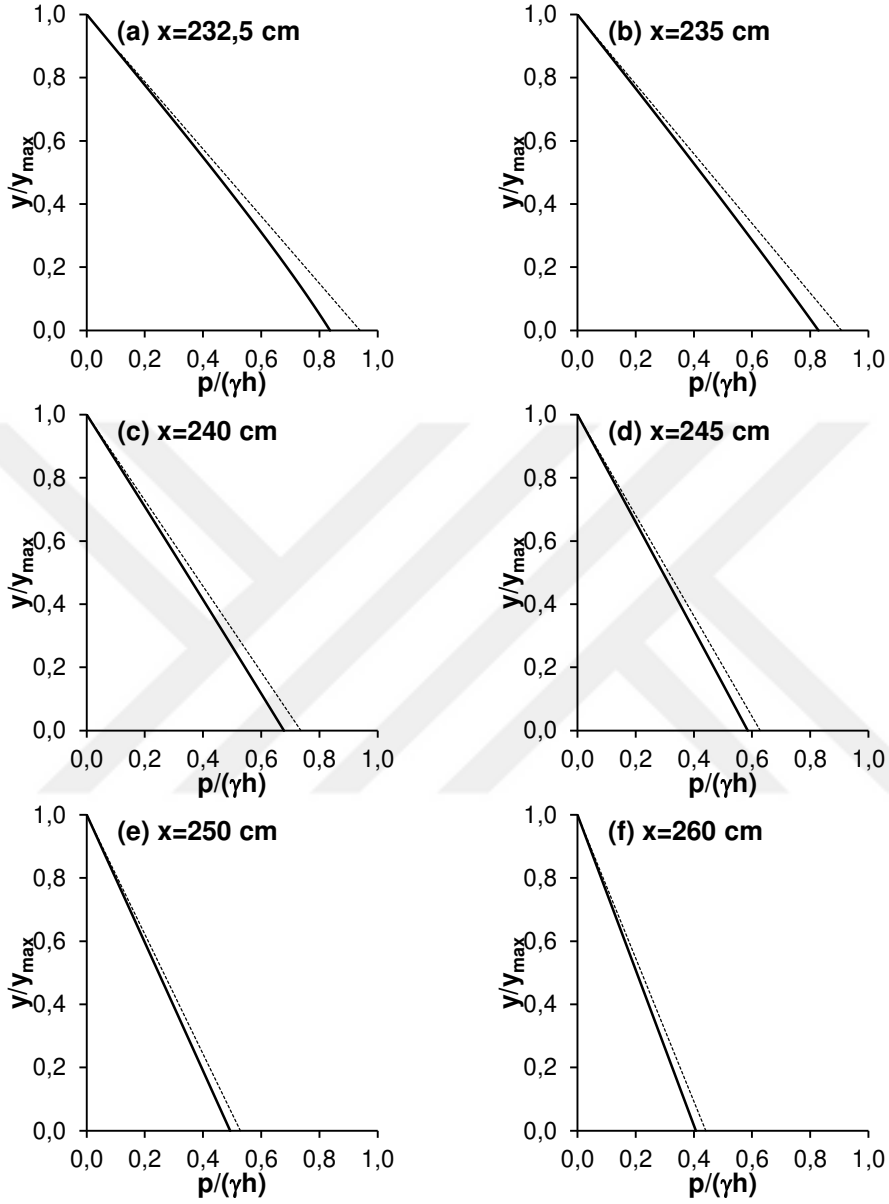
Şekil 6.29. N18 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_2=0,012$ m³/s

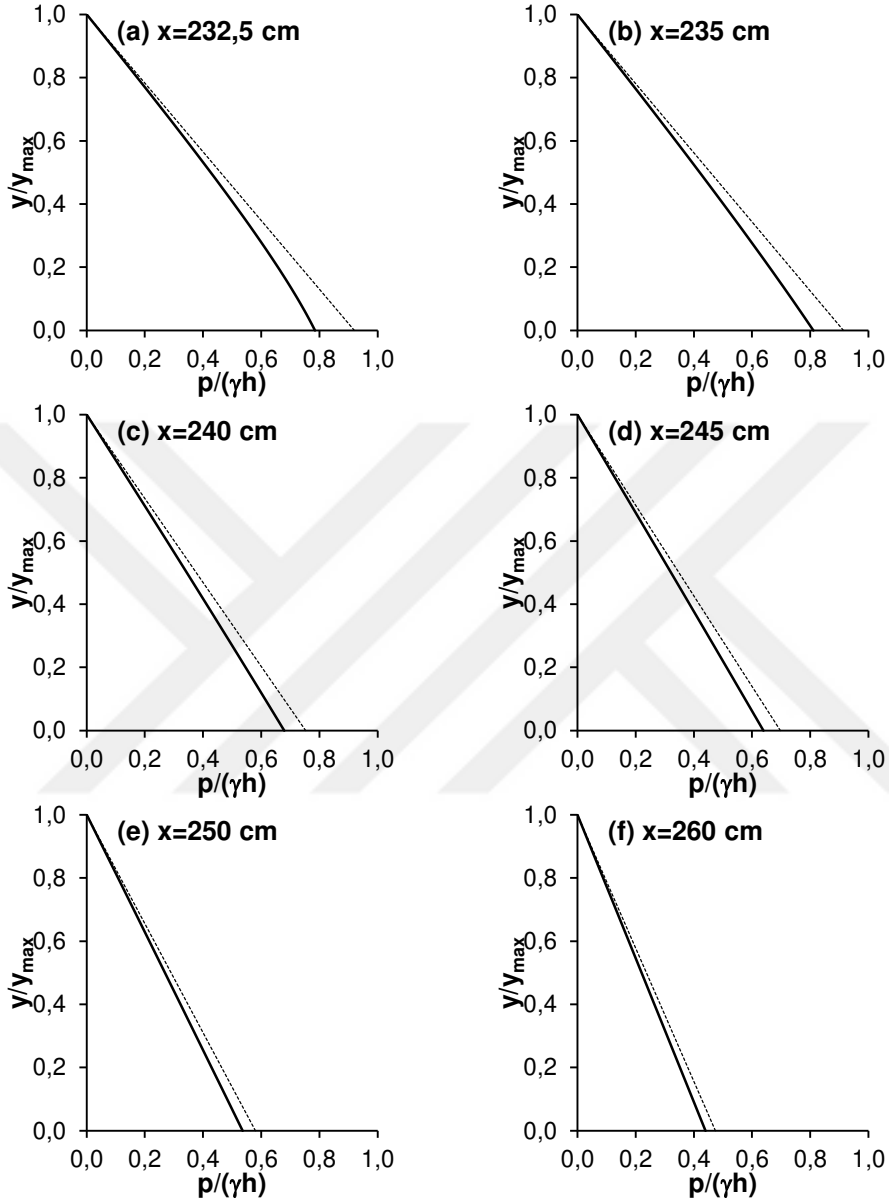


Şekil 6.30. N18 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_3=0,016$ m³/s

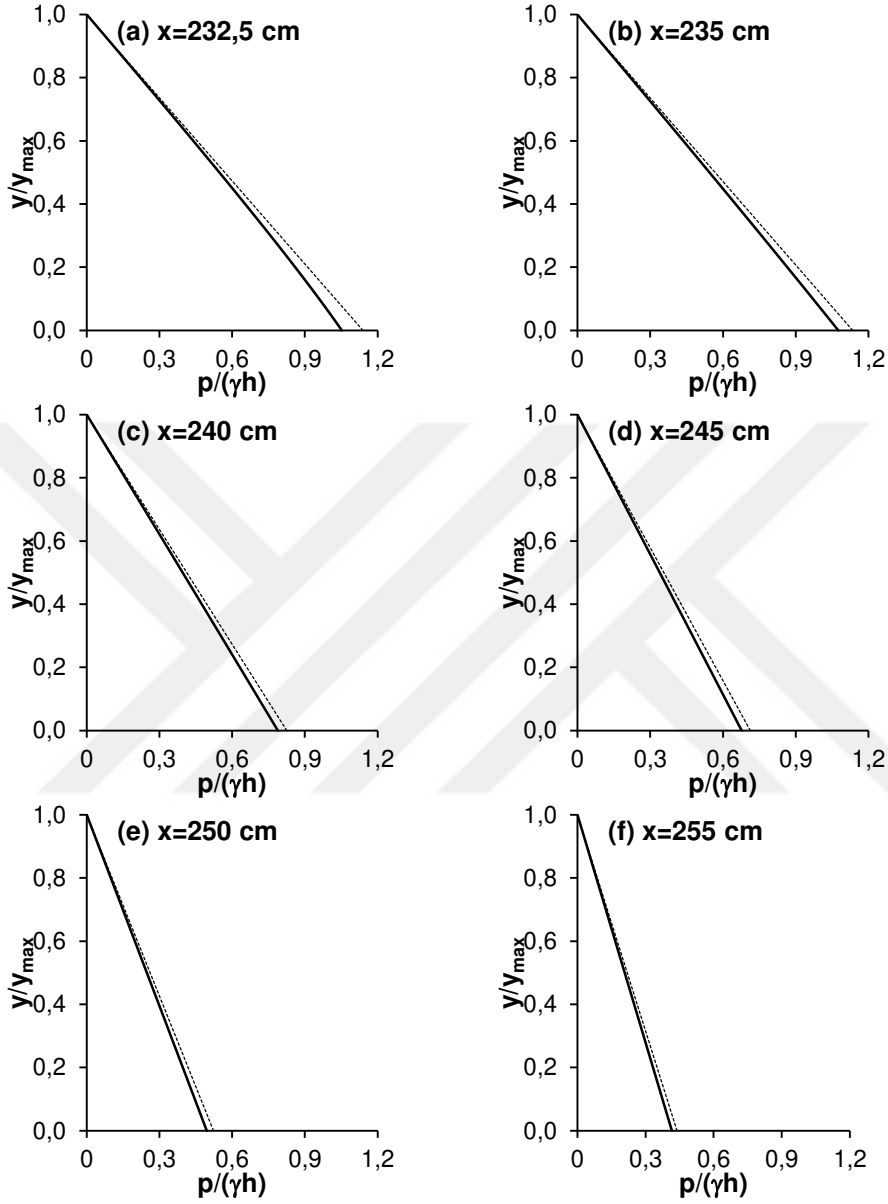


Şekil 6.31. N21 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_1=0,007$ m³/s

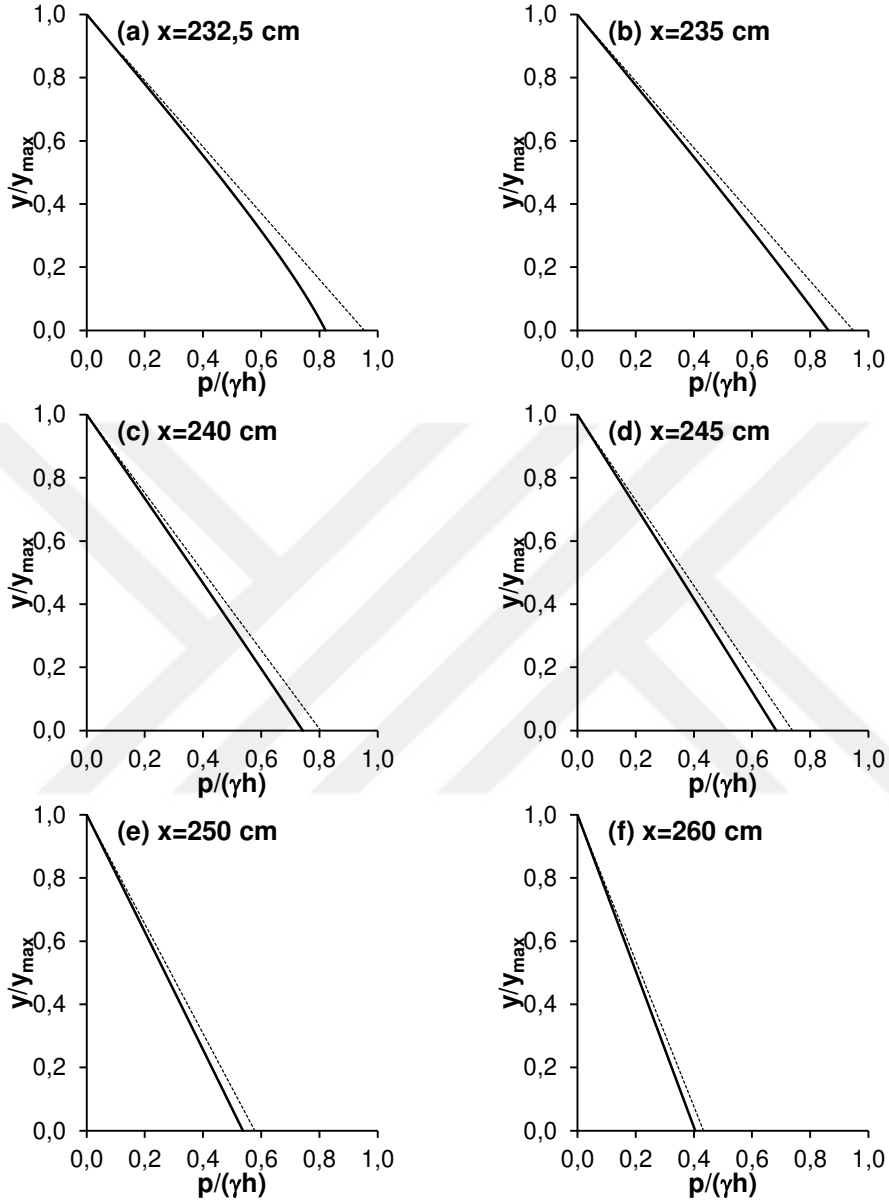
Şekil 6.32. N21 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_2=0,012$ m³/s



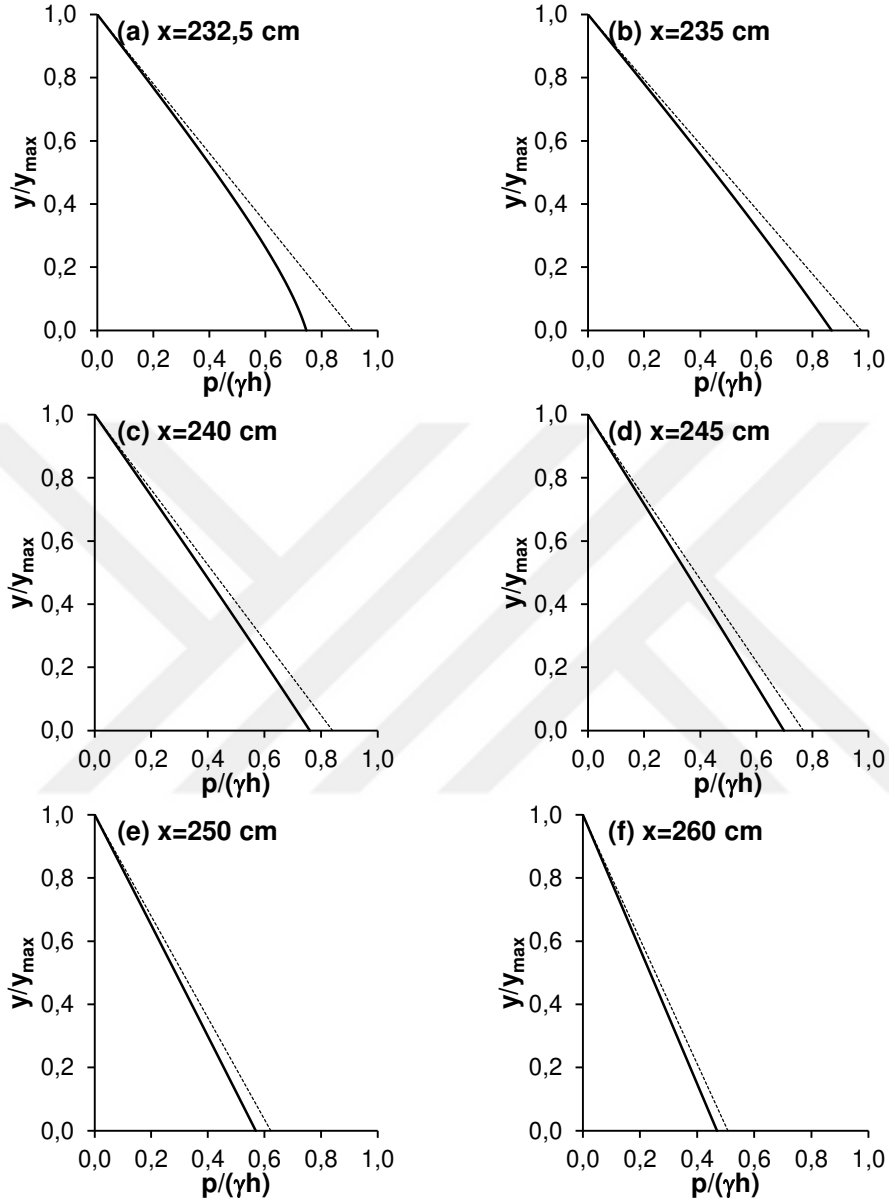
Şekil 6.33. N21 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_3=0,016$ m³/s



Şekil 6.34. N24 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_1=0,007$ m³/s



Şekil 6.35. N24 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_2=0,012$ m³/s



Şekil 6.36. N24 hidrofoil savak üzerindeki basınç dağılımları, $Q_3=0,016$ m³/s

6.1.5. N18, N21 ve N24 Hidrofoil Savakları için Debi Katsayıları

Açık kanallarda kullanılan savak geometrilerinin debi katsayısı üzerinde etkin olduğu bilinen bir gerçektir. Savak yapısı, akım çizgilerine uyarlandığında akımı daha az rahatsız etmesinden dolayı daha büyük debi katsayısına sahip olmaktadır.

Debi katsayısı, akım sistemlerinde akış ve basınç kaybı davranışını karakterize etmek için kullanılan boyutsuz bir sayıdır. Bu parametre, kanal en kesitindeki yerel daralma ve genişlemede olduğu gibi, akımın savak ile etkileşiminde ortaya çıkan sürtünmelerden kaynaklanan enerji kayıplarını hesaba katmak için kullanılmaktadır. Debi katsayısı, gerçek debinin, sürtünmesiz akım kabulü ile hesaplanan teorik debiye olan oranıdır.

Eğrisel savaklar üzerinden geçen akımın debi katsayısının hesabında literatürde iki farklı yol kullanılmaktadır. Birinci yaklaşımda, deneysel debinin, savak tepesi ile savaktan (2-4)h mesafedeki noktalar arasında, sürtünmesiz koşullar için yazılan Bernoulli denkleminde hesap edilen teorik debiye oranlanması sonucu elde edilmektedir (Kırkgöz, 2018). Diğer yöntemde ise savak üzerindeki kritik derinlikten geçen akımın debisi esas alınarak teorik debi hesaplanmakta, gerçek debinin teorik debiye oranından bulunmaktadır. Bu çalışmada ikinci yöntem esas alınarak debi katsayısı elde edilmiştir.

Savak üzerinde kritik akımın oluşma koşulu:

$$\frac{Q^2 B}{g A^3} = 1 \quad (6.4.)$$

$$\frac{q^2}{g h_c^3} = 1 \quad (6.5.)$$

Birim genişlikten geçen debi:

$$q = \sqrt{gh_c^3} \quad (6.6.)$$

Burada h_c kritik derinliği, g yerçekimi ivmesini göstermektedir.

Savak üzerinde kritik derinlikle toplam enerji yüksekliği arasındaki ilişki kullanılarak kanalın tüm genişliğinden geçen debi;

$$Q_{\text{teorik}} = b \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{g} H^{3/2} \quad (6.7.)$$

şeklinde hesap edilir. C_d debi katsayısı ile düzeltme yapılarak gerçek debi aşağıdaki gibi elde edilir:

$$Q_{\text{gerçek}} = C_d b \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{g} H^{3/2} \quad (6.8.)$$

Burada b kanal genişliğini, H toplam enerji yüksekliğini göstermektedir ve aşağıdaki gibi hesap edilir:

$$H = h + \frac{V^2}{2g} \quad (6.9.)$$

Burada H savak kretine göre toplam enerji yüksekliğini, h , basınç yüksekliğini (savak yükünü), $V^2/2g$ ise hız yüksekliğini göstermektedir. Hız yüksekliğinin ihmal edilmesi ile (6.8.) denklemini aşağıdaki gibi elde edilir.

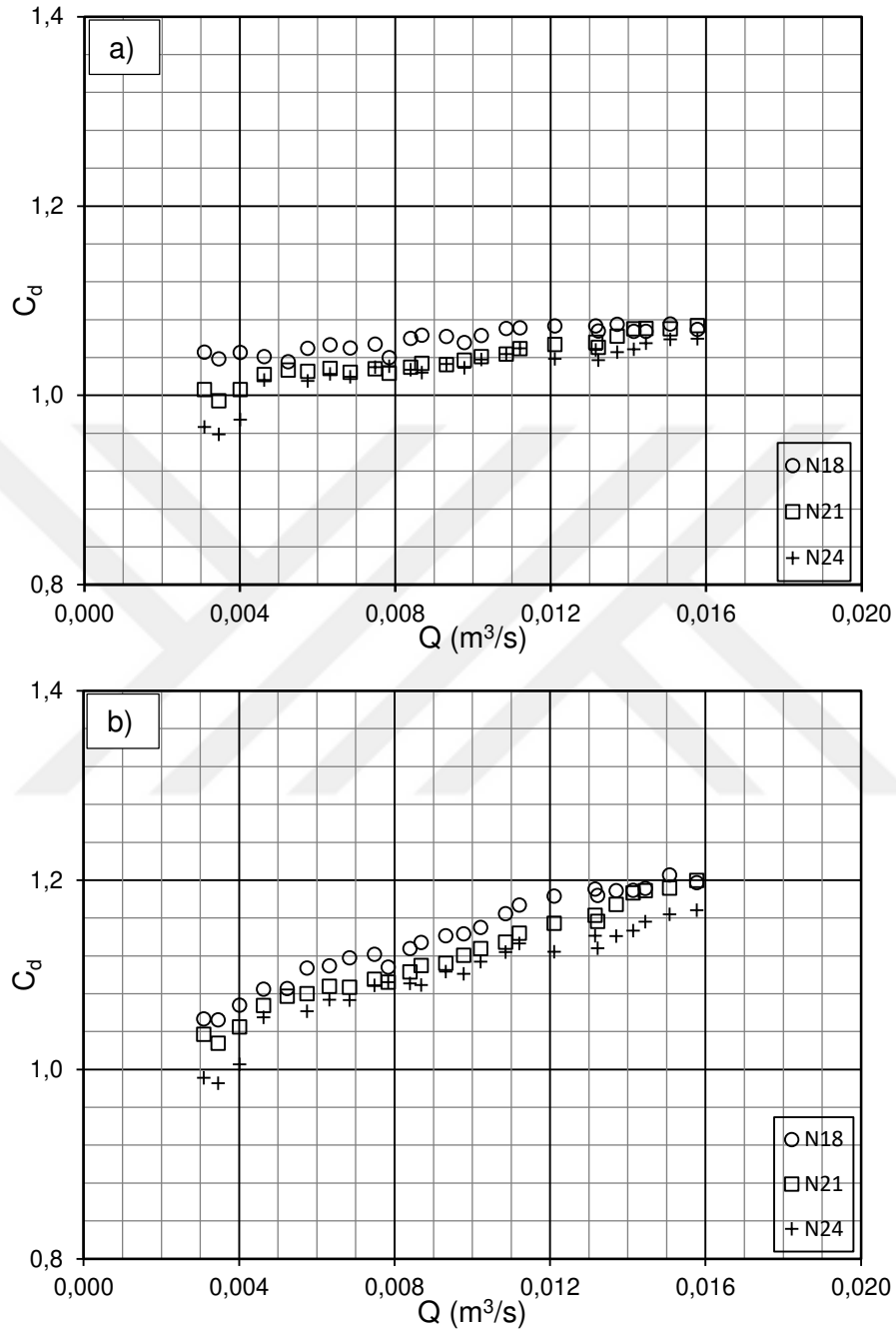
$$Q_{\text{gerçek}} = C_d b \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{gh}^{3/2} \quad (6.10.)$$

Bu çalışmada N18, N21 ve N24 savaklarının her biri için 25 adet debi ve su derinliği ölçümü (h) gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümler kullanılarak hesaplanan debi katsayılarının farklı parametrelere bağlı değişimleri aşağıda sunulmuştur.

Q-C_d ilişkisi

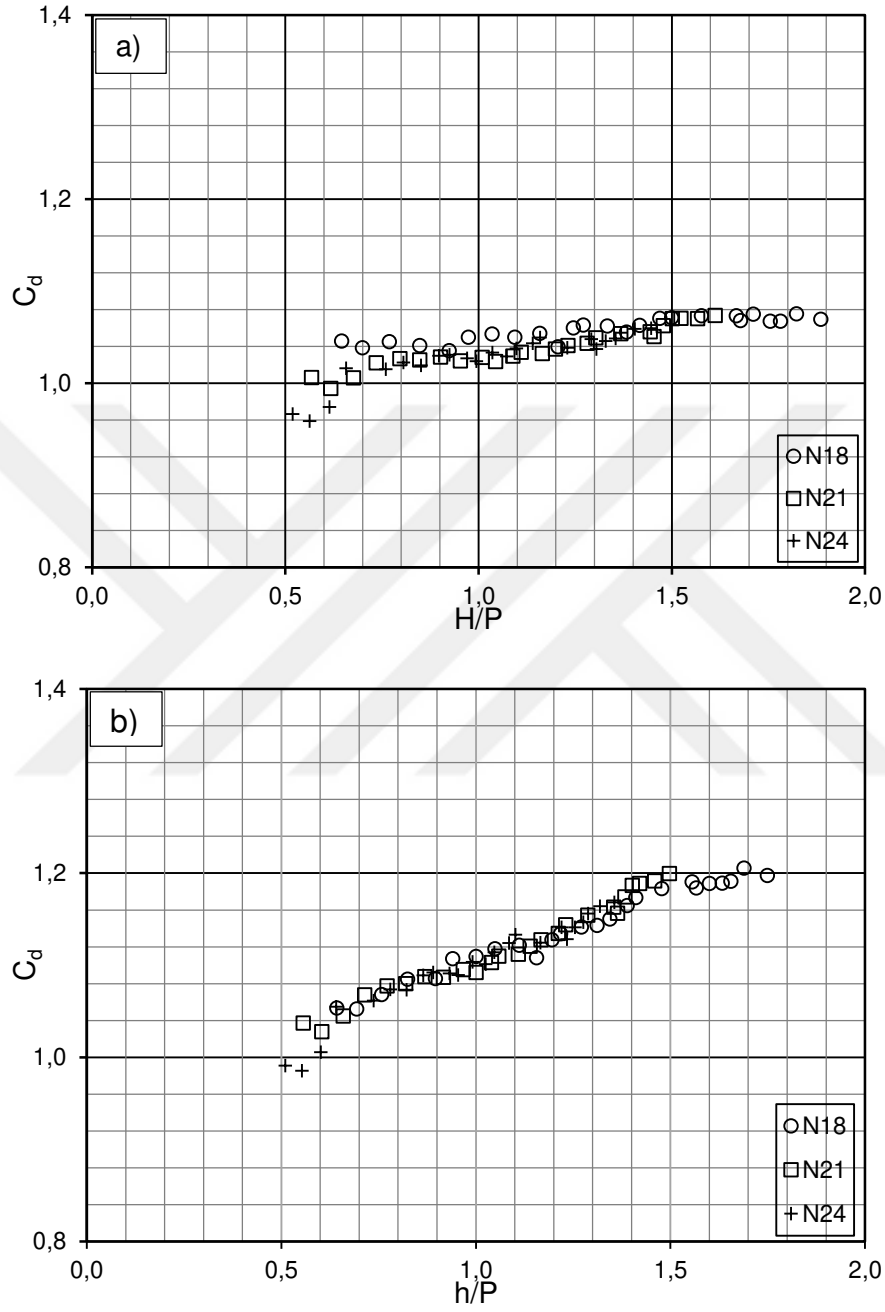
N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklar için (6.8.) ve (6.10.) denklemleriyle elde edilen C_d debi katsayılarının, deneysel debilerle olan değişimi Şekil 6.37. (a) ve (b)'de verilmiştir. Debinin artmasıyla birlikte her üç savak için de debi katsayısı C_d'nin tedrici olarak arttığı görülmektedir. Bununla birlikte aynı debi değerinde N24 hidrofoil savak yapısının minimum; N18 hidrofoil savak yapısının ise maksimum debi katsayısına sahip olduğu görülmektedir. Yani debi sabit iken savak yüksekliğinin artmasıyla birlikte C_d debi katsayısı her iki grafikte de görüldüğü gibi azalmaktadır. Bu azalmanın, eğriliğin rölatif olarak daha az olduğu N18 savağının membasında meydana gelen kabarmanın, N24'e göre daha az olmasından kaynaklandığı tahmin edilmektedir. Kretteki daha düşük basınç, yüksek hız ile ilintilidir. Bu durum, kret bölgesinde daha önce verilen hız ve basınç dağılımlarından da anlaşılmaktadır. Bu da debi katsayısı C_d'ye göre savak performansını arttırıcı yönde katkı yapmaktadır. Bu çalışmada kullanılan savaklar için toplam enerji yüksekliğine bağlı C_d debi katsayısı 0,96-1,08 aralığında değişirken, savak yükü kullanılarak (6.10.) denklemi ile elde edilen debi katsayısı ise 0,99-1,20 aralığında değişmektedir.

Su içine batırılmış cisimlerin geometrik şekilleri akım topolojisine uyarlandığında itki (sürüklenme) katsayılarının azaldığı bilinen bir gerçektir (Çengel ve ark., 2008). Bu bilgiden yola çıkarak, bu çalışmadan elde edilen bir başka sonuç da, N18'den N24 savak profiline doğru gidildikçe yani, itki katsayısı büyüdükçe debi katsayısının azaldığıdır.

Şekil 6.37. C_d debi katsayısının deneysel debilerle değişimi

C_d debi katsayısının rölatif enerji yüksekliği (H/P) ve savak yükü (h/P) ile ilişkisi

N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklar için C_d debi katsayısının, rölatif enerji yüksekliği (H/P) ve savak yükü (h/P) ile değişimi sırasıyla Şekil 6.38. (a) ve (b)'de verilmiştir. Burada H , memba toplam enerji yüksekliğini, h , savak yükünü, P ise savak yüksekliğini göstermektedir. Şekil 6.38. (a) incelendiğinde H/P 'nin artmasıyla birlikte her üç savak için de debi katsayısı, C_d 'nin arttığı görülmektedir. $Q-C_d$ ilişkisine benzer şekilde aynı H/P oranında N24 hidrofoil savak yapısının minimum, N18 hidrofoil savak yapısının ise maksimum debi katsayısına sahip olduğu görülmektedir. Rölatif enerji yüksekliğinin $0,518 \leq H/P \leq 1,88$ aralığındaki değerleri için debi katsayısı $0,96 \leq C_d \leq 1,08$ aralığında değişmektedir. H/P 'nin yüksek değerlerinde C_d debi katsayısının her üç savak profili için de birbirine yaklaştığı, düşük değerlerinde aralarındaki farkın arttığı görülmektedir. Eğriliğin ve itki katsayısının artmasıyla birlikte H/P oranı ve buna bağlı olarak da debi katsayısı azalmaktadır. Benzer durumlar Şekil 6.38. (b)'de verilen C_d-h/P ilişkisinde de söz konusudur. Rölatif savak yükü h/P 'nin $0,51-1,75$ değerleri için debi katsayısı C_d , $0,99-1,20$ aralığında değişmektedir.

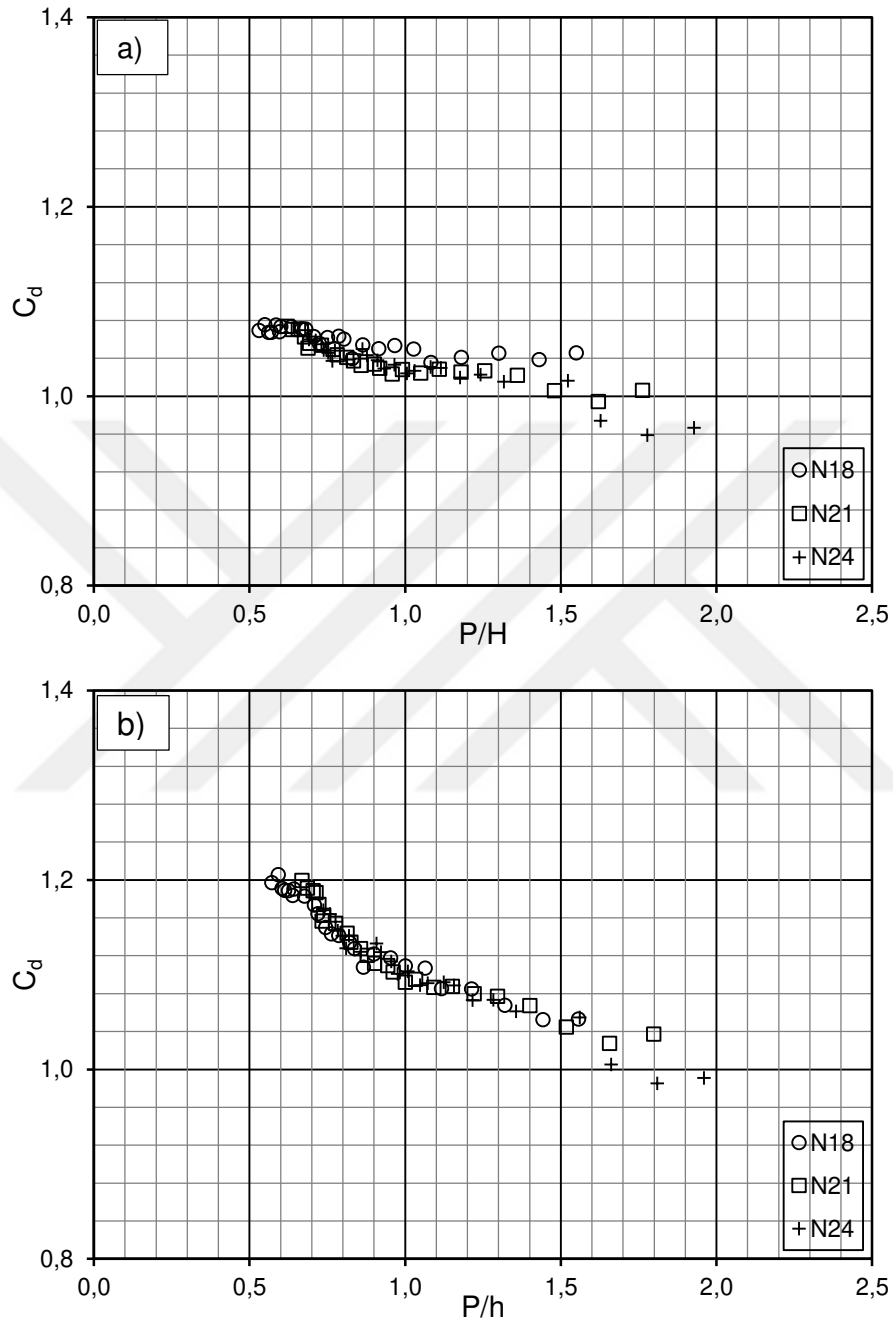
Şekil 6.38. C_d debi katsayısının (a) H/P ve (b) h/P ile değişimi

Debi katsayısı C_d 'nin P/H ve P/h ile değişimi

Şekil 6.39. (a) ve (b), N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklar için C_d debi katsayılarının, P/H ve P/h ile değişimini göstermektedir. Şekil 6.39. (a) incelendiğinde P/H oranının artmasıyla birlikte debi katsayısı C_d 'nin tüm hidrofoil savaklar için azaldığı görülmektedir. Benzer eğilim P/h için de geçerlidir. Aynı hidrofoil savak için debi arttıkça P/H ve P/h oranları azalmakta, buna karşın C_d debi katsayısı artmaktadır. Sabit debi koşulları altında savak yüksekliği P arttıkça, P/H ve P/h oranları da artmakta, C_d debi katsayısı ise azalmaktadır. Yüksek debilerde debi katsayısı artarken, debinin azalmasıyla birlikte C_d 'nin azaldığı şekillerden de görülmektedir. Buna ilave olarak, sabit P/H ve P/h oranlarında rölatif olarak eğriliğin minimum olduğu N18 savak profilinde daha yüksek C_d debi katsayıları elde edilirken, yüksek P/H ve P/h oranlarında debi katsayıları birbirine yaklaşmaktadır.

N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları için debi katsayısının minimum değerleri sırasıyla 1,046, 1,006 ve 0,96 olarak hesap edilmiştir. Bu değerler sırasıyla, $P/H=1,55$, 1,76 ve 1,93 değerlerine karşılık gelmektedir. P/h oranları göz önünde bulundurulduğunda minimum debi katsayıları N18, N21 ve N24 savakları için sırasıyla 1,053; 1,037 ve 0,99 olarak belirlenmiştir. Bu değerler sırasıyla P/h 'ın 1,56, 1,79 ve 1,96 değerlerine karşılık gelmektedir.

Şeki 6.39. (a)'da verilen debi katsayısının maksimum değerleri N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları sırasıyla 1,075, 1,074 ve 1,060 olarak hesap edilmiştir. Bu değerler, $P/H=0,548$, 0,618 ve 0,690 değerlerine karşılık gelmektedir. Şekil 6.39. (b)'de maksimum debi katsayıları ise N18, N21 ve N24 için sırasıyla 1,20; 1,19 ve 1,16 olarak belirlenmiştir. Bu değerler sırasıyla P/h 'ın 0,57, 0,68 ve 0,74 değerlerine karşılık gelmektedir.

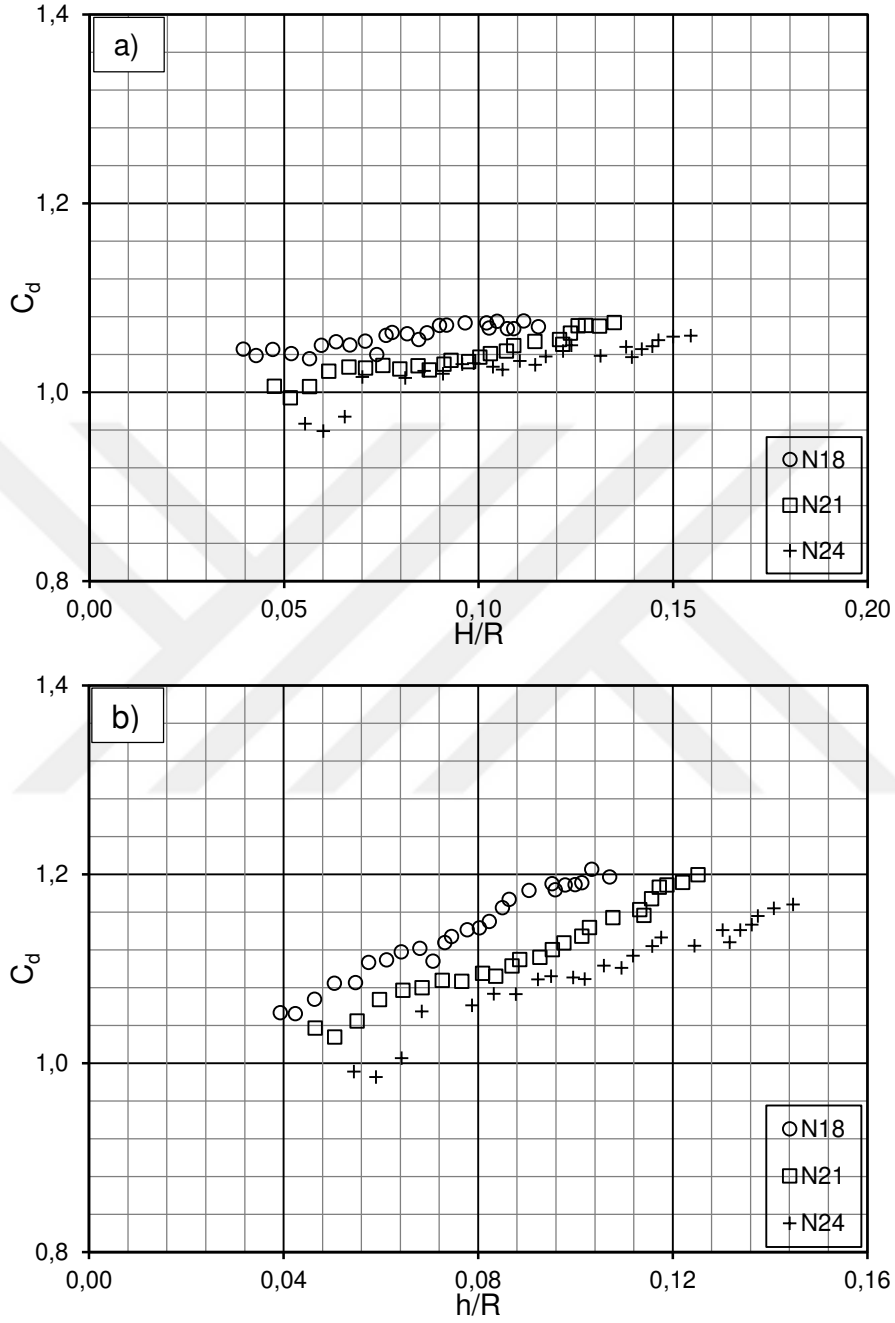


Şekil 6.39. C_d debi katsayısının (a) P/H ve (b) P/h ile değişimi

C_d debi katsayısının H/R ve h/R ile değişimi

N18, N21 ve N24 savak profilleri için kret eğrilik yarıçapları sırasıyla $R=73,53$, $62,77$ ve $55,25$ cm'dir. 25 farklı akım koşulu için elde edilen toplam enerji yükseklikleri (H) ve savak yükleri (h), hidrofoil savakların kret yarıçaplarına bölünerek boyutsuz H/R ve h/R oranları elde edilmiş ve bunların debi katsayısı ile değişimleri Şekil 6.40. (a) ve (b)'de sunulmuştur. Şekillerden, tüm savaklar için boyutsuz H/R ve h/R oranı arttıkça C_d debi katsayısının arttığı görülmektedir. N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları için debi katsayısının minimum değerleri sırasıyla 1,046, 1,006 ve 0,96 olarak hesap edilmiştir. Bunlar da sırasıyla $H/R=0,039$, $0,047$ ve $0,060$ değerlerine karşılık gelmektedir. C_d 'nin maksimum değerleri ise N18 için 1,075; N21 için 1,074 ve N24 için 1,060 olmaktadır. Bunlar da sırasıyla $H/R=0,115$, $0,135$ ve $0,154$ değerleri için gerçekleşmektedir. N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları için Şekil 6.40. (b) grafiğinde verilen C_d -h/R dağılımları ele alındığında debi katsayısının minimum değerleri sırasıyla 1,053, 1,037 ve 0,99 olmaktadır. Bu minimum değerler de sırasıyla $h/R=0,039$, $0,046$ ve $0,054$ değerlerine karşılık gelmektedir. C_d 'nin maksimum değerleri ise N18 savağında $h/R=0,107$ için 1,20; N21 savağında $h/R=0,125$ için 1,19 ve N24 savağında $h/R=0,144$ için 1,16 değerlerini almaktadır.

1/R ile hesaplanan eğriliğin minimum olduğu N18 savak için debi katsayıları maksimum olmaktadır. Buna karşın eğriliğin maksimum olduğu N24 savağı için debi katsayıları minimum değerler almaktadır. Elde edilen bu bulgudan, akım yapısına uyarlanmış, düşük eğrilige sahip savak yapılarının daha yüksek debi katsayılarına sahip olduğu sonucuna ulaşılmaktadır. Azalan itki katsayısı için de benzer eğilim söz konusudur. Yapıya gelen direncin azalmasıyla birlikte debi katsayısı artmaktadır. Bu çalışmada hesaplanan debi katsayısının boyutsuz H/R oranı ile değişimi, savaklarla ilgili yapılan önceki çalışmalardan (Castro-Orgaz ve Hager, 2014) elde edilen debi katsayılarının H/R oranı ile değişimine benzer eğilim göstermektedir.

Şekil 6. 40. C_d debi katsayısının H/R ve h/R ile değişimi

Kinetik Enerji Düzeltme Faktörü'nün C_d Üzerindeki Etkisi

Gerçek akışkan akımının bir kesitinde hız dağılımı katı sınır sürtünmelerinden dolayı ideal akışkan yaklaşımındaki gibi üniform değildir. Bu nedenle gerçek hız dağılımı ile bir kesitten geçen akımın kinetik enerjisi ortalama hız, V ile hesaplanan değerlerden daha büyüktür. Dolayısıyla gerçek değerlerin elde edilebilmesi için üniform hızla bulunan değerlerin bir düzeltme faktörü, α ile çarpılması gerekir. α gerçek hız ve ortalama hız ile elde edilen birim zamanda geçen kinetik enerjilerin eşitlenmesi ile aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\alpha = \frac{1}{AV^3} \int_A u^3 dA \quad (6.10.)$$

Buna göre gelen akımın toplam enerji yüksekliği içinde yer alan hız yüksekliği α faktörü ile aşağıdaki gibi düzenlenebilir:

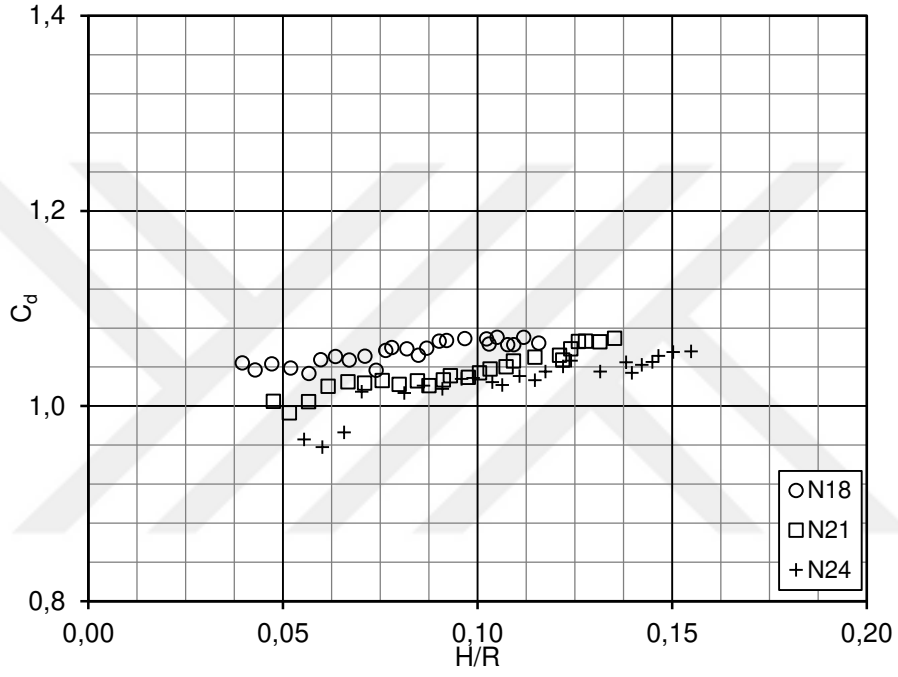
$$H = \frac{p}{\gamma} + \alpha \frac{V^2}{2g} \quad (6.11.)$$

Burada H toplam enerji yüksekliği, $\frac{p}{\gamma}$ basınç yüksekliği, $V^2/2g$ ise hız

yüksekliğini göstermektedir.

Hidrofoil savakların (2-4)h membasında LDA ile ölçülen hız dağılımları kullanılarak N18, N21 ve N24 için α düzeltme faktörü 1.04 olarak elde edilmiştir. Bu nedenle H toplam enerji yüksekliklerinin hesabında bariz bir farklılık söz konusu olmamıştır. C_d değerlerinde bir miktar değişim olmakla birlikte yukarıda verilen parametrelerin C_d ile değişim eğilimleri aynı kalmıştır. Aşağıda bir örnek olması açısından α düzeltme faktörü ile hesaplanan toplam enerji yüksekliği kullanılarak elde edilen boyutsuz $H/R-C_d$ ilişkisi Şekil 6.41.'de sunulmuştur. Grafikten de

görüldüğü gibi benzer şekilde C_d debi katsayısı H/R oranının artmasıyla artış göstermiştir. Kinetik enerji düzeltme faktörü α 'nın hesaplamalara dahil edilmediği Şekil 6.40. (a) ile α 'nın dahil edildiği Şekil 6.41. karşılaştırıldığında, C_d debi katsayılarının birbirine oldukça yakın olduğu görülmektedir.



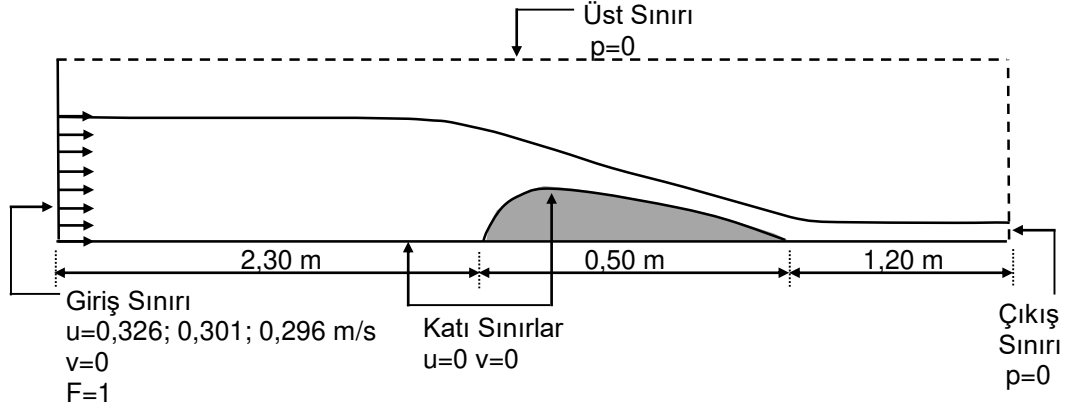
Şekil 6.41. C_d debi katsayısının H/R ile değişimi

6.2. Sayısal Bulgular

N18, N21 ve N24 hidrofoil savak profilleri üzerinden geçen akım ile ilgili karakteristikler deneysel olarak belirlendikten sonra deneylerde kullanılan maksimum debi koşulları için hidrofoil savaklar üzerinden geçen iki boyutlu akımın hareketi idare eden temel denklemler ANSYS-Fluent paket programı kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Sayısal modellemede, Standart $k-\varepsilon$ (SKE), Renormalization Group $k-\varepsilon$ (RNG), Realizable $k-\varepsilon$ (RKE), Modifiye $k-\omega$ (MKW), Shear Stress Transport (SST) ve Reynolds Stress Model (RSM) türbülans modelleri kullanılmıştır. Bu bölümde sayısal olarak elde edilen akım ile ilgili parametrelerin deneysel ölçümlerle karşılaştırılması sunulmuş, türbülans modellerinin performansı test edilmiştir.

6.2.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları

Şekil 6.42.'de, hidrofoil savak üzerinden geçen türbülanslı açık kanal akımının sayısal modeli için kullanılan çözüm bölgesi ve sınır şartları verilmiştir. Koordinat sisteminin orijini, kanalın başlangıç kesiti olarak alınmıştır. Şekil 6.42'de görüldüğü üzere çözüm bölgesi 31 alt bölgeye ayrılmıştır. Çözüm bölgesinin üst sınırı ve çıkış bölgesi sınır şartı $p=0$, kanal tabanı ve hidrofoil savak yüzeyi sıfır-hız sınır şartı, $u=0$, $v=0$ olarak tanımlanmıştır. Giriş sınır şartı olarak N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklarında maksimum debi durumu için elde edilen yatay hız bileşenleri sırasıyla $u=0,326$, $0,301$ ve $0,296$ m/s olarak alınmış, düşey hız bileşeni için $v=0$ sınır şartı kullanılmıştır. Akım profilinin belirlenmesi için kullanılan akışkan hacimleri (VOF) yönteminde, başlangıçta tüm akım bölgesi boş olarak kabul edilmiş, giriş sınırında $F=1$, çıkış kesiti ve diğer bölgeler için $F=0$ başlangıç şartı alınmıştır.



Şekil 6.42. Sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları

6.2.2. Hesaplama Ağ Tasarımı

Sayısal modellemelerde kullanılan hesaplama ağ yapısının, sayısal model sonuçlar üzerinde etkisinin olduğu bilinmekte ve birçok araştırmacı tarafından ağ yapısından bağımsız sonuçlar elde etmek için çeşitli model çalışmaları ve kontroller yapılmaktadır. (Akoz ve ark., 2014; Gumus ve ark., 2015; Gümüş, 2014; Simsek ve ark., 2016; Soydan, 2013; Soydan ve ark., 2012; Şimşek, 2011; Şimşek ve ark., 2011; Şimşek ve ark., 2015). Şekil 6.43.'te görüldüğü gibi bu çalışmaya konu olan hidrofoil savak üzerinden geçen akımın sayısal modellemesinde kullanılacak hesaplama ağının tespiti için sayısal model 31 alt bölgeye ayrılmış ve ağ yapısının sayısal model sonuçları üzerindeki etkisinin incelenmesi amaçlanmıştır. Ağ yapısının sayısal model sonuçları üzerindeki etkisinin incelenmesinde, ayırıklaştırma hatasının tespiti için güvenli bir yöntem olan Ağ Yakınsama İndeksi (GCI) (Roache, 1994) kullanılmıştır. Tüm modellemeler için çözüm süresi 40 saniye olarak belirlenmiştir. Bu süre, süreklilik denkleminin sağlanması esas alınarak belirlenmiştir. Ağ yapılarında tüm savak profilleri için eşit sayıda eleman kullanılmıştır. Çizelge 6.1'de kullanılan en iyi ağ yapısı için eleman sayıları ve Şekil 6.43.'te de hesaplama ağının görüntüsü verilmiştir. Hesaplama ağı tasarımında katı yüzeylere doğru sıkılaştırmalar yapılarak sayısal modellemede ilk ağ yapısının viskoz alt tabaka içerisinde yer alması amaçlanmış ve sınır tabakası gelişiminin doğru bir şekilde belirlenmesi

sağlanmaya çalışılmıştır. Sayısal çözümlerin ağ yapısından bağımsızlaştığını belirlemek için ağ yakınsama indeksi- Grid Convergence Index (GCI) yöntemi kullanılmıştır. Ayrıklaştırma hatasının tespiti için üç farklı yoğunlukta (Ağ-1, Ağ-2, Ağ-3) hesaplama ağları kullanılmıştır. Her bir alt bölgedeki eleman sayısı yaklaşık olarak %50 ve %100 oranında arttırılmak suretiyle dörtgen elemanlardan oluşan hesaplama ağları oluşturulmuştur. Çizelge 6.2.'de üç farklı bölgede, membada $x=220$ cm, savak üstünde $x=245$ cm (kret) ve mansapta $x=320$ cm kesitleri için su derinliği boyunca farklı noktalarda hesaplanan akım hızların 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.

V	XI	XVI	XXI	XXVI	XXXI
IV	X	XV	XX	XXV	XXX
III	IX	XIV	XIX	XXIV	XXIX
II	VIII	XIII	XVIII	XXIII	XXVIII
I	VI	XII	XVII	XXII	XXVII

Şekil 6.43. Sayısal modellemede kullanılan hesaplama ağ yapısı

Çizelge 6. 1. Hesaplama ağındaki eleman sayıları

Bölge	Eleman Sayısı	Bölge	Eleman Sayısı
I	300X100	XVII	80X100
II	300X15	XVIII	80X15
III	300X15	XIX	80X15
IV	300X30	XX	80X30
V	300X60	XXI	80X60
VI	100X100	XXII	150X100
VII	120X100	XXII	150X15
VIII	120X15	XXIV	150X15
IX	120X15	XXV	150X30
X	120X30	XXVI	150X60
XI	120X60	XXVII	200X105
XII	100X100	XXVIII	200X15
XIII	100X15	XXIX	200X15
XIV	100X15	XXX	200X30
XV	100X30	XXXI	200X60
XVI	100X60		

Çizelge 6.2. Kanalin farklı kesitleri için sayısal hız değerleri kullanılarak elde edilen GCI_{ince} değerleri

x=220 cm		x=245 cm		x=320 cm	
y (mm)	GCI_{ince} (%)	y (mm)	GCI_{ince} (%)	y (mm)	GCI_{ince} (%)
0,5	1,2718	0,3	1,9405	0,5	1,8008
2	1,5166	2	-1,3305	2	1,8254
5	1,5703	5	0,2367	5	0,9183
10	0,9748	10	0,2641	8	0,3414
15	0,6867	15	0,0917	10	0,0564
20	1,0712	20	0,0056	15	1,2449
30	1,8247	25	0,1086	20	0,0355
50	-1,3395	30	0,4490	25	0,3551
80	0,9902	40	1,9364		
100	0,6457				

6.2.3. İterasyon Sayısının Belirlenmesi

Hidrofoil savaklar üzerinden geçen akımın sayısal modellemesinde, çözümlerde kullanılacak iterasyon sayısı N24 savak üzerinden geçen $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debisi kullanılarak belirlenmiştir. İterasyon sayısından bağımsız sonuçlar elde etmek için dört farklı iterasyon sayısı (5, 10, 20 ve 40) arasında niceliksel olarak karşılaştırmalar yapılmıştır. Niceliksel karşılaştırmalarda, her bir iterasyon sayısı için elde edilen sayısal hız profilleri deneysel hız profilleri ile karşılaştırılmış ve yakınsama kriteri olarak Denklem (6.12.)’de verilen Ortalama Karesel Hata (OKH) değeri kullanılmıştır. Hesaplanan OKH değerleri Çizelge 6.3.’te sunulmuştur. Bu çizelgenin son satırında verilen ortalama değerler her iterasyon sayısı için birbirine çok yakın çıkmıştır ve bu nedenle sayısal çözümlerde iterasyon sayısı 10 olarak kullanılmıştır.

$$OKH = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\overline{V_d} - \overline{V_h} \right)^2 \quad (6.12.)$$

Burada $\overline{V_d}$ deneysel hız değerlerini, $\overline{V_h}$, ise hesaplanan hız değerlerini göstermektedir. N ise toplam değer sayısıdır. Temel denklemlerin zamana bağlı çözümlerinde zaman adımı sabit $\Delta t=0,0001 \text{ s}$ olarak ayarlanmıştır. Zaman adımının küçük seçilmesi ağ yapısının sıklaştırıldığı bölgelerde daha hassas sonuçlar elde edilmesine imkân vermektedir.

Çizelge 6.3. Farklı iterasyon sayıları için hesaplanan OKH değerleri (m^2/s^2)

Kesit	İterasyon Sayısı			
x (cm)	5	10	20	40
190	0,000076	0,000075	0,000075	0,000079
210	0,000071	0,000068	0,000069	0,000074
215	0,000065	0,000062	0,000063	0,000070
220	0,000096	0,000093	0,000093	0,000104
225	0,000145	0,000137	0,000137	0,000161
226	0,000134	0,000130	0,000130	0,000143
228	0,000276	0,000275	0,000275	0,000277
229	0,000531	0,000528	0,000529	0,000528
232	0,000771	0,000774	0,000776	0,000771
232,5	0,001051	0,001058	0,001057	0,001054
235	0,000762	0,000763	0,000763	0,000761
237,5	0,000497	0,000506	0,000505	0,000498
240	0,000316	0,000324	0,000324	0,000316
242,5	0,000805	0,000817	0,000816	0,000808
245	0,000869	0,000881	0,000881	0,000870
247,5	0,001042	0,001049	0,001048	0,001045
250	0,001342	0,001362	0,001361	0,001369
255	0,001686	0,001703	0,001701	0,001691
260	0,001415	0,001445	0,001442	0,001446
265	0,001545	0,001576	0,001571	0,001583
270	0,003735	0,003776	0,003771	0,00366
275	0,002875	0,002969	0,002965	0,002991
280	0,019315	0,019384	0,019354	0,019341
285	0,006315	0,006303	0,006319	0,006322
290	0,006188	0,006192	0,006207	0,006185
300	0,005722	0,005739	0,005749	0,005761
320	0,004323	0,004349	0,004351	0,004344
340	0,004402	0,004448	0,004448	0,004435
Ort. OKH	0,002370	0,002385	0,002385	0,002382

6.2.4. Sayısal ve Deneysel Hız Profillerinin Karşılaştırılması

N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları üzerinden geçen akımın sayısal modellenmesi maksimum debi koşulu ($Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$) için gerçekleştirilmiştir. Akımın hareketini idare eden temel denklemler sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket 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 modelleri kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Türbülans modellerinin niceliksel başarısı, Denklem (6.12.)’de verilen Ortalama Karesel Hata (OKH) denkleminde elde edilen değerler yardımıyla tespit edilmiştir. Altı türbülans modeli için kanal içerisindeki 27 farklı kesitte elde edilen OKH değerleri Çizelge 6.3.-6.5.’te verilmiştir. Çizelgelerde kalın olarak verilen ortalama OKH değerleri tüm kanal boyunca deneysel bulgulara en çok yakınsayan türbülans modelini göstermektedir. Çizelgedeki değerlerden, her üç hidrofoil savak için de SKE modelinin en başarılı türbülans modeli olduğu görülmektedir. SKE türbülans modeli, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği’nde en yaygın kullanılan modeldir ve özellikle sınır tabakası ayrılmasının söz konusu olmadığı karmaşık olmayan akımlar için oldukça başarılı sonuçlar verdiği bilinmektedir (Launder ve Spalding, 1972). RNG, RKE ve RSM türbülans modellerinde olduğu gibi, akım çizgilerinin eğriselliğini dikkate alan parametreler olmamasına karşın, SKE türbülans modeli bu çalışmada daha başarılı sonuçlar vermiştir. Bununla birlikte bu çalışmada kullanılan diğer modellerin de hız alanını tahmin etmede oldukça başarılı olduğu söylenebilir. Bu durum Şekil 6.44.-6.46.’da sunulan savak yapısının farklı kesitlerindeki hız profillerinin grafiksel dağılımından da görülebilir.

Türbülans modellerinin kret ve kret membasında akım hızlarını genelde başarılı bir şekilde tahmin ettiği, deneysel hız profiliyle uyum içinde olduğu şekillerden görülmektedir. Kret mansabında ($x=260 \text{ cm}$, $x=275 \text{ cm}$) ise sınır tabakası gelişiminin doğru bir şekilde belirlenememesinden dolayı deneysel ve sayısal hız profilleri arasında farklılıklar söz konusudur.

Çizelge 6.4. N18 için kanalın farklı kesitlerinde hesap edilen OKH (m^2/s^2) değerleri

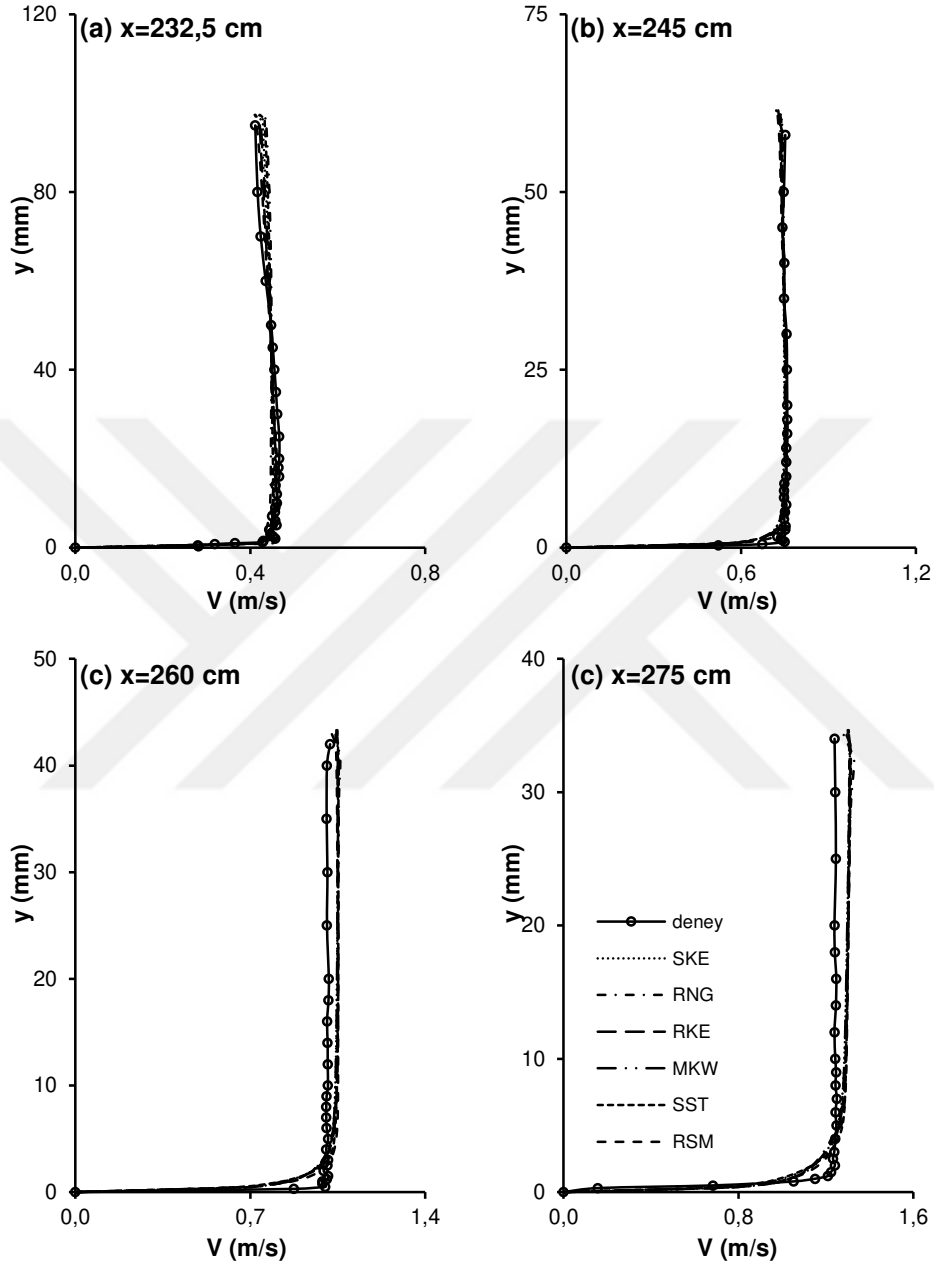
x (cm)	SKE	RKE	RNG	MKW	SST	RSM
190	0,00028	0,00023	0,00043	0,00035	0,00025	0,00052
210	0,00019	0,00013	0,00032	0,00026	0,00015	0,00045
215	0,00016	0,00010	0,00028	0,00022	0,00012	0,00040
220	0,00022	0,00013	0,00035	0,00029	0,00017	0,00051
225	0,00040	0,00027	0,00053	0,00044	0,00030	0,00069
226	0,00024	0,00017	0,00033	0,00025	0,00017	0,00045
228	0,00036	0,00024	0,00046	0,00036	0,00024	0,00062
229	0,00048	0,00031	0,00061	0,00053	0,00038	0,00080
232	0,00041	0,00033	0,00051	0,00064	0,00055	0,00063
232,5	0,00018	0,00033	0,00010	0,00012	0,00023	0,00011
235	0,00018	0,00021	0,00019	0,00018	0,00017	0,00017
237,5	0,00024	0,00027	0,00022	0,00022	0,00024	0,00018
240	0,00034	0,00036	0,00030	0,00034	0,00035	0,00025
242,5	0,00049	0,00051	0,00045	0,00049	0,00050	0,00033
245	0,00047	0,00046	0,00043	0,00048	0,00048	0,00037
247,5	0,00091	0,00095	0,00090	0,00106	0,00102	0,00082
250	0,00069	0,00072	0,00067	0,00074	0,00078	0,00061
255	0,00256	0,00282	0,00279	0,00594	0,00314	0,00297
260	0,00269	0,00298	0,00287	0,00452	0,00339	0,00303
265	0,00273	0,00320	0,00294	0,00624	0,00356	0,00308
270	0,00358	0,00411	0,00395	0,00925	0,00423	0,00386
275	0,00527	0,00587	0,00561	0,01115	0,00551	0,00503
280	0,00722	0,00842	0,00771	0,00950	0,00957	0,00753
285	0,00184	0,00422	0,00216	0,00793	0,00291	0,00209
290	0,00091	0,00210	0,00127	0,00480	0,00222	0,00112
300	0,00049	0,00192	0,00092	0,00392	0,00185	0,00075
320	0,00532	0,00487	0,00503	0,01156	0,00526	0,00420
340	0,00494	0,00499	0,00489	0,01181	0,00625	0,00358
Ort. OKH	0,00156	0,00183	0,00169	0,00334	0,00193	0,00161

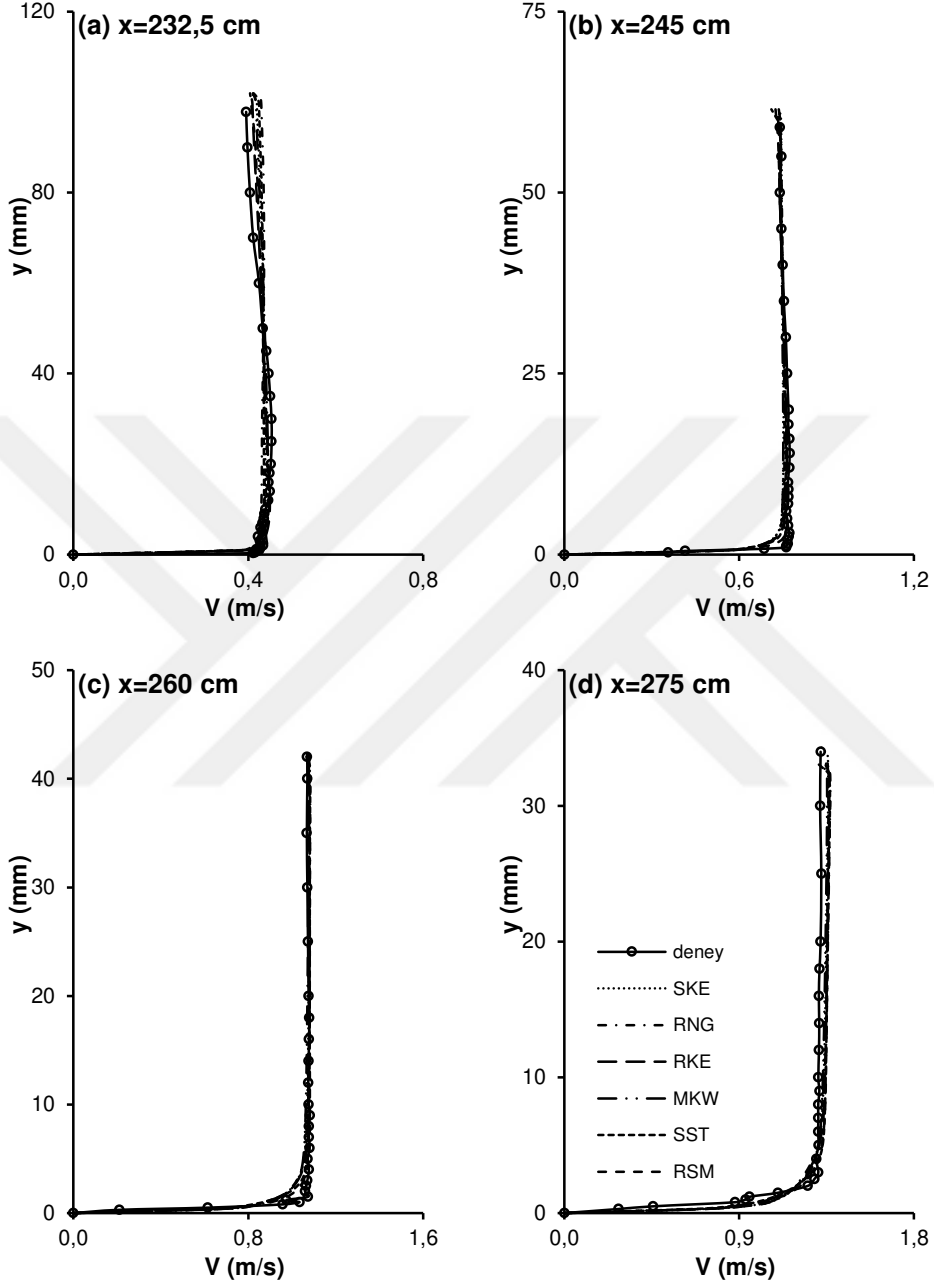
Çizelge 6.5. N21 için kanalın farklı kesitlerinde hesap edilen OKH (m^2/s^2) değerleri

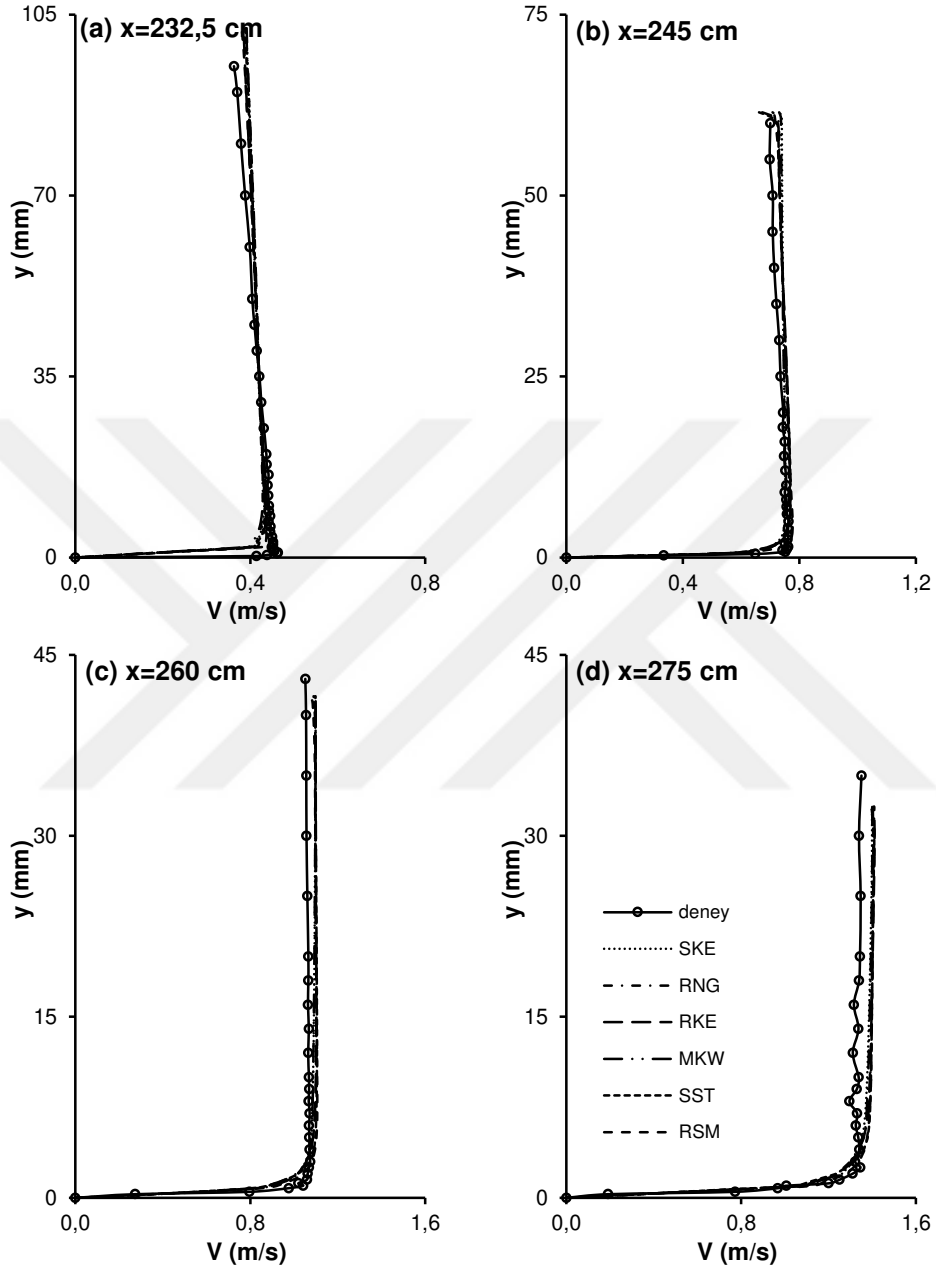
x (cm)	SKE	RKE	RNG	MKW	SST	RSM
190	0,00053	0,00097	0,00030	0,00055	0,00066	0,00033
210	0,00029	0,00063	0,00013	0,00030	0,00040	0,00014
215	0,00010	0,00021	0,00014	0,00016	0,00011	0,00014
220	0,00008	0,00012	0,00015	0,00016	0,00007	0,00014
225	0,00021	0,00018	0,00033	0,00029	0,00015	0,00031
226	0,00008	0,00011	0,00015	0,00019	0,00012	0,00016
228	0,00015	0,00012	0,00025	0,00027	0,00014	0,00025
229	0,00035	0,00026	0,00047	0,00055	0,00036	0,00047
232	0,00064	0,00056	0,00074	0,00095	0,00077	0,00071
232,5	0,00026	0,00049	0,00013	0,00020	0,00034	0,00014
235	0,00009	0,00015	0,00011	0,00008	0,00011	0,00009
237,5	0,00050	0,00056	0,00044	0,00046	0,00048	0,00037
240	0,00078	0,00084	0,00069	0,00083	0,00073	0,00080
242,5	0,00052	0,00049	0,00039	0,00053	0,00041	0,00058
245	0,00036	0,00032	0,00023	0,00038	0,00022	0,00013
247,5	0,00102	0,00096	0,00086	0,00110	0,00096	0,00075
250	0,00120	0,00115	0,00107	0,00139	0,00119	0,00098
255	0,00186	0,00188	0,00179	0,00187	0,00201	0,00190
260	0,00118	0,00120	0,00114	0,00121	0,00101	0,00073
265	0,00143	0,00165	0,00156	0,00159	0,00172	0,00157
270	0,00299	0,00340	0,00330	0,00291	0,00313	0,00298
275	0,00432	0,00482	0,00474	0,00465	0,00373	0,00459
280	0,01471	0,01637	0,01544	0,01545	0,01669	0,01515
285	0,00297	0,00274	0,00303	0,00301	0,00361	0,00269
290	0,00128	0,00102	0,00114	0,00163	0,00102	0,00084
300	0,00068	0,00052	0,00046	0,00082	0,00098	0,00034
320	0,00093	0,00100	0,00093	0,00146	0,00189	0,00066
340	0,01136	0,01279	0,01274	0,00973	0,01473	0,01369
Ort. OKH	0,001817	0,001982	0,001888	0,001883	0,002062	0,001844

Çizelge 6.6. N24 için kanalın farklı kesitlerinde hesap edilen OKH (m^2/s^2) değerleri

x (cm)	SKE	RKE	RNG	MKW	SST	RSM
190	0,00007	0,00008	0,00004	0,00005	0,00004	0,00011
210	0,00007	0,00008	0,00002	0,00005	0,00004	0,00012
215	0,00006	0,00007	0,00002	0,00004	0,00004	0,00012
220	0,00009	0,00012	0,00004	0,00008	0,00008	0,00017
225	0,00014	0,00020	0,00013	0,00021	0,00023	0,00023
226	0,00013	0,00017	0,00014	0,00029	0,00030	0,00022
228	0,00027	0,00031	0,00033	0,00068	0,00069	0,00037
229	0,00053	0,00057	0,00052	0,00104	0,00108	0,00065
232	0,00077	0,00079	0,00068	0,00101	0,00106	0,00082
232,5	0,00106	0,00094	0,00110	0,00115	0,00103	0,00084
235	0,00076	0,00079	0,00078	0,00079	0,00077	0,00069
237,5	0,00051	0,00067	0,00059	0,00049	0,00065	0,00058
240	0,00032	0,00045	0,00040	0,00029	0,00045	0,00039
242,5	0,00082	0,00087	0,00083	0,00074	0,00086	0,00072
245	0,00088	0,00080	0,00079	0,00081	0,00080	0,00065
247,5	0,00105	0,00100	0,00099	0,00104	0,00106	0,00084
250	0,00136	0,00145	0,00143	0,00136	0,00153	0,00135
255	0,00170	0,00190	0,00187	0,00181	0,00210	0,00173
260	0,00144	0,00169	0,00167	0,00158	0,00191	0,00154
265	0,00158	0,00197	0,00199	0,00184	0,00235	0,00169
270	0,00378	0,00454	0,00461	0,00427	0,00538	0,00403
275	0,00297	0,00378	0,00381	0,00309	0,00433	0,00425
280	0,01938	0,02110	0,02224	0,02076	0,02330	0,01723
285	0,00630	0,00600	0,00571	0,00586	0,00584	0,00801
290	0,00619	0,00576	0,00549	0,00604	0,00663	0,00683
300	0,00574	0,00586	0,00588	0,00575	0,00721	0,00658
320	0,00435	0,00579	0,00619	0,00455	0,00718	0,00519
340	0,00445	0,00567	0,00576	0,00482	0,00725	0,00647
Ort. OKH	0,00239	0,00262	0,00264	0,00252	0,00301	0,00259

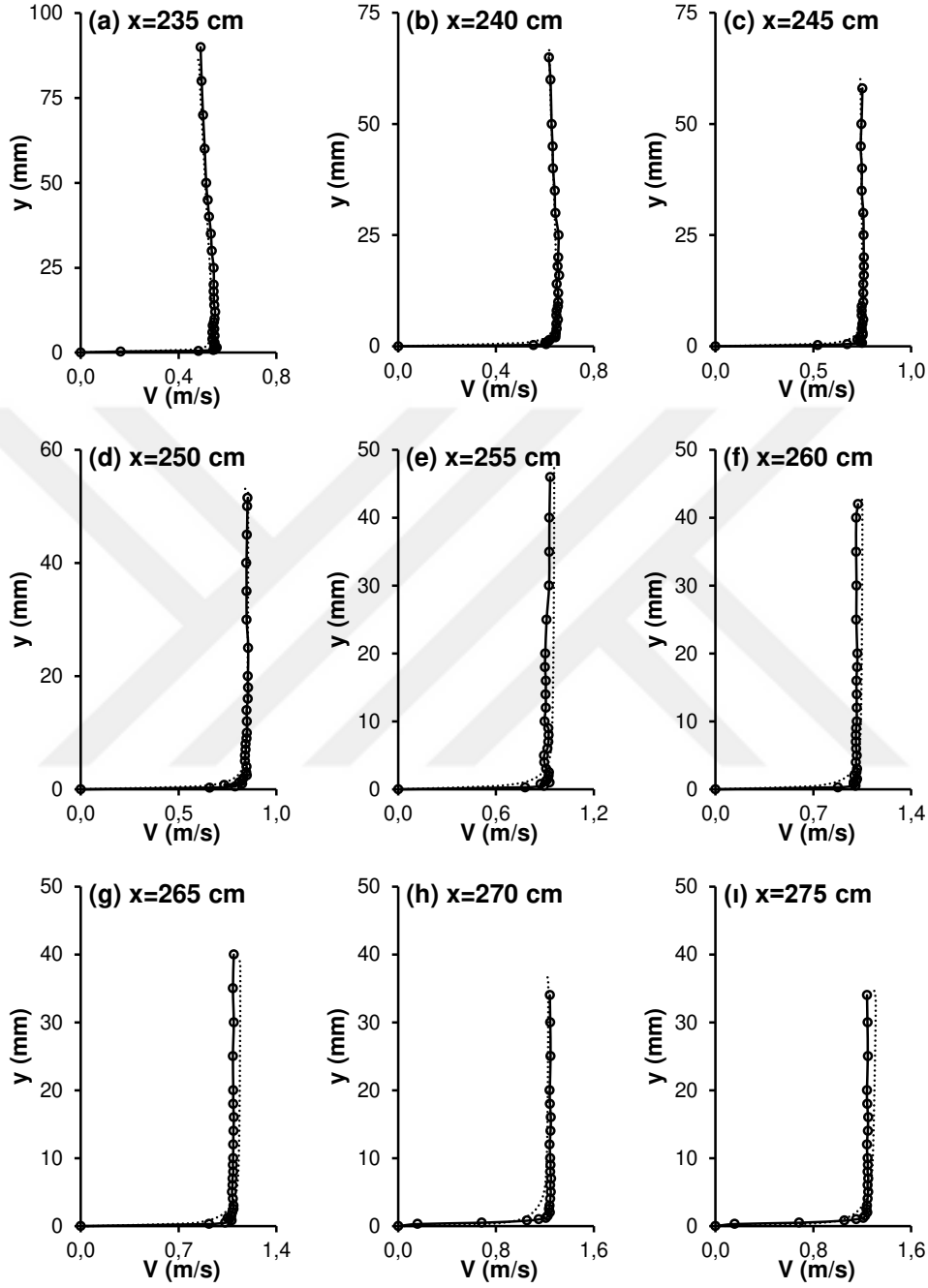
Şekil 6.44. N18 için deneysel ve sayısal hız profilleri, $Q_3=0,016$ m³/s

Şekil 6.45. N21 için deneysel ve sayısal hız profilleri, $Q_3=0,016$ m³/s

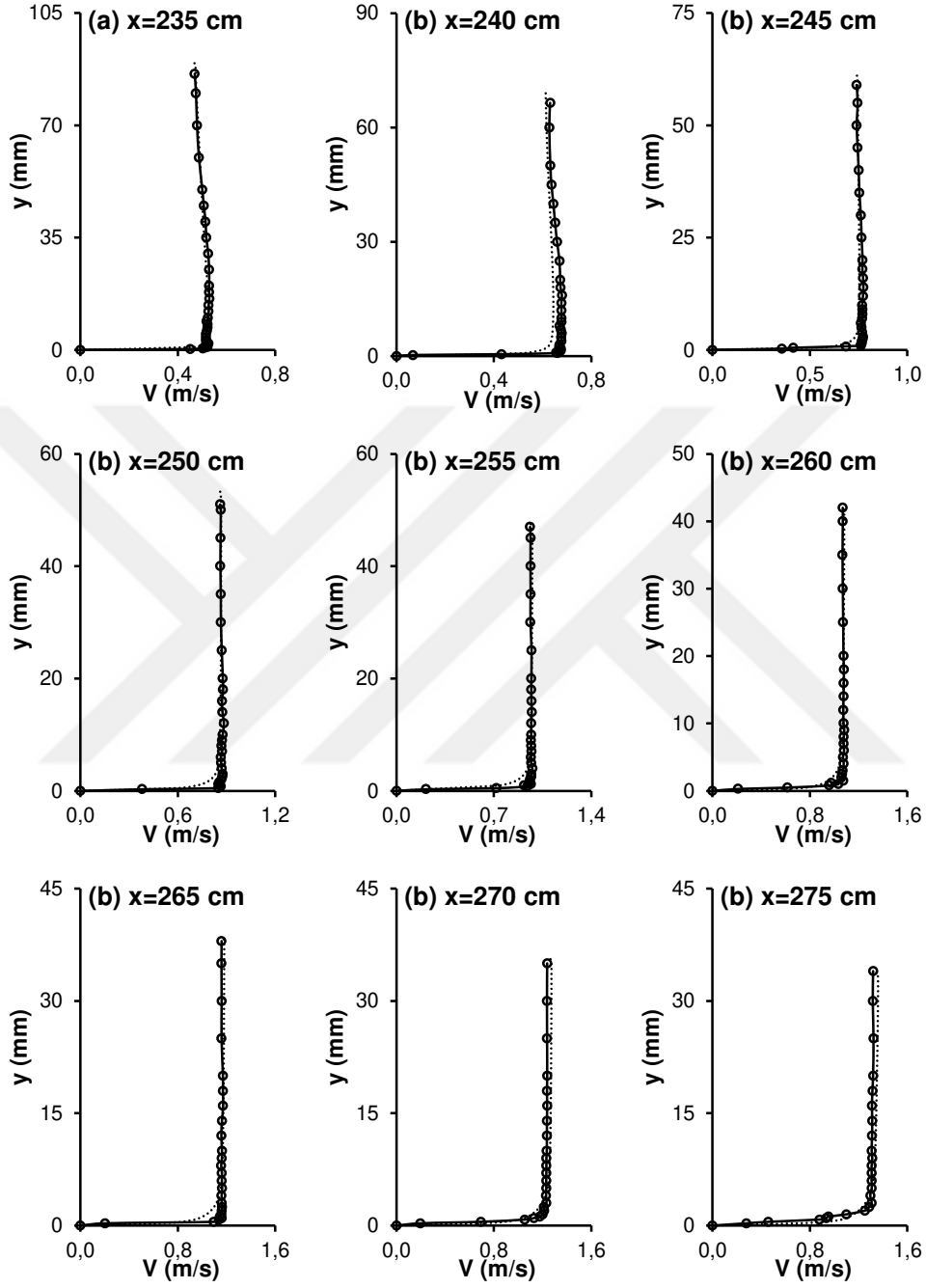
Şekil 6.46. N24 için deneysel ve sayısal hız profilleri, $Q_3=0,016$ m³/s

Şekil 6.47.-6.49’da, N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları için, en başarılı türbülans modeli SKE kullanılarak elde edilen savak yapısı üzerindeki sayısal hız profillerinin deneysel ölçümlerle karşılaştırılması sunulmuştur. Her üç hidrofoil savak için de sayısal hız profillerinin, özellikle rölatif olarak daha düşük hızlara sahip kret ve kret membasında oldukça başarılı sonuçlar verdiği söylenebilir. Profiller arasındaki farklılık, akım hızının arttığı kret mansabında söz konusu olmakta ve bunun da deneysel ve sayısal sınır tabakası farklılıklarından kaynaklandığı tahmin edilmektedir.

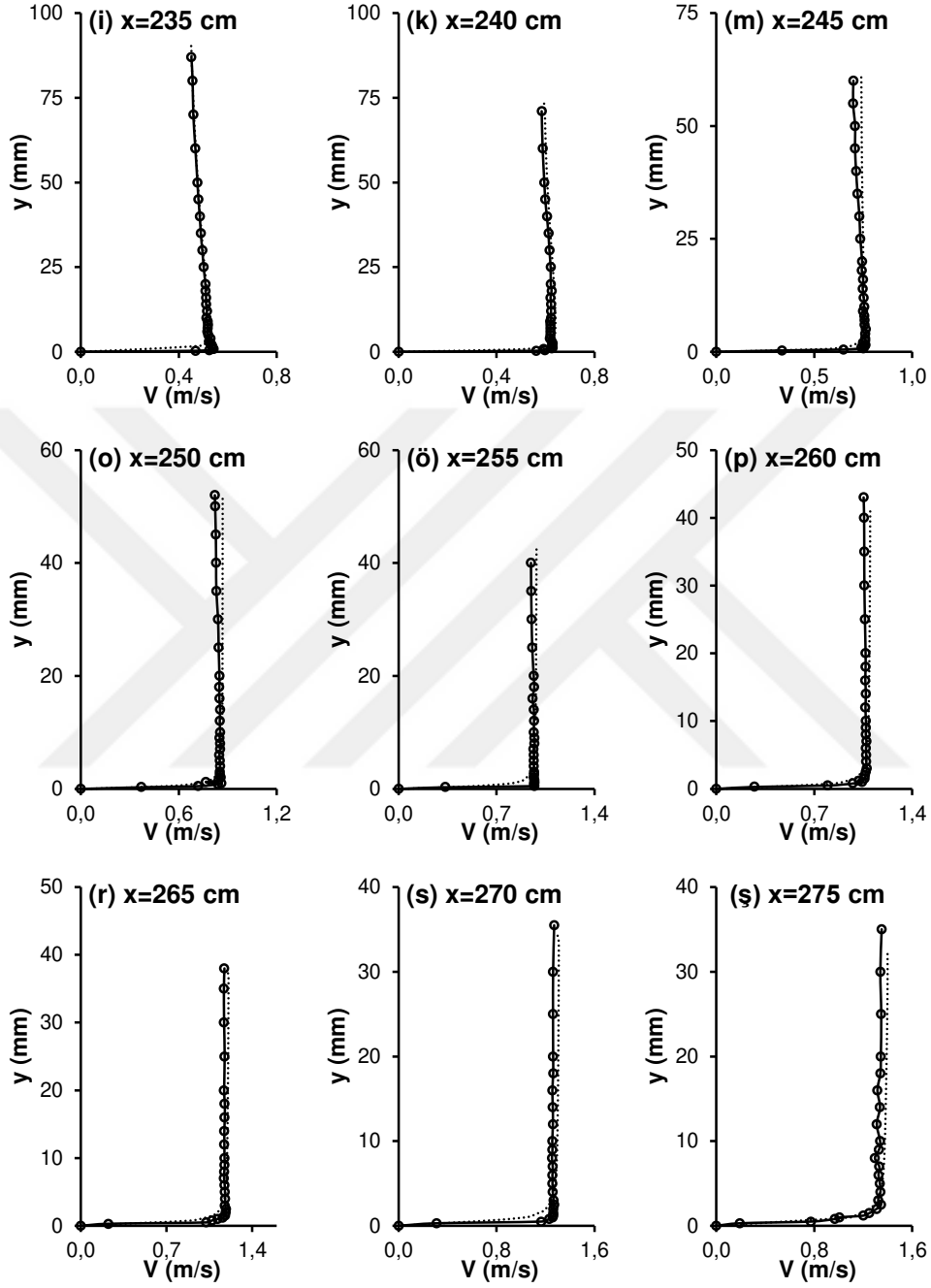




Şekil 6.47. N18 hidrofoil savak için SKE türbülans modeli ile elde edilen sayısal hız profillerinin deneysel hız profilleri ile karşılaştırılması



Şekil 6.48. N21 hidrofoil savak için SKE türbülans modeli ile elde edilen sayısal hız profillerinin deneysel hız profilleri ile karşılaştırılması



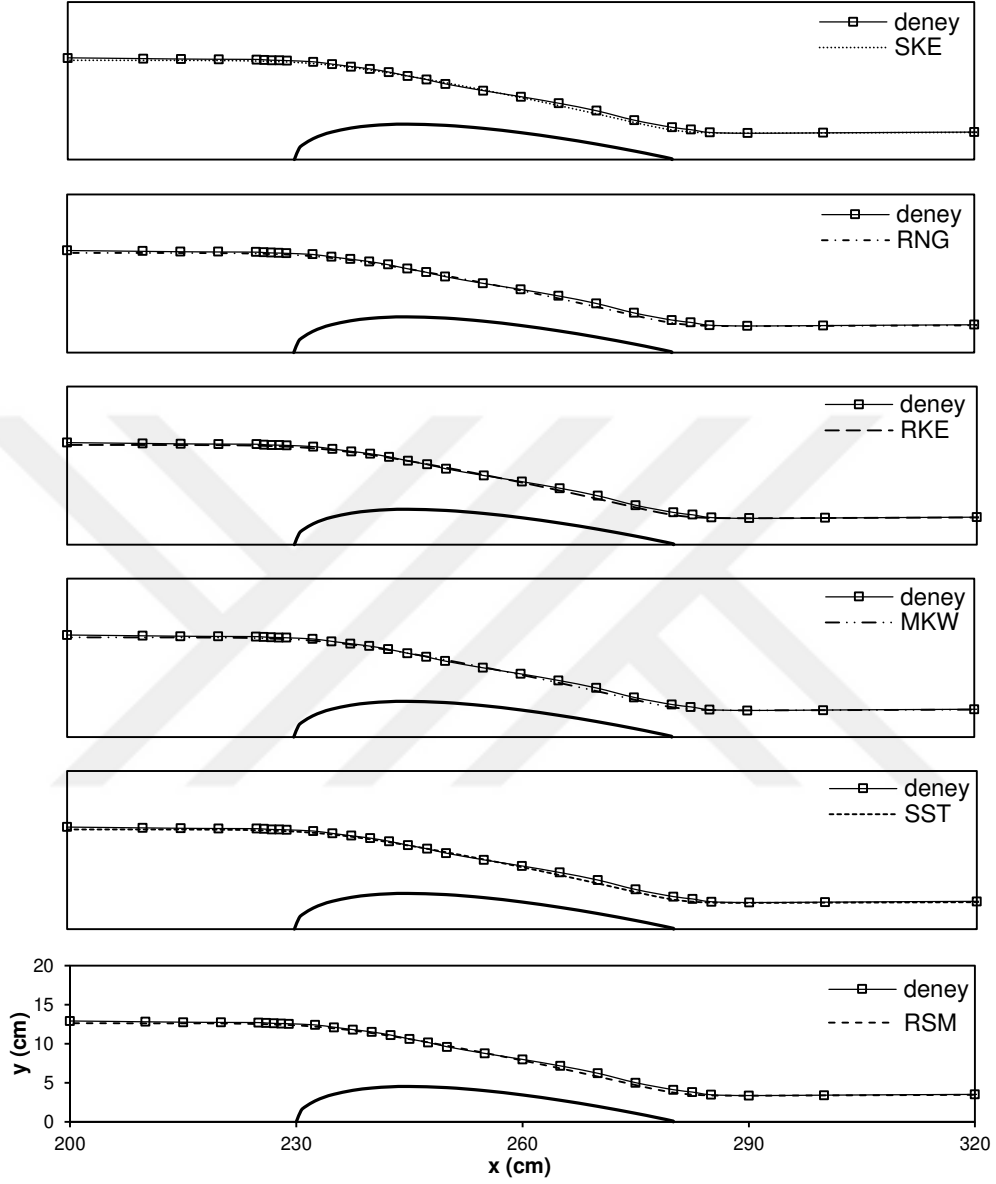
Şekil 6.49. N24 hidrofoil savak için SKE türbülans modeli ile elde edilen sayısal hız profillerinin deneysel hız profilleri ile karşılaştırılması

6.2.5. Sayısal ve Deneysel Su Yüzü Profillerinin Karşılaştırılması

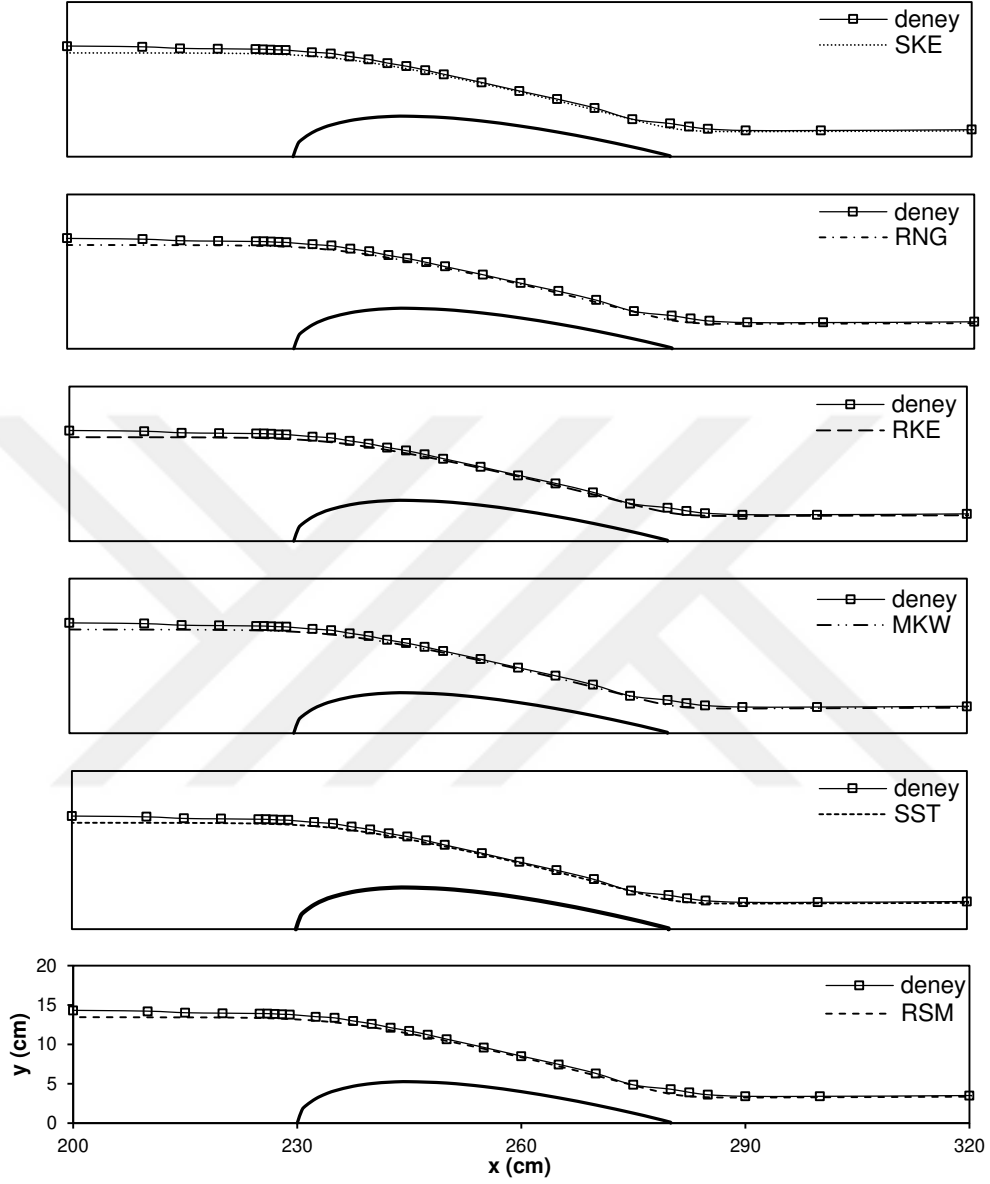
Bu çalışmada, N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklarla etkileşime giren akımın su yüzü profili laboratuvarında limnimetre yardımıyla deneysel olarak ölçülmüştür.

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 kullanılarak Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) ile elde edilen sayısal su yüzü profillerinin deneysel ölçümlerle karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için Şekil 6.50-6.52’de verilmiştir. Sayısal ve deneysel su yüzü profilleri incelendiğinde, N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları için tüm türbülans modellerinden elde edilen akım profillerinin deneysel profillere yakın olduğu görülmektedir. Tüm türbülans modelleri akım profillerini deneysel profillerin altında tahmin etmiştir. Deneysel ve sayısal profiller arasındaki farklılık, kretin mansabında, rölatif olarak daha yüksek hızların görüldüğü kritik-üstü akım bölgesinde daha belirgin olmaktadır. Kret membasında, rölatif olarak daha düşük hızlara sahip kritik altı bölgede ise deneysel ve sayısal akım profilleri daha uyumludur.

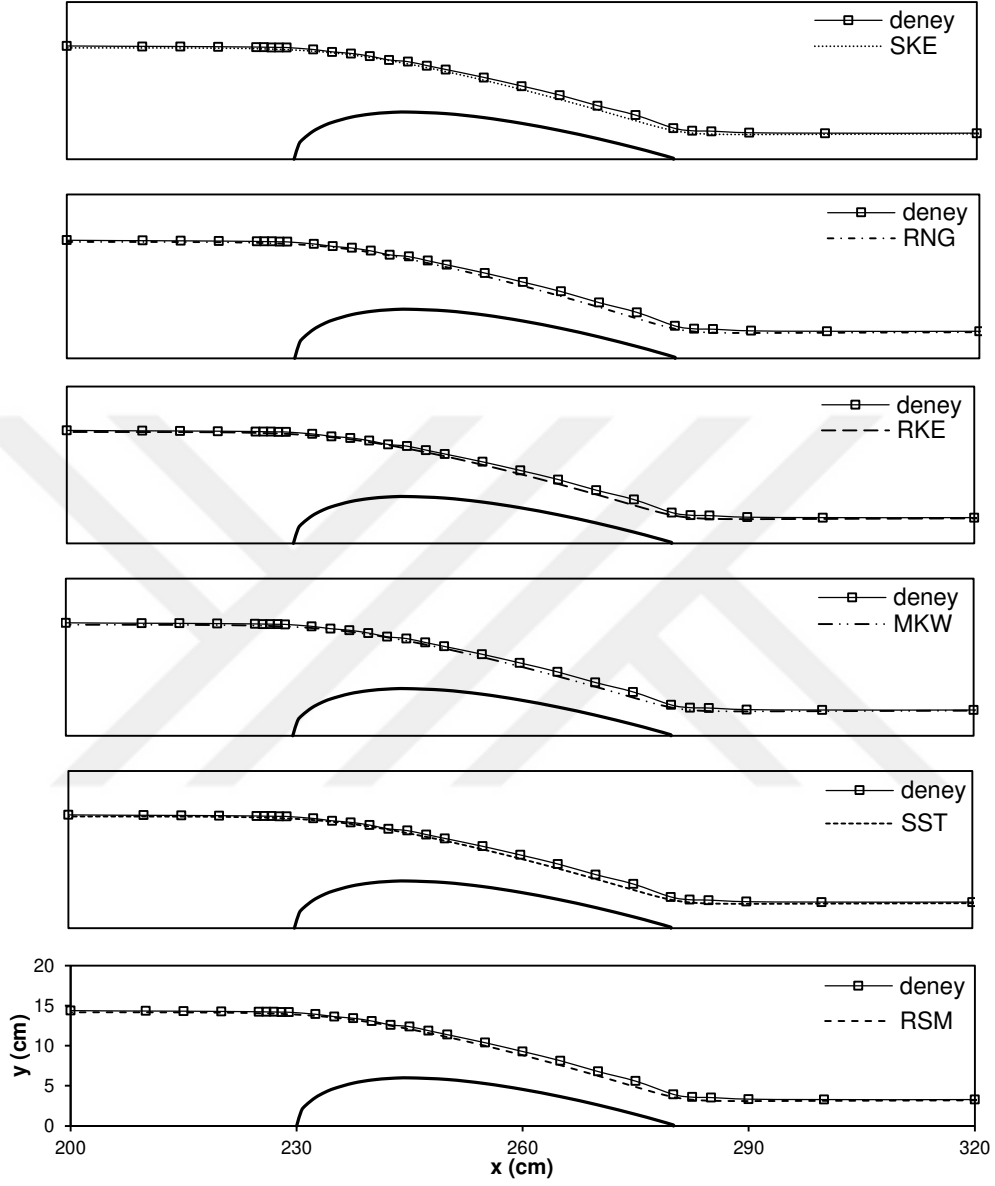
Akım profilinin eğriselliği savak başlangıcında daha fazladır. Aynı debi durumunda savak yüksekliği arttıkça, akım eğriliğinin ve membadaki su yükünün arttığı açıkça görülmektedir. Bu durum, kret membasındaki bölgede dinamik basınç kuvvetlerini arttırmaktadır. Aynı debi koşullarında savak yüksekliğinin artmasıyla birlikte mansap bölgesindeki su yükseklikleri de azalmaktadır.



Şekil 6.50. N18 hidrofoil savak için deneysel ve sayısal su yüzü profillerinin karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



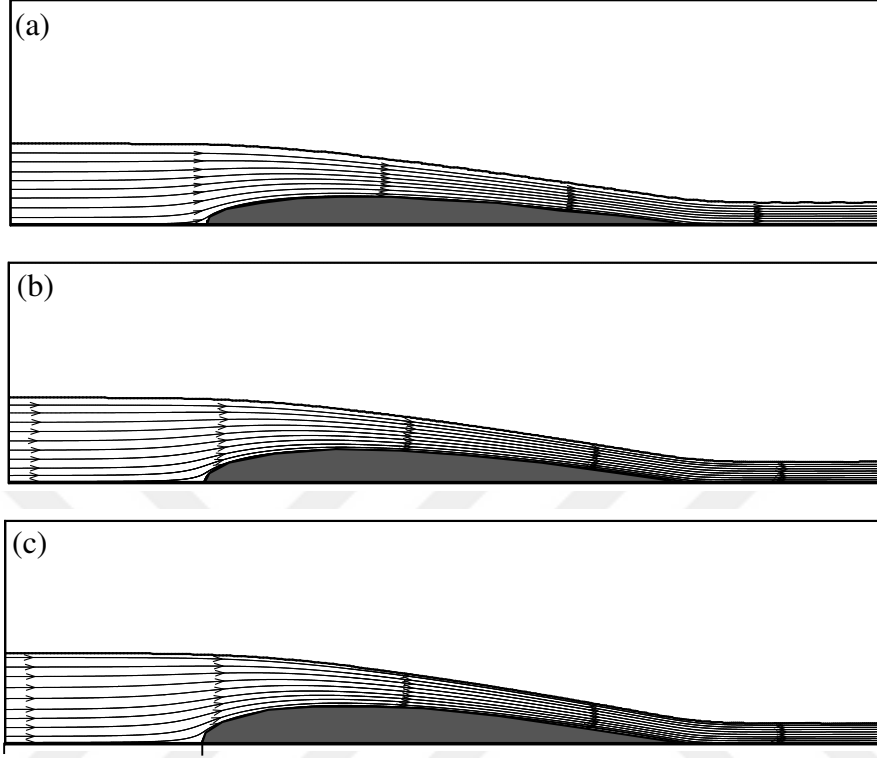
Şekil 6.51. N21 hidrofoil savak için deneysel ve sayısal su yüzü profillerinin karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



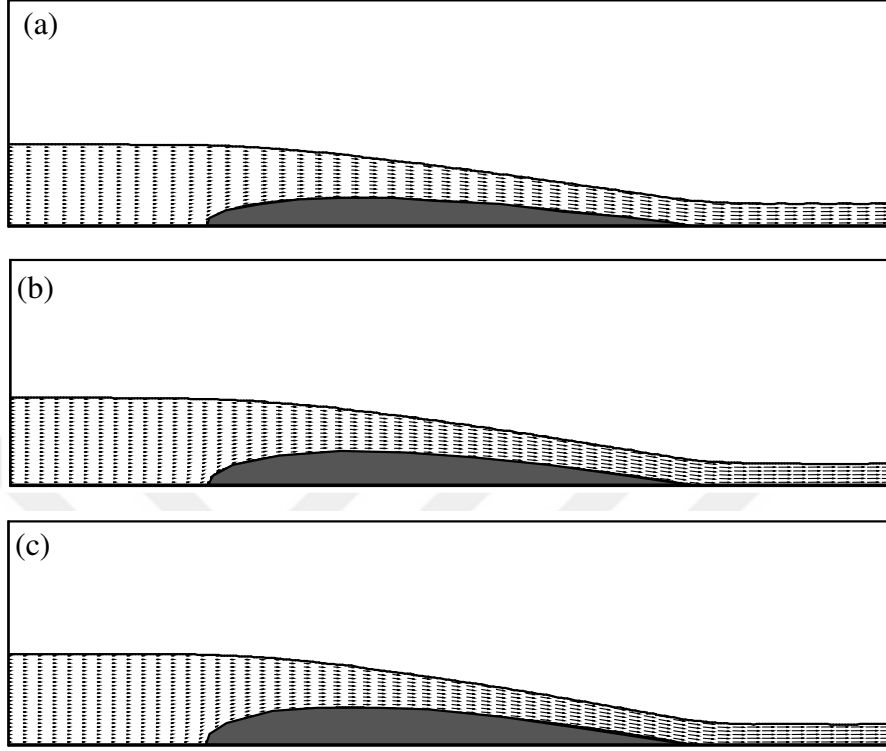
Şekil 6.52. N24 hidrofoil savak için deneysel ve sayısal su yüzü profillerinin karşılaştırılması, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$

6.2.6. Sayısal Akım Çizgileri ve Hız Vektörleri

Şekil 6.53. ve Şekil 6.54.'te, N18, N21 ve N24 hidrofoil savak profilleri için $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debi durumunda SKE türbülans modeli ile sayısal olarak elde edilen akım çizgileri ve hız vektörleri verilmiştir. Sayısal akım çizgileri ve hız vektörlerinin, Şekil 6.11., Şekil 6.13. ve Şekil 6.15.'te $Q_3 = 0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ için verilen deneysel akım çizgileri ve hız vektörleri ile benzer özelliklere sahip olduğu, savak üzerinden geçen akımın tipik karakteristiklerini yansıttığı görülmektedir. Sayısal sonuçlardan da görüldüğü gibi yapının membasında ve mansabında herhangi bir sınır tabakası ayrılması oluşmamıştır. Yapı koşulları ve bölgesel Froude sayılarına bağlı olarak hız alanındaki değişimler sayısal akım çizgileri ve hız vektörlerinden açıkça görülmektedir. Akım çizgilerinin eğriselliğinin söz konusu olduğu iki doğrultulu akım bölgesi ve savak yüksekliği ile birlikte akım çizgilerinin eğriselliğindeki artış şekillerden açıkça görülebilmektedir.



Şekil 6.53. SKE türbülans modeli ile elde edilen (a) N18, (b) N21 ve (c) N24 savakları için sayısal akım çizgileri, $Q_3 = 0,016 \text{ m}^3/\text{s}$



Şekil 6.54. SKE türbülans modeli ile elde edilen (a) N18, (b) N21 ve (c) N24 savakları için sayısal hız vektörleri, $Q_3=0,016 \text{ m}^3/\text{s}$

7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Açık kanal içerisine yerleştirilmiş, farklı geometrik özelliklerdeki NACA0018 (N18), NACA0021 (N21) ve NACA0024 (N24) hidrofoil savak yapıları üzerinden geçen akım deneysel ve sayısal olarak analiz edilmiştir. Deneysel çalışmada $Q_1 = 0,0070 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_2 = 0,012 \text{ m}^3/\text{s}$ ve $Q_3 = 0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debi koşullarında savak akımlarının hız alanları Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ve Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm (PIV) Tekniği ile ölçülmüştür. $Q_3 = 0,016 \text{ m}^3/\text{s}$ debisi için N18, N21 ve N24 hidrofoil savakları üzerinden geçen akımın hareketini idare eden 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 modelleri kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Türbülans modellerinin performansı Ortalama Karesel Hata (OKH) yöntemi ile niceliksel olarak belirlenmiştir. Ağ yapısından bağımsız sayısal sonuçlar elde etmek için Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI) yöntemi kullanılmıştır. Akışkan Hacimleri Yöntemi (Volume of Fluid-VOF) ile akım profilleri sayısal olarak hesap edilmiştir.

Bu çalışmada kullanılan tüm akım koşulları için hidrofoil savaklara yaklaştıkça, yatay hız bileşeninde katı sınıra yakın bölgelerde azalma, serbest yüzeylerde artma görülmektedir. Savak üzerinde mansaba doğru gidildikçe bileşke hızlarda artış söz konusu olmaktadır. Maksimum bileşke hız kret membasında katı sınıra yakın bölgelerde oluşurken, kret bölgesinden sonra maksimum hızın görüldüğü nokta serbest yüzeye doğru kaymaktadır. Sabit debi koşullarında savak yüksekliği arttıkça, kret membasında yatay hız bileşeni u azalmakta, düşey hız bileşeni v ise artmaktadır. Kret mansabında da tüm derinlik boyunca yatay ve düşey hız bileşenleri mutlak değer olarak artış göstermektedir. Bu hız bileşenleri debinin artmasıyla birlikte daha büyük değerler almaktadır.

N18, N21 ve N24 hidrofoil savaklarının üzerinde ve çevresinde herhangi bir sınır tabakası ayrılması oluşumu söz konusu değildir. Gelen akımın Froude sayısı ve savak yüksekliğinin artmasıyla birlikte akım çizgilerinin eğriliği artmaktadır. Akım çizgilerinde görülen bu eğrilik yapı membasından kretine doğru ilerledikçe azalmaktadır. İki doğrultulu akım, savağın membasında, $x=(0,65-0,85)P$ noktasından itibaren başlamaktadır. Akım çizgilerinin eğriselliğinin arttığı bölgelerde hidrostatik olmayan basınç dağılımları söz konusu olmaktadır. Tüm hidrofoil savak profillerinde debinin artmasıyla birlikte savak yükü artmakta ve buna bağlı olarak tabandaki basınçlar da artmaktadır.

Gelen akımın Froude sayısının artmasıyla birlikte katı sınıra yakın bölgelerde kinetik enerji, Reynolds kayma gerilmeleri ve vortisite konsantrasyonu artış göstermektedir. Bu değişkenlerin şiddeti, savağın mansabına doğru gittikçe artmaktadır. Savak yüksekliği ve debideki artış, vortisite, türbülans kinetik enerjisi ve Reynolds kayma gerilmelerinin artışına sebep olmaktadır.

Debinin artması ile birlikte hidrofoil savaklar için C_d debi katsayısı artmaktadır. Sabit debi koşullarında savak yüksekliği arttıkça debi katsayısı azalmaktadır. N18, N21 ve N24 savakları için toplam enerji yüksekliği ile elde edilen C_d debi katsayısı 0,96-1,08 aralığında değişmektedir. Savak yükünün kullanılması ile elde edilen debi katsayısı ise 0,99-1,20 aralığında değişmektedir. Akım yapısına uyarlanmış, düşük eğriliğe sahip savak yapıları daha yüksek debi katsayılarına sahip olmaktadır. Azalan itki katsayısı için de benzer eğilim söz konusudur. Rölatif enerji yüksekliği H/P ve savak yükü h/P 'nin artmasıyla birlikte her üç savak için de debi katsayısı C_d artmaktadır. Savak yüksekliği arttıkça H/P ve h/P oranı ve buna bağlı olarak debi katsayısı azalmaktadır. Tüm hidrofoil savaklar için boyutsuz H/R ve h/R oranı arttıkça C_d debi katsayısı artmaktadır.

Bu çalışmada kullanılan yapı ve akım koşullarında kinetik enerji düzeltme faktörü ortalama 1,04 olarak hesap edilmiştir. Bu değer toplam enerji yüksekliğinde %0,17'lik bir değişime sebep olmaktadır.

DeneySEL hız alanı ve akım profilleri ile yapılan karşılaştırmalardan, her üç hidrofoil savak için de SKE modeli en başarılı türbülans modeli olmuştur. Kullanılan diğer türbülans modelleri de hız alanını ve akım profillerini tahmin etmede gayet başarılıdır. Elde edilen bulgulardan, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) yöntemlerinin savaklarla etkileşime giren bu tür akımların analizinde başarılı bir şekilde kullanılabileceği ortaya konmuştur.

Bu çalışmada araştırılan konuların devamı olarak, farklı kapak tiplerinin kullanıldığı kontrollü hidrofoil savakların farklı akım koşulları altında deneySEL ve sayısal analizleri ile ilgili çalışmalar önerilebilir.



KAYNAKLAR

- Adrian, R. J., 1991. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1), 261-304.
- Akilli, H., Akar, A., and Karakus, C., 2004. Flow characteristics of circular cylinders arranged side-by-side in shallow water. *Flow Measurement and Instrumentation*, 15(4), 187-197.
- 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.
- Akoz, M. S., Sahin, B., and Akilli, H., 2010. Flow characteristic of the horizontal cylinder placed on the plane boundary. *Flow Measurement and Instrumentation*, 21(4), 476-487.
- Aköz, M. S., Gümüş, V., and Kırkgöz, M. S., 2014. Numerical simulation of flow over a semicylinder weir. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, 140(6).
- Aköz, M. S., Sahin, B., and Akilli, H., 2010. Flow characteristic of the horizontal cylinder placed on the plane boundary. *Flow Measurement and Instrumentation*, 21(4), 476-487.
- ANSYS, 2012. *Fluent theory guide*. USA: ANSYS Inc.
- Ardıçlıoğlu, M., 1994. Pürüzsüz açık kanal akımlarında türbülanslı hız dağılımının laser doppler anemometresi ile incelenmesi. *Doktora Tezi*, Çukurova Üniversitesi, Adana, Türkiye.
- Bagheri, S., and Heidarpour, M., 2010. Overflow characteristics of circular-crested weirs. *Journal of Hydraulic Research*, 48(4), 515-520.
- Bos, M. G., 1976. *Discharge measurement structures*. Wageningen/The Netherlands: International Institute for Land Reclamation and Improvement.
- Bradshaw, P., 1973. *Effects of streamline curvature on turbulent flow*. AGARD.

- Castro-Orgaz, O., and Hager, W. H., 2014. Scale effects of round-crested weir flow. *Journal of Hydraulic Research*, 52(5), 653-665.
- Chen, H., and Patel, V., 1988. Near-wall turbulence models for complex flows including separation. *Aiaa Journal*, 26(6), 641-648.
- Connor, J., and Brebbia, C., 1976. Finite elements for fluid flow. Bunerworths, London.
- 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). doi:Artn 078001 Doi 10.1115/1.2960953
- Çengel, Y. A., Cimbala, J. M., and Engin, T., 2008. Akışkanlar mekaniği: Temelleri ve uygulamaları. Güven Kitabevi.
- Davidson, L. 2005. Numerical methods for turbulent flow. (MTF071 Lecture Notes), Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.
- Dixen, M., Sumer, B. M., and Fredsoe, J., 2013. Numerical and experimental investigation of flow and scour around a half-buried sphere. *Coastal Engineering*, 73, 84-105. doi:DOI 10.1016/j.coastaleng.2012.10.006
- Durhasan, T. ve ark. (2013). The passive control of unsteady flow structure downstream of a circular cylinder in shallow water. Paper presented at the ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress and Exposition.
- Durst, F., Melling, A., and Whitelaw, J. 1981. Principles and practice of laser doppler anemometry. In: Academic Press, London.
- Ferziger, J. H., and Peric, M., 2002. Computational methods for fluid mechanics. Chapter, 5, 85-127.
- Gibson, M. M., and Launder, B. E., 1978. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 86, 491-511.
- Goldstein, R., 2017. Fluid mechanics measurements. Routledge.

- Guangsheng, L., and Shixia, W., 1998. A study of hydraulic characteristics of airfoil weir and hump weir. *Journal of Hehai University (Natural Sciences)*.
- Gumus, V. ve ark., 2015. Numerical modeling of submerged hydraulic jump from a sluice gate. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, 142(1), 04015037.
- Gümüş, V. 2014. Dolusavak akımının sayısal modellemesi. (Doktora Tezi), Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Hargreaves, D., Morvan, H., and Wright, N., 2007. Validation of the volume of fluid method for free surface calculation: The broad-crested weir. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 1(2), 136-146.
- 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.
- 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. doi:Doi 10.1016/0021-9991(81)90145-5
- Hoffmann, K. A., and Chiang, S. T., 2000. *Computational fluid dynamics volume i*. Engineering Education System, Wichita, Kan, USA.
- Ji, B. ve ark., 2015. Large eddy simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a naca66 hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow*, 68, 121-134.
- Johnson, R. W., 2016. *Handbook of fluid dynamics*. Crc Press.
- Jongen, T., 1998. *Simulation and modeling of turbulent incompressible fluid flows*.
- Kabiri-Samani, A., and Bagheri, S., 2014. Discharge coefficient of circular-crested weirs based on a combination of flow around a cylinder and circulation. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, 140(5), 04014010.
- Kahraman, A. 2002. Investigation of flow structure from a vertical and horizontal cylinder in shallow water. PhD thesis, Cukurova University, Institute of

Natural and Applied Sciences, Department of Mechanical Engineering,
Adana, Turkey,

- Karim, M. M., Prasad, B., and Rahman, N., 2014. Numerical simulation of free surface water wave for the flow around naca 0015 hydrofoil using the volume of fluid (vof) method. *Ocean Engineering*, 78, 89-94.
- Keane, R. D., and Adrian, R. J., 1990. Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems. *Measurement science and technology*, 1(11), 1202.
- Kirkgoz, M. S., Oner, A. A., and Akoz, M. S., 2009. Numerical modeling of interaction of a current with a circular cylinder near a rigid bed. *Advances in Engineering Software*, 40(11), 1191-1199.
- Kırkgöz, M. S., 2018. Akarsu yapıları. Ankara: Akademisyen Kitabevi.
- Lakshmana Rao, N., and Rao, J., Mv (1973). "Characteristics of hydrofoil weirs.". *J. Hydraul. Div*, 99, 259-283.
- 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. doi:DOI 10.1002/flid.1650090806
- 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. doi:Doi 10.1016/0045-7930(94)90001-9

- Menter, F. R., 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8), 1598-1605.
- Mohammadpour, R., Ghani, A. A., and Azamathulla, H. M., 2013. Numerical modeling of 3-d flow on porous broad crested weirs. *Applied Mathematical Modelling*, 37(22), 9324-9337.
- Mohammadzadeh-Habili, J., Heidarpour, M., and Haghiabi, A., 2016. Comparison the hydraulic characteristics of finite crest length weir with quarter-circular crested weir. *Flow Measurement and Instrumentation*, 52, 77-82.
- Naghavi, B., Esmaili, K., Yazdi, J., and Vahid, F. K., 2011. An experimental and numerical study on hydraulic characteristics and theoretical equations of circular weirs. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 38(12), 1327-1334.
- Navier, C., 1823. Mémoire sur les lois du mouvement des fluides. *Mem. Acad. Sci. Inst. Fr*, 6(1823), 389-416.
- Ozkan, G. M., Oruc, V., Akilli, H., and Sahin, B., 2012. Flow around a cylinder surrounded by a permeable cylinder in shallow water. *Experiments in fluids*, 53(6), 1751-1763.
- Poisson, S. D., 1831. Nouvelle théorie de l'action capillaire. Bachelier père et fils.
- Pope, A., 1951. Basic wing and airfoil theory. McGraw-Hill.
- Prasad, B., Hino, T., and Suzuki, K., 2015. Numerical simulation of free surface flows around shallowly submerged hydrofoil by openfoam. *Ocean Engineering*, 102, 87-94.
- Ramamurthy, A. S., Tim, U. S., and Rao, M., 1988. Characteristics of square-edged and round-nosed broad-crested weirs. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, 114(1), 61-73.
- Ramamurthy, A. S., and Vo, N.-D., 1993a. Application of dressler theory to weir flow. *Journal of Applied Mechanics*, 60(1), 163-166.
- Ramamurthy, A. S., and Vo, N.-D., 1993b. Characteristics of circular-crested weir. *Journal of Hydraulic Engineering*, 119(9), 1055-1062.

- Reddy, J. N., 1993. An introduction to the finite element method. (Vol. 2): McGraw-hill New York.
- Roache, P. J., 1994. Perspective - a method for uniform reporting of grid refinement studies. *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme*, 116(3), 405-413. doi:Doi 10.1115/1.2910291
- Roache, P. J., 1997. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 29(1), 123-160.
- Roache, P. J., 1998. Axial pressure distribution in the entrance region of packed beds of spheres - authors' closure. *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme*, 120(3), 635-636. doi:Doi 10.1115/1.2820713
- Sahin, B., Ozturk, N. A., and Akilli, H., 2007. Horseshoe vortex system in the vicinity of the vertical cylinder mounted on a flat plate. *Flow Measurement and Instrumentation*, 18(2), 57-68.
- 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 entre soumises dans tous les sens. *Compts-Rendus*, 27, 1.
- Samadi, A., Nejati, S., Azizi, S. H., and Bakhshayesh, B. O., 2014. Three dimensional simulation of flow for semi cylindrical weirs using fluent software. *J Civil Eng Urban*, 4(4), 397-401.
- Schmocker, L., Halldórsdóttir, B. R., and Hager, W. H., 2011. Effect of weir face angles on circular-crested weir flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137(6), 637-643.
- Shabanlou, S., and Khorami, E., 2013. Study of the hydraulic properties of the cylindrical crested weirs. *Flow Measurement and Instrumentation*, 33, 153-159.
- Shabanlou, S., Khorami, E., and Rajabi, A., 2013. The effects of various upstream arches of crest of the circular crested weir on hydraulic parameters. *Flow Measurement and Instrumentation*, 32, 103-106.

- Shih, T.-H. ve ark., 1995. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids*, 24(3), 227-238.
- Simsek, O., Aköz, M. S., and 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), 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.
- Stokes, G. G., 1880. On the theories of the internal friction of fluids in motion, and of the equilibrium and motion of elastic solids. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 8.
- Şahin, B. ve ark., 2006. Investigations of flow characteristics in a plate fin and tube heat exchanger model composed of single cylinder. 27(3), 522-530.
- Şimşek, O. 2011. Eğrisel geniş başlıklı savak üzerinden geçen açık kanal akımının deneysel ve teorik analizi. (Yüksek Lisans), Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Şimşek, O. 2017. Enerji kırıcı yapı üzerindeki akımın sayısal ve deneysel analizi (Doktora Tezi), Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Şimşek, O., Aköz, M. S., and 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. ve ark., 2015. Numerical modeling of b-type hydraulic jump at an abrupt drop. *Teknik Dergi*, 26(4), 7215-7240.
- Taylor, C., and Hughes, T., 1981. Finite element programming of the navier-stokes equations. Pineridge PressLtd.

- Van Doormaal, J., and Raithby, G., 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.
- Westerweel, J. 1993. *Digital particle image velocimetry: Theory and application*. TU Delft, Delft University of Technology,
- Wilcox, D. C., 1998. *Turbulence modeling for cfd* (first edition). California: DCW Industries, Inc.
- Wilcox, D. C., 2006. *Turbulence modeling for cfd* (third edition). California: DCW Industries, Inc.
- Yakhot, V. ve ark., 1992. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* (1989-1993), 4(7), 1510-1520.
- Yakhot, V., and Orszag, S. A., 1986. Renormalization-group analysis of turbulence. *Physical Review Letters*, 57(14), 1722-1724. doi:DOI 10.1103/PhysRevLett.57.1722
- Yakhot, V. ve ark., 1992. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids a-Fluid Dynamics*, 4(7), 1510-1520. doi:Doi 10.1063/1.858424
- Yuce, M. I., Al-Babely, A. A., and Al-Dabbagh, M. A., 2015. Flow simulation over oblique cylindrical weirs. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 42(6), 389-407.
- Zhentaoy, W., Xing, Z., Jiwei, H., and Qiaomei, H., 2011. Piv measurement on airfoil weir cross flow. *Journal of Drainage and Irrigation Machinery Engineering*, 4, 015.
- <http://airfoiltools.com/airfoil/naca4digit>

ÖZGEÇMİŞ

Mersin'nin Tarsus ilçesinde 1986 yılında doğdu. İlköğretim, ortaöğretim ve lise eğitimlerini Tarsus'ta tamamladı. 2005 yılında Selçuk Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nü kazanarak lisans eğitimine başladı ve 2009 yılında eğitimini dereceyle tamamladı. 2009 yılında Kanada'da üç ay dil eğitimi aldı (International Language Academy of Canada-ILAC). 2010 yılında Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde lisansüstü eğitime başladı. 2011 yılında Çukurova Üniversitesi Ceyhan Mühendislik Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü Hidrolik Anabilim dalına araştırma görevlisi olarak atandı. 2013 yılında, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimini başarıyla tamamladı. 2013 yılında, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı'nda doktora eğitimine başladı. Halen, Çukurova Üniversitesi Ceyhan Mühendislik Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak görev yapmaktadır.