

33765

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ PROGRAMI

PERVANE TIPLI TÜRBÜLATÖRÜN AKIŞA VE ISI GEÇİŞİNE
ETKİLERİNİN SAYISAL VE DENEYSEL İNCELENMESİ

Mak. Yük. Müh. Tülin BALI

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"Doktor"
Ünvanının Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 1.10.1993
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 25.01.1994

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Teoman AYHAN



Jüri Üyesi : Prof.Dr. Nilüfer EĞRİCAN



Jüri Üyesi : Yrd.Doç.Dr. Mehmet Emin ARICI



Enstitü Müdürü : Prof.Dr. Temel Savaşkan



OCAK 1994

TRABZON

Ö N S Ö Z

Bu çalışmada, boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülator arkasındaki akış ve ısı geçişi sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir.

Çalışma konusunu veren ve deneysel olarak ele alınmasını sağlayan hocam sayın Prof.Dr.Hüseyin Ş. ONUR'a, konunun sayısal olarak da araştırılmasını sağlayarak çalışmaya yeni bir yön çizen ve çalışmanın tamamlanmasında büyük destek ve yardımlarını gördüğüm hocam sayın Prof.Dr.Teoman AYHAN'a, teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Çalışma süresince yardımlarını esirgemeyen Yrd.Doç.Dr. Hasan SOFUOĞLU ve Yrd.Doç.Dr.Mehmet E. ARICI' ya, deneysel çalışmalarda yardımlarını gördüğüm Yrd.Doç.Dr.Ertan BAYDAR, Arş.Grv. Cevdet DEMİRTAŞ, Mak.Yük.Müh.Faruk KÖROĞLU, ve K.T.Ü. Makina Bölümü Teknisyenlerine, ayrıca bu çalışmaya maddi destek sağlayan K.T.Ü. Araştırma Fonu yöneticilerine teşekkür ederim.

SEMBOLLER

A	Kontrol hacmi yüzey alanı
C_E, C_W, C_N, C_S	Sonlu fark denklemindeki taşınım katsayıları
D	Çap
D_E, D_W, D_N, D_S	Sonlu fark denklemindeki yayılım katsayıları
E	Simplec yönteminde relaksasyon sabiti
E	Logaritmik duvar kanunu ifadesinde bir sabit
G_k	Türbülans kinetik enerji üretim miktarı
H	Türbülator karakteristik uzunluğu
J	Kontrol hacmi sınırlarındaki momentum akısı
K	Toplam ısı geçiş katsayısı
L	Boru boyu
M_x	Eksenel momentum momenti
M_θ	Çevresel momentum momenti
Nu	Nusselt sayısı
P	Logaritmik sıcaklık dağılımı ifadesinde bir sabit
Pe	Peclet sayısı
Pr	Prandtl sayısı
Q	Geçen ısı
R	Yarıçap
Re	Reynolds sayısı
S_θ	Genel diferansiyel denklemdaki kaynak terim
S_u, S_p	Lineerize edilmiş kaynak terim ifadeleri
T	Sıcaklık
U_{ort}	Ortalama giriş hızı
U	Cidardaki sürtme hızı
V	Kontrol hacmi
W	Boyutsuz çevresel hız
a	Sonlu fark denklemindeki katsayı
c_p	Akışkanın sabit basınçta özgül ısısı
d	Çap
e	Gerilim

f	Filonenko sürtünme faktörü
h	Isı taşınım katsayısı
k	Türbülans kinetik enerjisi
k_u, k_w	Kızgın tel parametreleri
l	Uzunluk skalası
m	Dönme sayısı
\dot{m}	Kütlesel debi
\dot{m}_{net}	Süreklilik hatası
p	Basınç
q	Debi
r	Radyal koordinat
r_a, r_b	Kaynak ve kuyu yarıçapları
u	Eksenel yöndeki hız bileşeni
v	Radyal yöndeki hız bileşeni
x	Eksenel koordinat
y	Cidardan boyutsuz uzaklık
w	Çevresel yöndeki hız bileşeni
α	Simple yöntemindeki relaksasyon faktörü
Γ_θ	Yayınım katsayısı
$\Delta x, \Delta r$	Momentum hücresi boyutları
$\delta x, \delta r$	Genel değişken hücresi boyutları
ϵ	Türbülans kinetik enerjisi yutulma miktarı
θ	Çevresel koordinat
α	Von-Karman sabiti
μ	Dinamik viskozite
μ_l, μ_t	Laminer ve türbülanslı viskozite
ν	Kinematik viskozite
ρ	Yoğunluk
$\sigma_{h,l}$	Laminer akışta Prandtl sayısı
$\sigma_{h,t}$	Türbülanslı akışta Prandtl sayısı
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	Türbülanslı Schmidt sayıları
τ_w	Cidar kayma gerilmesi

Indisler

P, E, W, N, S	Ağ düğüm noktaları
a	Akışkan
c	Cidar

cell	Hücre ortalama
cm	cidar ortalama
d	Deneysel
e,w,n,s	Kontrol hacmi yüzeyleri
h	Hava
hç	Hava çıkış
hg	Hava giriş
hm	Hava ortalama
m	Ortalama
max	Maksimum
s	Su
sç	Su çıkış
sg	Su giriş
x	Yerel

Üsler

n	Kalibrasyon
*	Tahmini
+	Boyutsuz
,	Çalkantı
-	Ortalama
'	Doğrultman

Kısaltmalar

P.T.T.	Pervane tipli türbülator
T.D.1.K.	Termodinamiğin Birinci Kanunu

İÇİNDEKİLER

ÖZET	viii
SUMMARY	ix
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2	
LİTERATÜR ARAŞTIRMASI	3
BÖLÜM 3	
LAMİNER VE TÜRBÜLANSLI DÖNMELİ AKIŞ	9
3.1 Giriş.....	9
3.2 Laminer ve Türbülanslı Dönmeli Akış Denklemlerinin Genel İfadesi.....	9
3.3 Türbülans Modelleme.....	10
3.3.1 k- ϵ Türbülans Modeli.....	12
3.4 Duvar Fonksiyonları.....	14
BÖLÜM 4	
SAYISAL ÇÖZÜM YÖNTEMİ	16
4.1 Giriş.....	16
4.2 Kontrol Hacim Yöntemi.....	17
4.2.1 Ağ Düzeni.....	17
4.2.2 Diskritizasyon Eşitliği.....	18
4.2.3 Taşınım ve Yayınım Terimlerinin Interpolasyonu.....	21
4.2.4 Simplec Sayısal Çözüm Yöntemi.....	24
4.3 Bilgisayar Programı.....	27
BÖLÜM 5	
DENEY DÜZENEKLERİ	30
5.1 Isı Geçiş Deney Düzeneği.....	30
5.2 Hız Ölçüm Düzeneği.....	35
5.3 Akış Gözleme Deney Düzeneği.....	37

BÖLÜM 6

DENEYSEL HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	42
6.1 Isı Taşınım Deneylerinde Hesaplama Yöntemi....	42
6.2 Dönme Sayısı Kavramı.....	47

BÖLÜM 7

BULGULAR VE IRDELEME	49
7.1 Bilgisayar Programının Çeşitli Problemlere Uygulanması.....	49
7.1.1 Katı Cisim Dönmesi ve Laminer Kaynak-Kuyu Akışı.....	49
7.1.2 Türbülanslı Boru Akışı.....	54
7.1.3 Relaksasyon Faktörünün Problemlerin Çözümüne Etkileri.....	61
7.2 Bükülmüş Tip Türbülatorle Oluşturulan Azalan Dönmeli Akış.....	62
7.3 Boru Girişine Yerleştirilen Pervane Tipli Türbülator Arkasındaki Akış.....	67
7.4 Boru Girişine Yerleştirilen Pervane Tipli Türbülatorün Isı Taşınımı ve Basınç Kaybına Etkileri.....	82
7.5 Boru İçine Yerleştirilen Pervane Tipli Türbülatorün Isı Taşınımı ve Basınç Kaybına Etkileri.....	86

BÖLÜM 8

SONUÇLAR VE ÖNERİLER	92
8.1 Sonuçlar.....	92
8.2 Öneriler.....	95
KAYNAKLAR	96
EKLER	99
ÖZGEÇMİŞ	109

ÖZET

Bu çalışmada geliştirilen pervane tipli bir türbülatorün akışa ve ısı geçişine etkileri sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Sayısal çalışmada; zamandan bağımsız, eksenel simetrik, sıkıştırılmaz dönmeli laminer ve türbülanslı akışlar için Navier-Stokes ve enerji denklemleri çözdürülmüştür. Kontrol hacmi metodu yaklaşımıyla sonlu-fark denklemleri elde edilmiş ve bu denklemler hazırlanan bir bilgisayar programı yardımıyla, SIMPLEC sayısal çözüm yöntemi kullanılarak iteratif olarak çözülmüştür. İlk aşamada laminer katı cisim dönmesi ve kaynak-kuyu akışları incelenmiştir. Daha sonra k-ε türbülans modeli kullanılarak program geliştirilmiş ve türbülanslı boru akışı, boru akışında ısı geçişi problemlerine uygulanmıştır.

Pervane tipli türbülator arkasındaki akış alanı deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Akış gözleme ve hız dağılımı ölçüm deney düzenekleri kurulmuştur. İlk olarak laminer akışta akış gözleme deneyleri yapılmış, eksenel simetrik dönme azalması ve türbülator arkasındaki akış gözlenmiştir. Pervane tipli türbülator arkasındaki eksenel ve çevresel hız dağılımları kızgın telli anemometre kullanılarak ölçülmüştür. Boru girişinde ($x=0$) ölçülen eksenel ve çevresel hız dağılımları, sayısal çözüm için giriş sınır şartı olarak kullanılmıştır. Boru boyunca ölçülen ve sayısal olarak hesaplanan hız dağılımları karşılaştırılmış, dönme sayısı ile Reynolds sayısı arasındaki ilişki araştırılmış, akış hızının ve yönünün boru boyunca değişimi incelenmiştir.

Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülatorün ısı geçişine ve basınç kaybına etkilerini incelemek amacıyla ısı geçiş deney düzenegi kurulmuştur. Çeşitli Reynolds sayılarında yapılan deneylerde ortalama ve yerel ısı geçişi incelenmiş ve dönme etkilerinin sürdüğü uzaklık araştırılmıştır. Ayrıca türbülator, boru başlangıcından $x=197.8\text{mm}$ uzakta yerleştirilerek, ısı geçişi ve basınç kaybı açısından her iki yerleştirme konumu karşılaştırılmıştır.

SUMMARY

In this study, a propeller type of turbulators has been developed and its effects on fluid flow and heat transfer numerically and experimentally have been investigated. In numerical study, for steady-state, axsymmetrical, incompressible laminar and turbulent swirl flows, the Navier-Stokes and energy equations were solved. The finite-difference equations were obtained by employing the control volume approach. A computer program, which uses the SIMPLEC solution algorithm, to solve these equations has been developed. The first, laminar solid body rotation and source-sink flows were investigated. Later, the computer program was improved to take into account $k-\epsilon$ turbulent model and employed turbulent pipe flow field, and heat transfer for turbulent flow problems.

Flow field behind the turbulator was experimentally and numerically investigated. Flow visualization and flow field measurement apparatus were set up. Flow visualization for laminar flow, axsymmetrical decaying swirl flow and flow behind the turbulator were performed. Axial and circumferential velocity distribution behind the turbulator were measured by using hot-wire anemometer. Measured axial and circumferential velocity distribution at the pipe inlet ($x=0$) were taken as boundary conditions for the numerical study. Experimental and numerical velocity distribution along the pipe were compared, relations between swirl number and Reynolds number were searched, variation of fluid velocity and its direction along the pipe were investigated.

Experimental apparatus was also set up to investigate the effect of the turbulators on heat transfer and pressure loss. The experiments were made for different Reynolds numbers. The mean and the local heat transfer, and the variation of the swirl effect along the pipe were investigated. Additionally, the turbulator was placed at $x=197.8\text{mm}$ and heat transfer and pressure loss experiments were performed. The results of two cases were compared.

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Isı geçişindeki iyileşme; verilen bir ısı yükü için, ısı değiştirgeci hacminin azaltılması, düşük pompalama gücü, sıcak ve soğuk akışkanlar arasında düşük sıcaklık farklarının elde edilmesi sebeplerinden dolayı istenir. Bu amaçla bir çok iyileştirme tekniği geliştirilmiştir. Bergles [1] tarafından verilen bir sınıflandırmaya göre iki esas iyileştirme tekniği vardır. Bunlar aktif (dış kuvvetlere ihtiyaç gösteren) ve pasif (dış kuvvetlere ihtiyaç göstermeyen) tekniklerdir. Aktif tekniklerin büyük bölümü yüzey titreşimi, akışkan titreşimi, elektrostatik alanlar, enjeksiyon, emme ve mekanik yardımcılar (örneğin; karıştırıcı, yüzey çizgileri vb.) gibi gruplardır. Pasif teknik tipleri ise dönmeli akışlar, genişletilmiş yüzeyler, pürüzlü yüzeyler, yeri değiştirilebilen türbülantörler gibi gruplardır. Değişik ısı geçişi iyileştirme teknikleri ısı geçiş katsayısını artırdıkları gibi sürtünme faktörünü de artırırılar. Bu yüzden iyileştirme uygulandığında aynı kütleli debiyi elde etmek için pompalama gücü artırılmalıdır.

Isı eşanjörleri, ısıtma ve hava soğutma sistemleri, türbin kanatlarının soğutulması gibi birçok alanda karşılaşılan dönmeli akışlar; yüksek türbülans, dönme ve karışma etkileri içerdiğinden ısı geçişini artırmaktadır. Dönmeli akışlar aynı zamanda sarımlı teller, spiral kanatçıklar, bükülmüş şeritler, pervaneler gibi cisimlerin akış ortamına yerleştirilmesiyle yapay olarak da oluşturulmaktadır. Bunlardan bükülmüş şeritler çeşitli işletmelerde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Dönmeli akış problemlerinin sayısal çözümlerinin yapılabilmesi kullanılan bilgisayarların bellek kapasiteleri ile

yakından ilgilidir. Günümüzde geliştirilen yüksek bellek kapasiteli bilgisayarlar yardımıyla artık, üç boyutlu akışkanlar mekaniği ve ısı geçişi problemlerinin sayısal çözümü yapılabilmektedir. Sayısal çalışmalarda, özellikle türbülanslı akışların çözümünde kullanılan matematiksel modeller deneysel çalışmalara büyük ölçüde bağlıdırlar. Problemin fiziğinin ortaya konabilmesi incelenen akış türü için büyük önem taşımaktadır. Bu açıdan ele alınan problemlerin deneysel olarak da incelenmesi gereklidir. Son yıllarda ölçme tekniklerinin gelişmesiyle akış alanında hız, basınç ve sıcaklık ölçmeleri hassas bir şekilde yapılabilmektedir. Ayrıca akış gözleme deneylerinin yapılması da akış alanının incelenmesinde önem taşımaktadır.

Bu çalışmada boru girişine yerleştirilen pervane tipli bir türbülátörle akışkana dönme verilerek pasif teknikle ısı geçişini artırmak amaçlanmıştır. İçinden sıcak hava geçen ve su ile soğutulan bir boru girişine pervane tipli türbülátör yerleştirilerek akış ve ısı geçişi, sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Dönmeli akışlar, sönmülenen ve sönmülenmeyen dönmeli akışlar olmak üzere iki grupta incelenmektedir [2]. Geliştirilen pervane tipli türbülátör, sönmülenen dönmeli akışa benzer bir akış üretmektedir. Düz bakır levhadan altı kanatlı olarak imal edilen ve kanatlarına 45° lik açı verilen pervane tipli türbülátörün çıkış hız profili, türbülátör arkasında yapılan hız ölçmeleri yardımıyla belirlenebilmektedir. Sayısal çalışmada da boruya giriş hız alanını tanımlamada bu ölçmelerden yararlanılmıştır. Sıkıştırılmaz, zamandan bağımsız, aksenel simetrik laminer ve türbülanslı dönmeli akışlar için Navier-Stokes denklemleri çözümlenerek akış alanı belirlenmiştir. Deneysel olarak hazırlanan üç ayrı düzenekte ise hız ölçümleri, ısı geçişi, basınç kaybı ve akış gözleme deneyleri yapılmıştır.

BÖLÜM 2

LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Boru içinde dönmeli akışta ısı geçişi konusunda yapılan çalışmalar çok yönlü olarak ele alınmasına rağmen geliştirilmiş olmaktan uzaktır. Konu ile ilgili ilk çalışmalar genellikle ısı geçişi ve sürtünme karakteristiklerinin elde edilmesiyle ilgilidir. Daha sonra ölçme tekniklerinin ve bilgisayarların gelişmesine bağlı olarak akış alanında, hız ölçümleri ve hesaplamaları ile ilgili çalışmalar yapılmıştır. Literatürdeki dönmeli boru akışları, sönmelenmeyen akış (non-decaying flow); örneğin, boru boyunca yerleştirilen türbülötörlerle oluşturulan akış; sönmelenen akış (decaying flow); örneğin, boru girişine yerleştirilen bir türbülötörle oluşturulan akış, şeklinde iki sınıfta incelenmektedir [2]. Bu sınıflandırmaya göre ele alınan çalışma konusu sönmelenen dönmeli akış kapsamına girmektedir.

Literatürde tanımlanan dönmeli akışlar; sarımlı teller, spiral kanatçıklar, bükülmüş şeritler, pervaneler gibi cisimlerin akış ortamına yerleştirilmesiyle oluşturulmaktadır. Smithberg ve Landis [3], boru içine yerleştirilen bükülmüş tip türbülötör için tam gelişmiş türbülanslı akışta ısı geçiş karakteristiklerini, sürtünme kayıplarını ve hız dağılımlarını deneysel ve analitik olarak incelemişlerdir. Isı geçiş deneyleri, ısıtma durumunda hava ve su için, Reynolds sayısının $2000+100000$ değerleri arasında yapılmış ve ısı geçişindeki artış %20 olarak gerçekleşmiştir. Sürtünme kayıpları ise izotermal akış durumunda hesaplanmış ve sürtünme kayıplarının vorteks-karışma etkilerini de içeren aksenal ve çevresel sınır tabaka akışlarının birleşik etkilerinden meydana geldiği açıklanmıştır. Thorsen ve Landis [4] yine bükülmüş tip türbülötör içeren boruda, türbülanslı dönmeli akışta, ısı

geçiş ve sürtünme karakteristiklerini deneysel ve analitik olarak incelemişlerdir. Deneyler hava için ısıtma ve soğutma koşullarında yapılmış, ısı geçişi ve sürtünme kayıpları için bağıntılar verilmiştir. Lopina ve Bergles [5] içinden su geçen bir boru boyunca bükülmüş tip türbülator yerleştirerek ısıtma ve soğutma durumları için deneyler yapmışlar ve dönmeli akışta ısı geçiş katsayısının hesaplanması için bir metod geliştirmişlerdir. Bu araştırmada boş boru ve dönmeli boru akışı için, sabit pompalama gücünde elde edilen ısı geçiş ve sürtünme kaybı sonuçları karşılaştırılmış ve dönmeli akışta ısı geçişinin en az %20 arttığı gösterilmiştir.

Boru boyunca yerleştirilen bükülmüş tip bir türbülatorle oluşturulan dönmeli akış, sayısal olarak Date [6] tarafından incelenmiştir. İki boyutlu, eliptik momentum ve enerji eşitlikleri, ısı geçiş ve sürtünme karakteristiklerini bulmak amacıyla sayısal olarak çözülmüştür. Laminer akışta akış karakteristiklerine Reynolds sayısı, bükülme oranı ve kanat parametresinin " $c_{fin} = k_m \delta / k_f D$ " etkileri izah edilmiştir. Burada; k_m , türbülatorün ısı iletim katsayısı, k_f , akışkanın ısı iletim katsayısı, δ , türbülator kalınlığıdır. Türbülanslı akış karakteristiklerini incelemek amacıyla türbülans viskozitesi, türbülans kinetik enerji ve enerji dağılım oranı diferansiyel eşitliklerinin çözümü yapılmıştır. Ancak Date; bu yaklaşımın, doğru niceliklerin bulunması için yetersiz olduğunu ve deney yapılması gerektiğini belirtmektedir.

Kreith ve Sonju [7]'nin çalışması tam gelişmiş türbülanslı akışta dönme azalmasının teorik ve deneysel incelenmesini içerdiğinden oldukça önem taşımaktadır. Bu çalışmada boru içine yerleştirilen bükülmüş tip türbülatorün arkasındaki dönme azalması incelenmiştir. Navier-Stokes eşitliklerinden bazı basitleştirmelerle elde edilen dönme eşitliğinin çözümü yapılmıştır. Reynolds sayısının 10000+100000 değerleri arasında yapılan çalışmalarda; türbülanslı dönme azalması, başlangıçtan 50D uzaklıkta başlangıç dönmesinin %10+20'si olarak gözlenmiştir. Hesaplanan teorik dönme hızının 20D mesafeye kadar deneysel ölçümlerle oldukça uyumlu olduğu bulunmuştur. Azalan dönmenin incelenmesinde bu çalışmadan önemli ölçüde faydalanılmıştır.

Algifri ve Bhardwaj [8]; deney bölgesinin girişinde yeralan kısa bükülmüş türbülatoörler tarafından üretilen azalan dönmeli türbülanslı akışta, ısı geçiş karakteristiklerini sayısal olarak incelemişlerdir. Boyut analizi yardımıyla Navier-Stokes eşitliklerinden çıkarılan dönme eşitliğinin çözümünü gerçekleştirmişler ve ısıtma durumunda azalan dönmeli akış için ifadeler elde etmişlerdir. Bulunan ifadeler literatürde verilen deneysel sonuçlarla iyi bir uyum içinde olup ortalama %5±15 civarında sapmalar görülmüştür. Ayrıca ısı geçişindeki artış da %80 olarak gerçekleşmiştir. Yine Algifri ve arkadaşları [9], sabit ısı akısı altında ısıtılan bir boru boyunca, hava için azalan dönmeli akışta ısı geçiş katsayılarını belirlemişlerdir. Dönmeli akış radyal pervane kanat kademeleri tarafından oluşturulmuştur. Bu pervane kanat kademeleri, değişik dönme yoğunlukları üretmek için ayarlanabilir şekilde yapılmışlardır.

Radyal kanatlı bir türbülatoör tarafından oluşturulan azalan dönmeli akış üzerine bir deneysel çalışma da Zaherzadeh ve Jagadish [10] tarafından yapılmıştır. Çalışmada, türbülatoör genişliğinin, çapının ve kanat sayısının ortalama Nusselt sayısına etkileri araştırılmıştır. Sabit cidar sıcaklığı koşulu altında, Reynolds sayısının 20000±100000 değerleri arasında deneyler yapılmış ve ısı geçişinde en fazla %80 artış gözlenmiştir. Radyal kanatlı türbülatoörün çap, genişlik, kanat sayısı gibi tüm geometrik özellikleri karakterize edilmiş ve ısı geçişine en büyük etkiyi kanat genişliği parametresinin yaptığı ortaya çıkarılmıştır.

Değişik pürüzlülükteki uzun borularda dönmeli akış deneysel olarak Senoo ve Nagata [11] tarafından incelenmiştir. Dönmeli akış, deney bölgesi girişinin dış kısmına yerleştirilen dairesel kanat kademeleriyle oluşturulmuştur. Bu çalışmada borunun birçok kesitinde hız dağılımları ölçülerek, dönme azalmasıyla basınç dağılımı ve cidar sürtünme katsayısı arasındaki ilişkiler incelenmiştir. Aynı zamanda uzun bir borudaki dönmeli akışın davranışı, dönme yoğunluğu olarak ifade edilen bir parametre yardımıyla izah edilmiştir. Bu parametrenin ve boru boyunca cidar basıncının değişimi değişik pürüzlülükteki üç ayrı boru için incelenmiş ve de

yarı amprik eşitlikler elde edilmiştir. Böylece, eğer giriş koşulları ve borunun pürüzlülüğü belli ise herhangi bir kesitte bu eşitlikler kullanılarak hız dağılımı ve cidar basıncı belirlenebilmektedir. Ayrıca; giriş bölgesindeki dönme hariç, borunun diğer kısımlarında çevresel hız bileşeninin cidara yakın yarıçapla ($r/R=0.85$ 'teki radyal koordinat) orantılı olduğu, aksenal hız bileşeninin ise merkezde minimum olduğu ve radyal dağılımının aksenal akıştaki bir cismin arkasında oluşan dalgalı hız profiline benzediği belirtilmektedir. Azalan dönmenin incelenmesinde bu çalışmadan da yararlanılmıştır.

Migay ve Golubev [12], azalan dönmeli akışta sürtünme ve ısı geçiş karakteristiklerini hesaplamışlardır. Girişteki çevresel hız dağılımı zorlanmış vorteks akışı koşuluna uymaktadır ($V/V_m = R/R_0$). Bu koşul bükülmüş tip türbülatorler ve benzer dönme cihazları için geçerlidir. Çalışmadan elde edilen sonuçlara göre, ısı geçiş ve sürtünme katsayıları $x/D=20$ 'de hızlıca azalmakta, sonra yavaş değişmektedir. Cidar pürüzlülüğünün dönme azalması oranını artırdığı ve dönmeli akıştaki sürtünmenin ısı geçiş oranına göre daha fazla arttığı belirtilmektedir.

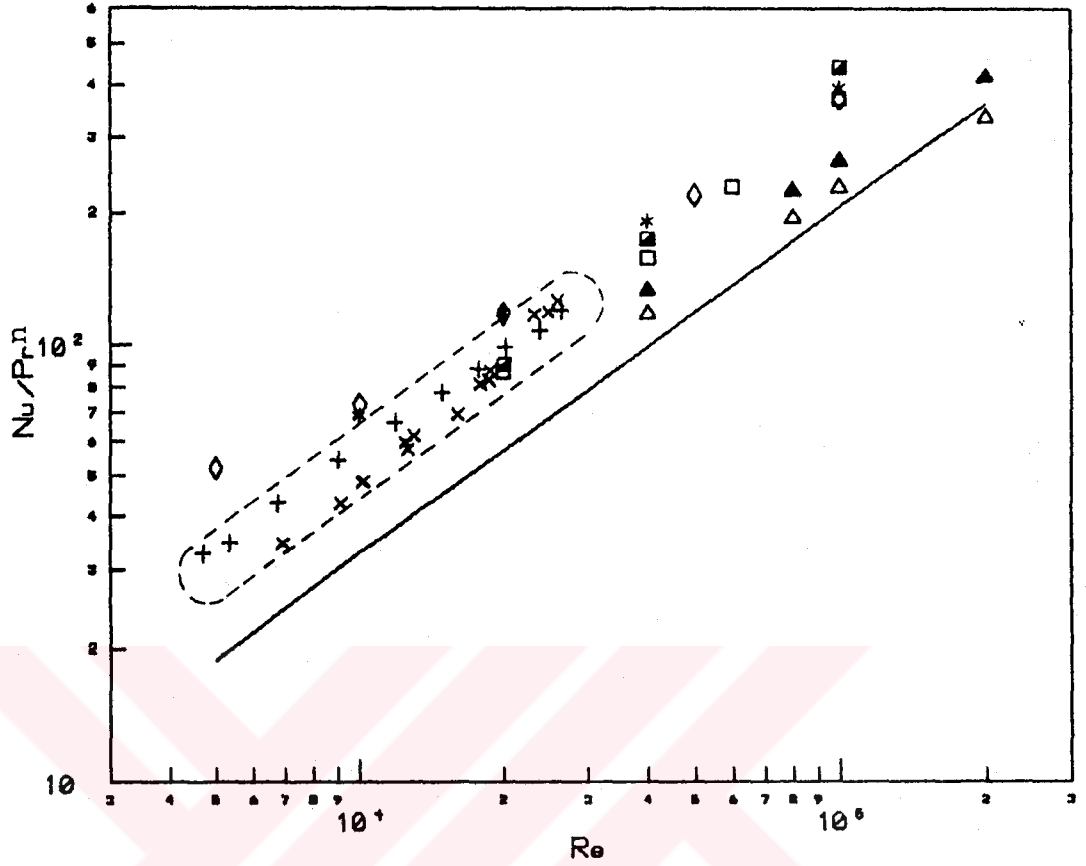
Azalan vorteks akışında ısı geçişi ile ilgili bir çalışma Blum ve Oliver [13] tarafından yapılmıştır. Araştırmacılar vorteks akışını, girişte dört kare kanalla boru içine akışkanı enjekte ederek elde etmişlerdir. Deney akışkanları olarak hava ve karbondioksit kullanılmıştır. Elektrikle ısıtılan sabit ısı akısı altındaki bir boru içinde, akışkan için sıcaklık artışının lineer olduğu farzedilerek yerel ısı geçiş katsayıları elde edilmiştir. Akış alanı ise ayrı bir deneyde incelenmiştir. Boru girişinde vorteks akışının ısı geçişini 2.5 kat artırdığı bulunmuştur.

Narezhnyy ve Sudarev [14], boru içinden geçen havaya boru girişinde yer alan helisel bükülmüş türbülatorlerle dönme vererek yerel ısı geçişini incelemişlerdir. Türbülatorler 50mm uzunlukta olup $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ ve 70° çıkış açılı olarak imal edilmişler ve deney borusu girişinden 20mm uzaklıkta yerleştirilmişlerdir. Bu çalışmada ısı geçişi, dönme açısı ve boru uzunluğu arasındaki ilişki incelenmiş ve dizayn formülleri tavsiye edilmiştir.

Sparrow ve Chaboki [2] azalan aksenel simetrik dönmenin olduğu bir boruda, türbülanslı hava akışı için ısı geçiş ve akış karakteristiklerini incelemiştirlerdir. Hava, bir dönme çemberi etrafındaki teğetsel kanatlardan geçerek dönme kazanmaktadır. Reynolds sayısının $9000+43500$ değerleri arasında yapılan deneylerde yerel Nusselt sayıları, yerel dönme açıları ve sürtünme faktörü değerleri belirlenmiştir. Ayrıca akış tipi hakkında araştırma yapmak ve dönmenin aksenel simetrikliğini saptamak için akış gözleme deneyleri yapılmış; dönme açısının boru boyunca exponansiyel olarak azaldığı bulunmuştur. Araştırmada yerel dönme dayanıklılığını karakterize etmek için yeni bir yaklaşım kullanılmıştır. Bu yaklaşımın esası boru cidarındaki bir akışkan damlacığının izinin gözlenmesidir. Damlacığın hareketinin başlangıç noktasından itibaren cidar boyunca yönü aksenel ve çevresel cidar kayma gerilmelerinin gerçek büyüklüklerini göstermektedir.

Hay ve West [15], değişik giriş açıları ve kısa genişlikteki kanallarla dairesel bir boruya çevresel olarak verilen hava akışını incelemiştirler ve ısıtma durumunda ısı geçiş sonuçlarını elde etmişlerdir. Yerel ısı geçiş katsayısı dönmeli akışın simetrikliğine bağlı olarak genellikle boru eksenini boyunca azalmaktadır. Çalışmada, aksenel akıştaki ortalama Nusselt sayısı ile dönmeli akıştaki ortalama Nusselt sayısı arasında dönme sayısına bağlı bir ifade verilmektedir. Ancak yüksek Reynolds sayılarında dönmeli akışın simetrisini kaybettiği, aynı zamanda yüksek türbülans yoğunluğu yüzünden ölçümlerin hassasiyetinin azaldığı belirtilmektedir. Yüksek Reynolds sayılarında \pm %40'a varan hatalarla sağlanan ölçümlerden elde edilen sonuçlarda büyük sapmalar görüldüğü açıklanmaktadır.

Literatür sonuçları en genel halde şekil-2.1 de verilmiş olup ele alınan çalışmanın kapsadığı bölge belirtilmiştir. Literatürde verilen sonuçların ortak bir ifade ile karşılaştırılmasının zor olması nedeniyle, referans bağıntı Dittus-Boelter [30] olarak seçilmiştir.



Şekil-2.1: Literatürde verilen sonuçlarla bu çalışma sonuçlarının karşılaştırılması

- ◇ : Smithberg-Landis (H/D=8.5)
- * : Thorsen-Landis (H/D=3.15, soğutma)
- ▲ : Algifri-Bhardwaj-Rao (m=0.52)
- △ : Algifri-Bhardwaj-Rao (m=0.3)
- : Zaherzadeh-Jagadish (Kanat sayısı, N=8)
- ▣ : Zaherzadeh-Jagadish (Kanat genişliği, D/2)
- x : Bu çalışma (P.T.T.boru girişinde, soğutma)
- + : Bu çalışma (P.T.T. x=197.8mm de, soğutma)
- : Dittus-Boelter, $Nu=0.023Re^{0.8}Pr^n$ [30]
- n : Soğutma durumu için 0.3,
ısıtma durumu için 0.4

P.T.T. : Pervane tipli türbülator

BÖLÜM 3

LAMİNER VE TÜRBÜLANSLI DÖNMELİ AKIŞ

3.1. Giriş

Akışkanların hareketlerini en genel durumda Navier-Stokes denklemleri tanımlamaktadır. Bu denklemler esas olarak, birim kütle için Newton' un ikinci hareket kanununu ifade ederler ($F=ma$; momentumdaki değişim miktarı uygulanan dış kuvvete eşittir). Sıkıştırılamaz laminer veya türbülanslı akışlar ile ilgili problemlerin çözümünde; Navier-Stokes denklemleri ile birlikte süreklilik denklemi, ayrıca türbülanslı akış için bu denklemlerin yanında kinetik enerjinin korunumu denklemi kullanılmalıdır. Sıkıştırılabilen akışlarda ise bu denklemlere ek olarak ısıl enerji ve gaz özelliklerini belirleyen denklemlerin de kullanılması gerekir.

Bu çalışmada, sıkıştırılamaz, zamandan bağımsız, eksenel simetrik laminer ve türbülanslı dönmeli akışlar için yazılan denklemler; süreklilik, Navier-Stokes ve enerji denklemlerini içermektedir [16]. Türbülanslı dönmeli akışlar için bu çalışmada kullanılan k- ϵ türbülans modeline göre yukarıdaki denklemlere ilaveten, türbülans kinetik enerji ve bu enerjinin yutulma miktarı denklemleri kullanılmaktadır.

3.2. Laminer ve Türbülanslı Dönmeli Akış Denklemlerinin Genel İfadesi

Laminer ve türbülanslı akış için verilen hareket ve enerji denklemleri bazı düzenlemelerle aşağıdaki genel formda ifade edilebilmektedirler:

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho r u \theta) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v \theta) - \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \right] = S_{\theta} \quad (3.1)$$

Bu denklemdeki ϕ , genel değişken olup hız bileşenlerinden (u,v,w) başka akışkan sıcaklığını (T); aynı zamanda türbülanslı akışta, türbülans kinetik enerji (k) ve kinetik enerji yutulma miktarı (ϵ) büyüklüklerini göstermektedir. Γ , her bir ϕ değişkeni için yayılım katsayısını; S ise taşınım ve yayılım cinsinden ifade edilemeyen terimleri içermektedir. Tablo 3.1 de bu büyüklüklerin ifadeleri toplu olarak verilmektedir. Bu tablodaki G_k , türbülans kinetik enerji üretim terimidir ve açık ifadesi Bölüm 3.3.1 de verilmektedir.

Tablo 3.1 Genel değişken ϕ için Γ_ϕ ve S_ϕ ifadeleri [20].

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
u	ν_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial x} (\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x})$
v	ν_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \frac{w^2}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial r}) - \frac{2\nu_{eff} v}{r^2} + \frac{\partial}{\partial x} (\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial r})$
w	ν_{eff}	$-\frac{\rho v w}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_{eff} w) + \frac{\nu_{eff}}{r} (\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r})$
T	$(\frac{\mu}{\sigma})_{eff}$	0
k	$\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
ϵ	$\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} [C_1 G_k - C_2 \rho \epsilon]$

3.3. Türbülans Modelleme

Matematik açıdan türbülanslı akış hareketini inceleyebilmek için; bu tür bir hareketi ortalama hareket ve çalkantı şeklinde ikiye ayırmak gerekir. Bu durumda hız bileşenleri, basınç ve sıcaklık için şu bağıntılar yazılabilir [17]:

$$\begin{aligned}
u &= \bar{u} + u' , \\
v &= \bar{v} + v' , \\
w &= \bar{w} + w' , \\
p &= \bar{p} + p' , \\
T &= \bar{T} + T' .
\end{aligned}
\tag{3.2}$$

Burada (-)' li ifadeler ortalamalı büyüklükleri, (')' lü ifadeler çalkantı büyüklüklerini ifade etmektedirler. Bu şekilde tanımlanan hız bileşenleri, basınç ve sıcaklık değerleri türbülanslı akışlar için verilen Navier-Stokes ve enerji denklemlerinde yerine yazılıp zaman ortalamasının alınması ile Reynolds denklemleri elde edilmektedir.

Bugün mühendislik amaçlı hesaplama yöntemleri Navier-Stokes denklemlerinin zamana göre ortalaması alınarak geliştirilen Reynolds denklemlerine dayalıdır. Reynolds denklemleri lineer olmadıkları için, çalkantı hızlarının çarpımının zaman ortalamalı değerlerini içermektedirler. Bu ek terimler türbülans nedeniyle oluşan momentum transfer miktarının zamana göre ortalamasını ifade ederler; dolayısıyla akış ortamında viskoz gerilmelere "ek" gerilmeler olarak düşünülebilirler. Üç adet Reynolds denklemi ile süreklilik denklemi altı adet bilinmeyen meydana getirirler. Bu bilinmeyenlere Reynolds gerilmeleri (görünen gerilmeler) denir ve $-\rho u_i u_j$ ile gösterilirler. Burada i ve j değişik doğrultulardaki hız bileşenlerini göstermektedirler. Ayrıca $u_i u_j = u_j u_i$ olup dokuz gerilme bileşeninden sadece altısı birbirinden bağımsızdır [18].

Reynolds denklemleri, ortalama bir akım çizgisi boyunca birim kütle için momentumun değişim miktarını gösterirler. Bazı ara işlemlerle, ortalama bir akım çizgisi boyunca Reynolds gerilmelerinin değişim miktarını veren Reynolds gerilme transport denklemleri elde edilebilir. Bu denklemler daha karmaşık yapıda olup çalkantı büyüklüklerinin istatistiksel özelliklerini taşımaktadırlar ve yüksek dereceden terimler içermektedirler. Bilinmeyen sayısını denklem sayısına indirmek için bu yüksek dereceden terimleri; ortalama hızlar, Reynolds gerilmeleri ve bunların gradyanları gibi terimler

cinsinden amprik bağıntılarla tanımlamak gerekmektedir. Pratikte amprik bağıntılar deneysel verilerden yararlanılarak çıkarılmaktadırlar [18]. Böylece bilinmeyen sayısı denklem sayısına indirgenmiş ve karmaşık yapıdaki türbülans terimleri modellenmiş olur.

3.3.1. k-ε Türbülans Modeli

Bu çalışmada, literatürde yaygın bir kullanım alanı olan k-ε türbülans modeli kullanılmıştır. Bu modele göre, türbülansın dolaylı olarak ortaya çıkan Reynolds gerilmeleri iki denklemle temsil edilmektedir. Bu denklemler; Reynolds denklemlerinden yararlanılarak ve izotropik efektif viskozite kavramının kullanılmasıyla, türbülans kinetik enerji ve kinetik enerji yutulmasını veren transport denklemleridirler. k-ε modeli; türbülans viskozitesinin, türbülans hız skalası ve türbülans uzunluk skalası çarpımına eşit olduğu varsayımından çıkarılan basitleştirilmiş bir cebirsel gerilme modelidir.

k ve ε'nun yerel değerlerinin bilinmesi bir yerel efektif viskozitenin hesaplanmasını sağlamaktadır. Bu viskoziteden de türbülans gerilmeleri (Reynolds gerilmeleri) hesaplanmaktadır. Efektif viskozite aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\mu_{eff} = \mu_l + \mu_t \quad (3.3)$$

Burada μ_l moleküler viskoziteyi, μ_t ise türbülans viskozitesini göstermektedir. Türbülans viskozitesi için Prandtl-Kolmogorov formülü geçerlidir ($\mu_t = \rho k^{\frac{1}{2}} l$). Taşınım transportu büyük olan akışlarda uzunluk skalası için cebirsel bir denklem yerine, yutulma miktarı ε gibi bir diferansiyel denklem kullanılmalıdır. Buna göre μ_t ; türbülans kinetik enerjisi k ve bu enerjinin yutulma miktarı ε cinsinden

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.4)$$

bağıntısı ile ifade edilmektedir [19].

Tablo-3.1 de görülen G_k , türbülans kinetik enerji üretim terimidir ve,

$$G_k = \mu_{\text{eff}} \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (3.5)$$

şeklinde verilmektedir [20].

Tablo-3.1 de görülen σ_k , σ_ϵ , C_1 , C_2 ve C_μ katsayıları k- ϵ türbülans modeli sabitlerdir ve deneysel verilerden yararlanılarak belirlenirler. Launder ve Spalding [21] tarafından tavsiye edilen değerler Tablo 3.2 de verilmiştir.

Tablo 3.2 k- ϵ türbülans modeli sabitleri [21].

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

C_μ sabiti değişik akışlarda farklı değerler alabilmektedir. Şekil değiştirmesi büyük olan akışlarda, C_μ sabit olmayıp akış alanında değişimler göstermektedir. Boru akışları için C_μ ' nün değeri 0.09 olarak alınabilmektedir [22].

3.4. Duvar Fonksiyonları

Duvar yakınındaki bölgede yani türbülanslı sınır tabaka içinde hız ve sıcaklık değişimleri oldukça fazladır. Günümüzde bu bölgedeki hesaplarda kullanılan metodlardan biri duvar fonksiyonları metodudur. Bu metoda göre türbülanslı sınır tabaka, cidardan boyutsuz uzaklığın (y^+) ayırdığı iki tabaka olarak düşünülebilir. y^+ , cidardaki sürtme hızı (U_T) ve kinematik viskozite (ν) ile boyutsuzlaştırılan cidara uzaklığı ifade etmektedir. Literatürde boyutsuz hızın (U^+) boyutsuz uzaklık ile değişimine bağlı olarak verilen en yaygın aralıklar aşağıdaki şekildedir [21,23].

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} ; \quad U^+ = y^+ \quad ; \quad 0 < y^+ < 11.63$$

$$U^+ = \frac{1}{\alpha} \ln Ey^+ \quad ; \quad 11.63 < y^+$$
(3.6)

Bu ifadelerde;

$$U_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} , \quad y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu}$$
(3.7)

şeklindedir. τ_w cidardaki kayma gerilmesidir. τ_w ' nin cidardaki değeri bilinir ya da hesaplanır.

(3.6) ifadesi logaritmik hız duvar kanunu olarak bilinmektedir. Bu kanuna göre sınırdaki sürtme hızı, akışkanın fiziksel özellikleri yanında sınıra en yakın noktadaki akışkan hızına bağlı olarak hesaplanabilmektedir. Ancak kapalı bir ifade olması nedeniyle sadece iteratif olarak çözülebilmektedir. Launder ve Spalding [21] cidar yakınında üretim ~ bozulma dengesinden, sürtme hızı yerine türbülans kinetik enerji cinsinden eşitini kullanarak cebrik bir ifade vermektedirler. Bu ifade duvara paralel hız için aşağıda verilmektedir.

$$\frac{U}{(\tau_w/\rho)} C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\alpha} \ln \left[Ey \frac{(C_\mu^{\frac{1}{2}} k)^{\frac{1}{2}}}{\nu} \right]$$
(3.8)

Türbülans kinetik enerji yayılma miktarı ise

$$\epsilon = (C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}})^3 / \alpha y$$
(3.9)

şeklinde ifade edilmektedir. Böylece iteratif çözüme gerek kalmamaktadır.

Türbülanslı sınır tabaka içinde, sıcaklık dağılımı da logaritmik kabul edilerek cidar ısı akısı için aşağıdaki ifadeler verilmektedir [21,23].

$$T^+ = \sigma_{\theta,1} U^+ \quad ; \quad 0 < y^+ < 11.63$$

$$T^+ = \sigma_{\theta,t} (U^+ + P) \quad ; \quad 11.63 < y^+$$
(3.10)

Buradaki T^+ , U^+ ve P değerleri;

$$T^+ = (T - T_w) c_p \rho C_{\mu}^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} / q_w$$

$$U^+ = U / U_{\tau} \quad (3.11)$$

$$P = \frac{\pi/4}{\sin \pi/4} \left(\frac{A}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma_{\phi,1}}{\sigma_{\phi,t}} - 1 \right) \left(\frac{\sigma_{\phi,t}}{\sigma_{\phi,1}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

şeklindedir. Bu ifadelerde yer alan

E , cidar pürüzlülüğünün bir fonksiyonudur ve pürüzsüz bir cidar için yaklaşık olarak 9' a eşittir.

c_p , akışkanın sabit basınçtaki özgül ısısıdır.

q_w , cidardan ısı akısıdır.

$\sigma_{\phi,1}$, laminar akıştaki Prandtl sayısıdır (≈ 0.7).

$\sigma_{\phi,t}$, türbülanslı akıştaki Prandtl sayısıdır (≈ 0.9).

A , Van Driest sabitidir ve pürüzsüz bir cidar için 26' ya eşittir.

Çevresel hız bileşeninin cidar yakınındaki değişimi için de benzer ifadeler kullanılmaktadır. Bu çalışmada çevresel hız bileşeni için $\sigma_{\phi,t} \approx 1$ olarak alınmıştır.

BÖLÜM 4

SAYISAL ÇÖZÜM YÖNTEMİ

4.1. Giriş

Bir diferansiyel denklemin sayısal çözümü, o diferansiyel denklemin genel ifadesindeki bağımlı değişken (θ) dağılımlarından oluşan cebirsel denklem takımlarını içerir. Diğer bir deyişle sayısal yöntem, temel olarak çözüm bölgesi içindeki sonlu sayıdaki noktalarda (grid noktaları) bilinmeyen bağımlı değişken değerlerinin ortaya çıkarılmasıdır. Dolayısıyla sayısal çözüm yöntemi, bilinmeyenler için bir cebirsel denklem takımı oluşturmayı ve bu denklem takımını çözmek için bir algoritma vermeyi amaçlar [24].

Seçilen sonlu sayıdaki noktalarda bilinmeyen θ değerlerini içeren cebirsel eşitliklere "sonlu-fark" ya da "diskritizasyon" eşitlikleri denir. Bu eşitlikler genel diferansiyel denklemden çeşitli yöntemlere göre türetilirler. Kullanılan en yaygın yöntemler; Taylor serisi formülasyonu, Variasyonel formülasyon, Ağırlıklı kalıntılar yöntemi ve Kontrol-Hacim yöntemidir [24]. Bu çalışmada kontrol-hacim yöntemi kullanılmıştır.

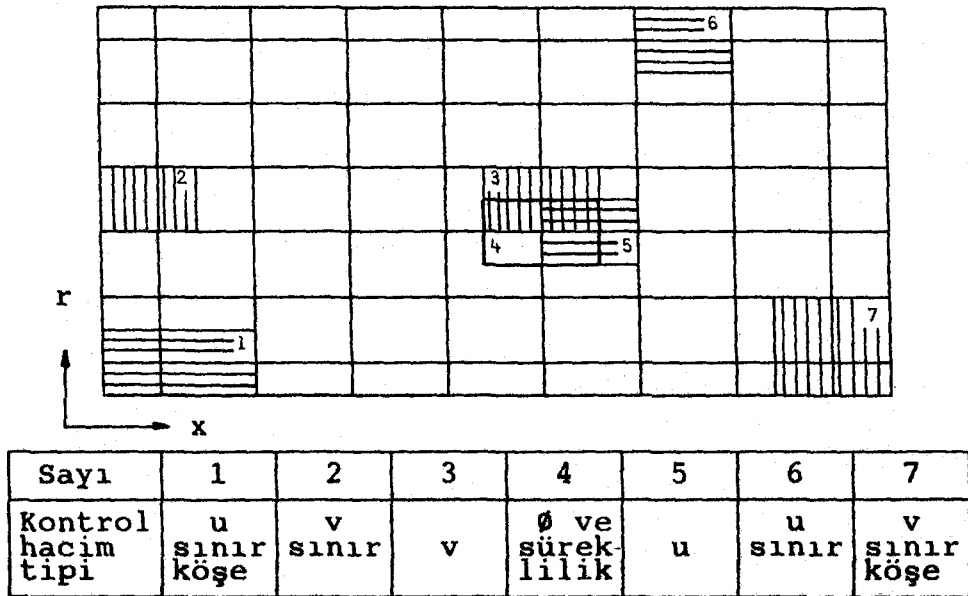
Diskritizasyon eşitliği içindeki bilinmeyen θ değerleri çeşitli yöntemlere göre interpolasyonla belirlenirler. Böylece problem cebrik bir denklem sisteminin çözümüne indirgenir. Cebrik denklem sistemlerinin çözümünde kullanılan yöntemler "direk" ve "iteratif" yöntemler olarak ikiye ayrılırlar. Lineer bir denklem sisteminin çözümünde direk yöntemler, lineer olmayan bir denklem sisteminin çözümünde de iteratif yöntemler kullanılır. Bu çalışmada iteratif çözücü olarak SIMPLEX sayısal çözüm yöntemi kullanılmıştır [25].

4.2. Kontrol Hacim Yöntemi

4.2.1. Ağ Düzeni

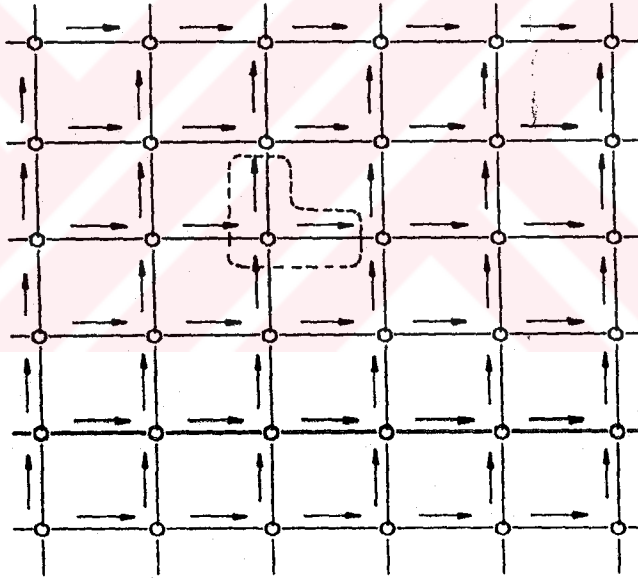
Kontrol-hacim yönteminde ilk olarak çözüm bölgesi her bir ağ noktasını çevreleyen sonlu sayıdaki kontrol hacimlerine bölünür. Böylece bölge ayrıklaştırılması yapılmış olur [24, 26]. Bu ayrık düzen üniform ağ düzenlemesi şeklinde yapılabildiği gibi üniform olmayan ağ düzenlemesi şeklinde de yapılabilir. Bu çalışmada laminer akış için üniform ağ düzeni, türbülanslı akış için üniform olmayan ağ düzeni kullanılmıştır. Üniform olmayan ağ kullanmakla hesaplamalarda ekonomiklik sağlandığı gibi daha geniş bir alanda hesap yapma olanağı da elde edilmektedir. Bu düzenleme çözülen problemle doğrudan ilişkilidir. Özellikle karmaşık geometrili ve üç boyutlu akışlarda ağ düzeninin oluşturulması oldukça önem taşımaktadır.

Şekil-4.1 den görüldüğü gibi hesaplamaların yapıldığı çözüm bölgesi bir sıra yarım kontrol hacmi ile çevrelenmiş olup, sınırlarda ve iç bölgelerde farklı kontrol hacim tipleri kullanılmıştır. Burada çözülen problemle ilgili sınır şartlarının doğru ve kolaylıkla verilmesi amaçlanmıştır.



Şekil-4.1: Eksenel ve radyal yönde üniform ağ düzeni ve kontrol-hacim tipleri

Bu düzenleme kaydırılmış ağ düzeni "staggered grid" olarak adlandırılmaktadır. Bu düzene göre aksel (u) ve radyal (v) hız bileşenleri momentum hücrelerinde, diğer değişkenler (w, T, p, k, ϵ) ise genel hücrelerde hesaplanırlar. Şekil-4.1 de görülen 4 no'lu kontrol hacmi genel hücreyi, diğerleri ise u ve v hız bileşenleri için tanımlanan momentum hücrelerini gösterirler. Kaydırılmış ağ düzeninde aksel ve radyal hız bileşenleri ağ noktaları arasındaki yerlerde, genel değişkenler ise ağ noktalarında saklanırlar. Bu yerleşim düzeni Şekil-4.2 de gösterilmektedir. Bu düzenlemenin esas avantajı; bitişik iki nokta arasındaki basınç farkının, bu noktalar arasında yerleştirilen hız bileşenleri için doğal sürücü kuvvet oluşturmasıdır [24].



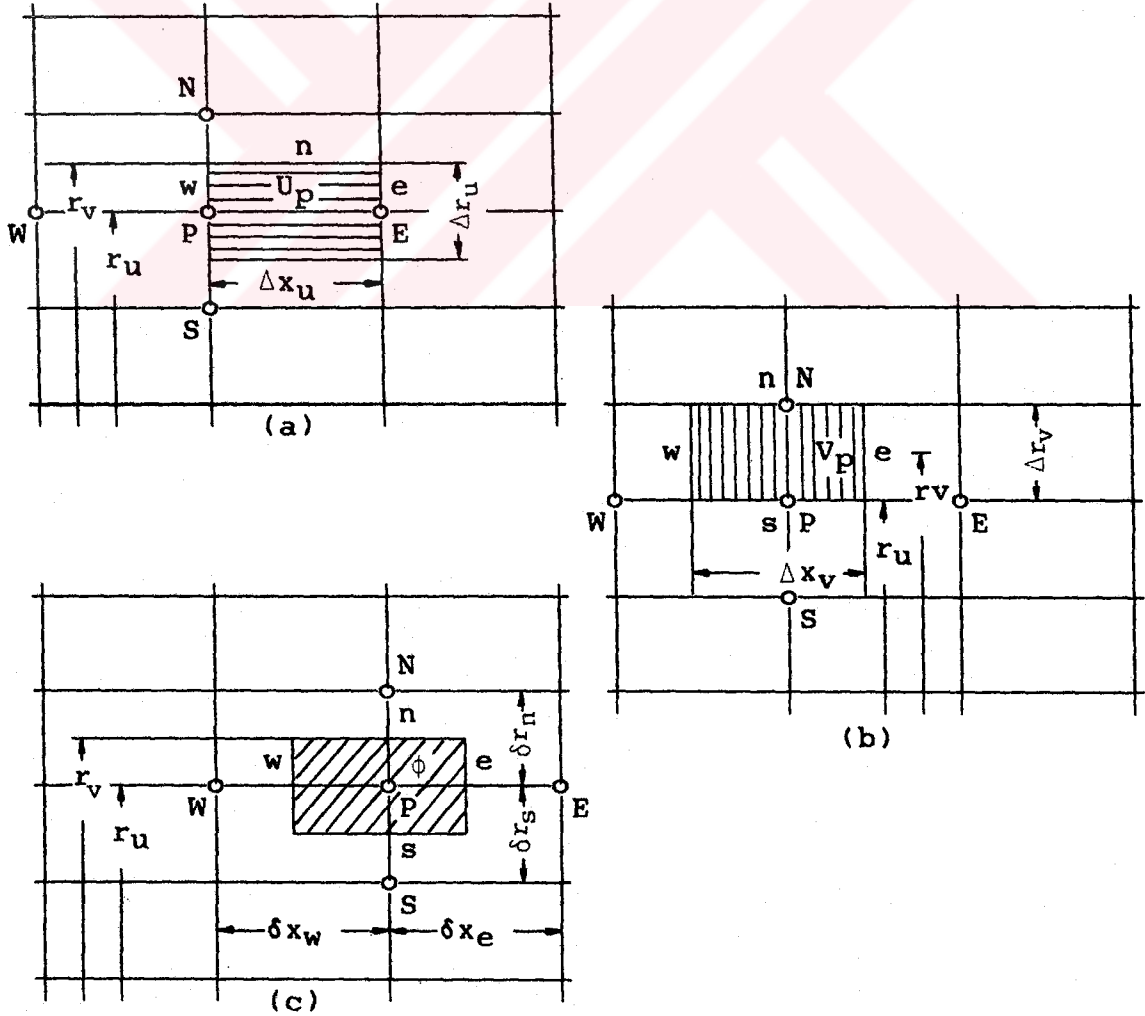
Şekil-4.2: Kaydırılmış üniform ağ düzeninde aksel ve radyal hız bileşenlerinin yerleştirilmesi (→ aksel hız ↑ radyal hız; o w, T, p, k, ϵ) [24].

4.2.2. Diskritizasyon Eşitliği

Laminer ve türbülanslı akışlar için verilen hareketin genel denkleminde (3.18),

$$\frac{1}{r} \left[\underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(\rho r u \phi)}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial r}(\rho r v \phi)}_{II} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)}_{IV} \right] = \underbrace{S_{\phi}}_V$$

(I) ve (II) no lu terimler taşınım terimlerini, (III) ve (IV) no lu terimler yayınım terimlerini ve (V) no lu terim kaynak terim bileşenlerini (taşınım ve yayınım cinsinden ifade edilemeyen terimler grubu) göstermektedirler. Diskritizasyon ya da sonlu-fark eşitliği bu terimlerin, her değişken için tanımlanan kontrol hacmi üzerinde integre edilmesiyle elde edilmektedir. Her bir terime ağ noktalarındaki ϕ nin ayrık değerleri ile yaklaşılmaktadır. Şekil-4.3a,b ve c de aksenal hız, radyal hız ve genel değişken için kontrol hacimleri görülmektedir.



Şekil-4.3: a) Aksenal hız kontrol hacmi, b) Radyal hız kontrol hacmi, c) Genel değişken kontrol hacmi

(3.18) genel denkleminin şekil-4.3c de görülen genel kontrol hacim üzerinde integre edilmesiyle elde edilen sonlu-fark ya da diskritizasyon eşitliği

$$\begin{aligned}
 & - C_E \phi_e + C_W \phi_w - C_N \phi_n + C_S \phi_s + D_E(\phi_E - \phi_P) + D_W(\phi_W - \phi_P) \\
 & + D_N(\phi_N - \phi_P) + D_S(\phi_S - \phi_P) = S_P \phi_P + S_u
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

şeklindedir. Bu eşitlikte $\phi_e, \phi_w, \phi_n, \phi_s$ değerleri kontrol hacminin sınırlarında; $\phi_E, \phi_W, \phi_N, \phi_S$ değerleri ve diğer bütün katsayılar ağ noktalarında tanımlanmışlardır. Yine bu eşitlikteki C' ler taşınım, D' ler yayılım katsayısı olarak adlandırılırlar ve aşağıdaki şekilde tanımlanmışlardır.

$$\begin{aligned}
 C_E &= (\rho u)_e A_e, & D_E &= \Gamma_e A_e / \delta x_e \\
 C_W &= (\rho u)_w A_w, & D_W &= \Gamma_w A_w / \delta x_w \\
 C_N &= (\rho v)_n A_n, & D_N &= \Gamma_n A_n / \delta r_n \\
 C_S &= (\rho v)_s A_s, & D_S &= \Gamma_s A_s / \delta r_s
 \end{aligned} \quad (4.2)$$

(4.2) denklemlerindeki A' lar ağ noktaları arasında ortada dört noktaya (e,w,n,s) yerleştirilen hücre yüzey alanlarını gösterirler. Bu alanlar kontrol hacim tanımına göre farklılıklar gösterir. Özellikle üniform olmayan ağ kullanıldığı zaman yüzey alanları dikkatle hesaplanmalıdır.

Genel denklemin sağ tarafındaki kaynak terim S_ϕ kontrol hacim üzerinde integre edilmesiyle

$$\int_V S_\phi dV = S_P \phi_P + S_u \quad (4.3)$$

şeklinde ϕ_P ' ye bağımlı lineer bir bağıntı ile ifade edilmektedir. Süreklilik hatası \dot{m}_{net}

$$\dot{m}_{net} = | C_W - C_E + C_S - C_N | \quad (4.4)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. S_P ve S_u ifadeleri ise Tablo-4.1 de verilmektedir.

Tablo-4.1: Genel değişken ϕ için Su ve Sp ifadeleri

ϕ	Su	Sp
u	$\dot{m}_{net}u + A_e(P_p - P_E)$	$-\dot{m}_{net}$
v	$\dot{m}_{net}v + A_n(P_p - P_N) + \rho \frac{w^2}{r} V_v^*$	$-\dot{m}_{net} - \frac{2\mu_{eff}}{r^2} V_v^*$
w	$\dot{m}_{net}w$	$-\dot{m}_{net} - \frac{\mu_{eff}}{r^2} V_v^* - \rho \frac{v}{r} V_v^*$
T	$\dot{m}_{net}T$	$-\dot{m}_{net}$
k	$G_k V^*$	$-\rho \frac{\epsilon}{k} V^*$
ϵ	$C_1 G_k \frac{\epsilon}{k} V^*$	$-C_2 \rho \frac{\epsilon}{k} V^*$

4.2.3. Taşınım ve Yayınım Terimlerinin İnterpolasyonu

Şekil-4.3c deki genel kontrol hacminde doğu yüzeyinden çıkan toplam momentum akısı için

$$J_e = -C_E \phi_e + D_E (\phi_E - \phi_p) \quad (4.5)$$

ifadesi yazılabilir. Burada ϕ_E , ϕ_p ve ϕ_e (kontrol hacminde u_e); E, p ve e noktalarında tanımlanan bağımlı değişken değerleridirler. C_E ve D_E taşınım ve yayınım katsayıları olup bu katsayıların oranı genel kontrol hacminin e sınırındaki "Peclet sayısı" olarak tanımlanmaktadır.

$$Pe_e = \frac{C_E}{D_E} = \frac{\rho u_e \delta x_e}{\Gamma_e} \quad (4.6)$$

Peclet sayısı aynı zamanda hücre Reynolds sayısı olarak da adlandırılmaktadır.

Diskritizasyon eşitliğindeki bilinmeyen ϕ_e , ϕ_w , ϕ_s , ϕ_n değerlerinin hesaplanması için çeşitli interpolasyon yöntemleri kullanılmaktadır. Bu yöntemlerden biri merkezi fark

*) Hücre kontrol hacmini ifade etmektedir.

(CENTRAL-CDS) yöntemidir. Bu yöntemde göre genel kontrol hacminin e sınırındaki θ_e değeri için $\theta_e = \frac{1}{2}(\theta_E + \theta_P)$ bağıntısı yazılabilir. Bu sınırdaki momentum akısı ise

$$J_e = -\left(D_E + \frac{C_E}{2}\right)\theta_P + \left(D_E - \frac{C_E}{2}\right)\theta_E \quad (4.7)$$

şeklindedir. CDS yöntemi çok küçük hızlar için önerilmiştir.

Diğer bir interpolasyon yöntemi UPWIND (UDS) yöntemidir. Bu yöntemde göre kontrol hacminin e sınırındaki θ_e değeri, o sınırın bir üst ağ noktasındaki θ değeri olarak alınır. Yani,

$$\begin{aligned} \text{Eğer } C_E > 0 \text{ ise } \theta_e &= \theta_P \\ \text{ve} & \\ \text{Eğer } C_E < 0 \text{ ise } \theta_e &= \theta_E \end{aligned} \quad (4.8)$$

yazılır. Bu ifadeler diğer kontrol hacim sınırlarındaki bilinmeyen θ değerleri için de benzer şekilde yazılırlar. UDS yöntemine göre kontrol hacmin e sınırındaki momentum akısı da

$$\begin{aligned} \text{Eğer } C_E > 0 \text{ ise } J_e &= -(C_E + D_E)\theta_P + D_E\theta_E \\ \text{ve} & \\ \text{Eğer } C_E < 0 \text{ ise } J_e &= -D_E\theta_P + (D_E - C_E)\theta_E \end{aligned} \quad (4.9)$$

şeklinde ifade edilir. Bu yaklaşım CDS metodunun kullanılmasında ortaya çıkan stabilite sorununu ortadan kaldırmaktadır. Ancak ağ Peclet sayısı 2' den küçük olduğunda CDS yöntemi UDS yöntemine göre daha doğru sonuçlar vermektedir. Bu nedenle $Pe < 2$ için CDS, $Pe > 2$ için UDS yöntemlerinin kullanılmasına olanak veren HYBRID yöntemi (HDS) geliştirilmiştir [24]. Bu durumda kontrol hacmin e sınırındaki momentum akısı için

$Pe < 2$ için; (4.7) ifadesi

$$Pe > 2 \text{ için; } \left\{ \begin{array}{l} \text{Eğer } C_E > 0 \text{ ise } J_e = -C_E\theta_P \\ \text{Eğer } C_E < 0 \text{ ise } J_e = -C_E\theta_E \end{array} \right. \quad (4.10)$$

ifadeleri geçerlidir. Bu yöntemde (4.10) ifadelerinden de görüldüğü gibi $Pe > 2$ için yayılım terimlerinin etkisi ihmal edilmektedir.

Kontrol hacmi ara yüzelerindeki yayılım katsayıları CDS yöntemine göre belirlenmiştir. Genel kontrol hacmi için e sınırındaki yayılım katsayısı:
Üniform ağ kullanılması durumunda

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E + \Gamma_P}{2}, \quad (4.11)$$

üniform olmayan ağ kullanılması durumunda ise

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E \delta x_p + \Gamma_P \delta x_e}{\delta x_p + \delta x_e} \quad (4.12)$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

Diskritizasyon eşitliği taşınım ve yayılım terimlerinin kullanılan yöntemlere göre yeniden düzenlenmesiyle

$$a_p \theta_p = a_E \theta_E + a_W \theta_W + a_N \theta_N + a_S \theta_S + S_u \quad (4.13)$$

veya

$$a_p \theta_p = \sum a_{nb} \theta_{nb} + S_u \quad (4.14)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Katsayıların HDS yöntemine göre tanımları

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S - Sp\Delta V,$$

$$a_E = \parallel -C_E, D_E - 0.5C_E, 0 \parallel,$$

$$a_W = \parallel -C_W, D_W + 0.5C_W, 0 \parallel,$$

$$a_N = \parallel -C_N, D_N - 0.5C_N, 0 \parallel,$$

$$a_S = \parallel -C_S, D_S + 0.5C_S, 0 \parallel$$

(4.14)

şeklindedir.

"||" ifadesi a' lara en büyük değerin ayrıldığını gösterir.

4.2.4 SIMPLEC Yöntemi

Bu çalışmada, iteratif çözücü olarak Van Doormaal ve Raithby [25] tarafından geliştirilen SIMPLEC yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntem Patankar ve Spalding [27] tarafından geliştirilen SIMPLE yöntemine oldukça benzemektedir. (4.12) eşitliği lineer bir eşitlik olarak gözükmesine karşın, eşitlikteki katsayılar, çözülecek bağımlı değişkenlerin bir veya daha fazlasına bağlıdır. Eşitlik iteratif olarak çözülürken, her bir iterasyonda katsayılar bir önceki iterasyondan bulunan ϕ değerleri kullanılarak hesaplanırlar. Katsayıların bu şekilde iterasyondan iterasyona değişmesi, ϕ değerlerinde büyük değişmelere yolaçar ve bu durum yavaş yakınsamaya ya da ıraksamaya sebep olur. Bu nedenle yakınsamayı sağlamak için, diğer bir deyişle ϕ değerlerinin değişimlerini düzenlemek amacıyla relaksasyon yapılır. SIMPLE yönteminde relaksasyon için Patankar [24] (4.13) eşitliğinde

$$\frac{a_p}{\alpha} \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_u + \frac{1-\alpha}{\alpha} a_p \phi_p^o \quad (4.15)$$

şeklinde bir ifade kullanmaktadır. Burada ϕ_p^o , bir önceki iterasyonda hesaplanan ϕ_p değeridir. SIMPLEC yönteminde ise

$$a_p \left(1 + \frac{1}{E}\right) \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_u + \frac{a_p}{E} \phi_p^o \quad (4.16)$$

ifadesi verilmektedir. Bu iki ifadede

$$\alpha = \frac{E}{1+E} \quad \text{ya da} \quad E = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (4.17)$$

alınarak iki yöntem arasında dönüşüm yapılabilmektedir.

Bu yöntemleri incelemek üzere, u hızı için kontrol hacmin e yüzeyindeki sonlu-fark eşitliğini gözönüne alalım.

$$a_p u_p = \sum a_{nb} u_{nb} + S_e + A_e (p_p - p_e) \quad (4.18)$$

Burada p ; basınç, A_e ; kontrol hacmin doğu tarafındaki yüzey alanı, S_e ' de basınç terimi dışındaki kaynak terimleridir.

Tahmini bir basınç dağılımı p^* için, u momentum denkleminin çözümü ile elde edilen u^* hızları (4.18) denklemini sağlamalıdır;

$$a_p u_p^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + S_e + A_e (p_p^* - p_E^*). \quad (4.19)$$

Düzeltilmiş basınç dağılımı kullanılarak hesaplanan hızlar süreklilik denklemini sağlayacaktır. Bu nedenle tahmini basınç dağılımının $p' = p - p^*$ ile, u hızının da $u' = u - u^*$ ile düzeltilmesi gerekmektedir. p ve u arasındaki bağıntı (4.18) denkleminde (4.19) denklemini çıkarmakla elde edilmektedir, ve

$$a_p u_p' = \sum a_{nb} u_{nb}' + A_e (p_p' - p_E') \quad (4.20)$$

şeklinde verilmektedir.

p basıncı ve u hızı için

$$\begin{aligned} u &= u^* + u' \\ p &= p^* + p' \end{aligned} \quad (4.21)$$

eşitlikleri geçerli olmaktadır.

SIMPLE yönteminde (4.20) eşitliğindeki $\sum a_{nb} u_{nb}'$ terimi ihmal edilmektedir. (4.20) ve (4.21) denklemlerinden

$$u_p = u_p^* + d_e (p_p' - p_E') \quad (4.22)$$

eşitliği elde edilmekte ve burada

$$d_e = \frac{A_e}{a_p} \quad (4.23)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. $\sum a_{nb} u_{nb}'$ teriminin ihmal edilmesi, p değerlerinin çok büyümesine, dolayısıyla yavaş yakınsama ya da ıraksamaya sebep olur. Bu durumda Patankar; momentum eşitliklerinde $\alpha \approx 0.5$ ($E \approx 1$), basınç için

$$p = p^* + \alpha_p p \quad (4.25)$$

ifadesinde $\alpha_p \approx 0.8$ alınarak, relaksasyon yapılmasını önermektedir.

SIMPLEC yönteminde SIMPLE yönteminden farklı olarak basınç için bir relaksasyon işlemi yapılmamaktadır. Ancak basınç doğrultman denkleminin çözümünde, kalıntıların azaltılması için bir yakınsama kriterinin kullanılması gerektiği belirtilmektedir. SIMPLE yönteminde $\Sigma a_{nb} u'_{nb}$ teriminin ihmal edilmesi denklemin yapısında bir uyumsuzluk meydana getirmektedir. Çünkü bir noktadaki basınç değiştiğinde basınç doğrultmanı ve hızlar değiştiğinde hız doğrultmanları değişmektedir. Bu hız değişimlerinin tümü aynı mertebeden olmaktadır. SIMPLEC yönteminde (4.20) denkleminin her iki tarafından $\Sigma a_{nb} u'_p$ teriminin çıkarılması ile

$$(a_p - \Sigma a_{nb}) u'_p = \Sigma a_{nb} (u'_{nb} - u'_p) + A_e (p'_p - p'_E) \quad (4.26)$$

ifadesi elde edilmekte ve bu denklemde $\Sigma a_{nb} (u'_{nb} - u'_p)$ terimi ihmal edilmektedir. Böylece

$$d_e = \frac{A_e}{a_p - \Sigma a_{nb}} \quad (4.27)$$

şeklinde tanımlanmaktadır [25].

SIMPLEC yönteminde E relaksasyon parametresi için 4 + 10 arasındaki değerler önerilmektedir.

Yakınsamanın sağlanıp sağlanamadığı her iterasyonda her bir değişken için kalıntı (residual-source) kriterine bakılarak araştırılmıştır. Kalıntı kriteri

$$RS_p = a_p \phi_p - \Sigma a_{nb} \phi_{nb} - S_u \quad (4.28)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır. Her iterasyonda kalıntılar her bir değişken için uygun şekilde normalize edildikten sonra bunların mutlak değerlerinin en büyüğü küçük bir sayı (örneğin 10^{-3}) ile karşılaştırılmaktadır. Bu koşul gerçekleştiğinde iterasyon işlemi sonuçlandırılmaktadır.

4.3. Bilgisayar Programı

Laminer ve türbülanslı dönmeli akışları sayısal olarak incelemek amacıyla bir bilgisayar programı hazırlanmıştır. Bu kısımda bilgisayar kodlama detaylarına girilmeyecek, sadece ana program ve alt programların işlevlerinden bahsedilecektir. Şekil-4.4 de programa ait akış diyagramı görülmektedir. Başlangıçta programda kullanılan değişkenler, ağ boyutları, akışkan özellikleri ve diğer faktörler etiketli COMMON bloklarında tanımlanmakta ve alt programlarla ortak kullanımları sağlanmaktadır. Bağımlı değişkenler iki boyutlu dizilerde diğer değişkenler ise tek boyutlu dizilerde saklanmaktadır. Programın ilk kısmında çözülecek problemle ilgili olarak çözüm bölgesi boyutları, ağ çizgisi sıklığı, relaksasyon faktörü ile ilgili bilgiler; akış ve akışkanla ilgili olarak giriş hızları, yoğunluk, viskozite; eğer akış türbülanslı ise türbülans modeli sabitleri gibi bilgiler verilmektedir. Verilerden sonra INIT alt programında sonlu fark ağı oluşturulmaktadır. Bu ağ; çözülecek probleme bağlı olarak üniform ağ şeklinde düzenlenebildiği gibi, üniform olmayan ağ şeklinde de düzenlenebilmektedir.

Başlangıç şartları kısmında tüm değişkenler için başlangıç değerleri atanmaktadır. Bu değerler, tüm bölgede giriş şartlarının verilmesi şeklinde alınabildikleri gibi sabit değerler şeklinde de alınabilmektedirler. Daha sonra çözülecek problemle ilgili sınır şartlarına geçilmektedir. Bu bölüm ana iterasyon döngüsü içinde yer almaktadır. Sınır şartları çözüm bölgesinin sınırlarında bağımlı değişkenlerin aldığı değerlerdir. Bunlar sabit değer sınır şartı, parabolik sınır şartı, ölçümle verilen sınır şartı veya türev sınır şartı olabilmektedir. Bu sınır şartlarından bazıları (örneğin; türev sınır şartı) değişkenlerin çözüldüğü altprogramlarda ayrıca verilmektedir.

Bilgisayar programında bağımlı değişkenlerin çözüm sırası laminar dönmeli akışta u, v, p, w, T ; türbülanslı dönmeli akışta $u, v, p, k, \epsilon, \mu, w, T$ şeklindedir. Genel değişkenler farklı sıralarda da çözülebilirler (örneğin; w, T, k, ϵ, μ gibi). Program akış şemasından görüldüğü üzere ilk olarak

eksenel momentum denklemi, CALU alt programında çözülmektedir. Bu alt program CELU ve LISOLV alt programları ile birlikte çalışmaktadır. Eğer akış türbülanslı ise, CELU dan interpolasyonla hücre sınırlarındaki viskozite değerleri sağlanmaktadır. CALU alt programında, sonlu fark denklemlerindeki katsayılar HYBRID yöntemine göre belirlenmekte ve çözüm düzeni ile ilgili olarak bazı sınır şartlarının bu katsayılar üzerinden verilmesi sağlanmaktadır. Daha sonra herbir radyal ağ doğrultusu için LISOLV çağrılarak, TDMA çözüm algoritması ile radyal ağ doğrultusu üzerindeki aksenal hızlar hesaplanmaktadır. Çözüm bölgesinde u hızının hesaplanması için iç iterasyon yaptırılmaktadır. Bu iterasyonlar sınır şartlarının denkleme etkilerinin hızlanması amacıyla yapılır. Programda tüm değişkenler için üç iç iterasyon yaptırılmıştır.

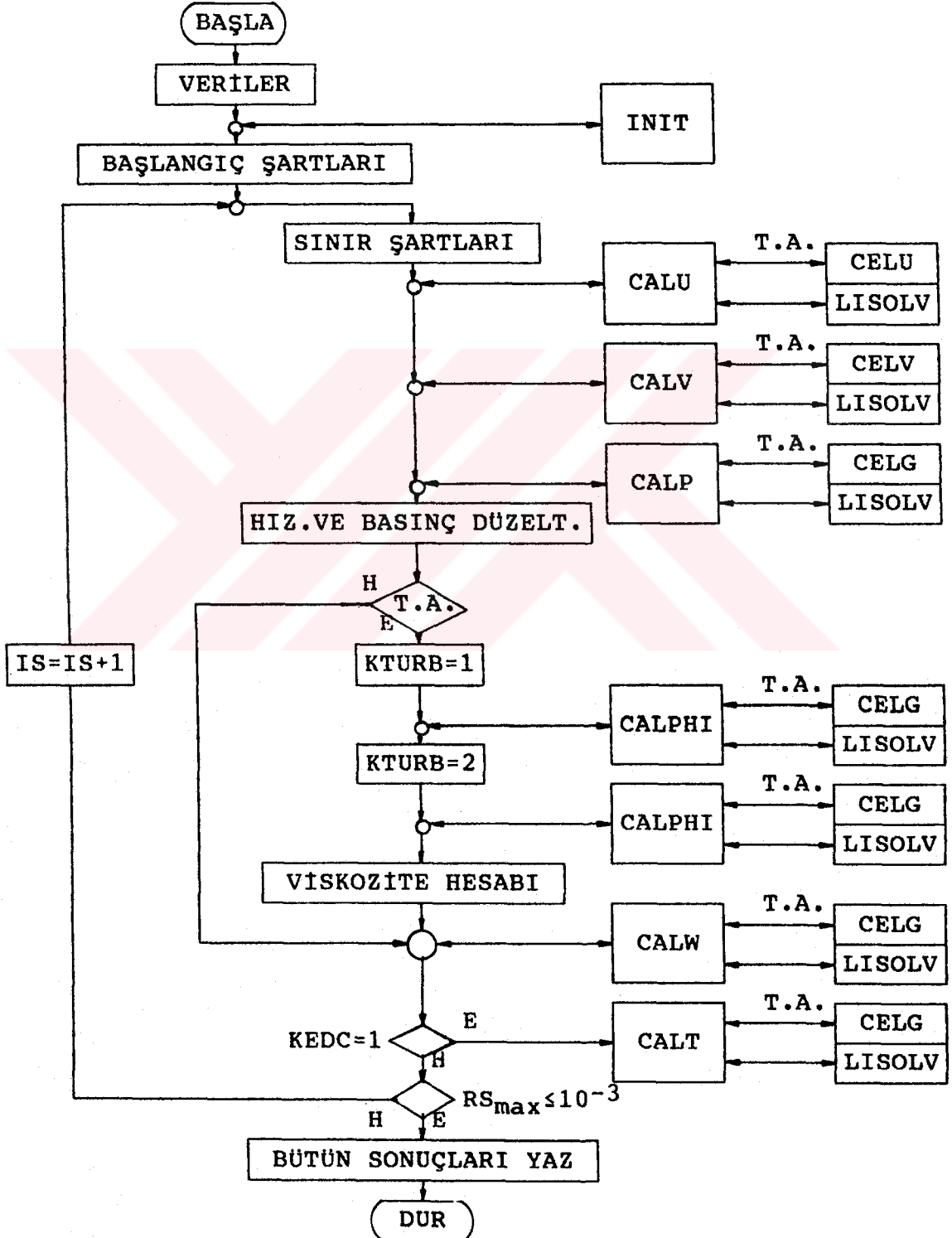
Radyal momentum denkleminin çözümü CALV alt programında yapılmaktadır. Bu program CALU ya benzer şekilde hazırlanmış olup, hücre kontrol hacimleri ve sınır şartları bakımından farklılıklar göstermektedir. Eğer akış türbülanslı ise CELV alt programından hücre sınırlarındaki viskozite değerleri sağlanmaktadır. Bundan sonraki işlem sırası CALU daki gibidir.

Basınç doğrultman denklemi için CALP altprogramında katsayılar hesaplanmakta ve LISOLV den basınç doğrultman değerleri elde edilmektedir. Basınç doğrultman değerleri hesabında ayrıca relaksasyon yapılmamaktadır. Bundan sonra ana programda aksenal hız, radyal hız ve basınç düzeltmeleri yapılmaktadır.

Akış türbülanslı ise türbülans kinetik enerji (k) ve kinetik enerji yutulması (ϵ) denklemlerinin çözümü CALPHI alt programında yapılmaktadır. KTURB=1 ise k denklemi, KTURB=2 ise ϵ denklemi çözdürülmektedir. Genel hücre kontrol hacmi sınırlarındaki viskozite değerleri CELG alt programından sağlanmaktadır. Sonlu fark denklemi katsayıları CALPHI da hesaplanmakta ve çözümler LISOLV de yapılmaktadır. Bundan sonra ana programda viskozitelerin hesabına geçilmektedir. Efektif viskozite, $\mu_{eff} = \mu_1 + C_{\mu} \rho k^2 / \epsilon$ şeklinde hesaplanmaktadır.

Çevresel hız ve sıcaklık değerleri de diğer genel değişkenlere benzer şekilde CALW ve CALT alt programlarında

hesaplanmaktadır. Çözümlerin yakınsayıp yakınsamadığının anlaşılması için ana programda kalıntı (residual-source) kriterine bakılmakta ve bu degerin 10^{-3} ten büyük veya küçük olması durumuna göre yeni bir iterasyona başlanmakta ya da sonuçlar yazdırılarak programdan alınmaktadır.



Şekil-4.4: Program akış diyagramı (T.A.: Türbülanslı akış)

BÖLÜM 5

DENEY DÜZENEKLERİ

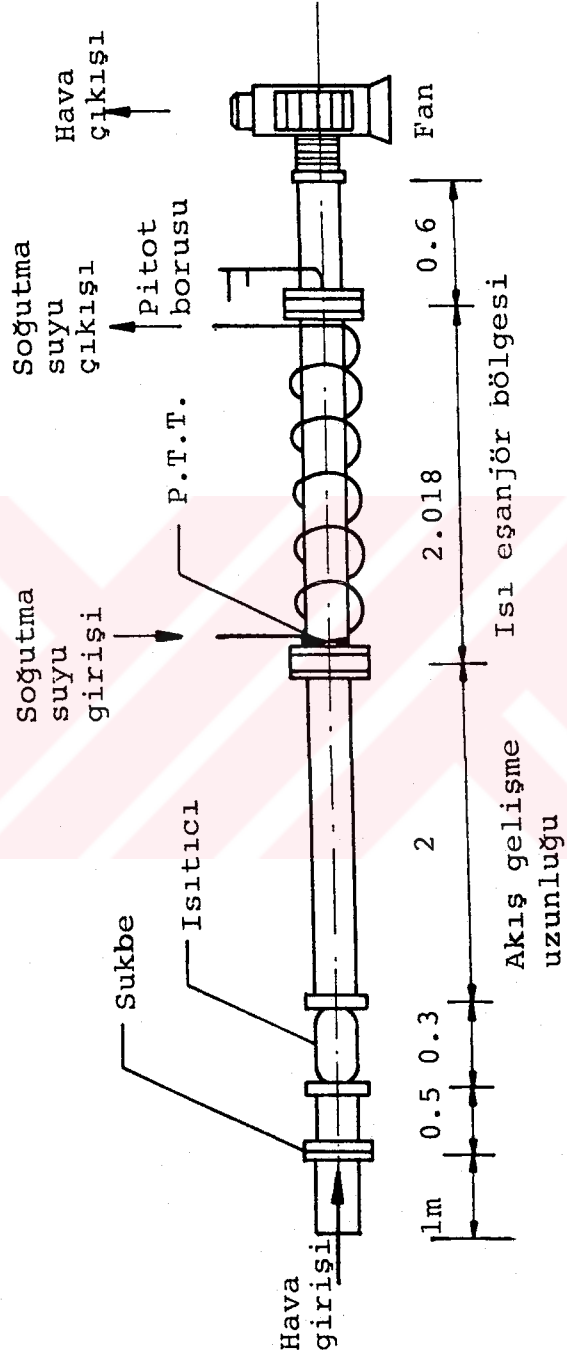
Pervane tipli türbülatorün akışa, ısı geçişine ve basınç kaybına etkilerini araştırmak amacıyla K.T.Ü. Isıtma-Havalandırma ve Termodinamik Laboratuvarlarında üç ayrı deney düzeneği kurulmuştur. Isı geçiş deney düzeneğinde; türbülanslı akışta, akış ortamına yerleştirilen pervane tipli türbülatorün ısı geçişi ve boru boyunca basınç kaybına etkileri incelenmiştir. Hız ölçüm düzeneğinde; türbülanslı akışta, boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülator arkasındaki izotermal hız dağılımları ölçülmüştür. Ayrıca türbülator arkasındaki akışın yapısı hakkında bilgi edinmek amacıyla, akış gözleme deney düzeneği hazırlanmış ve laminer akışta akış gözleme deneyleri yapılmıştır.

5.1. Isı Geçiş Deney Düzeneği

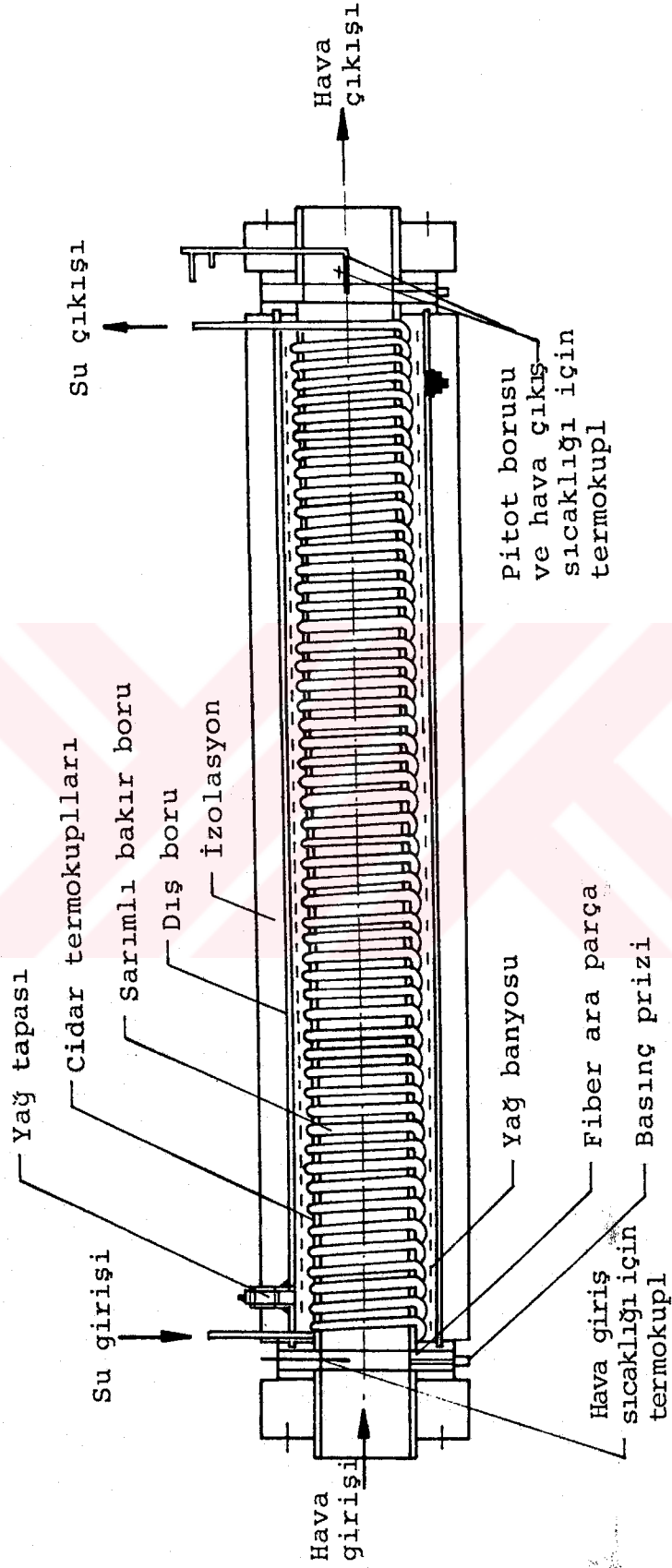
Akış sistemi şekil-5.1 de görülmektedir. Ortamdan emilen hava 1m uzunluğunda 54.7mm çapında bir borudan geçerek sukbeye gelmekte ve sukbe giriş-çıkış basınç kaybı, 1mmSS hassasiyetli etil alkollü manometre yardımıyla ölçülerek akış debisi belirlenmektedir. Sukbe ASME standartlarına uygun olarak imal edilmiş ve pitot borusuna göre kalibre edilerek kalibrasyon katsayısı 0.7366 olarak elde edilmiştir. Hava debisi sukbedeki basınç düşüşü yardımıyla,

$$\dot{m}_h = K_s A_s \rho (2\Delta P/\rho)^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Burada; K_s , sukbe kalibrasyon katsayısı, A_s , sukbe en dar kesit alanı, ΔP_s , sukbede meydana gelen basınç düşüşüdür.



Şekil-5.1: Akış sistemi



Şekil-5.2: Isı eşanjör bölgesi

Sukbeden geçen hava 2kW gücündeki elektrikli ısıtıcıya gelmekte ve buradan geçerken 70°C + 90°C arasında ısıtılmaktadır. Hava debisi ve ısıtıcı gücü bir kumanda panosu yardımıyla ayarlanmaktadır. Daha sonra hava 2m uzunluğunda ve cam yünü ile izole edilmiş bir boruda hidrodinamik olarak geliştirilmektedir.

Şekil-5.2 de ısı eşanjör bölgesi görülmektedir. Isı eşanjör bölgesi esas olarak; içinden sıcak hava geçen, iç çapı 54.7mm, dış çapı 60.3mm ve uzunluğu 2m olan bir alüminyum boruya, soğutma amacıyla dıştan spiral bir şekilde sarılmış 6.2mm iç çaplı bakır borudan meydana gelmiştir. Isı geçiş uzunluğu 1.978m dir. Soğutma, bakır borunun içinden geçen ve şebekeden gelen soğutma suyu ile sağlanmaktadır. Soğutma suyu debisi bir ölçekli kap ve kronometre ile belirlenmektedir. Soğutmanın homojen olmasını sağlamak amacıyla sarımlı bakır boru bir yağ banyosu içinde tutulmaktadır. Eşanjör, iç çapı 81.5mm olan bir galvanizli boru içine yerleştirilmiş ve giriş-çıkış flanşları arasında merkezlenmiştir. Bu dış boru üzerinde yağ koymaya yarayan ve sıcaklık arttığında yağın genişlemesine olanak sağlayan atmosfere açık bir yağ tapası mevcuttur. Eşanjör çevreye ısı kaybının önlenmesi amacıyla cam yünü ile izole edilmiştir. Giriş ve çıkışta kullanılan fiber flanşlar yardımıyla da aksel ısı kaybı en aza indirilmiştir. Fiber flanşlara açılan basınç prizlerinden giriş ve çıkışta statik basınçlar ve boru boyunca basınç kaybı 0.1mmSS hassasiyetli etil alkollü manometre yardımıyla ölçülmektedir. Eşanjör 0.6m uzunluktaki çıkış borusu ile 1kW gücündeki fanın emme ağzına bağlanmıştır.

Deneylerde tüm sıcaklıklar NiCr-NiAl termokupl çiftleriyle ölçülmüştür. Termokupl kalibrasyonu yapılarak kalibrasyon denklemi

$$T(e) = -0.2526e^2 + 24.9756e \quad (5.2)$$

olarak elde edilmiştir. Burada T, °C cinsinden sıcaklık; e ise milivolt cinsinden gerilimdir. Cidar sıcaklıkları için alüminyum boru üzerine 100mm ara ile 21 adet termokupl yerleştirilmiştir. Hava giriş-çıkış ve su giriş-çıkış sıcaklıkları da

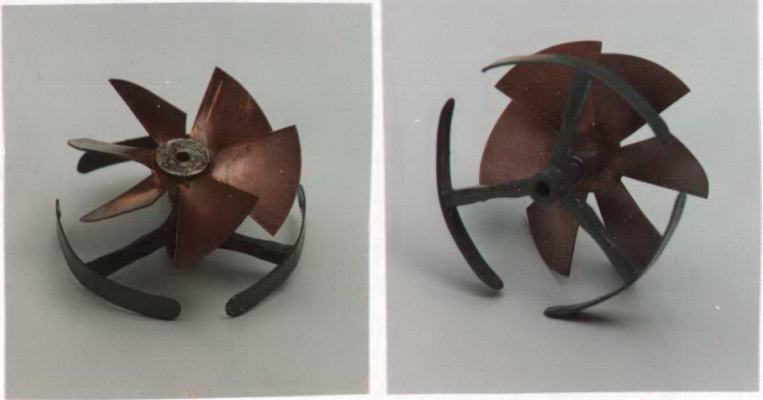
akışkanların eşanjöre giriş ve çıkış yerlerine yerleştirilen 4 adet termokupla belirlenmektedir. Hava çıkış sıcaklığını ölçmek için yerleştirilen termokupl bir pitot borusu ucuna bağlanmış olup çıkış sıcaklığı "bulk (ortalama) sıcaklık" olarak hesaplanmaktadır. Bu sıcaklığın tanımı;

$$T_m = \frac{\int_0^R \rho c_p u(r) T(r) 2\pi r dr}{\int_0^R \rho c_p u(r) 2\pi r dr} \quad (5.3)$$

şeklinde verilmektedir [30]. Burada $T(r)$ ve $u(r)$, çıkış kesiti boyunca ölçülen sıcaklık ve hız değerleridir. Sıcaklık ölçmeleri ile ilgili bilgiler Ek-A da verilmiştir.

Deneylerde kullanılan pervane tipli türbülötör; 0.5mm kalınlıktaki bakır levhadan, 53mm çaplı ve 6 kanatlı olarak imal edilmiştir. Kanat açısı kalıbı yapılarak kanatlara 45° lik açı verilmiştir. Türbülötörün boru içinde kolaylıkla merkezlenmesi için 3 ayaklı bir tutucu yapılmıştır. Resim-5.1 de pervane tipli türbülötör görülmektedir.

Ele alınan çalışmada türbülötörün boru içindeki yerinin ısı geçişine etkisi de araştırılmıştır. Bu nedenle türbülötörün istenilen yere yerleştirilmesi amacıyla tutucu ayaklara vidalanabilen bir yerleştirme çubuğu kullanılmıştır.



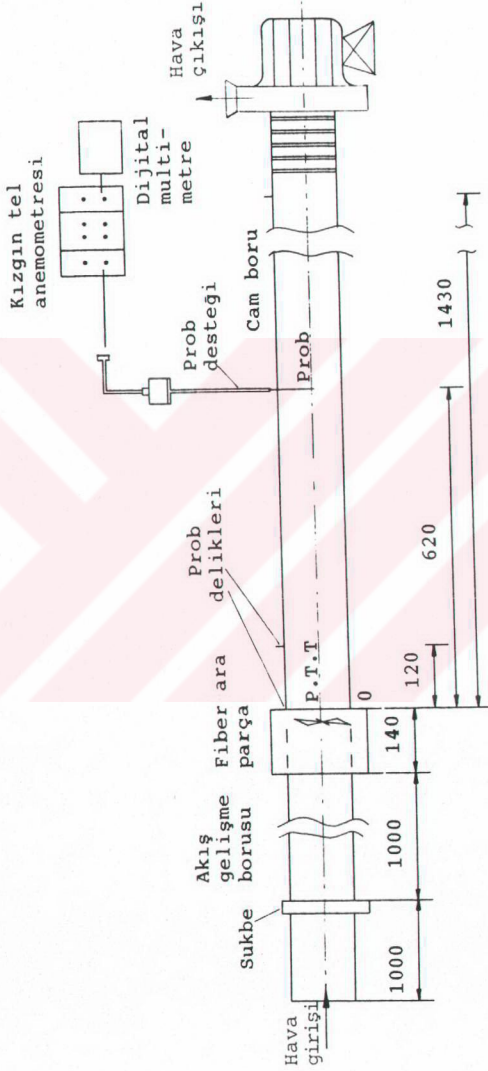
Resim-5.1: Pervane tipli türbülötör ve tutucu ayak

5.2. Hız Ölçüm Düzenegi

Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülator arkasındaki aksenal ve çevresel hız dağılımını belirlemek amacıyla K.T.Ü Isıtma-Havalandırma Laboratuvarında bir deney düzenegi kurulmuştur. Hız ölçüm düzenegi şekil-5.3 de görüldüğü gibi; akış debisinin ölçüldüğü bir sukbe, pervane tipli türbülatorün yerleştirildiği fiber ara parça, hız alanının ölçüldüğü cam boru ve bir fandan meydana gelmektedir. Ölçme sisteminde ise duyar uçlu prob, prob desteği, kızak, koaksiyal kablo, dijital multimetre ve kızgın tel anemometresi bulunmaktadır. Deney düzenegi fanın emme ağzına bağlanmıştır. Akış debisini belirlemede kullanılan sukbe devresi ısı geçiş deney düzenegindeki aynıdır. Türbülatorün yerleştirildiği ara parça aynı zamanda cam borunun merkezlenmesi görevini yapmaktadır. Cam borunun iç çapı 55mm, kalınlığı 2.5mm dir. Boru boyunca başlangıçtan itibaren 0, 120, 620, 1430mm lik uzaklıklarda, 4 adet 5mm çaplı prob delikleri açılmıştır. Böylece cam boru boyunca dört yerde hız taraması yapılabilmektedir.

Hız ölçmelerinde T.S.I. Model 1050 sabit sıcaklık anemometresi, T.S.I. Model 1051 monitör ve güç kaynağı modülü, Thurlby Model 1905a dijital multimetre cihazları kullanılmıştır. Düşey doğrultuda 0.2mm hassasiyetle ilerleme sağlayan bir vidalı mekanizma yardımıyla probun 3 doğrultuda hareket edebilmesi sağlanmıştır. Çevresel hızın ölçülebilmesi amacıyla probun kendi ekseni etrafındaki dönme hareketi, vidalı mekanizmaya takılan, 0.2° dönme hassasiyeti sağlayan T.S.I. Model 10142-1 kaydırıcı düzenek ile gerçekleştirilmiştir.

Hız ölçümlerinde T.S.I. Model 1240-20 X kızgın film prob kullanılmıştır. Prob kalibrasyonu ile ilgili bilgiler Ek-B de, hız ölçme prensibi ise Ek-C de verilmiştir.

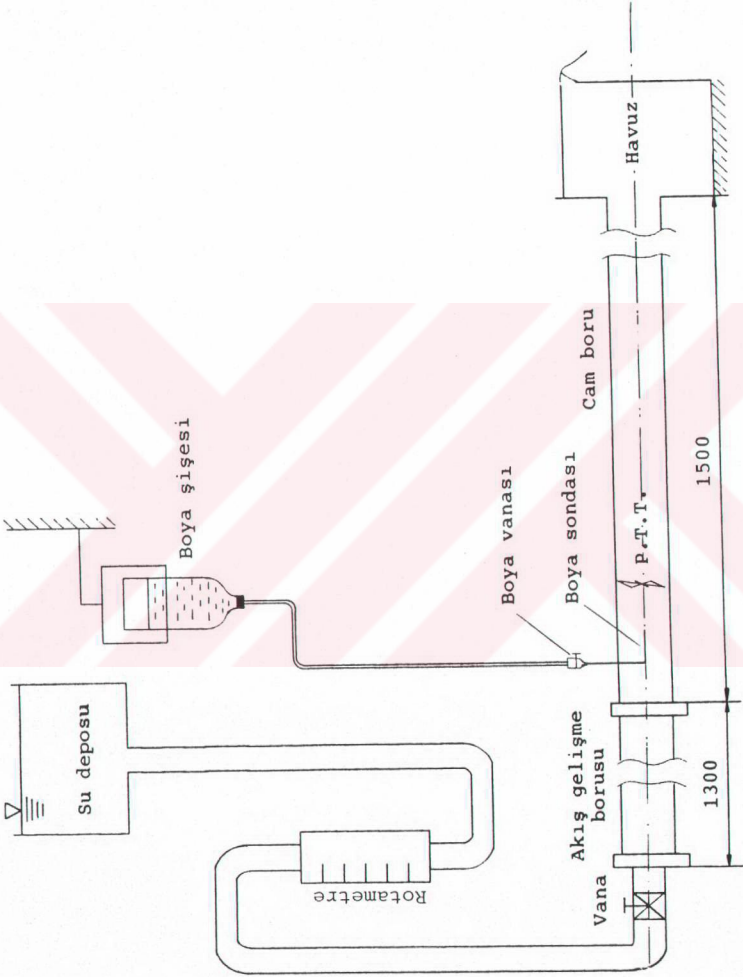


Şekil-5.3: Hız alanı ölçüm düzenneği

5.3. Akış Gözleme Deney Düzenegi

Geliştirilen pervane tipli türbülator arkasındaki akışın gözlenmesi amacıyla K.T.Ü. Termodinamik Laboratuvarında bir deney düzenegi kurulmuştur. Şekil-5.4 de görülen bu deney düzenegi su deposu, rotametre, vana, akış gelişme borusu, cam boru, pervane tipli türbülator, boya sondası ve bir havuzdan meydana gelmiştir. Akış alanını gözlemede kullanılan cam borunun iç çapı 55mm, dış çapı 59mm ve boyu ise 1500mm dir. Akış geliştirme borusu ise cam boru ile aynı çapta olup 1300mm uzunluktadır. Deney akışkanı olarak su kullanılmıştır. Debi ölçmeleri rotametre ile yapılmaktadır. Cam boru çıkışı bir havuza bağlanarak boru içinde düzgün laminer akış oluşturulmuştur. Cam boru içine yerleştirilen pervane tipli türbülatorün ön kısmından, boya sondası yardımıyla akış doğrultusunda gönderilen boya ile türbülatorün arka tarafındaki akış yönü izlenmektedir. Boya sondası radyal doğrultuda hareket ettirilebilmektedir. Sonda üzerine takılan bir vana yardımıyla da akış ortamına gönderilen boya miktarı ayarlanmaktadır. Deneylerde kullanılan boya potasyum kromattan elde edilmektedir. Akış alanında yapılan gözlemlerden elde edilen sonuçlar aşağıda verilmektedir.

Resim-5.2a da boya cidar yakınından verilmekte olup, akış iplikciginin türbülator arkasındaki sönümlenen dönmesi görülmektedir. Reynolds sayısı 280 dir. Resim-5.2b de kanat arasından verilen boyalı akış iplikciginde, aksel simetrik dönmeli akış ve dönme sönümlenmesi görülmektedir. Reynolds sayısı 407 dir. Resim-5.2c de $Re=1063$ için kanat yüzeyini takip eden akış ipliği görülmektedir. Boyanın suya difüzyonu ve dönme-karışma etkileri nedeniyle dönme sönümlenmesinin ne-reye kadar sürdüğü tam olarak belirlenememektedir. Resim-5.2d de de kanat yüzeyini takip eden akış ipliğinin arkadan görüntüsü verilmektedir. Reynolds sayısı 1063 dür. Resim-5.2e de kanadın başladığı çizgiden verilen boyalı akış iplikciginin kanat arkasında ikiye ayrılarak iki ayrı dönme etkisi oluşturduğu görülmektedir. Burada Reynolds sayısı 1921 dir. Kanat arka yüzeyini takip eden akış ipliği cidara doğru yönlenerak, cidarda girdaplar oluşturmakta daha sonra merkezde dönme ve



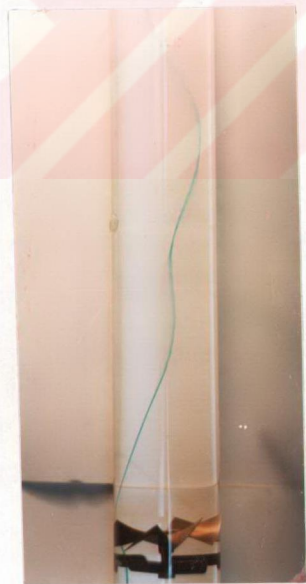
Şekil-5.5: Akış gözleme deney düzeneği



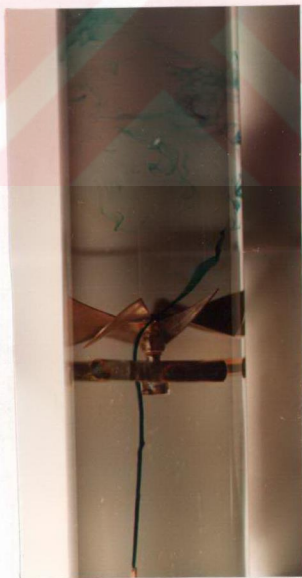
b) $Re=407$



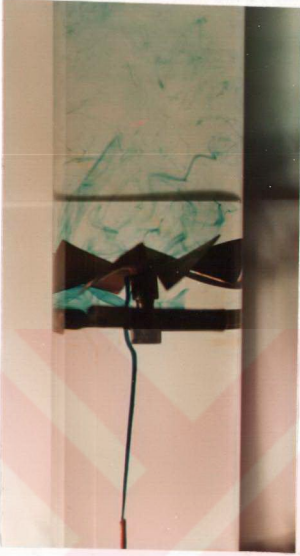
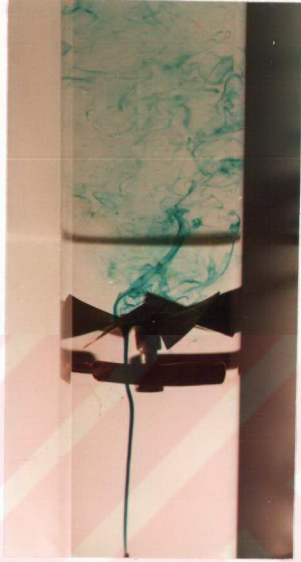
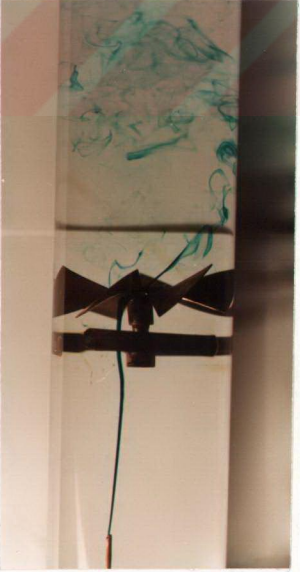
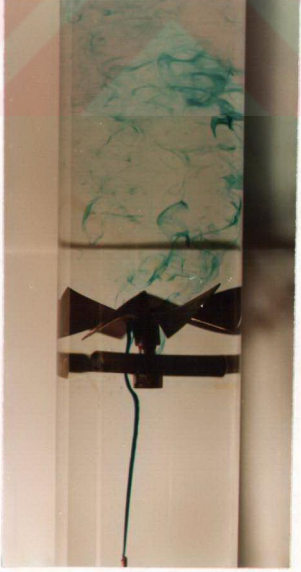
d) $Re=1063$



a) $Re=280$



c) $Re=1063$

f) $Re=1921$ h) $Re=1921$ e) $Re=1921$ g) $Re=1921$

Resim-5.2a,b,c,d,e,f, ve h: Çeşitli Reynolds sayılarında pervane tipli türbülator arkasındaki akış

karışma etkileri göstermektedir. Kanat ön yüzeyini takip eden akış ipliği ise türbülatorün göbek bölgesi etrafında karışma etkileri yaratmaktadır. Resim-5.2f, Resim-5.2g ve Resim-5.2h de $Re=1921$ için kanat arası ve göbek bölgesinden gönderilen boyalı akış ipliğinin merkezde, cidarda ve türbülator arkasında oluşturduğu dönme ve karışma etkileri izlenmektedir.

Deneylerde boya, türbülator merkezinden, kanat aralarından ve cidar yakınından verilerek akış iplikleri ve akışın boyanması gözlenmiştir. Reynolds sayısının artması ve türbülator etkileri boyanın suya karışmasını hızlandırmaktadır. Türbülanslı akışta yapılan deneylerde, hem türbülans hem de dönme etkileri nedeniyle akış tamamen boyandığından akış alanındaki dönme etkileri izlenememektedir. Bu nedenle burada laminer akışta yapılan deneyler verilmiştir. Yapılan gözlemlerden türbülatorün hemen arkasındaki akış hakkında bilgi edinmek mümkün olmuştur.

BÖLÜM 6

DENEYSEL HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

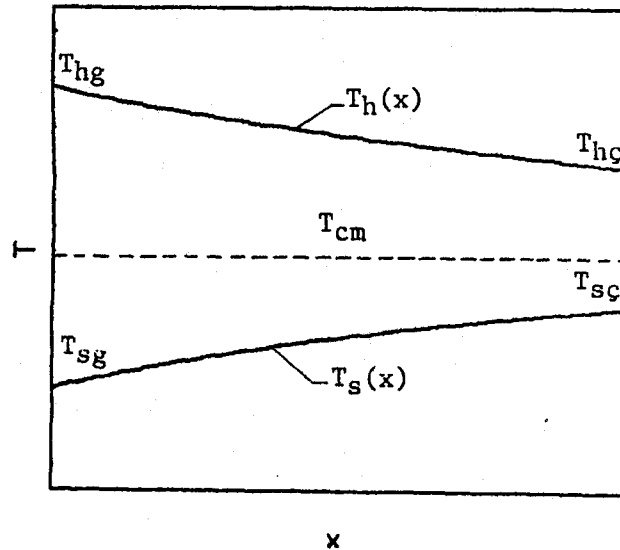
6.1. Isı Taşınım Deneylerinde Hesaplama Yöntemi

Isı taşınım deneyleri; soğutma durumu için, Reynolds sayısının 3000 + 30000 değerleri arasında yapılmıştır. Deneylerin geçerli sayılması için aranan şartlar;

- Havanın verdiği ısının suyun aldığı ısıdan büyük veya eşit olması ($Q_h \geq Q_s$)
- Hatanın en az %5 civarında olması ($H = (Q_h - Q_s) / Q_h \leq \%5$) dir.

Bu şartları gerçekleyen deneyler için yerel ve ortalama ısı taşınım katsayıları ile basınç kayıpları hesaplanmıştır. Hesaplamalarda aşağıda anlatılan yöntem kullanılmıştır.

Deneylerde yerel su sıcaklıkları ölçülmediğinden; şekil-6.1 de görüldüğü gibi su sıcaklıklarının eksponansiyel bir değişim gösterdiği kabulü yapılmıştır.



Şekil-6.1: Akışkan sıcaklıklarının boru boyunca değişimleri

Şekil-6.1 e göre yerel su sıcaklıklarının boru boyunca değişimleri için

$$T_s(x) = T_{cm} - Ae^{Bx} \quad (6.1)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu bağıntı cidar sıcaklıkları ve su giriş-çıkış sıcaklıkları cinsinden

$$T_s(x) = T_{cm} - (T_{cm} - T_{sg}) e^{\left[(1/L) \ln \frac{(T_{cm} - T_{sç})}{(T_{cm} - T_{sg})} \right] x} \quad (6.2)$$

şeklinde ifade edilebilir. Yerel su sıcaklıklarının bu şekilde hesaplanması; boş boruya göre uygun olmakla beraber, pervane tipli türbülator yerleştirilmiş durumda yaklaşık olmaktadır. Çünkü cidar sıcaklıkları, boş boruda boru boyunca büyük ölçüde değişmemekte; ancak pervane tipli türbülator yerleştirildiğinde, cidar sıcaklıklarında değişimler olmaktadır (Ek-A).

Isı eşanjöründe hava tarafındaki yerel ve ortalama ısı taşınım katsayılarını hesaplamak için aşağıdaki sıra izlenmiştir.

1- T.D.1.K' na göre soğutma suyunun aldığı ısı

$$Q_s = m_s c_{p_s} (T_{sç} - T_{sg}) \quad (6.3)$$

şeklinde dir. Bu eşitlik aynı zamanda yerel ısı akılarının toplamı olarak

$$Q_s = \int_A q_s(x) dA \quad (6.4)$$

şeklinde de ifade edilebilir.

2- Su tarafındaki yerel ısı akıları, aradaki ısı dirençleri de içeren toplam ısı geçiş katsayısı cinsinden aşağıdaki

şekilde yazılabilir.

$$q_s(x) = K(T_{cx} - T_{sx}) \quad (6.5)$$

Bu bağıntı (6.4) denkleminde yerine yazılırsa; tanımlanan toplam ısı geçiş katsayısı

$$K = \frac{Q_s}{\pi D_2} \left(\int_0^L (T_{cx} - T_{sx}) dx \right)^{-1} \quad (6.6)$$

bağıntısıyla hesaplanabilir.

3- Hava tarafındaki yerel ısı akıları, alan değişimi de gözönüne alınarak

$$q_h(x) = q_s(x) \frac{D_2}{D} \quad (6.7)$$

şeklinde yazılabilir. Burada D_2 ; alüminyum boru dış çapı, D ise alüminyum boru iç çapıdır.

4- Yerel hava sıcaklıkları T.D.1.K.yardımla

$$T_h(x) = T_h(x+1) + \frac{q_h(x)}{m_h c_{p_h}} \pi D \delta x \quad (6.8)$$

şeklinde hesaplanabilirler.

5- Yukarıda verilen/hesaplanan değerler yardımıyla yerel ve ortalama ısı taşınım katsayıları ve Nusselt sayıları, aşağıdaki bağıntılardan bulunabilirler [31].

$$h_x = \frac{q_h(x)}{T_h(x) - T_c(x)} ; \quad Nu_x = \frac{h_x D}{k} \quad (6.9)$$

$$h_m = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx \quad ; \quad Nu_m = \frac{h_m D}{k} \quad (6.10)$$

Boş boruda soğutma durumu için Nusselt sayısı, Gnielinski [32] tarafından aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$Nu \left(\frac{T_{cm}}{T_{hm}} \right)^{0.45} = \frac{(f/2)(Re-1000)Pr}{1+12.7(f/2)^{0.5}(Pr^{2/3}-1)} \quad (6.11)$$

Burada f , Filonenko sürtünme faktörüdür ve aşağıdaki şekilde verilmektedir [33].

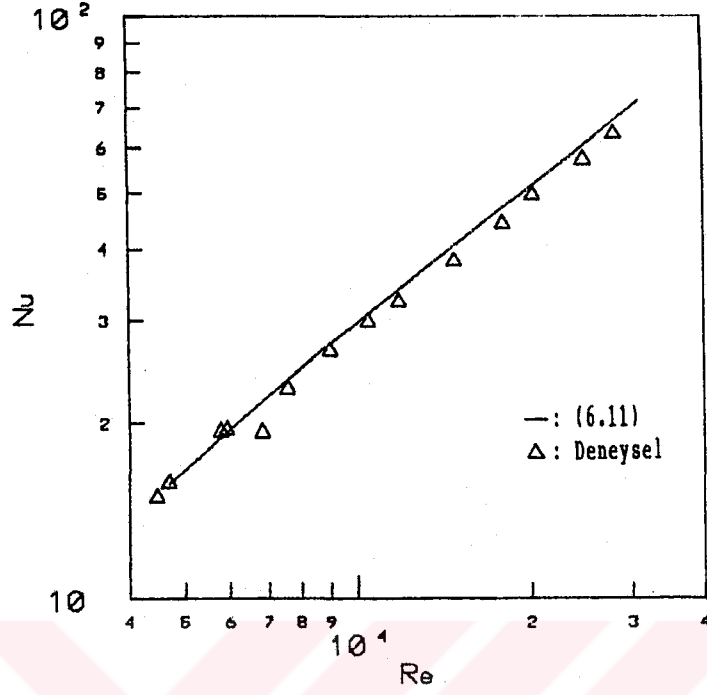
$$f = (1.58 \ln Re - 3.28)^{-2} \quad (6.12)$$

DeneySEL olarak sürtünme faktörü ise, ölçülen basınç düşüşü ΔP ' nin momentum değişimi dolayısıyla düzeltildiği

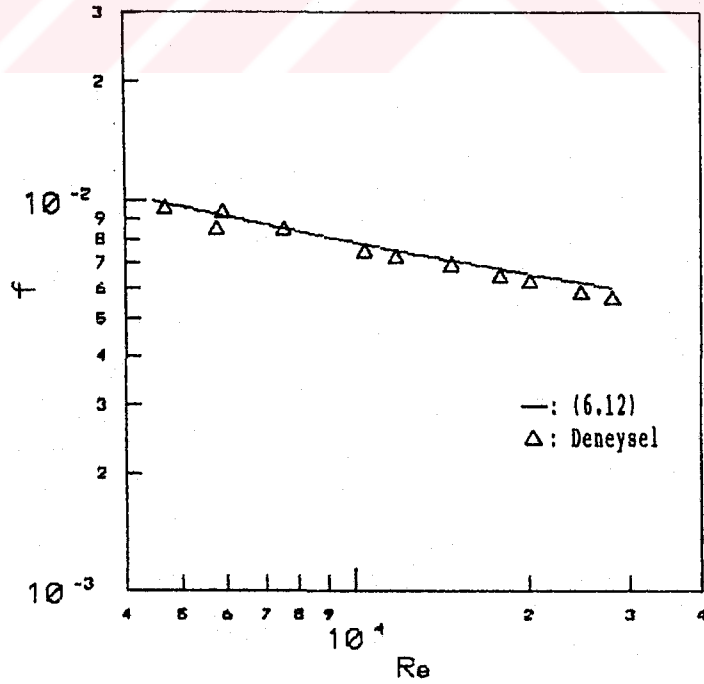
$$f_d = \frac{[\Delta P - \left(\frac{\dot{m}_h^2}{A} \right) \left(\frac{1}{\rho_{hg}} - \frac{1}{\rho_{hg}} \right)]}{\frac{4L \rho_h U_{ort}^2}{D}} \quad (6.13)$$

eşitliği ile verilmektedir [33]. Bu eşitlikteki \dot{m}_h , havanın kütleSEL debisini; ρ , akışkan yoğunluğunu; A , boru kesit alanını ve U_{ort} , ortalama akışkan hızını göstermektedir.

Boş boru için deneylerden elde edilen ısı taşınım ve basınç kaybı sonuçlarının literatürde verilen bağıntılarla karşılaştırılması Şekil-6.2 ve Şekil-6.3 de gösterilmektedir.



Şekil-6.2: Boş boruda ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



Şekil-6.3: Boş boruda sürtünme faktörünün Reynolds sayısı ile değişimi

6.2. Dönme Sayısı Kavramı

Literatürde azalan dönmeli akışın karakterize edilmesiyle ilgili olarak çok sayıda çalışmalar yapılmış ve bazı kriterler ortaya atılmıştır. Bunlardan biri maksimum çevresel hızın dönmeyi karakterize etmede kullanılmasıdır. Diğer bir kriter başlangıç dönmesinin karakterize edilmesidir. Bunun yapılabilmesi için; deney bölgesi girişine yerleştirilen kısa bükülmüş türbülatorler, dönme üreten kanallar veya pervaneler gibi dönme üreticilerin geometrik şartlarının bilinmesi gereklidir. Böylece dönme üreticilerin geometrik şartlarının dönmeye etkileri araştırılabilir.

Sparrow ve Chaboki [2], dönme dayanıklılığını karakterize etmek için, boru cidarında yerel olarak bir akışkan damlacığının izini gözleme yöntemini kullanmışlardır. Bu araştırmacılar, dönmenin cidar ısı geçişine etkisinin büyük olduğu durumlarda, cidara bitişik dönmenin belirlenmesini sağlayan yerel cidar dönme açısının bir parametre olarak kullanılmasını uygun görmekte-dirler.

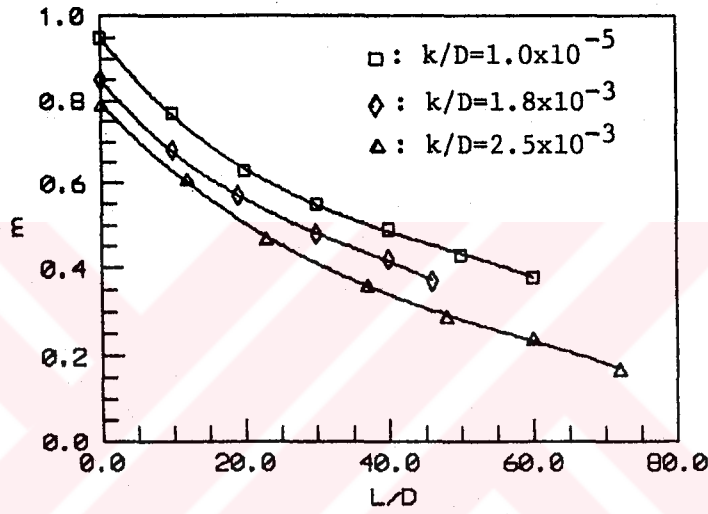
Literatürde kullanılan karakterizasyonlardan biri de aksenal ve çevresel hız ölçümlerinin yapılması ve bunlardan yararlanarak bir dönme sayısının tanımlanmasıdır. Bu dönme sayısı kavramı diğer karakterizasyonlardan daha fazla detay içermektedir. Sunulan bu çalışmada da dönme sayısı kavramından yararlanılmıştır.

Hareket miktarının momenti teoreminden yararlanılarak, bir boru kesitindeki çevresel momentum momentinin (M_θ) aksenal momentum momentine ($M_x = F_x R$) oranı, dönme sayısı ya da dönme yoğunluğu olarak tanımlanır.

$$m = \frac{M_\theta}{F_x R} = \frac{2\pi\rho \int_0^R uwr^2 dr}{2\pi\rho \int_0^R u^2 r dr R} \quad (6.14)$$

Bu kavram, çeşitli pürüzlülükteki borularda rankine tipi vorteks için Senoo ve Nagata [11] tarafından incelenmiştir.

Çoğu dönmeli akışlarda çevresel hız bileşeninin radyal dağılımı, katı vorteks ile serbest vorteksin bir kombinasyonudur. Senoo ve Nagata [11], çeşitli pürüzlülükteki borularda rankine tipi vorteks (katı vorteks + serbest vorteks) üreterek, m parametresi yardımıyla, dönme azalması, basınç dağılımı ve cidar sürtünme katsayısı arasındaki ilişkileri belirlemiştir. Rankine tipi vorteks için çeşitli pürüzlülükteki borularda m sayısının boru boyunca değişimi Şekil-6.4 de görülmektedir (k/D ; pürüzlülük oranıdır).



Şekil-6.4: m sayısının boru boyunca değişimi [11].

Yerel akış alanında tanımlanan ve dönme yoğunluğu olarak da ifade edilen m sayısı, aynı zamanda azalan dönmeli akıştaki ısı geçiş olayının açıklanmasında da önem taşımaktadır. West [34], dönme sayısı ile azalan dönmeli akışta ısı geçişindeki artış (Nu/Nu_0) arasında bağıntı kurulabileceğini göstermiştir. Ancak West, boru geometrisi ve diğer akış parametreleri arasında yerel dönme sayısı için bir ifadenin eldesinin oldukça zor ve karmaşık olduğunu ifade etmektedir.

Bu çalışmada boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülötör için, çeşitli kesitlerde ölçülen aksenal ve çevresel hız bileşenlerinden yararlanılarak m sayısı hesaplanmıştır. Ancak dönme sayısı ile ısı geçişindeki artış arasında bir bağıntı elde edilememiştir.

BÖLÜM 7

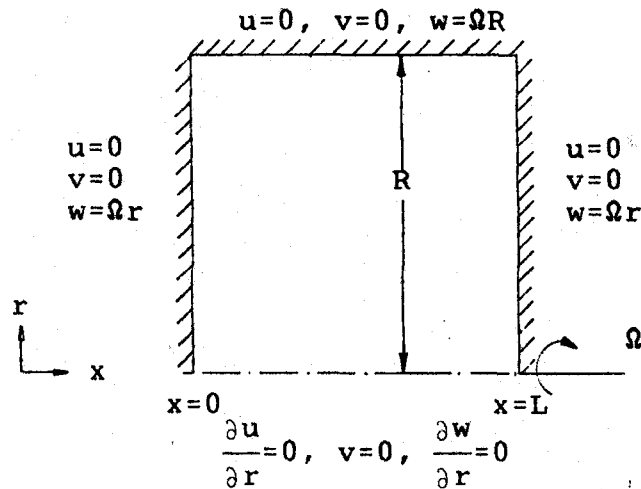
BULGULAR VE İRDELEME

7.1. Bilgisayar Programının Çeşitli Problemlere Uygulanması

7.1.1. Katı Cisim Dönmesi ve Laminer Kaynak-Kuyu Akışı

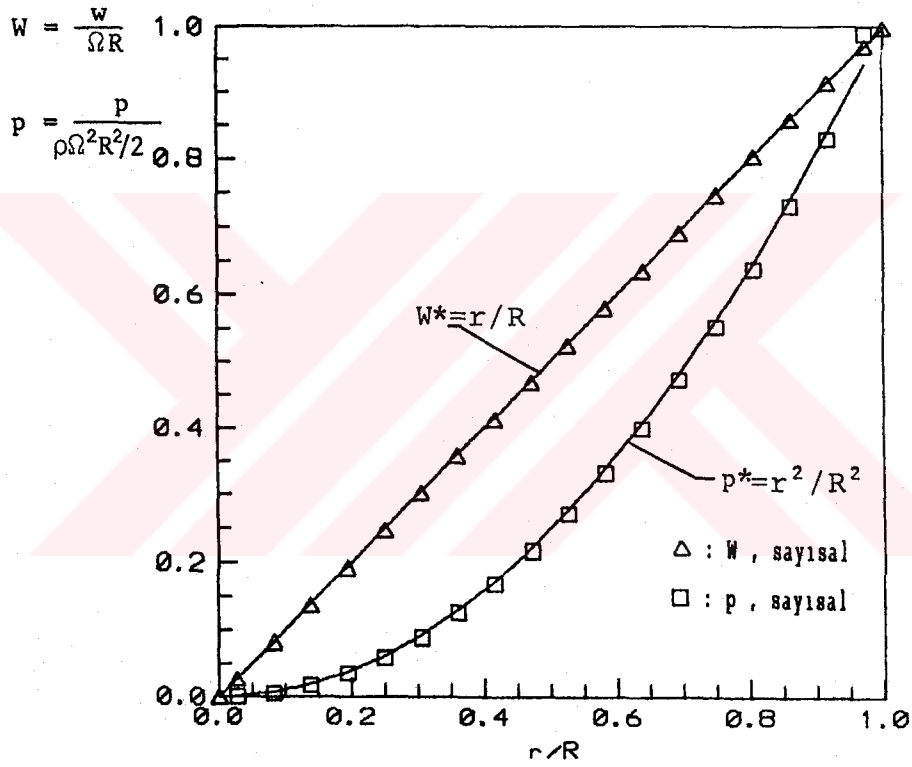
Hazırlanan bilgisayar programı, doğruluğunun test edilmesi amacıyla ilk olarak analitik çözümleri bilinen katı cisim dönmesi ve laminer kaynak-kuyu akışı problemlerine uygulanmıştır.

Ekseni etrafında sabit bir Ω açısal hızı ile dönen silindirik bir kap içinde bulunan akışkan, viskoz sürtünmelerden dolayı katı cisim gibi davranmaktadır. Bu durumda her akışkan parçası, bir çember üzerinde şekil değiştirmeden dönmekte ve kayma gerilmesi doğmamaktadır [28]. Akışkanın katı cisim gibi davrandığı bölgede; hız alanı " $u=0, v=0, w=\Omega r$ ", basınç alanı ise " $p = \rho \Omega^2 r^2 / 2$ " şeklinde olmaktadır. Şekil-7.1 de katı cisim dönmesi ve sınır şartları görülmektedir.



Şekil-7.1: Katı cisim dönmesi ve sınır şartları

Hesaplamalarda kullanılan sonlu fark ağı 20x20 noktadan meydana gelmiş olup x ve r yönlerinde üniform olarak düzenlenmiştir. Boyutlar 0.1x0.1m olarak alınmış, açısal hız $\Omega=10\pi/3$ şeklinde verilmiştir. Relaksasyon faktörü E, 4 alınmıştır. Sonuçlar her bir denklem için yakınsaklık faktörünün 5.10^{-6} dan küçük olması koşulu ile 34 iterasyonda elde edilmiştir. Şekil-7.2 de, $\Omega=10\pi/3$ için çevresel hız ve basınç profilleri analitik çözümlerle birlikte verilmektedir. Sayısal ve analitik çözümler çok iyi uyum göstermektedirler.

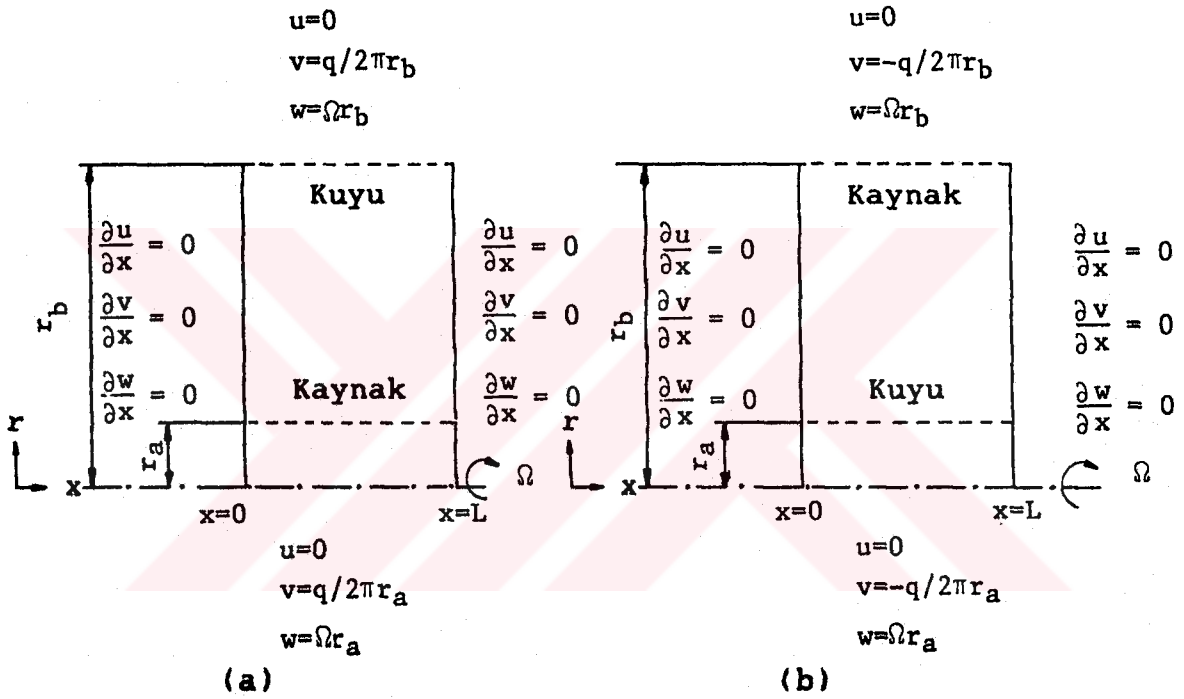


Şekil-7.2: $\Omega=10\pi/3$ için çevresel hız ve basınç profilleri

Programın uygulandığı ikinci bir test problemi laminer kaynak-kuyu akışıdır. Sabit bir Ω açısal hızı ile dönen ve aynı eksenli içiçe iki silindirden meydana gelen sistemde, içteki silindir akış yönüne göre kaynak veya kuyu, dıştaki silindir de kuyu veya kaynak olabilmektedir. Kaynak-kuyu akışı Hise tarafından incelenmiş ve eksenel yöndeki değişimler ihmal edildiği durumda analitik çözümler elde edilmiştir [29]. Bu akışta kaynak Reynolds sayısı,

$$S \equiv \frac{q}{2\pi\nu} \quad (7.1)$$

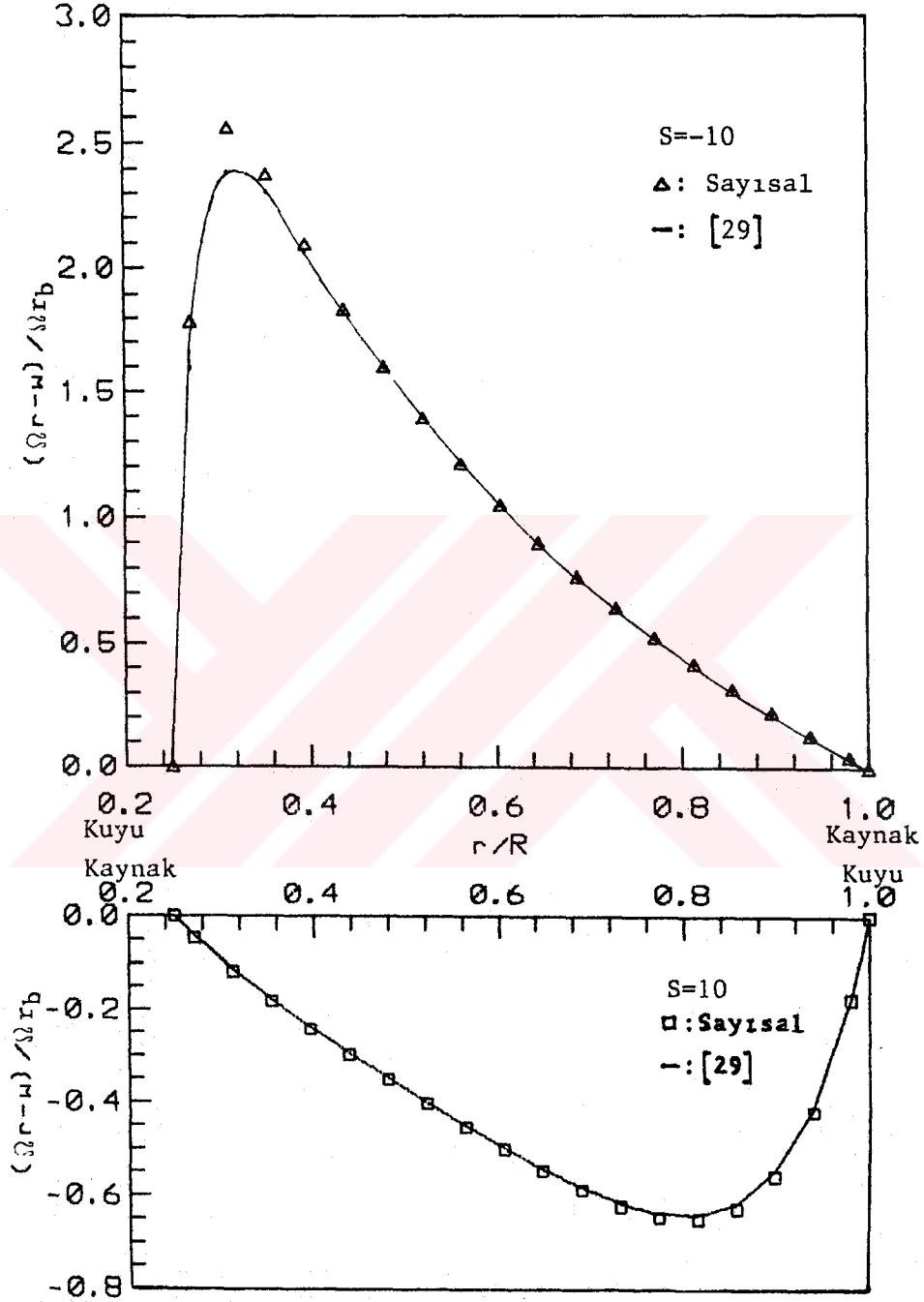
şeklinde tanımlanmaktadır. q , birim uzunluktan giren akışkan debisi olmaktadır. Bu akış $S=10$ ve $S=-10$ alınarak iki durumda incelenmiştir. $S=10$ için kaynak-kuyu akışı, $S=-10$ için ise kuyu-kaynak akışı sözkonusudur. İncelenen bu akışlara ait geometri ve sınır şartları Şekil-7.3 de verilmektedir.



Şekil-7.3: Kaynak-kuyu akışı ve sınır şartları

(a) $S=10$; (b) $S=-10$.

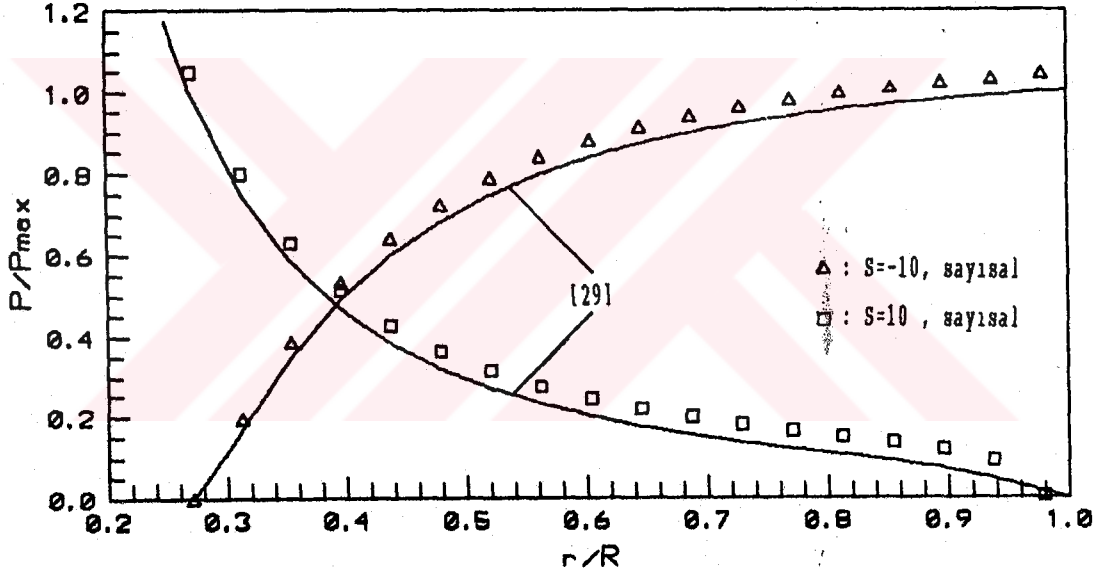
Hesaplamalarda kullanılan sonlu fark ağı x ve r yönlerinde üniform olarak düzenlenmiş olup 10x20 noktadan meydana gelmiştir. $a=0.02\text{m}$, $b=0.08\text{m}$ ve $L=0.1\text{m}$ alınmıştır. Açısal hız $\Omega=2\pi$ olarak verilmiştir. Relaksasyon faktörü E; $S=10$ için 2, $S=-10$ için ise 5 alınmıştır. Sonuçlar herbir denklem için yakınsaklık faktörünün $5 \cdot 10^{-5}$ ten küçük olması koşulu ile elde edilmiş olup $S=10$ için 34 iterasyon, $S=-10$ için 74 iterasyon yapılmıştır. Şekil-7.4 de kaynak-kuyu ($S=10$) ve kuyu-kaynak ($S=-10$) akışları için açısal yöndeki boyutsuz hızın boyutsuz radyal mesafe ile değişimi verilmektedir.



Şekil-7.4: Kaynak-kuyu akışında çevresel hızın radyal doğrultudaki değişimi

Burada çevresel hız boyutsuzlaştırılması dönen eksen takımına göre yapılmıştır. Sayısal sonuçlar, Chew [29] tarafından verilen analitik sonuçlarla iyi bir uyum sağlamaktadır. Kaynak Reynolds sayısının büyük değerlerinde kuyu üzerinde sınır tabaka oluşmaktadır. $S=-10$ da ise çevresel yöndeki hız kaynaktan itibaren artmakta, ancak kuyu üzerinde oluşan sınır tabakada azalarak kuyudaki değerine erişmektedir.

Şekil-7.5 de $S=10$ ve $S=-10$ için boyutsuz basınç değerlerinin boyutsuz radyal mesafe ile değişimi verilmektedir. Sonuçlar Chew [29] tarafından verilen analitik çözümlerle iyi bir uyum göstermektedir. Kaynak üzerinde maksimum olan basınç değerleri, kuyuya doğru gidildikçe azalmaktadır.

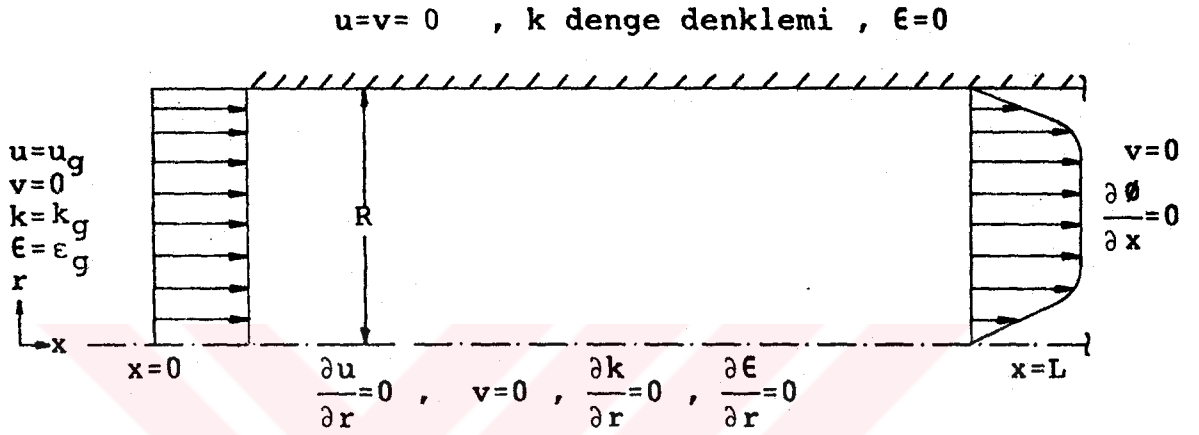


Şekil-7.5: Kaynak-kuyu akışında basınç dağılımı

Katı cisim dönmesi ve kaynak-kuyu akışları için SIMPLE ve SIMPLEC yöntemleri arasında, iterasyon sayıları açısından karşılaştırma yapılmıştır. Katı cisim dönmesinde, kullanılan ağ nokta sayısı ve yakınsaklık faktörü aynı kalmak suretiyle; SIMPLEC yönteminde 34, SIMPLE yönteminde 63 iterasyon yapılmıştır. Kaynak-kuyu akışı ($S=10$) için yine ağ nokta sayısı ve yakınsaklık faktörü aynı kalmak suretiyle SIMPLEC yönteminde 34, SIMPLE yönteminde 43 iterasyon; kuyu-kaynak akışı ($S=-10$) için SIMPLEC yönteminde 74, SIMPLE yönteminde ise 216 iterasyon yapılmıştır. Bu durum SIMPLEC yönteminin çok daha ekonomik olduğunu ortaya çıkarmaktadır.

7.1.2. Türbülanslı Boru Akışı

Geliştirilen bilgisayar programının türbülanslı akışlar için kullanılmasına örnek olarak, türbülanslı boru akışı ele alınmıştır. Akışkan üniform bir hız profiliyle boruya girmekte ve akış boru boyunca gelişmektedir. Akış geometrisi ve sınır şartları Şekil-7.6 da verilmektedir.



Şekil-7.6: Türbülanslı boru akışı ve sınır şartları

Hesaplamalarda kullanılan sınır şartları şu şekildedir. Boru girişinde aksenal hıza ortalama bir değer atanmış, radyal hız ise sıfır olarak alınmıştır. Türbülans büyüklüklerinin dağılımı boru yarıçapına ve ortalama giriş hızına bağlı olarak hesaplanmıştır [34].

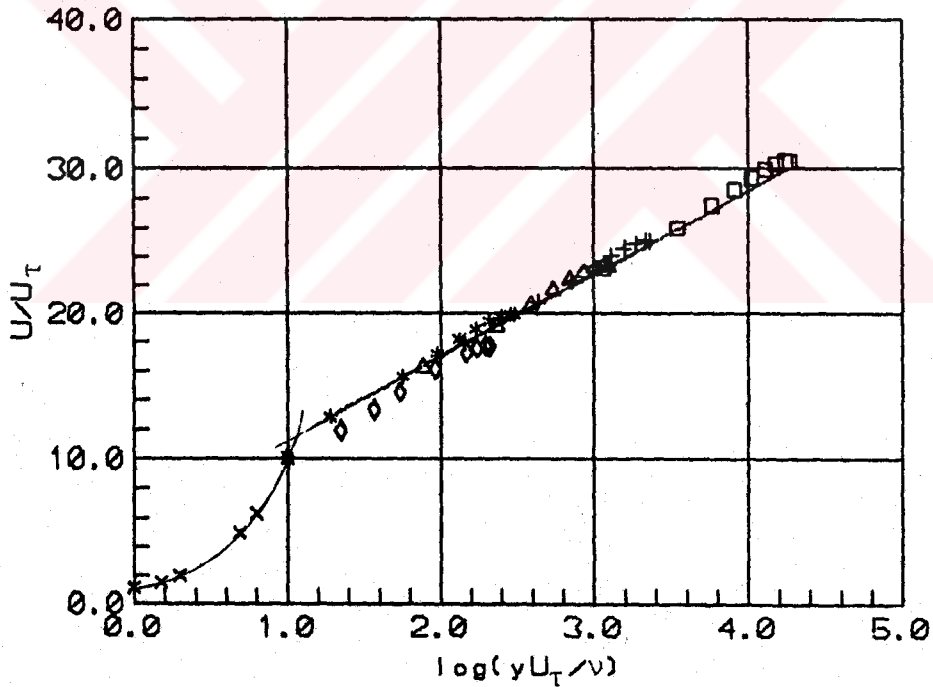
$$k_g=0.003u^2 \quad ; \quad \epsilon_g=C_\mu k^{3/2}/(0.03R) \quad (7.2)$$

Boru çıkışında ve simetri ekseninde radyal hız sıfır olarak alınmış, diğer bütün bağımlı değişkenler için ise türev sınır şartı verilmiştir ($\partial \theta / \partial x=0$, $\partial \theta / \partial r=0$). Boru cidarında aksenal ve radyal hız bileşenleri sıfıra eşitlenmiştir.

Türbülanslı akışta cidar yakınındaki ağ noktası için k nın değeri Bölüm 3.4 de verilen duvar fonksiyonları kullanılarak k -denge denkleminde hesaplanırken, ϵ nun değeri (3.9) denkleminde bulunur. Cidar yakınındaki bölgede hız bileşenleri için verilen sınır koşulları hız yönündeki kayma gerilmesi bileşenleridirler. Cidar normal yönündeki hız için kayma gerilmesi bileşeni sıfır alınır. Diğer bileşenler ise Bölüm 3.4 de verilen duvar fonksiyonlarından hesaplanır.

Sonlu fark ağı aksenal ve radyal yönlerde üniform olmayan şekilde düzenlenmiştir. Bu düzenlemeyle, uzun bir boruda akış gelişmesi incelenebilmektedir. Sonlu fark ağı 10×10 noktadan meydana gelmiştir. Boru çapı $D=0.2\text{m}$, boyu $L=12\text{m}$ alınmıştır. Relaksasyon faktörü $E=9$ alınmıştır. Sonuçlar her bir denklem için yakınsaklık kriterinin 10^{-3} ten küçük olması koşuluyla elde edilmiştir. Şekil-7.7 de laminer alt sınır tabaka ve türbülanslı sınır tabaka içinde hesaplanan boyutsuz hız dağılımları, logaritmik hız dağılım kanunu ile karşılaştırmalı olarak verilmektedir [17].

Şekilden de görüldüğü gibi türbülanslı sınır tabaka içinde hesaplanan hızlar logaritmik hız dağılım kanunu ile oldukça uyumludur. Bu sonuç, programın türbülanslı akışlar için de yeterli hassasiyette çalıştığını göstermektedir.

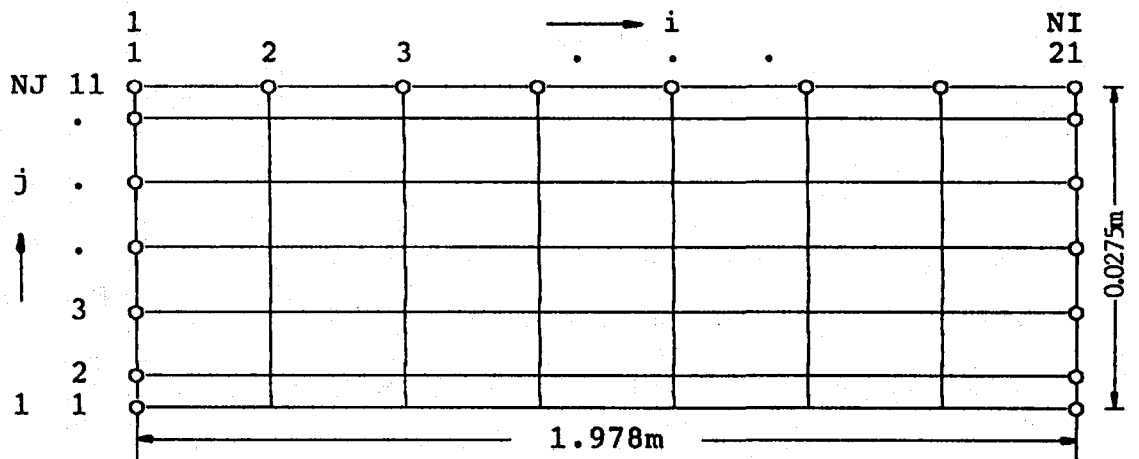


Şekil-7.7: Pürüzsüz boruda türbülanslı akışta laminer ve türbülanslı sınır tabakalar içindeki hız dağılımları
 * : Lam. alt sınır tabaka, $U/U_T = \log(yU_T/\nu)$
 — : Türb. sınır tabaka, $U/U_T = 5.75 \log(yU_T/\nu) + 5.5$
 ◇ : $Re=6.0 \cdot 10^3$, * : $Re=10^4$, Δ : $Re=5.0 \cdot 10^4$
 + : $Re=10^5$, □ : $Re=10^6$.

Türbülanslı boru akışı için ayrıca enerji denklemi de çözümlenerek sıcaklık alanı belirlenmiş ve ısı geçişi sonuçları elde edilmiştir.

Programda sıcaklık için verilen sınır şartları şu şekildedir. Boru girişinde deneylerde ölçülen akışkan giriş sıcaklığı, boru ekseninde türev sınır şartı ($\partial T/\partial r=0$), boru cidarında ölçülen cidar sıcaklıkları ve boru çıkışında deneylerde ölçülen çıkış sıcaklık alanı verilmiştir. Cidar yakınındaki ağ noktasında sıcaklık değeri, Bölüm 3.4 de verilen cidar fonksiyonları yardımıyla hesaplanmıştır. Bu bölgede sıcaklık dağılımı logaritmik kabul edilerek cidara ısı akışını veren (3.10) eşitliğinden yararlanılmıştır. Türbülans büyüklükleri için sınır şartları değiştirilmemiştir. Eksenel hız için ise boru girişinde $u(r)=u_{\max}(1-r/R)^{1/7}$ şeklinde gelişmiş hız dağılımı verilmiştir.

Sonlu fark ağı eksenel ve radyal yönlerde üniform şekilde ve deneysel sıcaklık ölçüm noktalarına göre düzenlenmiştir. Boru girişinde ve çıkışında ($x=0$ ve $x=L$) yarım kontrol hacimleri kullanılmamıştır. Şekil-7.8 de görüldüğü gibi sonlu fark ağı eksenel yönde 21, radyal yönde ise 11 nokta içermektedir. Bu şekilde deneysel olarak ölçülen sıcaklıkların programda sınır şartı olarak verilmesi sağlanmıştır.



Şekil-7.8: Sonlu fark ağı (—o— : Deneysel sıcaklıklar)

Hesaplamalarda relaksasyon faktörü $E=9$ olarak alınmış ve yakınsaklık kriteri her bir denklem için 10^{-3} olarak verilmiştir. Elde edilen sayısal hız ve sıcaklık alanlarından ısı

geçiş sonuçları şu şekilde hesaplanmıştır.

İlk aşamada her radyal ağ doğrultusunda hesaplanan sıcaklıklar için ortalama entalpi sıcaklık değerleri (5.3) eşitliğine göre belirlenmiştir. Bu ortalama akışkan sıcaklıklarından yararlanılarak ve Şekil-7.9 da görülen kontrol bölgesinde T.D.1.K nun uygulanmasıyla; yerel ısı için,

$$q_x = \dot{m}c_p(T_{hm}(i)-T_{hm}(i+1)) \quad (7.3)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada \dot{m} , kütleli debi; c_p ise akışkanın sabit basınçtaki özgül ısısıdır. Newton Soğuma Kanunu' na göre ise yerel ısı,

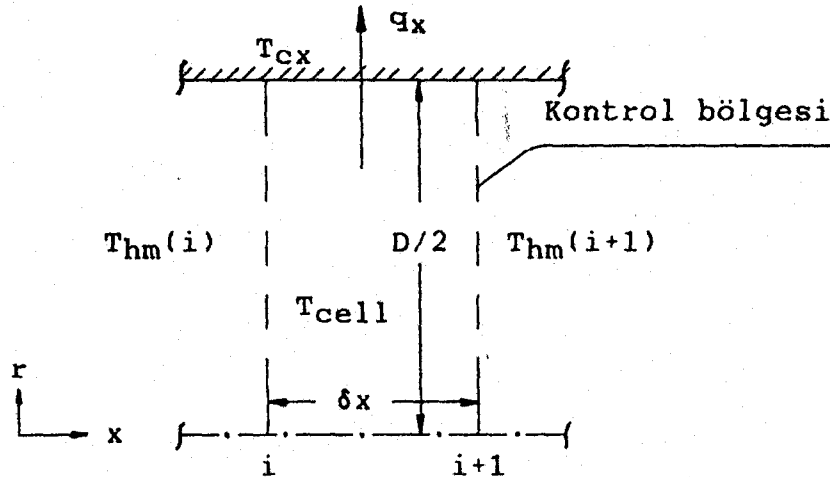
$$q_x = h_x \pi D \delta x (T_{cell} - T_{cx}) \quad (7.4)$$

şeklindedir. Burada;

$$T_{cell} = \frac{1}{2}(T_{hm}(i) + T_{hm}(i+1)), \quad (7.5)$$

$$T_{cx} = \frac{1}{2}(T_{cx}(i) + T_{cx}(i+1))$$

şeklinde tanımlanmış olup yerel ısı taşınım katsayısı h_x , (7.3) ve (7.4) denklemleri yardımıyla hesaplanmaktadır. Ortalama ısı taşınım katsayısı ise yerel ısı taşınım katsayılarının boru boyunca ortalamasının alınması ile bulunmaktadır.



Şekil-7.9: Yerel ısı geçiş bölgesi

Isı geçiş bölgesinin tümü kontrol bölgesi seçilerek de ortalama ısı taşınım katsayısı hesaplanabilir. Bu durumda geçen toplam ısı deneysel olarak belirlenir ve Newton Soğuma Kanunu yardımıyla h_m ,

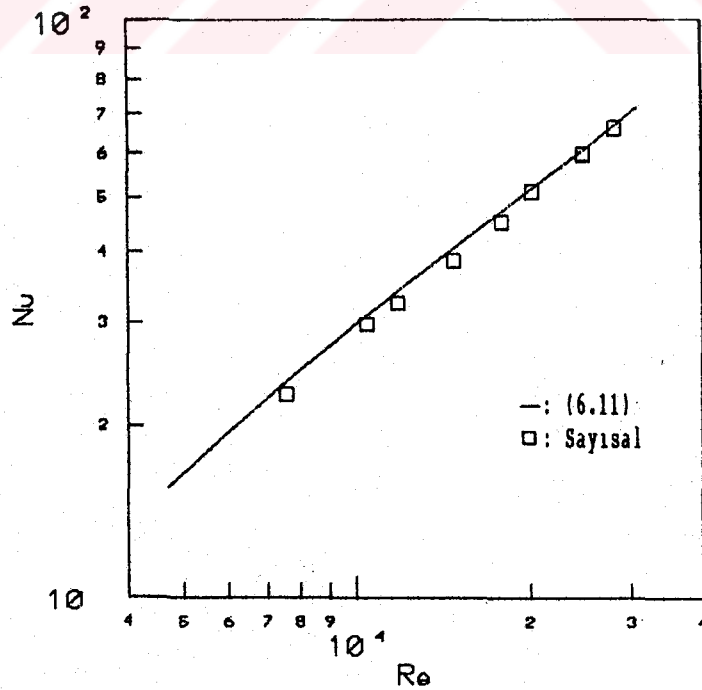
$$h_m = \frac{Q}{\pi DL(T_{hm} - T_{wm})} \quad (7.6)$$

şeklinde hesaplanır. Burada T_{hm} ,

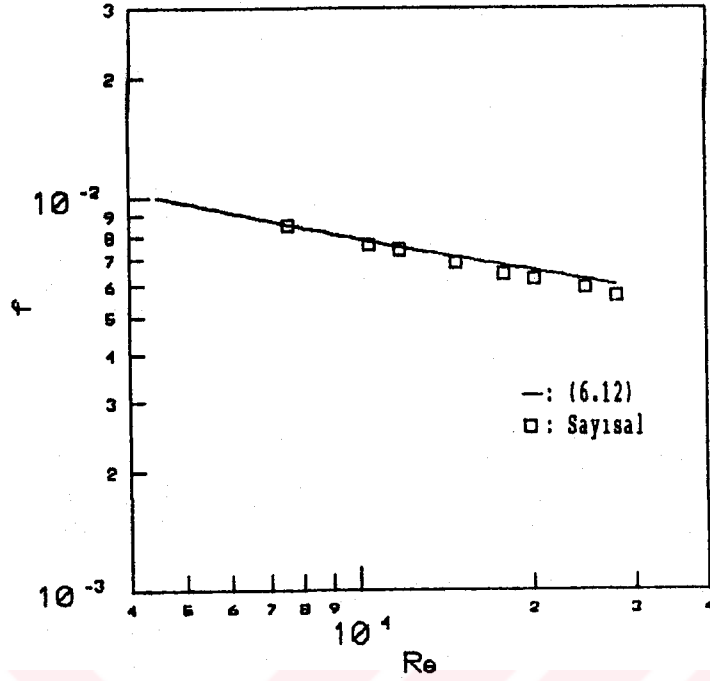
$$T_{hm} = \frac{1}{L} \int_0^L T_{hm}(x) dx \quad (7.7)$$

şeklinde tanımlanan akışkan ortalama sıcaklığıdır.

Her iki şekilde bulunan ortalama ısı taşınım katsayıları oldukça uyumludur. Bulunan değerlerden yerel ve ortalama Nusselt sayıları, (6.9) ve (6.10) denklemleri yardımıyla hesaplanır. Şekil-7.10 ve Şekil-7.11 de sayısal olarak hesaplanan ortalama Nusselt sayısı ve sürtünme faktörünün Reynolds sayısı ile değişimi verilmektedir.



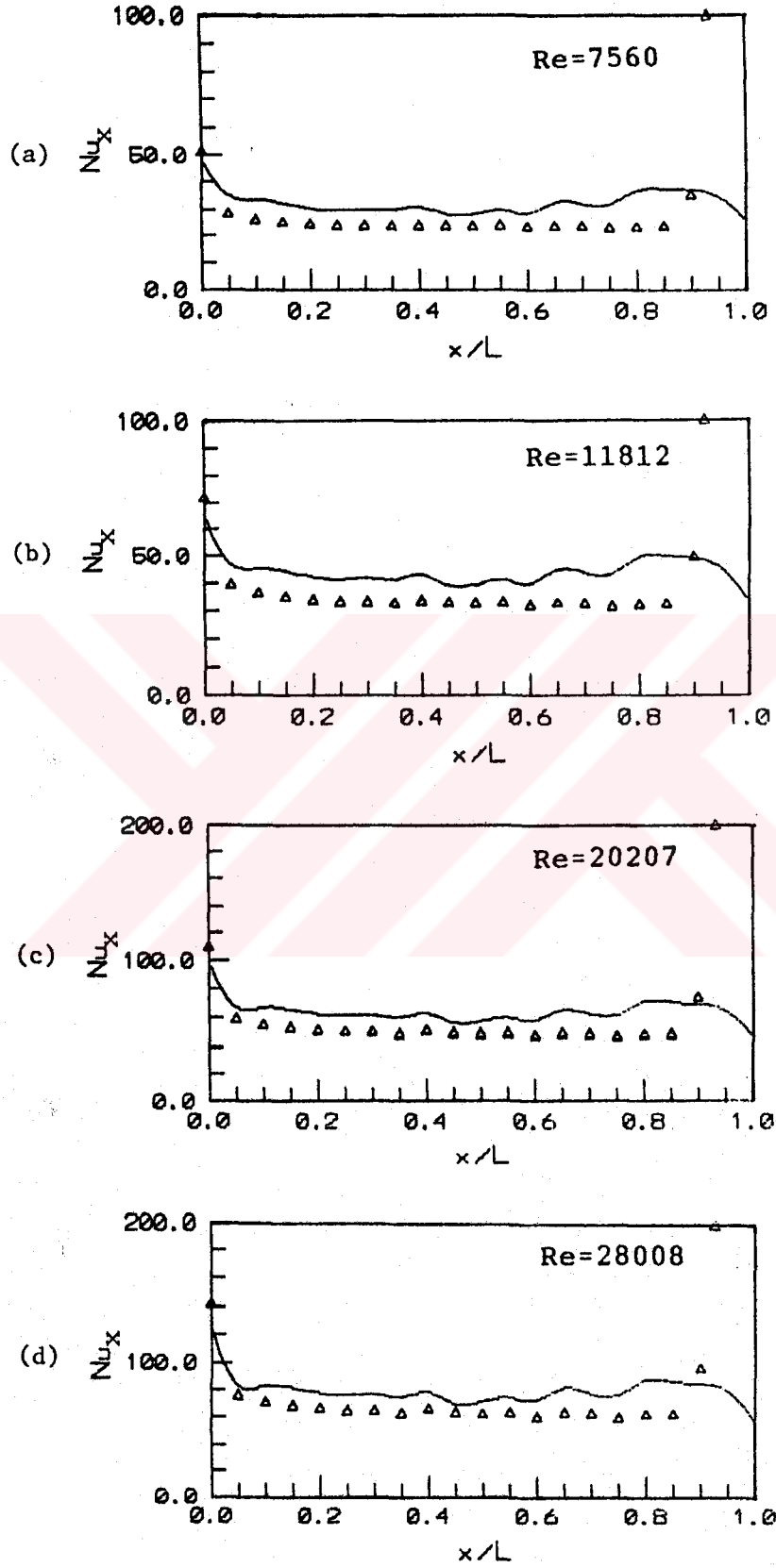
Şekil-7.10: Sayısal olarak hesaplanan ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



Şekil-7.11: Sayısal olarak hesaplanan sürtünme faktörünün Reynolds sayısı ile değişimi

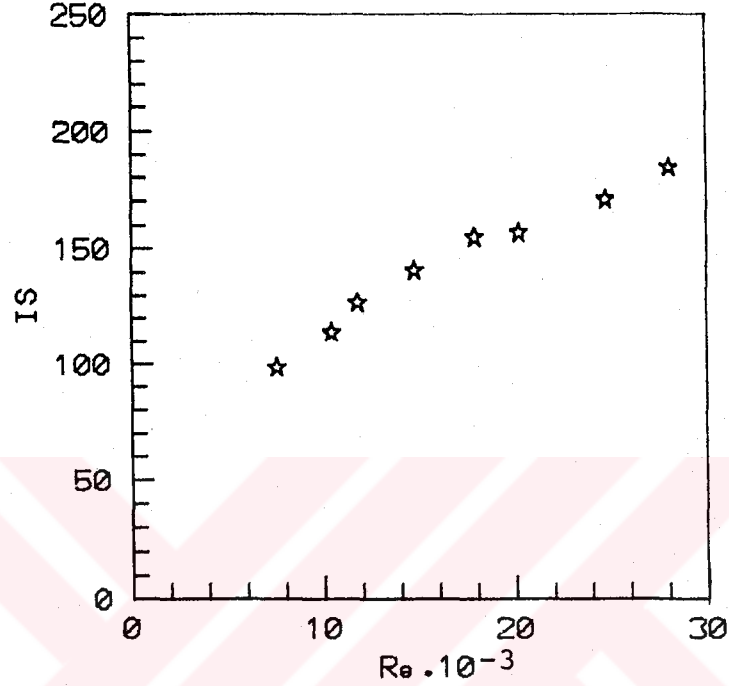
Şekil-7.10 dan görüldüğü gibi sayısal ısı taşınım sonuçları boş boruda türbülanslı akış için verilen (6.11) eşitliği ile oldukça uyumludur. Aynı şekilde Şekil-7.11 de boru boyunca sayısal olarak elde edilen basınç kaybı yardımıyla (6.13) eşitliğinden hesaplanan sürtünme faktörünün (6.12) eşitliği ile iyi bir uyum gösterdiği görülmektedir.

Yerel Nusselt sayılarının boru boyunca değişimleri de Şekil-7.12a,b,c ve d de verilmektedir. Boş boruda sayısal ve deneysel yerel Nusselt sayılarının karşılaştırılmasını gösteren bu grafiklerdeki bazı farklılıklar, deneysel yöntemde ölçülen sıcaklıklara kübik-spline yardımıyla eğri uydurulmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil-7.12a,b,c ve d: Boru boyunca yerel Nusselt sayıları
(—: Deneysel, Δ : Sayısal)

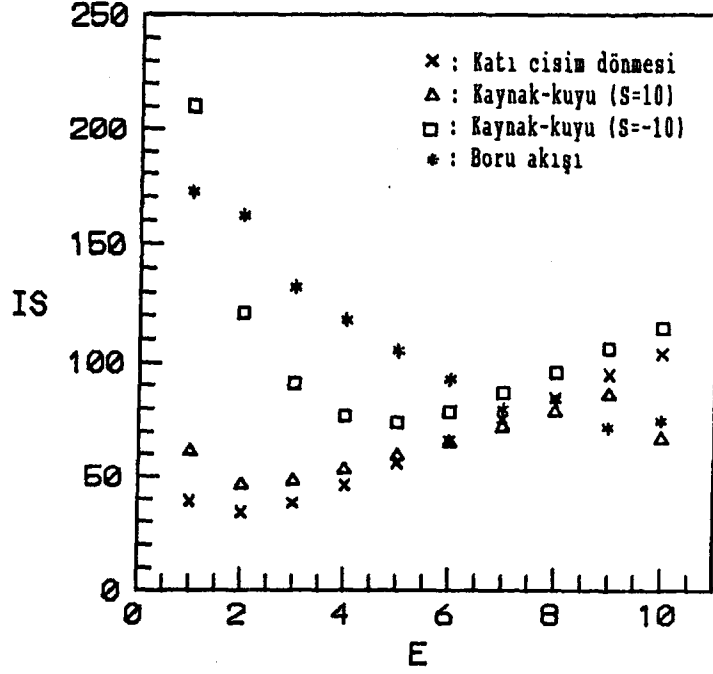
İterasyon sayısının Reynolds sayısı ile değişimi şekil-7.13 de verilmektedir. $E=9$ için ve 10^{-3} yakınsaklık kriteriyle elde edilen sonuçlarda, iterasyon sayısının Reynolds sayısının artmasıyla arttığı görülmektedir.



Şekil-7.13: İterasyon sayısının Reynolds sayısı ile değişimi

7.1.3. Relaksasyon Faktörünün Çeşitli Problemlerin Çözümündeki Etkileri

Çalışmada kullanılan SIMPLEC sayısal yönteminde, relaksasyon faktörü E nin çeşitli problemlerin çözümü üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bu problemler katı cisim dönmesi, kaynak-kuyu akışı ($S=10$ ve $S=-10$) ve türbülanslı boru akışıdır. Şekil-7.14 de bu akışlar için çeşitli E değerlerinde yakınsak çözümlerin elde edildiği iterasyon sayıları verilmektedir.



Şekil-7.14: Akış tiplerine göre iterasyon sayısının relaksasyon faktörü E ile değişimi

Şekilden görüldüğü gibi katı cisim dönmesi ve kaynak-kuyu akışı (S=10) için E=2 de minimum bilgisayar zamanı elde edilirken, kaynak-kuyu akışı (S=-10) için E=5 te ve türbülanslı boru akışı için E=9 da minimum bilgisayar zamanına ulaşılmaktadır.

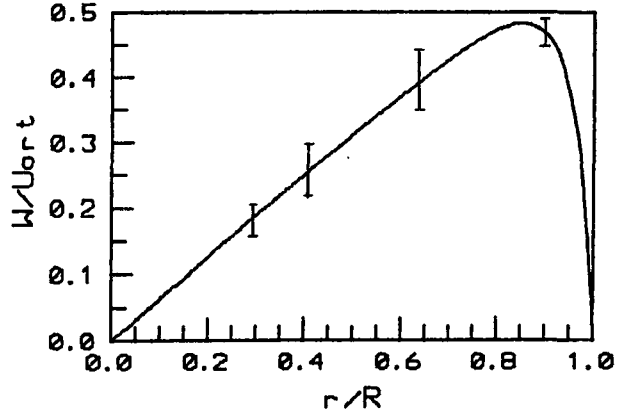
7.2. Bükülmüş Tip Türbülatorle Oluşturulan Azalan Dönmeli Akış

Başlangıç dönme koşulları bilinen bükülmüş tip türbülator için boru boyunca dönme azalması Kreith ve Sonju [7] tarafından incelenmiştir. Hazırlanan bilgisayar programının azalan dönmeli akışlarda denenmesi amacıyla, elde edilen sayısal sonuçların bu araştırmacıların deneysel verileriyle karşılaştırması yapılmıştır. Bükülmüş tip türbülator için başlangıç dönmesi

$$W(r,0) = H^{-1} \{ 6.3(r/R) - 0.013[1.1 - (r/R)]^{-2.68} \} \quad (7.8)$$

şeklinde verilmektedir [7]. Burada; W, boyutsuz çevresel hız;

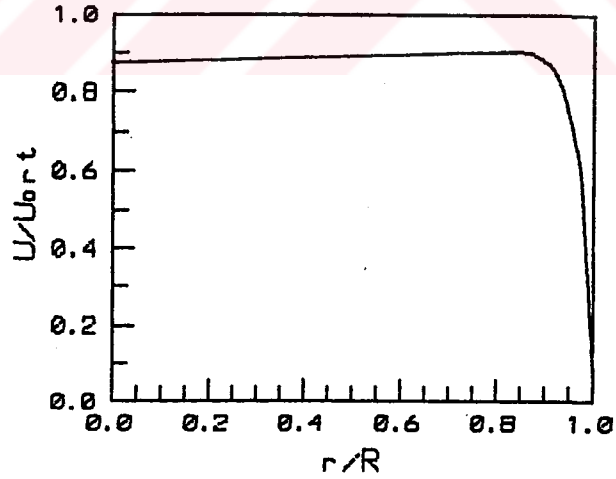
H , boyutsuz türbülator karakteristik uzunluğu; r/R , boyutsuz radyal mesafedir.



Şekil-7.15: $H=10$ için başlangıç çevresel hız dağılımı [7].

Şekil-7.15 de görülen çevresel hız dağılımı deneysel verilerden elde edilmiş olup, ikincil akış etkileri nedeniyle meydana gelen bazı sapmalar da grafikte gösterilmektedir.

Boru girişinde aksenal hız için şekil-7.16 da verilen hız dağılımı kullanılmıştır.



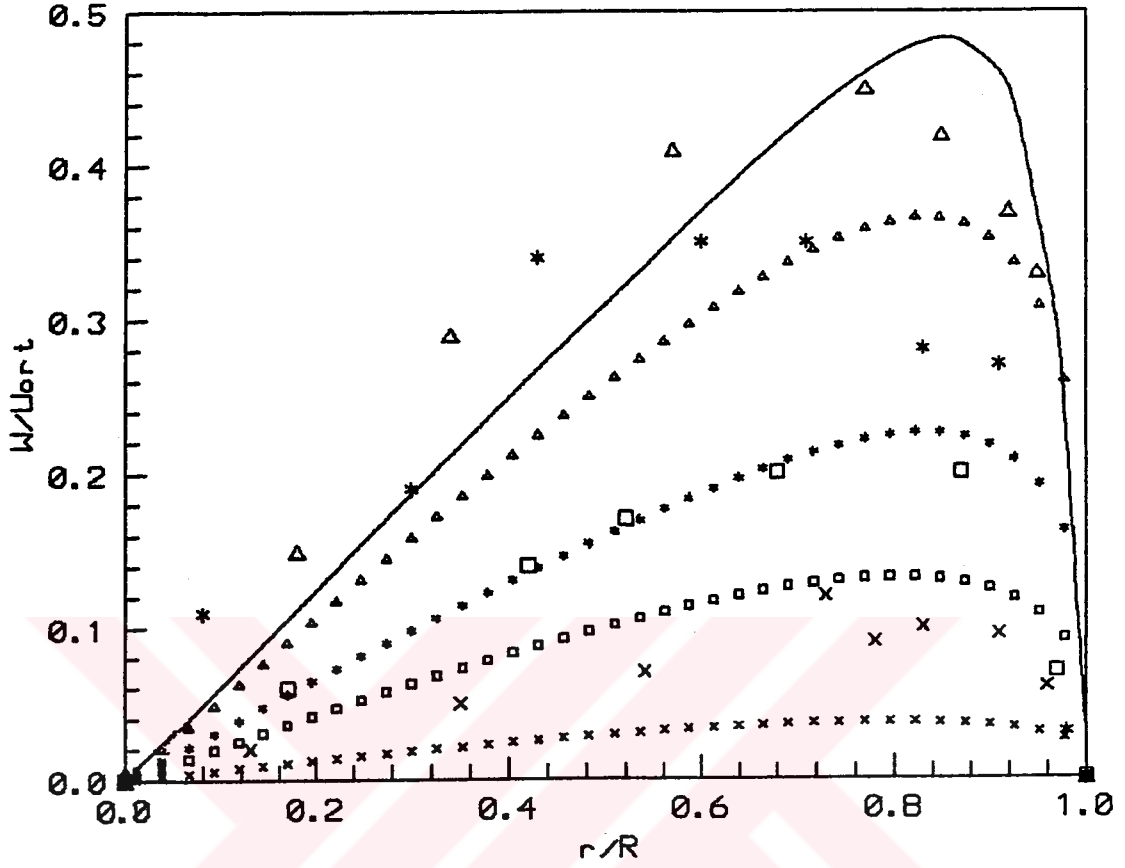
Şekil-7.16: $H=10$ için başlangıç aksenal hız dağılımı [3,7].

Hesaplamlarda kullanılan diğer sınır şartları şu şekildedir. Boru girişinde radyal hız sıfır olarak alınmış, çevresel hız ise (7.8) eşitliği ile verilmiştir. Türbülans kinetik enerji ve kinetik enerji yutulma miktarı (7.2) eşitlikleri ile verilmiştir. Boru ekseninde ve boru çıkışında

radyal hız sıfır alınmış, diğer değişkenler için türev sınır şartı verilmiştir ($\partial\theta/\partial r=0$, $\partial\theta/\partial x=0$). Boru uzunluğu türev sınır şartının verilebilmesi için yeterince uzun seçilmiştir. Boru cidarında tüm hızlar sıfıra eşitlenmiştir. Cidar yakınındaki aksenal hız ve türbülans büyüklükleri, cidar fonksiyonları ve denge denklemi yardımıyla hesaplanmıştır.

Sonlu fark ağı aksenal yönde 1.05 lik artımlarla non-uniform ve 50 nokta, radyal yönde ise uniform ve 25 nokta içerecek şekilde düzenlenmiştir. Boru çapı 1inch (0.0254m) ve boru boyu 100D olarak verilmektedir. Ancak sayısal çözüm yapılırken boru çıkışında tüm değişkenler için sınır şartları bilinmediğinden, boru boyu 120D olarak alınmış ve radyal hız haricinde tüm değişkenler için türev sınır şartı verilmiştir. Relaksasyon faktörü E, 8 olarak alınmıştır. Bütün değişkenler için yakınsama kriteri 10^{-4} seçilmiştir.

Elde edilen sonuçlar Şekil-7.17 de verilmektedir. Şekilde Reynolds sayısının 48000 değeri için çeşitli boru kesitlerinde bulunan çevresel hız profilleri, Kreith ve Sonju [7] nun deneysel verileriyle karşılaştırmalı olarak gösterilmektedir. Şekilde sınır tabaka içindeki hızlar genellikle uyumlu görülmekte, fakat $r/R \approx 0.85$ den boru eksenine doğru deneysel değerlerle farklılıklar oluşmaktadır. Kreith ve Sonju [7] türbülator yakınındaki deneysel sonuçları kendi teorik çalışmaları ile uyumlu bulmuşlardır. Ancak bu kesitlerde deneysel sonuçlar, boru ekseninden $r/R=0.6$ ya kadar başlangıç çevresel hız profilinden daha yüksektir ve sapmalar göstermektedir. Bu da türbülator arkasında oluşan ikincil akışlar nedeniyle ortaya çıkmaktadır [7]. Bu çalışmada boru boyunca elde edilen çevresel hız dağılımları başlangıç çevresel hız dağılımının altında kalmaktadır. Boru boyunca dönme etkileri azaldıkça, $x/D=47$ de ve boru çıkışında ($x/D=100$) deneysel sonuçlarla iyi bir uyum görülmemektedir. Çıkışta sınır şartlarının belirli olmaması bu sonuçlar üzerinde etkili olmaktadır. Yine de elde edilen sayısal sonuçlar, Kreith ve Sonju [7] deneysel değerleriyle trend olarak uyumludur.



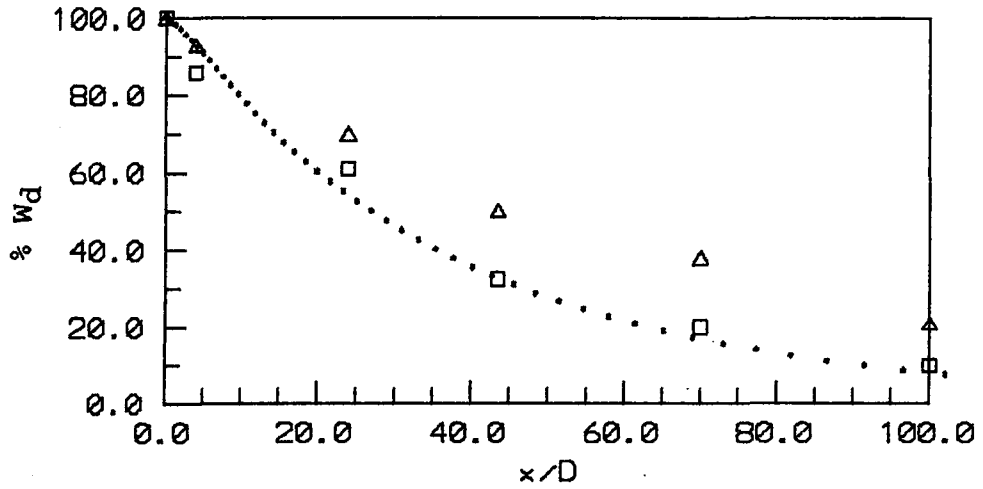
Şekil-7.17: Re=48000 de boru boyunca çevresel hız profilleri
(H=10 için) x/D=6 x/D=10 x/D=47 x/D=100
Deneysel [7]: Δ * □ x
Sayısal : Δ * □ x

Boru boyunca sayısal dönme azalması, Şekil-7.18 de H=9 için Kreith-Sonju[7] tarafından verilen deneysel verilerle karşılaştırmalı olarak verilmektedir. Dönme azalması şu şekilde hesaplanmıştır.

$$W_d = \frac{W_{\text{mean}}}{W_{\text{in}}} \quad (7.9)$$

Şekil-7.18 e bakılacak olursa deneysel sonuçlarla bu çalışmada elde edilen sonuçların boru başlangıcından 20D mesafeye

kadar uyumlu olduğu, 20D 'den sonra sayısal sonuçlarda daha fazla azalma meydana geldiği görülmektedir.

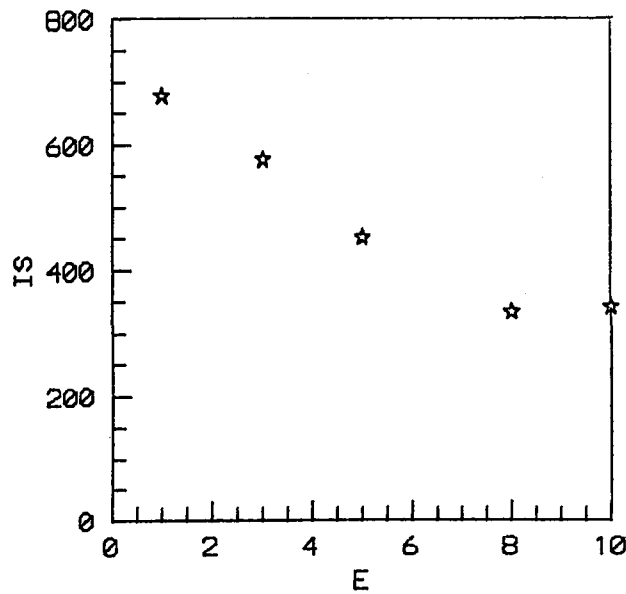


Şekil-7.18: Boru boyunca dönme azalması

.: Re=48000, H=10 Bu çalışma

Δ: Re=61000, H=9 ; □: Re=18000, H=9 [7].

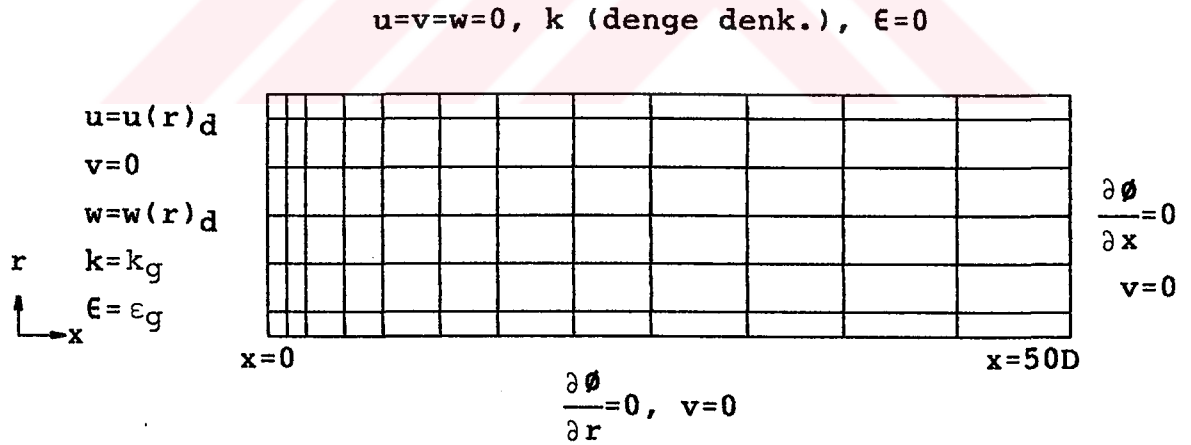
Azalan dönmeli akışta iterasyon sayısının relaksasyon faktörü ile değişimi de araştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil-7.19 da verilmiş olup, E=8 de minimum bilgisayar zamanı elde edilmektedir.



Şekil-7.19: H=10 ve Re=48000 için iterasyon sayısının relaksasyon faktörü ile değişimi

7.3. Boru Girişine Yerleştirilen Pervane Tipli Türbülator Arkasındaki Akış

Geliştirilen pervane tipli türbülator arkasındaki azalan dönmeli akış sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Sayısal çözümün elde edilmesinde sınır şartlarının doğru belirlenmesi önem taşımaktadır. Özellikle dönmeli akış gibi yüksek türbülans ve ikincil akışlar içeren karmaşık yapıdaki akışlarda, sayısal çözümün elde edilmesi için sınır şartları olarak deneysel ölçmelerle belirlenen giriş-çıkış hız dağılımları ya da başlangıç dönmesi karakteristiği verilmektedir. Bu çalışmada kızgın tel anemometresi kullanılarak üç ayrı Reynolds sayısında, boru girişinde ($x=0$) ve boru boyunca $x=120\text{mm}$, $x=620\text{mm}$ ve $x=1430\text{mm}$ de hız ölçmeleri yapılmıştır. Daha sonra girişte ölçülen aksenal ve çevresel hız dağılımları hazırlanan bilgisayar programında giriş hız alanı olarak verilmiştir. Boru çapı 55mm ve boyu $L=2.75\text{m}$ olarak alınmıştır. Akış geometrisi ve sınır şartları Şekil-7.20 de verilmektedir.



Şekil-7.20: Akış geometrisi ve sınır şartları

Başlangıç şartı olarak tüm akış alanı sıfırlanmıştır. Boru girişinde türbülans kinetik enerji ve onun yayılım miktarı için (7.2) ifadeleri kullanılmıştır. Cidar yakınındaki hesaplamalarda bağımlı değişkenler için duvar fonksiyonları kullanılmıştır. Boru çıkışında radyal hız haricindeki değişkenler için türev sınır şartı verilmiştir. Bunun nedeni,

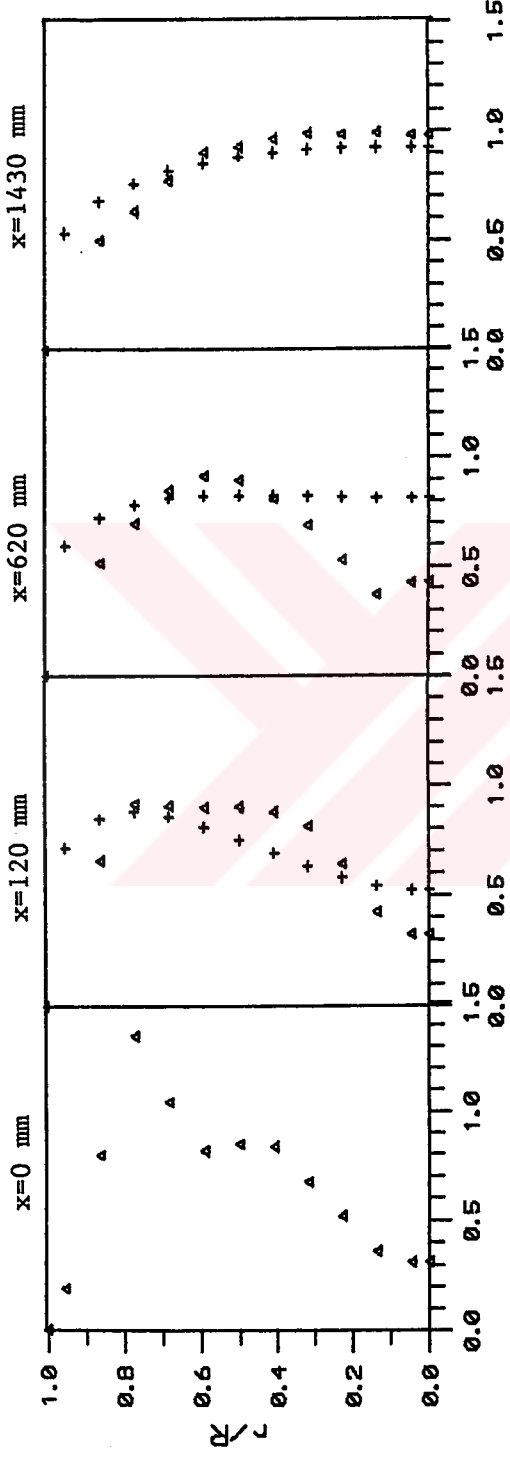
boru boyu yeterince uzun seçildiği ve dönme etkilerinin bu kısımlarda yok denecek kadar azaldığı içindir.

Sonlu fark ağı aksenel yönde 1.03 lük artışlarla üniform olmayan şekilde, radyal yönde ise üniform olarak verilmiştir. Aksenel yönde 40, radyal yönde 13 ağ noktası kullanılmıştır. Aksenel yöndeki üniform olmayan düzenleme ile pervane tipli türbülator arkasındaki dönme azalmasının incelenmesi amaçlanmıştır. Relaksasyon faktörü E, 8 olarak alınmıştır. Yakınsaklık faktörü herbir değişken için 10^{-3} olarak seçilmiştir. Sayısal sonuçlar Reynolds sayısının 7491, 13948 ve 27036 değerlerinde elde edilmiştir. Bu Reynolds sayılarında sırasıyla 159, 198 ve 275 iterasyon sonucu yakınsak çözümlere ulaşılmıştır.

Şekil-7.21, Şekil-7.22 ve Şekil-7.23 de sayısal olarak hesaplanan hızların boru boyunca değişimleri, deneysel ölçmelerle karşılaştırmalı olarak gösterilmektedir. Üç Reynolds sayısında da ölçülen giriş aksenel ve çevresel hız dağılımları benzer karakter göstermektedir.

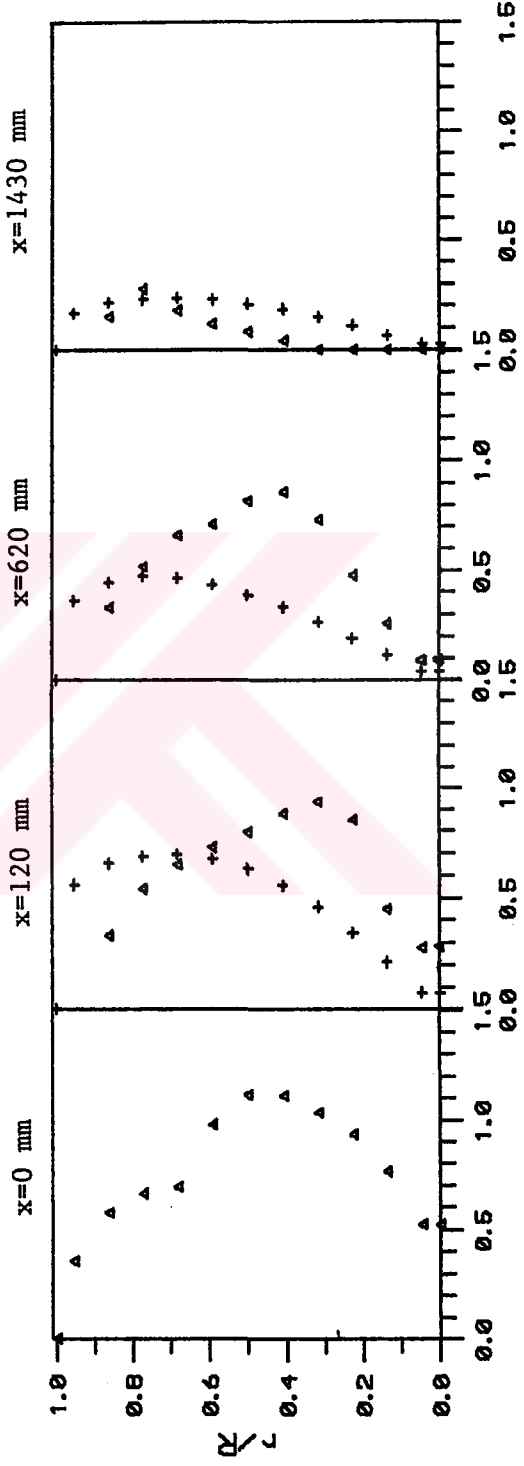
Şekil-7.21 e bakılacak olursa $x=120\text{mm}$ de ölçülen aksenel hızlar ile sayısal olarak hesaplanan aksenel hızların uyumlu olduğu görülmektedir. Aksenel hız cidar yakınında büyük değerler almakta ve merkeze doğru azalmaktadır. Ölçülen çevresel hız ise cidarda küçük değerlerde olup, sonra türbülatorün göbek bölgesi hizasına doğru hızla artmakta ve simetri eksenine doğru tekrar azalma eğilimi göstermektedir. Sayısal olarak hesaplanan çevresel hız, cidarda deneysel değerlerden daha yüksek olup simetri eksenine doğru azalma göstermektedir. Ölçmelerde kullanılan prob, cidar yakınındaki ölçmelerde sağlıklı sonuçlar vermemektedir. Bu nedenle, bu bölgelerde özel problemlerin kullanılması gereklidir. $x=620\text{mm}$ de gerek sayısal gerekse deneysel aksenel ve çevresel hız dağılımları uyumlu değildir. Bu durum türbülansın kararsız yapısından, probun hassas yerleştirilememesinden ve ölçme hatalarından kaynaklanmaktadır. Ölçme hataları ile ilgili bilgiler Ek-D de verilmektedir. $x=1430\text{mm}$ de ise dönme etkilerinin iyice azalması nedeniyle sayısal ve deneysel sonuçların iyi bir uyum içinde olduğu gözlenmektedir.

Sayısal sonuçlar elde edilirken, boru boyunun gerçek değerinden büyük alınması türev sınır şartının verilebilmesi



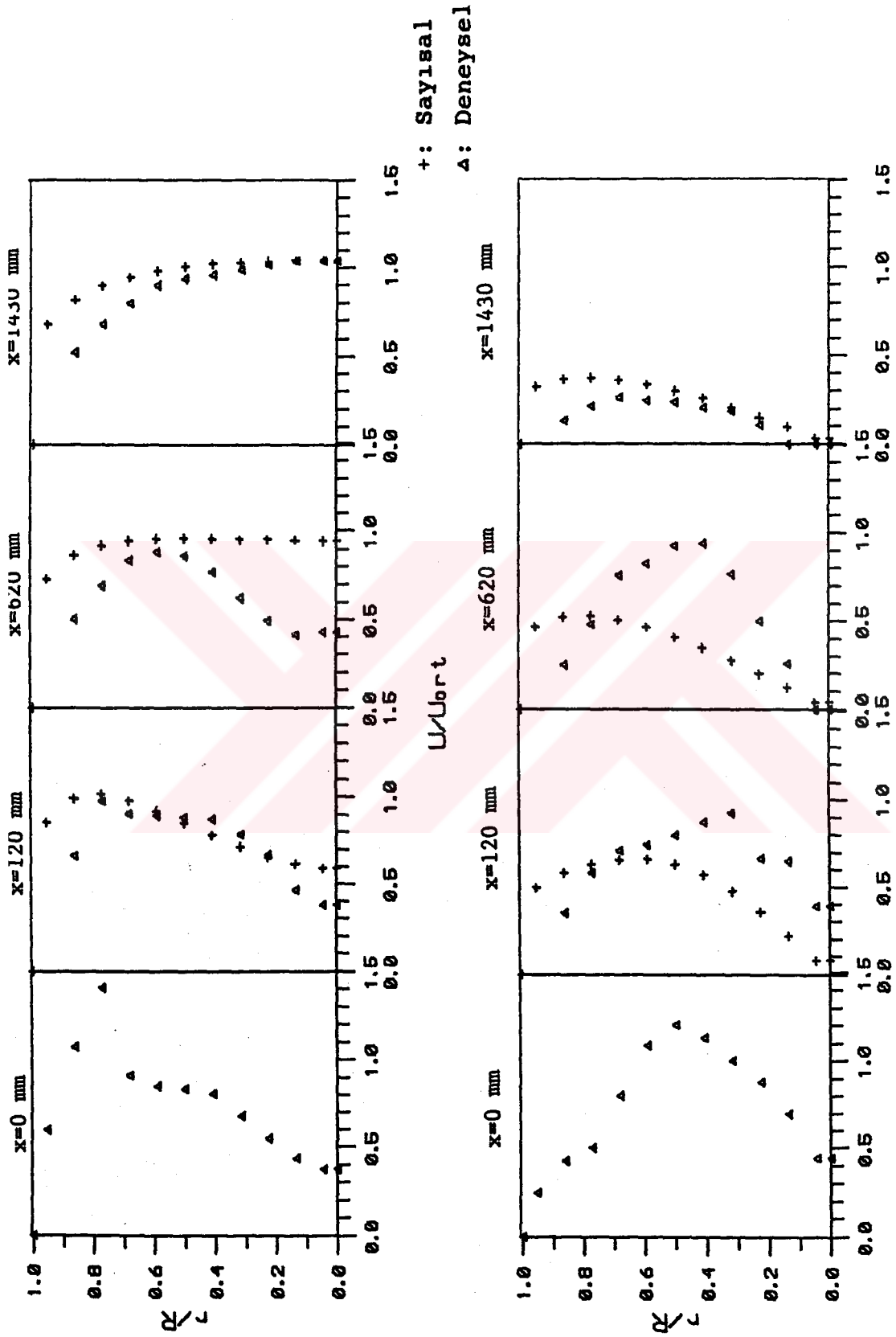
+: Sayısal

Δ : Deneysel

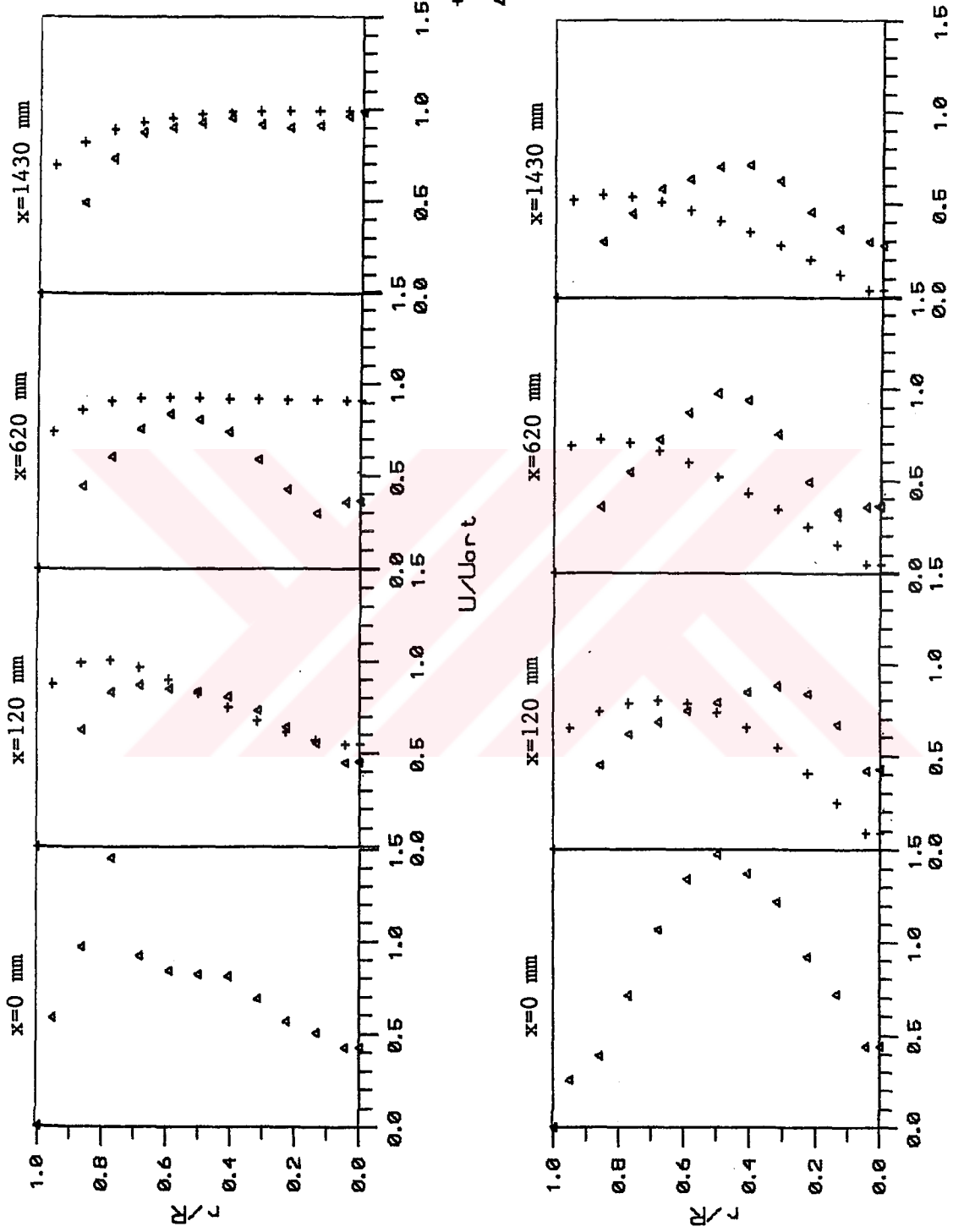


şekil-7.21: Re=7491 için boru boyunca aksenal ve çevresel hız dağılımları

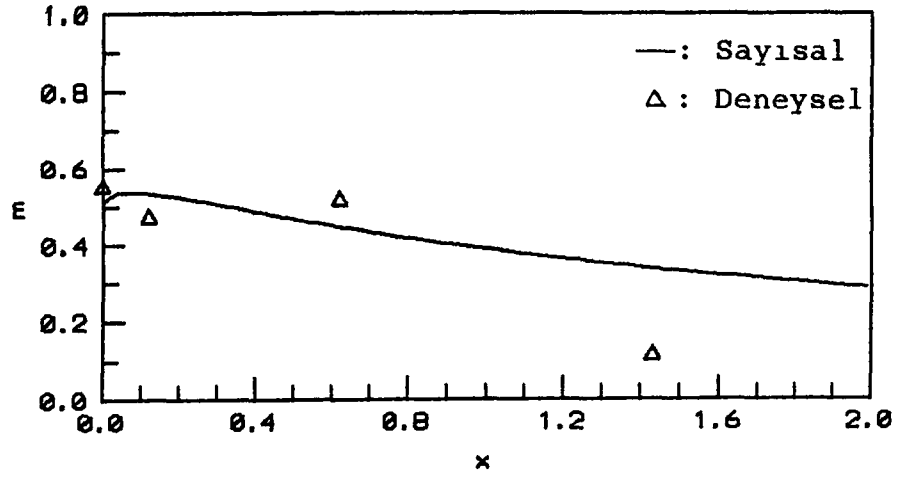
U/U_{ort}



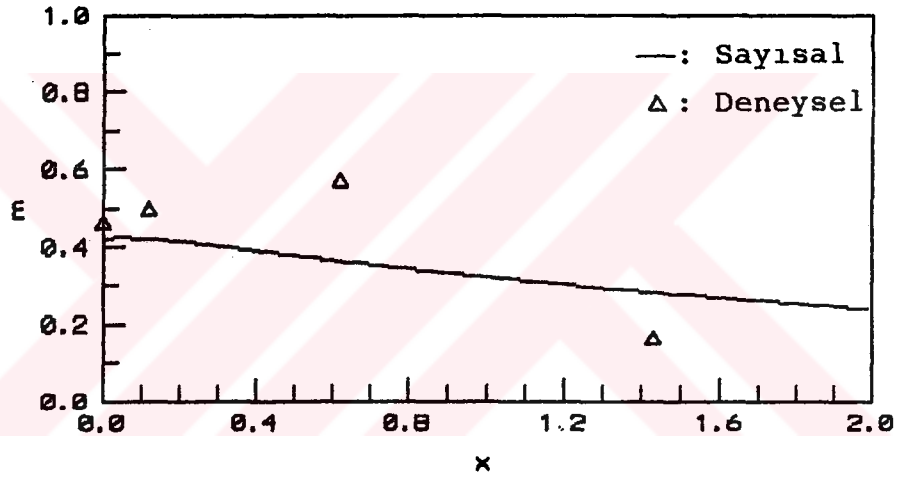
Şekil-7.22: $Re=13948$ için boru boyunca aksenal ve çevresel hız dağılımları



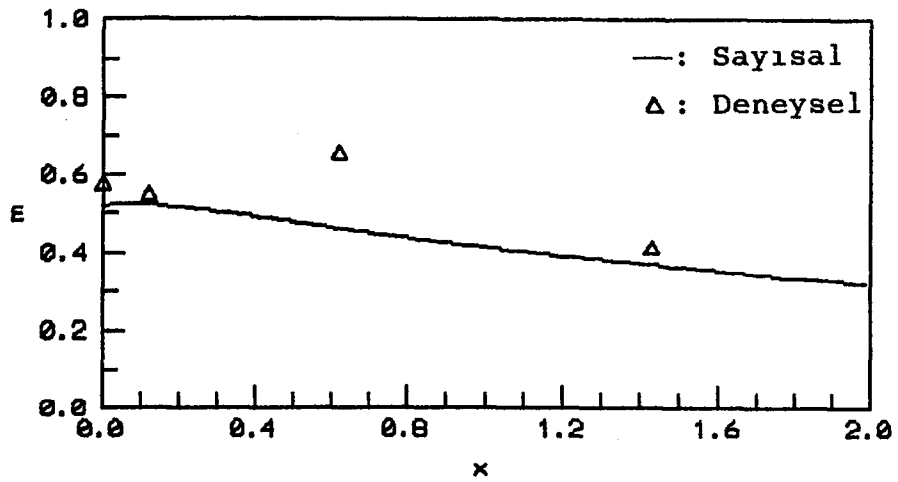
Şekil-7.23: Re=27036 için boru boyunca eksenal ve çevresel hız dağılımları



Şekil-7.24: $Re=7491$ için boru boyunca dönme sayıları



Şekil-7.25: $Re=13948$ için boru boyunca dönme sayıları



Şekil-7.26: $Re=27036$ için boru boyunca dönme sayıları

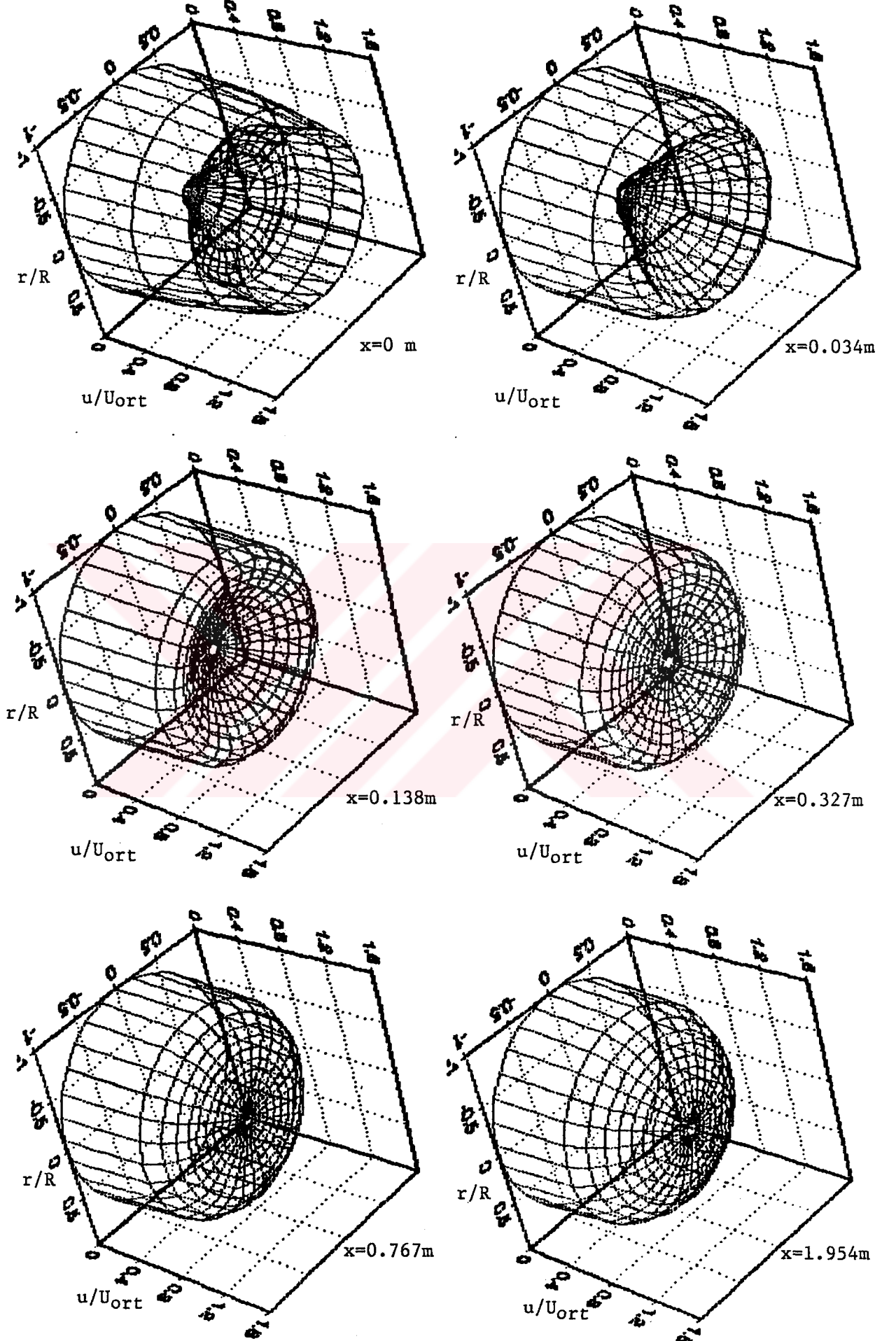
açısından gereklidir. Bu durum, sayısal sonuçların $x=1430\text{mm}$ deki deneysel sonuçlarla iyi uyum göstermesinden anlaşılmaktadır.

Şekil-7.22 de Şekil-7.21 e benzer akış alanı izlenmektedir. $x=620\text{mm}$ de ölçülen aksenal ve çevresel hızlar uyumlu değildir. Diğer radyal kesitlerde sayısal olarak hesaplanan ve ölçülen aksenal ve çevresel hız dağılımları trend olarak uyumludur. Şekil-7.23 de ise Reynolds sayısının artmasıyla çevresel hızın $x=1430\text{mm}$ de etkili olduğu görülmektedir.

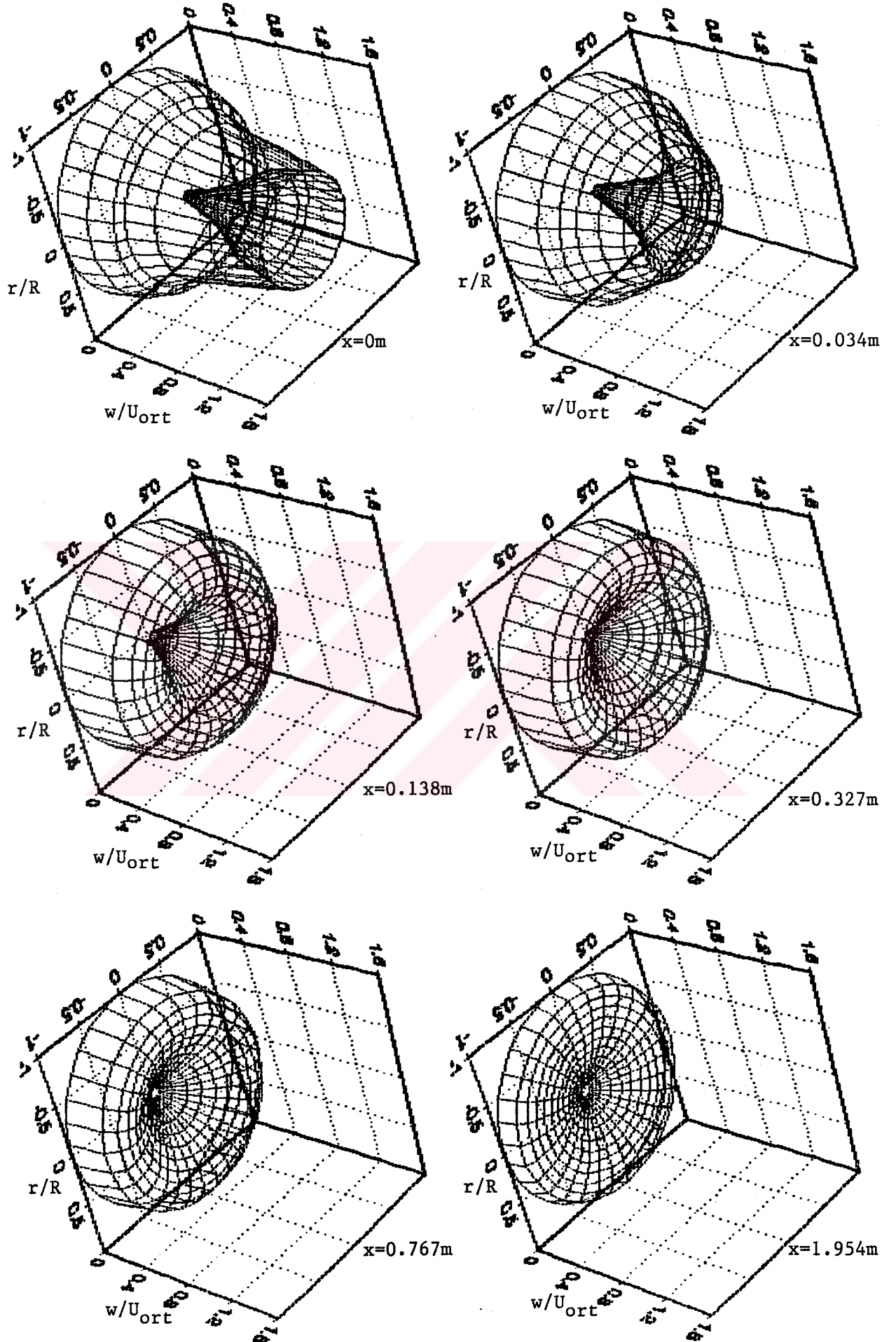
Boru çapının küçük olması nedeniyle probun yerleştirilme hataları, cidar yakınında ölçümlerin hassas alınamayışı, değişik radyal doğrultulardaki ölçümleri alma sırasında Reynolds sayısındaki değişmeler, ayrıca yüksek türbülans ve dönme-karışma etkileri nedeniyle ölçümlerde iyi hassasiyet sağlanamaması deneysel sonuçları etkilemektedir. Sayısal olarak da çalışmanın deneysel sınır şartlarına bağımlı olması, diskritizasyon ve kesme (truncation) hataları nedeniyle deneysel sonuçlarla farklılıklar oluşmaktadır.

Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülatoörün oluşturduğu dönmeli akışın karakterize edilmesi için dönme sayısından yararlanılmıştır. Bu konu ile ilgili bilgiler Bölüm 6.2 de verilmiştir. Dönme sayısı (6.14) eşitliğine göre hesaplanmaktadır. Şekil-7.24 de $Re=7491$ için boru boyunca bulunan sayısal ve deneysel dönme yoğunluklarının karşılaştırılması verilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi sonuçlar uyumludur. Şekil-7.25 ve Şekil-7.26 da ise $Re=13948$ ve $Re=27036$ için sayısal ve deneysel dönme yoğunluklarının boru boyunca değişimi verilmektedir. $Re=13948$ de başlangıç dönmesi diğer Reynolds sayılarına göre daha düşük bulunmuştur. $Re=7491$ ve $Re=27036$ da ise başlangıç dönmeleri birbirine yakındır. Bu durum boru girişinde sınır şartlarının deneysel olarak hassas belirlenememesinden kaynaklanmaktadır. Genelde sayısal ve deneysel çalışmalarda bu tip farklılıklar ortaya çıkmaktadır, ancak boru boyunca her iki çalışmada da elde edilen sonuçlar trend olarak benzerlik göstermektedir.

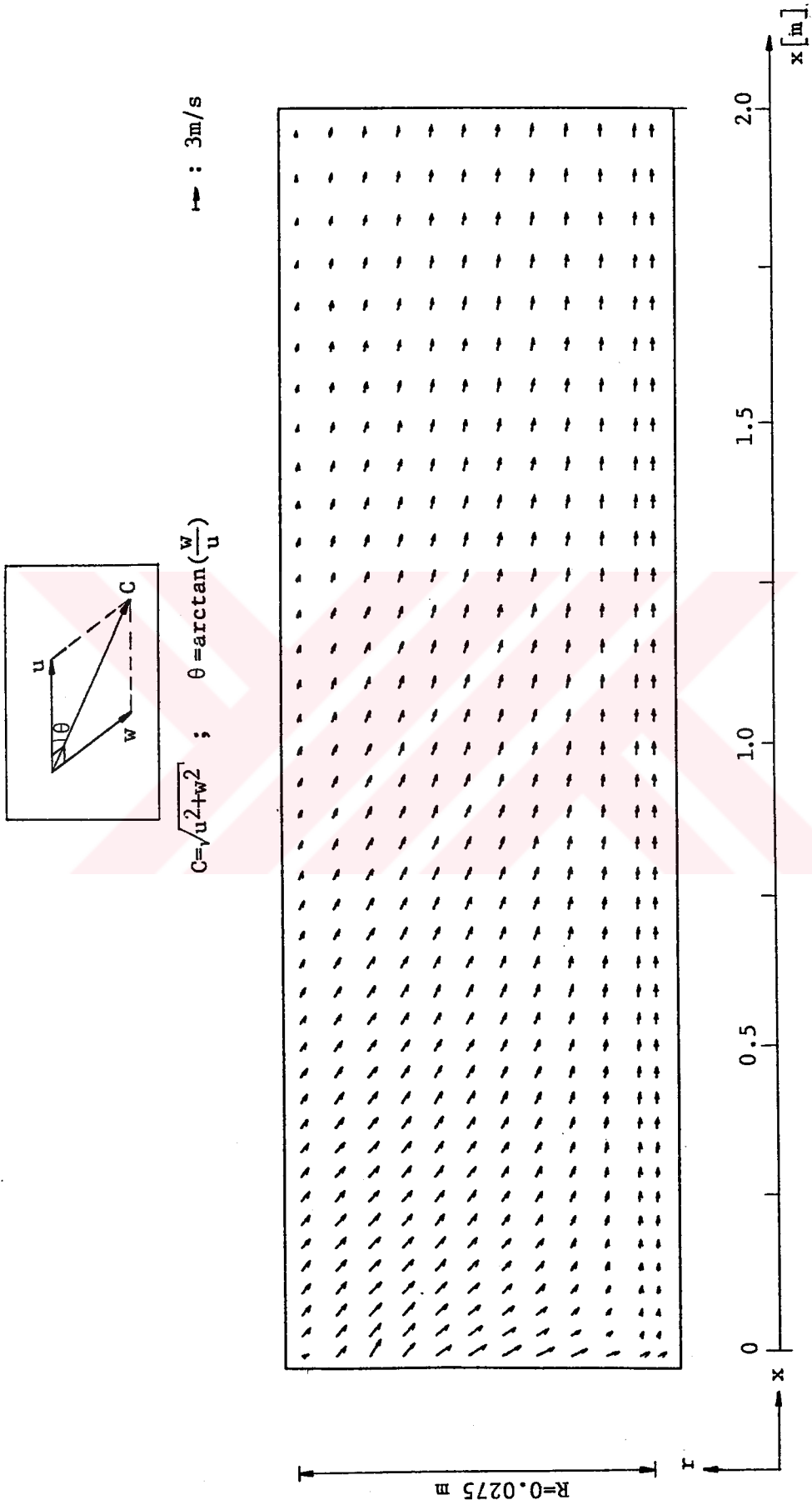
Dönme sayısı boru boyunca azalmaktadır. Sayısal olarak boru boyunca dönme sayısındaki en fazla azalma %45.4 ile $Re=7491$ de elde edilmiştir. Dönme azalması $Re=13948$ de %38.2, $Re=27036$ da ise %33.3 olarak bulunmuştur. Reynolds sayısının



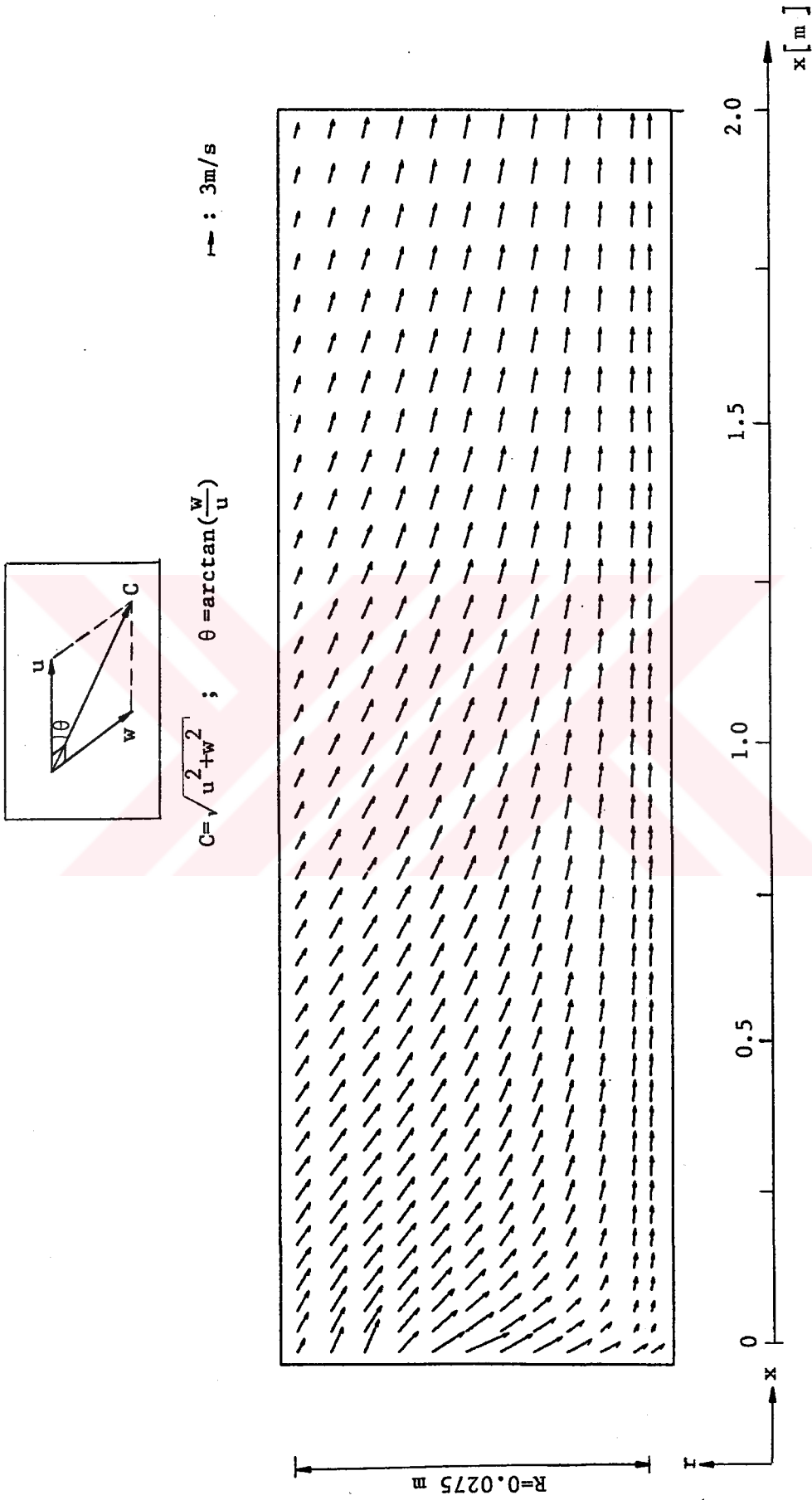
Şekil-7.27: $Re=13948$ için boru boyunca üç boyutlu aksel hız grafikleri



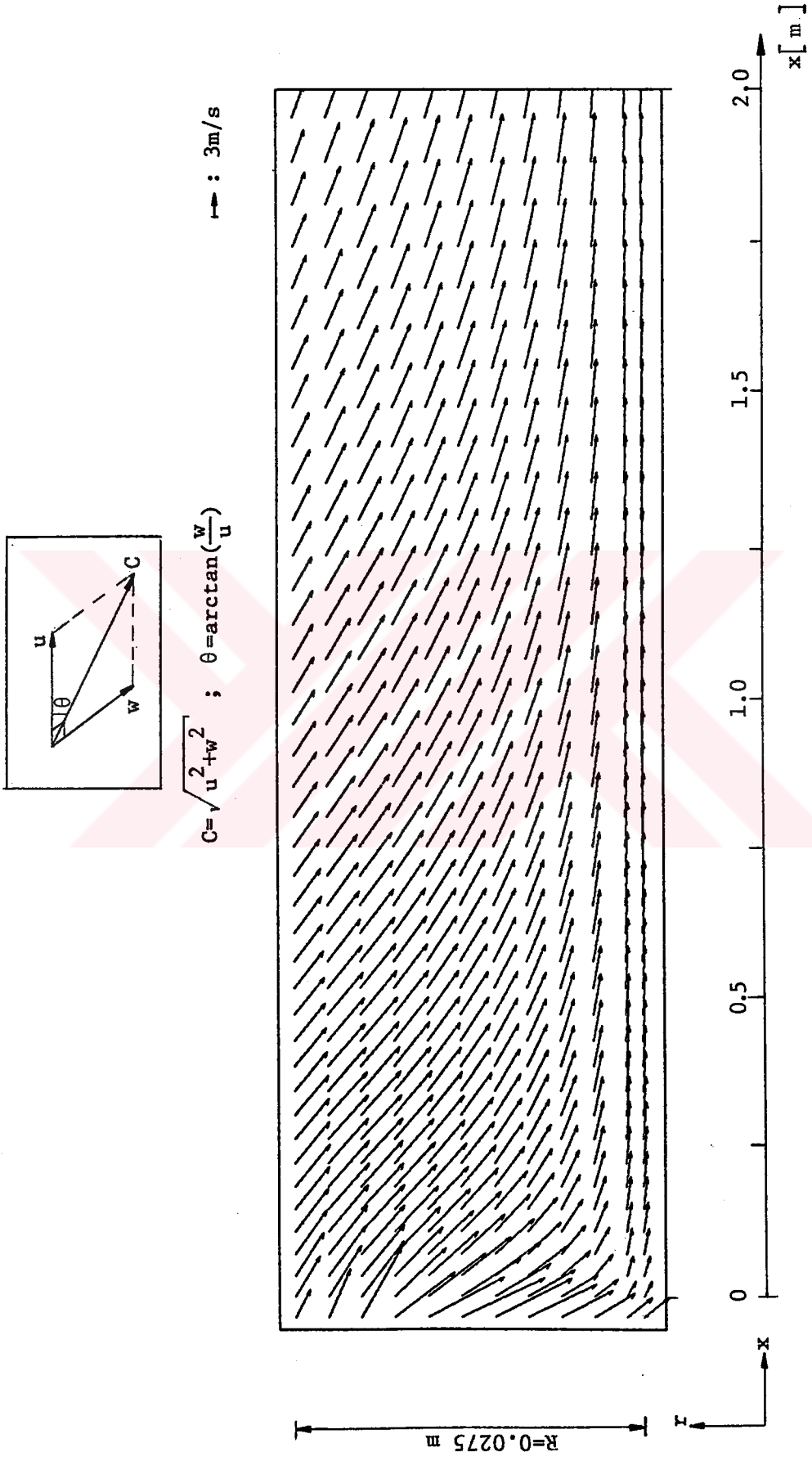
Şekil-7.28: $Re=13948$ için boru boyunca üç boyutlu çevresel hız grafikleri



Şekil-7.29: $Re=7491$ de sayısal olarak hesaplanan akış alanı



Şekil-7.30: Re=13948 de sayısal olarak hesaplanan akış alanı

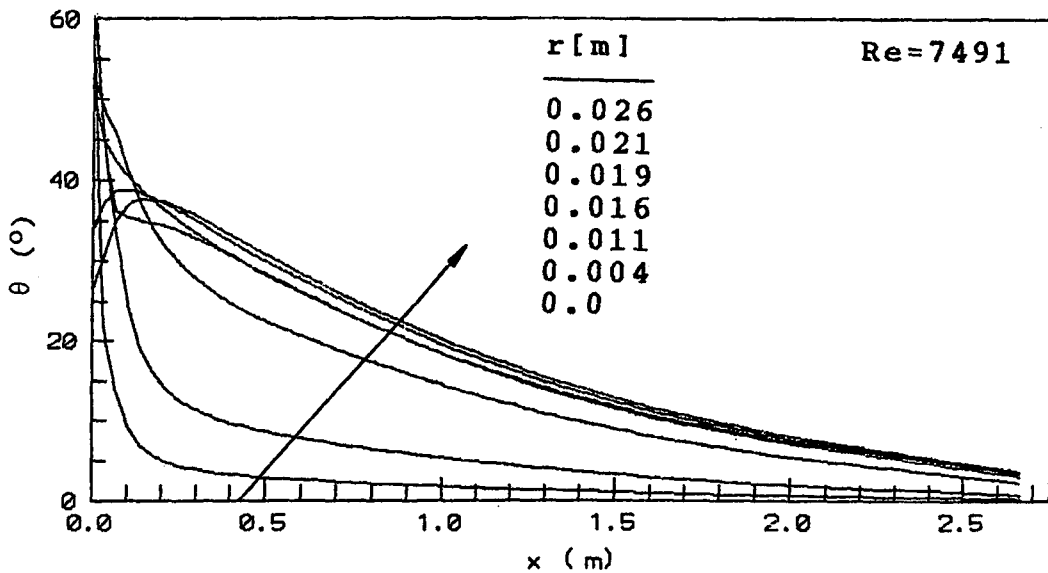


Şekil-7.31: Re=27036 da sayısal olarak hesaplanan akış alanı

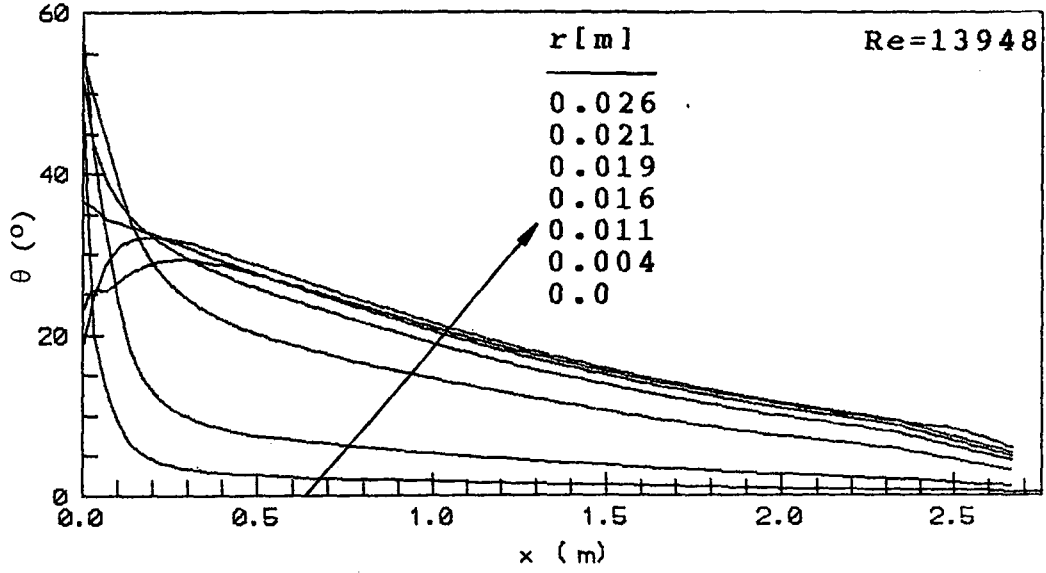
artmasıyla dönme sayısında daha az azalma meydana gelmektedir. Dolayısıyla Reynolds sayısının artması pervane tipli türbülátörün etki mesafesini de artırmaktadır.

Şekil-7.27 ve Şekil-7.28 de $Re=13948$ için boru boyunca sayısal olarak hesaplanan üç boyutlu aksenal ve çevresel hız dağılımları görülmektedir. Bu dağılımlara göre aksenal akış dönme etkilerinden daha baskın olmakta ve boru sonlarına doğru dönme etkileri azalmaktadır. Şekillerde görülen keskin profillerin yuvarlaklaşması, radyal doğrultudaki ağ nokta sayısının artırılması ile mümkündür. Ancak ağ geometrisinin akış alanındaki etkileri bu çalışmada araştırılmamıştır.

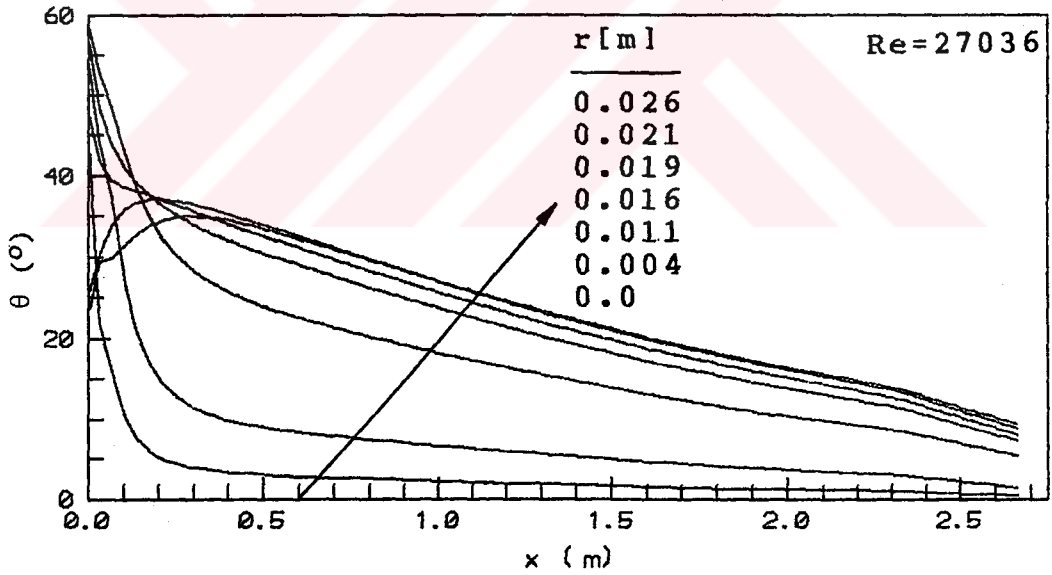
Şekil-7.29, Şekil-7.30 ve Şekil-7.31 de ise çeşitli Reynolds sayılarında pervane tipli türbülátör arkasındaki akış alanı görülmektedir. Akışa boru girişinde sabit dönme açısı verilememektedir. Bu durum, pervane tipli türbülátörün radyal doğrultuda kanat genişliğinin değişmesinden kaynaklanmaktadır. Akış en fazla açıyı eksen yakınında kazanmakta iken; aksenal akış ve göbek etkisi nedeniyle, açıda en fazla azalma da yine eksen yakınında meydana gelmektedir. Bu durum, Şekil-7.32, Şekil-7.33, ve Şekil-7.34 de değişik radyal mesafelerde akış açısının boru boyunca değişmesinden de görülmektedir.



Şekil-7.32: $Re=7491$ için değişik radyal mesafelerdeki akış açısının boru boyunca değişimi



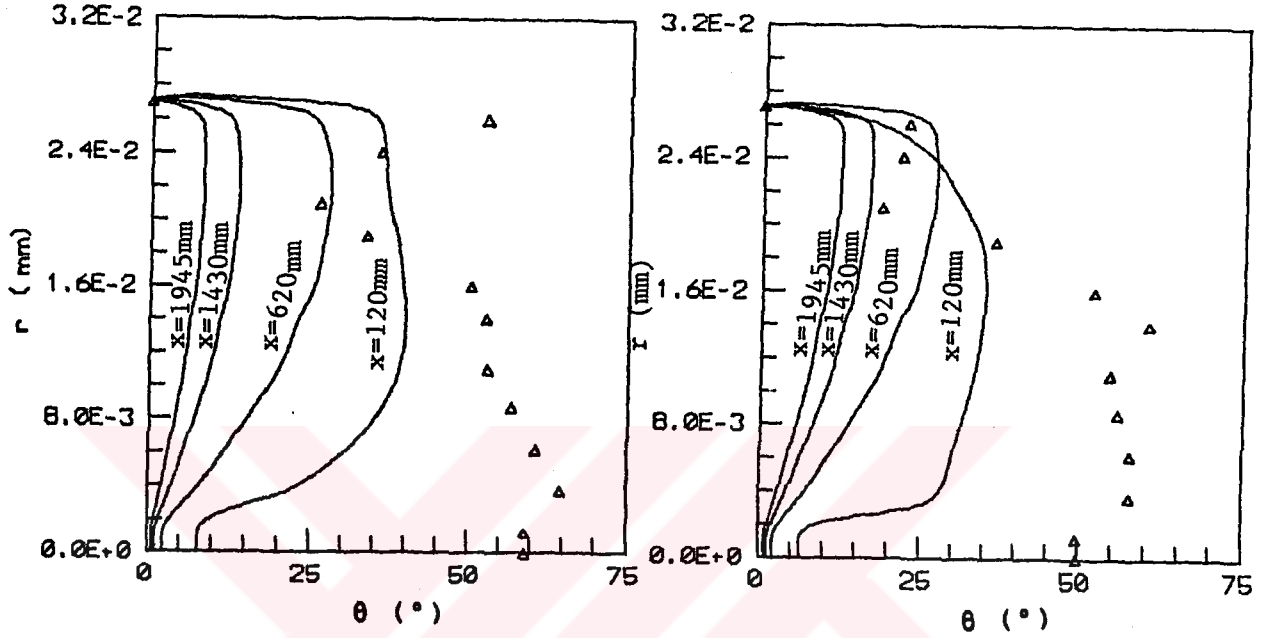
Şekil-7.33: $Re=13948$ için değişik radyal mesafelerdeki akış açısının boru boyunca değişimi



Şekil-7.34: $Re=27036$ için değişik radyal mesafelerdeki akış açısının boru boyunca değişimi

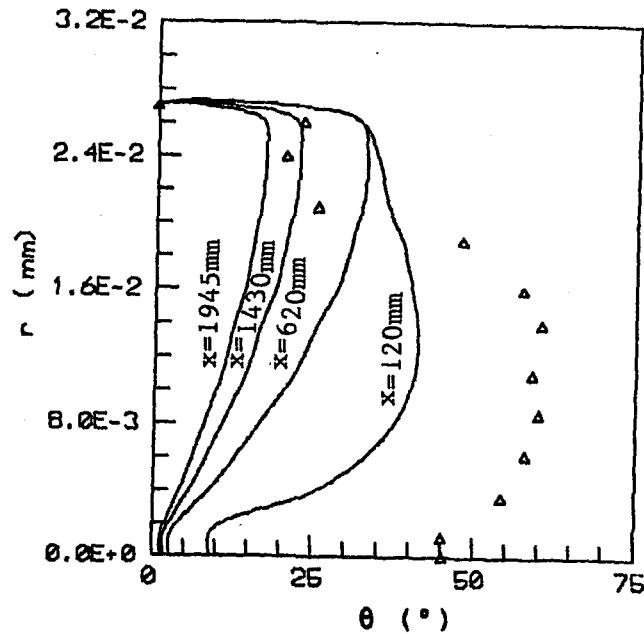
Bütün Reynolds sayılarında akış açısının cidar yakınındaki bölgede boru girişinde ($x=0$) küçük değerler aldığı, daha sonra ise yaklaşık $x=0.2m$ ye kadar arttığı görülmektedir. Bu durum, türbülantörün hemen arkasında cidara yakın hızların hassas olarak ölçülememesinden kaynaklanmaktadır.

Şekil-7.35, Şekil-7.36 ve Şekil-7.37 de ise akış açısının çeşitli Reynolds sayılarında, boru boyunca $x=0$, $x=120$, $x=620$, $x=1430$ ve $x=1978\text{mm}$ lerde radyal doğrultudaki değişimi verilmektedir. Şekillerde akış açısının maksimum değerinin boru boyunca cidara doğru ötelendiği görülmektedir.



Şek.-7.35: $Re=7491$ de akış açısının radyal doğrultudaki değişimi

Şek.7.36: $Re=13948$ de akış açısının radyal doğrultudaki değişimi



Şekil-7.37: $Re=27036$ da akış açısının radyal doğrultuda değişimi

7.5. Boru Girişine Yerleştirilen Pervane Tipli türbülatorün Isı Taşınımı ve Basınç Kaybına Etkileri

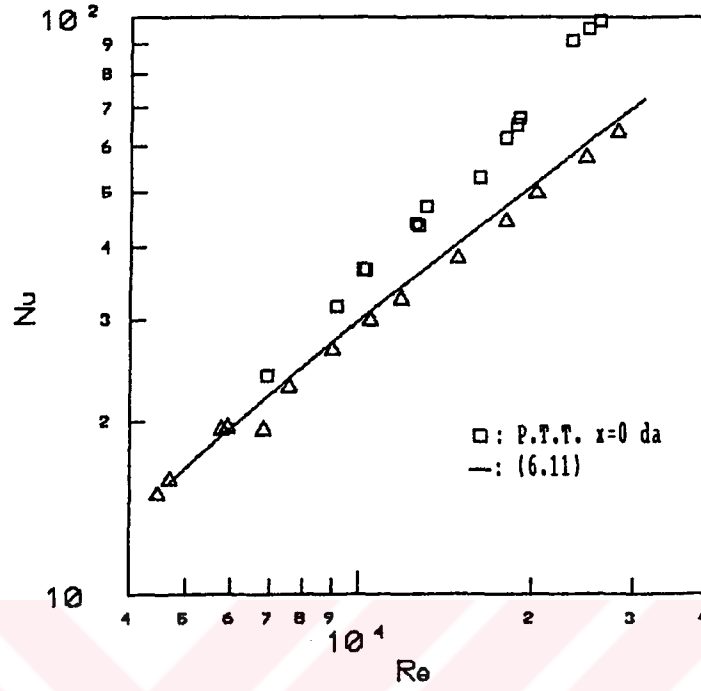
Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülatorün ısı taşınımı ve basınç kaybına etkileri deneysel olarak incelenmiştir. Isı geçişi ve basınç kaybı hesaplamalarına ilişkin bilgiler Bölüm 6.1 den elde edilebilir. Tablo 7.1 de çeşitli Reynolds sayılarındaki ısı taşınım ve basınç kaybı sonuçları artış oranları ile birlikte verilmektedir.

Tablo-7.1: Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülator için ısı taşınımı ve basınç kaybı sonuçları

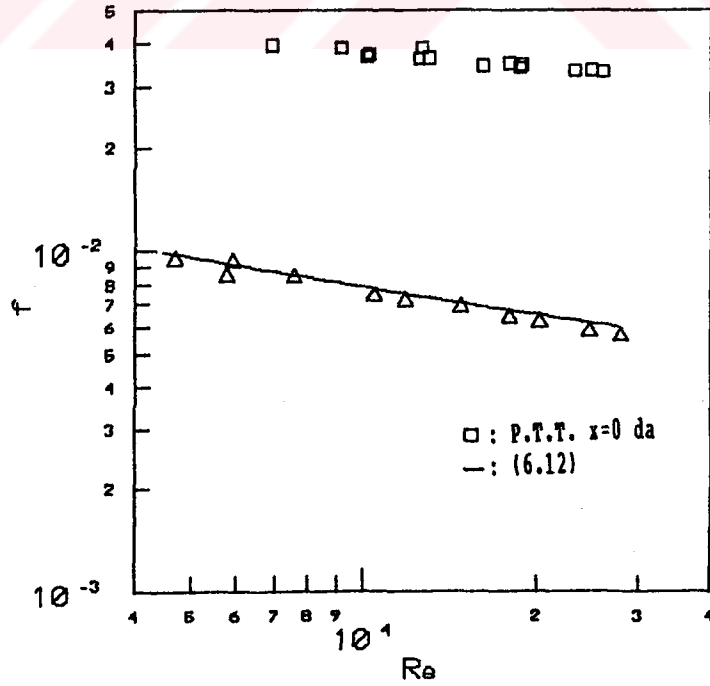
No	Re	Nu _G	Nu _D	% A _{Nu}	f*10 ³	f _d *10 ³	f _d /f
1	6918	22	24.6	11.8	8.75	39.6	4.5
2	9140	27.8	31.5	13.3	8.07	39.1	4.84
3	10136	30.2	36.5	20.9	7.84	36.7	4.68
4	10222	30.4	36.5	20.1	7.82	37.2	4.75
5	12485	35.6	44.0	23.6	7.40	36.1	4.88
6	12607	35.9	43.6	21.4	7.38	38.7	5.24
7	13003	36.8	47.0	27.7	7.32	36.4	4.97
8	16081	43.5	53.0	21.8	6.92	34.5	4.98
9	17895	47.2	62.0	31.3	6.73	35.1	5.21
10	18656	48.8	65.1	33.4	6.65	34.2	5.14
11	18839	49.1	67.1	36.7	6.64	34.7	5.22
12	23240	57.8	91.1	57.6	6.29	33.3	5.29
13	24858	60.9	95.5	56.8	6.19	33.4	5.39
14	26018	63.0	98.6	56.5	6.12	33.2	5.42

Tablodan görüldüğü gibi ısı geçişindeki %10÷60 oranında bir artışa karşın, basınç kayıpları 4.5÷5.5 kat oranında artmıştır. 6000÷12500 aralığındaki Reynolds sayılarında, ısı geçişindeki artmanın yüksek Reynolds sayılarına nazaran daha az olduğu gözlenmektedir.

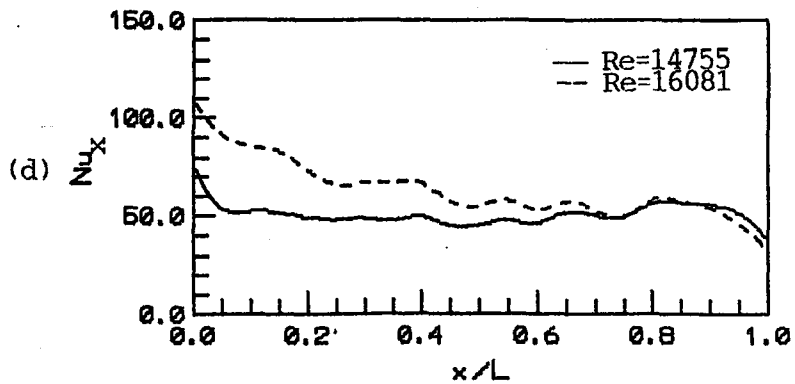
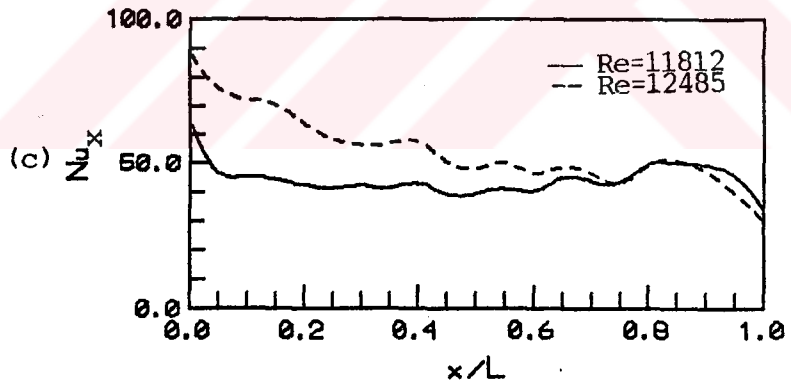
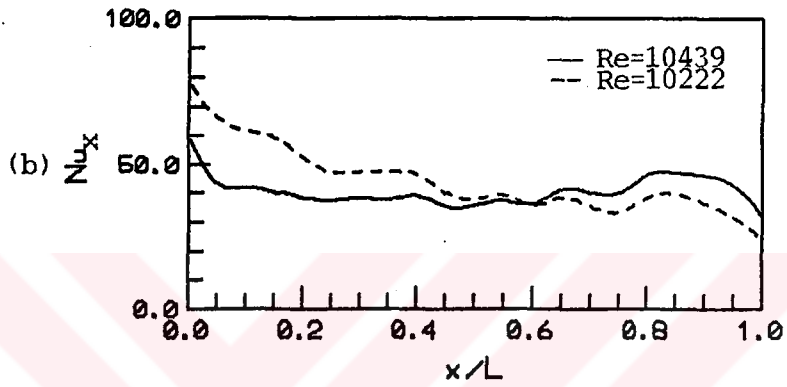
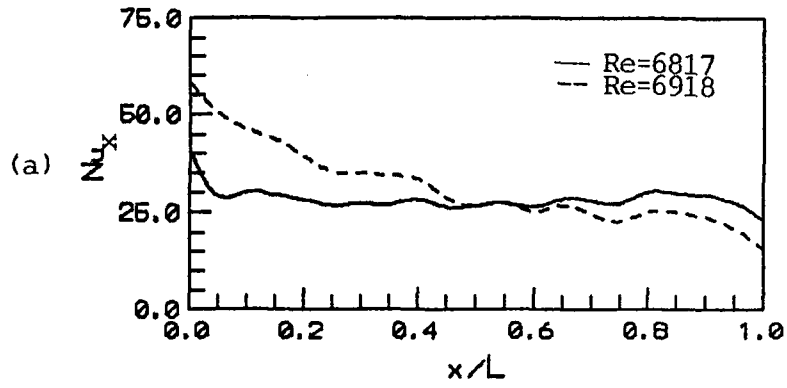
Ortalama ısı geçişi ve basınç kaybı sonuçları Şekil-7.38 ve Şekil-7.39 da verilmektedir.



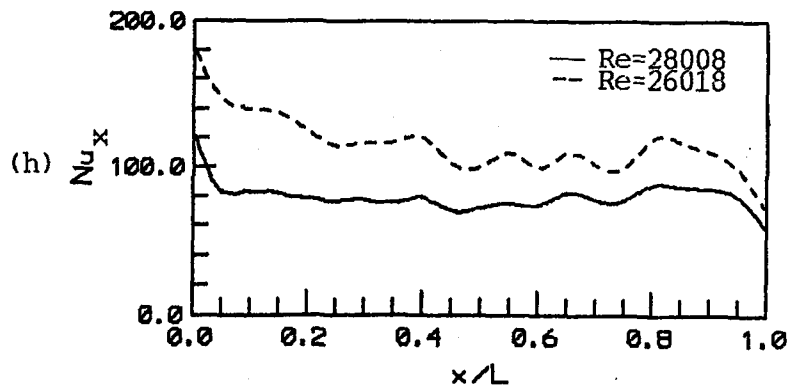
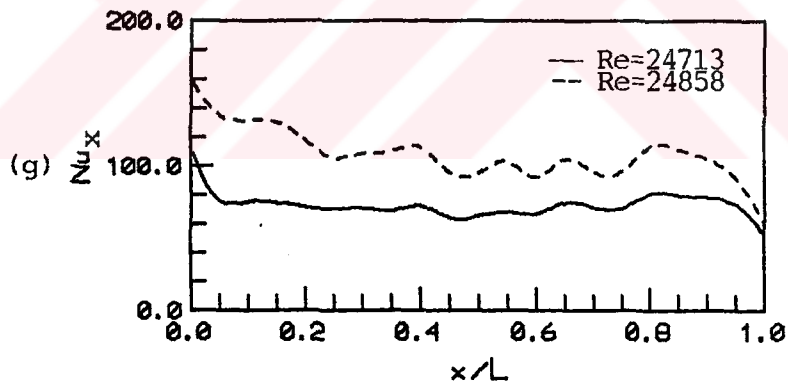
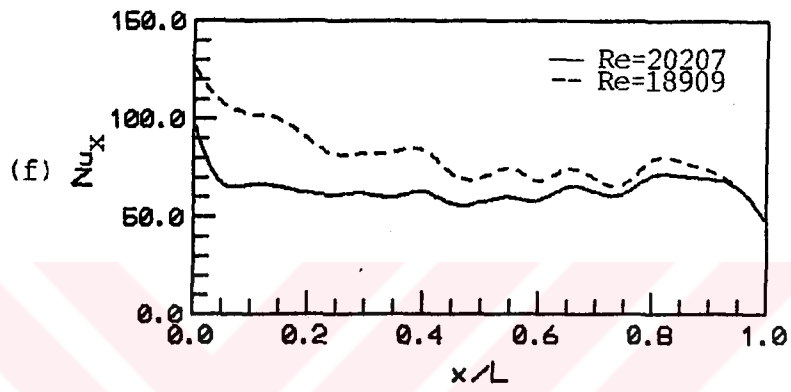
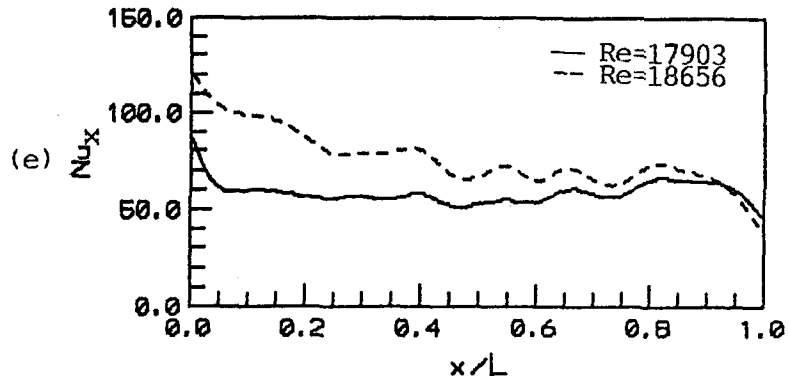
Şekil-7.38: Ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi (P.T.T. boru girişinde).



Şekil-7.39: Sürtünme faktörünün Reynolds sayısı ile değişimi (P.T.T. boru girişinde).



Şekil-7.40a,b,c,d,e,f,g,h: Çeşitli Reynolds sayılarında boru boyunca yerel Nusselt sayıları



Isı geçişi, girişte termik sınır tabakanın gelişmemiş olmasından dolayı, zaten yüksektir. Boru girişinden itibaren termik sınır tabakanın gelişmesiyle ısı geçişinde azalma görülmektedir. Dolayısıyla türbülâtörün girişe yerleştirilmesi ısı geçişine nazaran daha çok basınç kayıplarının artmasına neden olacaktır.

Bu çalışmada yerel ısı taşınım sonuçları da incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil-7.40a,b,c,d,e,f,g ve h de verilmektedir. Genel bir gözlem olarak, yerel Nusselt sayılarının türbülâtör arkasında dönme etkilerinden dolayı yüksek olduğu ve dönme etkileri azaldıkça boru boyunca azaldığı görülmektedir. 13000 den yüksek Reynolds sayılarında ise türbülâtörün boru sonlarında da ısı geçişinde etkili olduğu görülmektedir. Yerel Nusselt sayılarında görülen dalgalanmalar ölçülen sıcaklıklara kübik-spline yardımıyla eğri uydurulmasından kaynaklanmaktadır.

Bu çalışmada dönme sayısı ile ısı geçişindeki artış arasında bir bağıntı elde edilememiştir. Çünkü hız alanı ölçümleri ve ısı geçişi deneyleri farklı fiziksel koşullarda yapılmıştır. Ancak yine de yerel ısı geçiş sonuçlarından dönme azalmasını gözlemek mümkün olmaktadır. Dönmenin azalmaya başladığı yere ikinci bir türbülâtör yerleştirilerek ısı geçişinde daha fazla artış elde etmek mümkündür.

7.6. Boru İçine Yerleştirilen Pervane Tipli Türbülâtörün Isı Taşınımı ve Basınç Kaybına Etkileri

Bir boru içinden geçen sıcak hava soğutulmaya başladığında hidrodinamik sınır tabakaya benzer bir termik sınır tabaka oluşmakta ve bu sınır tabaka boyunca ısı geçişi azalmaktadır. Termik sınır tabakanın gelişmesiyle de boru içindeki sıcaklık dağılımı kararlı hale gelmektedir. Türbülanslı akışta termik sınır tabakanın geliştiği mesafe yaklaşık 10D olarak verilmektedir [31]. Oluşan bu sınır tabakanın bozulmasıyla ısı geçişi artacağından; bu çalışmada, boş boruda elde edilen yerel ısı geçiş sonuçları da gözönüne alınarak pervane tipli türbülâtör boru girişinden 197.8mm uzaklıkta yerleştirilmiştir.

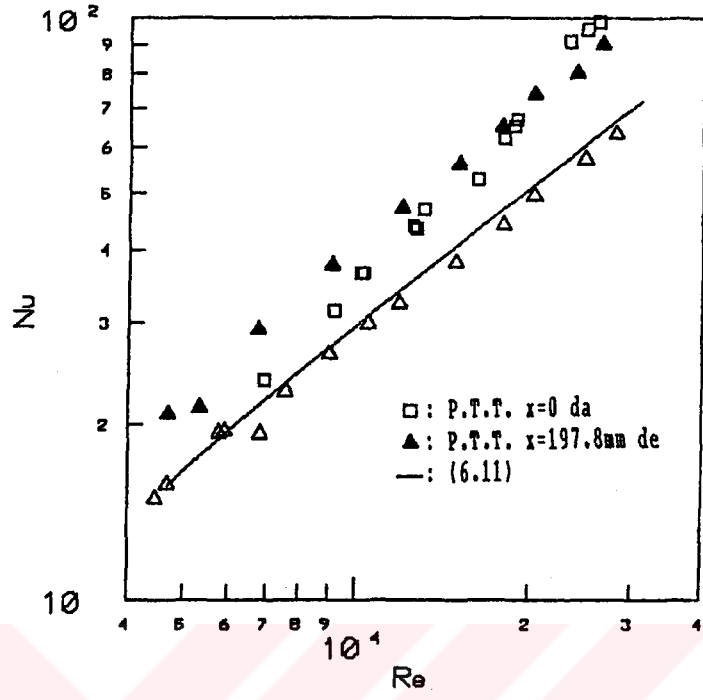
Elde edilen sonuçlar Tablo 7.2 de verilmektedir.

Tablo-7.2: $x=197.8\text{mm}$ de yerleştirilen pervane tipli türbülator için ısı taşınımı ve basınç kaybı sonuçları

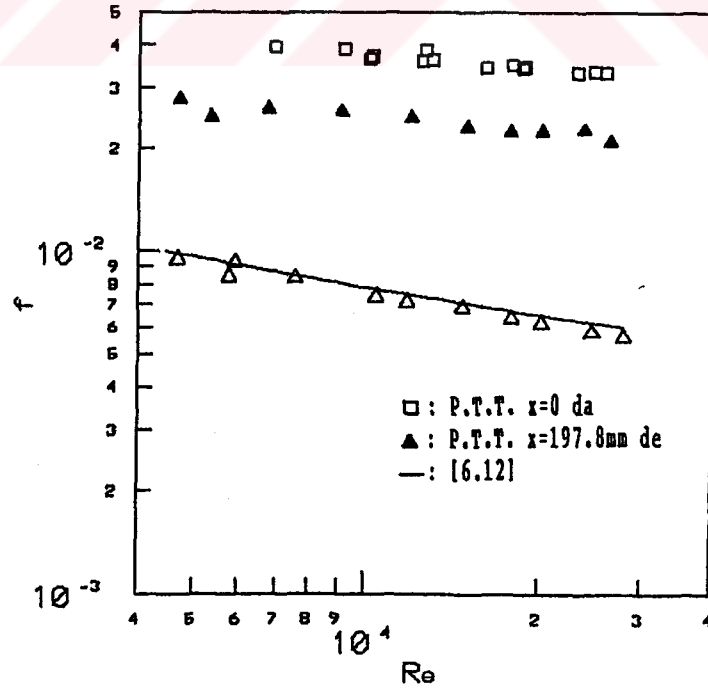
No	Re	Nu_G	Nu_{ad}	% A_{Nu}	$f \cdot 10^3$	$f_d \cdot 10^3$	f_d/f
1	4712	15.7	21.6	37.6	9.83	28.2	2.87
2	5348	17.7	23.1	30.5	9.46	24.9	2.63
3	6751	21.6	29.5	36.6	8.81	26.5	3.01
4	9039	27.5	38.0	38.2	8.1	25.9	3.2
5	11901	34.3	47.6	38.8	7.5	24.9	3.32
6	14892	40.9	56.6	38.4	7.06	23.4	3.31
7	17760	46.8	65.5	40.0	6.74	22.7	3.37
8	20232	51.9	74.6	43.7	6.52	22.8	3.5
9	23887	58.9	81.0	37.5	6.25	23.3	3.73
10	26480	63.8	90.8	42.3	6.09	21.3	3.5

$x=197.8\text{mm}$ de yerleştirilen türbülator ısı geçişinde %30÷45 artış meydana getirirken basınç kayıpları 2.5÷3.5 kat artmıştır. Bu sonuçlar, boru girişine yerleştirilen türbülatorle elde edilen sonuçlardan daha iyidir. Reynolds sayısının 5000÷15000 değerleri arasında, girişe yerleştirilen türbülator ısı geçişini %10÷25 civarında, basınç kayıplarını 4.5÷5 kat oranında artırırken; $x=197.8\text{mm}$ deki türbülator ısı geçişini %30÷40 civarında, basınç kayıplarını ise 2.5÷3.3 kat oranında artırmıştır.

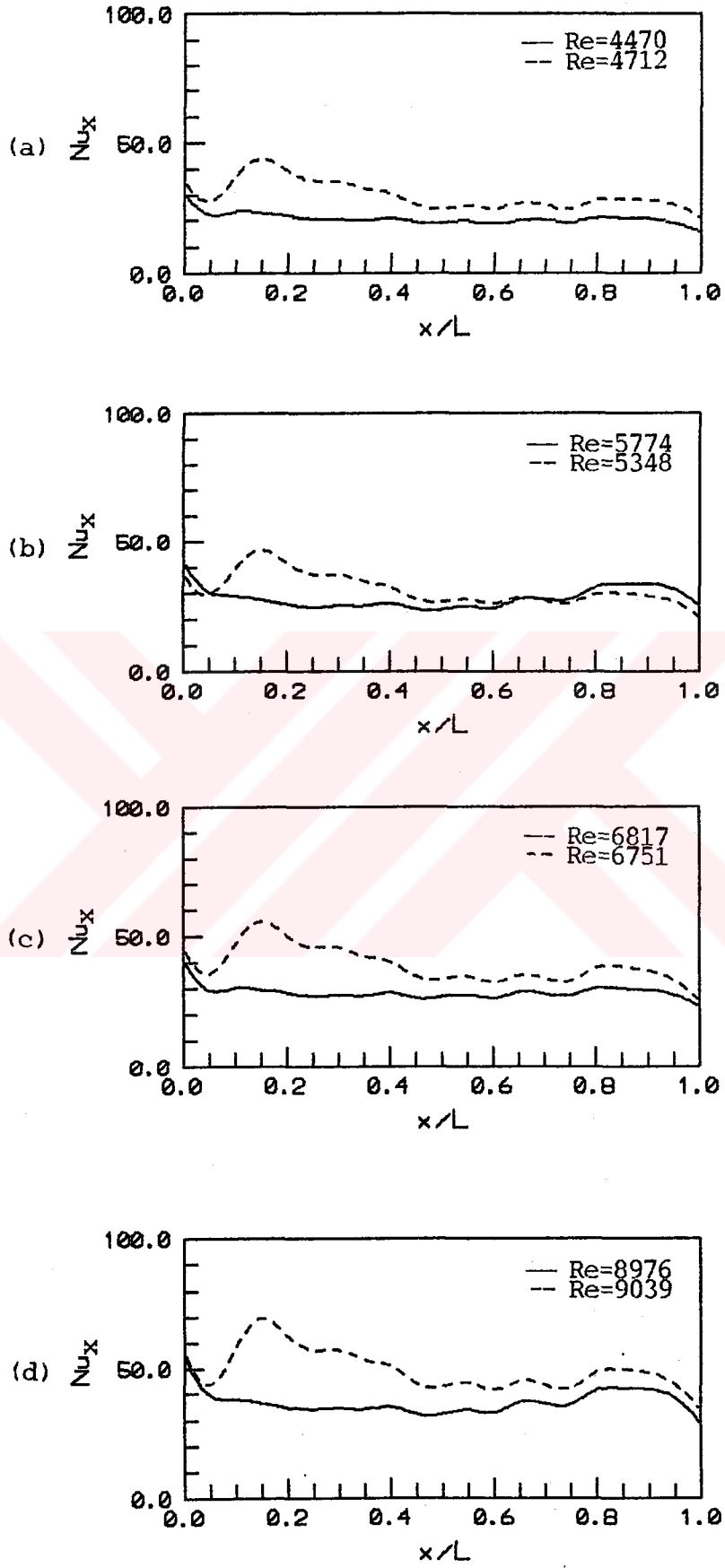
Şekil-7.41 ve Şekil-7.42 de ortalama ısı geçişi ve basınç kaybı sonuçları, her iki konumdaki türbülator için karşılaştırmalı olarak verilmektedir.



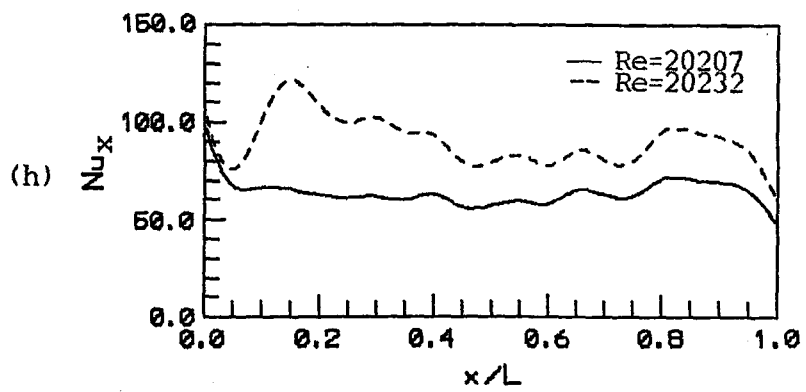
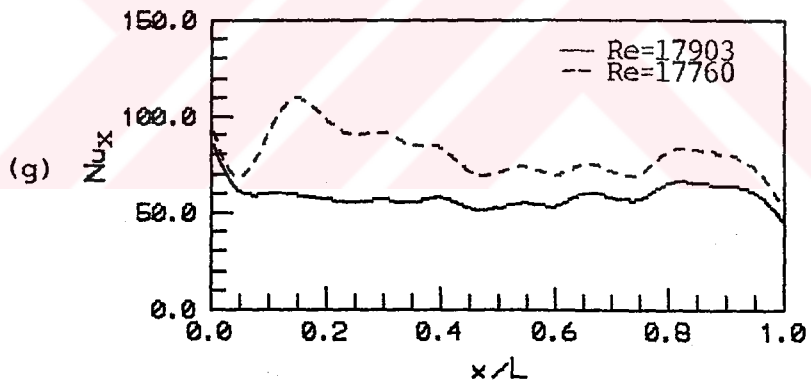
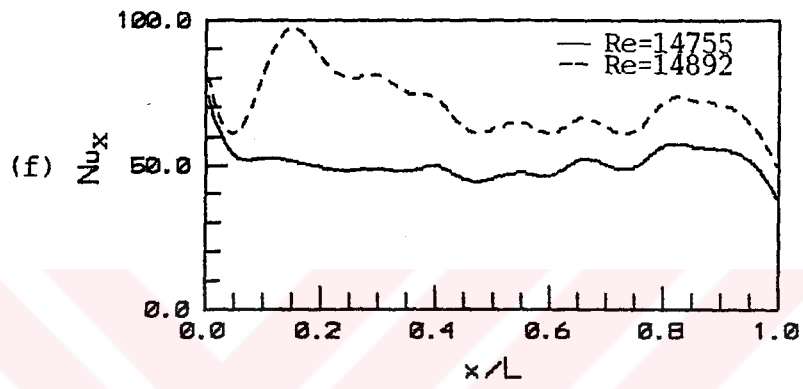
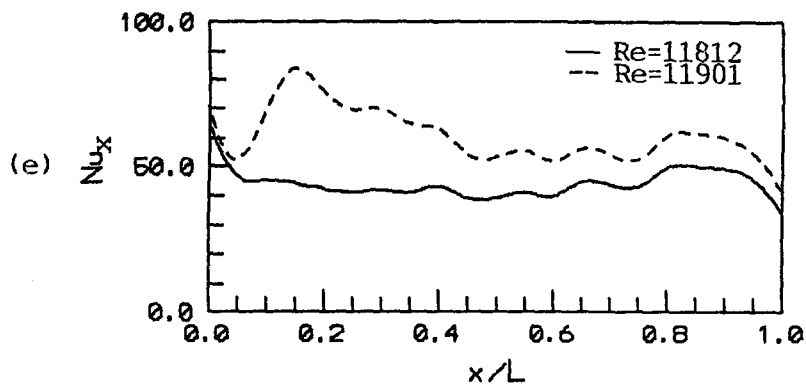
Şekil-7.41: Ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi (P.T.T. $x=197.8$ mm de).



Şekil-7.42: Sürtünme faktörünün Reynolds sayısı ile değişimi (P.T.T. $x=197.8$ mm de).



Şekil-7.43a,b,c,d,e,f,g,h: Çeşitli Reynolds sayılarında boru boyunca yerel Nusselt sayıları



Şekil-43a,b,c,d,e,f,g ve h de yerel Nusselt sayılarının boru boyunca değişimleri verilmektedir. Pervane tipli türbülâtörün yerleştirildiği yerde ısı geçişinde artmalar vardır. Reynolds sayısının artmasıyla türbülâtörün etkili olduğu uzunluk da artmaktadır. Şekillerden görüldüğü üzere boru ortasına bir türbülâtör daha yerleştirilirse ısı geçişinin daha da artırılması mümkündür. Ancak bu çalışmada boru içine yerleştirilen türbülâtör sayısı, bunların aralarındaki mesafelerin ne kadar olacağı, türbülâtör çapının boru çapına oranı (d/D), kanat sayısı gibi parametrelerin ısı geçişine ve basınç kaybına etkileri çalışma konusu dışında bırakılmıştır.



BÖLÜM 8

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

8.1. Sonuçlar

Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülatorün akışa ve ısı geçişine etkileri sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Hazırlanan deney düzeneklerinde akış gözleme deneyleri, hız ölçmeleri, ve ısı geçişi deneyleri yapılmıştır. Problemin matematiksel modeli kurularak bir bilgisayar programı hazırlanmış ve elde edilen akış alanı sonuçları deneysel bulgularla karşılaştırılmıştır.

1°- Hazırlanan bilgisayar programı ile elde edilen sonuçlar sıra ile aşağıda verilmektedir:

- Bilgisayar programı analitik çözümü bilinen katı cisim dönmesi ve laminer kaynak-kuyu akışı problemlerine başarıyla uygulanmış ve analitik çözümlerle oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Bu çalışmalarla çevresel yöndeki hız bileşenin doğru olarak hesaplandığı kanıtlanmıştır.

- k-ε türbülans modeli kullanılarak geliştirilen program türbülanslı boru akışı problemine uygulanmış ve boru içindeki akış alanı elde edilmiştir. Boru çıkışında hesaplanan gelişmiş hız dağılımında cidar yakınındaki hızlar logaritmik duvar kanunu ile iyi bir uyum içindedir. Bu akış probleminde enerji denkleminin çözülmesi ile sıcaklık alanı da elde edilmiş ve ısı geçiş hesapları yapılarak ortalama ve yerel Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Ortalama Nusselt sayıları literatürde verilen amprik bağıntılarla oldukça uyumlu bulunmuştur. Yerel Nusselt sayıları ise deneysel değerlerle karşılaştırılmış ve uyumlu oldukları görülmüştür. Böylece program türbülanslı akışlar için de kullanılabilir hale getirilmiştir.

- Yapılan çalışmalardan SIMPLEC yönteminin SIMPLE yöntemine nazaran oldukça ekonomik olduğu bulunmuştur. Türbülanslı boru akışı için 21×11 ağ noktası içeren çözüm bölgesinde $Re=7561$ de SIMPLE yöntemi kullanılarak 179. iterasyonda yakınsak çözümlere ulaşılmışken, aynı yakınsaklık kriteri ile SIMPLEC yönteminde 97. iterasyonda sonuçlar elde edilmiştir. Hesaplama zamanı da 1.8 kat azalmıştır. Diğer akış problemlerinde de SIMPLEC yönteminin daha ekonomik olduğu görülmüştür.

- Geliştirilen programın türbülanslı, dönmeli boru akışlarına uygulanabilmesi amacıyla, literatürde verilen bükülmüş tip türbülantörler arkasındaki azalan dönmeli akış problemi ele alınmıştır. $Re=48000$ ve türbülantör karakteristik uzunluğu $H=10$ için elde edilen çevresel hız dağılımları trend olarak literatürde verilen deneysel sonuçlarla uyumlu bulunmuştur. Böylece program türbülanslı dönmeli akış problemlerine uygulanabilir hale getirilmiştir.

2°- Akışa dönme vermek amacıyla geliştirilen pervane tipli türbülantör boru girişine yerleştirilerek, boru boyunca akış alanı, sayısal ve deneysel olarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar aşağıda verilmektedir:

- Pervane tipli türbülantör boru içindeki akışı göbek kısmı etkisiyle eksende yavaşlatmakta, yönlendirici kanat etkisiyle boru cidarına yakın bölgede hızlandırmaktadır. Üretilen dönme, boru eksenine yakınında, göbek etkileri nedeniyle hızlı bir şekilde sönmektedir. Buna karşılık göbek kısmı ile boru cidarı arasında kalan bölgede, üretilen dönmenin boru boyunca yavaş bir şekilde sönmeye başladığı görülmektedir.

- Dönme sayısı boru boyunca azalmaktadır. Teorik olarak boru boyunca dönme sayısındaki azalma en fazla %45.4 ile $Re=7491$ de elde edilmiş olup, $Re=13948$ de %38.2 ve $Re=27036$ da ise %33.3 olarak bulunmuştur. Buradan Reynolds sayısının artmasıyla, dönme sayısında daha az azalma meydana geldiği ve pervane tipli türbülantörün akışı etkilediği mesafenin de arttığı sonucu ortaya çıkmaktadır.

- Pervane tipli türbülantörün radyal doğrultuda kanat genişliği değişmekte ve akışa boru girişinde sabit dönme açısı verilememektedir. Böylece akış her radyal doğrultuda farklı

açılarda yönlendirilmektedir. Pervane tipli türbülator arkasındaki akışın yönü en fazla boru ekseninde en az boru cidarı yakınında değişmektedir. Akış, en fazla açığı eksen yakınında kazanmakta iken, eksenel akış ve göbek etkisi nedeniyle açıda en fazla azalma da yine eksen yakınında meydana gelmektedir.

- Akış açısının radyal yöndeki değişiminde, akış açısının maksimum değeri boru boyunca cidara doğru ötelenmektedir.

- Sayısal sonuçlar elde edilirken boru boyunun gerçek boyundan büyük seçilmesi türev sınır şartının verilebilmesi açısından gereklidir. Bu şekilde elde edilen sonuçlar, çeşitli Reynolds sayılarında $x=1430\text{mm}$ deki sayısal ve deneysel sonuçların uyumundan anlaşılmaktadır.

3°- Geliştirilen pervane tipli türbülatorün ısı geçişi ve basınç kaybına etkileri deneysel olarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar aşağıda verilmektedir:

- Boru girişine yerleştirilen pervane tipli türbülator ısı geçişini $\%10\pm\%60$ artırmasına karşın, basınç kayıplarını da 4.5 ± 5 kat artırmıştır.

- Reynolds sayısının artmasıyla boru girişine yerleştirilen türbülatorün ısı geçişinde etkili olduğu mesafe de artmaktadır. $Re=6918$ de türbülator etkisi $x/L=0.5$ e kadar sürerken, $Re=26018$ de ise boru sonuna kadar sürmektedir.

- Boru başlangıcından $x=197.8\text{mm}$ uzaklıkta yerleştirilen türbülator ısı geçişini $\%30\pm\%50$ oranında artırırken basınç kayıplarını 2.5 ± 3.5 kat artırmıştır. Türbülatorün bu konumda yerleştirilmesi boru girişine yerleştirilmesinden daha uygun olmaktadır. Ayrıca bu konumdaki türbülator 4000 ± 15000 aralığındaki Reynolds sayılarında ısı geçişinde daha etkili olmaktadır.

- Yapılan çalışmada hız alanı ölçümleri ile ısı geçişi deneyleri farklı fiziksel koşullarda yapılmıştır. Bu nedenle bilgisayar programında hız ve sıcaklık sınır şartları verilememiş ve sayısal ısı geçiş sonuçları ile deneysel sonuçlar karşılaştırılamamıştır.

8.2. Öneriler

Bu çalışmada teorik ve deneysel olarak elde edilen sonuçlara göre getirilebilecek öneriler aşağıda sıralanmıştır:

Deneysel çalışmalarda akış alanı ve ısı geçişi aynı fiziksel koşullar altında birlikte incelenmelidir.

Akış gözleme deneyleri problemin fiziğinin anlaşılması bakımından önem taşımaktadır.

Hız alanı ölçmelerinde, kızgın tel anemometre probunun akış ortamına yerleştirilmesi akış alanını etkilediğinden, bu ölçmelerde laser Doppler anemometresi kullanılması literatürde de tavsiye edilmektedir.

Isı taşınım deneylerinde Data-Logger ve bilgisayar kullanılması sıcaklık ölçmelerinin hassas bir şekilde yapılmasına ve sonuçların kısa sürede elde edilerek değerlendirilmesine olanak sağlayacaktır.

Pervane tipli türbülötör çapının, konumunun, kanat sayısının, kanat açısının ısı geçişine ve basınç kaybına etkileri araştırılması gereken konulardır. Bunun yanında değişik tipte türbülötörlerde geliştirilmelidir.

Hazırlanan bilgisayar programı şimdiki hali ile birçok akışkanlar mekaniği ve ısı geçişi problemlerine uygulanabilir niteliktedir. Bazı terimlerin eklenmesi ve gerekli düzenlemelerin yapılmasıyla, program 3 boyutlu akış ve sıcaklık alanlarının çözümünde kullanılabilir olacaktır.

K A Y N A K L A R

1. Bergles, A.E., Survey and Evaluation of Techniques to Augment Convective Heat and Mass Transfer, Progress in Heat and Mass Transfer, 1 (1969) 331-334.
2. Sparrow, E.M. ve Chaboki, A., Swirl-Affected Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer in a Circular Tube, ASME J. of Heat Transfer, 106 (1984) 766-773.
3. Smithberg, E. ve Landis, F., Friction and Forced Convection Heat-Transfer Characteristics in Tubes with Twisted Tape Swirl Generators, ASME J. of Heat Transfer, 86 (1964) 39-49.
4. Thorsen, R. ve Landis, F., Friction and Heat Transfer Characteristics in Turbulent Swirl Flow Subjected to Large Transverse Temperature Gradients, ASME J. of Heat Transfer, 90 (1968) 87-97.
5. Lopina, R.F. ve Bergles, A.E., Heat Transfer and Pressure Drop in Tape-Generated Swirl Flow of Single-Phase Water, ASME J. of Heat Transfer, 91C (1969) 434-441.
6. Date, A.W., Prediction of Fully-Developed Flow in a Tube Containing a Twisted-Tape, Int. J. Heat&Mass Transfer, 17 (1974) 845-859.
7. Kreith, F. ve Sonju, O.K., The Decay of a Turbulent Swirl in a Pipe, J. Fluid Mech., 22 (1965) 257-271.
8. Algifri, A.H. ve Bhardwaj, R.K., Prediction of the Heat Transfer for Decaying Turbulent Swirl Flow in a Tube, Int. J. Heat&Mass Transfer, 28 (1985) 1637-1643.
9. Algifri, A.H., Bhardwaj, R.K. ve Rao, Y.V.N., Heat Transfer in Turbulent Decaying Swirl Flow in a Circular Pipe, Int. J. Heat&Mass Transfer, 31 (1988) 1563-1568.
10. Zaherzadeh, N.H. ve Jagadish, B.S., Heat Transfer in Decaying Swirl Flows, Int. J. Heat&Mass Transfer, 8 (1975) 941-944.
11. Senoo, Y. ve Nagata, T., Swirl Flow in Long Pipes with Different Roughness, Bulletin of the JSME, 15 (1972) 1514-1521.
12. Migay, V.K. ve Golubev, L.K., Friction and Heat Transfer in Turbulent Swirl Flow with Variable Swirl Generator in a Pipe, Heat Transfer-Soviet Res., 2 (1970) 68-73.

13. Blum, H.A. ve Oliver, L.R., Heat Transfer in a Decaying Vortex System, ASME Paper No.66-WA/HT-62, 1967.
14. Narezhnny, E.G. ve Sudarev, A.V., Local Heat Transfer in Air Flowing in Tubes with a Turbulence Promoter at the Inlet, Heat Transfer-Soviet Res., 3 (1971) 62-66.
15. Hay, W. ve West, P.D., Heat Transfer in Free Swirling Flow in a Pipe, ASME J. of Heat Transfer, 97 (1975) 411-416.
16. Kakaç, S., Shah, R.K. ve Aung, W., Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer, Wiley-Interscience Publ., A.B.D., 1987.
17. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, Sixth Edition, McGraw-Hill Book Co., New York, 1968.
18. Haines, A.B., Turbulence Modelling, Aeronautical Journal, August/September, (1982) 269-277.
19. Launder, B.E. ve Spalding, D.B., Mathematical Models of Turbulence, Third Edition, Academic Press, London, 1979.
20. Gosman, A.D., Khalil, E.E. ve Whitelaw, J.H., The Calculation of Two-Dimensional Turbulent Recirculating Flows, Symposium on Turbulent Shear Flows, Penn State Uni., April 18-20, 1977.
21. Launder, B.E. ve Spalding, D.B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. 3 (1974) 269-289.
22. Rodi, W., A Note on the Empirical Constant in the Kolmogorov-Prandtl Eddy Viscosity Expression, ASME J. Fluids Eng. September, (1975) 386-389.
23. Jennings, M.J. ve Morel, T., Observations on the Application of the $k-\epsilon$ Model to Internal Combustion Engine Flows, Combust. Sci. and Tech., 58 (1988) 177-193.
24. Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill Book Co., New York, 1980.
25. Doormall, J.P. ve Raithby, G.D., Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows, Numer. Heat Transfer, 7 (1984) 147-163.
26. Anderson, D.A., Tannehill, J.C. ve Pletcher, R.H., Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1984.
27. Patankar, S.V. ve Spalding, D.B., A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three Dimensional Parabolic Flows, Int. J. Heat&Mass Transfer, 15 (1972) 1787-1806.

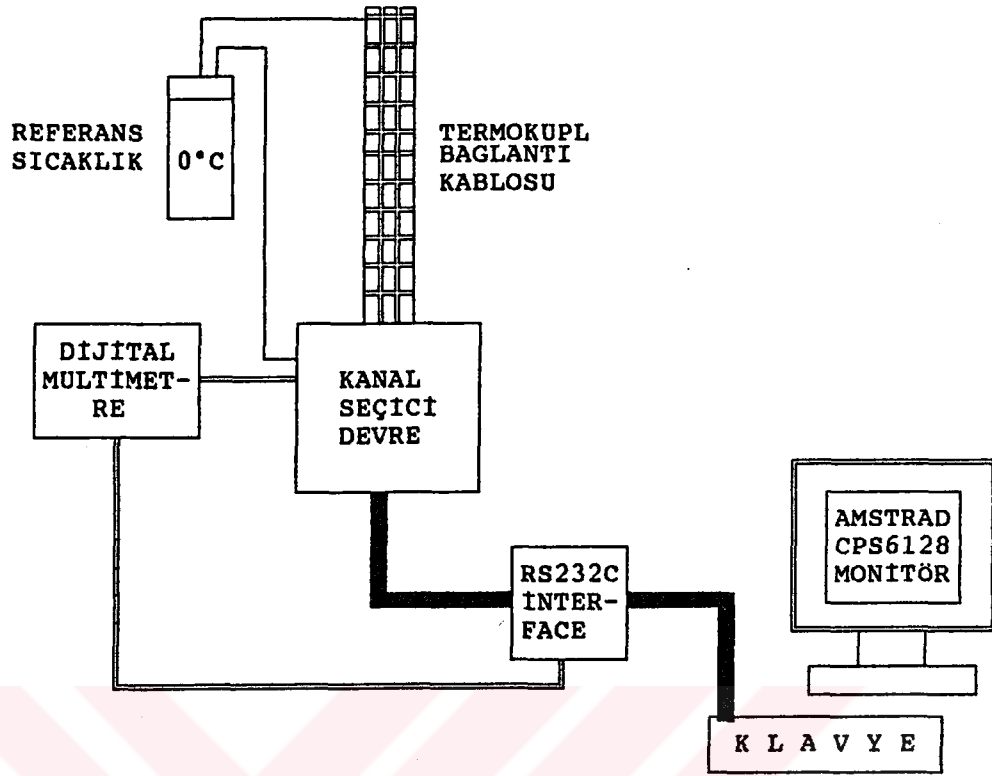
28. Edis, K., Uygulamalı Akışkanlar Mekaniği, Cilt 1, Şirketi Mürettibiye Basımevi, İstanbul Teknik Üniversitesi Kütüphanesi Sayı:894, İstanbul, 1972.
29. Chew, J.W., Isothermal Laminer Source-Sink Flows, University of Sussex, Thermo-Fluid Mech. Research Centre, 1979.
30. Bayazıtöğlü, Y. ve Özışık, N., Elements of Heat Transfer, McGraw-Hill Book Co., Singapore, 1988.
31. Mills, A.F., Experimental investigation of Turbulent Heat Transfer in the Entrance Region of a Circular Conduit, J. Mechanical Engng. Sci., 4 (1962) 63-77.
32. Gnielinski, V., New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow, Int. Chemical Engng., 16 (1976) 359-368.
33. Junkhan, G.H., Bergles, A.E., Nirmalan, V. ve Ravigururanjan, T., Investigation of Turbulators for Fire Tube Boilers, ASME J. of Heat Transfer, 107 (1985) 354-360.
34. Chang, K.C., Chen, C.S. ve Uang, C.I., A Hybrid $k-\epsilon$ Turbulence Model of Recirculating Flow, Int. J. for Num. Meth. in Fluids, 12 (1991) 369-382.
35. Rogers, D.F. ve Adams, J.A., Mathematical Elements for Computer Graphics, McGraw-Hill Book Co., New York, 1976.
36. Hot Film and Hot Wire Anemometry Theory and Application, T.S.I. Incorporated, Technical Bulletin, TB-5, 1980.
37. Baydar, E., Engel Etrafındaki Laminer ve Türbülanslı Akışların Sayısal ve Deneysel İncelenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Mak. Müh. Prog., Trabzon, 1991.
38. Smiths, A.J., Hot Wire Anemometry, Princeton University, Department of Mech. and Aerospace Eng., Gas Dynamics Laboratory, Internal Memorandum #51., 1983.
39. Hinze, J.O., Turbulence, Second Edition, McGraw-Hill Book Co., New York, 1975.

EK

A.Bilgisayar-Termokupl Bağlantı Devresi ile Sıcaklık Ölçümü

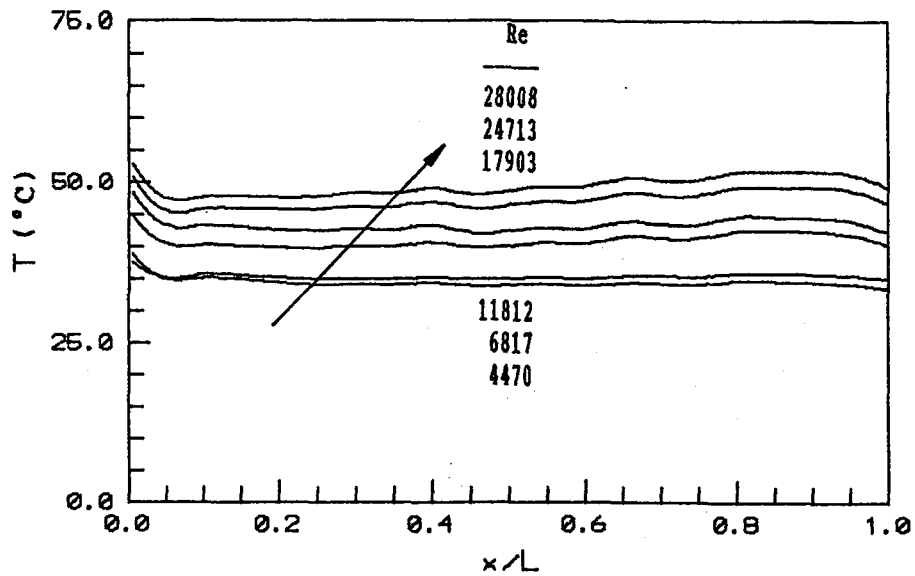
Deneyisel çalışmalarda verilerin elde edilmeleri ve uygun yöntemlerle değerlendirilmeleri, sonuçların hassasiyeti açısından büyük önem taşımaktadır. Isı taşınım deneylerinde sıcaklıklar rejime geldiği zaman kısa sürede okuma yapılması gerekmektedir. Bu durum özellikle çok sayıda termokupl olduğu durumda önemlidir. Bu çalışmada 27 adet termokupl kullanılmış olup, sıcaklık ölçmeleri bilgisayar kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bilgisayar-termokupl bağlantı sistemindeki kanal seçici devre K.T.Ü. Elektrik-Elektronik Bölümünde yaptırılmıştır.

Bilgisayar-termokupl bağlantı sistemi Şekil-A.1 de görülmektedir. Sistem; AMSTRAD CPS6128 bilgisayar, RS232C interface, kanal seçici devre ve THURLBY 1905a dijital multimetreden oluşmaktadır. Bilgisayar ve kanal seçici arasındaki bağlantı, interface aracılığıyla sağlanmaktadır. Sıcaklıkların okunması ve deneylerin kontrolü için hazırlanan bir bilgisayar programı çalıştırılmaktadır. Deney esnasında sıcaklıklar altı dakikada bir okunarak; rejim durumu, son okunan sıcaklık değerleri ile bir öncekiler arasındaki farkın küçük bir değerden (örneğin; 0.25°C) az olduğu durum, olarak saptanmaktadır. Bu durumda son okunan sıcaklık değerleri ısı taşınım hesaplarında kullanılmaktadır. Hazırlanan bilgisayar programı yardımıyla deneylerde sıcaklık ölçmeleri hassas bir şekilde yapılmakta ve ısı taşınım sonuçları kısa sürede elde edilmektedir.

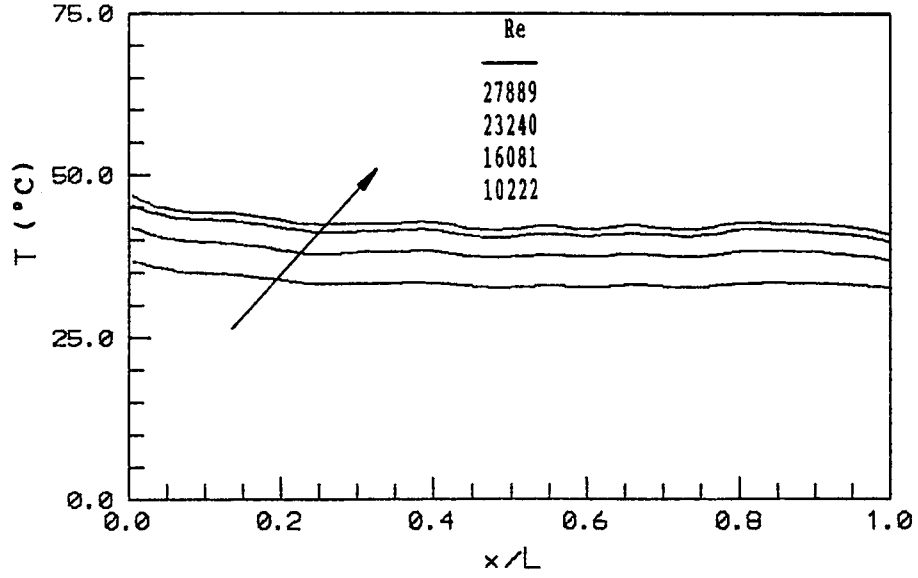


Şekil-A.1: Bilgisayar-termokupl bağlantı sistemi

Çeşitli Reynolds sayılarında; boş boru boyunca ölçülen sıcaklıklar ve girişe yerleştirilen pervane tipli türbülator içeren boru boyunca ölçülen sıcaklıklar Şekil-A.2 ve Şekil-A.3 de verilmektedir. Ölçülen sıcaklıklara kübik spline eğri uydurma yöntemi ile eğri uydurulmuştur [35].



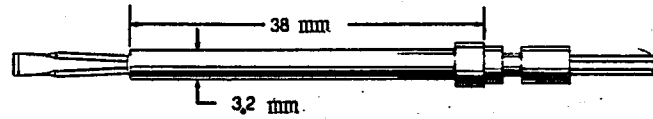
Şekil-A.2: Boş boru boyunca ölçülen sıcaklıklar



Şekil-A.3: Girişine pervane tipli türbülator yerleştirilen boru boyunca ölçülen sıcaklıklar

B.Kızgın Film Prob Kalibrasyonu

Kızgın telli anemometre ile yapılacak hız ölçümlerinde, kullanılan problemlerin kalibre edilmeleri gerekmektedir. Deneylerde kullanılan T.S.I. 1240-20 X prob Şekil-B.1 de görülmektedir. Kalibrasyon işleminde T.S.I. Model 1125 kalibrasyon cihazı kullanılmıştır. Cihaz 0.01m/s + 300m/s aralığındaki hızlar için kullanılabilir. Prob ekseninin ortalama akışa dik ve akış doğrultusunda olması durumuna göre de kalibrasyonun düzeltilmesine imkan sağlamaktadır.



Şekil-B.1: T.S.I. Model 1240-20 X prob

Prob kalibrasyonu için T.S.I. tarafından,

$$e^2 = a + b(\rho U)^n$$

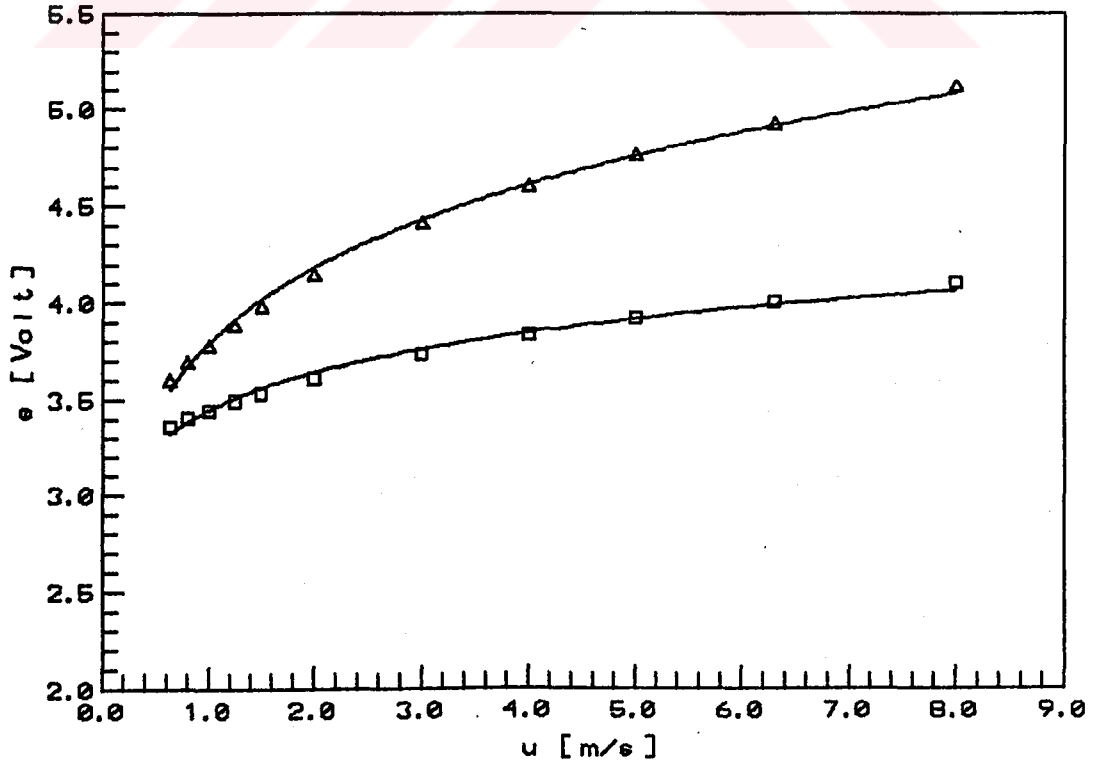
(B.1)

şeklinde bir bağıntı verilmektedir [36]. Buradaki U hızı, kızgın tele etkiyen toplam anlık soğutma hızı, e ise anlık gerilimdir. Hız ve gerilime ait değer çiftlerine göre a , b ve n sabitlerinin belirlenmesi ile kalibrasyon eğrisi çıkarılmaktadır. Kalibrasyon işleminde genellikle, $n=0.5$ olarak alınmaktadır. İki kalibrasyon noktası alınarak a ve b için

$$a = \frac{e_2^2 - \left(\frac{\rho_2 U_2}{\rho_1 U_1} \right)^{\frac{1}{2}} e_1^2}{1 - \left(\frac{\rho_2 U_2}{\rho_1 U_1} \right)^n} \quad (\text{B.2a})$$

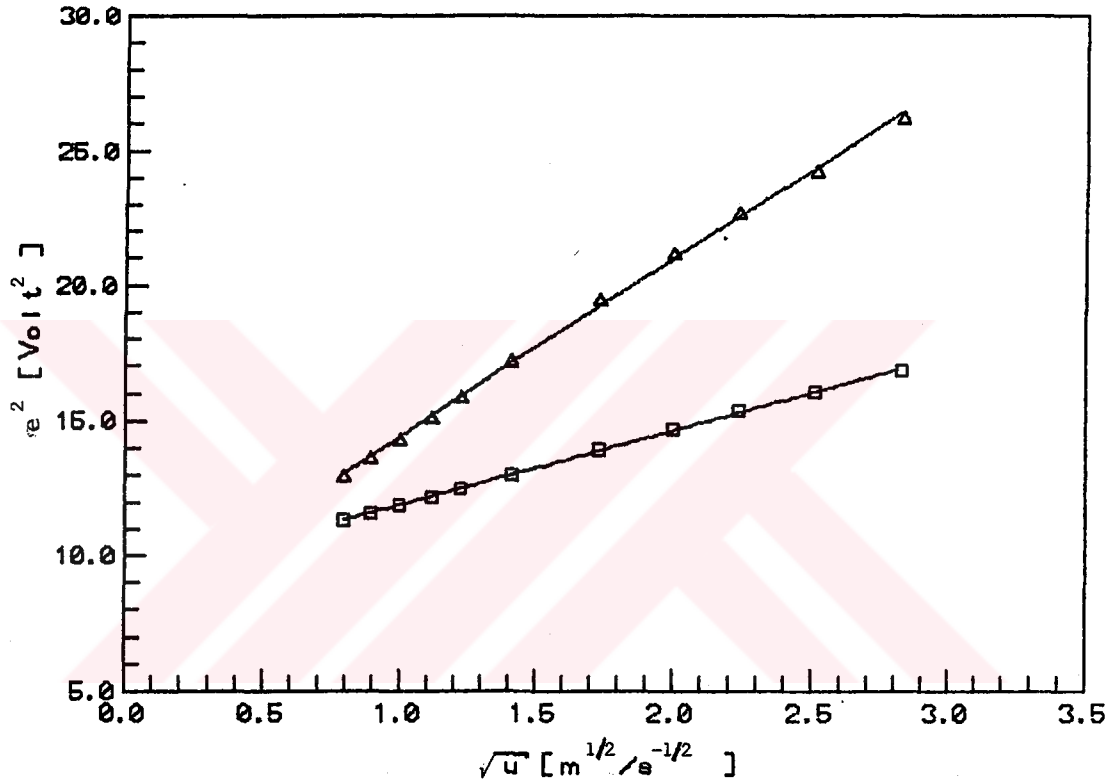
$$b = \frac{e_1^2 - e_2^2}{\left(\rho_1 U_1 \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{\rho_2 U_2}{\rho_1 U_1} \right)^{\frac{1}{2}} \right]} \quad (\text{B.2b})$$

ifadeleri elde edilmektedir. 0.5 değeri ile genelleştirilen n üssü, 0.4 ÷ 0.6 aralığında değer alabilmektedir. Şekil-B.2 de ölçmelerde kullanılan 1240-20 X film prob için, ϕ akış eksenini ile prob arasındaki açıyı göstermek üzere, $\phi=90^\circ$ ve $\phi=0^\circ$ lik konumlarda elde edilen kalibrasyon eğrileri verilmektedir.



Şekil-B.2: $\phi=90^\circ$ ve $\phi=0^\circ$ için kızgın tel kalibrasyon eğrisi

Bu kalibrasyon eğrisi ölçümlerin geniş bir hız aralığında değerlendirilmesine olanak sağlamaktadır. Ancak Şekil-B.3 de görüldüğü gibi, köprü çıkış geriliminin karesi ve akış hızının karekökü ile elde edilen kalibrasyon eğrisi lineer yapıdadır. Çok sayıda kalibrasyon noktası alındığında, lineer eğrinin hassasiyeti büyük ölçüde artmakta olup anemometre çıkış geriliminin hıza dönüştürülmesinde lineer olmayan eğriye göre kolaylık sağlamaktadır [37].



Şekil-B.3: $\phi=90^\circ$ ve $\phi=0^\circ$ için lineerleştirilmiş kızgın tel kalibrasyon eğrisi

C. Kızgın Telli Anemometre ile Hız Ölçmeleri

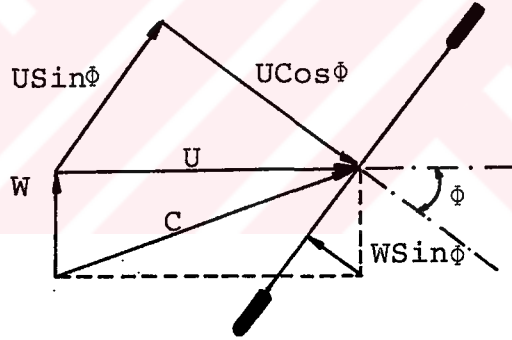
Kızgın telli anemometre ile hız ölçmelerinde temel prensip; akış ortamı içine yerleştirilen ısıtılmış hassas bir elemandan akışkana, konveksiyonla ısı transferine dayanmaktadır. Bu ısı kaybı kızgın telin sıcaklığına, geometrik şekline, boyutlarına ve akışkanın fiziksel özelliklerine bağlı olmaktadır. Akışa karşı yerleştirilen duyar uçtan elektrik akımı geçtiğinde, akış debisi değiştikçe telden akışkana ısı

geçişi de değişir. Bu durum, tel sıcaklığının dolayısıyla da tel direncinin değişmesine sebep olur. Bu değişim anemometre köprü çıkış geriliminde de değişikliğe yol açar. Anemometre köprü çıkış gerilimi ile akış hızı arasındaki bağıntı, kullanılan probun kalibrasyonu ile belirlenir [38].

Akış alanına yerleştirilen bir proba, prob eksenine dik gelen hız bileşeninin büyüklüğü ölçülür. Akış hızının tel eksenine dik bileşeninin büyüklüğü ile elde edilen efektif soğutma hızı, Kosinüs kanunu olarak bilinen

$$U_{\text{eff}}^2(\phi) = U_0^2 (\cos^2\phi + k_\phi^2 \sin^2\phi) \quad (\text{C.1})$$

şeklindeki bir bağıntıyla verilmektedir. U_0 , serbest akış hızının büyüklüğü; k , kosinüs kanunundan sapma; ϕ , ortalama akış hızı ve tel normali arasındaki açıdır [39].



Şekil-C.1: Kızgın tele etkiyen aksenal ve çevresel hız bileşenleri

Kosinüs bağıntısı (C.1), Şekil-C.1 de gösterilen hız bileşenleri cinsinden yeniden düzenlenirse;

$$U_{\text{eff}}^2(\phi) = (U \cos\phi - W \sin\phi)^2 + k_\phi^2 (U \sin\phi + W \cos\phi)^2$$

$$\phi = 0^\circ \text{ için } ; \quad U_{\text{eff}}^2 = U^2 + k_\phi^2 W^2 \quad (\text{C.2})$$

$$\phi = 90^\circ \text{ için } ; \quad U_{\text{eff}}^2 = W^2 + k_\phi^2 U^2$$

ifadeleri elde edilmektedir.

Deneysel olarak belirlenen k_{ϕ} parametresi, ortalama akış yönünün değiştiği durumlarda hız ölçmelerinde önemli bir rol oynamaktadır[37]. Deneylerde kullanılan T.S.I. Model 1240-20 X alüminyum kaplı kızgın film probun k_{ϕ} parametresinin belirlenmesi amacıyla, film normali ve akış doğrultusu arasındaki açının 0° ve 90° olduğu konumlarda hız ölçümleri yapılmıştır.

Ortalama akış hızının 8 m/s' ye kadar olan değerleri için Kosinüs bağıntısından

$$\phi = 0^{\circ} \quad \text{için} \quad ; \quad (U_{\text{eff}}^2)_0 = (U^2)_0 \quad (\text{C.3})$$

$$\phi = 90^{\circ} \quad \text{için} \quad ; \quad (U_{\text{eff}}^2)_{90} = k^2 (U^2)_0$$

eşitlikleri elde edilir. Bu eşitliklerden k_{ϕ} parametresi için;

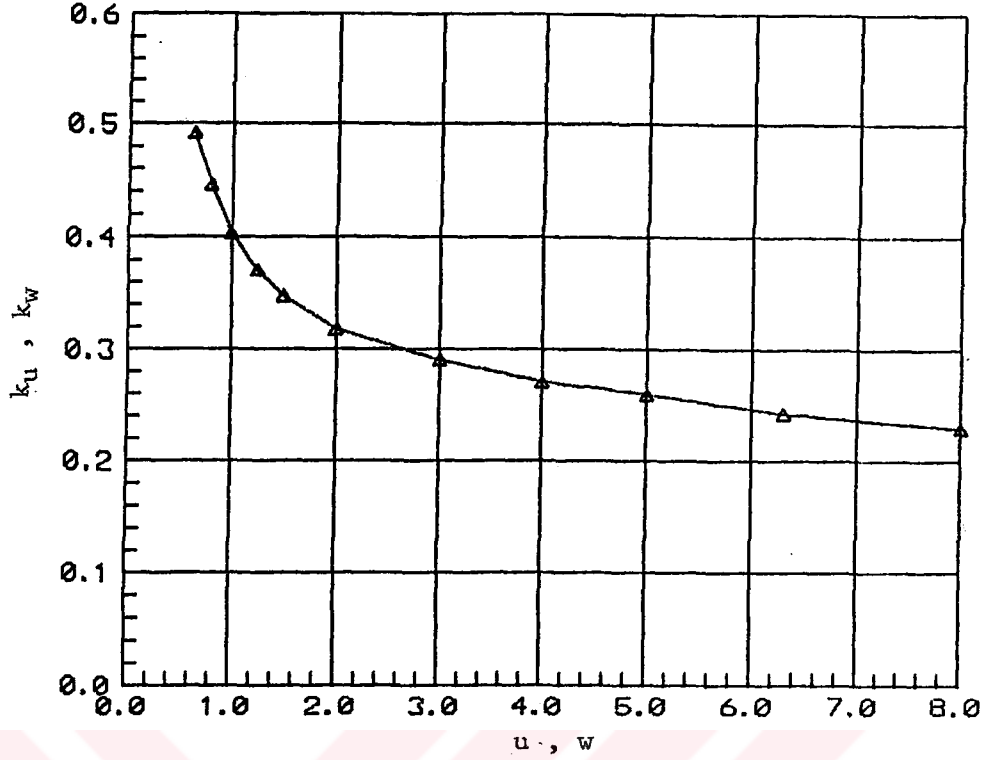
$$k_{\phi} = \frac{(U_{\text{eff}}^2)_{90}}{(U^2)_0} \quad (\text{C.4})$$

ifadesi elde edilir. k_{ϕ} parametresinin akış hızı ile değişimi Şekil-C.2 de verilmektedir. Çalışmada k_{ϕ} için sabit bir değer kullanmak yerine, bu değişim gözönüne alınarak ölçüm sonuçlarının daha hassasiyetle değerlendirilmesi sağlanmıştır. Bu durumda (C.2) bağıntıları yeniden düzenlendiğinde;

$$\phi = 0^{\circ} \quad \text{için} \quad ; \quad U_{\text{eff}}^2 = U^2 + k_u^2 W^2 \quad (\text{C.5})$$

$$\phi = 90^{\circ} \quad \text{için} \quad ; \quad U_{\text{eff}}^2 = W^2 + k_w^2 U^2$$

ifadeleri elde edilmektedir. Böylece boru içindeki dönmeli akışlarda bu eşitlikler yardımıyla ortalama hızın aksenal (u) ve çevresel (w) bileşenleri bulunabilmektedir.



Şekil-C.2: k_{ϕ} parametresinin akış hızı ile değişimi

D.Hata Analizi

Bu çalışmada kullanılan boru çapının küçük olması, hız ölçmelerinde probun merkezlenmesi açısından zorluklar yaratmaktadır. Kullanılan vidalı mekanizma ile probun boru içinde merkezlenmesi 0.2mm hassasiyetle yapılabilmiştir. Ayrıca kalibrasyon sırasında probun hız hücresine yeterince hassas yerleştirilememesinden dolayı ortaya çıkan konum hataları, hız ölçmelerini 8m/s' lik bir hızda %2.4 oranında etkilemektedir [37].

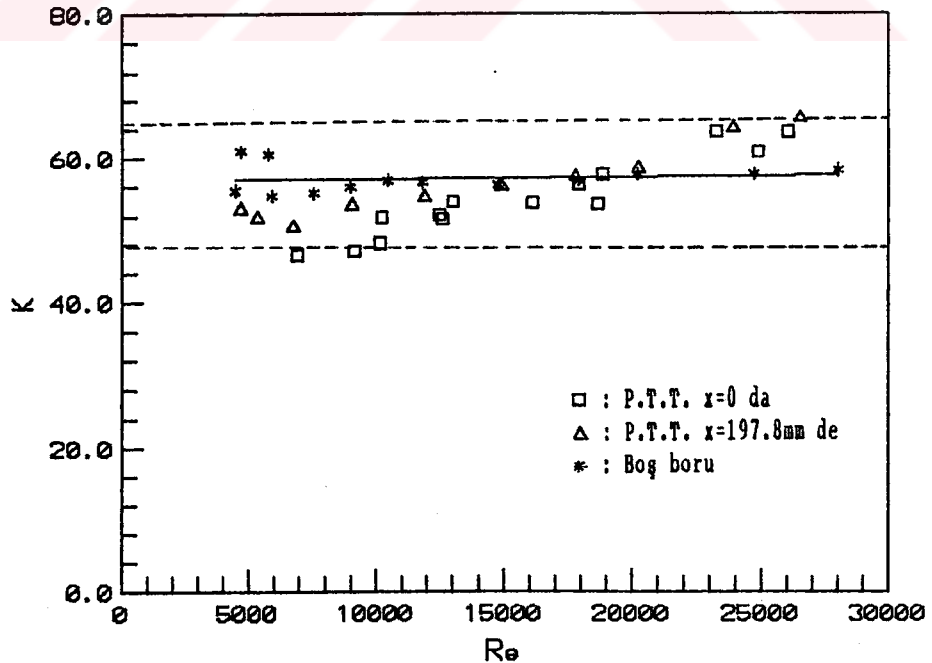
Eksenel akış ortamına $\phi=90^\circ$ olacak şekilde yerleştirilen prob, 90° döndürüldüğünde ($\phi=0^\circ$) anemometre çıkış gerilimi sıfır olmamaktadır. Bu da çevresel yöndeki hız ölçmelerinde hatalar ortaya çıkarmaktadır. Bunu engellemek amacıyla; prob, eksenel ve çevresel yönlerde ayrı ayrı kalibre edilmiş ve ölçümlerin bu kalibrasyonlara göre değerlendirilmeleri sağlanmıştır.

Isı taşınım deneylerinde, akışın rejime gelmesi ve sıcaklıkların okunması Ek-A da verilen bilgisayar-termokupl devresiyle yapılmaktadır. Rejim durumuna gelen sıcaklıklar

maksimum 0.25°C hata ile okunmaktadır. Sukbede meydana gelen basınç kaybı ve boru girişindeki statik basınç, 1mmSS hassasiyetli manometre yardımıyla; boru boyunca basınç kaybı ise 0.1mmSS hassasiyetli manometre yardımıyla okunmaktadır.

Isı geçiş deney düzeneğinde, içinden su geçen bakır boru alüminyum boruya helisel olarak sarılmış ve böylece eksenel simetrik soğutma sağlanmıştır. Ayrıca sisteme yağ konulmasıyla bakır borunun alüminyum boru cidarına tek noktada teması engellenmiş ve ısı geçiş yüzey alanı büyütülmüştür. Eksenel ısı kaybını önlemek amacıyla boru giriş ve çıkışında fiber flanşlar kullanılmıştır. Hesaplamalarda logaritmik sıcaklık farkına bağlı kalınmayıp, yerel cidar sıcaklıkları ölçülerek ısı geçiş hesapları yapılmıştır.

Kullanılan deneysel hesaplama yönteminde yapılan bir kabul, su sıcaklıklarına eksponansiyel eğri uydurulmasıdır. Bu şekilde yerel su sıcaklıkları belirlenerek, tanımlanan bir toplam ısı geçiş katsayısı yardımıyla boru cidarı ile su arasında yerel ısı akıları hesaplanmaktadır. Toplam ısı geçiş katsayısı deney düzeneğine ait bir katsayı olarak da düşünülebilir. Bu katsayının boş boru ve türbülantörlü borular için Reynolds sayısına göre değişimi Şekil-D.1 de verilmektedir.



Şekil-D.1: Toplam ısı geçiş katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi

Görüldüğü gibi toplam ısı geçiş katsayısı boş boruda 57 civarında bir değer alırken, pervane tipli türbülâtörün $x=0$ ve $x=197.8\text{mm}$ ye yerleştirildiği borularda, 48÷65 arasında değerler almaktadır. Bu sonuçlara göre hesaplamalarda pervane tipli türbülâtör yerleştirilen boruda, boş boruya nazaran $\pm\%15$ lik hata sınırları içinde kalındığı anlaşılmaktadır. Türbülâtörlü borular için hesaplamalarda sabit bir K değeri kullanmak yerine, her Reynolds sayısı için bulunan K değeri kullanılmış ve sonuçların daha hassasiyetle değerlendirilmesi sağlanmıştır.



ÖZGEÇMİŞ

1965 yılında Trabzon'da doğdu. 1981 yılında Trabzon Lisesi'ni bitirdi ve Karadeniz Teknik Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü'ne girdi. 1985 bahar yarıyılında lisans eğitimini tamamlayarak Makina Mühendisi oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Termodinamik Ana Bilim Dalı'nda Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. Yine aynı yıl yüksek lisans eğitimine başladı ve Şubat-1988'de yüksek lisans eğitimini tamamlayarak Makina Yüksek Mühendisi ünvanını aldı. Mart-1988 de doktora eğitimine başladı ve Eylül-1989'da yeterlik sınavına girdi. Halen Karadeniz Teknik Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü Termodinamik Ana Bilim Dalı'nda Araştırma Görevlisi olup, evlidir.