

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Harun BAL

**GENİŞ BAŞLIKLİ SAVAK İÇEREN AÇIK KANAL AKIMININ
SAYISAL MODELLENMESİ**

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ADANA, 2011

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GENİŞ BAŞLIKLIL SAVAK İÇEREN AÇIK KANAL AKIMININ
SAYISAL MODELLENMESİ**

Harun BAL

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu tez/...../2011 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

.....
Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
DANIŞMAN

.....
Doç.Dr.Galip SEÇKİN
ÜYE

.....
Doç. Dr. M. Sami AKÖZ
ÜYE

Bu Tez Enstitümüz İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No:

Prof. Dr. İlhami YEĞİNGİL
Enstitü Müdürü

Bu Çalışma Ç. Ü. Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No: MMF2010YL29

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

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**GENİŞ BAŞLIKLIL SAVAK İÇEREN AÇIK KANAL AKIMININ
SAYISAL MODELLENMESİ**

Harun BAL

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

Danışman : Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
Yıl: 2011, Sayfa: 99
Jüri : Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
: Doç. Dr. Galip SEÇKİN
: Doç. Dr. M. Sami AKÖZ

Bu çalışmada, geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın hız alanı, iki farklı akım koşulları altında, bir boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) kullanılarak ölçülmüştür. Deney ile aynı akım koşullarında, temel denklemler Standart k-ε, RNG k-ε, Realizable k-ε, SST, Modifiye k-ω ve RSM türbülans modelleri kullanılarak, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket programı yardımıyla çözülmüştür. Su yüzü profilinin hesabı için Akışkan hacmi (Volume of Fluid-VOF) yöntemi kullanılmıştır. Sayısal sonuçlar üzerinde seçilen ağ yapısının etkisini incelemek için GCI (Grid Convergence Index) yöntemi kullanılmıştır. Sayısal hesaplamalardan elde edilen akım hızları ve su yüzü profilleri, sayısal sonuçların doğrulanması bağlamında deneysel ölçümlerle karşılaştırılmıştır. Sayısal ve deneysel bulguların karşılaştırılması sonucunda, RNG k-ε türbülans modelinin, hız alanı ve su yüzünün hesaplamasında, bu çalışmada kullanılan diğer türbülans modellerine göre daha başarılı olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Geniş başlıklı savak, LDA, Sayısal model, VOF, Hız profili

ABSTRACT

MSc THESIS

NUMERICAL MODELING OF OPEN CHANNEL FLOW WITH BROAD-CRESTED WEIR
--

Harun BAL

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

Supervisor : Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

Year: 2011, Pages: 99

Jury : Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

: Assoc. Prof. Dr. Galip SEÇKİN

: Assoc. Prof. Dr. M. Sami AKÖZ

The velocity field of the flow over a broad crested weir is measured using a one-dimensional Laser Doppler Anemometry (LDA) for two different flow conditions. Using standard $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$, Realizable $k-\epsilon$, SST, Modified $k-\omega$ and RSM turbulence closure models, the basic equations are solved by ANSYS-Fluent package program based on finite volume method for the same experimental conditions. The volume of fluid (VOF) method is used to compute the free surface of the flow. GCI (Grid Convergence Index) is performed to examine the effect of the selected grid structure on the numerical results. The numerical results for the velocity field and flow profiles are compared with the experimental results for validation purposes. The comparisons of the numerical and experimental results show that the numerical simulation using the RNG $k-\epsilon$ turbulence closure model predicts the velocity field and free surface profile more accurately compared to those of the other turbulence models used in the present study.

Keywords: Broad-crested weir, LDA, Numerical model, VOF, Velocity profile

TEŞEKKÜR

İlk olarak yüksek lisans eğitimim süresince, çalışmalarına yön veren, bilgi ve deneyimlerini paylaşan ve zamanımı benden hiçbir zaman esirgemeyen Sayın Hocam, Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ'e teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Katkılarından dolayı Sayın Doç. Dr. M. Sami AKÖZ'e ve yüksek lisans eğitimim boyunca çalışmamda her an yanımda olan tecrübesini, bilgisini ve yardımlarını benden esirgemeyen Sayın Arş. Gör. Veysel GÜMÜŞ' e ayrıca teşekkür ederim.

Laboratuvar çalışmalarım ve tezi hazırlamamda desteklerinden dolayı Arş. Gör. Oğuz ŞİMŞEK, Arş. Gör. M. Eyyüp KAVŞUT ve İnşaat Mühendisi Mehmet FIRAT'a ve çalışmalarım bana yardımcı olan kardeşim Şemsettin BAL'a teşekkür ederim.

Yüksek lisans çalışmalarım esnasında tüm bölüm olanaklarından yararlanmamı sağlayan Ç.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölüm Başkanlığı'na, maddi destek veren Ç.Ü. Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne (Proje no: MMF2010YL29) içten teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, benden desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen babam Alaettin BAL'a, annem Hatice BAL'a ve tüm aileme sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	X
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. DENEY DÜZENEĞİ VE YÖNTEM.....	9
3.1. Deney Düzenegi.....	9
3.2. Lazer Doppler Anemometresi (LDA) İle Akım Hızının Ölçülmesi.....	11
4. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ.....	15
4.1. Temel Denklemler.....	15
4.1.1. Sıkışmayan Türbülanslı Akımda Süreklilik Denklemi.....	15
4.1.2. Sıkışmayan Akımlar İçin Hareket Denklemi.....	16
4.1.3. Sıkışmayan Türbülanslı, Newtonien Akışkan Akımında Hareket Denklemleri (Reynolds Denklemleri).....	26
4.2. Türbülans Modelleri.....	29
4.2.1. Standart k-ε Türbülans Modeli (SKE):.....	30
4.2.2. RNG k-ε Türbülans Modeli (RNG).....	31
4.2.3. Realizable k-ε Türbülans Modeli (RKE).....	34
4.2.4. Modifiye k-ω Modeli (MKW).....	35
4.2.5. SST k-ω Türbülans Modeli (SST).....	37
4.2.6. RSM Türbülans Modeli (RSM).....	40
4.3. Türbülanslı Akımda Hız Dağılımı İçin Logaritmik Duvar Kanunu (law of the wall).....	43
5. SAYISAL ÇÖZÜM.....	45
5.1. Sonlu Hacimler Yöntemi.....	45
5.2. Akışkan Hacmi Yöntemi.....	48

5.3. Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI).....	49
5.4. Cidar Bölgesinin Modellenmesi	50
6. SAVAK AKIMININ HAD İLE MODELLENMESİ	53
6.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları	53
6.2. Sonlu Hacimler Hesap Ağı.....	54
6.3. Ağ Yakınsama İndeksi (GCI) Uygulaması ve Cidar Bölgesinin Modellenmesi.....	55
7. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	59
7.1. Deneysel ve Hesaplanan Hız Profilleri	59
7.2. Hesaplanan Akım Çizgileri	73
7.3. Deneysel ve Hesaplanan Su Yüzü Profilleri	74
7.4. Deneysel Hız Profilleri ve Hızların Zamansal Değişimi.....	76
7.5. Logaritmik Hız Dağılımı	88
8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	91
KAYNAKLAR.....	93
ÖZGEÇMİŞ	99

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 6.1. Üç farklı yoğunluktaki ağlar için bölgelerdeki eleman sayıları.....	55
Çizelge 6.2. $x=1.0$ m için GCI uygulaması.....	56
Çizelge 7.1. $Re=18500$ için farklı türbülans modellerine göre OKH değerleri	61
Çizelge 7.2. $Re=25900$ için farklı türbülans modellerine göre OKH değerleri	62
Çizelge 7.3. Farklı türbülans modelleriyle hesaplanan su yüzü profili için OKH değerleri.....	74
Çizelge 7.4. Hesaplanan u^* kayma hızları (mm/s).....	89

ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 1.1. Geometrik yapılarına göre savakların sınıflandırılması.....	1
Şekil 3.1. Deneysel kanalın görünümü	9
Şekil 3.2. Deneysel düzeninin şematik gösterimi ve LDA yerleşimi	10
Şekil 3.3. Deneysel kanallarda kullanılan LDA çerçeve sistemi	12
Şekil 3.4. Türbülanslı akımda ortalama hızın tespiti	12
Şekil 4.1. Diferansiyel bir eleman yüzeyine gelen gerilmeler	17
Şekil 4.2. x eksenine doğrultusundaki gerilmeler	19
Şekil 5.1. Hesaplamalı kontrol hacmi.....	46
Şekil 5.2. Akışkan hacminin ağ üzerindeki dağılımı.....	48
Şekil 6.1. Sayısal hesaplama bölgesi ve sınır şartları.....	54
Şekil 6.2. Sayısal modelin hesaplama ağında kullanılan alt bölgeler.....	55
Şekil 6.3. RNG türbülans modeli ile elde edilen y^+ değerinin kanal boyunca değişimi:	57
Şekil 7.1. $Re=18500$ için kanalın farklı kesitlerinde deneysel ve hesaplanan hız profilleri	63
Şekil 7.2. $Re=25900$ için kanalın farklı kesitlerinde deneysel ve hesaplanan hız profilleri	68
Şekil 7.3. $Re=18500$ için farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri ...	73
Şekil 7.4. $Re=25900$ için farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri ...	74
Şekil 7.5. $Re=18500$ için deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri	75
Şekil 7.6. $Re=25900$ için deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri	76
Şekil 7.7. $Re=18500$ için kanalın farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimleri	77
Şekil 7.8. $Re=25900$ için kanalın farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimleri	82
Şekil 7.9. $Re=18500$ için logaritmik duvar kanunu dağılımı.....	88
Şekil 7.10. $Re=25900$ için logaritmik duvar kanunu dağılımı.....	89

SİMGELER VE KISALTMALAR

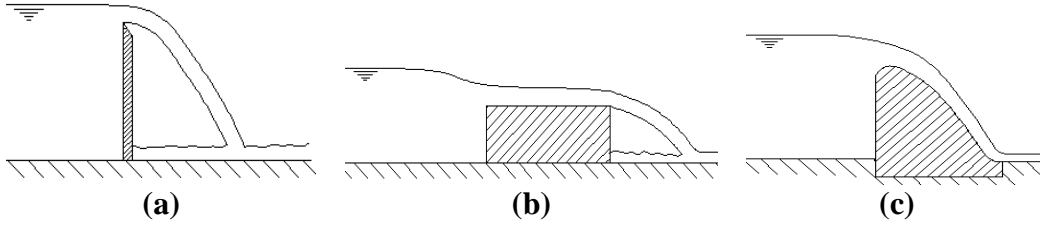
a	: İvme
A	: $1/\kappa$
C	: Türbülans modeli sabiti
CFD	: Hesaplamalı akışkanlar dinamiği
D	: Difüzyon terimi
d	: Mesh yüksekliği
e	: Hız farkı
F	: Kuvvet
Fr	: Froude sayısı
\dot{f}	: Birim hacme gelen dış kuvvet
\dot{f}_k	: Birim hacme gelen bileşke kütleli kuvvet
\dot{f}_y	: Birim hacme gelen bileşke yüzeysel kuvvet
g	: Yer çekimi ivmesi
G	: Türbülans kinetik enerji üretim miktarı
GCI	: Grid Convergence Index
I	: Türbülans şiddeti
h_0	: Su yüksekliği
HAD	: Hesaplamalı akışkanlar dinamiği
k	: Türbülans kinetik enerjisi
\vec{K}	: Kütleli kuvvetlerin bileşkesi
LDA.	: Lazer doppler anemometresi
l_m	: Uzunluk ölçüğü
m	: Kütle
N	: Değer adeti
OKH	: Ortalama karesel hata
p	: Basınç
\bar{p}	: Basınç ortalaması

p'	: Basınç sapıncı
PIV	: Particle image velocimetry
Q	: Debi
r	: Mesh yükseklikleri oranı
R	: Hidrolik yarıçap
Re	: Reynolds sayısı
MKW	: Modified k- ω türbülans modeli
RKE	: Realizable k- ϵ türbülans modeli
RNG	: Renormalization Group k- ϵ türbülans modeli
RSM	: Reynolds Stress türbülans modeli
SKE	: Standart k- ϵ türbülans modeli
SST	: Shear Stress Transport k- ω türbülans modeli
S_{ij}	: Şekil değiştirme hızı tansörü
t	: Zaman
T	: Periyod
\vec{T}	: Gerilme vektörü
u	: x yönündeki akım hızı
\bar{u}	: x yönündeki ortalama akım hızı
u'	: x yönündeki hız sapıncı
u^*	: Kayma hızı
v	: y yönündeki akım hızı
V	: Bileşke hız
\bar{v}	: y yönündeki ortalama akım hızı
v'	: y yönündeki hız sapıncı
VOF	: Akışkan hacimleri yöntemi
w	: z yönündeki akım hızı
\bar{w}	: z yönündeki ortalama akım hızı
w'	: z yönündeki hız sapıncı
ω	: Özgül kayıp oranı
X	: x doğrultusunda etkiyen kütleli kuvvet

Y	: y doğrultusunda etkiyen kütlelesel kuvvet
Z	: z doğrultusunda etkiyen kütlelesel 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 tansörü
Γ	: Difüzyon terimi
η	: Türbülans kinetik enerjisinin üretimi ve kayıp oranının fonksiyonu
β	: Türbülans modeli sabiti
a	: Efektif Prandtl sayılarının tersi
$\tilde{\Omega}_{ij}$: Dönme miktarı
κ	: von-Karman sabiti
φ	: Basınç uzatma terimi
δ	: Sınır tabakası yüksekliği
λ_ε	: Geçiş fonksiyonu

1. GİRİŞ

Savaklar, açık kanallarda ve akarsularda akımı kontrol etmek, su seviyesini düzenlemek ve debi ölçümü amacı ile; barajlarda ise taşkın sularını güvenli bir şekilde tahliye etmek için inşa edilen su yapılarıdır. Savaklar geometrik yapılarına göre: (a) İnce savaklar, (b) Geniş savaklar ve (c) Ogee savaklar şeklinde sınıflandırılabilirler. Şekil 1.1’de savak örnekleri görülmektedir.



Şekil 1.1. Geometrik yapılarına göre savakların sınıflandırılması (a) Keskin kenarlı ince savak, (b) Geniş başlıklı dikdörtgen savak, (c) Ogee savağı

Geniş başlıklı bir savak, akım ortamına yerleştirildiğinde, kritik-altı rejimden kritik-üstü rejime geçiş süreci ile birlikte, hızlı değişen akım koşullarının olduğu karmaşık bir akım yapısı ortaya çıkmaktadır. Söz konusu yapıların hidrolik tasarım sürecinde, bu yapılar ile etkileşime giren akımların analizi, geleneksel olarak fiziksel model deneyleri ile başarılı şekilde yapılabilmektedir. Laboratuvar ortamında gerçekleştirilen akım-yapı etkileşimi ile ilgili model çalışmaları, tasarım için oldukça önemli bilgilerin edinilmesine yardımcı olmaktadır. Ancak bulgular üzerinde ölçek etkilerinden kaynaklanan bazı hataların olduğu bilinen bir gerçektir. Diğer taraftan, suyun hareketini idare eden denklemlerin analitik çözümlerini elde etmek, bu denklemlerin viskozite ve türbülans ifadeleri içermesinden dolayı bazı basit ve düzgün geometrik sınırları olan akım problemleri dışında oldukça zordur. Deneysel ve analitik çalışmaların dışında, günümüz itibariyle, *Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (Computational Fluid Dynamics - CFD)* yöntemlerinde kaydedilen gelişmeler, savak akımları gibi, su-yapı etkileşiminin söz konusu olduğu serbest yüzeyli akımların teorik olarak analizinde önemli kolaylıklar sağlamıştır. Sayısal modelleme teknikleri ile akım problemlerinin çok daha kısa sürede ve ekonomik

olarak çözümlenerek, akım hakkında her türlü detay bilginin elde edilebilir olması, analiz ve tasarım işlemlerinin farklı koşullar altında hızlı biçimde tekrarlanmasına ve ele alınan problem ile ilgili optimum tasarımların elde edilmesine imkân tanımaktadır.

Bu çalışmada, geniş başlıklı dikdörtgen bir savak modeli ile etkileşim halindeki serbest yüzeyle akımın hız alanı *Lazer Doppler Anemometresi* (LDA) ile ölçülmüştür. *Sonlu hacimler* yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket programı yardımıyla akımı idare eden temel denklemler, altı farklı türbülans modeli kullanılarak çözülmüştür. Su yüzünün teorik olarak belirlenmesinde VOF yöntemi kullanılmıştır. Türbülans modellerinin deneysel doğrulanmasına yönelik olarak, sayısal modellerden elde edilen akım hızları ve su yüzü profilleri, deneysel bulgularla karşılaştırılmıştır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Geçmişte, su ile yapı etkileşiminin söz konusu olduğu savak akımlarının analizi ile ilgili çok sayıda deneysel ve teorik çalışma yapılmış olup aşağıda bunlardan bazıları özetlenmiştir.

Ramamurthy ve ark. (1987), keskin kenarlı savak üzerinden geçen akımın özelliklerini iki boyutlu olarak incelemek amacıyla deneysel çalışmalar yapmışlar ve kret bölgesine yakın yerlerde hız ve basınç dağılımlarını incelemiştir. Elde ettikleri deneysel bulgulardan, C_d debi katsayısının H/P boyutsuz büyüklüğüne bağlı olarak değiştiğini göstermişlerdir. Burada H , memba tarafındaki savak üzeri su yüksekliğini, P ise savak yüksekliğini ifade etmektedir.

Faltas ve ark. (1989), trapez kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akım özelliklerini teorik olarak incelemiştir. Farklı taban şekilleri ve Froude sayıları için elde ettikleri teorik bulguları, deneysel çalışmadan elde edilen bulgularla karşılaştırmışlar ve Froude sayısı ile memba su derinliğinin akım karakteristikleri üzerindeki etkilerini ortaya koymuşlardır.

Hager ve Schwalt (1994), yaptıkları çalışmada, geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın özelliklerini deneysel olarak incelemişler, farklı debilerde savak üzerindeki akımların basınç ve hız dağılımları açısından birbirleri ile benzer özellikler gösterdiğini tespit etmişlerdir.

Wen ve ark. (1997), karmaşık geometrisi olan, iki boyutlu, düzenli ve sıkışmayan serbest yüzeyli akımlar üzerinde deneysel ve teorik çalışmalar gerçekleştirmişlerdir. Karmaşık geometriye sahip akım bölgesi için geliştirdikleri sınır integral yönteminden buldukları sonuçları, deneysel olarak ölçtükleri bulgularla karşılaştırarak serbest akım yüzeyinin profilini belirlemişlerdir. Sonuçların deneysel bulgulara yaklaştığını göstermişlerdir.

Montes (1997), sürtünmesiz akım kabulü ile düzlemsel kapak altından geçen akım için sayısal bir çözüm yöntemi geliştirmiş, deneysel ve sayısal daralma katsayıları arasındaki farklılıkları incelemiştir. Sayısal su yüzü profili ile akım alanının farklı kesitlerinde hesap edilen hız ve basınç dağılımlarının, deneysel ölçümlerle büyük ölçüde uyum içinde olduğunu belirtmiştir.

Chanson ve Montes (1998), laboratuvarında modelledikleri dairesel savak üzerinden geçen akım ile ilgili yapmış oldukları deneysel çalışmada, savak yarıçapı ve yüksekliği gibi yapısal özellikler ile memba su derinliğinin akım karakteristikleri üzerindeki etkilerini araştırmışlardır. Elde ettikleri bulgulardan, savak üzerinden geçen akım profilinin büyük ölçüde memba koşullarından etkilendiği sonucuna ulaşmışlardır.

Choi ve Kim (2000), yapmış oldukları çalışmada, Ogee profilli savak üzerinden geçen akımın debisini, savak üzerindeki hız ve basınç dağılımlarını ve buna ilave olarak akım profillerini sonlu elemanlar yöntemi kullanarak sayısal olarak hesap etmişlerdir. Çevrintisiz ve sıkışmayan akım kabulü ile yapmış oldukları hesaplamalardan elde ettikleri bulguları, USACE (U.S Army Corps of Engineers) test sonuçları ile karşılaştırmışlar, deneysel ve sayısal bulguların birbirleriyle oldukça uyumlu olduklarını çalışmalarında ifade etmişlerdir.

Assy (2001), savak üzerine yerleştirilen bir kapak vasıtasıyla oluşturulan kontrollü ve kontrolsüz savak akımının sayısal analizi için sonlu farklar yöntemine dayalı bir çözüm yöntemi üzerinde çalışmışlardır. Çevrintisiz akım kabulü ile geliştirmiş olduğu sayısal yöntemde, akım alanının tüm hesap noktalarında akım fonksiyonunu hesap etmiş ve buna bağlı olarak da hız alanını belirlemiştir. Ayrıca su yüzü profili, debi katsayısı ve basınç alanlarını da sayısal olarak elde etmiştir.

Chen ve ark. (2002), basamaklı dolu savak üzerinden geçen akım profilini sayısal olarak modellemişler ve elde ettikleri sayısal bulguları deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlardır. Akımı idare eden temel denklemler standart k-ε türbülans modeli kullanılarak çözülmüş, su yüzünün teorik olarak belirlenmesinde VOF yöntemi kullanılmıştır. Düşüm bölgesinde görülen çok az farklılıkların dışında deneysel ve sayısal akım profillerinin oldukça uyumlu olduğu çalışmalarında rapor etmişlerdir.

Sarker ve Rhodes (2004), laboratuvar kanalına yerleştirilmiş dikdörtgen kesitli geniş başlıklı bir savak ile etkileşim halindeki serbest yüzeyli akımın özelliklerini deneysel ve teorik olarak irdelemişlerdir. Bir CFD yazılımı olan, sonlu hacimler yöntemine dayalı Fluent paket programı ile akımı idare eden temel denklemler sayısal olarak çözülmüştür. Türbülans viskozitesinin hesabında standart k-ε türbülans kapama modeli kullanılmıştır. Sayısal su yüzü profilleri deneysel

bulgular ile karşılaştırılmış ve birbirleriyle uyumlu olduğu çalışmalarında rapor edilmiştir.

Ashgriz ve ark. (2004), açık kanal içine yerleştirilen yarım silindirik bir yapı üzerinden geçen akımın sayısal olarak modellenmesi üzerine çalışmışlardır. Temel denklemlerin sayısal çözümlerini, sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS programını kullanarak elde etmişlerdir. Su yüzü profillerinin hesabı için VOF metodunu kullanmışlardır. Akım alanındaki teorik basınç ve hız dağılımlarını elde ederek grafiksel olarak raporda sunmuşlardır.

Nguyen ve Nestmann (2004), Avrupa'nın önemli akarsularından olan Rhine akarsuyunun profilini, deneysel ve VOF yöntemini kullanarak hesap etmişlerdir. Türbülanslı akımın hareketini idare eden denklemleri standart k- ϵ modeli kullanarak sayısal olarak çözmüşlerdir. Çalışma sonucunda sayısal olarak hesaplanan hız alanı değerlerinin deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu bildirilmiştir.

Chatila ve Tabbara (2004), Ogee profilli savakların hidrolik özelliklerini farklı akım koşulları altında deneysel ve teorik olarak incelemişlerdir. Sonlu elemanlar yöntemine dayalı çözüm yapan "ADINA" paket programı kullanılarak elde edilen sayısal su yüzü profilleri ile laboratuvarında ölçülen su yüzü profilleri karşılaştırılmış olup deneysel ve teorik profillerin uyum içinde olduğu rapor edilmiştir.

Şeker (2006), üçgen bir savak arkasındaki akımın hızlarını deneysel ve teorik olarak karşılaştırması üzerine bir çalışma yapmıştır. Hız alanı, parçacık görüntülemeli hız ölçümü (PIV) tekniği ile ölçülmüş ve elde edilen deneysel bulgular, sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS paket programından elde edilen sayısal bulgularla karşılaştırılmıştır. Serbest su yüzünün hesabında VOF yöntemi kullanılmıştır. Yapılan karşılaştırmalar neticesinde, deneysel ve sayısal akım hızları ile su yüzü profillerinin birbirleri ile uyumlu oldukları çalışmalarında rapor edilmiştir.

Kırkgöz ve ark.(2006), dikdörtgen ve üçgen kesite sahip geniş başlıklı savaklar ile etkileşim halindeki iki-boyutlu açık kanal akımını deneysel ve sayısal olarak analiz etmişlerdir. Temel denklemleri, standart k- ϵ ve k- ω türbülans modelleri kullanarak sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS-Flotran ile çözmüşlerdir. Su

yüzü profilinin hesabında VOF yöntemini kullanmışlardır. Sayısal olarak hesap edilen hız profillerini, PIV tekniği ile ölçülen hız profilleri ile karşılaştırmışlar, k- ω türbülans modelinin standart k- ϵ modeline göre deneysel sonuçlara daha yakın olduğu sonucuna ulaşmışlardır. Ayrıca, farklı yoğunluklara sahip ağ yapıları kullanarak ağ yapısının sayısal sonuçlar üzerindeki etkisini de incelemişlerdir.

Öner ve ark. (2007), açık kanal içerisine yerleştirdikleri dikdörtgen geniş başlıklı bir savak üzerinden geçen iki-boyutlu açık kanal akım üzerinde teorik ve deneysel olarak çalışma yapmışlardır. Hız alanını deneysel olarak PIV hız ölçme tekniği kullanılarak ölçmüşlerdir. Hareket denklemlerinin sayısal çözümlerini, sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS-Flotran ile elde etmişler, serbest su yüzünün hesabını VOF yöntemi ile gerçekleştirmişlerdir. Sayısal modellemede türbülans viskozitesinin hesabı için Standart k- ϵ , standart k- ω ve SST türbülans kapama modellerini kullanmışlardır. Hesap edilen akım hızları ve su yüzü profillerini deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlar ve standart k- ω türbülans modeli kullanılarak elde edilen bulguların diğer türbülans modelleri ile bulunan bulgulara göre deneysel verilere daha yakın olduğunu tespit etmişlerdir.

Aköz ve ark. (2009), düşey bir kapak altından geçen iki-boyutlu açık kanal akımında hız alanını, standart k- ϵ ve standart k- ω türbülans modellerini kullanarak ANSYS-Flotran ile sayısal olarak elde etmişlerdir. Su yüzü profilini hesap etmek için VOF yöntemini kullanmışlardır. Sekiz farklı ağ yapısını test etmek suretiyle, hesaplama ağ yoğunluğunun sayısal çözümler üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Sayısal bulgularla karşılaştırmak amacıyla kapak arkasındaki akımın hız alanını, PIV yöntemi ile deneysel olarak ölçmüşlerdir. Elde ettikleri sayısal ve deneysel sonuçlar, standart k- ϵ türbülans modeli ile bulunan verilerin, diğer türbülans modelleri ile bulunan verilere göre deney sonuçlara daha yakın olduğunu çalışmalarında ortaya koymuşlardır.

Kırkgöz ve ark. (2009), açık kanal içerisinde katı sınıra yakın dairesel silindir ile etkileşim halindeki iki-boyutlu türbülanslı akımın özelliklerini deneysel ve teorik olarak irdelenmişlerdir. Silindir etrafındaki akımın hız alanı PIV tekniği ile deneysel olarak ölçülmüştür. Standart k- ϵ , standart k- ω ve SST türbülans modelleri

kullanılarak üç farklı ağ yapısı için sayısal çözümler elde edilmiştir. Deneysel ve sayısal bulguların karşılaştırmalarından, standart k- ω ve SST türbülans modelleri kullanılarak elde edilen sayısal bulguların diğer türbülans modellerine göre deney bulgularına daha yakın sonuçlar elde edilmiştir.

Ferrari (2010), keskin kenarlı savak içeren açık kanal akımı için sayısal deney çalışması yapmıştır. Yazar tarafından hazırlanan, SPH (smooth particle hydrodynamics) tabanlı bir yazılım kullanılmıştır. Sonuçların doğrulanmasında, literatürdeki deneysel basınç ve su yüzü profil değerleri kullanılmış ve sonuçların sayısal olarak birbirine oldukça yakın olduğu bildirilmiştir.

Şimşek (2011), eğrisel geniş başlıklı savak içeren açık kanal akımında hız alanını LDA ile ölçmüş ve elde ettiği deneysel bulguları sonlu hacimler yöntemine dayalı Ansys-fluent paket programından elde edilen sayısal bulgularla karşılaştırmıştır. SKE, RNG, RKE, SST, ve RSM türbülans modellerinin kullanıldığı sayısal hesaplamalarda RNG türbülans modeli kullanılarak elde edilen bulguların deneysel ölçümlere daha yakın olduğu sonucuna ulaşılmıştır.

3. DENEY DÜZENEĞİ VE YÖNTEM

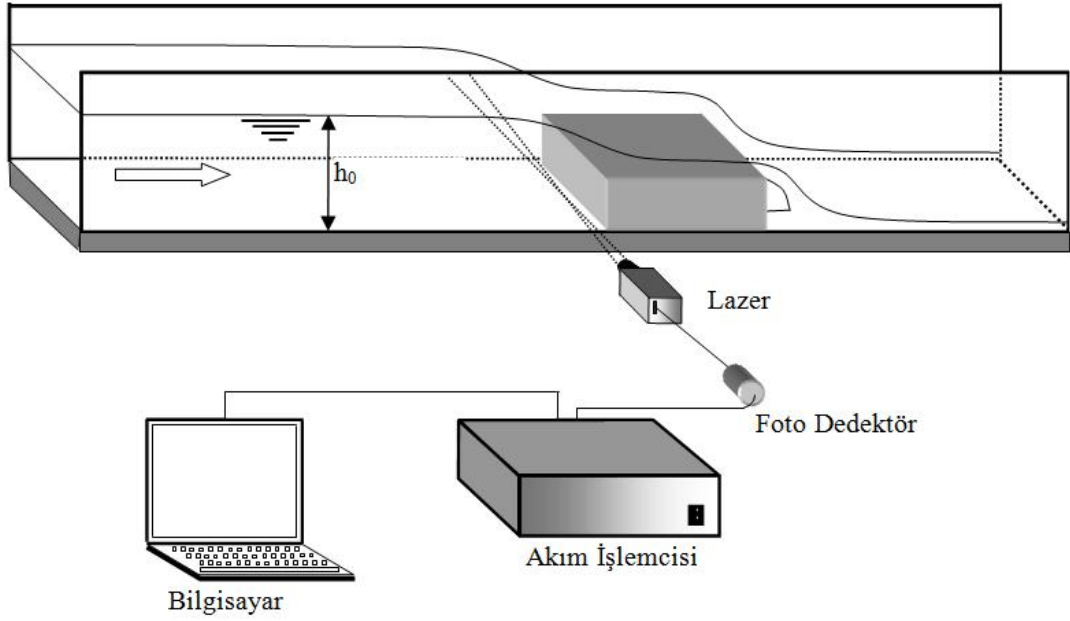
3.1. Deney Düzenegi

Deneyle, Çukurova Üniversitesi, İnşaat Mühendisliği Bölümü, Hidrolik laboratuvarındaki kapalı çevrim olarak çalışan Şekil 3.1’de görülen açık kanal düzeneginde gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.2’ de şematik olarak verilmiş olan deney düzeneginde, 0.2 m genişlik, 0.2 m derinlik ve 2.4 m uzunluğundaki açık kanal modeli kullanılmıştır. Kanal tabanı ve yan yüzeyler 5 mm kalınlığındaki saydam cam malzemeden yapılmış, böylece deneysel ölçümler için pürüzsüz ve saydam bir yüzey elde edilmiştir. Suyun girişteki hazneden üniform olarak çıkmasını sağlamak için, suyun kanala giriş bölgesine akışı düzenlemek için filtreler yerleştirilmiştir. Böylece kanal girişinde suyun mümkün olduğu kadar düzenli olarak girmesi sağlanmıştır.



Şekil 3.1. Deney kanalının görünümü

Şekil 3.2’de görüldüğü gibi, geniş başlıklı deney savağı kanal başlangıcından 1 m uzaklığa, kanal kesitini kapatacak şekilde yerleştirilmiştir. Savak yüksekliği 0.098 m’ dir.



Şekil 3.2. Deneysel düzenin şematik gösterimi ve LDA yerleşimi

Deneyler iki farklı debi ($Q_1=0.002414 \text{ m}^3/\text{s}$ ve $Q_2=0.003740 \text{ m}^3/\text{s}$) için gerçekleştirilmiştir. $Q_1=0.002414 \text{ m}^3/\text{s}$ için memba su derinliği $h_0=0.133 \text{ m}$, kesit ortalama hızı $V_o = 0.0120 \text{ m/s}$, memba akımında Froude sayısı $Fr_o (=V_o/(gh_o)^{1/2})=0.0795$ ve Reynolds sayısı $Re_o (=4V_o R_o/\nu)=18500$ 'dür (R_o hidrolik yarıçap ve ν kinematik viskozitedir). $Q_2=0.003740 \text{ m}^3/\text{s}$ için $h_0=0.154 \text{ m}$, $V_o = 0.0192 \text{ m/s}$, $Fr_o = 0.0989$ ve $Re_o=25900$ 'dir.

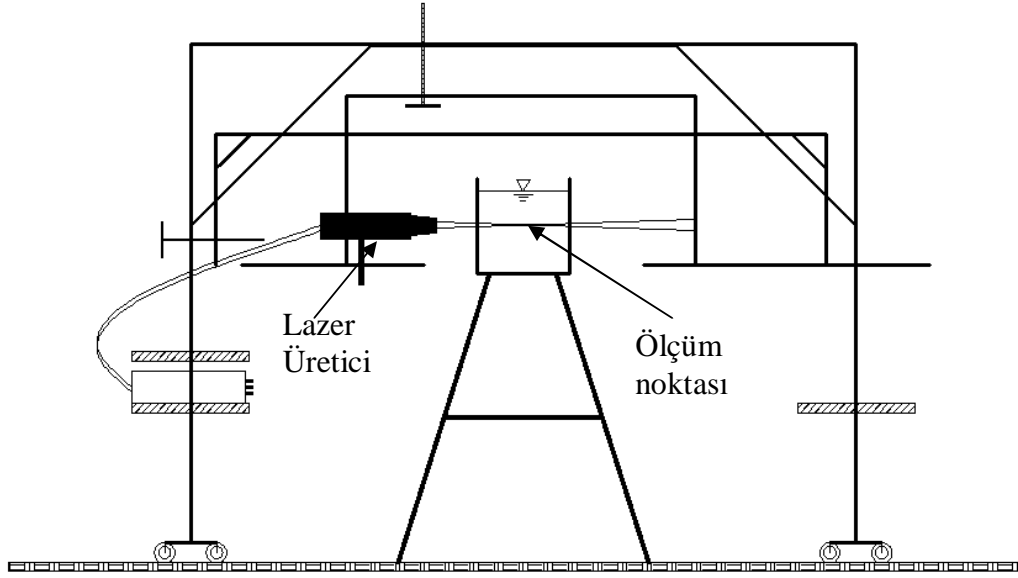
Akım hızı ölçümleri Laser Doppler Anemometry (LDA) tekniği kullanan bir ölçüm sistemi olan DANTEC LDA ile gerçekleştirilmiştir.

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

Akımın kinematik yapısını belirlemek üzere yapılan deneylerde kızgın-tel (hot-wire), kızgın-film (hot-film), PIV ve LDA anlık hızların ölçülmesinde yaygın olarak kullanılan elektronik cihazlardır. Bu cihazlardan kızgın tel ve kızgın film, kullanımları sırasında akışkan içerisine bir ölçüm ucu sokularak akım rahatsız edilmektedir. PIV yöntemi, akımı rahatsız etmeden, hassas bir şekilde, aynı anda düzlemsel bir bölgedeki anlık hızları ölçerek akım karakteristiklerini belirlemektedir. LDA ise aynı anda sadece tek bir noktada ölçüm yapabilmektedir. Deney alanında farklı zamanlarda tek bir noktada yapılan ölçümlerle akım alanının özelliklerinin belirlenmesi ise özellikle ayrılmış akım bölgeleri ve karmaşık yapıya sahip akımların yapısını tanımlamada yetersiz kalabilmektedir. 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.

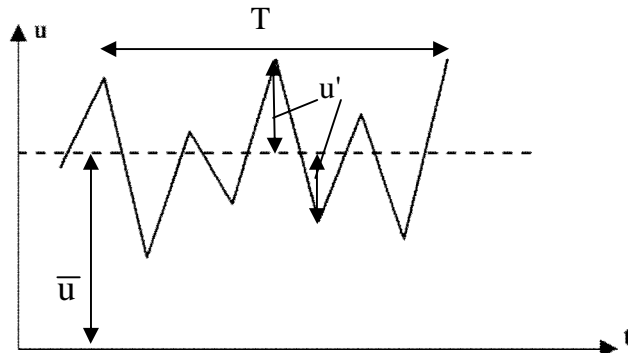
Lazer Doppler Anemometresi, lazer ışığını kullanarak bir noktadaki hız bileşeninin belirli zaman aralıklarında ölçülmesini sağlar. LDA, akışkan içerisinde hareket eden küçük parçacıklar ile yayılan lazer ışınının doppler frekansındaki değişimini tespit ederek hız ölçümünü gerçekleştirir. Lazer anemometresi bir mercekle tarafından kırılan lazer ışınlarının ölçüm yapılan noktada odaklanması prensibi ile çalışır. Lazer üreticisinden çıkan ve mercek vasıtasıyla kırılan lazer ışınları hızın ölçüleceği noktaya odaklanır. Foto detektör tarafından toplanan ölçümsel bilgiler, akım işlemcisi tarafından anlık olarak BSA Flow Software yazılımına. Lazer Doppler Anemometresinin çalışma prensibine ait daha geniş bilgi Durst ve ark. (1981), Goldstein (1983) ve Ardiçlıoğlu (1994) tarafından verilmiştir.

Lazer Doppler Anemometresi, Şekil 3.3'de görüldüğü gibi, üç doğrultuda hareket kabiliyetine sahip bir çerçeve sistemine yerleştirilmiştir. Bu sistemin üzerinde yer alan hareket kolları vasıtasıyla, akım alanındaki istenilen bir noktada anlık hızların hassas bir şekilde ölçülmesi mümkün olmaktadır.



Şekil 3.3. Deneysel LDA çerçevesi

Bu çalışmada geniş başlıklı savak akımında anlık akım hızları, kanal simetri eksenini boyunca Dantec® LDA 62N04 bir boyutlu akımölçer kullanılarak elde edilmiştir. Lazer dalga uzunluğu 660 nm, lazer demetleri arasındaki mesafe 60 mm ve ölçülebilen hız sapıncaları 0.7 $\mu\text{m/s}$ den 4.6 mm/s' ye kadar değişebilmektedir. LDA sisteminde, foto detektör 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.



Şekil 3.4. Türbülanslı akımda ortalama hızın tespiti

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. Katı sınıra yakın olan bölgedeki partikül sayısı az olduğundan, bu bölgede elde edilen örnek sayısı, serbest yüzeye yaklaştıkça artmaktadır. T integrasyon zamanı olup bu çalışmada 60 s olarak seçilmiştir (Şekil 3.4). Zaman ortalamalı hız büyüklükleri, anlık hız ölçümlerinin prosesi sonrasında elde edilmektedir. Ayrıca anlık hız değerleri ölçüldüğünden u' ve buna bağlı türbülans şiddeti değerleri de elde edilebilmektedir. Anlık akım hızı u , ortalama akım hızı \bar{u} ve hız sapıncı u' arasındaki ilişki aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

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

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

Ölçülen bileşen itibarıyla hız sapıncının kareler ortalamasının karekökü (rms):

$$u'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u - \bar{u})^2} \quad (3.3.)$$

olup türbülans şiddeti:

$$I = \frac{u'_{rms}}{u} \quad (3.4.)$$

şeklinde elde edilir. Burada N ölçülen hız numunesi sayısıdır.

4. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ

4.1. Temel Denklemler

4.1.1. Sıkışmayan Türbülanslı Akımda Süreklilik Denklemi

Sıkışmayan, türbülanslı 3 boyutlu akımda $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$ ve $w = \bar{w} + w'$ anlık hız bileşenlerini $\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$ süreklilik denkleminde yerine yazalım:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} + v') + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w} + w') = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1.)$$

Bir Δt zaman aralığı için (4.1) denkleminin zamansal ortalamasını alalım. Örnek olarak birinci terimin zamansal ortalaması alınır:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u')} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') \right] dt = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} (\bar{u} + u') dt \right] = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (4.2.)$$

elde edilir. Benzer şekilde, diğer terimlerin de zamansal ortalamaları alınır (4.1) süreklilik denkleminin zamansal ortalaması aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.3.)$$

(4.1) denkleminin (4.3) denklemini çıkarılırsa:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.4.)$$

elde edilir ki (4.3) ve (4.4) denklemlerinden, ortalama hız bileşenleri ve türbülans hız sapınçlarının aynı süreklilik denklemini sağladığı görülmektedir.

4.1.2. Sıkışmayan Akımlar İçin Hareket Denklemi

Kartezyen koordinatlarda bir akım alanı içinde dx, dy, dz boyutlu bir elemanter kontrol hacmi içindeki sistem için Newton'un 2° kanunu;

$$\sum \mathbf{F}_s = \frac{dM_s}{dt} = \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{r} dm = \int_s \frac{d\mathbf{V}}{dt} dm \quad (4.5.)$$

veya elemanter bir dm sistem kütlesi için bu ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$\sum \mathbf{F}_s = dm \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{r} adm \quad (4.6.)$$

Eşitliğin sağ tarafında yer alan akışkan ivesi:

$$\mathbf{r} a = \frac{d\mathbf{V}}{dt} = u \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} + w \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \quad (4.7.)$$

$$\sum \mathbf{F}_s = dm \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{r} adm \text{ ifadesinin tamamlanabilmesi için eşitliğin sol tarafının}$$

yani sisteme etkileyen dış kuvvetlerin belirlenmesi gerekir. Bunlar kütlese ve yüzeysel kuvvetlerdir. Akıma etkileyen kuvvetler, kütlese ve yüzeysel basınç ve kayma kuvvetleri olarak sıralanır, buna göre;

Kütlese Kuvvetler: Birim kütleye x, y, z doğrultularında etkileyen kütlese kuvvetler X, Y, Z ise bunların bileşkesi

$$\mathbf{K} = X\mathbf{i} + Y\mathbf{j} + Z\mathbf{k} \quad (4.8.)$$

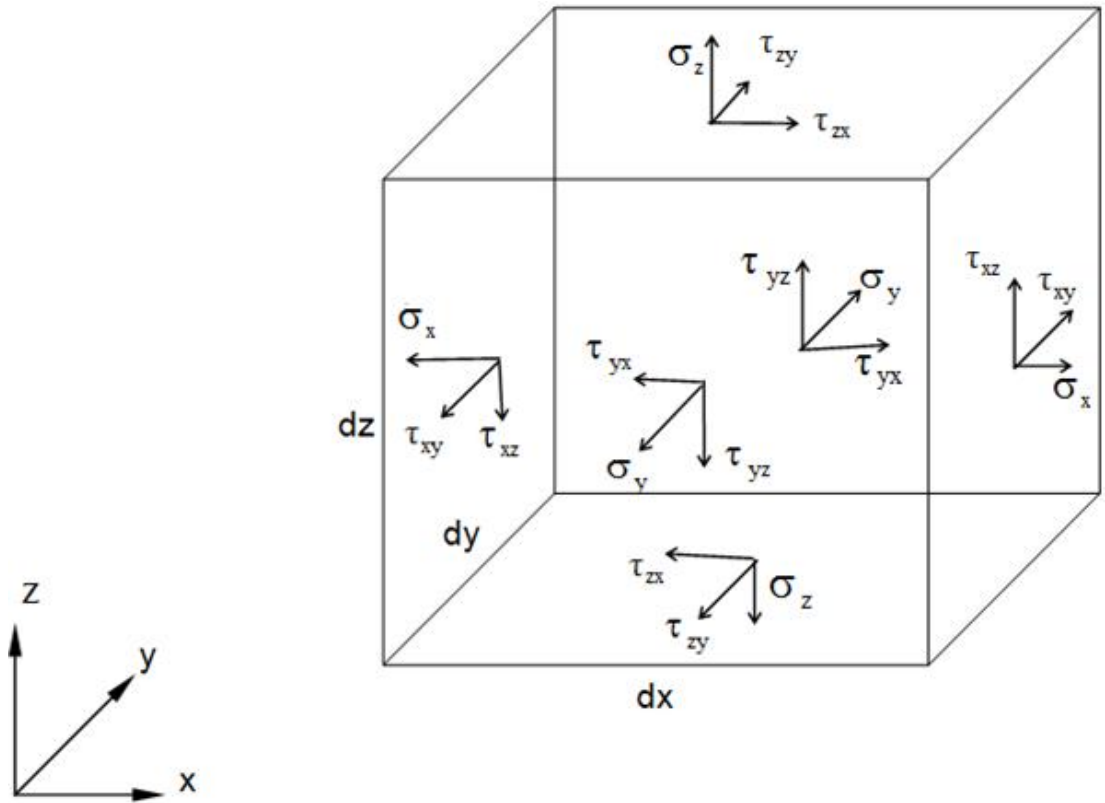
şeklindedir. $dm = \rho dx dy dz$ kütle sine etkiyen kütle sel kuvvet bileşenleri:

$$X \rho dx dy dz \quad (4.9.)$$

$$Y \rho dx dy dz \quad (4.10.)$$

$$Z \rho dx dy dz \quad (4.11.)$$

Yüzeysel Kuvvetler: Kartezyen koordinatlara göre akımın bir noktasındaki gerilme durumu Şekil 4.1'deki skaler bileşenlerle belirlenir.



Şekil 4.1. Diferansiyel bir eleman yüzeyine gelen gerilmeler

$$\begin{array}{l}
 \left[\begin{array}{ccc}
 \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\
 \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\
 \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z
 \end{array} \right] \begin{array}{l}
 \rightarrow x \text{ eksenine dik düzlemde} \\
 \rightarrow y \text{ eksenine dik düzlemde} \\
 \rightarrow z \text{ eksenine dik düzlemde}
 \end{array} \\
 \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\
 x \text{ doğ. } y \text{ doğ. } z \text{ doğ.}
 \end{array}$$

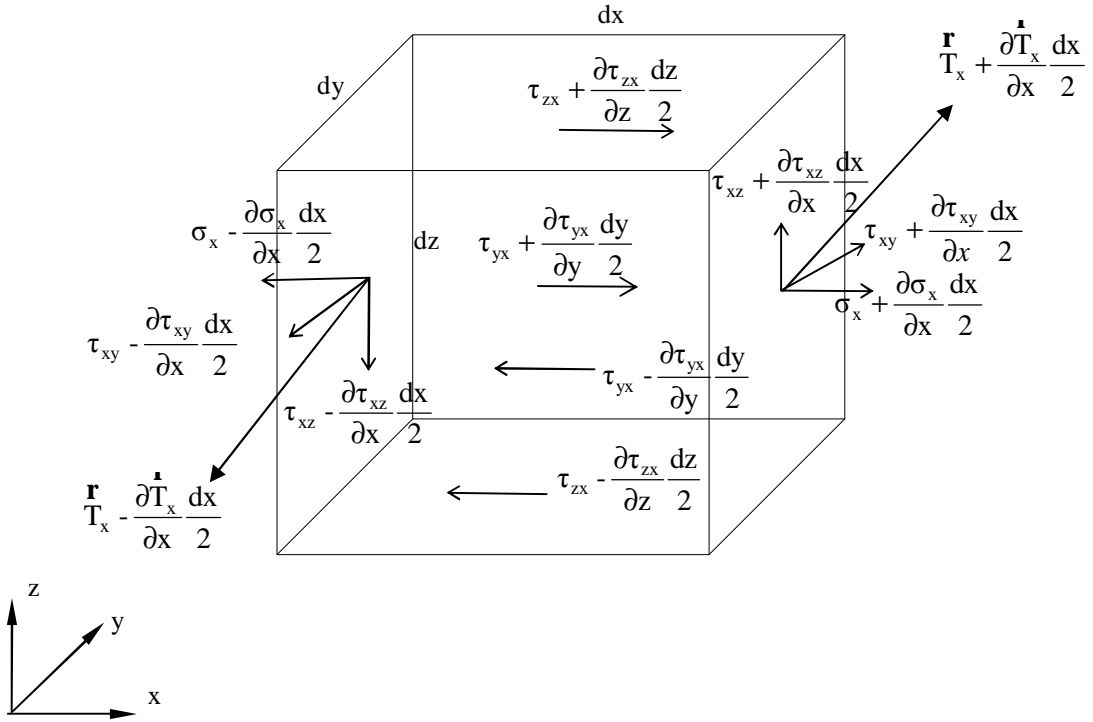
bir noktadaki ortalama normal gerilme:

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} \quad (4.12.)$$

olduğuna göre akışkanlardaki basınç gerilmesi pozitif olarak alınırsa bir noktadaki ortalama basınç şu şekilde olur:

$$\bar{p} = \frac{p_x + p_y + p_z}{3} \quad (4.13.)$$

Buna göre akışkan elemanın merkezindeki gerilmeler, gerilme tansörü ile belirli ise, x eksenine dik eleman yüzü üzerindeki gerilmeler ile x eksenini doğrultusundaki diğer yüzlerdeki gerilmeler Şekil 4.2’de görülmektedir. Kayma gerilmelerinin pozitif yönü koordinat merkezine uzak yüzde, negatif yönü ise yakın yüzdedir.



Şekil 4.2. x eksenine doğrultusundaki gerilmeler

Basınç Kuvvetleri için (Şekil 4.2) ele alınırsa;

x doğrultusunda;

$$\left[\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \frac{dx}{2} - \left(\sigma_x - \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) \right] dydz = \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx dy dz \quad (4.14.)$$

y doğrultusunda;

$$\left[\sigma_y + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} \frac{dy}{2} - \left(\sigma_y - \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} \frac{dy}{2} \right) \right] dz dx = \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} dy dz dx \quad (4.15.)$$

z doğrultusunda;

$$\left[\sigma_z + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \frac{dz}{2} - \left(\sigma_z - \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \frac{dz}{2} \right) \right] dx dy = \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dz dx dy \quad (4.16.)$$

olur.

Kayma kuvvetleri ise; x doğrultusunda:

$$\begin{aligned} & \left[\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{dy}{2} - \left(\tau_{yx} - \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{dy}{2} \right) \right] dx dz \\ & + \left[\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{dz}{2} - \left(\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{dz}{2} \right) \right] dx dy = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy dx dz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz dx dy \end{aligned} \quad (4.17.)$$

y doğrultusunda:

$$= \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} dz dy dx + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial z} dx dy dz \quad (4.18.)$$

z doğrultusunda:

$$= \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} dx dz dy + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} dy dz dx \quad (4.19.)$$

Newton'un 2. Kanunu yazılırsa;

$$\sum \mathbf{F} = dm \cdot \mathbf{a} \quad (4.20.)$$

$$dm = \rho dx dy dz \quad (4.21.)$$

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{V}}{dt} \quad (4.22.)$$

Birim hacme gelen bileşke dış kuvvet:

$$\frac{\sum \dot{\mathbf{F}}}{dm} = \mathbf{f} \quad (4.23.)$$

$\dot{\mathbf{f}} =$ kütleli kuvvet ($\dot{\mathbf{f}}_k$) + yüzeysel kuvvet ($\dot{\mathbf{f}}_y$)

$$\vec{\mathbf{f}}_k = \rho \vec{\mathbf{K}} = \rho (\mathbf{X}\mathbf{i} + \mathbf{Y}\mathbf{j} + \mathbf{Z}\mathbf{k}) \quad (4.24.)$$

x eksenine dik yüzeylere gelen bileşke kuvvet:

$$\left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{T}_x} + \frac{\partial \mathbf{T}_x}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dydz - \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{T}_x} - \frac{\mathbf{T}_x}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dydz = \frac{\partial \mathbf{T}_x}{\partial x} dx dy dz \quad (4.25.)$$

$$y \text{ eksenine için} = \frac{\partial \mathbf{T}_y}{\partial y} dy dz dx \quad (4.26.)$$

$$z \text{ eksenine için} = \frac{\partial \mathbf{T}_z}{\partial z} dz dx dy \quad (4.27.)$$

Birim hacme gelen bileşke yüzeysel kuvvet:

$$\mathbf{f}_y = \frac{\partial \mathbf{T}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{T}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{T}_z}{\partial z} = [\mathbf{r} \tilde{\mathbf{T}}] \quad (4.28.)$$

Burada $\tilde{\mathbf{T}}$ normal ve kayma kuvvetlerini tanımlamaktadır.

Yüzeyler için \mathbf{T}_x , \mathbf{T}_y , \mathbf{T}_z gerilme vektörleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\mathbf{T}_x = \mathbf{i}\sigma_x + \mathbf{j}\tau_{xy} + \mathbf{k}\tau_{xz} \quad (4.29.)$$

$$\dot{T}_y = \dot{i}\tau_{yx} + \dot{j}\sigma_y + \dot{k}\tau_{yz} \quad (4.30.)$$

$$\dot{T}_z = \dot{i}\tau_{zx} + \dot{j}\tau_{zy} + \dot{k}\sigma_z \quad (4.31.)$$

burada τ_{xy} : x' e dik düzlemde y doğrultusundaki kayma gerilmesi

Sıkışmayan viskoz akımlar için vektör tansör-notasyonu ile hareketin diferansiyel denklemi:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{K} + [\vec{V}\vec{T}] \quad (4.32.)$$

Yukarıda elde edilen hareket denklemleri gerilme bileşenlerini içermektedir. Akışkanların hareketi incelenirken bu ifadelerin hız gradyanı cinsinden yazılması daha kullanışlı olmaktadır. Bu ilişki Stokes kanunları ile sağlanmaktadır. Stokes kanunları elastik ortamlardaki Hooke kanunlarında yapılan bazı değişikliklerle elde edilmektedir. Bu değişikliklerin neticesinde hız gradyanları cinsinden hareketin diferansiyel denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir:

x doğrultusu için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{V} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.33.)$$

y doğrultusu için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{V} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.34.)$$

z doğrultusu için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{V} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.35.)$$

Yukarıda görülen ifadeler Newtonien olmayan akışkanların hareket denklemleri denmektedir ve bu denklemler 7 bilinmeyen içermektedir. Bunlar: u, v, w, p, ρ, μ, T.

Hareket denklemleri lineer olmadığından bu şekilleriyle çözümü çok zordur. Bu yüzden denklemlerde bazı sadeleştirmeler yapmak gereklidir.

Newtonien akışkanlar için μ=sabit alarak x doğrultusu için denklemi yazarsak;

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + 2\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right) \\ + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (4.36.)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \left(6 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} - 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right. \\ \left. + 3 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 3 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right) \end{aligned} \quad (4.37.)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \left(4 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.38.)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.39.)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + m \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.40)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div} \mathbf{V} + \mu \nabla^2 u \quad (4.41.)$$

y ve z yönü için de aynı şekilde yazılırsa;

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial y} \operatorname{div} \mathbf{V} + \mu \nabla^2 v \quad (4.42.)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{div} \mathbf{V} + \mu \nabla^2 w \quad (4.43.)$$

Vektörel notasyon ile yazılacak olursa;

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{K} - \nabla p + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}) + \mu \nabla^2 \mathbf{V} \quad (4.44.)$$

Sıkışmayan akımlarda $\rho = \text{sabit}$ ve $\operatorname{div} \mathbf{V} = 0$ dir. Buna göre hareket denklemleri;

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (4.45.)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \quad (4.46.)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \quad (4.47.)$$

Şeklinde elde edilir. Bu denklemlere sıkışmayan akımlar için hareket denklemleri denmektedir. Vektörel notasyon ile yazılacak olursa;

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{K} - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{V} \quad (4.48.)$$

3 doğrultudaki bileşenleri:

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \text{ veya}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.49.a.)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \text{ veya}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (4.49.b.)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \text{ veya}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \right) = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (4.49.c.)$$

Navier-Stokes denklemleri olarak bilinen bu denklemler, bağımsız olarak, Fransa'da Navier (1823), Poisson (1831) ve Saint- Venant (1843) ile İngiltere'de Stokes (1845) tarafından elde edilmiştir.

4.1.3. Sıkışmayan Türbülanslı, Newtonien Akışkan Akımında Hareket Denklemleri (Reynolds Denklemleri)

Burada, Navier-Stokes denklemlerinin zamansal ortalamaları alınarak, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımına uyarlaması yapılacaktır. Örnek olarak Navier-Stokes denkleminin x bileşenini ele alalım:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \rho X_i - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (4.50.)$$

Denkleminde $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$ ve $p = \bar{p} + p'$ yazılırsa:

$$\begin{aligned} \rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} + \rho \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial t} \\ = \rho X - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') + \mu \nabla^2 (\bar{u} + u') \end{aligned} \quad (4.51.)$$

Bu denklemin zamansal ortalamasını alalım. Örneğin, birinci terimin zamansal ortalaması

$$\overline{\rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \overline{\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \rho \overline{u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \rho \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} \quad (4.52.)$$

şeklinde yazılır. (4.52.) denkleminin ikinci ve üçüncü terimlerinin zamansal ortalamaları $\overline{u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}}$ ve $\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}}$ nün zamansal ortalaması sıfır olduğundan, sıfırdır. Böylece (4.51.) denklemindeki terimlerin zamansal ortalamaları aşağıdaki gibi bulunur:

$$\overline{\rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \overline{\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \rho \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} \quad (4.53.a.)$$

$$\overline{\rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial y}} = \rho \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \rho \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} \quad (4.53.b.)$$

$$\overline{\rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x}} = \rho \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \rho \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}} \quad (4.53.c.)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (4.54.)$$

$$\overline{\mu \nabla^2 (\bar{u} + u')} = \mu \nabla^2 \bar{u} \quad (4.55.)$$

Bu değerler (4.51.) denklemine yerine yazılırsa, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımında Reynolds hareket denkleminin x bileşeni elde edilir:

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) &= \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} \\ &- \left(\rho \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \rho \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \rho \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}} \right) \end{aligned} \quad (4.56.)$$

böylece, Reynolds denkleminin üç doğrultu için bileşenleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) &= \rho Z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u' w'}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{v' w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{w'^2}) \end{aligned} \quad (4.57.a.)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \right) &= \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{v} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u'^2}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{u' v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{u' w'}) \end{aligned} \quad (4.57.b.)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right) = \rho Y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{v'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{v'w'}) \quad (4.57.c.)$$

veya Kartezyen tensör notasyonu ile:

$$\rho u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \rho K_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \quad (4.58.)$$

Şeklinde ifade edilirler. Bu denklemler, türbülanslı akım için Reynolds Ortalamalı Navier Stokes denklemleri olarak anılmaktadırlar. Bu ifadeler Navier Stokes denklemlerine ilave olarak Reynolds (veya çalkantı) gerilmelerini içermektedir. Reynolds gerilmeleri tansörü aşağıdaki gibidir:

$$\tau_{ij} = \underline{\tau}^c = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho \overline{u'^2} & -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{u'w'} \\ -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{v'^2} & -\rho \overline{v'w'} \\ -\rho \overline{u'w'} & -\rho \overline{v'w'} & -\rho \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (4.59.)$$

Reynolds denklemlerinde üç boyutlu akışta bir basınç, üç hız bileşeni bulunur. Türbülans kayma gerilmelerinin işleme katılmasıyla birlikte üç boyutlu akışta 6 adet bilinmeyen bileşen de değişkenler arasına eklenmiş olmaktadır. Toplam 10 bilinmeyen terime 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 4.59' daki τ_{ij} 'nin hesaplanması ve böylelikle de denklem sisteminin kapatılması görevini üstlenmektedirler.

4.2. Türbülans Modelleri

Türbülanslı akımda kütle ve momentumun korunumunu idare eden temel denklemler (Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes denklemleri) kartezyen tansör notasyonunda aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.60.)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \quad (4.61.)$$

Denklem (4.60.) ve (4.61.)'de u_i hız bileşenlerini, p basıncı, μ akışkanın dinamik viskozitesini, ρ akışkanın yoğunluğunu, ρg_i yerçekiminin sebep olduğu kütle kuvveti, t zamanı, τ_{ij} ise türbülans kayma (Reynolds) gerilmelerini ifade etmektedir. Reynolds gerilmeleri Boussinesq yaklaşımına göre aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (4.62.)$$

denklemdaki u'_i ve u'_j ise türbülans hız sapınçlarını, μ_t , türbülans viskozitesi, δ_{ij} ise Kronecker delta olarak adlandırılır. Denklemin sağ tarafında bulunan ikinci terim, sıkışmayan akışlar için normal gerilmenin toplamının her zaman türbülans kinetik enerjisine eşit olabilmelerini sağlama amacıyla bulunmaktadır (Eğer $i=j$ ise $\delta_{ij}=1$). Denklem 4.62'de ifade edilen μ_t değerlerinin belirlenmesi için çeşitli türbülans modelleri kullanılmaktadır. Bu çalışmada literatürde en çok tercih edilen modeller ele alınmaya çalışılmıştır.

4.2.1. Standart k-ε Türbülans Modeli (SKE):

k-ε modellerinde, türbülans kinetik enerjisi (k) ve onun kayıp oranı “disipasyonu” (ε) için iki adet transport denklemi, Reynolds denklemlerine ek olarak çözülmektedir. ε ’un gerçek transport denkleminin elde edilmesi Navier-Stokes denklemlerinden mümkündür (Davidson, 2005). Ancak bu denklemler son derece karmaşıktır ve pek çok bilinmeyeni içermektedir. 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,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.63.)$$

formunu almaktadır. C_μ türbülans modeli sabitidir.

İki denklemlilik türbülans modelleri arasında ekonomikliği ve pek çok akış olayında 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;

$$\frac{\partial}{\partial t}(rk) + \frac{\partial}{\partial x_i}(rku_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - r\varepsilon \quad (4.64.)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R \quad (4.65.)$$

şeklinde yazılabilir. Difüzyon terimleri:

$$\Gamma_\varepsilon = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{ ve } \Gamma_k = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \quad (4.66.)$$

Hız gradyanından kaynaklanan türbülans kinetik enerjisini üretimini ifade eden terim

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (4.67.)$$

olup burada türbülans viskozitesi, türbülans kinetik enerjisi ve onun kayıp oranı cinsinden

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.68.)$$

yazılabilir. Bu modelde $R=0$ olup, deneysel sabitleri $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, k ve ε için türbülans Prandtl sayıları $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$ tür (Launder ve Spalding, 1972). Denklem (4.64) ve denklem (4.65) 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. RNG k-ε Türbülans Modeli (RNG)

RNG k-ε türbülans modeli Yakhot ve Orszag (1986) tarafından düşünülmüş ve geliştirilmiş (Yakhot ve ark. 1992) yine 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 (4.64.) ve denklem (4.65.)'deki gibi yazılabilir. Temel farkı sabitlerin farklı olması ve ilave

terimlerin gelmesidir. RNG k-ε türbülans modelinde (4.64.) ve (4.65.) eşitliklerinde bulunan difüzyivite terimleri aşağıdaki gibi olur:

$$\Gamma_\varepsilon = \alpha_\varepsilon \mu_e \quad , \quad \Gamma_k = \alpha_k \mu_e \quad (4.69.)$$

Burada akışkanın viskozitesi ile türbülans viskozitenin toplamı olan efektif viskozite

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad (4.70.)$$

olup aşağıdaki adi diferansiyel denklemin çözümünden elde edilir.

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\right) = 1.72 \frac{\mu_e / \mu}{\sqrt{(\mu_e / m)^3 - 1 + C_v}} d(\mu_e / \mu) \quad (4.71.)$$

Bu denklem, düşük Re sayısı etkilerini hesaba katmayı sağlamaktadır. RNG k-ε modelinin standart k-ε modeline göre en büyük farkı, ε denklemine ilave olarak gelen R terimidir. Bu terim,

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.72.)$$

ifadesiyle hesaplanır. Bu ifade, denklem (4.65.)'de yerine konup denklemin sağındaki 3. terim ile birleştirilmesi halinde transport denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.73.)$$

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

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (4.74.)$$

Burada η , türbülans kinetik enerjisinin üretimi ve kayıp oranının bir fonksiyonu olur:

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.75.)$$

burada $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ (4.76.)

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.77.)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ilave terim, standart k- ε modelinde olmayan, yüksek kayma oranları ve akım çizgisi eğriliklerini göz önüne alması açısından önemlidir. Kayma oranının kuvvetli olduğu (yüksek η) durumlarda kayıp artmakta, bu da türbülans viskozitesini ve k değerini azaltmakta yani akıştan daha az enerji çekilmesine yol açmaktadır. Böylece sirkülasyon olan bölgelerde büyüklüğü deneysel verilere daha yakın çıkmaktadır. 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 (4.78.)'de α_k ve α_ε parametreleri k ve ε için efektif Prandtl sayılarının tersini göstermekte olup, RNG teorisinden analitik olarak türetilen

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_\varepsilon} \quad (4.78.)$$

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

4.2.3. Realizable k-ε Türbülans Modeli (RKE)

Standart k-ε türbülans modelinde bulunan C_μ sabitinin değeri ataletli sınır tabaka altı bölgede elde edilmiştir. Gerçekte bu sabit farklı akış bölgelerinde değişim göstermektedir. Üstelik türbülans viskozitesinin hesabında kullanılan modelin yüksek şekil değiştirme miktarlarında “anlamsız”(non-realizable) olduğu uzun zamandır bilinen bir gerçektir. Buna göre, $Sk/\varepsilon > 3,7$ olduğunda, normal gerilme negatif olabilmekte ve hatta Reynolds gerilmelerinde Swartz eşitsizliği ihlal edilmektedir (Shin ve ark., 1995). RKE modelinde bu problemlerin önüne geçebilmek için standart k-ε ve RNG k-ε modellerinde sabit olan C_μ katsayısı dinamik bir form almaktadır. Buna göre

$$C_\mu = \frac{1}{A_o + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (4.79.)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Denklem (4.79.)’da bulunan terimler,

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (4.80.)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k, \Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (4.81.)$$

$$A_s = \sqrt{6}\cos\varphi, \varphi = \frac{1}{3}\arccos(\sqrt{6}W) \quad (4.82.)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3} \quad (4.83.)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (4.84.)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\rho\varepsilon_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} \quad (4.85.)$$

Burada,

$$C_1 = \max \left(0.43; \frac{S \frac{k}{\varepsilon}}{S \frac{k}{\varepsilon} + 5} \right) \quad (4.86.)$$

$C_2 = 1.9$ şeklinde verilmektedir. Görüldüğü gibi ε 'un oluşumu ve kaybı tamamen farklı bir formda ele alınmış ve oluşumu bir fonksiyona bağlanmıştır. RKE modeli geliştirilmiş biçimi ile yüksek Reynolds sayısına sahip ve tamamen türbülanslı akışlar için uygun olduğu bildirilmiştir (Shin ve ark., 1995).

4.2.4. Modifiye k- ω Modeli (MKW)

Wilcox, kendisine ait Standard k- ω modelini (Wilcox, 1988) modifiye ederek aşağıdaki Modified k- ω modelini (Wilcox, 1998) vermiştir. Yeni k- ω modelinde, düşük-Reynolds-sayısı düzeltmelerini de göz önüne almak üzere, türbülans viskozitesine bir sönüm fonksiyonu eklenmiştir. İkinci transport denklemi olarak ε yerine türbülans kinetik enerjisinin özgül kayıp oranı, $\omega = \varepsilon/k$, kullanılmıştır.

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

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (4.87.)$$

Burada, α^* düşük Reynolds sayısı düzeltmesi için sönüm fonksiyonudur.

k-denklemini:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega \quad (4.88.)$$

ω -denklemini:

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \quad (4.89.)$$

Model sabitleri ve yardımcı eşitlikler (sıkışmayan akım için):

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

$$\alpha = \frac{0,52 \alpha_o^* + Re_t/R_\omega}{\alpha^* 1 + Re_t/R_\omega}, \quad \alpha_o^* = \frac{1}{9}, \quad R_\omega = 2.95, \quad \sigma_k = 2, \quad \sigma_\omega = 2,$$

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

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

k- ω modelinin yüksek-Reynolds-sayısı formunda: $\alpha^* = 1$, $\beta_o^* = 9/100$.

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.

4.2.5. SST k- ω Türbülans Modeli (SST)

Standart k- ω modeli (Wilcox, 1988) sınır tabaka akışlarında yüksek başarı sağlıyor olsa da, Menter (1992)'in ters basınç gradyanı içeren sınır tabaka akışları için yaptığı popüler türbülans modelleri karşılaştırmasında, standart k- ω modeliyle gerçekçi hız profillerinin yanı sıra, haddinden fazla kayma gerilmesi hesaplandığı belirtilmektedir. Söz konusu çalışmada Menter bunun nedeninin modelin kayma gerilmesinin taşınımının hesabını içermediği belirtilmekte ve türbülans viskozitesinin hesabında yaptığı küçük bir değişiklik ile sonuçların iyileştirilmesini sağlamıştır. Çalışmada türbülans viskozitesinin standart tanımının ters basınç gradyanın içeren akışlarda hatalı sonuçların kaynağı olduğu belirtilmektedir. Bu düşünce uyarınca Menter (1993), türbülans viskozitesinin hesabında pratik bir değişiklik yaparak kayma gerilmesinin 0.3 (Bradshaw sabiti) k'den daha büyük çıkmamasını sağlamıştır. Ayrıca türbülans viskozitesinin hesabına akıllı bir fonksiyon ekleyerek bu değişikliğin yalnızca sınır tabaka bölgesinde kalmasını sağlamıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabı,

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (4.90.)$$

şeklinde değiştirilmiştir. Burada a_1 , 0.3'e eşit sabit sayıyı göstermektedir. Ω sınır tabaka içerisinde iki boyutlu bir akış için düşünülecek olursa $\frac{\partial u}{\partial y}$ türevini göstermekte, ancak genel kompleks akışlar için girdaplılık büyüklüğü olarak alınabilmektedir. F_2 ise sınır tabaka içerisinde 1 ve dışında 0 olan, iki değer arasındaki geçişin yumuşak biçimde olmasını sağlayan akıllı bir fonksiyondur. Buna göre F_2 fonksiyonu,

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (4.91.)$$

$$\arg_2 = \max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (4.92.)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada y ile duvardan normal yöndeki uzaklık ifade edilmektedir.

Wilcox (1991), standart $k-\omega$ modelinin özellikle serbest kayma akışlarında ω 'nın giriş sınırındaki değerlerini aşırı derecede bağlı olduğunu ve türbülans viskozitesinin değerlerini iki kattan fazla değiştirebildiğini göstermiştir ve ω taşınım denkleminde bazı eklentilerin yapılması gerekebileceğini belirtmiştir. Böylece Menter (1993), sınır tabaka içerisinde, bu bölgede çok başarılı olan orijinal $k-\omega$ modelini kullanıp serbest kayma akışlarında ise modelin serbest akım değerlerine bağlılığından kurtulmayı amaçlayarak ω taşınım denkleminde önemli değişiklik yapmıştır. Denklem standart $k-\varepsilon$ modelinde kullanılan ε taşınım denkleminde değişken dönüşümü yapılarak kullanılmakta ve böylece standart $k-\omega$ modelinde kullanılan ω taşınım denkleminde “çapraz difüzyon” adı verilen terim eklenmektedir.

Ancak bu terimin sınır tabakada çok başarılı olan orijinal formu etkilememesi için (-ki etkilemektedir) (Wilcox, 1998) akıllı bir fonksiyon ile bu terimin yalnızca serbest akışlarda ve sınır tabakanın üst bölgelerinde kullanılması sağlanmıştır. Buna göre SST $k-\omega$ modeli, türbülans viskozitesinin hesabında daha önce sözü edilen değişiklik dışında, sınır tabaka içerisinde orijinal $k-\omega$ modelini, serbest kayma akışlarında ise standart $k-\varepsilon$ modelini kullanmaktadır. SST modelinde kullanılan türbülans kinetik enerjisi, k ve özgül kayıp oranı ω için transport denklemleri;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_k \rho k \omega \quad (4.93.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega_i) = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_\omega \rho \omega^2 \\ & + 2(1 - F_1) \sigma_{cd} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4.94.)$$

şeklinde dirler. ω denkleminde en sonda yer alan çapraz difüzyon terimi F_1 fonksiyonuna bağlanmıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabındaki mantığa benzer biçimde sınır tabaka içinde viskoz alt tabaka ve logaritmik tabakada fonksiyon 1 değerini almakta ve dışarıya doğru yavaşça 0'a doğru değişmektedir. F_1 fonksiyonu,

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (4.95.)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega_2} cdy^2} \right] \quad (4.96.)$$

$$cd = \max \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (4.97.)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Fonksiyon temel olarak, logaritmik tabakadan sonra sürekli 1 değerini alabilmek için türbülans boy ölçeğinin çok küçüldüğü viskoz alt tabakada ikinci terimi devreye sokmaktadır. Ayrıca standart k- ϵ modelinin, ω 'nın serbest akım değerlerinden etkilenerek sınır tabaka dışındaki ω değerinin çok küçük hesaplama eğiliminin önüne geçebilmek için fonksiyondaki üçüncü terim vasıtası ile fonksiyonun mümkün olduğunca daha küçük değerler alarak duvara daha yakın bir noktada 1 değerine ulaşması hedeflenmiştir. SST modelinin iki ayrı model arasında geçişi için katsayılar da yine F_1 fonksiyonuna bağlanarak ϕ herhangi bir katsayıyı temsil etmek üzere,

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (4.98.)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Menter katsayılar üzerinde de hafifçe değişiklikler yapmıştır. Buna göre model sabitleri,

$$\beta_k = 0.09, a_1 = 0.31, \kappa = 0.41, \sigma_{cd} = 0.856, \sigma_{k1} = 1.176, \sigma_{\omega1} = 2$$

$$\beta_{\omega1} = 0.0750, \gamma_1 = \frac{\beta_{\omega1}}{\beta_k} - \frac{\sigma_{\omega1} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}}, \sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega2} = 1.168$$

$$\beta_{\omega2} = 0.0828, \gamma_2 = \frac{\beta_{\omega2}}{\beta_k} - \frac{\sigma_{\omega2} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}}$$

şeklinde verilmektedir. Menter (1994), orijinal modelin hassas noktalarını vurgulayarak SST modeliyle karşılaştırmalara yer vermektedir.

4.2.6. RSM Türbülans Modeli (RSM)

“Reynolds Gerilmesi Modeli” (RSM) adını alan bu yöntem Reynolds gerilmelerinin ($\overline{\rho u'_i u'_j}$) doğrudan transport denklemlerinin çözümüyle hesaplanması esasına dayanır (Gibson ve Launder, 1978; Launder, 1989). Reynolds gerilmesi taşınım denkleminin Navier-Stokes ve RANS denklemlerinden basit matematiksel manipülasyonlarla birkaç adımda elde edilmeleri mümkündür. Söz konusu denklem Reynolds gerilmelerinin her bileşeni için tüm taşınım mekanizmasının fiziğini içermektedir. Elde edilen denklemin terimleri fiziki anlamlarına uygun biçimde basitleştirilip modellenerek, her Reynolds gerilme bileşeni için ayrı bir denklem elde edilmektedir. RSM özellikle şekil değiştirmenin karmaşık bir yapı sergilediği ve eğriselliğin olduğu akışlarda türbülans viskozitesi modellerine göre daha avantajlıdır (Davidson, 2005). Sonuç olarak, 6 adet Reynolds gerilmesi denklemi ve Reynolds gerilmesi taşınım denkleminde yer alan kayıp terimi için de 1 adet disipasyon taşınım denklemi ile birlikte üç boyutlu simülasyonlarda 7 adet ekstra denklem çözülmesi gerekmektedir. Tahmin edileceği üzere RSM, hesaplama açısından masraflı bir modeldir.

Kaldırma kuvvetlerinin etkisi ihmal edildiğinde bu transport denklemleri aşağıdaki formda yazılabilir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho k_i \overline{u'_i u'_j}) = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + \varphi_{ij} + \varepsilon_{ij} \quad (4.99.)$$

Denklemin sağ tarafındaki terimler sırası ile

Türbülans difüzyon terimi:

$$D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right] \quad (4.100.)$$

Moleküler difüzyon terimi:

$$D_{L,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (4.101.)$$

Türbülans gerilmeleri üretim terimi:

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \right) \quad (4.102.)$$

Basınç uzatma terimi:

$$\varphi_{ij} = p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.103.)$$

Dissipasyon terimi:

$$\varepsilon_{ij} = -2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \quad (4.104.)$$

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

$$D_{t,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_j u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (4.105.)$$

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 (Gibson ve Launder, 1978; Launder, 1989). Buna göre basınç-uzama terimi

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \\ & - C_2 \left[\left(P_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \rho_1 \overline{u'_i u'_j}) \right) - \frac{1}{3} \left(P_{kk} - \frac{\partial}{\partial x_1} (\rho \rho_1 \overline{u'_k u'_k}) \right) \right] + \phi_{ij,w} \end{aligned} \quad (4.106.)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $C_1=1.8$, $C_2=0.6$ alınmıştır. Dissipasyon terimi ise sıkıştırılabilirlik ihmal edilerek

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta_{ij} \quad (4.107.)$$

alınmıştır. Bu denklemlerde geçen türbülans kinetik enerjisi $k = \overline{u'_i u'_i} / 2$ ifadesinden bulunabilirken bunun dissipasyonu olan ε fonksiyonu denklem (4.73.)'de $R=0$, $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $\sigma_\varepsilon=1.0$ ve türbülans üretimi terimi $G_k=0.05P_{ii}$ alınarak elde edilir.

4.3. Türbülanslı Akımda Hız Dağılımı İçin Logaritmik Duvar Kanunu (*law of the wall*)

Sınır tabakasının türbülanslı iç bölgesinde hız dağılımı için von Karman-Prandtl tarafından verilen ve duvar kanunu (*law of the wall*) olarak bilinen logaritmik hız dağılımı ifadesi kullanılmaktadır. Bu ifade aşağıdaki gibi elde edilebilir. Viskoz alt tabaka ile türbülanslı iç bölge ara kesitinde, yani $y = \delta_v$ için akım hızı (4.108) ve (4.109) denklemlerinden aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{\rho \sqrt{\tau_0 / \rho}}{\mu} y = \frac{v_* y}{\nu} \quad (4.108.)$$

$$\frac{\bar{u}_{\text{mak}} - \bar{u}}{v_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{h} \quad (4.109.)$$

$$\frac{\bar{u}_{vt}}{v_*} = \frac{v_* \delta_v}{\nu} \quad \text{ve} \quad \frac{\bar{u}_{vt}}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} + \frac{\bar{u}_{\text{mak}}}{v_*} \quad (4.110.)$$

bu iki değer eşitlenirse,

$$\frac{v_* \delta_v}{\nu} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} + \frac{\bar{u}_{\text{mak}}}{v_*} \quad \text{buradan} \quad \frac{\bar{u}_{\text{mak}}}{v_*} = \frac{v_* \delta_v}{\nu} - \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} \quad (4.111.)$$

Değeri (4.110) denkleminde yerine yazılırsa:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} - \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} + \frac{v_* \delta_v}{\nu} \quad \text{veya,} \quad \frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta_v} + \frac{v_* \delta_v}{\nu} \quad (4.112.)$$

Burada , $\frac{1}{\kappa} = A$ sayılarak sağ taraftaki ikinci terim logaritma terimi ile birleştirilirse:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = A \ln \frac{y}{\delta_v} \frac{v_* \delta_v}{v} + B \quad \text{veya,} \quad \frac{\bar{u}}{v_*} = A \ln \frac{v_* y}{v} + B \quad (4.113.)$$

şeklinde logaritmik kanunu olarak bilinen hız dağılım ifadesi elde edilir. Denklemdaki B yüzey pürüzlülüğüne bağlı bir sabittir.

Nikuradse'nin (1932) cilalı boru deneylerinde $A = 2.5$, von-Karman sabiti $\kappa = 0.4$, $B = 5.5$ değerleri elde edilmiştir, buna göre logaritmik hız dağılımı:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = 2.5 \ln \frac{v_* y}{v} + 5.5 \quad (4.114.)$$

Şeklinde dir. Daha sonra çeşitli araştırmacılar tarafından yapılan deneylerde, bu sabitler için $A = 2.43 - 2.5$ ve $B = 4.7 - 7$ aralıklarında değişen değerler bulunmuştur.

Kırkgöz (1989) tarafından pürüzsüz tabanlı açık kanal akımlarında yapılan laboratuvar deneylerinde $\kappa = 0.41$ bulunmuş ve (Reynolds sayısına bağlı olarak) $50 - 80 \leq v_* y/v \leq 200 - 600$ ve $0.14 - 0.05 \leq y/\delta \leq 0.6 - 0.5$ koşulları için logaritmik hız dağılımı aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = 2.44 \ln \frac{v_* y}{v} + 5.5 \quad (4.115.)$$

5. SAYISAL ÇÖZÜM

5.1. Sonlu Hacimler Yöntemi

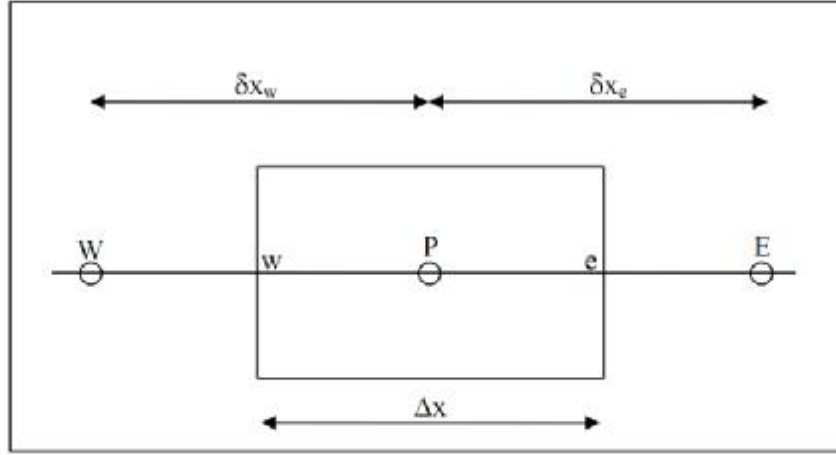
Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerinin veya genel skaler transport denkleminin sayısal olarak çözülebilir cebrik denklemlere dönüştürülebilmesi için ayrıklaştırma işleminin gerçekleştirilmesi gerekmektedir. Bir denklemin ayrıklaştırılması, sonlu farklar, sonlu elemanlar veya sonlu hacim yöntemleri ile hesaplama bölgesinin ayrık nokta, eleman ya da hacimler ile ifade edilmesi ile gerçekleştirilebilir (Ferziger ve Peric, 1999; Hoffman ve Chiang, 2000). Hesaplamalı çalışmada son yıllarda popülerliği çok artan ve pek çok yazılımda uygulanmış olan sonlu hacim ayrıklaştırması kullanılacaktır.

Akışkan akışını modelleyen taşınım denklemlerinin, uzayda sabit bir sonsuz küçük eleman ele alınarak, bu elemanın tüm yüzeylerinden yapılan momentum transferinin hesap edilmesi ile konservatif diferansiyel denklemler formunda eldesi mümkündür (Anderson, 1996). Sonlu hacim ayrıklaştırması, bu denklemlerin sonlu bir hacim boyunca entegre edilmesi esasına dayanmaktadır. Akışın ϕ gibi bir taşınım özelliğinin (örneğin sıcaklık) konveksiyon ve difüzyon taşınım denklemini 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, 1998). Burada; u üç ayrı yöndeki hızları, ϕ akışın herhangi bir taşınım özelliğini, Γ difüzyon katsayısını ve S kaynak terimini göstermektedir. Sade ve olabildiğince basit bir denklem formu elde etmek amacıyla, denklem daimi ve bir boyutlu formda yazılacak olursa,

$$\rho \frac{d(U\phi)}{dt} = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \quad (5.2.)$$



Şekil 5.1. Hesaplamalı kontrol hacmi

Bu denklem, Şekil 5.1.'de görülen kontrol hacmi boyunca integre edilirse, giriş ve çıkış yüzeylerinin birim değerde olduğu kabul edilerek ($A_e=A_w=1$);

$$\int_w^e \rho \frac{d}{dx} (U\phi U\phi) = \int_w^e \left[\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \right] dx \quad (5.3.)$$

yazılabilir. Söz konusu denklemin sol tarafının integralden çıkarılması ile,

$$\int_w^e \rho \frac{d}{dx} (U\phi U\phi) = (\rho\phi U\phi_e - \rho\phi U\phi_w) \quad (5.4.)$$

ve sağ tarafının integralden çıkarılıp kaynak terimi bağımlı değişkenin fonksiyonu olarak lineerleştirilirse,

$$\int_w^e \left[\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \right] dx = \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_w + S_U + S_P \phi_P \quad (5.5.)$$

elde edilir. Burada S_U daha sonra cebrik denklemin sağında kalacak olan kaynak terimden gelen sabit sayıyı ve bağımlı değişkenin S_P sabit sayıdan gelen katsayısını

göstermektedir. Difüzyon terimleri genel olarak merkezi farklar ile interpolate edilmektedirler (Versteeg ve Malalasekera, 1995). Merkezi farklar kullanılacak olursa denklem (5.2.)'nin ilk bileşeni,

$$\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e = \Gamma \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_e} \right) \quad (5.6.)$$

şeklini alır. Konvektif terimler için, birinci derece ileriye doğru (upwind), merkezi farklar, QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) (Versteeg ve Malalasekera, 1995), MUSCLE (Monoton Ustream-Centered Schemes for Conservation Laws) (Blazek, 2001) ve değişik şemaları karıştırarak kullanan melez yapıda olanlar gibi pek çok farklı özelliklerde ayırıklaştırma şeması mevcuttur (Ferziger ve Peric, 1999; Hoffman ve Chiang, 2000). Örnek olarak, hesaplamalı analizlerde sıkça kullanılmakta olan “ikinci derece ileriye doğru” interpolasyon şeması ele alınacak olursa (Davidson, 2005), $\delta x_e = \delta x_w = \delta x$ kabulü yapılarak,

$$\phi_e = \frac{3}{2}\phi_P - \frac{1}{2}\phi_W + O((\Delta x)^2) \quad (5.7.)$$

$$\phi_w = \frac{3}{2}\phi_W - \frac{1}{2}\phi_{WW} + O((\Delta x)^2) \quad (5.8.)$$

şeklinde yüzeylerdeki ϕ değerleri belirlenebilir. Bu noktada, ϕ değerlerinin katsayılarının ağ örgüsü aralıkları δx 'in eşit olmadığı durumda farklı değerler olacaktır. Yüzeylerdeki ϕ değerleri denklem (5.5.) ve denklem (5.6.)'de yerlerine yazılacak olursa,

$$(\rho U)_e \left(\frac{3}{2}\phi_P - \frac{1}{2}\phi_W \right) - (\rho U)_w \left(\frac{3}{2}\phi_W - \frac{1}{2}\phi_{WW} \right) = \frac{\Gamma}{\delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_W) + S_U + S_P \phi_P \quad (5.9.)$$

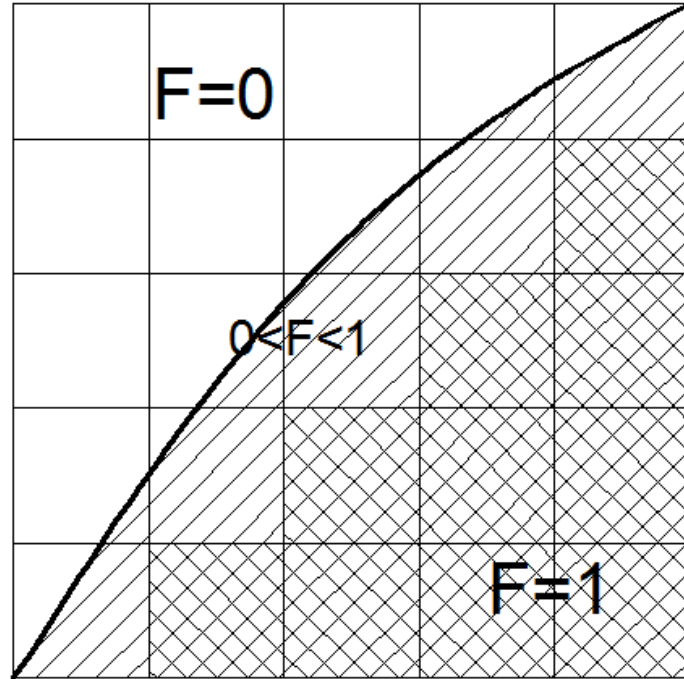
bulunur. Böylece;

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E - a_{WW} \phi_{WW} + S_U = \sum_{km} a_{km} \phi_{km} + S_U \quad (5.10.)$$

şeklinde lineer bir denklem sistemi elde edilmiş olur. Buradaki km indisi P hacmine komşu hacimleri göstermektedir.

5.2. Akışkan Hacmi Yöntemi

Su-hava arakesitine sahip serbest yüzeylerin belirlenmesi için yazılımda akışkan hacmi (VOF: Volume of Fluid) yöntemi kullanılmaktadır (Hirt ve Nichols, 1981). VOF yöntemi ile hücrelerin boş, tam veya kısmen suyla dolu olduğu belirlenir. Bu yöntemde hesaplama alanı üzerinde bir akışkan hacmi (F) tanımlanır. Şayet bir hücre tamamen akışkan ile dolu ise 1 değeri, tamamen boş ise sıfır değeri ve kısmen dolu ise hücrede kapladığı yüzde değerini alır (Şekil 5.2.).



Şekil 5.2. Akışkan hacminin ağı üzerindeki dağılımı

Serbest yüzey, bir eğime sahip ise bir hücredeki yüzeyin yerini ve eğimini belirlemek için kendisini çevreleyen hücreleri dikkate alan bir algoritma kullanılmaktadır. VOF yöntemi ile serbest yüzeyin izlenmesi üç kısımdan oluşur. 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. Akışkan hacmi fonksiyonu F 'nin değişimi aşağıdaki diferansiyel denklem ile verilmektedir.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (5.11.)$$

bu denklem ile F değeri akışkan ile birlikte hareket etmektedir

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

Sayısal çözümlerde seçilen sonlu eleman ağının etkisini incelemek için ASME (American Society of Mechanical Engineering) tarafından önerilen (Çelik ve ark., 2008) GCI metodu kullanılacaktır. GCI, model çözümlerinin sayısal ayrıklaşmalara (numerical discretizations) duyarlılığını ortaya koymak için ilk olarak Roache (1994), tarafından önerilmiştir. Bu metot temelde, farklı çözümlerin karşılaştırılmasını içeren, genelleştirilmiş Richardson Ekstrapolasyon yaklaşımına dayanır. Çözüm ağı yakınsaması ve belirsizliğinin tahmini için en az üç sonlu eleman ağ yapısı gereklidir (Roache, 1998).

Buna göre:

$$d_3 < d_2 < d_1 \quad (5.12.)$$

$$e_{12} = u_1 - u_2, \quad e_{23} = u_2 - u_3, \quad r_{12} = \frac{d_1}{d_2}, \quad r_{23} = \frac{d_2}{d_3} \quad (5.13.)$$

$$p = \frac{1}{\ln(r_{23})} \ln \left(\frac{(r_{23}^p - 1)e_{12}}{(r_{12}^p - 1)e_{23}} \right) \quad (5.14.)$$

$$E_{23} = \frac{u_3 - u_{s2}}{u_3} \quad (5.15.)$$

$$GCI_{23}^{fine} = \frac{1.25|E_{23}|}{r_{23}^p - 1} \quad (5.16.)$$

belirlenir. (5.13.)’de bulunan, 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 mertebesidir. Roache (1994)’e göre $r_{23}, r_{12} \geq 1.10$ olmalıdır. Üç veya daha fazla ağ yapısı için güvenlik faktörü, 1.25 olarak önerilmektedir (Roache, 1997).

Çözümlerde hassas ağ yapısından elde edilen sonuçların daha iyi olacağı bekleneneğinden, sadece GCI_{fine} hesaplanması yeterli olacaktır.

5.4. Cidar Bölgesinin Modellenmesi

Standart k- ϵ ve RSM yöntemlerinde, katı sınırdaki kaymama koşulu ile birlikte hareket ve süreklilik denklemlerinin duvara kadar integrasyonu, tatminkar olmayan sonuçlar vermektedir. Bu durumu aşabilmek için, iki tabakalı bölge modeli yaklaşımı yapılmaktadır. Bu modelde, türbülans viskozitesinin hesabı için, yüksek çözünürlükteki ağ yapısı ile birlikte, viskoziteden etkilenen bölgelerde (viskoz alt tabaka ve geçiş bölgesi) Jongen (1998) tarafından sunulan aşağıdaki denklem kullanılmaktadır:

$$\mu_{t,enh} = \lambda_\epsilon \mu_t + (1 - \lambda_\epsilon) \mu_{t,2layer} \quad (5.17.)$$

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:

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (5.18.)$$

Burada $Re_y (= \rho y \sqrt{k} / \mu)$ cidar mesafesine dayalı Reynolds sayısı, $Re_y^* = 200$ ve $A = |\Delta Re_y| / \arctan(0.98)$. ΔRe_y , Re_y^* değerinin % 5 ila % 20 si arasında değişen değerler almaktadır. 5.17 ifadesindeki μ_t , yüksek Reynolds bölgeleri için tanımlanan türbülans viskozitesidir. $\mu_{t,2layer}$ ise viskoziteden etkilenen bölgedeki türbülans viskozitesini temsil etmekte olup aşağıdaki gibi hesap edilmektedir (Wolfstein, 1969):

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu \mathbf{I}_m \sqrt{k} \quad (5.19.)$$

5.19 denklemindeki \mathbf{I}_m uzunluk ölçeği aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$\mathbf{I}_m = y C_1^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (5.20.)$$

Burada $A_\mu = 70$ ve $C_1^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$.

Viskoziteden etkilenen bölge için türbülans kinetik enerjisinin kayıp oranı ε ise aşağıdaki gibi belirlenmektedir:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\mathbf{I}_\varepsilon} \quad (5.21.)$$

5.21 ifadesinde yer alan \mathbf{I}_ε uzunluk ölçeği;

$$\mathbf{l}_\varepsilon = yC_1^*(1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon}) \quad (5.22.)$$

şeklinde hesap edilmektedir (Chen ve Patel, 1988). Burada $A_\varepsilon = 2C_1^*$ (Fluent 12.0).

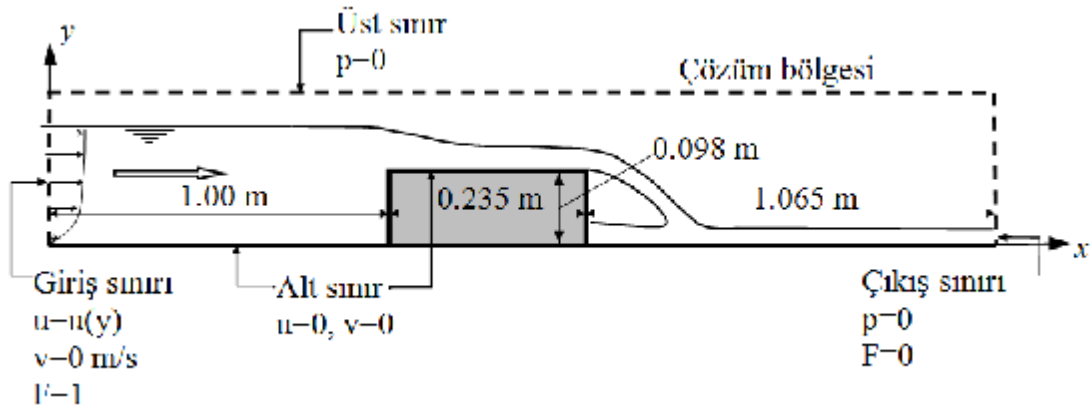
6. SAVAK AKIMININ HAD İLE MODELLENMESİ

Son yıllarda İnşaat Mühendisliği kapsamında yer alan birçok su yapısının tasarımında, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) yöntemlerine bağlantılı ticari yazılımların çoğalması önemli kolaylıklar sağlamıştır. Su akımı ile yapı etkileşiminin fiziksel modeller ile laboratuvar ortamında test edilmesi, öngörülen performans ölçütlerinin sağlanıp sağlanmadığı hakkında önemli bilgilerin edinilmesine yardımcı olduğu aşikardır. Sayısal modelleme ile akımın, kısa sürede ve ekonomik olarak çözülmesi ve tasarım işlemlerinin farklı koşullar için hızlı biçimde tekrarlanması mümkündür. Ancak HAD modellemelerinden elde edilen verilerin ne kadar gerçekçi olduğu ve kullanılabilirliği konusunun yanında akım türüne en uygun türbülans modelinin seçimi de güncel tartışma konularından birini oluşturmaktadır. Bu bakımdan, sayısal bulguların deneylerle doğrulanmasına yönelik çalışmaların çoğaltılmasına ihtiyaç duyulmaktadır. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği kapsamında Flotran, Fluent, Cobalt, Flow 3D, STAR CFD gibi birçok ticari paket program geliştirilmiştir. Bu çalışmada temel denklemlerin sayısal çözümü için ANSYS.12.1 paket programı içerisinde bulunan Fluent modülü kullanılmıştır. Sayısal çözümde en yaygın kullanılan iki denklemlilik türbülans modellerinden SKE, RNG, RKE, MKW ve SST, ve beş denklemlilik bir model olan RSM türbülans modelleri kullanılarak çözüm yapılmıştır.

6.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları

Geniş başlıklı savak ile etkileşim halindeki açık kanal akımının sayısal çözümü için kullanılan modelin çözüm bölgesinin geometrisi ve boyutları Şekil 6.1’de görülmektedir. Kullanılan koordinat sisteminin orijini, çözüm bölgesinin sol alt köşesi olarak alınmıştır. Çözüm bölgesinin üst sınırı, memba su seviyesinin biraz üstünde, alt sınırı ise kanal tabanı ve savak yüzeyinden geçmektedir. Alt sınırda sıfır hız duvar sınır şartı, yani $u=v=0$ kabulü yapılmıştır. İki farklı debi durumu için yapılan sayısal modelde, giriş sınır şartı olarak $Re=18500$ için, deneysel olarak ölçülen hız profili kullanılırken, $Re=25900$ için ise kesit ortalama hızı üniform olarak

tatbik edilmiştir. Böylece her iki durumda sayısal yöntemin gücü test edilmeye çalışılmıştır. Kanal sonundaki serbest dökülme kesiti olan çıkış sınırında ve çözüm bölgesinin üst sınırında, basınç şartı $p=0$ değeri kullanılmıştır. Ayrıca I türbülans şiddeti ile ilgili giriş sınır şartı deneylerden elde edilerek $Re=18500$ için $0.05(\%5)$, $Re=25900$ için ise $0.07(\%7)$ olarak tanımlanmıştır.

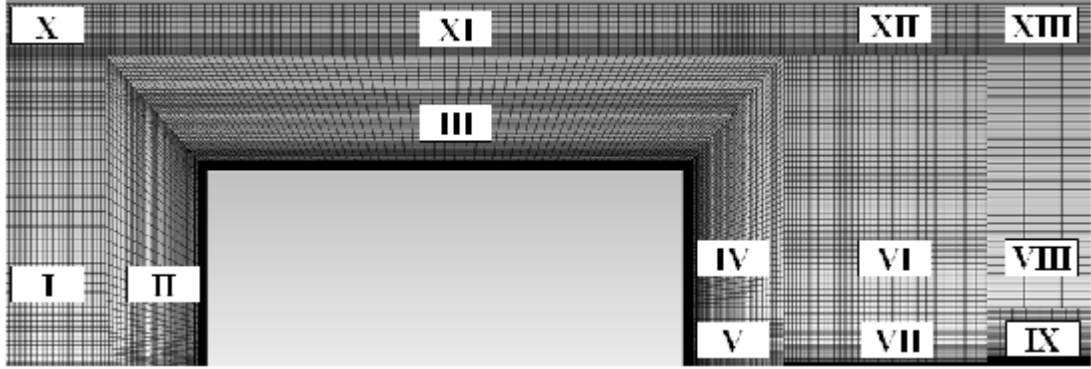


Şekil 6.1. Sayısal hesaplama bölgesi ve sınır şartları

Zamana bağlı çözüm sürecinde, başlangıç şartı olarak, çözüm bölgesinin giriş sınırında doluluk oranı $F=1$, çıkış sınırında ise $F=0$ alınmıştır.

6.2. Sonlu Hacimler Hesap Ağı

Su-yapı etkileşiminin söz konusu olduğu akım problemlerinin sayısal hesaplamalarında, hesaplama ağı yapısının sonuçlar üzerinde etkili olduğu bilinmektedir. Bu çalışmadaki probleme uygun hesaplama ağının oluşturulmasında, edinilen deneyimlere bağlı olarak, katı sınırlara doğru ve yüzey profilinde hızlı değişimin söz konusu olduğu bölgelerde hesap ağı sıklaştırılmıştır. Akımın karakteri göz önüne alınarak, Şekil 6.1'de verilen sayısal çözüm bölgesi, Çizelge 6.1'de görüldüğü gibi, 13 alt bölgeye ayrılmış, her bir alt bölgede eleman sayısı yaklaşık olarak %50 ve %100 artırılmak suretiyle, lineer dörtgen elemanlardan oluşan 3 farklı yoğunluğa sahip ağ yapısı elde edilmiştir.



Şekil 6.2. Sayısal modelin hesaplama ağında kullanılan alt bölgeler

Çizelge 6.1. Üç farklı yoğunluktaki ağlar için bölgelerdeki eleman sayıları

Alt Bölgeler	Ağ 1	Ağ 2	Ağ 3	Alt Bölgeler	Ağ 1	Ağ 2	Ağ 3
I	25x65	40x100	50x130	VIII	15x25	25x40	30x50
II,	25x30	40x45	50x60	IX	25x50	40x75	50x100
III,	30x40	45x60	60x80	X	10x65	15x100	20x130
IV	20x30	30x45	40x60	XI	10x40	15x60	20x80
V	15x30	25x45	30x60	XII	10x15	15x25	20x30
VI	15x20	25x30	30x40	XIII	10x25	15x40	20x50
VII	15x15	25x25	30x30				

6.3. Ağ Yakınsama İndeksi (GCI) Uygulaması ve Cidar Bölgesinin Modellenmesi

Çizelge 6.1 sayısal hesaplamalarda kullanılan üç farklı ağ yapısı için eleman sayılarını göstermektedir. Sayısal çözüm alanındaki ağ yapısının yeterli sıklıkta olup olmadığı, bir başka ifadeyle ağ yapısından bağımsızlaştırılmış sayısal çözümler elde etmek amacıyla ele alınan üçlü ağ sistemi itibariyle yapılan sıklıştırmanın uygunluğu, 3. bölümde anlatılan Ağ Yakınsama İndeksi (*Grid convergence index – GCI*) yöntemiyle test edilmiştir

Çözüm bölgesi içerisinde ağ yoğunluğunun uygun olup olmadığı savak üzerinde bulunan $x=1.0$ m üzerindeki hız profili için uygulanmıştır. RNG türbülans

modeli kullanılarak yapılan çözümlerde Çizelge 6.1’de verilen hesap ağları kullanılmıştır. Uygulama sonuçları Çizelge 6.2’de verilmiştir:

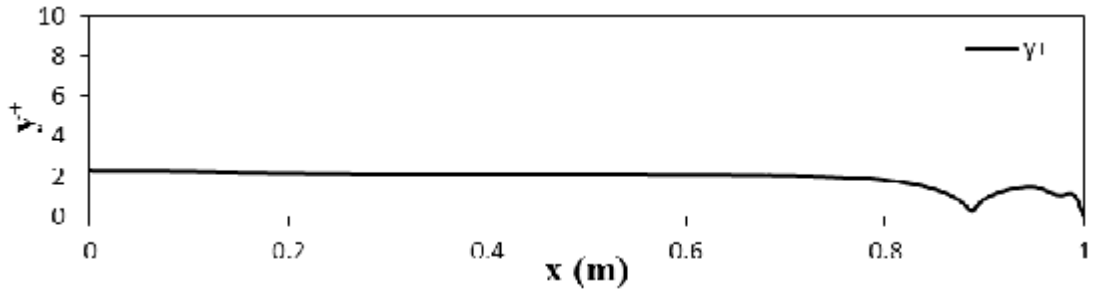
Çizelge 6.2. $x=1.0$ m için GCI uygulaması

h(mm)	1	3	5	8	10	20	30	35
d₁ (m)	0.7108	0.9370	1.1453	1.4396	1.6340	2.4786	3.3026	3.7784
d₂ (m)	0.5072	0.6949	0.8481	1.0724	1.2149	1.8980	2.5249	2.8362
d₃ (m)	0.3585	0.4720	0.5750	0.7245	0.8203	1.2789	1.6963	1.9035
u₁ (m/s)	0.1773	0.3157	0.3738	0.3880	0.3792	0.3446	0.3159	0.3030
u₂ (m/s)	0.1755	0.3126	0.3701	0.3861	0.3773	0.3432	0.3146	0.3018
u₃ (m/s)	0.1750	0.3113	0.3683	0.3841	0.3756	0.3421	0.3133	0.3006
e₁₂	0.0018	0.0031	0.0037	0.0019	0.0019	0.0014	0.0013	0.0012
e₂₃	0.0005	0.0012	0.0018	0.0019	0.0017	0.0011	0.0013	0.0012
r₁₂	1.4016	1.3484	1.3505	1.3424	1.3450	1.3059	1.3080	1.3322
r₂₃	1.41486	1.47215	1.475	1.48015	1.48105	1.484	1.4885	1.49
p	-3.4363	-1.9066	-1.2676	0.8253	0.7002	0.5951	1.3324	0.9580
GCI_{Fine}	-0.0054	-0.0096	-0.0161	0.0164	0.0178	0.0156	0.0075	0.0107

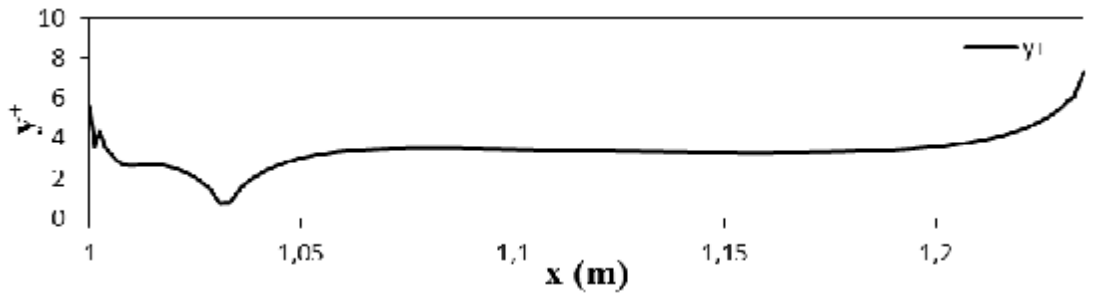
Ağ 3 kullanılarak yapılan analizler sonucunda hesaplanan akım hızlarındaki hataların kabul edilebilir yakınsama değeri olan %2’den küçük olduğu görülmüş ve böylece, hesaplama hassasiyetinin ağ yoğunluğundan bağımsızlaştığı kanaatine varılmıştır. Hesap ağının sıkı olması doğrudan sayısal modellemede kullanılan zaman adımını etkileyen bir faktördür. Ağ yapısının sıkı olması nedeniyle zaman adımı SKE, RNG, RKE ve SST türbülans modellerinde $\Delta t=0.0005s$, SKW ve RSM türbülans modelinde ise $\Delta t=0.0001s$ olarak seçilmiştir. Zaman adımı ve ağ yapısına bağlı olarak Quad Core 2.6 GHZ işlemcili 4GB RAM özelliklerine sahip bir bilgisayar ile 25 s çözüm elde etmek için geçen süre, yaklaşık 4 gün olmaktadır. Özellikle RSM türbülans modelinde bu süre 10 güne kadar çıkabilmektedir.

Ansys-Fluent, cidar bölgesini modellemek için duvar fonksiyonu ve iki tabakalı bölge modeli seçeneklerini sunmaktadır. Bu çalışmada, cidara yakın bölgenin çözünürlüğü, yüksek ince ağ ile çözümlendiği iki tabakalı bölge modeli olarak ele alınmıştır. Kırkgöz ve Ardıçlıoğlu, y^+ değerinin 10’dan küçük olması halinde hız dağılımının, viskoz alt tabakadaki lineer dağılıma uyduğunu rapor etmişlerdir. Bu kriter göz önünde bulundurularak, duvara yakın elemanların, $y^+ \leq 10$ olacak şekilde boyutsuz cidar mesafesi değerlerine sahip olmalarına dikkat

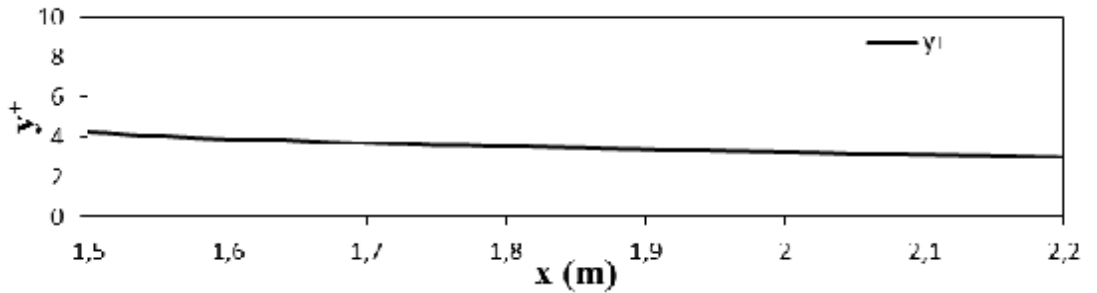
edilmiştir. Şekil 6.3’de RNG türbülans modeli kullanılarak elde edilen y^+ değerlerinin kanal boyunca değişimini göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, kanal boyunca $y^+ \leq 10$ durumu gerçekleşmiştir.



(a)



(b)



(c)

Şekil 6.3. RNG türbülans modeli ile elde edilen y^+ değerinin kanal boyunca değişimi:
(a) Memba, (b) Savak Üstü, (c) Mansap bölgesinde

7. BULGULAR VE TARTIŞMA

7.1. Deneysel ve Hesaplanan Hız Profilleri

Türbülans modellerinin doğrulanması bağlamında, deneysel ve sayısal hesap bulgularının farklı modeller için niceliksel olarak karşılaştırılmasında *Ortalama Karesel Hata* (OKH) değeri ölçüt olarak kullanılmıştır:

$$OKH = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\bar{u}_d - \bar{u}_h)^2 \quad (7.1.)$$

Burada, \bar{u}_d ve \bar{u}_h sırasıyla deneysel ve hesaplanan ortalama hız değerleri, N kesit derinliğindeki noktasal ölçüm sayısıdır. Çizelge 7.1 ve Çizelge 7.2, iki farklı debi durumu için, kanalın farklı kesitlerinde bu çalışmada kullanılan türbülans modelleri için hesaplanan OKH değerlerini göstermektedir. Çizelgelerde görülen parantez içindeki rakamlar, OKH değerleri baz alınarak, ilgili türbülans modeli bulgularının, deneysel bulgulara olan yakınlığı ile ilgili sıralamayı göstermektedir.

Bu çalışmada, karşılaştırma bölgeleri, kritik-altı akımın olduğu savak membası, kritik-altından kritik-üstüne geçişin görüldüğü ve akım çizgilerinin geometrisinin eğrisel olduğu savak üzeri ve kritik üstü üniform akım türü olan savak mansabı olarak üç bölgeye ayrılmıştır. Özellikle akımda hızlı şekil değiştirmelerin olmasından ve kritik-altı, kritik ve kritik üstü akım durumları için ayrı ayrı değerlendirilmede bulunulmuştur.

Çizelge 7.1'den de görüldüğü gibi, $Re=18500$ durumunda, geniş başlıklı savak membasında ve savak mansabında, RNG türbülans modelinin, diğer türbülans modellerine göre daha iyi sonuç verdiği görülmüştür. Savak üzerinde ise özellikle eğri yörüngeli akımını hakim olduğu savak giriş ve savaktan düşü bölgeleri olan $x=1$ ve $x=1.23$ m kesitlerinde yine RNG türbülans modelinin diğer türbülans modellerine göre daha iyi sonuç verdiği söylenebilir. Ancak akımdaki ani şekil değişikliklerinin olduğu, kritik akımın olduğu bölgede ise SST türbülans modelinin daha başarılı olduğu söylenebilir.

$Re=25900$ durumunda ise, $Re=18500$ 'e benzer olarak sonuçlar elde edilmiştir. Ancak savak membasında başarılı olan RNG türbülans modelinin, bu durumda sadece savağa en yakın olan ve ayrılmanın gözlemlendiği $x=0.98$ m kesitinde başarılı olduğu görülmüştür. Savak mansabında ise RNG türbülans modelinin diğer modellere oranla çok daha iyi sonuç verdiği, görülmüştür.

Bu çalışmada kullanılan türbülans modellerinin başarı durumları, Çizelge 7.1 ve Çizelge 7.2'de verilen ortalama OKH değerlerinden de görülebilir. Bu değerlerden, her iki debi koşullarında, savak membası, savak üzeri ve savak mansabı olmak üzere üç ana bölge için ayrı ayrı sıralama yapılarak gösterilmiştir.

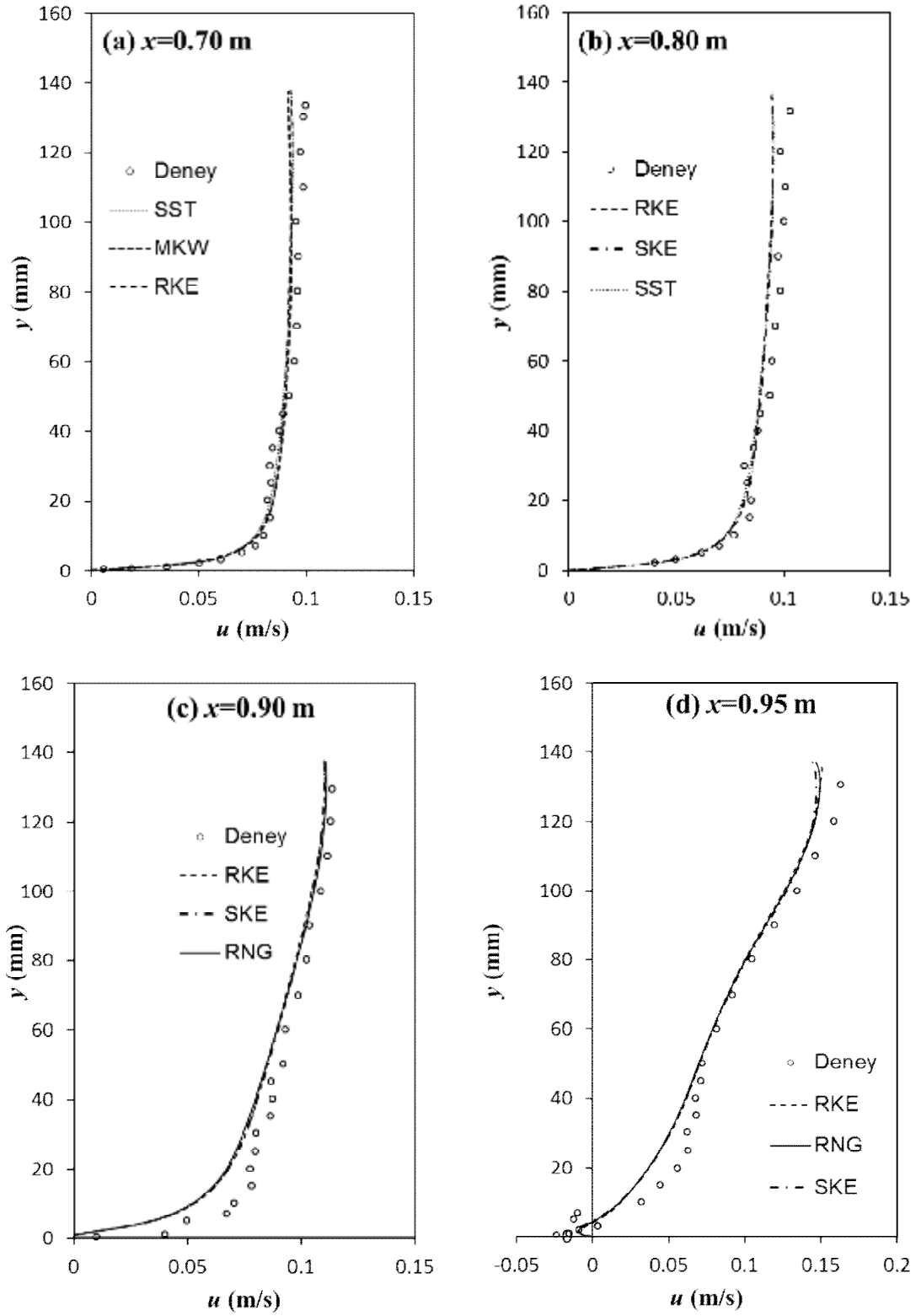
Şekil 7.1 ve Şekil 7.2'de, kanalın farklı kesitlerinde ölçülen yatay hız profilleri ile bu ölçümlere OKH değeri bakımından en yakın üç farklı türbülans modelinden hesaplanan hız profilleri verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, her bir kesitte birinci sırada yer alan türbülans modeli bulguları, savak membasında ayrılmanın olduğu bölge dışında deneylerle gayet iyi uyum sağlamaktadır.

Çizelge 7.1. Re=18500 için farklı türbülans modellerine göre OKH değerleri

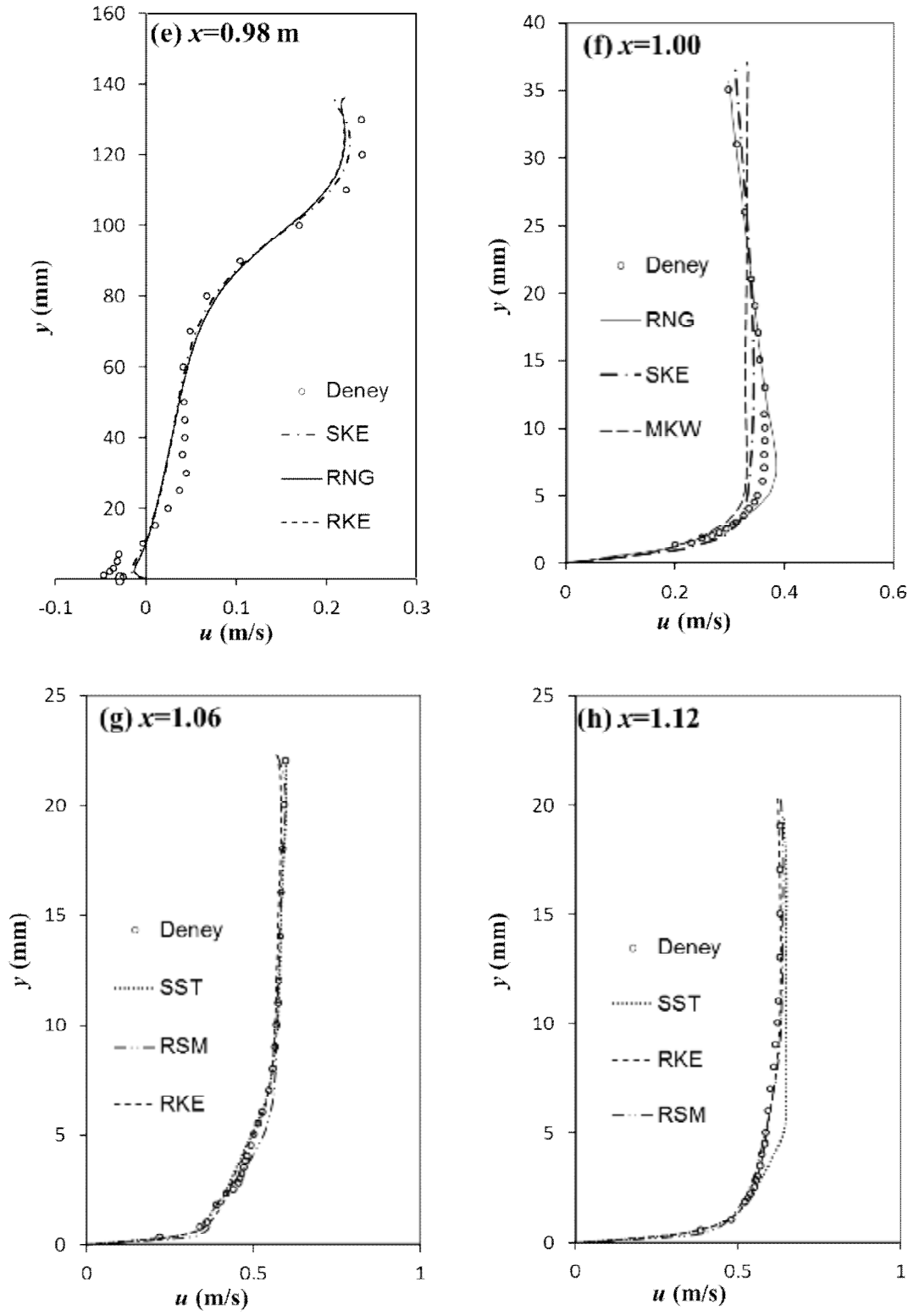
Kesit yerleri. x (m)	SKE	RNG	RKE	MKW	SST	RSM	
Membada	0.7	0.000083 ⁽⁴⁾	0.000085 ⁽⁵⁾	0.000081 ⁽³⁾	0.000076 ⁽²⁾	0.000074⁽¹⁾	0,000086 ⁽⁶⁾
	0.8	0.000044 ⁽²⁾	0.000046 ⁽⁴⁾	0.000043⁽¹⁾	0.000050 ⁽⁵⁾	0.000045 ⁽³⁾	0,000115 ⁽⁶⁾
	0.9	0.000155 ⁽²⁾	0.000162 ⁽³⁾	0.000153⁽¹⁾	0.000370 ⁽⁵⁾	0.000228 ⁽⁴⁾	0,000402 ⁽⁶⁾
	0.95	0.000185 ⁽³⁾	0.000142 ⁽²⁾	0.000139⁽¹⁾	0.000324 ⁽⁵⁾	0.000192 ⁽⁴⁾	0,000457 ⁽⁶⁾
	0.98	0.000312⁽¹⁾	0.000318 ⁽²⁾	0.000345 ⁽³⁾	0.000377 ⁽⁵⁾	0.000379 ⁽⁶⁾	0,000371 ⁽⁴⁾
Ort. OKH	0.000156 ⁽³⁾	0.000151⁽¹⁾	0.000152 ⁽²⁾	0.000239 ⁽⁵⁾	0.000184 ⁽⁴⁾	0,000286 ⁽⁶⁾	
Savak Üstünde	1	0.002200 ⁽²⁾	0.002000⁽¹⁾	0.002400 ⁽⁴⁾	0.002300 ⁽³⁾	0.002800 ⁽⁶⁾	0,002500 ⁽⁵⁾
	1.06	0.004500 ⁽⁶⁾	0.002100 ⁽⁴⁾	0.000380 ⁽³⁾	0.002500 ⁽⁵⁾	0.000188⁽¹⁾	0,000221 ⁽²⁾
	1.12	0.001700 ⁽⁵⁾	0.000166 ⁽⁴⁾	0.000089 ⁽²⁾	0.002300 ⁽⁶⁾	0.000078⁽¹⁾	0,000103 ⁽³⁾
	1.18	0.002200 ⁽⁶⁾	0.001450⁽¹⁾	0.001500 ⁽²⁾	0.002100 ⁽⁵⁾	0.001900 ⁽⁴⁾	0,001550 ⁽³⁾
	1.23	0.000198 ⁽³⁾	0.000168⁽¹⁾	0.001790 ⁽⁵⁾	0.003540 ⁽⁶⁾	0.000173 ⁽²⁾	0,000952 ⁽⁴⁾
Ort. OKH	0.002160 ⁽⁵⁾	0.001177 ⁽³⁾	0.001232 ⁽⁴⁾	0.002548 ⁽⁶⁾	0.001028⁽¹⁾	0,001065 ⁽²⁾	
Mansapta	1.5	0.015200 ⁽³⁾	0.012800 ⁽²⁾	0.010400⁽¹⁾	0.141000 ⁽⁶⁾	0.020600 ⁽⁵⁾	0,019700 ⁽⁴⁾
	1.6	0.006800 ⁽³⁾	0.003900⁽¹⁾	0.005600 ⁽²⁾	0.150200 ⁽⁶⁾	0.010700 ⁽⁴⁾	0,019100 ⁽⁵⁾
	1.7	0.006700 ⁽³⁾	0.005700⁽¹⁾	0.005900 ⁽²⁾	0.142600 ⁽⁶⁾	0.014700 ⁽⁴⁾	0,023700 ⁽⁵⁾
	1.8	0.004000⁽¹⁾	0.004200 ⁽²⁾	0.004700 ⁽³⁾	0.121500 ⁽⁶⁾	0.008800 ⁽⁴⁾	0,023100 ⁽⁵⁾
	1.9	0.005000 ⁽⁴⁾	0.001000 ⁽²⁾	0.000832⁽¹⁾	0.121100 ⁽⁶⁾	0.005000 ⁽³⁾	0,035400 ⁽⁵⁾
	2	0.003400 ⁽⁵⁾	0.000763⁽¹⁾	0.000793 ⁽²⁾	0.093600 ⁽⁶⁾	0.002500 ⁽³⁾	0,042200 ⁽⁵⁾
	2.1	0.007000 ⁽⁴⁾	0.004800 ⁽²⁾	0.005100 ⁽³⁾	0.098600 ⁽⁶⁾	0.003500⁽¹⁾	0,069800 ⁽⁵⁾
	2.2	0.006300 ⁽⁴⁾	0.001700 ⁽³⁾	0.001600 ⁽²⁾	0.085100 ⁽⁶⁾	0.000990⁽¹⁾	0,075600 ⁽⁵⁾
Ort. OKH	0.006825 ⁽³⁾	0.004333⁽¹⁾	0.004366 ⁽²⁾	0.119213 ⁽⁶⁾	0.008349 ⁽⁴⁾	0,038575 ⁽⁵⁾	
Ort. OKH (Tüm Kanal için)	0.003677 ⁽³⁾	0.002294⁽¹⁾	0.002325 ⁽²⁾	0.053758 ⁽⁶⁾	0.004047 ⁽⁴⁾	0.01752 ⁽⁵⁾	

Çizelge 7.2. Re=25900 için farklı türbülans modellerine göre OKH değerleri

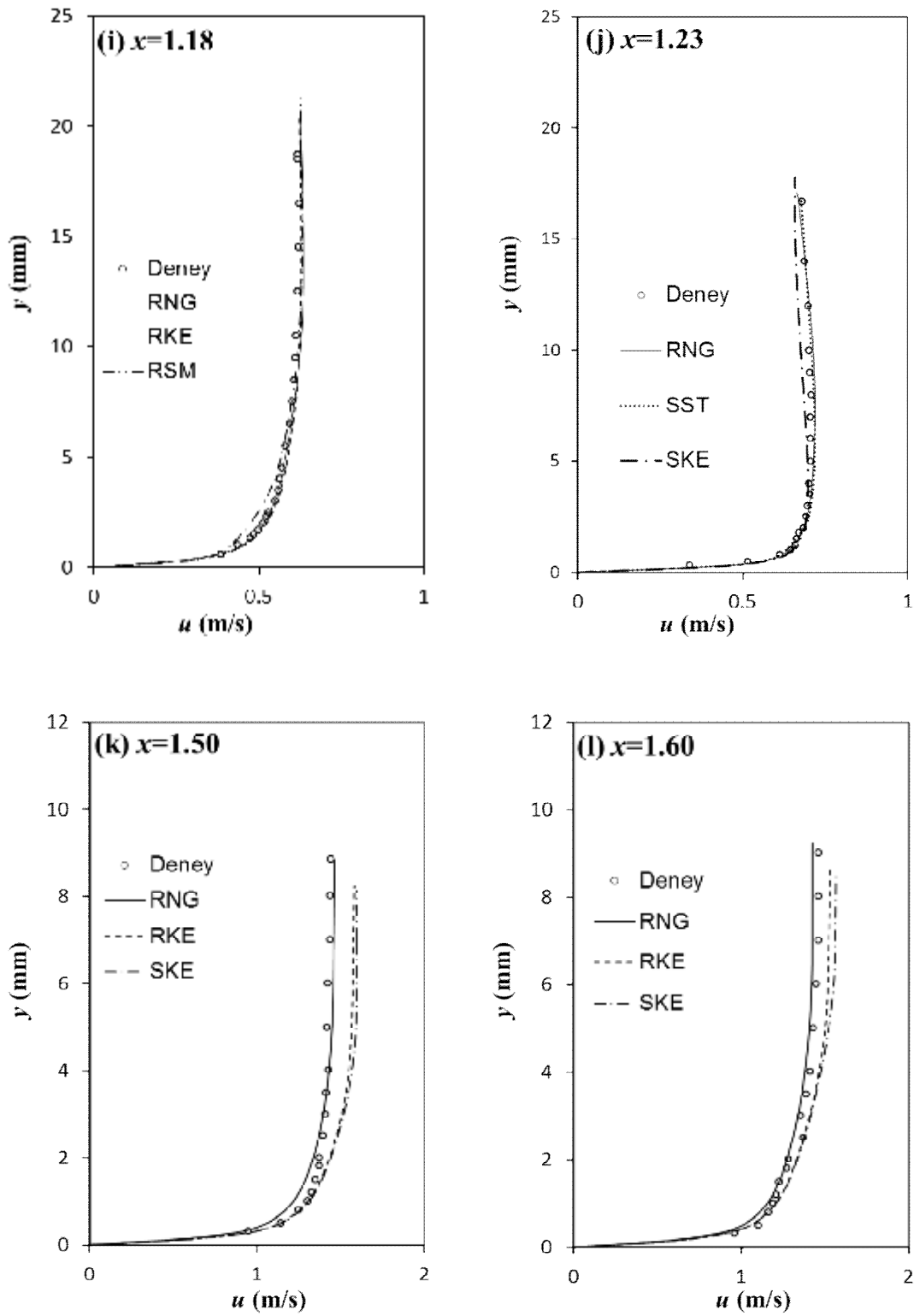
Kesit yerleri. x (m)	SKE	RNG	RKE	MKW	SST	RSM	
Membada	0.7	0.000141 ⁽⁴⁾	0.000144 ⁽⁵⁾	0.000151 ⁽⁶⁾	0.000108 ⁽²⁾	0.0001073⁽¹⁾	0.000128 ⁽³⁾
	0.8	0.000241 ⁽⁴⁾	0.000285 ⁽⁶⁾	0.000266 ⁽⁵⁾	0.000227 ⁽³⁾	0.000188 ⁽²⁾	0.0001785⁽¹⁾
	0.9	0.000033 ⁽⁴⁾	0.000031 ⁽³⁾	0.000025 ⁽²⁾	0.000317 ⁽⁶⁾	0.000023⁽¹⁾	0.000230 ⁽⁵⁾
	0.95	0.000456 ⁽⁴⁾	0.000328 ⁽³⁾	0.000288⁽¹⁾	0.000994 ⁽⁶⁾	0.000289 ⁽²⁾	0.000579 ⁽⁵⁾
	0.98	0.000678 ⁽⁴⁾	0.000587⁽¹⁾	0.000601 ⁽²⁾	0.000893 ⁽⁵⁾	0.000647 ⁽³⁾	0.001700 ⁽⁶⁾
Ort. OKH	0.000310 ⁽⁴⁾	0.000275 ⁽³⁾	0.000266 ⁽²⁾	0.000508 ⁽⁵⁾	0.000251⁽¹⁾	0.000563 ⁽⁶⁾	
Savak Üstünde	1	0.002200 ⁽⁶⁾	0.000517⁽¹⁾	0.000649 ⁽²⁾	0.003000 ⁽⁵⁾	0.000768 ⁽⁴⁾	0.000679 ⁽³⁾
	1.06	0.003800 ⁽⁵⁾	0.001400 ⁽³⁾	0.001800 ⁽⁴⁾	0.004700 ⁽⁶⁾	0.001000⁽¹⁾	0.001300 ⁽²⁾
	1.12	0.005800 ⁽⁴⁾	0.007000 ⁽⁶⁾	0.005800 ⁽³⁾	0.006200 ⁽⁵⁾	0.001400⁽¹⁾	0.002300 ⁽²⁾
	1.18	0.002600 ⁽⁵⁾	0.001600⁽¹⁾	0.002000 ⁽³⁾	0.002200 ⁽⁴⁾	0.001800 ⁽²⁾	0.002500 ⁽⁶⁾
	1.23	0.000753 ⁽⁴⁾	0.000132⁽¹⁾	0.000600 ⁽³⁾	0.000813 ⁽⁵⁾	0.000164 ⁽²⁾	0.001300 ⁽⁶⁾
Ort. OKH	0.002867 ⁽⁵⁾	0.001172 ⁽²⁾	0.001483 ⁽⁴⁾	0.003300 ⁽⁶⁾	0.000164⁽¹⁾	0.001300 ⁽³⁾	
Mansapta	1.5	0.016600 ⁽⁵⁾	0.005300 ⁽²⁾	0.005200⁽¹⁾	0.107500 ⁽⁶⁾	0.005500 ⁽³⁾	0.008100 ⁽⁴⁾
	1.6	0.012900 ⁽⁴⁾	0.007200⁽¹⁾	0.007400 ⁽²⁾	0.111200 ⁽⁶⁾	0.010300 ⁽³⁾	0.021000 ⁽⁵⁾
	1.7	0.008800 ⁽⁴⁾	0.003800⁽¹⁾	0.004300 ⁽²⁾	0.114400 ⁽⁶⁾	0.008000 ⁽³⁾	0.017900 ⁽⁵⁾
	1.8	0.005500 ⁽⁵⁾	0.003500⁽¹⁾	0.003900 ⁽²⁾	0.085400 ⁽⁶⁾	0.004000 ⁽³⁾	0.017700 ⁽⁵⁾
	1.9	0.008000 ⁽²⁾	0.004300⁽¹⁾	0.007200 ⁽³⁾	0.102200 ⁽⁶⁾	0.004800 ⁽²⁾	0.028100 ⁽⁵⁾
	2	0.004600 ⁽⁴⁾	0.002100⁽¹⁾	0.002700 ⁽²⁾	0.070200 ⁽⁶⁾	0.003000 ⁽³⁾	0.016700 ⁽⁵⁾
	2.1	0.004420 ⁽⁴⁾	0.002010⁽¹⁾	0.002630 ⁽²⁾	0.073200 ⁽⁶⁾	0.003214 ⁽³⁾	0.017200 ⁽⁵⁾
	2.2	0.004300 ⁽⁴⁾	0.002800 ⁽³⁾	0.001400 ⁽²⁾	0.069700 ⁽⁶⁾	0.000447⁽¹⁾	0.018100 ⁽⁵⁾
Ort. OKH	0.007937 ⁽⁴⁾	0.003618⁽¹⁾	0.004105 ⁽²⁾	0.092067 ⁽⁶⁾	0.004327 ⁽³⁾	0.01785 ⁽⁵⁾	
Ort. OKH (Tüm Kanal için)	0.004546 ⁽⁴⁾	0.002391⁽¹⁾	0.002606 ⁽³⁾	0.041847 ⁽⁶⁾	0.002536 ⁽²⁾	0.00865 ⁽⁵⁾	



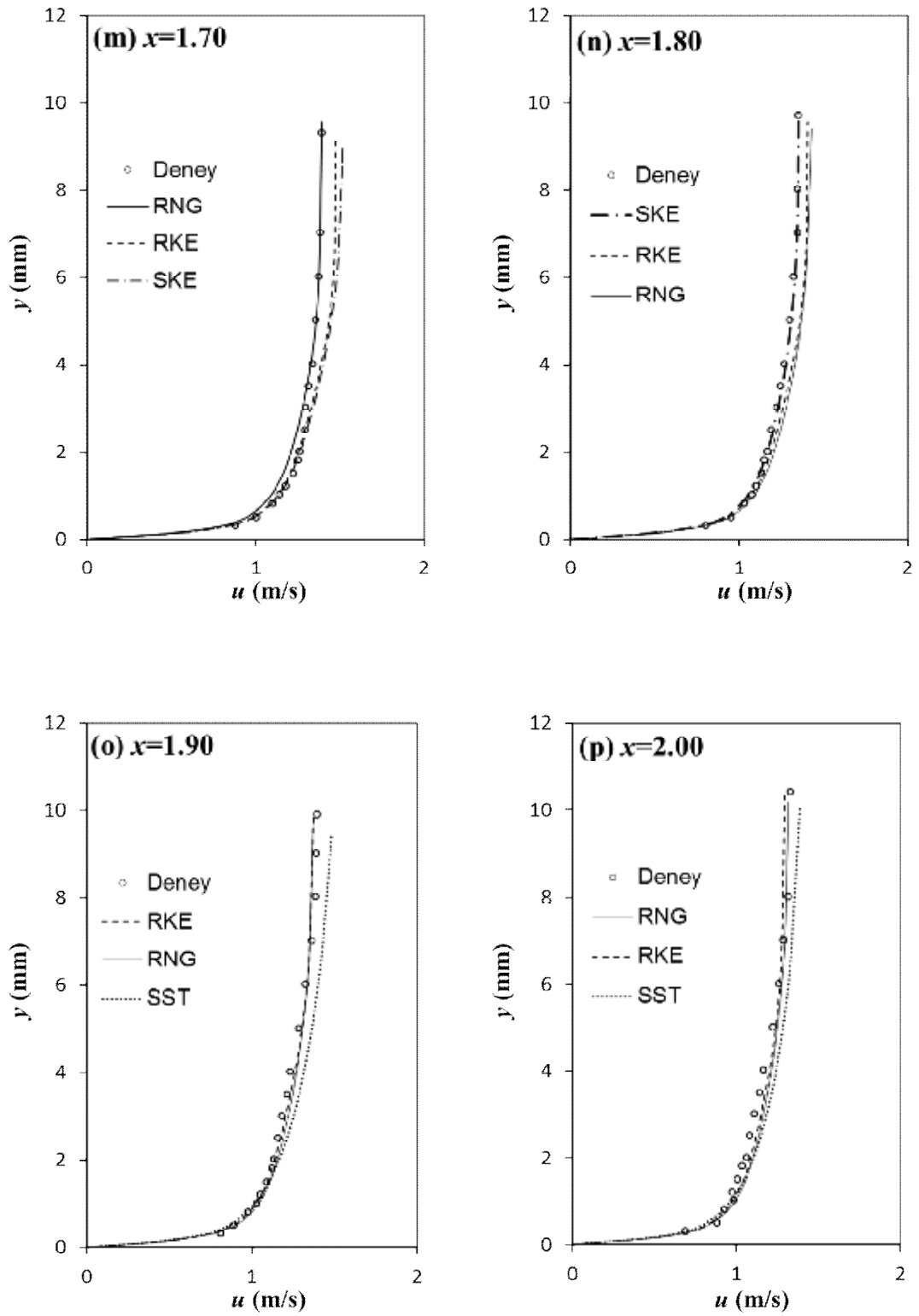
Şekil 7.1. Re=18500 için kanalın farklı kesitlerinde deneysel ve hesaplanan hız profilleri



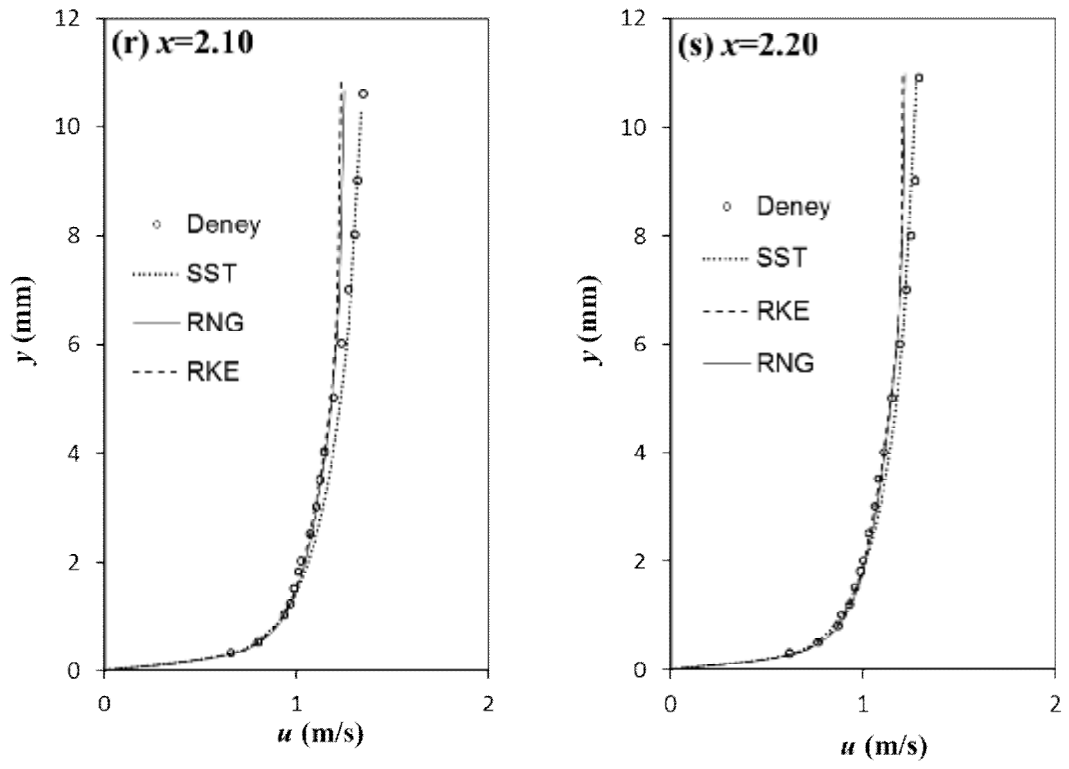
Şekil 7.1. (Devam)



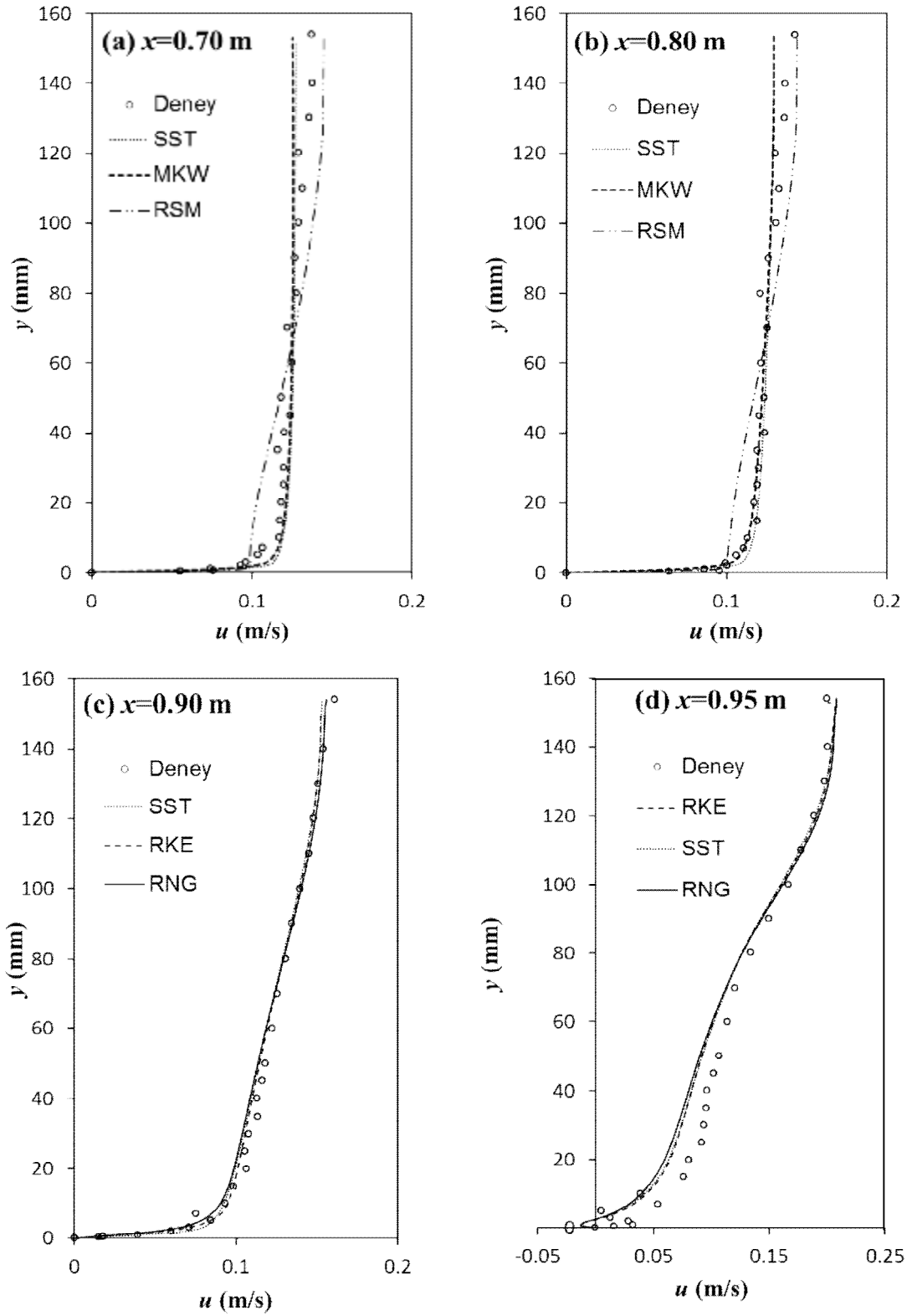
Şekil 7.1. (Devam)



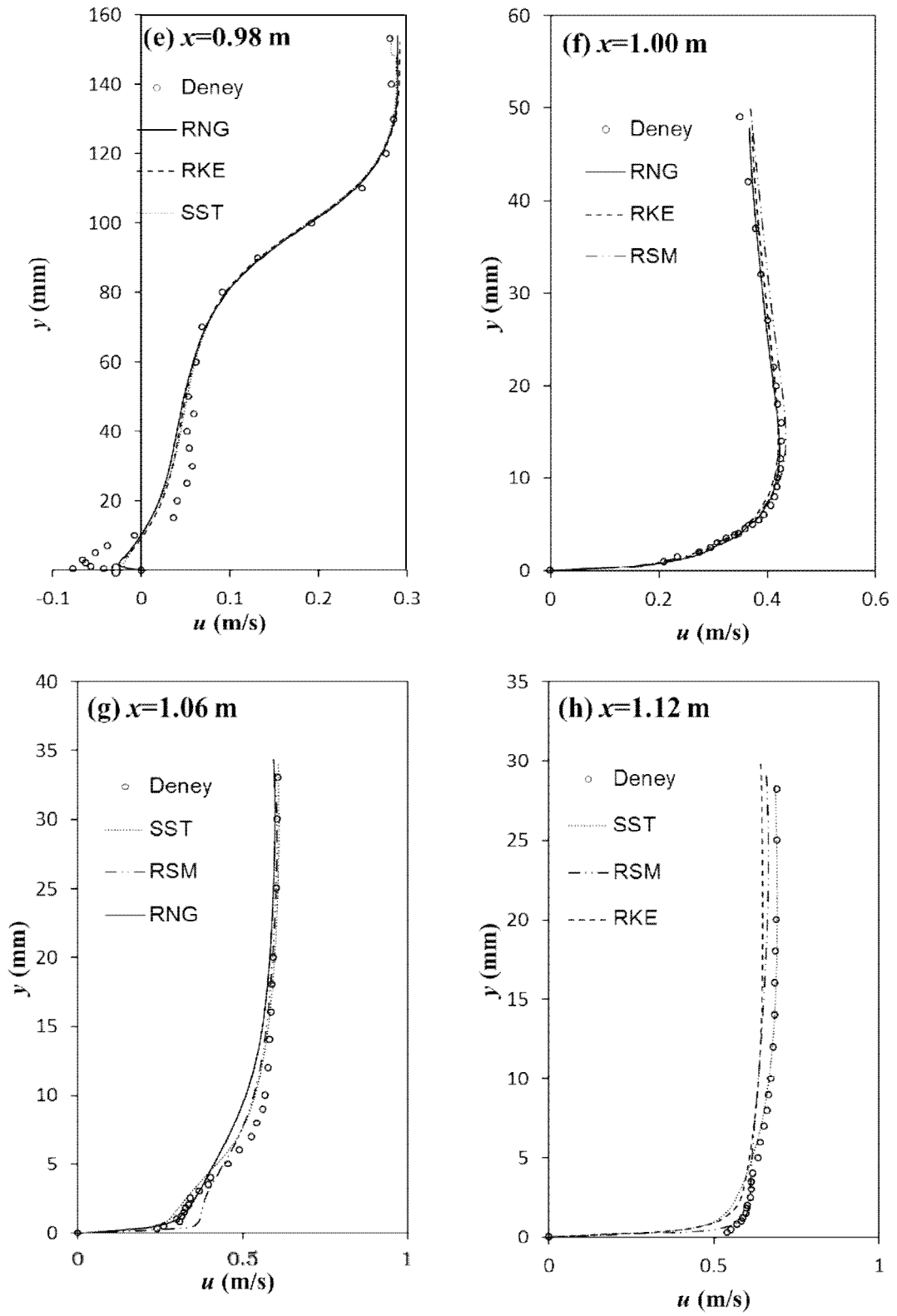
Şekil 7.1. (Devam)

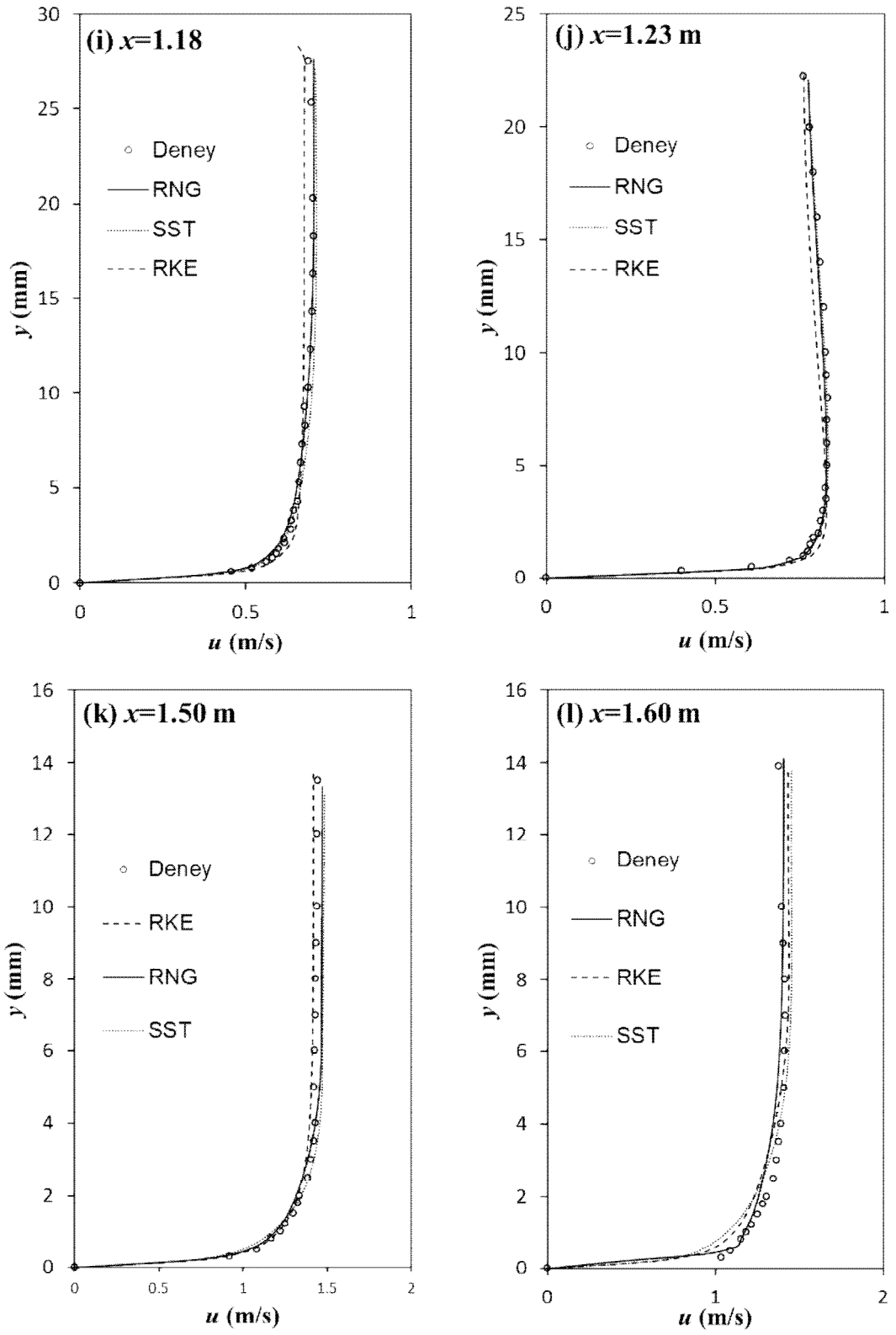


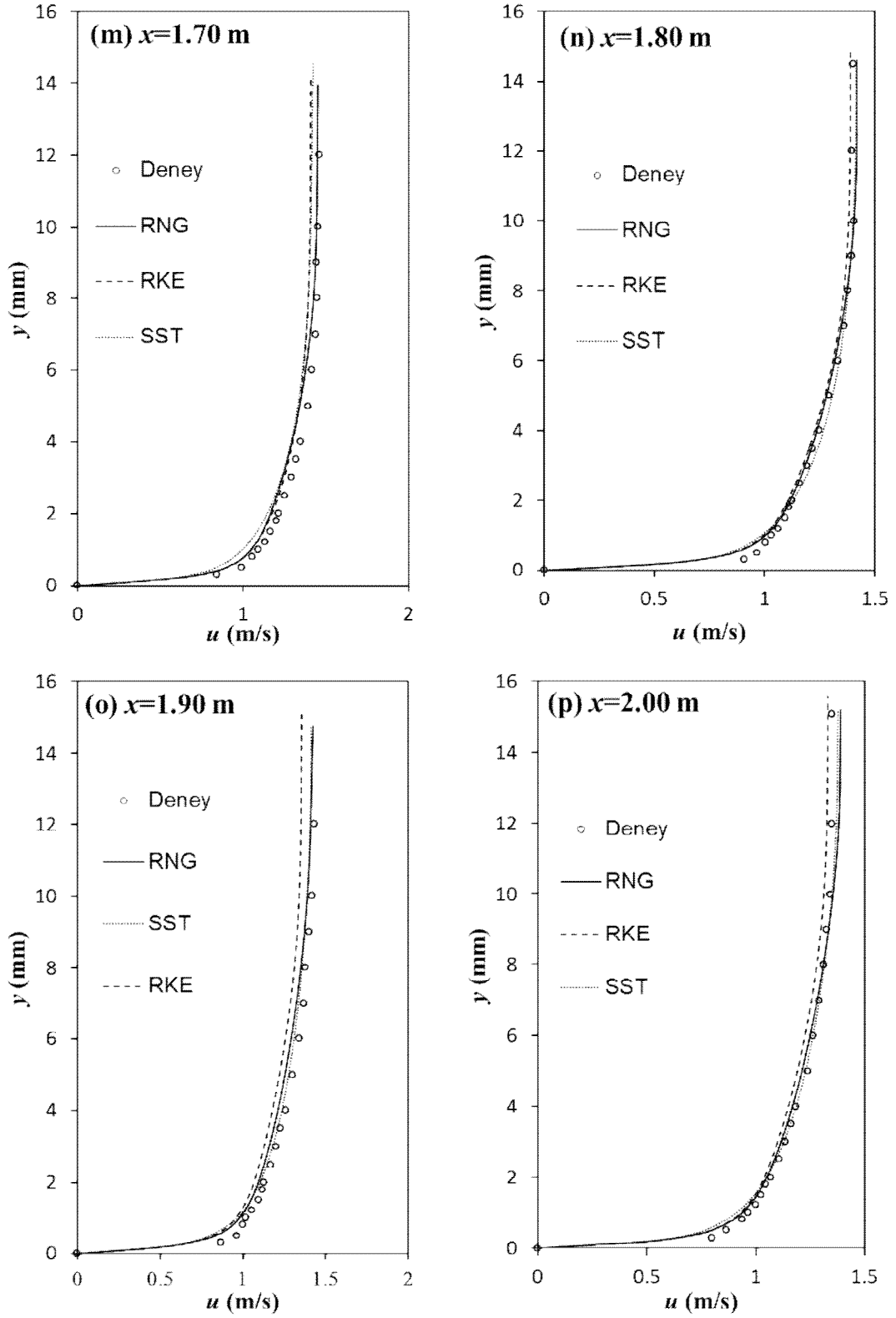
Şekil 7.1. (Devam)



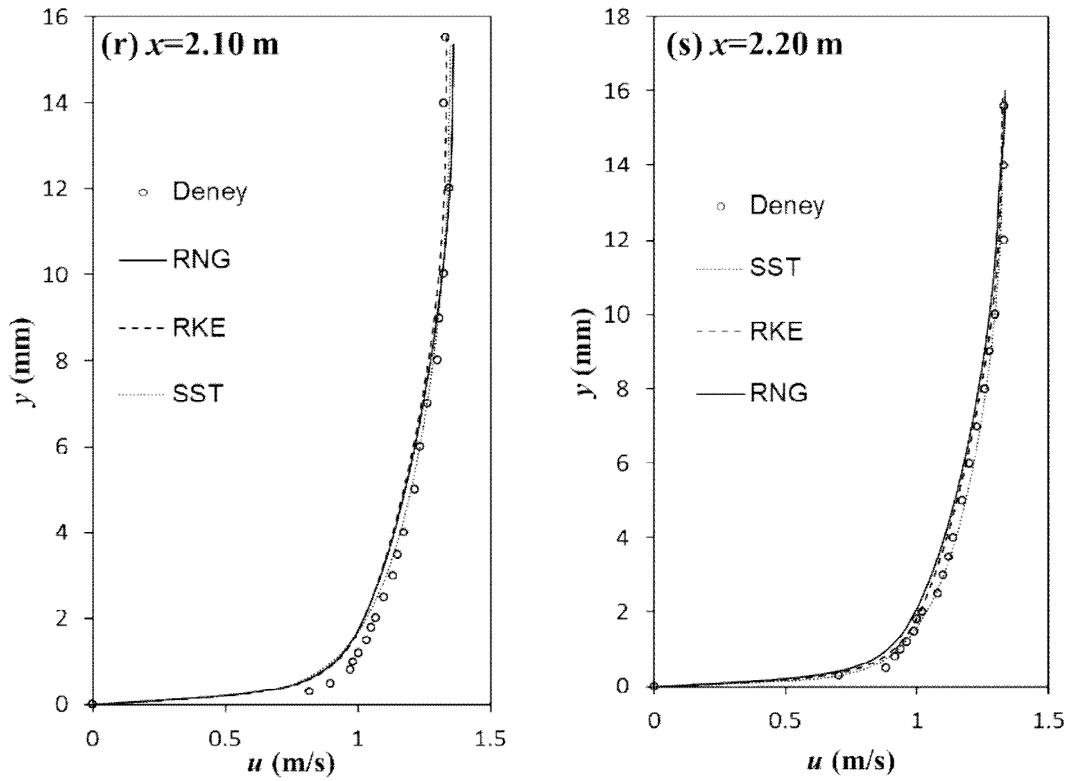
Şekil 7.2. $Re=25900$ için kanalın farklı kesitlerinde deneysel ve hesaplanan hız profilleri







Şekil 7.2. (Devam)



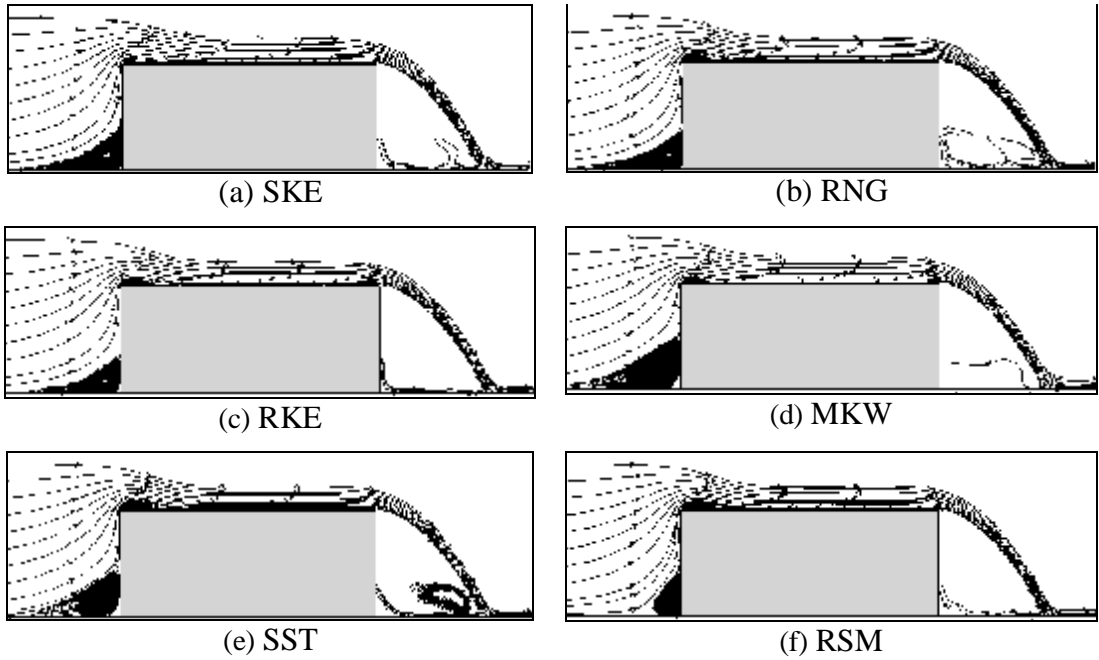
Şekil 7.2. (Devam)

Şekil 7.1 ve Şekil 7.2’de verilen sayısal hız profilleri incelendiğinde, savak membasında, ayrılmanın olduğu bölgeye gelene kadar, deneysel verilerin sayısal sonuçlarla uyumlu olduğu, ancak ayrılma bölgesinde elde edilen hız profillerinin katı sınıra yakın olan bölümünde sayısal modellerin başarılı olmadığı görülmüştür. Ancak ayrılma bölgesinin dışında sonuçlar deneysel datalar ile uyumlu bir şekil sergilemişlerdir. Bu durumun, deney esnasında ayrılma bölgesinin olduğu bölgede yeterli sayıda örnek alınamamasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Savağın hemen başlangıç kesitinde ise ölçülen eğri yörüngeli akım etkisi altındaki hız alanının, $Re=18500$ durumunda sadece RNG türbülans modeli ile oldukça uyumlu olduğu, ancak $Re=25900$ durumunda ise RNG, RKE ve RSM türbülans modellerinin de deneysel veriler ile uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

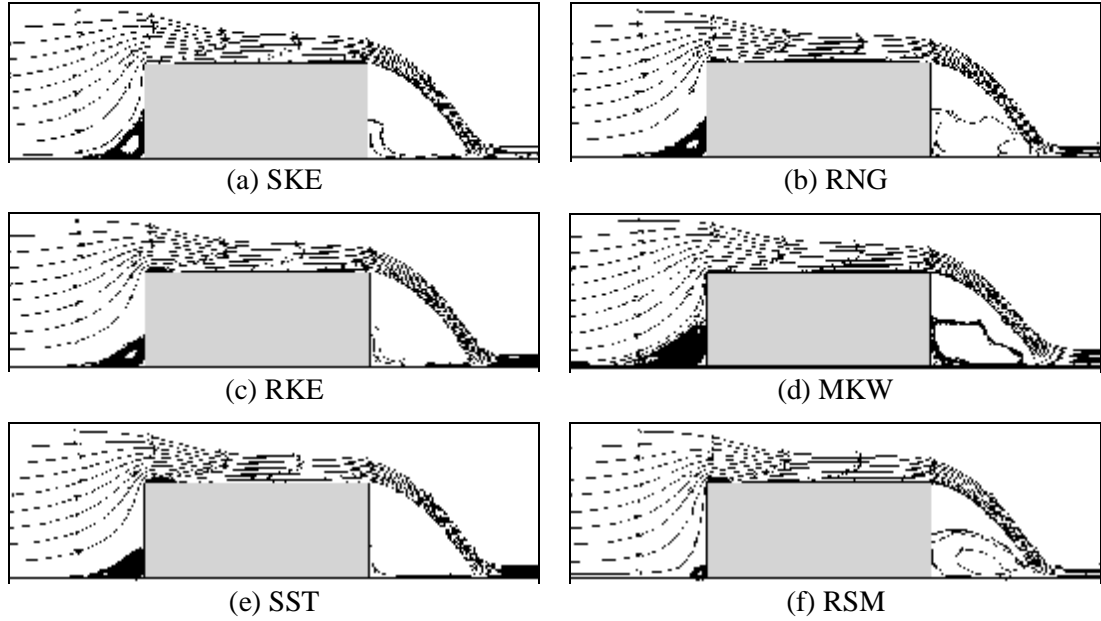
Savak mansabında, gelişmekte olan akım bölgesinde genel olarak en başarılı modelin RNG türbülans modeli olduğu, ancak akım geliştikçe SST türbülans modelinin deneysel veriler ile daha uyumlu sonuçlar verdiği görülmüştür.

7.2. Hesaplanan Akım Çizgileri

Şekil 7.3 ve Şekil 7.4'te, sırasıyla $Re=18500$ ve $Re=25900$ için, geniş başlıklı savak akımının farklı türbülans modelleriyle yapılan sayısal hesaplamalarından elde edilen akım çizgileri görülmektedir. Her iki durum için de ortaya çıkan akım çizgilerinin topolojisi beklendiği gibi birbirine benzer olmuşlardır. Savağın hemen membasındaki ayrılma bölgesi, MKW ve RSM dışındaki türbülans modellerinde, boyut ve şekil itibarıyla benzer geometrik özellikler göstermektedirler. Diğer taraftan, ayrılma bölgesi, MKW modelinde normale göre daha büyük, RSM'de ise daha küçük kalmaktadır. Şekil 7.3 ve Şekil 7.4'de görülen dikkate değer başka bir oluşum; SKE ve MKW modelleriyle hesaplanan akım çizgileri topolojilerinde, savak üstünün baş tarafında beklenen sınır tabakası ayrılmasının çok etkisiz kalmasıdır.



Şekil 7.3. $Re=18500$ için farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri



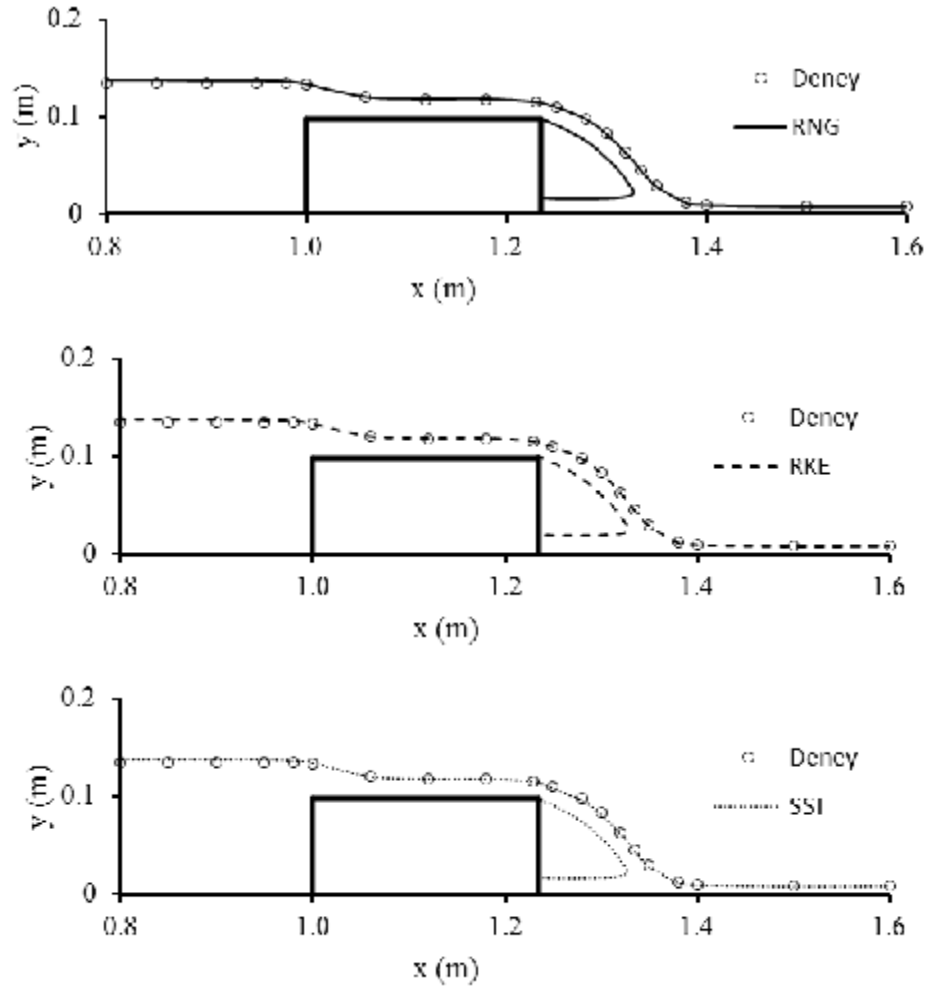
Şekil 7.4. $Re=25900$ için farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri

7.3. Deneysel ve Hesaplanan Su Yüzü Profilleri

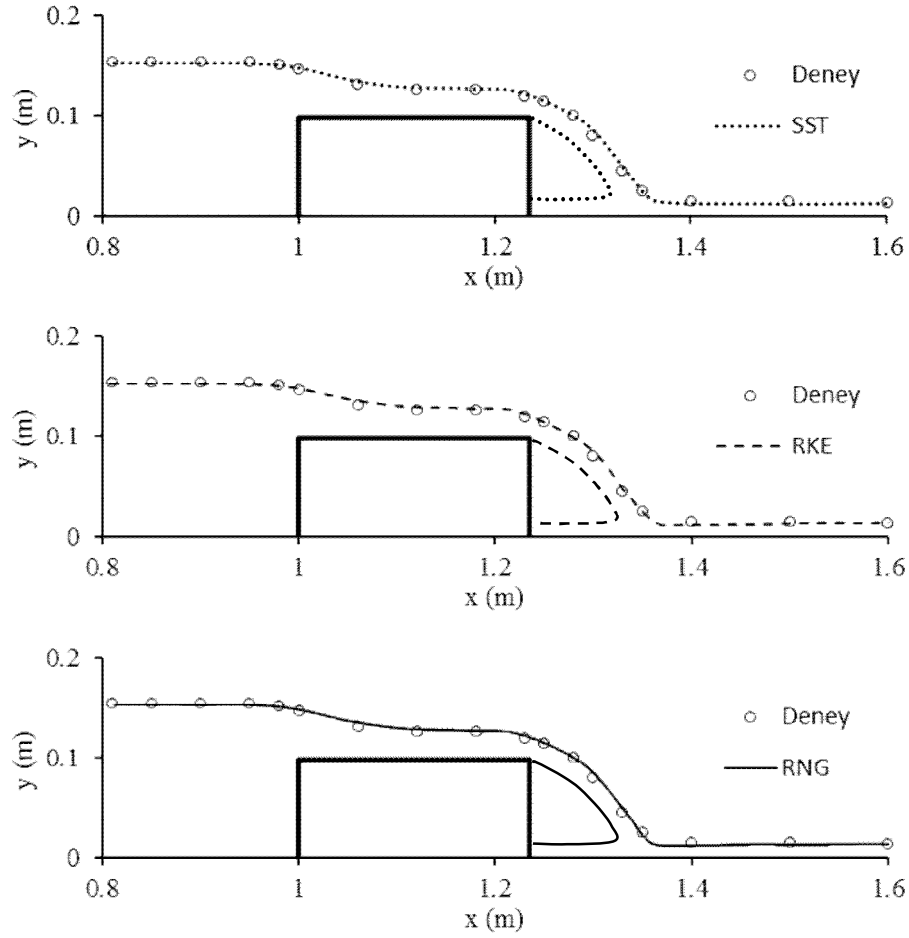
Bu çalışmadaki sayısal hesaplamalarda, su yüzü profilinin bulunmasında *Akışkan Hacimleri (VOF) yöntemi* kullanılmıştır. Çizelge 7.3’de, bu çalışmada kullanılan türbülans modelleriyle hesaplanan su yüzü profilleri için OKH değerleri verilmiştir. Tablodaki değerlere göre, su yüzü profilinin sayısal hesaplamalarında kullanılan türbülans modelleri için elde edilen başarı sıralaması, beklendiği gibi, akım hızlarındaki başarı sıralaması ile benzer olmaktadır. Şekil 7.5 ve Şekil 7.6’da, en iyi su yüzü profilini veren ilk üç türbülans modelinden, SST, RKE ve RNG ile hesaplanan akım yüzey profillerinin deney ile karşılaştırılması görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi, türbülans modellerinden hesaplanan su yüzü profilleri, ölçülen su yüzü profili ile oldukça uyumludur.

Çizelge 7.3. Farklı türbülans modelleriyle hesaplanan su yüzü profili için OKH değerleri

Türbülans modeli	SKE	RNG	RKE	MKW	SST	RSM
$Re=18500$	$1,2 \times 10^{-4}$	$5,64 \times 10^{-5}$	$5,98 \times 10^{-5}$	$2,14 \times 10^{-4}$	$8,1 \times 10^{-5}$	$6,46 \times 10^{-5}$
$Re=25900$	0.00199	0.00196	0.00193	0.00225	0.00186	0.00201

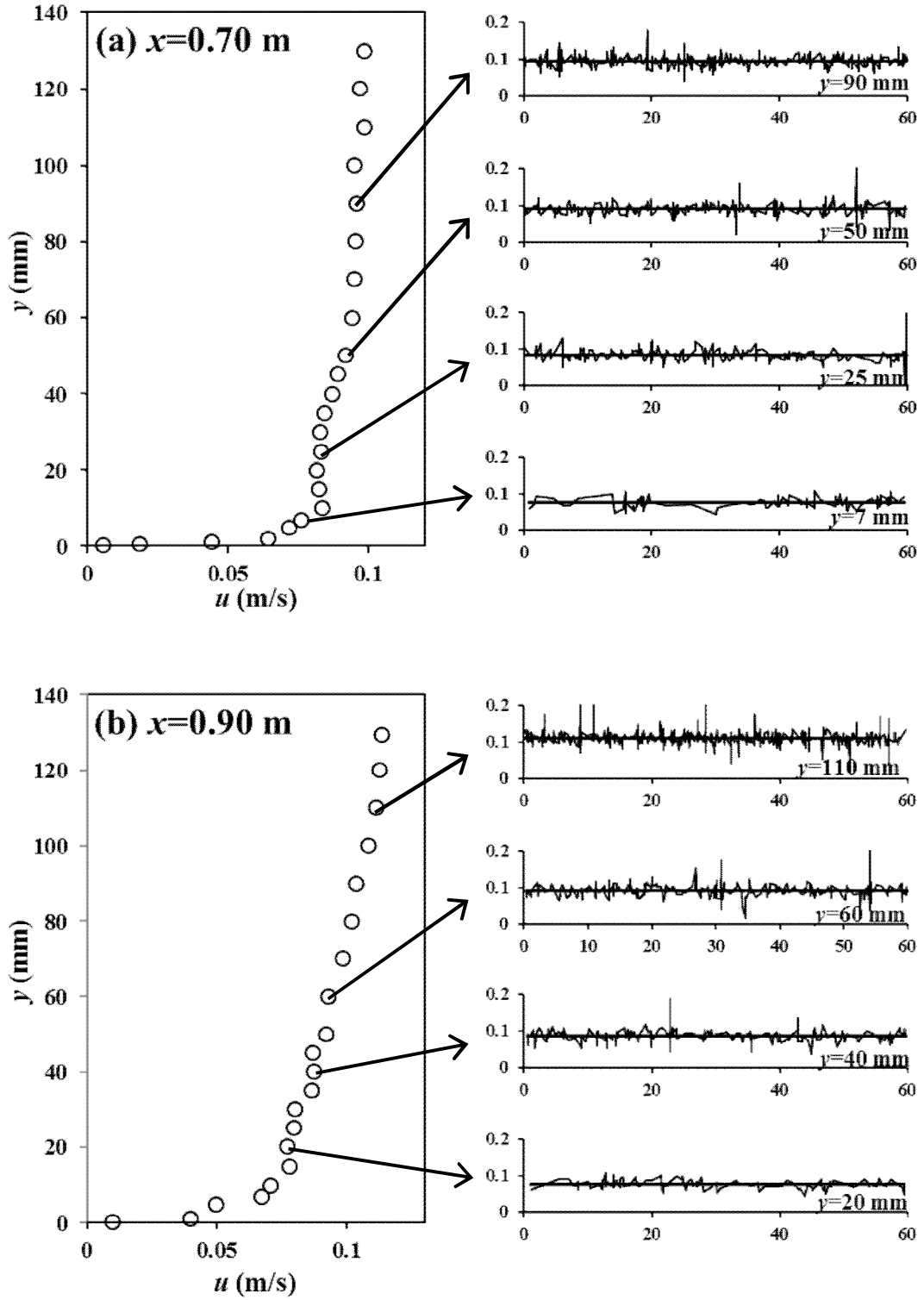


Şekil 7.5. $Re=18500$ için deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri

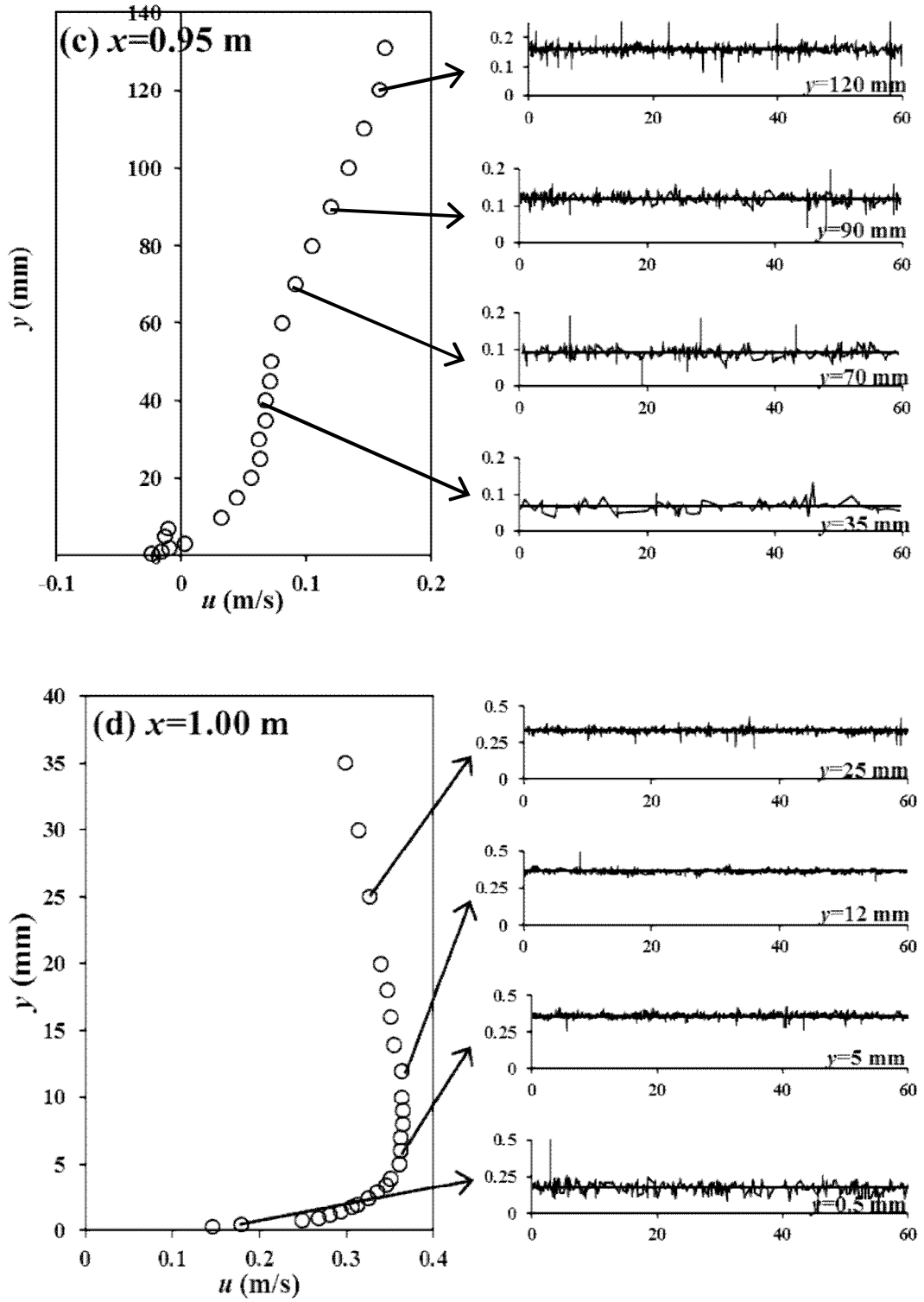
Şekil 7.6. $Re=25900$ için deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri

7.4. Deneysel Hız Profilleri ve Hızların Zamansal Değişimi

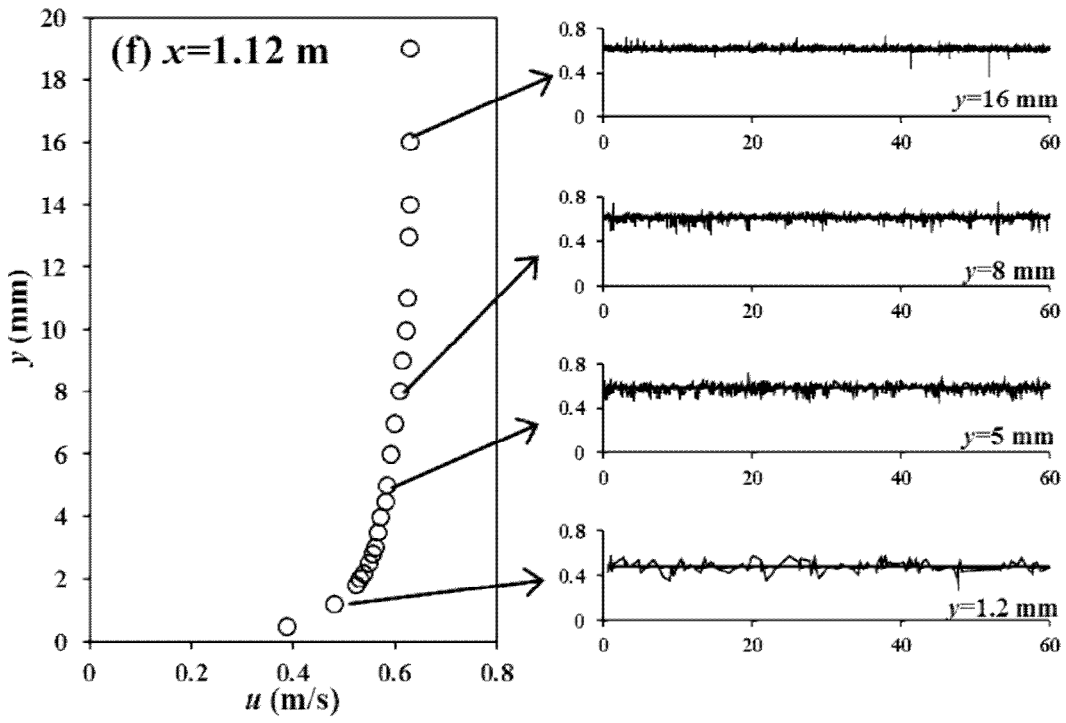
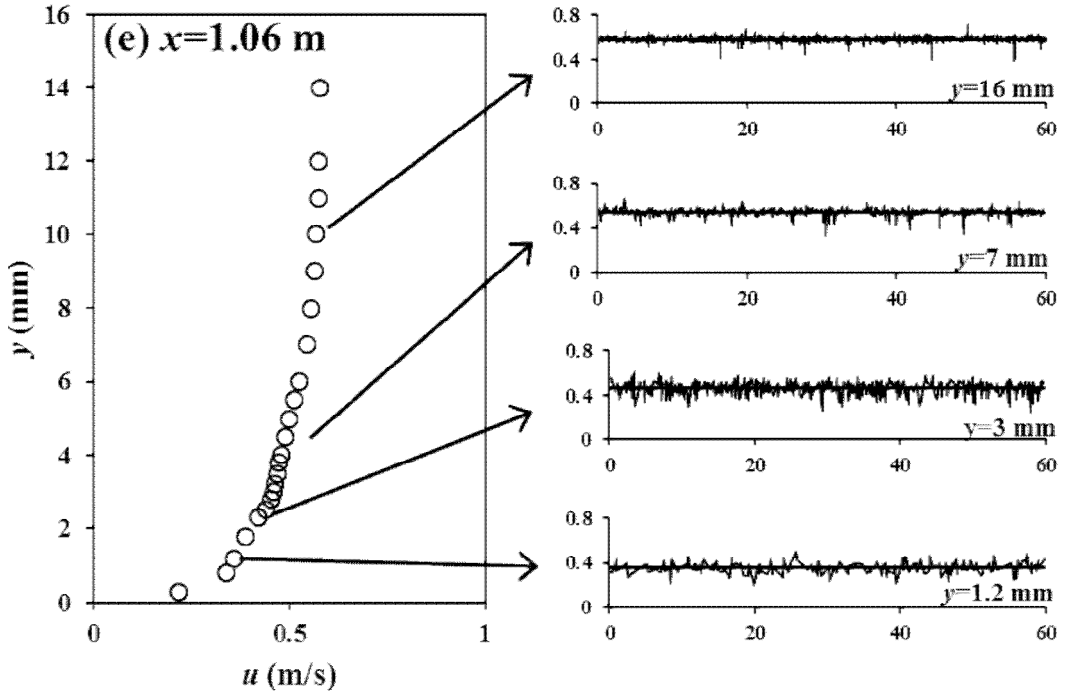
Şekil 7.7 ve Şekil 7.8’de, sırasıyla $Re=18500$ ve $Re=25900$ için, Lazer Doppler Anemometre ile elde edilen kanal boyunca farklı kesitlerdeki yatay hız bileşeninin derinlik boyunca değişimi ile farklı derinliklerdeki anlık hız değerlerinin zamana bağlı değişimleri sunulmuştur.



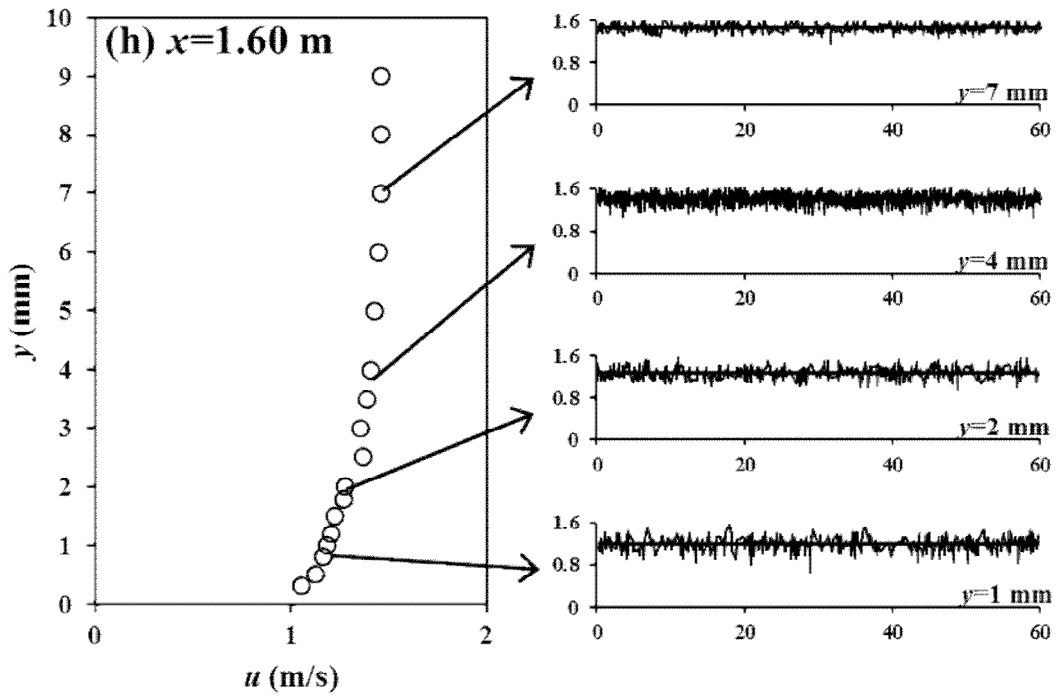
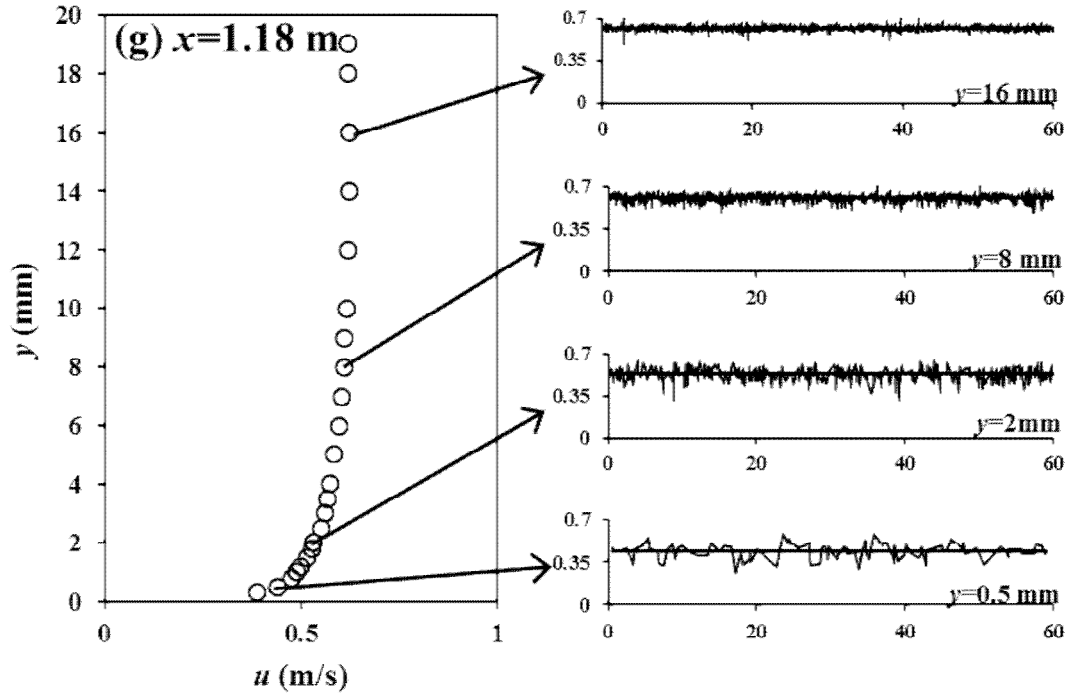
Şekil 7.7. $Re=18500$ için kanalın farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimleri



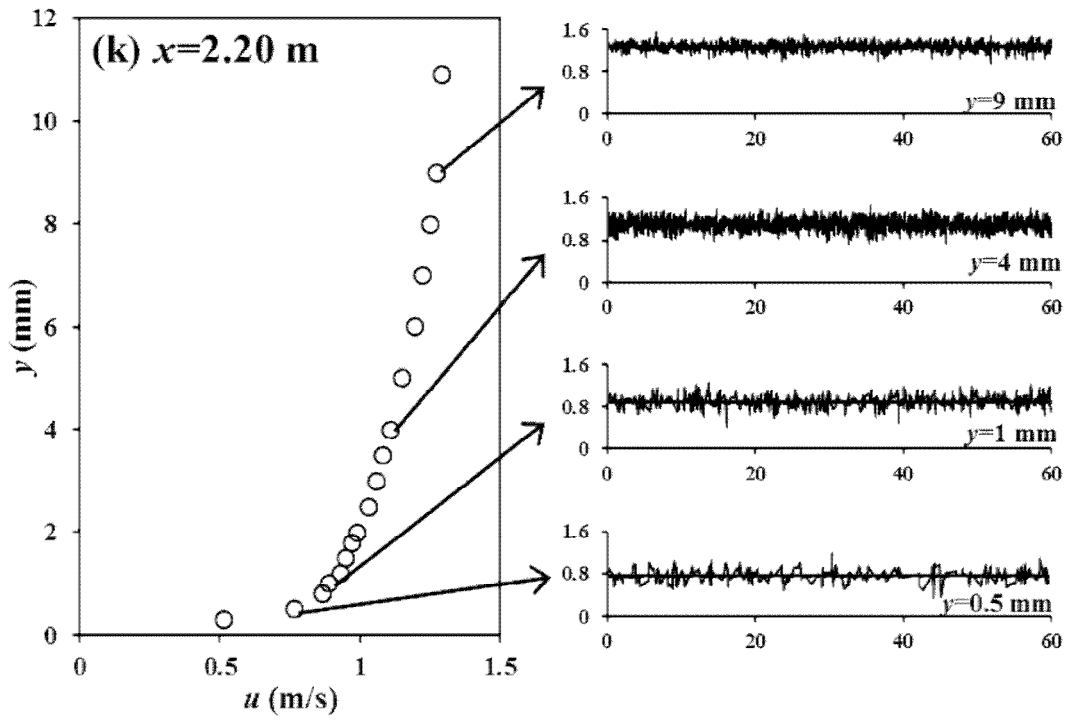
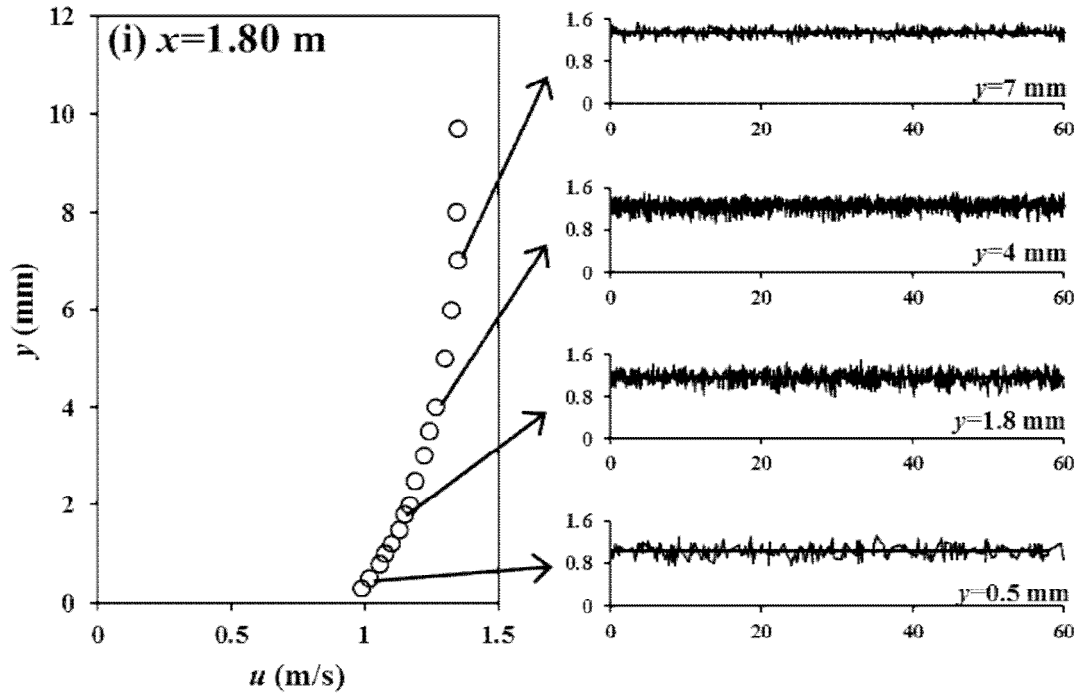
Şekil 7.7. (Devam)



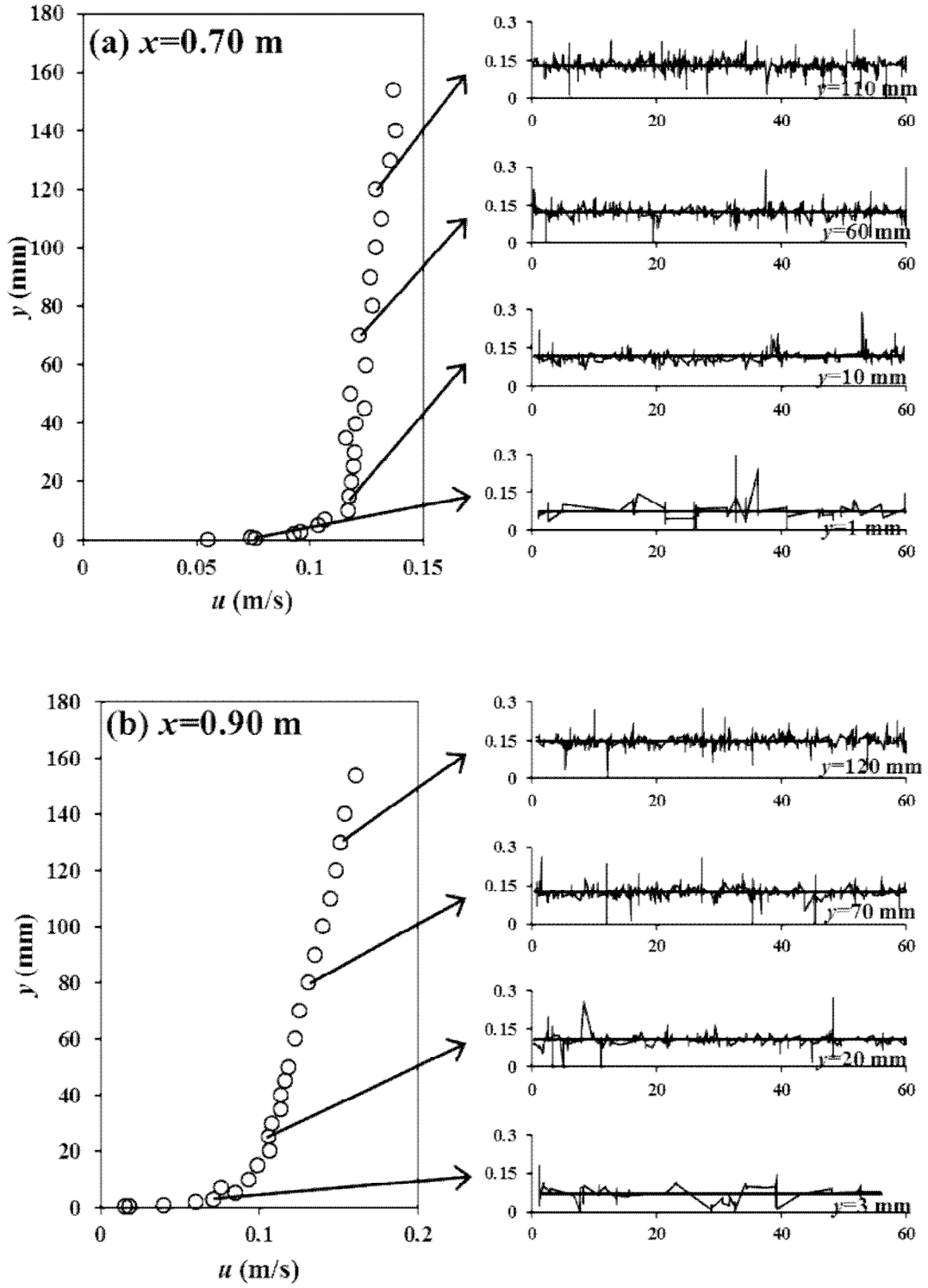
Şekil 7.7. (Devam)



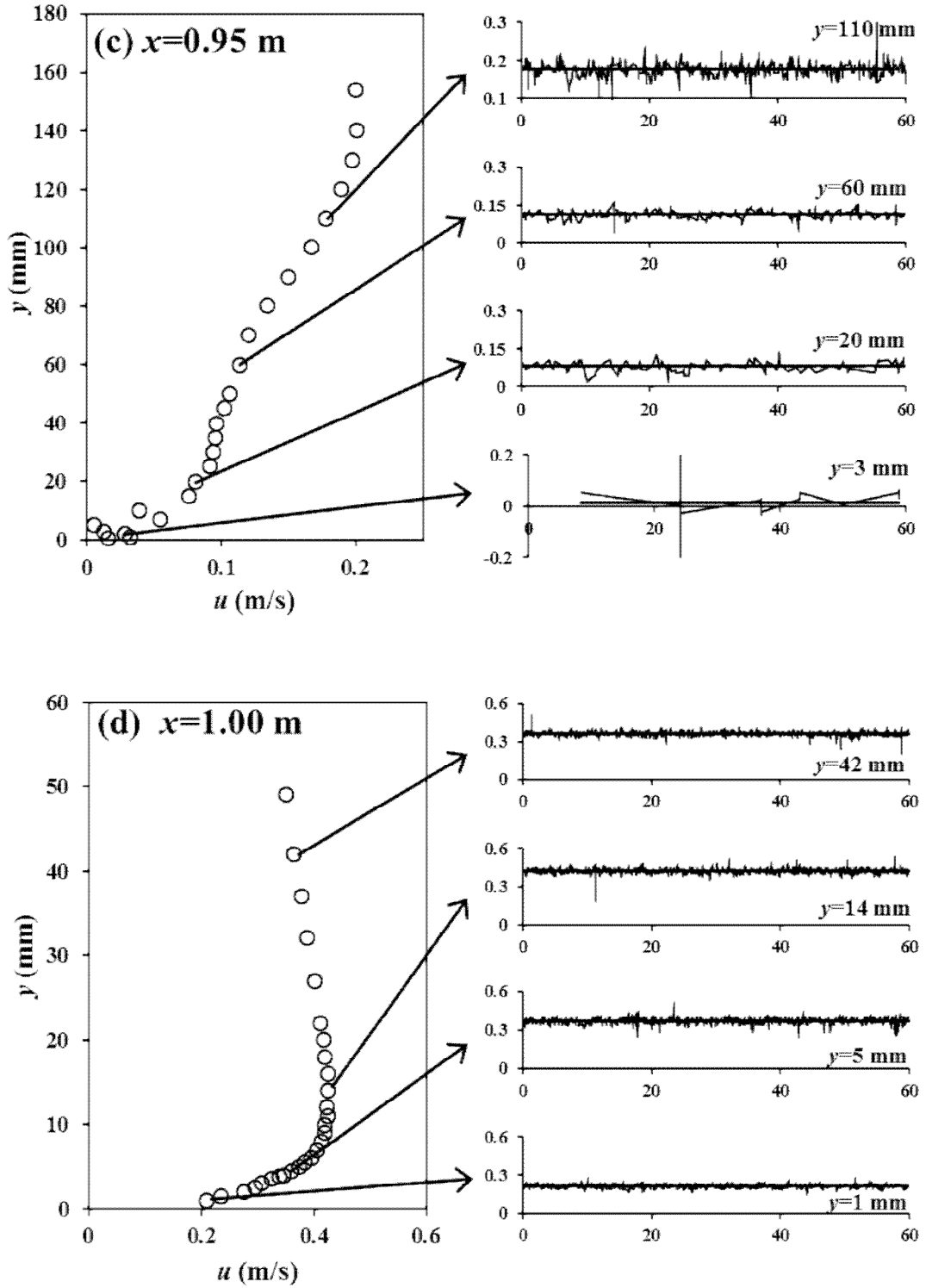
Şekil 7.7. (Devam)



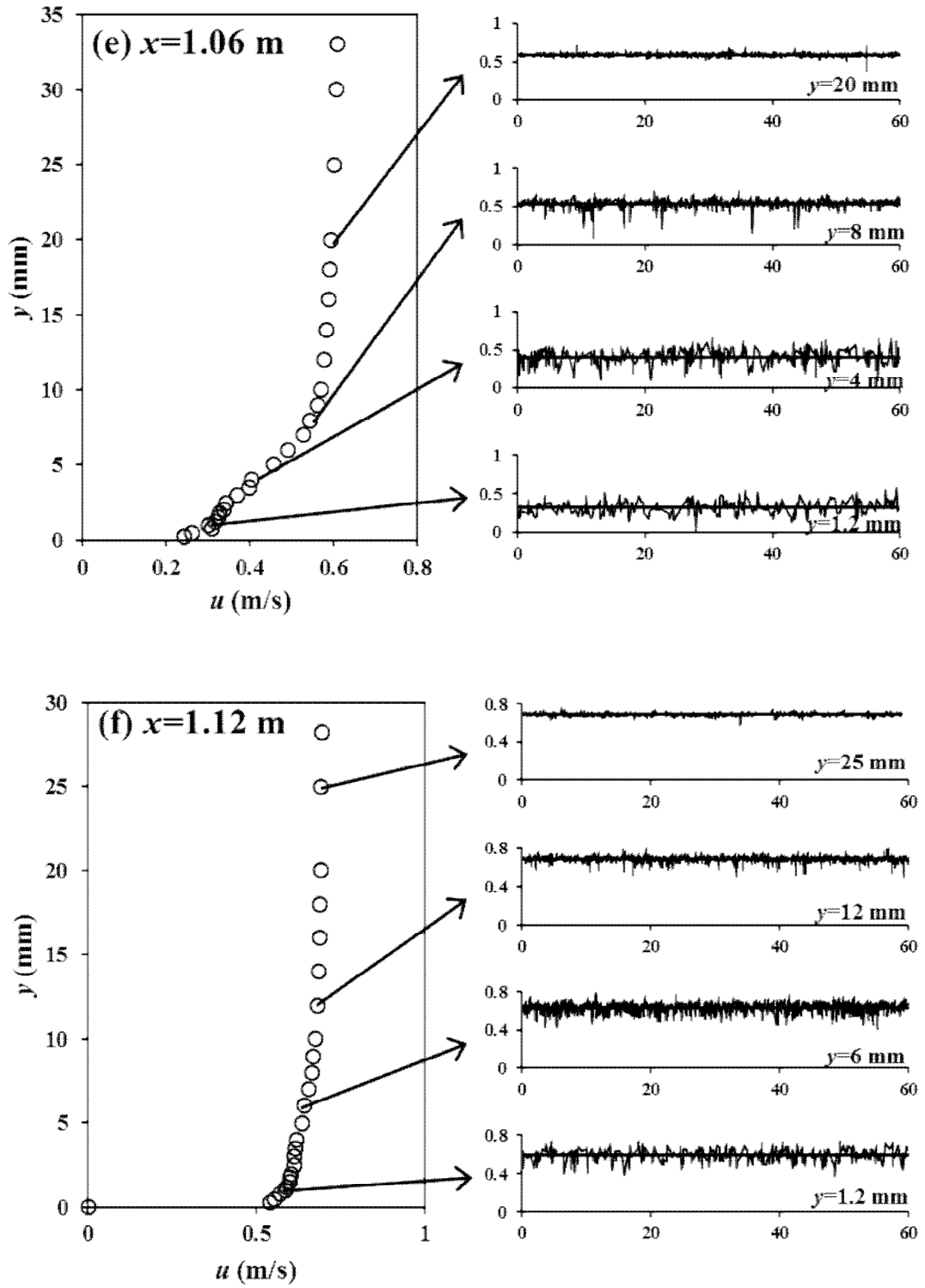
Şekil 7.7. (Devam)



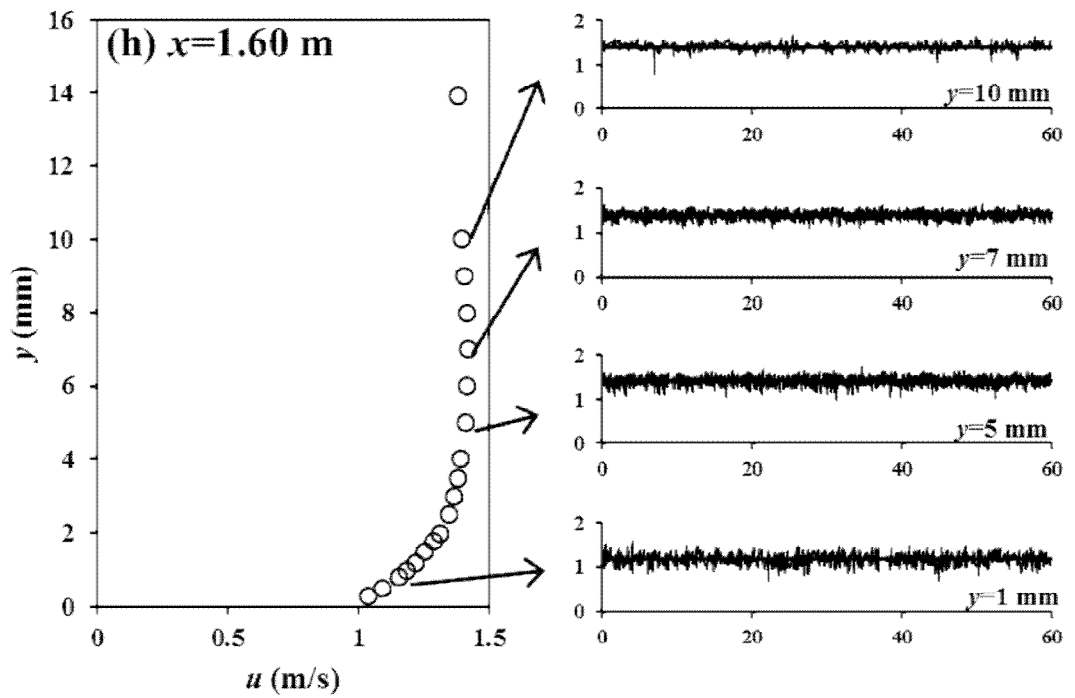
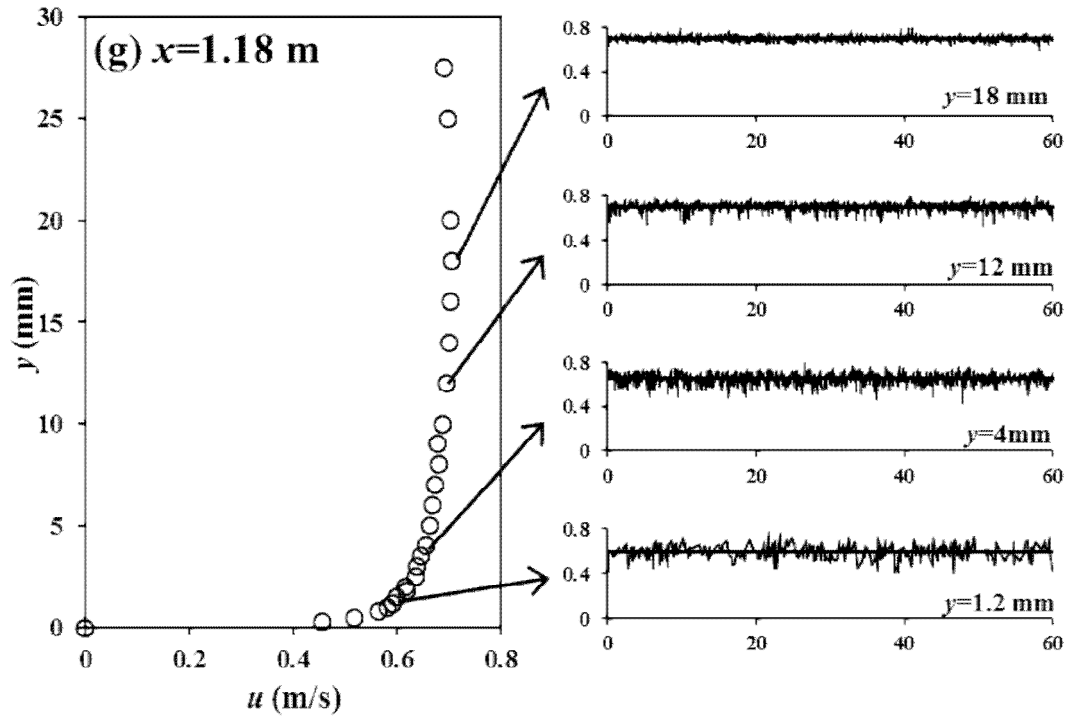
Şekil 7.8. $Re=25900$ için kanalın farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimleri



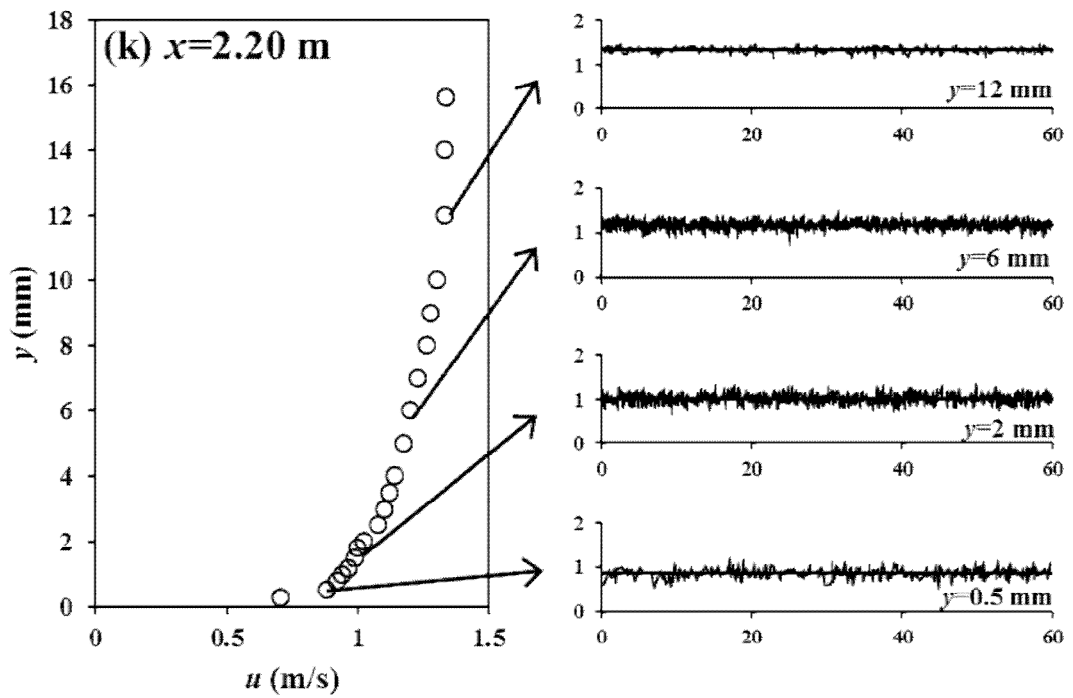
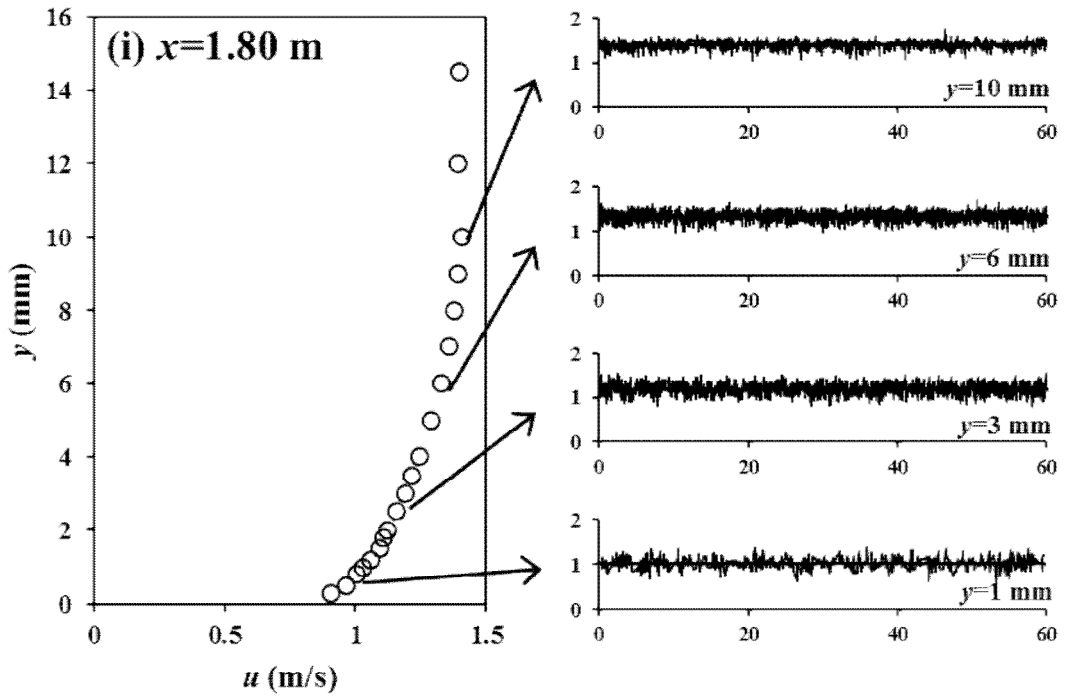
Şekil 7.8. (Devam)



Şekil 7.8. (Devam)



Şekil 7.8. (Devam)



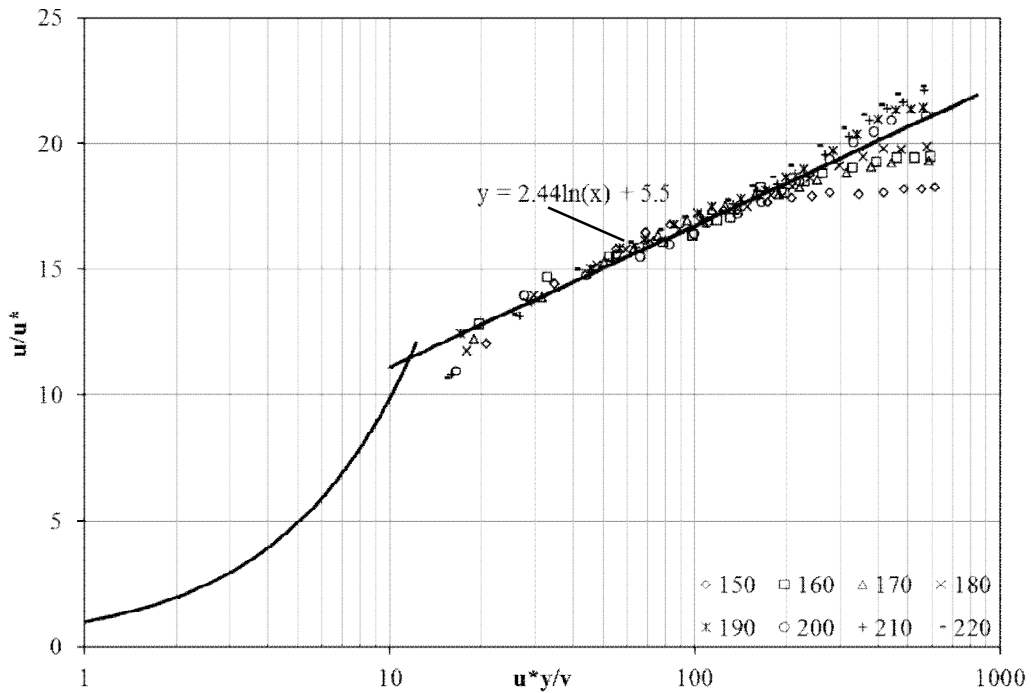
Şekil 7.8. (Devam)

Bu çalışmada, anlık hız değerlerinin kayıt süresi, daha önce de ifade edildiği gibi, 60 s olarak seçilmiştir. Ölçülen hız profillerinden türbülans karakteristikleri ile ilgili olarak aşağıdaki değerlendirmeler yapılabilir:

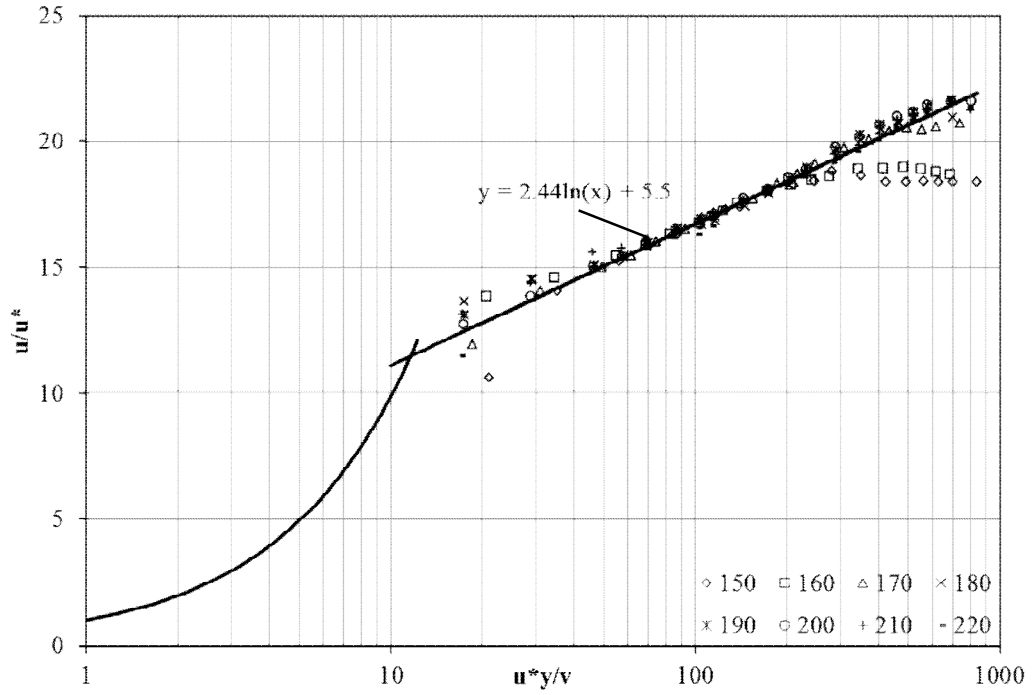
- Anlık hızların zamana bağlı değişimlerindeki genliklerin yüksek olması (hız sapınçlarının büyük olması) türbülans şiddetinin fazla, küçük olması (hız sapınçlarının küçük olması) ise türbülans şiddetinin düşük olduğunu göstermektedir.
- Savak yapısının memba ve mansabındaki anlık hız değişimlerinin zamana bağlı değişimlerindeki genliklerin karşılaştırılmasından, akım hızının yüksek olduğu kritik-üstü bölgede türbülans şiddetinin daha yüksek ve viskoz alt tabakanın daha ince olduğunu; mansap bölgesinde ise bunun tersi durumun söz konusu olduğunu görülmektedir.
- Herhangi bir kesit için anlık hızların derinlik boyunca değişimleri göz önüne alındığında, katı sınıra yakın bölgedeki bir noktada türbülans şiddeti maksimum bir değere ulaşmakta ve su yüzüne doğru ilerledikçe türbülans şiddetinin azalmakta olduğu görülebilmektedir.
- Yine katı sınıra yakın bölgelerde, anlık hızların zamana bağlı değişimlerinden, geçiş bölgesinde kararsız bir durumun yani hem türbülans hem de moleküler viskozitenin etkili olduğu söylenebilir. Su yüzüne doğru ilerledikçe türbülanslı ve kararlı bir bölgeye doğru ilerlenmiş olmaktadır. Ortalama çizgisi üzerindeki salınımsız (hız sapınçlarının görülmediği) bölgeler, moleküler viskozitenin hakim olduğu, yani akımın laminer karakterde olduğu bölgelerdir.
- Anlık hız dağılımlarının zamana bağlı değişimlerinin karşılaştırılmasından, $Re=25900$ 'deki türbülans şiddetleri $Re=18500$ 'dekilere kıyasla daha büyüktür. Bu, kritik-altı rejimden kritik-üstü rejime geçişin söz konusu olduğu savak bölgesini de içine alan akım bölgesinin tümü için geçerlidir.
- Akımda savak öncesinde oluşan ayrılma bölgesinin hız alanlarına yansımaları $x=0.95$ m kesitinde açıkça görülmekte, ancak ayrılma bölgesinin büyüklüğü hakkında bilgi vermede yetersiz kaldığı görülmektedir.

7.5. Logaritmik Hız Dağılımı

Şekil 7.9 ve Şekil 7.10'da sırasıyla $Re=18500$ ve $Re=25900$ için eğrisel geniş başlıklı savak mansabında, $x=1.50, 1.60, 1.70, 1.80, 1.90, 2.00, 2.10$ ve 2.20 m kesitlerinde ölçülen akım hızlarının logaritmik bölgedeki dağılımı gösterilmiştir. Gelişmekte olan akım bölgesi için ölçülmüş deneysel dataların, sınır tabakasının türbülanslı iç bölgesinde, Kırkgöz (1989) tarafından önerilen denklem 4.115'deki logaritmik hız dağılımına uyduğu görülmektedir. Bu durum her iki akım koşulu için de geçerlidir. $u_*y/\nu \leq 10$ olduğu yani lineer hız dağılımının söz konusu olduğu bölgede, LDA ile ölçümler gerçekleştirilemediğinden bu bölge için deneysel dataların dağılımı sunulamamıştır. Hesaplanan u^* kayma hızları Çizelge 7.4' te verilmiştir.



Şekil 7.9. $Re=18500$ için logaritmik duvar kanunu dağılımı



Şekil 7.10. Re=25900 için logaritmik duvar kanunu dağılımı

Çizelge 7.4. Hesaplanan u^* kayma hızları (mm/s)

Kesit	150	160	170	180	190	200	210	220
Re=18500	79.1	74.9	72.2	68.4	64.9	62.8	60.7	58.4
Re=25900	81.0	78.5	74.2	70.5	66.2	65.8	65.2	64.5

Çizelge 7.4'te verilen savak mansabında hesaplanan kayma hızı değerlerinin akım geliştikçe azaldığı ve yüksek Reynolds sayısına sahip akımda oluşan kayma hızlarının, düşük Reynolds sayısına sahip akımdan yüksek çıktığı görülmüştür.

8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Geniş başlıklı savak akımını idare eden temel denklemler, SKE, RNG, RKE, MKW, SST ve RSM türbülans modelleri kullanılarak, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket programı ile çözülmüştür. Serbest su yüzünün profili akışkan hacimleri (VOF) yöntemi ile hesaplanmıştır. İki farklı akım koşulları için hesaplanan akım hızları ve su yüzü profilleri, deneysel bulgularla karşılaştırılmıştır. Deneysel hız alanı, bir boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçülmüştür.

Sayısal çözüm alanındaki ağ yapısının yeterli sıklıkta olup olmadığı, bir başka ifadeyle ağ yapısından bağımsız sayısal çözümler elde etmek amacıyla ele alınan üçlü ağ sisteminde yapılan sıklaştırmanın uygunluğu, Ağ yakınsama indeksi (*Grid convergence index- GCI*) yöntemiyle test edilmiştir. Yapılan analizler sonucunda hesaplanan akım hızlarındaki hataların kabul edilebilir yakınsama değeri olan %2'den küçük olduğu görülmüş ve böylece, hesaplama hassasiyetinin ağ yoğunluğundan bağımsızlaştığı kanaatine varılmıştır.

Ortalama karesel hata (OKH) değerlerine göre, her iki debi koşullarında, sayısal hızların deneysel ölçümlere yakınlığı bağlamında, $Re=18500$ için savak membasında, RNG, RKE, SKE, SST, MKW, RSM, savak üzerinde SST, RSM, RNG, RKE, SKE, MKW, savak mansabında ise RNG, RKE, SKE, SST, RSM, MKV şeklinde bir başarı sıralaması çıkmıştır. $Re=25900$ için ise, savak membasında SST, RKE, RNG, SKE, MKW, RSM, savak üzerinde, SST, RNG, RSM, RKE, SKE, MKW, savak mansabında ise, RNG, RKE, SST, SKE, RSM, MKW şeklinde bir başarı sıralaması yapmak mümkündür.

Her iki durum için de ortaya çıkan akım çizgilerinin topolojisi birbirine benzer olmuşlardır. Savağın hemen membasındaki ayrılma bölgesi, MKW ve RSM dışındaki türbülans modellerinde, boyut ve şekil itibarıyla benzer geometrik özellikler göstermektedirler. Diğer taraftan, ayrılma bölgesi, MKW modelinde normale göre daha büyük, RSM'de ise daha küçük kalmaktadır. Ayrıca SKE ve MKW modelleriyle hesaplanan akım çizgileri topolojilerinde, savak üstünün baş tarafında beklenen sınır tabakası ayrılmasının çok etkisiz kaldıkları görülmüştür.

VOF yöntemi kullanılarak elde edilen hesaplanan su yüzü profilinin sayısal hesaplamalarında kullanılan türbülans modelleri için elde edilen başarı sıralaması, beklendiği gibi, akım hızlarındaki başarı sıralaması ile benzer olmaktadır. $Re=18500$ durumunda en başarılı türbülans modeli RNG iken, $Re=25900$ durumunda SST türbülans modelinin en başarılı model olduğu görülmüştür. Su yüzü profili için hesaplanmış OKH değerleri incelendiğinde, tüm türbülans modellerinin su yüzü profili hesaplamalarında başarılı olduğu söylenebilir.

Anlık hızların derinlik boyunca değişimleri göz önüne alındığında, türbülans şiddetinin maksimum değere katı sınıra yakın bölgedeki bir noktada ulaştığı ve su yüzüne doğru ilerledikçe türbülans şiddetinin azaldığı görülmüştür. Bununla birlikte katı sınıra yakın bölgelerde, hem türbülans hem de viskozite etkilerinin görüldüğü geçiş bölgesi söz konusu iken, su yüzüne doğru ilerledikçe, bunun yerini kararlı ve türbülanslı bir akım yapısı almaktadır. Ayrıca akımın hızı ve debisi arttıkça türbülans şiddeti de artmaktadır.

Savak mansabında gelişmekte olan akım koşulları için ölçülen deneysel dataların, sınır tabakasının türbülanslı iç bölgesinde, duvar kanunu olarak bilinen logaritmik hız dağılımı ile uyumlu olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

- AKÖZ, M., S., KIRKGÖZ, M., S., 2009. ÖNER A., A., Experimental and Numerical Modeling of a Sluice Gate Flow, *Journal of Hydraulic Research*, 47, .167-176.
- ANDERSON, J.D., 1996. *Computational Fluid Dynamics: An Introduction*, Springer, Berlin, Germany.
- ARDIÇLIOĞLU, M., KIRKGÖZ M.S., 1994. Pürüzsüz Açık Kanal Akımında Hız Dağılımının L.D.A. İle İncelenmesi, *Ç.Ü. Müh. Mim Fak. Dergisi*, 9/2.
- ASHGRIZ, N., BARBAT, T., WANG, G., 2004. A Computational Lagrangian-Eulerian Advection Remap for Free Surface Flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 44:1-32
- ASSY, T.M., 2001. Solution for Spillway Flow by Finite Difference Method. *Journal of Hydraulic Research*, 39
- BLAZEK, J., 2001. *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*, Elsevier, Oxford, UK.
- CELIK, I. B., GHIA, U., ROACHE, P. J., FREITAS, C. J., COLEMAN, H., RAAD, P. E., 2008. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 130
- CHANSON, H., VE MONTES, J. S., 1998. Overflow characteristics of circular crested weirs: Effects of inflow conditions. *J. Irrig. Drain Eng.* 124(3), 152 – 162.
- CHATILA, J., TABBARA, M., 2004. Computational modeling of flow over on ogee spillway, *Comput Struct*, 82: 1805-12
- CHEN, Q.; Dai, G.; Liu, H., 2002. Volume of Fluid Model for Turbulence Numerical Simulation of Stepped Spillway Overflow, *Journal of Hydraulic Engineering*, 7. 683-688.
- CHOI, W., KIM, M.H., 2000. Free-Surface Fluid Flow Over Spillway. 4th International Conference Hydro-Science and Engineering, Seoul.

- DAVIDSON, L., 2005. Numerical Methods for Turbulent Flow, MTF071 Lecture Notes, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.
- DURST, F., Melling, A., Whitelaw, J. H., 1981. Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry, Academic Press.
- FALTAS, M.S., HANA, S.N., ABD-EL-MALEK, M.B., 1989. Linearised Solution of a Free Surface Flow Over a Trapezoidal Obstacle. *Acta Mechanica*, 78:219-233.
- FERRARI A., DUMBSER M., TORO E.F., VE ARMANINI A. 2009. A New 3D Parallel SPH Scheme For Free Surface Flows, *Computers & Fluids*, 38(6):1203–1217.
- FERZIGER, J.H. and PERIC, M., 1999. *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer, New York, USA.
- GHODSIAN, M., ASCE, M., 2003. Flow Through Side Sluice Gate. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*.
- 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. J., 1983. *Fluid Mechanics Measurements*, Hemisphere Publishing Cor.
- HAGER, ASCE, M., W. H. ; Schwalt, M. ,1994. Broad Crested Weir, *Journal of Irrigation and Drainage Engineering*, pp, 4385.
- HIRT, C. W. and NICHOLS, B. D., 1981. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. *J. Comput. Phys.*, 39, pp. 201–225.
- HOFFMANN, K.A. and CHIANG, S.T., 2000. *Computational Fluid Dynamics for Engineers Volume 1-2-3*, Engineering Education System Publication, Kansas, USA.
- JONGEN, T. 1998 *Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows*. PhD thesis, EPF Lausanne, Lausanne, Switzerland.
- KIRKGÖZ, M. S. , 1989. Turbulent Velocity Profiles for Smooth and Rough Open Channel Flow, *J. Hydr. Eng.* Vol. 115, No 11.

- KIRKGÖZ, M. S. ve ÖNER, A. A., 2006. Yatay Bir Dairesel Silindir Etrafındaki Akımda Hız Alanının Deneysel ve Teorik İncelenmesi. Ç.Ü. Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Dergisi, 21: 85-98.
- KIRKGÖZ, M. S.; ÖNER, A. A. ve AKÖZ, M. S. (2009). Numerical Modeling of Interaction of a Current With a Circular Cylinder Near a Rigid Bed, *Advances in Engineering Software*, 40, 1191-1199.
- LAUNDER , B. E. 1989. Second-Moment Closure: Present and Future; *Int. J. Heat Fluid Flow*, 10(4), 282-300.
- LIEN, F.S. VE LESCHZINER, M.A. 1994. Assessment of Turbulence-Transport Models Including non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure for Flow Over a Backward-facing Step, *Computers and Fluids*, 23(8), 983-1004.
- MENTER, F.R., 1992a. Influence of Freestream Values on $k-\omega$ Turbulence Model Predictions, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal: Technical Notes*, 30(6), 1657-1659.
- MENTER, F.R., 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, 32(8), 1598-1605.
- MENTER, F.R., 1992b. Performance of Popular Turbulence Models for Attached and Separated Adverse Pressure Gradient Flows, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, 30(8), 2066-2072.
- MENTER, F.R., 1993. Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Report*, AIAA-93-2906, Orlando, Florida, USA.
- MENTER, F.R., 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, 32(8), 1598-1605.
- MONTES, J.S., 1997. Irrotational Flow and Real Fluid Effects under Planar Sluice Gates. *Journal of Hydraulic Engineering*, 219.
- NGUYEN, V.T., NESTMANN, F., 2004. Applications of CFD in hydraulics and river engineering, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, vol. 18(2), pp. 165-174, Germany.

- NİKURADSE, J., 1933. Strömungsgesetze in Rauhen Rohren, Forsch. Geb. Ing. Wes., Heft 361.
- ÖNER A.,A., Kırkgöz, M., S., Aköz, M., S., 2007. Geniş Başlıklı Savak Akımının Deneysel ve Sayısal Yöntemle İncelenmesi, III. Ulusal Su Mühendisliği Sempozyumu, 3-12, İzmir.
- RAMAMURTHY, S . A. ,TİM,U. S. RAO, M. V. J. 1987. Flow Over Sharp – Crested Plate Weirs, Journal of Irrigation and Drainage Engineering, Vol. 113.
- ROACHE, P.J. 1994. Perspective a method for uniform reporting of grid refinement studies. Journal of Fluid Engineering, 116, 405-413.
- ROACHE, P.J. 1997. Quantification of the uncertainty in computational fluid dynamics. Annual Review Fluid Mechanics, 29, 123-160.
- ROACHE, P.J. 1998. Verification of codes and calculations. AIAA J 36(5), 696–702.
- SARKER, M .A., Rhodes, D. ,G., 2004. Calculation of free-surface profile over a rectangular broad-crested weir, Flow measurement and Instrumentation 15 , 215–219
- SHIH T.H., LIOU W.W., SHABBIR A., YANG Z. VE ZHU J. A New k-ε Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation. Computers Fluids.24(3).227–238.1995
- ŞEKER. T. 2006, Kontrol Yapıları Arkasındaki Açık Kanal Akımlarının Sayısal ve Deneysel Analizi. Yüksek Lisans Tezi,Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- ŞİMŞEK, O. 2011, Eğrisel Geniş Başlıklı Savak Üzerinden Geçen Açık Kanal Akımının Deneysel ve Teorik Analizi. Yüksek Lisans Tezi,Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- VERSTEEG, H.K. and MALALASEKERA, W., 1995. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, Longman Group Ltd., Harlow, England.
- WEN, X., INGHAM D.B., WİDODO, B., 1997. The Free Surface Fluid Flow Over a Step of an Arbitrary Shape in a Channel. Engineering Analyses with Boundary Elements 19: 299-308.

- WILCOX, D.C. (1988). "Reassessment Of The Scale-Determining Equation For Advanced Turbulence Models", *AIAA Journal*, 26(11), 1299-1310.
- WILCOX, D.C., 1991. A Half Century Historical Review of the $k-\omega$ Model, American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper, AIAA-1991-615, Reno, Nevada, USA.
- WILCOX, D.C., 1998. "Turbulence Modeling For CFD", *DCW Industries, Inc.*, California.
- WOLFSHTEIN, M., 1969. The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 12:301–318.
- YAKHOT, V. ve ORSZAG, S. A. 1986. Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory, *Journal of Scientific Computing*, 1(1), 3-51.
- YAKHOT, V., ORSZAG, S.A., THANGAM, S., GATSKI, T.B. and SPEZIALE, C.G. 1992. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique, *Physics of Fluids A*, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520.

ÖZGEÇMİŞ

15/03/1984 yılında Kahramanmaraş İlinin Andırın İlçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Hatay'ın Dört Yol ilçesinde, lise öğrenimini ise Kahramanmaraş Süleyman Demirel Fen Lisesi'nde tamamladı. 2002 yılında başladığı Çukurova Üniversitesi, Mühendislik Mimarlık Fakültesi, İnşaat Mühendisliği Bölümü'nden 2009 yılında mezun oldu ve aynı yıl Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Mühendisliği Anabilim dalında yüksek lisans eğitimine başladı. Halen Çukurova Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.