

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**BORULARDA GEÇİCİ REJİM ZORLANMIŞ TAŞINIM PROBLEMLERİNİN  
DEĞİŞİK SINIR ŞARTLARI İÇİN SAYISAL ÇÖZÜMÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Mak. Müh. Elif EKİZ**

**TEMMUZ 2012  
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**BORULARDA GEÇİCİ REJİM ZORLANMIŞ TAŞINIM PROBLEMLERİNİN**  
**DEĞİŞİK SINIR ŞARTLARI İÇİN SAYISAL ÇÖZÜMÜ**

**Mak. Müh. Elif EKİZ**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde**  
**"MAKİNA YÜKSEK MÜHENDİSİ"**  
**Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 18.06.2012**  
**Tezin Savunma Tarihi : 05.07.2012**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Tülin BALI**

**Trabzon 2012**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Makina Mühendisliği Anabilim Dalında**

**Elif EKİZ tarafından hazırlanan**

**BORULARDA GEÇİCİ REJİM ZORLANMIŞ TAŞINIM PROBLEMLERİNİN  
DEĞİŞİK SINIR ŞARTLARI İÇİN SAYISAL ÇÖZÜMÜ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 19 / 06 / 2012 gün ve 1461 sayılı  
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**olarak kabul edilmiştir.**

**Jüri Üyeleri**

**Başkan : Prof. Dr. Mehmet Emin ARICI**

.....

**Üye : Doç. Dr. Tülin BALI**

.....

**Üye : Yrd. Doç. Dr. Betül AYHAN SARAÇ**

.....

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Enstitü Müdürü**

## ÖNSÖZ

Isı transferi donanımlarının değişken karakteristiklerinin belirlenmesine olan ihtiyaç modern teknolojinin gelişimine paralel olarak artmıştır. Geçici rejimde ısı transferi, son yıllarda yüksek performanslı ısı transfer donanımlarının kontrolünü sağlamak için kullanılmaktadır. Yüksek performanslı termal sistemlerde geçici rejim problemleri, ısı transferinin daha iyi anlaşılması, termal süreksizliklerin daha doğru hesaplanması ve akışın tam kontrolü için büyük önem taşımaktadır.

Bu çalışmada sıkıştırılmaz, aksel simetrik, iki boyutlu, hidrodinamik olarak gelişmiş laminer ve türbülanslı boru akışlarında değişik sınır şartları için geçici rejimde ısı transferi problemi incelenmiştir. Bu tezin her aşamasında emeği geçen, bilgi ve tecrübelerini bana aktaran ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Doç. Dr. Tülin BALI'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca karşılaştığım her türlü sıkıntıda daima yanımda olan, moral veren, maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili aileme teşekkür etmeyi borç bilirim. Çalışmam süresince bana manevi destek gösteren değerli arkadaşlarım Şebnem ŞENOL, Suphi Anıl SEKUÇOĞLU ve Nesrin GİRENAY başta olmak üzere tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Elif EKİZ  
Trabzon 2012

## TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “ BORULARDA GEÇİCİ REJİM ZORLANMIŞ TAŞINIM PROBLEMLERİNİN DEĞİŞİK SINIR ŞARTLARI İÇİN SAYISAL ÇÖZÜMÜ ” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Tülin Bali'nin sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim.

18/06/2012

Elif EKİZ

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa No

ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET .....	VII
SUMMARY .....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ .....	XII
1. GENEL BİLGİLER .....	1
1.1. Giriş .....	1
1.2. Literatür Araştırması.....	3
1.3. Çalışmanın Amacı ve Kapsamı .....	10
1.4. Hareket ve Enerji Denklemleri .....	11
1.5. Türbülans Modelleme .....	13
1.5.1. k-ε Türbülans Modeli .....	14
1.5.2. Duvar Fonksiyonları .....	15
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	18
2.1. Kontrol Hacim Yöntemi .....	18
2.1.1. Ağ Düzeni .....	18
2.1.2. Ayrıklaştırılmış Denklem .....	21
2.1.3. Taşınım ve Yayınım Terimlerinin İnterpolasyonu .....	24
2.2. SIMPLEC Yöntemi .....	27
2.3. Cebirsel Denklemlerin Çözümü .....	31
2.4. Bilgisayar Programı .....	33
3. BULGULAR VE İRDELEME .....	36
3.1. Sabit Sıcaklık Sınır Şartı.....	38
3.2. Sabit Isı Akısı Sınır Şartı .....	45

3.3.	Kademeli Sıcaklık Sınır Şartı .....	48
3.4.	Kademeli Isı Akısı Sınır Şartı.....	52
3.5.	Birleşik Sabit Sıcaklık ve Isı Akısı Sınır Şartı.....	56
3.6.	Üçgen Isı Akısı Sınır Şartı.....	60
3.7.	Sinüzoidal Isı Akısı Sınır Şartı .....	63
3.8.	Sinüzoidal Giriş Sıcaklığı Sınır Şartı.....	66
4.	SONUÇLAR.....	72
5.	KAYNAKLAR .....	74

ÖZGEÇMİŞ

Yüksek Lisans

ÖZET

BORULARDA GEÇİCİ REJİM ZORLANMIŞ TAŞINIM PROBLEMLERİNİN  
DEĞİŞİK SINIR ŞARTLARI İÇİN SAYISAL ÇÖZÜMÜ

Elif EKİZ

Karadeniz Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Makine Mühendisliği Anabilim Dalı  
Danışman: Doç. Dr. Tülin Bali  
2012, 78 Sayfa

Bu çalışmada borularda geçici rejim, sıkıştırılmaz, iki boyutlu, aksel simetrik, laminer ve türbülanslı zorlanmış taşınım problemleri sayısal olarak çözülmüştür. Enerji denkleminin çözümünde kullanılan cidar sınır şartları sabit sıcaklık, sabit ısı akısı, kademeli sıcaklık, kademeli ısı akısı, birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı, üçgen ısı akısı ve sinüzoidal ısı akısıdır. Çalışmada aynı zamanda akışkan giriş sıcaklığının sinüzoidal olarak değişmesi de incelenmiştir. Programın doğruluğunu kanıtlamak amacıyla sabit sıcaklık ve sabit ısı akısı sınır şartları için laminer ve türbülanslı boru akışları incelenmiş ve sürekli rejimdeki Nusselt sayısı değerlerine ulaşılmıştır. Ayrıca sabit sıcaklık sınır şartında laminer boru akışı sonuçları literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırılmış ve iyi uyum elde edilmiştir. Çalışmada zaman adımı, iterasyon sayısı ve relaksasyon sabiti arasındaki ilişki araştırılmıştır. Kademeli sınır şartı için yapılan incelemelerde kademeler arasındaki geçişlerde ısıl kararsızlıklar görülmüştür. Üçgen ısı akısı sınır şartında ısı akısının minimum olduğu boru çıkış bölgesinde yerel Nusselt sayılarında düşüşler meydana gelmektedir. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartında boru ortasında ısı akısı değeri sıfır olmakta ve ısıl şoklar meydana gelmektedir. Pik noktaların değerleri laminer ve türbülanslı her iki akış tipinde zamanla artış göstermektedir. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartında boru merkezindeki sıcaklık genliklerinin boru boyunca eksponansiyel olarak azaldığı belirlenmiştir.

**Anahtar kelimeler:** Geçici Rejimde Zorlanmış Taşınım, Sınır Şartları, SIMPLEC Metodu, Sinüzoidal Giriş Sıcaklığı



Master Thesis

SUMMARY

NUMERICAL SOLUTION OF TRANSIENT FORCED CONVECTION PROBLEMS IN  
PIPES FOR DIFFERENT BOUNDARY CONDITIONS

Elif EKİZ

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Mechanical Engineering  
Supervisor: Assoc. Prof. Tülin BALI  
2012, 78 Pages

In this study, incompressible, two-dimensional, axisymmetric, transient laminar and turbulent forced convection problems in pipes were solved numerically. The wall boundary conditions which are used to solve the energy equation are constant temperature, constant heat flux, step temperature, step heat flux, conjugated constant temperature and heat flux, triangular heat flux and sinusoidal heat flux. In this study, inlet temperature varying sinusoidally with time was also investigated. To verify the program, the laminar and turbulent pipe flows for constant temperature and constant heat flux boundary conditions were investigated and the steady-state Nusselt number values were obtained. The results of this study and the literature for the laminar pipe flow with constant temperature were also compared and a good agreement was obtained. In the present study, the relations between the time step, the iteration number and the relaxation factor were investigated. Thermal instabilities in the transitions between the steps were observed for the analysis of the step boundary conditions. Drops occurred in the local Nusselt numbers in the pipe exit region which the heat flux was minimum for the triangular heat flux boundary condition. When the heat flux is sinusoidal, the heat flux in the middle of the pipe is zero and thermal shocks are seen. The values of peak points are increased with time for the laminar and turbulent flows. It was determined that centerline temperature amplitudes decrease exponentially along the pipe in the sinusoidal inlet temperature boundary condition.

**Key Words:** Transient Forced Convection, SIMPLEC Method, Boundary Conditions, Sinusoidal Inlet Temperature

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No

Şekil 1.1. Laminer boru akışı için akış geometrisi ve sınır şartları .....	10
Şekil 2.1. Ağ düzeni ve kontrol hacim tipleri.....	19
Şekil 2.2. Kaydırılmış üniform ağ düzeni .....	20
Şekil 2.3. İki boyutlu akış için kontrol hacmi .....	21
Şekil 2.4. Kontrol hacim çeşitleri .....	22
Şekil 2.5. TDMA metodunun line-by-line uygulaması.....	32
Şekil 2.6. Tarama ve süpürme yönleri.....	32
Şekil 2.7. Program akış şeması.....	35
Şekil 3.1. Boru akışı geometrisi ve sınır şartları .....	36
Şekil 3.2. Akış geometrisi ve sabit sıcaklık sınır şartı.....	38
Şekil 3.3. Laminer akışta zaman adımının iterasyon sayısı ve relaksasyon faktörü ile değişimi .....	39
Şekil 3.4. Türbülanslı akışta zaman adımının iterasyon sayısı ve relaksasyon faktörü ile değişimi .....	40
Şekil 3.5. Sabit sıcaklık sınır şartı için laminer akışta $q'_w - t'$ değişimi .....	41
Şekil 3.6. Sabit sıcaklık sınır şartı için laminer akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	43
Şekil 3.7. Sabit sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	43
Şekil 3.8. Sabit sıcaklık sınır şartı için laminer akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	44
Şekil 3.9. Sabit sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	44
Şekil 3.10. Akış geometrisi ve sabit ısı akısı sınır şartı.....	45
Şekil 3.11. Sabit ısı akısı sınır şartı için laminer akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	46
Şekil 3.12. Sabit ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	47
Şekil 3.13. Sabit ısı akısı sınır şartı için laminer akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	47
Şekil 3.14. Sabit ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	48
Şekil 3.15. Akış geometrisi ve kademeli sıcaklık sınır şartı.....	48
Şekil 3.16. Kademeli sıcaklık sınır şartı için laminer akışta $Nu_x - x'$ değişimi.....	50
Şekil 3.17. Kademeli sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	50
Şekil 3.18. Kademeli sıcaklık sınır şartı için laminer akışta $q'_w - x'$ değişimi.....	51

Şekil 3.19. Kademeli sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	51
Şekil 3.20. Akış geometrisi ve kademeli ısı akısı sınır şartı.....	52
Şekil 3.21. Kademeli ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	54
Şekil 3.22. Kademeli ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	55
Şekil 3.23. Kademeli ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	55
Şekil 3.24. Kademeli ısı akısı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	56
Şekil 3.25. Akış geometrisi ve birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı .....	56
Şekil 3.26. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	58
Şekil 3.27. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	58
Şekil 3.28. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	59
Şekil 3.29. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	59
Şekil 3.30. Akış geometrisi ve üçgen ısı akısı sınır şartı.....	60
Şekil 3.31. Üçgen ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	61
Şekil 3.32. Üçgen ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	61
Şekil 3.33. Üçgen ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	62
Şekil 3.34. Üçgen ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	62
Şekil 3.35. Akış geometrisi ve sinüzoidal ısı akısı sınır şartı.....	63
Şekil 3.36. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $Nu_x - x'$ değişimi .....	64
Şekil 3.37. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - x'$ değişimi.....	65
Şekil 3.38. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için laminar akışta $q'_w - x'$ değişimi .....	65
Şekil 3.39. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - x'$ değişimi.....	66
Şekil 3.40. Akış geometrisi ve sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı.....	66
Şekil 3.41. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için laminar akışta $Nu_x - t'$ değişimi .....	68
Şekil 3.42. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için laminar akışta $Nu_x - x' - t'$ değişimi	68
Şekil 3.43. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için türbülanslı akışta $Nu_x - t'$ değişimi .	69
Şekil 3.44. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartında türbülanslı boru akışı için $Nu_x - x' - t'$ değişimi .....	69
Şekil 3.45. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için laminar akışta $q'_w - t'$ değişimi .....	70
Şekil 3.46. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için türbülanslı akışta $q'_w - t'$ değişimi ..	70
Şekil 3.47. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için boru merkezindeki sıcaklık genliğinin boru boyunca değişimi .....	71

## TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. Geçici rejimde zorlanmış taşınım literatür araştırması .....	8
Tablo 1.2. Genel değişken $\phi$ için $\Gamma_\phi$ ve $S_\phi$ ifadeleri .....	13
Tablo 1.3. k- $\epsilon$ türbülans modeli sabitleri .....	15
Tablo 2.1. Genel değişken $\phi$ için $S_u$ ve $S_p$ ifadeleri .....	24

## SEMBOLLER DİZİNİ

A	Kontrol hacim yüzey alanı
A	Van Driest sabiti
$C_W, C_E, C_S, C_N$	Sonlu fark denklemindeki taşınım katsayıları
D	Çap
$D_W, D_E, D_S, D_N$	Sonlu fark denklemindeki yayılım katsayıları
E	Simplec yönteminde relaksasyon sabiti
E	Logaritmik duvar kanunu ifadesinde bir sabit
$G_k$	Türbülans kinetik enerji üretim miktarı
J	Momentum akısı
L	Boru boyu
Nu	Nusselt sayısı
Pe	Peclet sayısı
Pr	Prandtl sayısı
R	Yarıçap
Re	Reynolds sayısı
$RS_p$	Kalıntı kriteri
$S_\phi$	Genel diferansiyel denklemden kaynak terim
$S_p, S_u$	Lineerize edilmiş kaynak terimleri
T	Sıcaklık
$U_\tau$	Cidardaki sürtme hızı
V	Kontrol hacmi
a	Sonlu fark denklemindeki katsayı
$c_1, c_2, c_\mu$	k-ε türbülans modeli sabitleri
$c_p$	Akışkanın sabit basınçta özgül ısısı
d	Simple yöntemindeki katsayı
k	Isı iletim katsayısı
k	Türbülans kinetik enerjisi
$\dot{m}_{net}$	Süreklilik hatası
p	Basınç

$q$	Isı geçişi
$r$	Radyal koordinat
$t$	Zaman
$u$	Eksenel yöndeki hız bileşini
$v$	Radyal yöndeki hız bileşini
$x$	Eksenel koordinat
$y$	Cidardan boyutsuz uzaklık
$\alpha$	Isıl yayılım katsayısı
$\alpha$	Simple yöntemindeki relaksasyon faktörü
$\beta$	Giriş frekansısı
$\Gamma$	Yayınım katsayısı
$\Delta x, \Delta r$	Momentum hücresi boyutları
$\Delta t$	Zaman adımı
$\Delta T$	Sıcaklık genliği (amplitüdü)
$\delta x, \delta r$	Genel değişken hücresi boyutları
$\varepsilon$	Türbülans kinetik enerjisi yutulma miktarı
$\mu$	Dinamik viskozite
$\mu_{eff}$	Efektif viskozite
$\mu_l$	Laminer viskozite
$\mu_t$	Türbülanslı viskozite
$\nu$	Kinematik viskozite
$\rho$	Yoğunluk
$\sigma$	Prandtl sayısı
$\tau_w$	Cidar kayma gerilmesi
$\phi$	Bağımlı (genel) değişken
$\alpha$	Von-Karman sabiti

Alt indisler

P,E, W, N,S	Ağ düğüm noktaları
e, w, n, s	Kontrol hacmi yüzeyleri
i	Giriş
l	Laminer
nb	Komşu düğüm noktaları

t	Türbülans
u	u hücresi
v	v hücresi
w	Cidar (duvar)
x	Yerel
0	Giriş

#### Üst indisler

°	Bir önceki zaman adımı
-	Ortalama
'	Çalkantı
+	Boyutsuz
*	Tahmini
'	Doğrultman
'	Boyutsuz
"	Isı akısı

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Isı transferi donanımlarının değişken karakteristiklerinin belirlenmesine olan ihtiyaç modern teknolojinin gelişimine paralel olarak artmıştır. Örneğin tipik bir ısı transferi donanımı olan ısı eşanjörlerinde, akışın tam kontrolünü sağlamak için otomatik kontrol cihazlarının kullanılması gün geçtikçe yaygınlaşmaktadır. Isıl davranıştaki düzensizliklerden kaynaklanan ısıl süreksizlikler, pompa bozuklukları ve güç dalgalanmaları şeklinde ortaya çıkmakta ve kontrol sistemlerine önemli etkiler yapmaktadırlar. Isı eşanjörü donanımlarında tam kontrol yapılmasının amacı, sadece etkili bir kontrol sistemi oluşturmak değil, aynı zamanda daha sonra mekanik bozukluklarla ortaya çıkabilecek çeşitli ısıl gerilmelerin ve performans düşmesi gibi istenmeyen etkilerin ortaya çıkartılmasını sağlamaktır.

Isı eşanjörleri planlanmış veya planlanmamış düzensizliklere maruz kalırlar. Isıl donanımlardaki süreksizlikler, akışkanın zamanla değişen giriş sıcaklığı veya debisi gibi işletme şartlarının değişimiyle artabilir. Isı eşanjörü donanımlarında akışkanın zamanla değişen giriş sıcaklığı veya debisi, daha sonra birçok mekanik arızaya, ısıl gerilmelere ve performans düşüklüğü gibi istenmeyen etkilere neden olabilir. Bu sistemlerde etkili bir kontrol sisteminin sağlanması için ısı eşanjörünün değişen giriş sıcaklığına karşı gösterdiği tepkinin bilinmesi gereklidir. Ayrıca pompa bozuklukları, giriş dalgalanmaları, işletmeye alma ve işletmeden çıkarmanın olduğu proseslerde, termal ve hidrodinamik şartlardaki değişimlere sistemin gösterdiği tepkinin bilinmesi de önemlidir.

Birçok mühendislik yaklaşımında, başlangıçtaki geçici rejim durumu ihmal edilir ve ısı transferi karakteristikleri sürekli rejim durumuna göre hesaplanır. İşletmeye alma, işletmeden çıkarma veya normal arıza dışında doğal kabul edilen işlemlerin olduğu sistemlerde, yükleme şartlarındaki değişimler nedeniyle, ısı transferi karakteristiklerinin daha detaylı anlaşılması önemlidir. Bunun için geçici rejim süresince ısı transferi karakteristiklerinin değişimlerinin zamana bağlı olarak hesaplanmasının gerekliliği ortaya çıkmıştır.

Geçici rejimde ısı transferi karakteristiklerinin hesaplanması, teknolojiye uzay araçları, kimyasal prosesler ve nükleer reaktörlerde karşılaşılan çeşitli ısı eşanjörlerinde,



vanalarda, gaz türbini güç istasyonu vanalarında, nükleer reaktörlerdeki yakıt çubuklarında, gaz türbin motorlarında, kalın cidarlı borularda oldukça önemlidir ve sistemlerin tam ısıl kontrolünü sağlamak için kullanılırlar [1].

Akışkanlar mekaniği ve ısı transferinde karşılaşılan problemler genellikle kısmi diferansiyel denklemler ile ifade edilirler. Çoğu zaman diferansiyel denklem sistemlerinin analitik çözümü elde edilememekte, fiziksel olayların ancak çok küçük bir bölümü analitik yöntemlerle çözülebilmektedir. Matematik modeli oluşturan denklem takımlarının analitik çözümleri bulunamıyorsa, ya deneysel çalışmalar yapılır ya da sayısal çözüm elde edilir. Ancak herhangi bir fiziksel olayın incelenmesinde bir yöntem seçilirken diğer yöntemlerin kesinlikle ihmal edilmemesi gereklidir. Sayısal çözüm yöntemlerinin en büyük avantajı, düşük maliyeti ve kısa bir zamanda sonuçları verme yeteneğidir. Deneysel yöntemlerde ise maliyet ve zaman gibi çok önemli dezavantajlara ek olarak modelin yapımı, gerekli fiziksel koşulların sağlanması (örneğin çok yüksek veya çok düşük sıcaklık), incelenmek istenen parametrelerin gözlenmesi gibi birçok zorlukla karşılaşılabilir. Deneysel çalışmalarda süreç, geometrinin karışıklığına ve ölçülmek istenen parametrelerin ölçümündeki zorluklara paralel olarak artarken; sayısal çözüm yöntemleri kullanılarak ve de bilgisayarların her gün biraz daha geliştirilmesiyle daha sık ağ ve daha küçük zaman adımları için kısa bir sürede çözüm elde edilebilmektedir [2].

Hesaplanmalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) akışkan akışı, ısı transferi ve diğer ilgili fiziksel olayların bilgisayar yardımıyla simüle edilmesini sağlayan bilim dalı olarak tanımlanabilmektedir. Verilen sınır şartları altında ilgili hacimde korunum denklemlerinin çözümü gerçekleştirilir. Bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler laboratuvar çalışmalarına göre HAD modelleme ve çözümdeki zamanı ve dolayısıyla maliyetleri azaltmıştır. Günümüzde çeşitli adlar altında güçlü HAD kodları akış problemlerinin makul bir süre içerisinde çözümüne olanak tanımaktadırlar. Bu faktörler sonucunda HAD bugün endüstriyel bir tasarım aracı olarak da kullanılmaktadır. HAD ölçek model testlerinin ve çok çeşitli simülasyonların hızlı biçimde, düşük maliyetle yapılmasına olanak sağlamaktadır. HAD, bilim adamları ve mühendisler tarafından kimya endüstrisinden tıp bilimine kadar çok geniş alanlarda kullanılmaktadır [3].

Kanallarda geçici rejimde zorlanmış taşınım problemlerinin çözümü için bazı basitleştirilmiş analitik çözümler literatürde bulunmaktadır. Bu çözümler pratik uygulamalardaki çok az problemlerin anlaşılmasını sağlamaktadır [4].

Bu çalışmada sürekli rejimde, sıkıştırılmaz, iki boyutlu boru akışları için K.T.Ü. Makine Mühendisliği Bölümü'nde geliştirilen bir bilgisayar programı, geçici rejimde zorlanmış taşınım problemlerini çözmek amacıyla düzenlenmiştir. Problemlerin çözümünde sabit sıcaklık, sabit ısı akısı, kademeli sıcaklık, kademeli ısı akısı, birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı, üçgen ısı akısı ve sinüzoidal ısı akısı sınır şartları kullanılmıştır. Çalışmada aynı zamanda akışkan giriş sıcaklığının sinüzoidal olarak değişmesi de incelenmiştir.

Çalışmada ilk olarak konu ile ilgili genel bilgiler verilmiş, literatür araştırması, çalışmanın amacı ve kapsamından bahsedilmiştir. Daha sonra sayısal çözüm yöntemi açıklanmış, elde edilen bulgular incelenen her bir sınır şartı için ayrı ayrı sunulmuş ve son olarak da sonuçlar verilmiştir.

## 1.2. Literatür Araştırması

Geçici rejimde ısı transferi, son yıllarda yüksek performanslı ısı transfer cihazlarının kontrolünü sağlamak için kullanıldığından önemini arttırmakta ve bu konuda yapılan çalışmalar artarak devam etmektedir.

Kakaç vd. [5] çalışmalarında dairesel boruda ve düz kanalda, çeşitli sınır şartlarında laminer ve türbülanslı akışlar için geçici rejimde zorlanmış taşınımı analitik olarak incelemiştir. İncelenen sınır şartları; kademeli (step) cidar sıcaklığı, kademeli cidar ısı akısı, gelişigüzel değişen cidar sıcaklığı ve periyodik giriş sıcaklığıdır. Bu şartların her biri için ayrı ayrı yapılan çözümlerin sonuçları, yerel Nusselt sayısının ve boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz zamanla ve boyutsuz eksenel uzunlukla değişimi şeklinde verilmiştir. Çalışmada geçici rejimde zorlanmış taşınım hakkındaki ilk temel araştırmalardan da bahsedilmiştir. Bu ilk araştırmalarda Abbrecht ve Churchill [6], Perlmutter ve Siegel [7] geçici rejimde kademeli cidar sıcaklığı; Kim ve Özışık [8] kademeli cidar ısı akısı; Sparrow ve Siegel [9], Siegel ve Sparrow [10], Perlmutter ve Siegel [11], Kakaç [12,13], Chen vd. [14] kademeli cidar ısı akısı ve cidar sıcaklığı; Siegel [15], Kawamura [16], cidar sıcaklığının zamanla gelişigüzel değişmesi; Siegel [17], cidar ısı kapasitesi içeren cidar ısı akısının zamanla ve eksenel konumla değişmesi; Siegel ve Perlmutter [18] cidar ısı akısının zamanla ve eksenel konumla değişmesi; Rizika [19], Lin vd. [20], Guedes ve Özışık [21] ise giriş sıcaklığının kademeli değişmesi sınır şartlarını incelemiştir.

Chen vd. [14] geçici rejim laminer boru akışında cidar sıcaklığının veya ısı akısının kademeli olarak değişmesi durumu için zorlanmış taşınım probleminin sayısal çözümünü yapmışlardır. Akış hidrodinamik olarak gelişmiş olduğundan sadece enerji denklemi çözülmüştür. Sayısal çözümde depolama ve taşınım terimlerinde sırasıyla ileri fark ve upwind, difüzyon terimlerinde ise merkezi farklar yaklaşımı kullanılmıştır. Kademeli cidar ısı akısı sınır şartı için cidar sıcaklığının zamana göre ve eksenel koordinata göre değişimleri; kademeli cidar sıcaklığı sınır şartı için ise cidar ısı akısının zamana göre ve eksenel koordinata göre değişimleri verilmektedir. Dairesel boruda geçici rejimde elde edilen cidar ısı akıları, sadece boruda iletim göz önüne alındığındaki çözüm ve Siegel [15]'in çözümüyle karşılaştırılmış ve üçünün uyumunun iyi olduğu gözlenmiştir. Kademeli cidar sıcaklığı sınır şartı için elde edilen cidar ısı akısı değerlerinin zamanla değişimi Siegel [15]'in sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Büyük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde iki çalışma arasındaki uyumun iyi olduğu görülmekte, fakat küçük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde iyi bir uyum görülmemektedir. Bunun nedeninin küçük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde eksenel iletimin önem taşımaya rağmen göz ardı edilmesi olabileceği belirtilmiştir.

Kanallarda giriş sıcaklığının periyodik değişmesi durumu; Sparrow ve Faris [22], Kakaç ve Yener [23], Cotta ve Özışık [24], Kim ve Özışık [25], Kakaç ve Li [26] tarafından incelenmiştir. Bu çalışmalarda farklı Reynolds sayıları ve frekans değerleri için kanal merkezi boyunca sıcaklık dağılımları elde edilmiş ve kanal merkezindeki sıcaklık genliğinin kanal boyunca eksponansiyel olarak azaldığı belirlenmiştir. Giriş bölgesine yakın yerlerde sıcaklık dağılımlarının eksponansiyel olarak azalmasının yanında bu azalmaya frekans değerinin artması da etkimektedir. Genlik değeri, frekans arttıkça ve Reynolds sayısı arttıkça azalmaktadır. Ayrıca faz farkı, kanal boyunca eksponansiyel olarak artmaktadır. Faz farkı değeri, frekans arttıkça artmakta ve Reynolds sayısı arttıkça ise azalmaktadır.

Kakaç ve Yener [23], sıkıştırılmaz, iki paralel plaka arasındaki tam gelişmiş akışlarda, giriş sıcaklığının zamanla sinüzoidal olarak değişmesi durumu için zaman bağımlı zorlanmış taşınım probleminin genel çözümünü özdeğer fonksiyonlarını kullanarak analitik olarak yapmışlardır. Analitik sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. 10700 ve 21400 Reynolds sayılarında çeşitli giriş frekansları için kanal boyunca değişik yerlerde sıcaklık amplitüdünün değişimi verilmiştir. Sıcaklık dağılımı kanal boyunca eksponansiyel olarak azalmaktadır. Deneysel sonuçlardan giriş bölgesine yakın yerlerde sıcaklık genliğinin üstel olarak azaldığı ve frekans değerinin artmasının da

bu azalmaya etkidiği elde edilmiştir. Aynı zamanda sıcaklık genliğinin eksponansiyel azalması Reynolds sayısının artmasıyla azalmaktadır.

Kalın cidarlı borularda geçici rejimde birleşik zorlanmış taşınım; Sucec [27], Lin ve Kuo [28], Bilir [29], Yan vd. [30], Olek vd. [31], Yan [32], Lee ve Yan [33], Darıcı [34] tarafından araştırılmıştır. Çalışmalarında cidar ısıl kapasitesi ve eksenel iletim etkilerini birlikte incelemişlerdir. Akış ve ısı transferi üzerine Peclet sayısının, Biot sayısının, cidar çap oranının, ısıl iletkenlik oranının (cidar-akışkan) ve ısıl yayılım oranının (cidar-akışkan) etkileri araştırılmıştır. Peclet sayısı ve cidar çap oranının en etkili parametreler olduğu belirlenmiştir.

Lin ve Kuo [28], dairesel boruda, üniform cidar ısı akısındaki değişimin, geçici rejimde, zorlanmış ısı taşımına ve boru cidarında meydana gelen ısı iletimine etkisini sayısal olarak araştırmışlardır. Difüzivite oranı, kondüktivite oranı, çap oranı ve Peclet sayılarının geçici rejimde ısı transferi karakteristikleri üzerindeki etkilerini incelemişlerdir. Cidarla akışkan arasındaki ısıl kapasite oranının, geçici rejimde ısı transferine ve borunun dış yüzeyinden cidar-akışkan ara yüzeyine olan ısı geçişine önemli etkileri olduğunu bulmuşlardır.

Bilir [29], hidrodinamik olarak gelişmiş ve termal olarak gelişen laminer boru akışında ısı transferini, düşük Peclet sayılarında eksenel iletimin de etkisi göz önüne alınarak ve sonlu farklar yöntemi kullanılarak çözmüştür. Fark denklemlerinin çözümünde sıcaklık değişimini karakterize eden bir sıcaklık profili geliştirilmiştir. Bu profilin iyi sonuçlar verdiği ve analitik çözümlere göre daha basit ve hızlı olduğu görülmüştür.

Yan vd. [30], laminer boru akışlarında geçici rejimde birleşik ısı transferini sayısal olarak incelemişlerdir. Geçici rejimde kanal cidarında ısıl kapasite ve iletimle ısı transferi nedeniyle oluşan termal direncin etkisini araştırmışlardır. Difüzivite oranı, kondüktivite oranı, çap oranı değerlerinin geçici rejimde ısı transferi karakteristiklerini özellikle büyük çap oranı ve küçük difüzivite ve kondüktivite oranı değerlerinde önemli derecede etkilediği belirlenmiştir.

Olek vd. [31], tam gelişmiş laminer boru akışında daimi olmayan birleşik ısı transferini sabit cidar sıcaklığı ve sabit ısı akısı sınır şartları için ayrı ayrı değişkenlere ayırma yöntemini kullanarak analitik olarak çözmüşlerdir. Viskoz yayılmanın ve cidar ısıl kapasitesinin sıcaklık dağılımını etkilediğini belirtmişlerdir.

Darıcı [34], iki boyutlu, eş zamanlı gelişen, geçici rejim laminer boru akışında birleşik ısı transferi problemini sayısal olarak incelemiştir. Boyutsuz süreklilik, Navier-

Stokes ve enerji denklemleri sonlu kontrol hacim yöntemiyle ayrıklaştırılmış ve SIMPLE algoritması kullanılmıştır. Çalışmada, Peclet sayısının ve cidar çap oranının en etkili parametreler olduğu belirlenmiştir.

Kalın cidarlı kanallarda giriş sıcaklığının periyodik değişmesi durumu; Sucec [35], Sucec ve Sawant [36], Cotta vd. [37], Kakaç vd. [38], Travelho vd. [39], Li ve Kakaç [40], Sözbir [41], Sözbir vd. [42], Sözbir vd. [43], Uysal [4] tarafından araştırılmıştır. Sanki sürekli durum (quasi-steady) yaklaşımı, geliştirilmiş sanki sürekli durum (improved quasi-steady) yaklaşımı ve sonlu fark metodları kullanılarak çözümler yapılmıştır. Geliştirilmiş sanki sürekli durum yaklaşımı ve sonlu fark sonuçları birbiriyle iyi uyum gösterirken sanki sürekli durum yaklaşımı iyi sonuç vermemektedir. Isı akısının, akışkan ortalama sıcaklığının ve cidar sıcaklığının genlik ve faz farkı değerlerinin boru boyunca değişimini belirlemişlerdir. Ayrıca boru cidarı ısıl özelliklerinin (kondüktivite oranı, difüzyon oranı) genlik ve faz farkına etkisini araştırmışlardır. Cidar sıcaklığının, akışkan ortalama sıcaklığının ve ısı akısının genliği, cidar ısıl kapasitesinin büyük olması nedeniyle girişten biraz uzakta hemen sönümlenmekte ve kanal boyunca düşmektedir. Faz gecikmesi ise genliğin aksine her üç durumda da kanal boyunca artmaktadır.

Sucec ve Sawant [36], akışkan giriş sıcaklığının zamanla periyodik olarak değiştiği paralel plakalı kanallarda, geçici rejimde, birleşik ısı transferi problemini geliştirilmiş sanki sürekli rejim metodunu kullanarak çözmüşlerdir. Metoddan hesaplanan ortalama akışkan sıcaklığı ve kanal cidar sıcaklığı değerleri sonlu fark ve standart sanki sürekli durum çözümleriyle karşılaştırılarak verilmiştir. Geliştirilmiş sanki sürekli rejim yaklaşımıyla sonlu fark çözümü arasındaki uyum iyi olup, standart sanki sürekli yaklaşımıyla ise aralarında boru girişlerinde önemli fark bulunmaktadır.

Cotta vd. [37], dairesel borular ve paralel plakalı kanallarda, geçici rejimde birleştirilmiş zorlanmış konveksiyon problemlerinin genel ve analitik çözümlerini, giriş sıcaklığının periyodik değişmesi durumunda incelemişlerdir. Çözümler, özdeğer fonsiyonları ve özdeğerleri içermektedir. Isı akısı, akışkan ortalama sıcaklığı ve cidar sıcaklıkları için giriş koşullarına göre genlik ve faz gecikmesindeki dalgalanmaları belirlemişlerdir. Ayrıca, faz farkı ve genlik sönümlenmesi üzerinde cidar ısıl özelliklerinin etkisi araştırılmıştır.

Travelho vd. [39], çalışmalarında elde edilen sonuçları Cotta ve arkadaşları [37] tarafından yapılan çalışma sonuçları ile karşılaştırmış ve her iki çalışma sonucunun birbiriyle uyumlu olduğunu belirtmişlerdir. Cidar sıcaklığının, akışkan ortalama

sıcaklığının ve ısı akısının genliği, büyük cidar ısı kapasitesinden dolayı girişten biraz uzakta hemen sönümlenmekte ve kanal boyunca düşmektedir. Faz gecikmesi ise genliğin aksine her üç durumda da kanal boyunca artmaktadır.

Sözbir [41], dikdörtgen kesitli kanalda giriş sıcaklığının zamana göre değiştiği geçici rejimde birleşik zorlanmış taşınım problemini deneysel olarak incelemiştir. Farklı Reynolds sayılarında ve frekanslarda kanal boyunca sıcaklık genliklerindeki değişme araştırılmıştır.

Sözbir vd. [42], dikdörtgen kesitli kanallarda, daimi olmayan, hidrodinamik gelişmiş ve termal gelişen birleşik laminer zorlanmış taşınım üzerinde giriş sıcaklığının sinüzoidal değişiminin etkisini deneysel ve sayısal olarak incelemiştir. Kanal boyunca belirli konumlardaki merkez sıcaklık değerlerinin giriş sıcaklığındaki gibi dalgalanmalar yaptığı ve genliğin kanal boyunca eksponansiyel olarak azaldığı belirlenmiştir. Deneysel ve sayısal sonuçların birbiriyle uyumlu olduğu görülmüştür.

Uysal [4], termal gelişen ve hidrodinamik gelişmiş akış için dikdörtgen kesitli kanalda giriş sıcaklığının sinüzoidal değiştiği geçici rejimde laminer, birleştirilmiş, zorlanmış taşınımı incelemiştir. Problem, ikinci dereceden explicit sonlu farklar yöntemiyle sayısal olarak çözülmüştür. Kanal ekseni boyunca sıcaklık değişimleri elde edilmiş ve sıcaklık genliğinin kanal boyunca eksponansiyel olarak azaldığı belirlenmiştir. Sözbir [41]'in yapmış olduğu deneysel verilerle sayısal sonuç karşılaştırılmış ve birbiriyle uyumlu olduğu görülmüştür.

Tablo 1.1. Geçici rejimde zorlanmış taşınım literatür araştırması

İncelenen Konu veya Sınır Şartları	Yazar	Yöntem	Yıl
Kademeli cidar sıcaklığı, Kademeli cidar ısı akısı, Gelişigüzel değişen cidar sıcaklığı, Periyodik giriş sıcaklığı	Kakaç vd. [5]	Analitik	1987
Kademeli cidar sıcaklığı	Abbrecht ve Curchill [6]	Deneysel	1960
	Perlmutter ve Siegel [7]	Analitik	1961
Kademeli cidar ısı akısı	Kim ve Özışık [8]	Analitik	1987
Kademeli ısı akısı ve cidar sıcaklığı	Sparrow ve Siegel [9]	Analitik	1958
	Siegel ve Sparrow [10]	Analitik	1959
	Perlmutter ve Siegel [11]	Analitik	1961
	Kakaç [12]	Sayısal	1968
	Kakaç [13]	Analitik	1975
	Chen vd. [14]	Sayısal	1983
Cidar sıcaklığının zamanla gelişigüzel değişmesi	Siegel [15]	Analitik	1960
	Kawamura [16]	Deneysel	1977
Cidar ısı kapasitesi içeren cidar ısı akısının zamanla ve eksenel konumla değişmesi	Siegel [17]	Analitik	1963
Cidar ısı akısının zamanla ve eksenel konumla değişmesi	Siegel ve Perlmutter [18]	Analitik	1963
Kademeli giriş sıcaklığı	Rizika [19]	Analitik, Sayısal	1954
	Lin vd. [20]	Sayısal	1983
	Guedes ve Özışık [21]	Analitik, Sayısal	1994

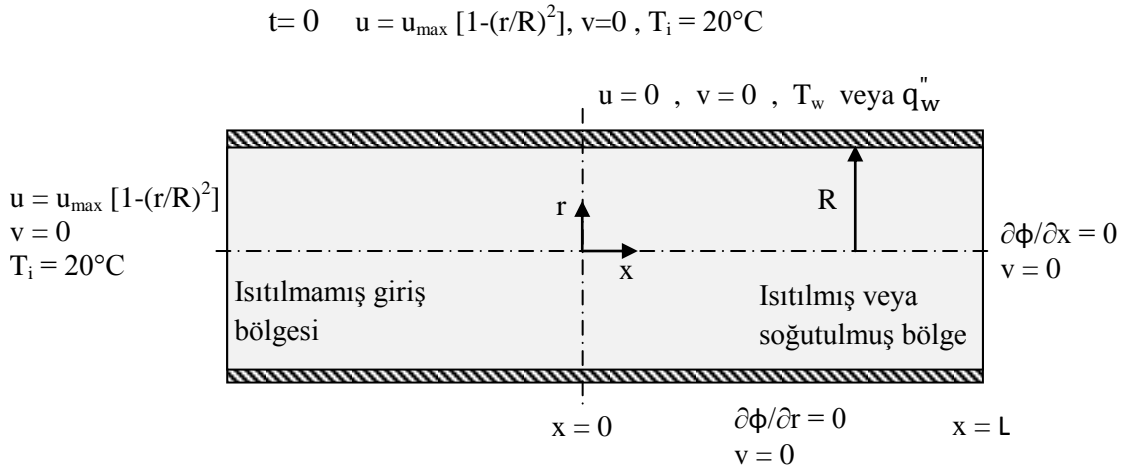
Tablo 1.1'in devamı

Kanallarda giriş sıcaklığının periyodik değişmesi	Sparrow ve Faris [22]	Analitik, Sayısal	1968
	Kakaç ve Yener [23]	Analitik, Deneysel	1973
	Cotta ve Özışık [24]	Analitik	1986
	Kim ve Özışık [25]	Analitik	1989
	Kakaç ve Li [26 ]	Analitik, Deneysel	1990
Kalın cidarlı borularda geçici rejimde birleşik zorlanmış taşınım	Sucec [27]	Sayısal	1987
	Lin ve Kuo [28]	Sayısal	1988
	Bilir [29]	Sayısal	1988
	Yan vd. [30]	Sayısal	1989
	Olek vd. [31]	Analitik	1991
	Yan [32]	Sayısal	1993
	Lee ve Yan [33]	Sayısal	1996
	Darıcı [34]	Sayısal	2004
Kalın cidarlı kanallarda giriş sıcaklığının periyodik değişmesi durumu	Sucec [35]	Analitik, Sayısal	1981
	Sucec ve Sawant [36]	Analitik, Sayısal	1984
	Cotta vd.[37]	Analitik	1987
	Kakaç vd. [38]	Analitik, Deneysel	1990
	Travelho vd. [39]	Analitik	1991
	Li ve Kakaç [40]	Analitik	1991
	Sözbir [41]	Deneysel	1995
	Sözbir vd. [42]	Deneysel, Sayısal	1996
	Sözbir vd. [43]	Deneysel	1996
	Uysal [4]	Sayısal	1996



### 1.3. Çalışmanın Amacı ve Kapsamı

Çalışmada sıkıştırılamaz, aksel simetrik, iki boyutlu, hidrodinamik olarak gelişmiş laminer ve türbülanslı akışlar için geçici rejimde ısı transferi problemi incelenmiştir. Akışkan olarak hava kullanılmıştır. İncelenen problem Şekil 1.1’de görülmektedir. Burada sadece laminer boru akışı için başlangıç ve sınır şartları gösterilmiştir.



Şekil 1.1. Laminer boru akışı için akış geometrisi ve sınır şartları

Türbülanslı akış için yukarıdaki şartlara ek olarak başlangıç hız profili ve boru giriş hız profili ile türbülans büyüklüklerine ait başlangıç ve sınır şartları aşağıdaki şekilde verilmiştir.

$$t = 0 \text{ da } u = u_{\max} [1 - r/R]^{1/7}, k = k_g, \varepsilon = \varepsilon_g$$

$$x = 0 \text{ da } u = u_{\max} [1 - r/R]^{1/7}, k = k_g, \varepsilon = \varepsilon_g$$

$$r = R \text{ de } \partial k/\partial r = 0, \varepsilon = 0$$

Problemin çözümünde aşağıdaki kabuller yapılmıştır.

1. Akış iki boyutlu ve zaman bağımlıdır.
2. Akış sürekli, hidrodinamik gelişmiş laminer veya türbülanslı akıştır.
3. Akışkanın termofiziksel özellikleri sabittir.
4. Düşey ve aksel yönde iletim ihmal edilmiştir.
5. Laminer akışta viskoz kayıplar ihmal edilmiştir.
6. Boru cidarının ısı direnci ihmal edilmiştir.

Çalışmada sürekli rejimde, sıkıştırılamaz, iki boyutlu boru akışları için K.T.Ü. Makine Mühendisliği Bölümü'nde geliştirilen bilgisayar programının düzenlenerek geçici rejimdeki zorlanmış ısı taşınımı problemlerinin çözülmesi amaçlanmıştır. İlk aşamada programın doğruluğunu kanıtlamak amacıyla geçici rejimde sabit sıcaklık ve sabit ısı akısı sınır şartları altında laminar ve türbülanslı boru akışları ele alınmıştır. Daha sonra çeşitli sınır şartları altında çözümler elde etmek amacıyla laminar ve türbülanslı boru akışları için program geliştirilmiştir.

Enerji denkleminin çözümünde kullanılan cidardaki sınır şartı probleme göre sıcaklık sınır şartı veya ısı akısı sınır şartı olarak verilmektedir. Bu çalışmada akış alanının çözümünde kullanılan başlangıç ve sınır şartları aynı olup sadece enerji denkleminin çözümünde kullanılan cidar sınır şartları değiştirilmiştir. Kullanılan cidar sınır şartları sabit sıcaklık, sabit ısı akısı, kademeli sıcaklık, kademeli ısı akısı, birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı, üçgen ısı akısı, sinüzoidal ısı akısıdır. Ayrıca sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı da incelenmiştir. Yapılan kabuller doğrultusunda enerji denkleminin yukarıdaki farklı giriş ve cidar sınır şartları altında çözümü gerçekleştirilmiştir.

#### 1.4. Hareket ve Enerji Denklemleri

Geçici rejimde zorlanmış taşınım problemleri süreklilik, hareket ve enerji kısmi diferansiyel denklemlerinin çözümünü gerektirmektedir. Bu çalışmada, iki boyutlu, zamana bağlı, sıkıştırılamaz, aksel simetrik, laminar ve türbülanslı boru akışları için akış ve sıcaklık alanının belirlenmesinde süreklilik, Navier-Stokes ve enerji denklemleri; ayrıca türbülanslı akışlar için k-ε türbülans modeline göre, türbülans kinetik enerji ve bu enerjinin yutulma miktarı denklemleri kullanılmaktadır.

İki boyutlu, zaman bağımlı sıkıştırılamaz bir akış için korunum denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

Süreklilik denklemi;

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho u) = 0 \quad (1.1)$$

Navier-Stokes denklemleri;

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \quad (1.2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) \quad (1.3)$$

Enerji denklemi;

$$\begin{aligned} & \rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ & = k \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \Gamma \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right] + \mu_{\text{eff}} \left\{ 2 \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left( \frac{v}{r} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right\} \quad (1.4) \end{aligned}$$

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

$$\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (r\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (r\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v\phi) - \frac{\partial}{\partial x} \left( r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] = S_\phi \quad (1.5)$$

Bu denklemdeki  $\phi$ , genel değişken olup  $u$  ve  $v$  hız bileşenleri,  $T$  akışkan sıcaklığı; ek olarak türbülanslı akışta,  $k$  türbülans kinetik enerji miktarı ve  $\varepsilon$  kinetik enerji yutulma miktarı büyüklüklerini göstermektedir.  $\Gamma$ , her bir  $\phi$  değişkeni için yayılım katsayısını göstermekte;  $S$  ise taşınım ve yayılım cinsinden ifade edilemeyen terimleri içermektedir. Her bir değişken için bu büyüklüklerin ifadeleri Tablo 1.2’de gösterilmektedir ve  $G_k$ , türbülans kinetik enerji üretim terimi olup açık ifadesi Bölüm 1.5.1’de verilmektedir [44].

Tablo 1.2. Genel değişken  $\phi$  için  $\Gamma_\phi$  ve  $S_\phi$  ifadeleri

Akış Tipi	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Laminer Akış	u	$\mu_1$	$-\frac{\partial p}{\partial x}$
	v	$\mu_1$	$-\frac{\partial p}{\partial r} - \mu_1 \frac{v}{r^2}$
	T	$\frac{\mu_1}{\sigma}$	0
Türbülanslı Akış	u	$\mu_{\text{eff}}$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)$
	v	$\mu_{\text{eff}}$	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right)$
	T	$\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma}$	0
	k	$\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
	$\epsilon$	$\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} (c_1 G_k - c_2 \rho \epsilon)$

### 1.5. Türbülans Modelleme

Türbülans kavramı akış alanında herhangi bir zamandaki ve yerdeki çalkantıları anlatmak için kullanılmaktadır. Üç boyutlu, zamana bağlı ve birçok ölçeği içermesi nedeniyle kompleks bir olaydır. Türbülans, atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranla daha etkin olduğu durumlarda ortaya çıkmakta ve yüksek Reynolds sayılarıyla karakterize edilmektedir [3].

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 [45]:

$$\begin{aligned}
 u &= \bar{u} + \acute{u} \\
 v &= \bar{v} + \acute{v} \\
 p &= \bar{p} + \acute{p} \\
 T &= \bar{T} + \acute{T}
 \end{aligned}
 \tag{1.6}$$

Burada ( - )'li ifadeler ortalama 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. Üç adet Reynolds denklemi ile süreklilik denklemi altı adet bilinmeyen meydana getirirler. Bilinmeyen sayısını denklem sayısına indirgemek için ortaya çıkan ek terimlerin modellenmesi gerekmektedir [44].

### 1.5.1. k-ε Türbülans Modeli

Bu çalışmada, literatürde yaygın bir kullanım alanı olan k-ε türbülans modeli kullanılmıştır. Bu modele göre, türbülans dolaylı 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 denklemlerdir. 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.

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_1 + \mu_t \quad (1.7)$$

Burada  $\mu_1$  moleküler viskoziteyi,  $\mu_t$  ise türbülans viskozitesini göstermektedir. Türbülans viskozitesi için Prandtl-Kolmogorov formülü geçerlidir ( $\mu_t = \rho k^{1/2} l$ ). Taşınım transportu büyük olan akışlarda uzunluk skalası için cebirsel bir denklem yerine, yutulma miktarı  $\varepsilon$  gibi bir diferansiyel denklem kullanılmalıdır. Buna göre  $\mu_t$  türbülans kinetik enerjisi k ve bu enerjinin yutulma miktarı  $\varepsilon$  cinsinden

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.8)$$

bağıntısı ile ifade edilmektedir [46].

Tablo 1.2’de görülen  $G_k$ , türbülans kinetik enerji üretim terimidir ve ,

$$G_k = \mu_{\text{eff}} \left\{ 2 \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left( \frac{v}{r} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right\} \quad (1.9)$$

şeklinde verilmektedir [47].

Tablo 1.2’de görülen  $\sigma_k, \sigma_\epsilon, c_1, c_2, c_\mu$  katsayıları k- $\epsilon$  türbülans modeli sabitidirler ve deneysel verilerden yararlanılarak belirlenirler. Launder ve Spalding [48] tarafından tavsiye edilen değerler Tablo 1.3’de verilmiştir.

Tablo 1.3. k- $\epsilon$  türbülans modeli sabitleri [48].

$c_\mu$	$c_1$	$c_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

$c_\mu$  sabiti değişik akışlarda farklı değerler alabilmektedir. Şekil değiştirmesi büyük olan akışlarda,  $c_\mu$  sabit olmayıp akış alanında değişimler göstermektedir. Boru akışları için  $c_\mu$  ‘nün değeri 0.09 olarak alınabilmektedir [44,49].

### 1.5.2. Duvar Fonksiyonları

Duvar yakınındaki sınır tabaka içinde hız ve sıcaklık değişimleri oldukça fazladır. Bu bölgedeki hesaplarda kullanılan metodlardan biri duvar fonksiyonları metodudur. Bu metoda göre türbülanslı sınır tabaka, cidardan boyutsuz fonksiyon uzaklığın ( $y^+$ ) ayırdığı iki tabaka olarak düşünülebilir.  $y^+$ , cidardaki sürtme hızı ( $U_\tau$ ) ve kinematik viskozite ( $\nu$ ) ile boyutsuzlaştırılan cidara uzaklığı ifade etmektedir. Literatürde boyutsuz hızın ( $U^+$ ) boyutsuz uzaklık ile değişimine bağlı olarak verilen en yaygın aralıklar aşağıdaki şekildedir [48,50].

$$\begin{aligned}
 U^+ = y^+ & \quad ; \quad 0 < y^+ < 11.63 \\
 U^+ = \frac{U}{U_\tau} & \quad ; \\
 U^+ = \frac{1}{\alpha} \ln E y^+ & \quad ; \quad 11.63 < y^+
 \end{aligned}
 \tag{1.10}$$

Bu ifadelerde;

$$U_\tau = \left( \frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} , \quad y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu}
 \tag{1.11}$$

şeklindedir.  $\tau_w$  cidardaki kayma gerilmesidir.  $\tau_w$  'nin cidardaki değeri bilinir ya da hesaplanır.

(1.10) ifadesi logaritmik hız dıvar kanunu olarak bilinmektedir. Bu kanuna göre sınırdaki sürtme hızı sınıra en yakın noktadaki akışkan hızına bağlı olarak hesaplanabilmektedir ve kapalı bir ifade olması nedeniyle sadece iteratif olarak çözülebilmektedir. Launder ve Spalding [48] cidar yakınında üretim  $\approx$  bozulma dengesinden, sürtme hızı yerine türbülans kinetik enerji cinsinden eşitini kullanarak cebrik bir ifade verilmektedir. Bu ifade duvara paralel hız için aşağıdaki şekildedir.

$$\frac{U}{(\tau_w/\rho)} c_\mu^{1/4} k^{1/2} = \frac{1}{\alpha} \ln E \frac{(c_\mu^{1/2} k)^{1/2}}{\nu}
 \tag{1.12}$$

Türbülans kinetik enerji yayılma miktarı ise

$$\varepsilon = \left( c_\mu^{1/4} k^{1/2} \right)^3 / \alpha y
 \tag{1.13}$$

şeklinde ifade edilmektedir. Böylece iteratif çözüme gerek kalmamaktadır.

Türbülanslı sınır tabaka içinde, sıcaklığın dağılımı da logaritmik kabul edilerek cidar ısı akısı için aşağıdaki ifadeler verilmektedir [48,50].

$$\begin{aligned}
 T^+ = \sigma_{\phi,l} U^+ & \quad ; \quad 0 < y^+ < 11.63 \\
 T^+ = \sigma_{\phi,t} (U^+ + P) & \quad ; \quad 11.63 < y^+
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

Buradaki  $T^+$ ,  $U^+$ ,  $P$  değerleri;

$$\begin{aligned}
 T^+ &= (T - T_w) c_p \rho c_\mu^{1/4} k^{1/2} / q_w \\
 U^+ &= \frac{U}{U_\tau} \\
 P &= \frac{\pi/4}{\sin \pi/4} \left( \frac{A}{\alpha} \right)^{1/2} \left( \frac{\sigma_{\phi,l}}{\sigma_{\phi,t}} - 1 \right) \left( \frac{\sigma_{\phi,t}}{\sigma_{\phi,l}} \right)^{1/4}
 \end{aligned} \tag{1.15}$$

şeklindedir [44]. 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 ısıdır.
- $q_w$  , cidardan ısı akısıdır.
- $\sigma_{\phi,l}$  , laminar akıştaki Prandtl sayısıdır ( $\approx 0.7$ ).
- $\sigma_{\phi,t}$  , türbülanslı akıştaki Prandtl sayısıdır ( $\approx 0.9$ ).
- $A$  , Van Driest sabitidir ve pürüzsüz bir cidar için 26'ya eşittir.
- $\alpha$  , Von-Karman sabiti olup 0.4'e eşittir.



## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bir diferansiyel denklemin sayısal çözümü, o diferansiyel denklemin genel ifadesindeki bağımlı değişken ( $\phi$ ) 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 [44,51].

Problemin temel denklemleri (süreklilik, momentum ve enerji) birbirine bağlı doğrusal olmayan kısmi diferansiyel denklemlerdir. Kullanılan sayısal çözüm yönteminde, akış alanı kontrol hacimlerine bölünmüş ve diferansiyel denklemler bu kontrol hacimlerinde integre edilerek cebirsel denklemler elde edilmiştir. Van Doormaal ve Raithby [52] tarafından geliştirilen SIMPLEC yöntemi esas alınarak bir bilgisayar programı geliştirilmiş, hız ve sıcaklık dağılımları belirlenmiştir. Belirlenen sıcaklık dağılımından yararlanılarak boyutsuz cidar ısı akısı ve yerel Nusselt sayısının dağılımı elde edilmiştir.

### 2.1. Kontrol Hacim Yöntemi

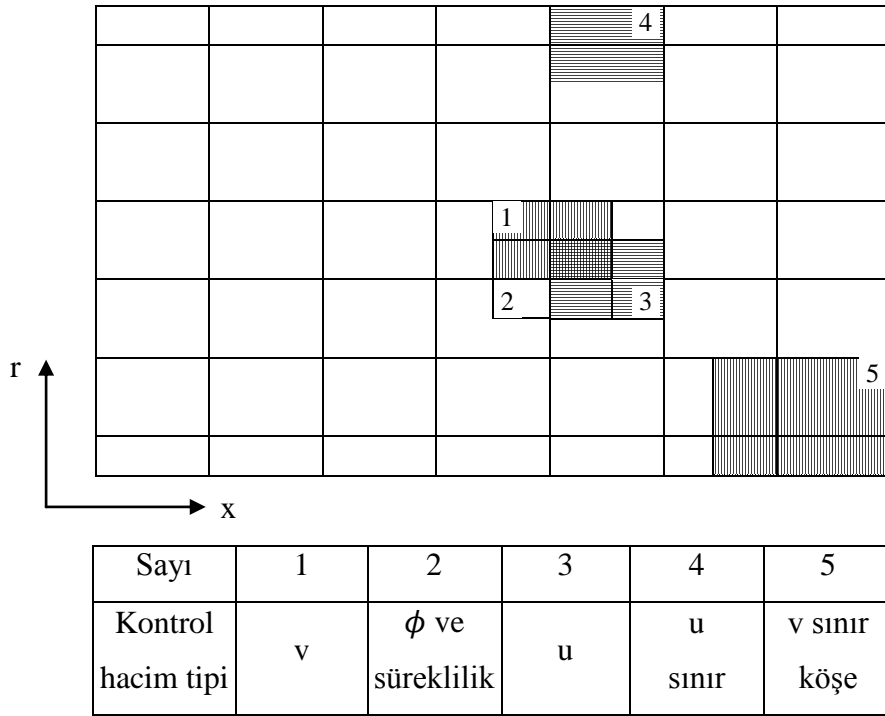
Bu çalışmada korunum denklemlerini ayrıklaştırmak için Kontrol Hacim Yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemin temeli, hesaplama alanını, birbiri üstüne gelmeyen küçük kontrol hacimlerine bölmeye dayanmaktadır. Bir kontrol hacmi her bir ağ hücrelerini çevrelemektedir. Korunum diferansiyel denklemleri her bir kontrol hacminde integre edilir. İntegrasyondan sonra ayrıklaştırılacak denklemler elde edilmiş olur. Bu metodun en önemli avantajı bir değer için integrasyon korunumunun belirlenen ağ hücreleri sayısı kadar kontrol hacminde sağlanmasıdır [53].

#### 2.1.1. Ağ Düzeni

Problemin diferansiyel denklemlerini sayısal olarak çözmek için ilk yapılması gereken işlem, hesaplama alanının kontrol hacimlerine bölünerek bir grid (kafes) sistemi

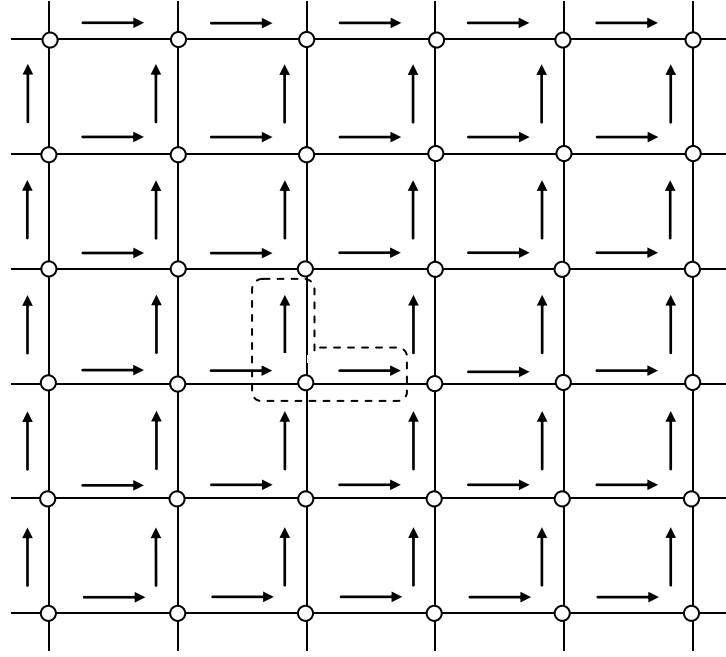
oluşturulmasıdır. Teorik olarak problem alanının her noktası için diferansiyel denklem cebirsel olarak ifade edilebilir. Bu da sonsuz sayıda cebirsel denklem anlamına gelmektedir. Ancak sonsuz sayıda denklemi çözmek mümkün olmadığı için, diferansiyel denklemler belirli sayıda noktada cebirsel olarak ifade edilir. Bu noktalara grid noktası (düğüm noktası, kafes noktası) ve bu noktaların oluşturduğu sisteme de grid sistemi (kafes sistemi) adı verilmektedir [34].

Bu çalışmada, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi aksenal yönde üniform, radyal yönde ise sınırlarda yarım kontrol hacimleri şeklinde bir grid sistemi kullanılmıştır. Sınırlarda ve iç bölgelerde farklı kontrol hacim tipleri kullanılmıştır [44].



Şekil 2.1. Ağ düzeni ve kontrol hacim tipleri [44].

Kaydırılmış ağ düzeni “staggered grid” Şekil 2.2’de gösterilmektedir. Kaydırılmış ağ düzeninde aksenal ve radyal hız bileşenleri ağ noktaları arasındaki yerlerde, genel değişkenleri ise ağ noktalarında bulunurlar [44].

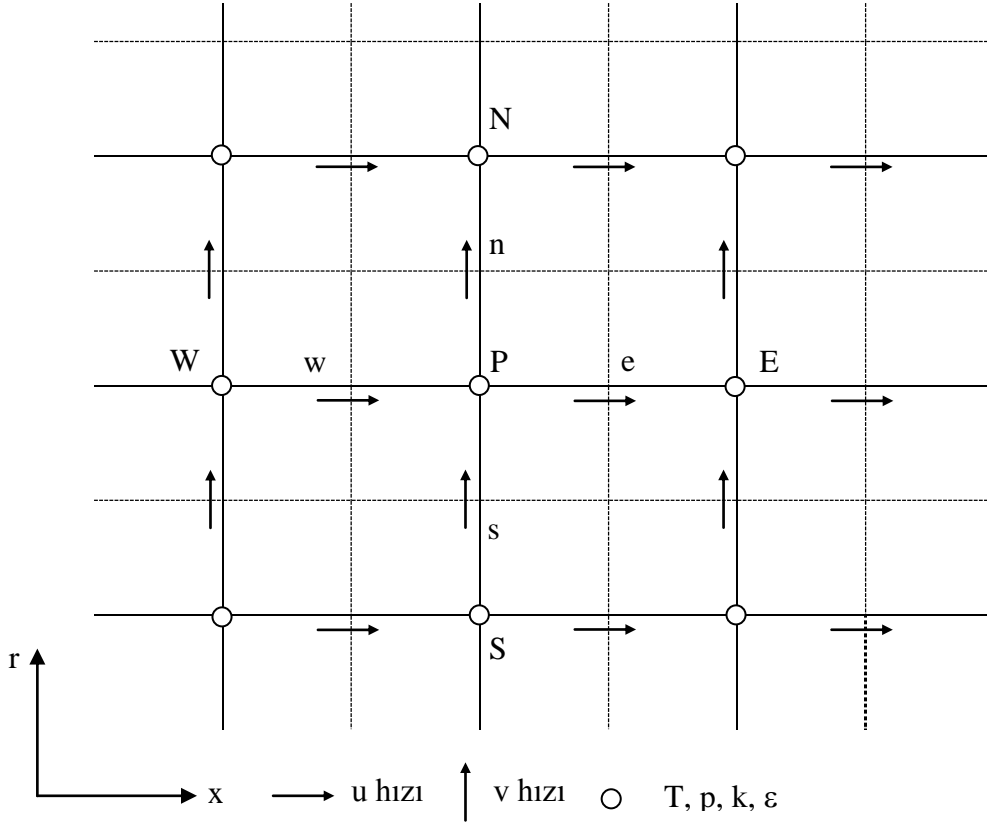


Şekil 2.2. Kaydırılmış üniform ağ düzeni ( → aksel hız, ↑ radyal hız, ○ T, p, k, ε ) [44].

Diferansiyel denklemler Şekil 2.3'de görülen kontrol hacminde integre edilerek cebirsel hale dönüştürülmüştür. Şekilde görüldüğü üzere, kontrol hacmi, merkezi P, komşu kontrol hacmi merkezleri ise E, W, N ve S, kontrol hacmi yüzeyleri de e, w, n ve s olarak tanımlanmıştır.

Bu grid sisteminde skaler değişkenler (T, p, k, ε ) kontrol hacmi merkezinde çözülürken, hız bileşenleri u ve v, kontrol hacmi yüzeylerine kaydırılmış noktalarda çözülmüştür. Dolayısı ile enerji ve süreklilik denklemleri ana kontrol hacminde integre edilirken, aksel momentum denklemi ana kontrol hacminin doğu yüzeyindeki bir nokta (e-noktası) çevresinde oluşturulan bir kontrol hacminde, radyal momentum denklemi ise, ana kontrol hacminin kuzey yüzeyindeki bir nokta (n-noktası) çevresinde oluşturulan bir kontrol hacminde integre edilmektedir.

Hızlar çözümlenirken grid noktasının kontrol hacmi yüzeyine kaydırılması ile, kontrol hacmi yüzeylerinde hız ve basınç değerleri elde edilir. Böylece birinci dereceden türevlerin (basınç ve hız) kontrol hacmi yüzeylerinde ifade edilmesinde ortaya çıkan sorunlar ortadan kaldırılmış olur. Programlama işi biraz karmaşık hale gelse de, hız ve basınçların kaydırılması, fiziksel olarak gerçekçi olmayan değişim ve salınımların ortaya çıkmasına engel olmaktadır [34,51].



Şekil 2.3. İki boyutlu akış için kontrol hacmi [34].

### 2.1.2. Ayrıklaştırılmış Denklem

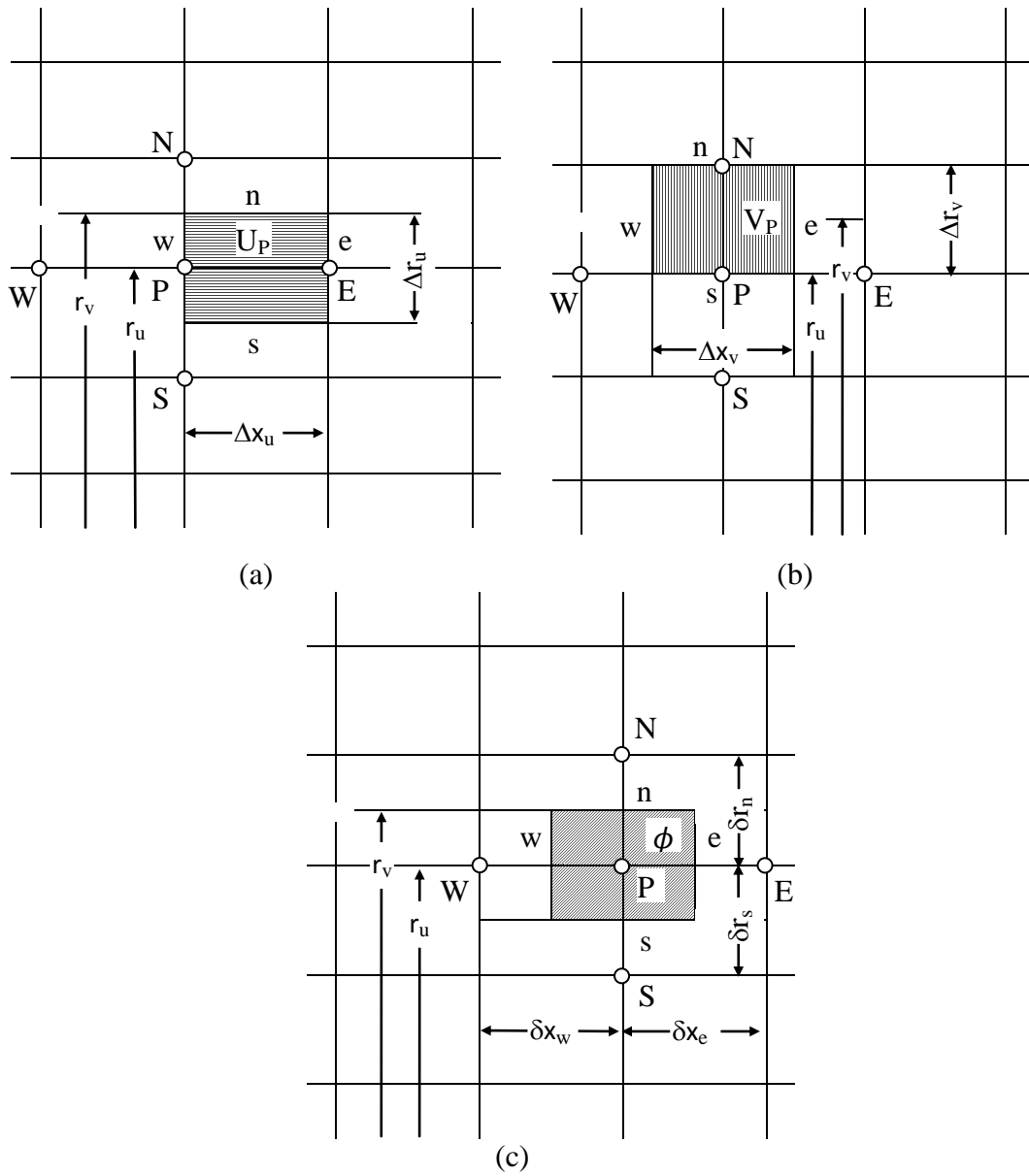
Problemin sonlu farklar yöntemi ile çözülebilmesi için diferansiyel denklemlerin ve başlangıç ile sınır şartlarının ayrıklaştırılması gerekir. Momentum denklemleri hybrid yöntemi (merkezi fark ve upwind yöntemi) ile, zaman terimi ise ileri fark yöntemiyle implicit (kapalı) olarak ayrıklaştırılmıştır [34].

Laminer ve türbülanslı akışlar için verilen hareketin genel denkleminde,

$$\frac{1}{r} \left[ \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (r\rho\phi)}_{(I)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} (r\rho u\phi)}_{(II)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial r} (r\rho v\phi)}_{(III)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left( r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)}_{(IV)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial r} \left( r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)}_{(V)} \right] = S_\phi \quad (2.1)$$

(I)      (II)      (III)      (IV)      (V)      (VI)

(I) nolu terim zaman terimini, (II) ve (III) nolu terimler taşınım terimlerini, (IV) ve (V) nolu terimler yayınım terimlerini ve (VI) nolu terim kaynak terim bileşenlerini (taşınım ve yayınım cinsinden ifade edilemeyen terimler grubu) göstermektedir. Ayırıklaştırılmış denklem bu terimlerin, her değişken için tanımlanan kontrol hacmi üzerinde integre edilmesiyle elde edilmektedir. Her bir terime ağ noktalarındaki  $\phi$ 'nin ayırık değerleri ile yaklaşmaktadır. Şekil 2.4 a,b ve c'de eksenel hız, radyal hız ve genel değişken için kontrol hacimleri görülmektedir.



Şekil 2.4. Kontrol hacim çeşitleri: (a) Eksenel hız kontrol hacmi, (b) Radyal hız kontrol hacmi, (c) Genel değişken kontrol hacmi [44].

(2.1) genel denkleminin Şekil 2.4 c’de görülen genel kontrol hacim üzerinde integre edilmesiyle elde edilen ayrılaştırılmış denklem

$$a_p^o(\phi_P - \phi_P^o) + C_W\phi_w - C_E\phi_e + C_S\phi_s - C_N\phi_n + D_W(\phi_W - \phi_P) + D_E(\phi_E - \phi_P) + D_S(\phi_S - \phi_P) + D_N(\phi_N - \phi_P) = S_P\phi_P + S_u \quad (2.2)$$

şeklindedir. Bu eşitlikte  $\phi_w, \phi_e, \phi_s, \phi_n$  değerleri kontrol hacminin sınırlarında;  $\phi_W, \phi_E, \phi_S, \phi_N$  değerleri ve diğer bütün katsayılar ağ noktalarında tanımlanmışlardır.  $\phi_P^o$  bir önceki zaman adımındaki değerdir.  $a_p^o$  ise zaman komşuluğu belirten bir katsayı olup,

$$a_p^o = \frac{r\rho\Delta x\Delta r}{\Delta t} \quad (2.3)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. (2.2) eşitliğindeki C’ler taşınım, D’ler yayılım katsayısı olarak adlandırılırlar ve aşağıdaki şekilde tanımlanmışlardır.

$$\begin{aligned} C_W &= (\rho u)_w A_w, & D_W &= (\Gamma_w A_w) / \delta x_w \\ C_E &= (\rho u)_e A_e, & D_E &= (\Gamma_e A_e) / \delta x_e \\ C_S &= (\rho u)_s A_s, & D_S &= (\Gamma_s A_s) / \delta x_s \\ C_N &= (\rho u)_n A_n, & D_N &= (\Gamma_n A_n) / \delta x_n \end{aligned} \quad (2.4)$$

(2.4) 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  $S_\phi$  kontrol hacim üzerinde integre edilmesiyle

$$\int_V S_\phi dV = S_P\phi_P + S_u \quad (2.5)$$

şeklinde  $\phi_P$ ’ye bağımlı lineer bir bağıntı ile ifade edilmektedir. Süreklilik hatası  $\dot{m}_{net}$

$$\dot{m}_{net} = |C_W - C_E + C_S - C_N| \quad (2.6)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.  $S_p$  ve  $S_u$  ifadeleri ise Tablo 2.1’de verilmektedir [44].

Tablo 2.1. Genel değişken  $\phi$  için  $S_u$  ve  $S_p$  ifadeleri

$\phi$	$S_u$	$S_p$
u	$\dot{m}_{net}u + A_e(p_P - p_E) + a_p^o u^o$	$-\dot{m}_{net}$
v	$\dot{m}_{net}v + A_n(p_P - p_N) + a_p^o v^o$	$-\dot{m}_{net}$
T	$\dot{m}_{net}T + a_p^o T^o$	$-\dot{m}_{net}$
k	$\dot{m}_{net}k + G_k V^* + a_p^o k^o$	$-\dot{m}_{net} - \rho \frac{\varepsilon}{k} V^*$
$\varepsilon$	$\dot{m}_{net}\varepsilon + c_1 G_k \frac{\varepsilon}{k} V^* + a_p^o \varepsilon^o$	$-\dot{m}_{net} - c_2 \rho \frac{\varepsilon}{k} V^*$

### 2.1.3. Taşınım ve Yayınım Terimlerinin İnterpolasyonu

Genel kontrol hacminde e-doğu yüzeyinden çıkan toplam momentum akısı için

$$J_e = -C_E \phi_e + D_E (\phi_E - \phi_P) \quad (2.7)$$

ifadesi yazılabilir. Burada  $\phi_E$ ,  $\phi_P$  ve  $\phi_e$  (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.

$$Pe_e = \frac{C_E}{D_E} = \frac{\rho u_e \delta x_e}{\Gamma_e} \quad (2.8)$$

Peclet sayısı aynı zamanda hücre Reynolds sayısı olarak da adlandırılmaktadır.

Ayrıklaştırılmış denklemdeki bilinmeyen  $\phi_w$ ,  $\phi_e$ ,  $\phi_s$ ,  $\phi_n$  değerlerinin hesaplanması için çeşitli interpolasyon yöntemleri kullanılmaktadır. Bu yöntemlerden biri merkezi fark

(CENTRAL-CDS) yöntemidir. Bu yöntemde göre genel kontrol hacminin e sınırlarındaki  $\phi_e$  değeri için  $\phi_e = \frac{1}{2} (\phi_E + \phi_P)$  bağıntısı yazılabilir. Bu sınırdaki momentum akısı ise

$$J_e = -\left(D_E + \frac{C_E}{2}\right)\phi_P + \left(D_E - \frac{C_E}{2}\right)\phi_E \quad (2.9)$$

şeklindedir. CDS yöntemi çok küçük hızlar için önerilmiştir.

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

$$\text{Eğer } C_E > 0 \text{ ise } \phi_e = \phi_P$$

ve

$$(2.10)$$

$$\text{Eğer } C_E < 0 \text{ ise } \phi_e = \phi_E$$

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

$$\text{Eğer } C_E > 0 \quad \text{ise} \quad J_e = -(C_E + D_E)\phi_P + D_E\phi_E$$

ve

$$(2.11)$$

$$\text{Eğer } C_E < 0 \quad \text{ise} \quad J_e = -D_E\phi_P + (D_E - C_E)\phi_E$$

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 [52]. Bu durumda kontrol hacmin e sınırındaki momentum akısı için

$$\begin{aligned} Pe < 2 \text{ için ; } & J_e = -\left(D_E + \frac{C_E}{2}\right)\phi_P + \left(D_E - \frac{C_E}{2}\right)\phi_E \\ Pe > 2 \text{ için ; } & \left\{ \begin{array}{l} \text{Eğer } C_E > 0 \text{ ise } J_e = -C_E\phi_P \\ \text{Eğer } C_E < 0 \text{ ise } J_e = -C_E\phi_E \end{array} \right. \end{aligned} \quad (2.12)$$



ifadeleri geçerlidir. Bu yöntemde (2.12) ifadelerinden de görüldüğü gibi  $Pe > 2$  için yayılım terimlerinin etkisi ihmal edilmektedir.

Kontrol hacmi ara yüzeylerindeki yayılım katsayıları CDS yöntemine göre belirlenmiştir. Genel kontrol hacmi için e sınırındaki yayılım katsayısı; üniform ağ kullanılması durumunda,

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E + \Gamma_P}{2} \quad (2.13)$$

üniform olmayan ağ kullanılması durumunda ise,

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E \delta x_P + \Gamma_P \delta x_e}{\delta x_P + \delta x_e} \quad (2.14)$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

Ayrıklaştırılmış denklem, taşınım ve yayılım terimlerinin kullanılan yöntemlere göre yeniden düzenlenmesiyle

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_S \phi_S + a_N \phi_N + S_u$$

veya

$$a_P \phi_P = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_u \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

Katsayıların HDS yöntemine göre tanımları

$$\begin{aligned} a_P &= a_W + a_E + a_S + a_N + a_P^0 - S_p \Delta V, \\ a_W &= \|-C_W, D_W + 0.5C_W, 0\|, \\ a_E &= \|-C_E, D_E - 0.5C_E, 0\|, \\ a_S &= \|-C_S, D_S + 0.5C_S, 0\|, \\ a_N &= \|-C_N, D_N - 0.5C_N, 0\|, \end{aligned} \quad (2.16)$$

şeklindedir[44,54]. " || " ifadesi a'lara en büyük değerini gösterir.

## 2.2. SIMPLEC Yöntemi

Momentum denklemlerinin çözülmesi ile hız bileşenlerinin dağılımı, enerji denkleminin çözülmesi ile sıcaklık dağılımı bulunabilir. Ancak momentum denklemlerinden hız bileşenlerinin çözülebilmesi için, basınç dağılımının bilinmesi gerekir. Ancak basınç dağılımının çözümü için bir denklem yoktur. Bunun için, süreklilik denkleminin yararlanılarak ve SIMPLE, SIMPLEC vb. algoritmalar kullanılarak basınç için bir cebirsel denklem elde edilir.

Bu çalışmada, iteratif çözücü olarak Van Doormaal ve Raithby [52] tarafından geliştirilen SIMPLEC (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equation (SIMPLE)-Consistent) yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntem Patankar ve Spalding [55] tarafından geliştirilen SIMPLE yöntemine oldukça benzemektedir. SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-linked Equations), basınç düzeltme denklemleri (Pressure-Correction Equations) kullanılarak hız bileşenlerinin açık biçimde (explicit), basınç düzeltme değerlerinin ise kapalı biçimde (implicit) çözüldüğü bir algoritmadır.

Ayrıklaştırılmış eşitlik lineer bir eşitlik olarak gözükmeye karşın, eşitlikteki katsayılar çözülecek bağımlı değişkenlerin bir veya daha fazlasına bağlıdır. Eşitlik iteratif olarak çözülürken, her bir iterasyonda katsayılar bir önceki iterasyondan bulunan  $\phi$  değerleri kullanılarak hesaplanırlar. Katsayıların bu şekilde iterasyondan iterasyona değişmesi,  $\phi$  değerlerinde büyük değişimlere yol açar ve bu durum yavaş yakınsamaya ya da ıraksamaya sebep olur. Bu nedenle yakınsamayı sağlamak için, diğer bir deyişle  $\phi$  değerlerinin değişimlerini düzenlemek amacıyla relaksasyon yapılır. SIMPLE yönteminde relaksasyon için Patankar [51] (2.15) eşitliğinde

$$\frac{a_p}{\alpha} \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_u + \frac{1 - \alpha}{\alpha} a_p \phi_p^o \quad (2.17)$$

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

$$a_p \left(1 + \frac{1}{E}\right) \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_u + \frac{a_p}{E} \phi_p^o \quad (2.18)$$

ifadesi verilmektedir. Bu iki ifadede

$$\alpha = \frac{E}{1 + E} \quad \text{ya da} \quad E = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (2.19)$$

alınarak iki yöntem arasında dönüşüm yapılabilir.

Bu yöntemleri incelemek üzere, u hızı için kontrol hacminin e yüzeyindeki ve v hızı için kontrol hacminin n yüzeyindeki sonlu-fark eşitliklerini göz önüne alalım.

$$a_e u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + S_e + A_e (p_P - p_E) \quad (2.20)$$

$$a_n v_n = \sum a_{nb} v_{nb} + S_n + A_n (p_P - p_N) \quad (2.21)$$

Burada p basınç,  $A_e$  kontrol hacmin doğu tarafındaki yüzey alanı,  $A_n$  kontrol hacmin kuzey tarafındaki yüzey alanı,  $S_e$  ve  $S_n$ 'de basınç terimi dışındaki kaynak terimleridir.

Tahmini basınç dağılımı  $p^*$  ve buna karşılık gelen hız dağılımları  $u^*$  ve  $v^*$  ile gösterilirse; (2.20) ve (2.21) denklemleri,

$$a_e u_e^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + S_e + A_e (p_P^* - p_E^*) \quad (2.22)$$

$$a_n v_n^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + S_n + A_n (p_P^* - p_N^*) \quad (2.23)$$

şekline gelir. Yukarıdaki denklemlerde kullanılan basınçlar, doğru basınçlar değildir. Bu nedenle bu denklemlerden elde edilen hızlar da doğru hızlar olmayacaktır. Basıncın doğru değerini bulabilmek için,  $p^*$  tahmini basıncının düzeltilmesi (doğru basınca yaklaştırılması) gerekmektedir. Doğru basıncın p olduğu ve bunun,

$$p = p^* + p' \quad (2.24)$$

ifadesinden elde edildiği düşünülürse, basınçtaki  $p'$  düzeltmesine karşılık, hızlardaki düzeltmeler de şöyle ifade edilebilir.

$$u = u^* + u' \quad (2.25)$$

$$v = v^* + v' \quad (2.26)$$

Düzeltilmiş basınç dağılımı kullanılarak hesaplanan hızlar süreklilik denklemini sağlayacaktır. (2.20) denkleminin (2.22) denklemini çıkarmakla p ile u arasında bir

bağıntı; (2.21) denkleminde (2.23) denklemini çıkarmakla ise  $p$  ile  $v$  arasında bir bağıntı elde edilmekte olup bu bağıntılar,

$$a_e u'_e = \sum a_{nb} u'_{nb} + S_e + A_e (p'_P - p'_E) \quad (2.27)$$

$$a_n v'_n = \sum a_{nb} v'_{nb} + S_n + A_n (p'_P - p'_N) \quad (2.28)$$

şeklinde verilmektedir.

SIMPLE yönteminde (2.27) ve (2.28) denklemlerindeki  $\sum a_{nb} u'_{nb}$  ve  $\sum a_{nb} v'_{nb}$  terimi ihmal edilebilir. Böylece,

$$a_e u'_e = A_e (p'_P - p'_E) \quad (2.29)$$

elde edilir. Buradan hız düzeltmesi,

$$u'_e = d_e (p'_P - p'_E) \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilebilir ve burada

$$d_e = \frac{A_e}{a_e} \quad (2.31)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Benzer şekilde  $v$  hızındaki düzeltme de aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$v'_n = d_n (p'_P - p'_N) \quad (2.32)$$

Burada

$$d_n = \frac{A_n}{a_n} \quad (2.33)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.  $\sum a_{nb}u'_{nb}$  ve  $\sum a_{nb}v'_{nb}$  teriminin ihmal edilmesi, p değerlerinin çok büyümesine, dolayısıyla yavaş yakınsama ya da ıraksamaya sebep olur. Bu durumda Patankar [51]; momentum eşitliklerinde  $\alpha \approx 0.5$  ( $E \approx 1$ ), basınç için

$$p = p^* + \alpha_p p \quad (2.34)$$

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  $\sum a_{nb}u'_{nb}$  ve  $\sum a_{nb}v'_{nb}$  teriminin ihmal edilmesi denklemin yapısında bir uyumsuzluk meydana getirmektedir. Çünkü bir noktadaki basınç değiştiğinde hız doğrultmanları değişmektedir. Bu hız değişimlerinin tümü aynı mertebeden olmaktadır. SIMPLEC yönteminde (2.27) denkleminin her iki tarafından  $\sum a_{nb}u'_e$  teriminin çıkarılması ve (2.28) denkleminin her iki tarafından  $\sum a_{nb}v'_n$  teriminin çıkarılması ile

$$(a_e - \sum a_{nb}) u'_e = \sum a_{nb}(u'_{nb} - u'_e) + A_e(p'_P - p'_E) \quad (2.35)$$

$$(a_n - \sum a_{nb}) v'_n = \sum a_{nb}(v'_{nb} - v'_n) + A_n(p'_P - p'_N) \quad (2.36)$$

ifadesi elde edilmekte ve bu denklemde  $\sum a_{nb}(u'_{nb} - u'_e)$  ve  $\sum a_{nb}(v'_{nb} - v'_n)$  terimleri ihmal edilmektedir. Böylece

$$d_e = \frac{A_e}{a_e - \sum a_{nb}} \quad (2.37)$$

$$d_n = \frac{A_n}{a_n - \sum a_{nb}} \quad (2.38)$$

şeklinde tanımlanmaktadır [52].

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

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

$$RS_p = a_p \phi_p - \sum a_{nb} \phi_{nb} - S_u \quad (2.39)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır. Her iterasyonda kalıntılar her bir değişken için uygun şekilde normalize edildikten sonra bunların mutlak değerlerinin en büyüğü küçük bir sayı (örneğin  $10^{-5}$ ) ile karşılaştırılmaktadır. Bu koşul gerçekleştiğinde iterasyon işlemi sonuçlandırılmaktadır [34,44].

### 2.3. Cebirsel Denklemlerin Çözümü

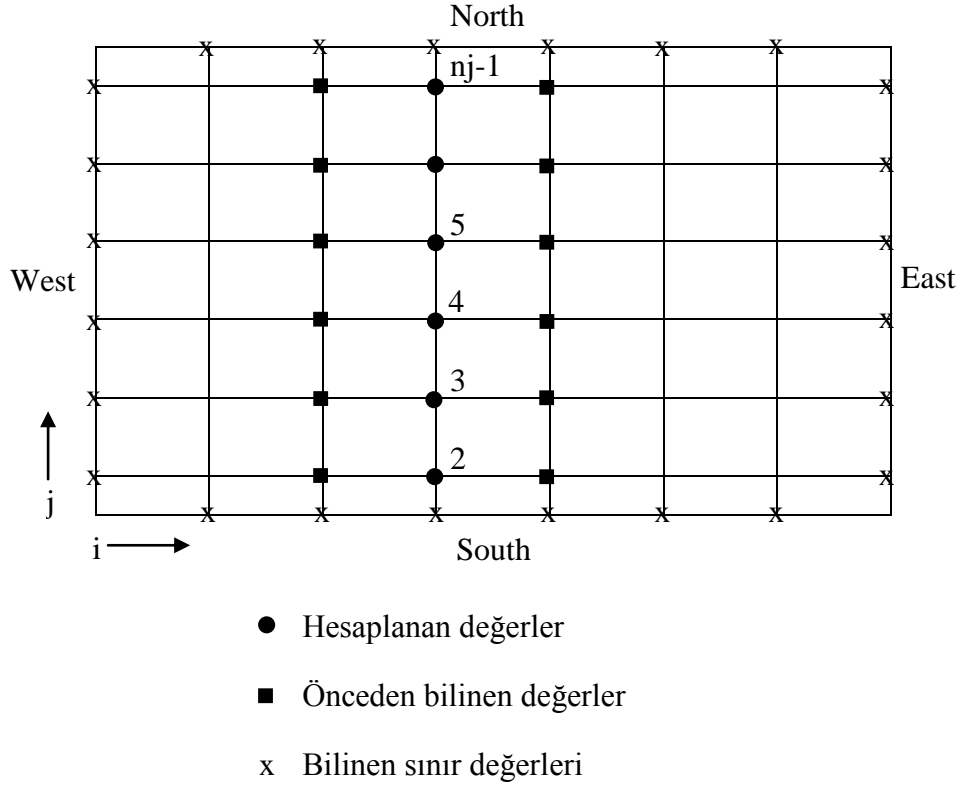
Momentum denklemlerindeki u,v ve p değişkenleri SIMPLEC algoritması ile birbirine bağlanmaktadır. İterasyon tekniği ile cebirsel denklemler çözülürken sayısal kararlılığı sağlamak amacı ile grid noktalarındaki değişimlerin hızlandırılması veya yavaşlatılması gerekebilmektedir.

Çok sayıda cebirsel denklem iteratif metodla çözüldüğünden, sonuçların hassasiyetini kontrol etmek için bir yakınsaklık kriteri belirlenmelidir. Yakınsaklık, cebirsel denklem takımlarının sayısal çözümünün, aynı sınır ve başlangıç şartlarına sahip gerçek diferansiyel denklemin çözümüne yaklaşması olarak tanımlanmaktadır. Bu işlem birbirini takip eden iki iterasyonda bütün bağımlı değişkenlerdeki değişimin yeteri kadar küçük bir değer almasına kadar tekrarlanır. Bu yakınsaklık kriteri  $10^{-5}$  olarak alınmıştır.

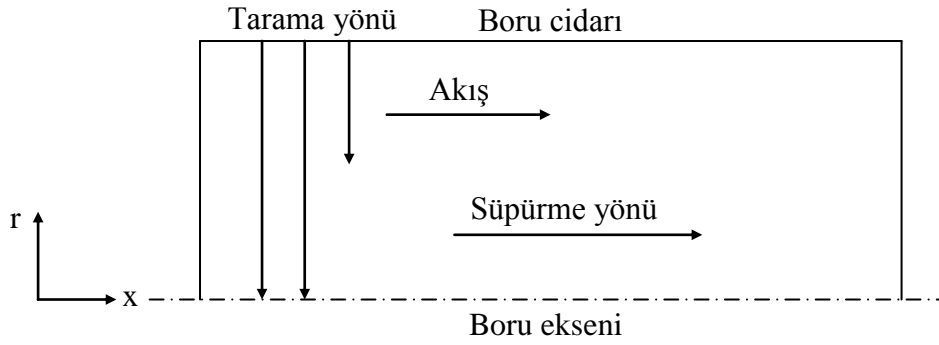
Bu çalışmada iteratif çözücü olarak TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm) kullanılmış ve değişkenler her bir radyal doğrultu için Gauss-Eliminasyon yöntemi ile belirlenmiştir. Eksenel simetri nedeniyle radyal yönde cidar ile boru eksenini arasında sınırlanan hesaplama bölgesinin, eksenel yöndeki sınırlar ise akışın tam gelişme durumuna gelmesi kontrol edilerek belirlenmiştir [34].

Eksenel yönde eşit aralıklı 70 noktadan oluşan, radyal yönde ise sınırlarda yarım kontrol hacimlerinin kullanıldığı 11 noktadan oluşan bir grid sistemi kullanılmıştır.

Her zaman adımındaki sıcaklık dağılımı Patankar [51]'in çizgi-çizgi (line-by-line) yöntemi ile belirlenmiştir. İterasyon sırasında grid noktaları cidardan eksene doğru taranmış ve akış yönünde süpürülmüştür. Bu şekilde yakınsamanın hızlandırılması ve çözüme erken ulaşılması amaçlanmıştır. Şekil 2.5'de TDMA çözüm yöntemi ve Şekil 2.6'da ise akış alanındaki tarama ve süpürme yönleri gösterilmektedir.



Şekil 2.5. TDMA metodunun line-by-line uygulaması [56].



Şekil 2.6. Tarama ve süpürme yönleri [29].

Kullanılan yöntem bazı doğruluk testleri ile de kontrol edilmiştir. Grid sayısı ve konumları, tarama ve süpürme yönleri, hassasiyet limiti ve zaman adımları değiştirilerek yapılan çözümler ile ele edilen sonuçlarda ciddi bir farklılık görülmemiştir.

Hız ve sıcaklık dağılımı ile diğer ısı transfer karakteristikleri, Fortran dilinde yazılan bir bilgisayar programı ile hesaplanmıştır.

## 2.4. Bilgisayar Programı

Geçici rejimde laminer ve türbülanslı boru akışlarını sayısal olarak incelemek amacıyla bir bilgisayar programı hazırlanmıştır. Şekil 2.7’de programa ait akış şeması 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 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 alt programlarda ayrıca verilmektedir.

Bilgisayar programında bağımlı değişkenlerin çözüm sırası laminer akışta  $u$ ,  $v$ ,  $p$ ,  $T$ ; türbülanslı akışta ise  $u$ ,  $v$ ,  $p$ ,  $k$ ,  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $T$  şeklindedir. Genel değişkenler farklı sıralarda da çözülebilirler. Program akış şemasından görüldüğü üzere ilk olarak eksenel momentum denklemi, CALCU alt programında çözülmektedir. Bu alt program CELU ve LISOLV alt programları ile birlikte çalışmaktadır. Eğer akış türbülanslı ise, CELU’dan interpolasyon yardımıyla hücre sınırlarındaki viskozite değerleri sağlanmaktadır. CALCU alt programında, sonlu fark denklemlerindeki katsayılar sayısal HYBRID yöntemine göre belirlenmekte ve çözüm düzeni ile ilgili olarak bazı sınır şartlarının bu katsayılar üzerinden verilmesi sağlanmaktadır. Daha sonra her bir radyal ağ doğrultusu için LISOLV çağrılarak, TDMA çözüm algoritması ile radyal ağ doğrultusu üzerindeki eksenel 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.

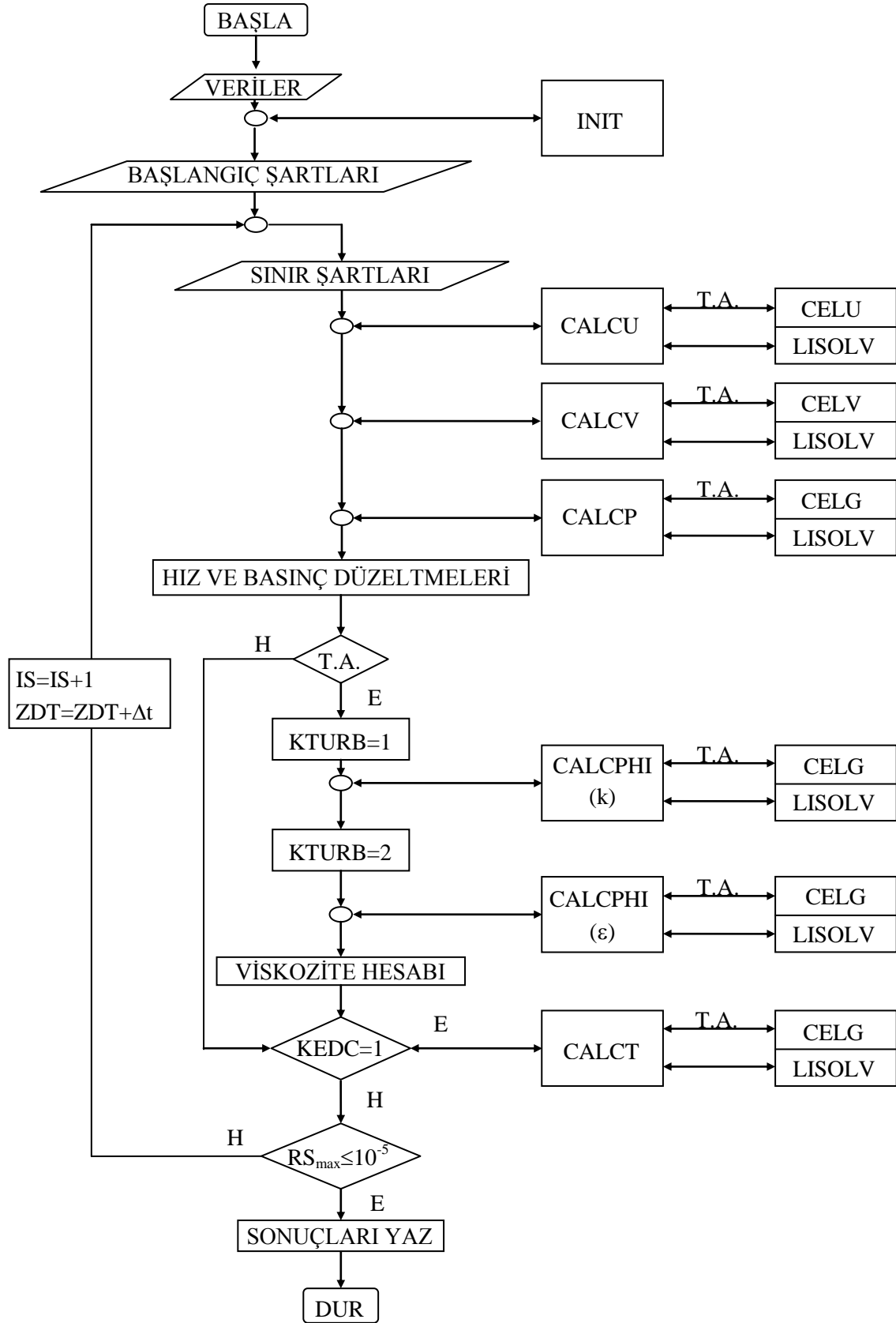
Radyal momentum denkleminin çözümü CALCV alt programında yapılmaktadır. Bu program CALCU'ya benzer şekilde hazırlanmış olup, hücre kontrol hacimleri ve sınır şartları bakımlarından farklılıklar göstermektedir. Eğer akış türbülanslı ise CELV alt programından hücre sınırlarındaki viskozite değerleri sağlanmaktadır.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

Basınç doğrultman denklemi için CALCP alt programında katsayılar hesaplanmakta ve LISOLV'den basınç doğrultman değerleri elde edilmektedir. Basınç doğrultman değerleri hesabından ayrıca relaksasyon yapılmamaktadır. Bundan sonra ana programda eksenel hız, radyal hız ve basınç düzeltmeleri yapılmaktadır.

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

Sıcaklık değeri de diğer genel değişkenlere benzer şekilde CALCT alt programında hesaplanmaktadır.

Çözümlerin yakınsayıp yakınsamadığının anlaşılması için ana programda kalıntı (residual-source) kriterine bakılmakta ve bu değer  $10^{-5}$ 'ten büyük veya küçük olması durumuna göre zaman,  $\Delta t$  zaman adımı kadar artırılarak yeni bir iterasyona başlanmakta ya da sonuçlar yazdırılarak program sonlandırılmaktadır [44].

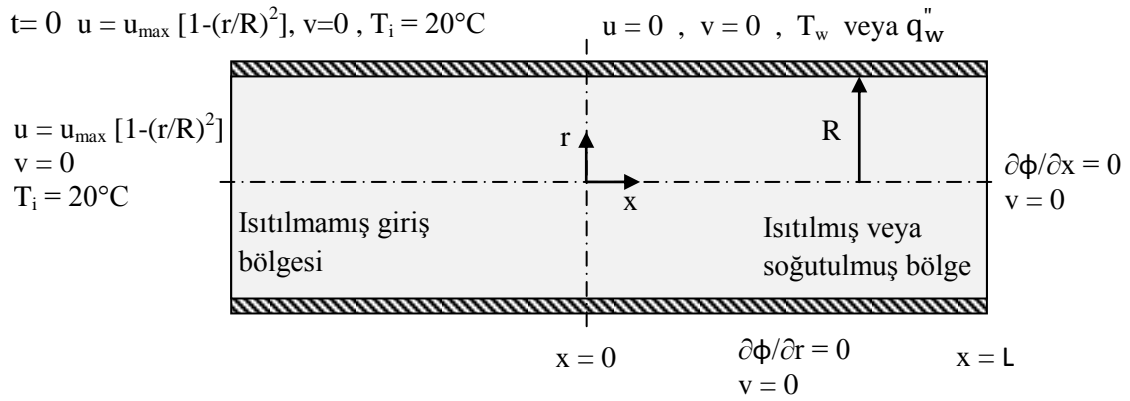


Şekil 2.7. Program akış şeması ( T.A. : Türbülanslı Akış )

### 3. BULGULAR VE İRDELEME

Sürekli rejimde, sıkıştırılamaz, aksel simetrik, iki boyutlu laminar ve türbülanslı boru akışları için K.T.Ü. Makine Mühendisliği Bölümü'nde geliştirilen program, geçici rejim zorlanmış taşınım problemlerini çözmek amacıyla düzenlenmiştir. İlk aşamada programın doğruluğunu kanıtlamak amacıyla sabit sıcaklık ve sabit ısı akısı sınır şartları altında laminar ve türbülanslı zorlanmış taşınım problemleri ele alınmıştır. Bu çalışmada akış alanının çözümünde kullanılan sınır şartları aynı olup sadece enerji denkleminin çözümünde kullanılan sınır şartları değiştirilmektedir. Enerji denkleminin çözümünde kullanılan cidar sınır şartları sabit sıcaklık, sabit ısı akısı, kademeli sıcaklık, kademeli ısı akısı, birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı, üçgen ısı akısı ve sinüzoidal ısı akısı sınır şartlarıdır. Ayrıca sabit cidar sıcaklığı sınır şartı altında giriş sıcaklığının sinüzoidal olarak değişmesi durumu incelenmiştir.

İncelenen boru akışı problemi Şekil 3.1'de görülmektedir. Şekilde sadece laminar boru akışı için sınır şartları gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Boru akışı için akış geometrisi ve sınır şartları

Türbülanslı akış için başlangıç ve boru giriş hız profilleri ile türbülans büyüklüklerine ait sınır şartları ise aşağıda verilmiştir.

$$t = 0 \text{ da } u = u_{\max} [1 - r/R]^{1/7}, \quad k = k_g, \quad \varepsilon = \varepsilon_g$$

$$x = 0 \text{ da } u = u_{\max} [1 - r/R]^{1/7}, \quad k = k_g, \quad \varepsilon = \varepsilon_g$$

$$r = R \text{ de } \partial k / \partial r = 0, \quad \varepsilon = 0$$

Bu çalışmada hidrodinamik gelişmiş akışta ısı transferi problemi ele alındığından başlangıç ve giriş hız sınır şartları hidrodinamik gelişmiş laminer veya türbülanslı akıştaki hız profilleri olarak verilmiştir. Aslında akış hidrodinamik gelişmiş olduğundan hız alanının çözümüne gerek yoktur. Ancak çalışmada programın genel işleyişi değiştirilmeden hız alanı da çözdürülerek sonuçlar elde edilmiştir. Türbülans büyüklüklerinin dağılımı boru yarıçapına ve ortalama giriş hızına bağlı olarak hesaplanmıştır [57].

$$k_g = 0.003u^2 \quad ; \quad \varepsilon_g = c_\mu k^{3/2}/(0.03R) \quad (3.1)$$

Türbülanslı akışta cidar yakınındaki ağ noktası için  $k$ 'nin değeri Bölüm 1.5.2'de verilen duvar fonksiyonları kullanılarak  $k$  denge denkleminde hesaplanırken,  $\varepsilon$ 'nin değeri (1.13) denkleminde bulunur. Hız bileşenleri ise Bölüm 1.5.2'de verilen duvar fonksiyonlarından hesaplanır. Cidar yakınındaki ağ noktasındaki sıcaklık dağılımı logaritmik kabul edilerek cidara ısı akısını veren (1.14) eşitliğinden yararlanılmıştır.

Sonlu fark ağı aksel yönde üniform, radyal yönde ise sınırlarda yarım kontrol hacimleri şeklinde düzenlenmiştir. Aksel yönde 70, radyal yönde ise 11 ağ noktasından oluşmaktadır. Boru çapı  $D = 0.1$  m, boyu  $L = 5$  m alınmıştır. İncelenen tüm problemlerde sonlu fark ağı, boru çapı ve boyu değerleri aynıdır. Problemlerin çözümünde SIMPLEC algoritması kullanılmıştır. Sonuçlar her bir denklem için yakınsaklık kriterinin  $10^{-5}$  ten küçük olması koşuluyla elde edilmiştir. Sadece sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için yapılan çözümlerde, yakınsaklık kriteri laminer ve türbülanslı akışlar için sırasıyla  $4 \times 10^{-3}$  ve  $3 \times 10^{-2}$  alınmıştır. Sabit sıcaklık sınır şartı altında geçici rejim laminer ve türbülanslı zorlanmış taşınım problemleri için yakınsaklık araştırması yapılarak iterasyon sayısı, relaksasyon faktörü ve zaman adımları arasındaki optimum değerlere karar verilmiştir. Relaksasyon faktörü tüm problemlerde 5 olarak alınmıştır. Zaman adımları laminer akışlar için 0.6 s, türbülanslı akışlar için ise 0.7 s olarak seçilmiştir.

Her problem için yerel Nusselt sayısının ve boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz zamana ve konuma göre değişimleri incelenmiştir. Yerel Nusselt sayısı

$$Nu_x = \frac{2R \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R}}{T_w - T_{ort}} \quad (3.2)$$

şeklinde tanımlanmıştır.  $q_w''$  cidar ısı akısı Fourier kanunundan hesaplanarak ve boyutsuz cidar ısı akısı ile boyutsuzlaştırılarak aşağıdaki şekilde verilmiştir.

$$q_w' = \frac{q_w'' D}{k(T_w - T_i)} \quad (3.3)$$

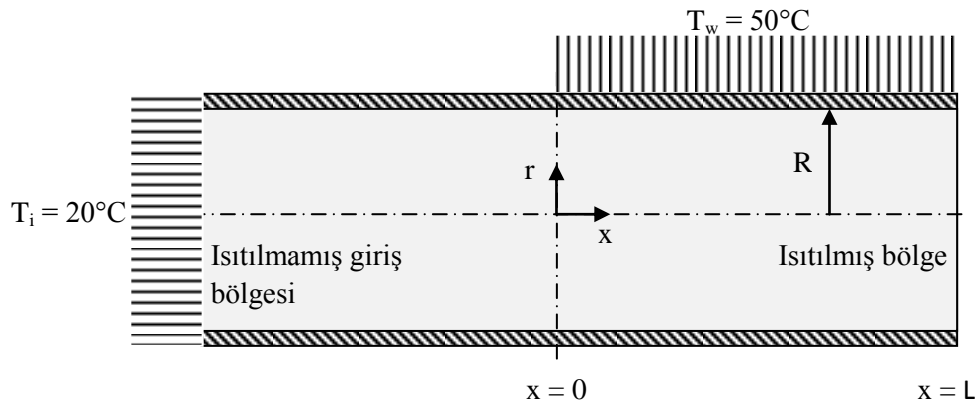
Boyutsuz aksel uzunluk ve boyutsuz zaman ise

$$x' = \frac{x}{r\text{RePr}} = \frac{x}{r\text{Pe}} \quad , \quad t' = \frac{\alpha t}{r^2} = \text{Fo} \quad (3.4)$$

ifadeleriyle verilmiştir. Literatür ile karşılaştırma yapmak amacıyla boyutlu olarak elde edilen program çıktıları boyutsuzlaştırılarak verilmiştir. Boyutsuz zaman adımları laminer akışlar için 0.005, türbülanslı akışlar için ise 0.006 olarak seçilmiştir. Boyutsuz aksel uzunluk adımları ise laminer akışlar için 0.0018, türbülanslı akışlar için ise 0.0002 olarak alınmıştır.

### 3.1. Sabit Sıcaklık Sınır Şartı

Geçici rejimde laminer ve türbülanslı zorlanmış taşınım problemi cidarda sabit sıcaklık sınır şartı koşulu altında sayısal olarak çözülmüştür. Yerel Nusselt sayısının ve boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz zamana göre boyutsuz aksel uzunlukla değişimi incelenmiştir. Akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.2'de gösterilmektedir.



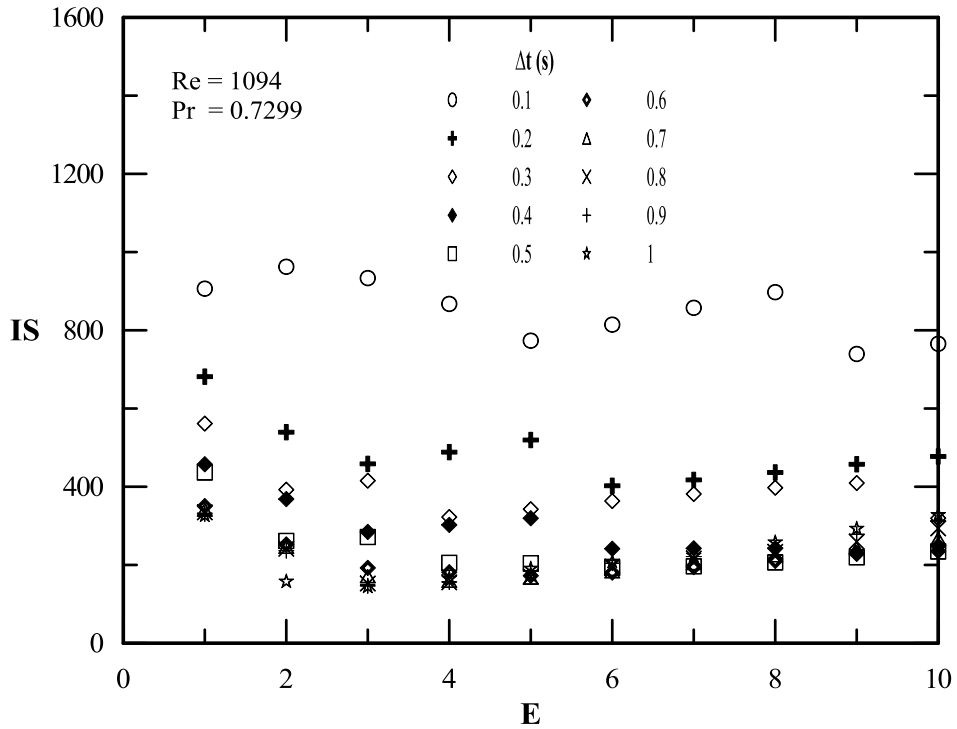
Şekil 3.2. Akış geometrisi ve sabit sıcaklık sınır şartı

Akış ve sıcaklık alanlarının hesaplanmasında kullanılan cidardaki sınır şartı

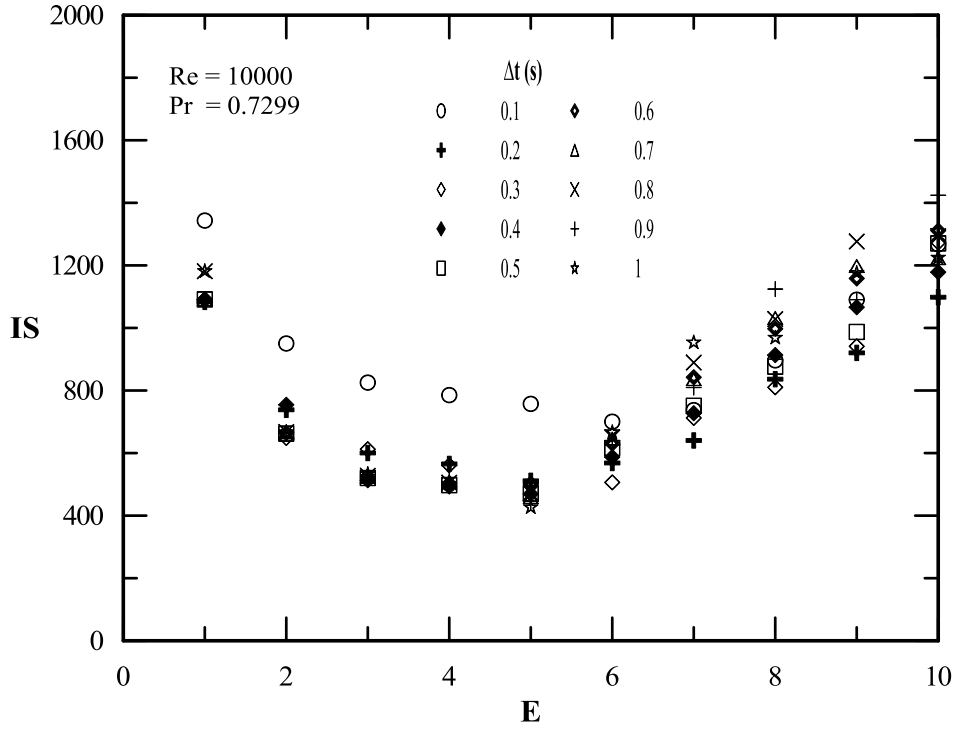
$$r = R' \text{ de } , T_w = 50^\circ\text{C}$$

olarak verilmiştir.

Çözümlerde uygun bir zaman adımının belirlenmesi amacıyla, değişik zaman adımı değerlerinin iterasyon sayısı ve SIMPLEC yöntemindeki relaksasyon sabiti ile ilişkisi araştırılmıştır. Sabit sıcaklık sınır şartında boru akışı problemi için  $0.1 \div 1$  s'lik zaman adımları ve  $1 \div 10$  relaksasyon sabiti değerleri arasında çok sayıda denemeler sonucu elde edilen veriler grafik olarak düzenlenerek Şekil 3.3 ve 3.4'te gösterilmiştir. Elde edilen verilere göre,  $Re=1094$  için laminar boru akışı probleminde sabit sıcaklık sınır şartı için yakınsamanın elde edildiği optimum iterasyon sayılarının  $0.6$  s'lik zaman adımı ve relaksasyon sabitinin  $5$  değeri için olduğu,  $Re=10000$ 'de türbülanslı boru akışı probleminde ise relaksasyon sabitinin  $5$  olarak aynı kaldığı, zaman adımının ise  $0.7$  s olduğu belirlenmiştir.



Şekil 3.3. Laminar akışta zaman adımının iterasyon sayısı ve relaksasyon faktörü ile değişimi



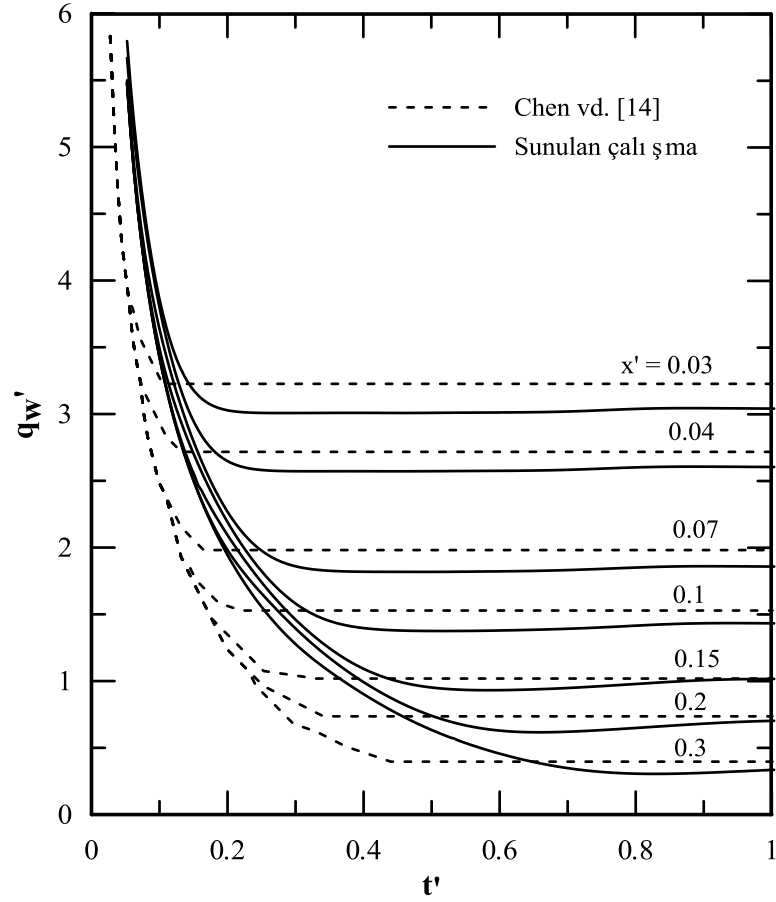
Şekil 3.4. Türbülanslı akışta zaman adımının iterasyon sayısı ve relaksasyon faktörü ile değişimi

Şekil 3.3'te relaksasyon sabitinin değişimi net olarak gözükmemekte 0.1 s hariç diğer zaman adımlarında 5 değerinden itibaren iterasyon sayısı değişimleri yaklaşık olarak aynı kalmaktadır. Zaman adımı değerlerindeki değişim net olarak gözükmemekte ve 0.6 s değerinden itibaren iterasyon sayısı değerleri çok fazla değişmemektedir.

Şekil 3.4'te relaksasyon sabitinin değişimi net olarak gözükmemekte ve minimum iterasyon sayısına 0.1 s hariç tüm zaman adımlarında relaksasyon sabiti 5 olduğunda erişilmiştir. 0.1 s haricindeki diğer tüm zaman adımlarında relaksasyon sabitinin 5 değerine kadar iterasyon değerleri çok fazla değişmemekte, 5 değerinden sonra tüm zaman adımlarında iterasyon sayısındaki değişimler artmaktadır.

Şekillerden görüldüğü gibi laminer problemde relaksasyon sabitindeki değişimlerin etkisi net görülmezken, türbülanslı problemde bu etkiler daha bariz görülmektedir. Zaman adımıdaki değişimler ise laminer problemde net olarak görülürken, türbülanslı problemde bu etkiler net olarak gözükmemektedir.

Yapılan yakınsaklık araştırması sonucunda laminer akış problemlerinde zaman adımı  $\Delta t = 0.6$  s, türbülanslı akış problemlerinde zaman adımı  $\Delta t = 0.7$  s olarak alınmıştır. Relaksasyon sabiti ise tüm problemler için 5 olarak seçilmiştir.



Şekil 3.5. Sabit sıcaklık sınır şartı için laminer akışta  $q'_w - t'$  değişimi

Şekil 3.5'de bu çalışma ile Chen vd. [14] 1983 yılında yapmış oldukları makaledeki sonuçlar karşılaştırılmıştır. Boyutsuz zaman adımı ve boyutsuz aksel uzunluk 0.005 alınmıştır. Büyük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde iki çalışma arasındaki uyumun iyi olduğu görülmekte fakat küçük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde iyi bir uyum görülmemektedir. Ayrıca sayısal çözümde bu çalışmadan farklı olarak zaman ve konveksiyon terimlerinde ileri yön yaklaşımı ve upwind yöntemleri, difüzyon terimlerinde ise merkezi farklar yaklaşımı kullanılmıştır. Ayrıca küçük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde aksel iletim önem taşımaya rağmen her iki çalışmada da göz ardı edilmiştir. Çalışmada boyutlu değerlerle çalışılmıştır. Bu nedenle Chen'in boyutsuz çözümlerindeki  $x$  değerleri ile bu çalışmadaki boyutsuz  $x$  değerleri arasında küçük farklılıklar vardır.



Sabit sıcaklık sınır şartında laminer boru akışında  $Re=1094$  için 240 iterasyon sonucunda ve 144 s'de, türbülanslı boru akışında ise  $Re=10000$  için 472 iterasyon sonucunda ve 330.401 s'de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır.

Sabit sıcaklık sınır şartında laminer ve türbülanslı boru akışı için yerel Nusselt sayısının boyutsuz eksenel uzunlukla değişimi sırasıyla Şekil 3.6 ve Şekil 3.7'de görülmektedir.

Laminer boru akışı için yerel Nusselt sayılarının ilk zaman adımlarından itibaren boru boyunca azaldığı ve ısı geçişinin ilk zaman adımlarında boru başlangıcında olduğu, ilerleyen zaman adımlarında ise boruya yayıldığı görülmektedir. Boyutsuz zamanın 1.254 değerinde yerel Nusselt sayıları sürekli rejim durumundaki 3.66 değerine ulaşmıştır.

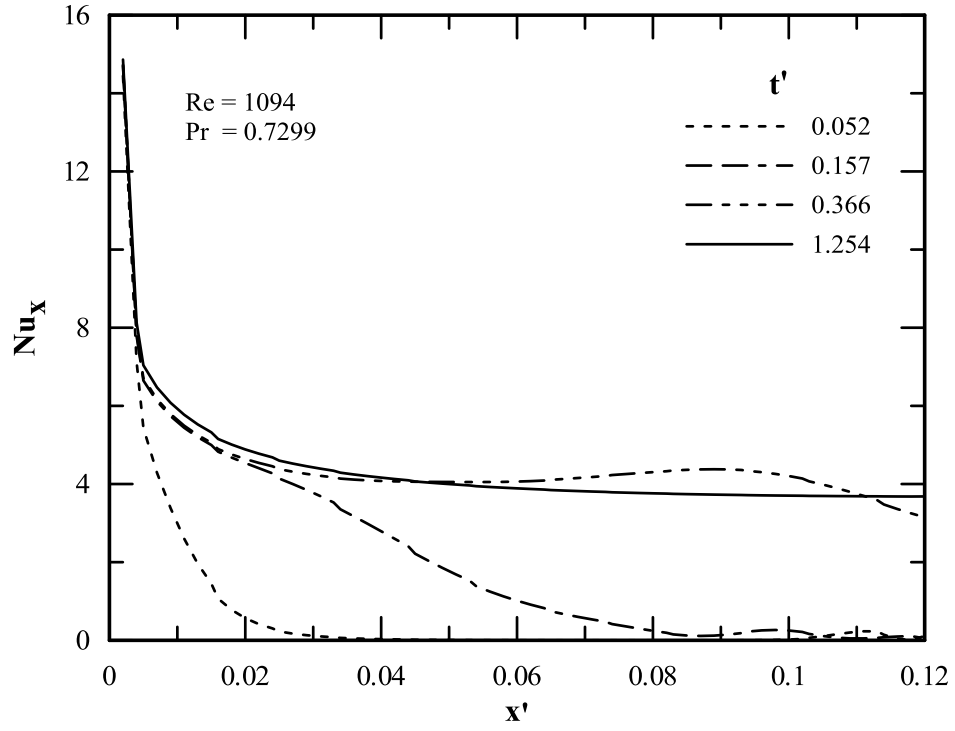
Pürüzsüz dairesel borularda tam gelişmiş türbülanslı akış için literatürde verilen Dittus-Boelter eşitliğinden

$$Nu_D = 0.023Re_D^{4/5}Pr^{0.4} \quad (3.5)$$

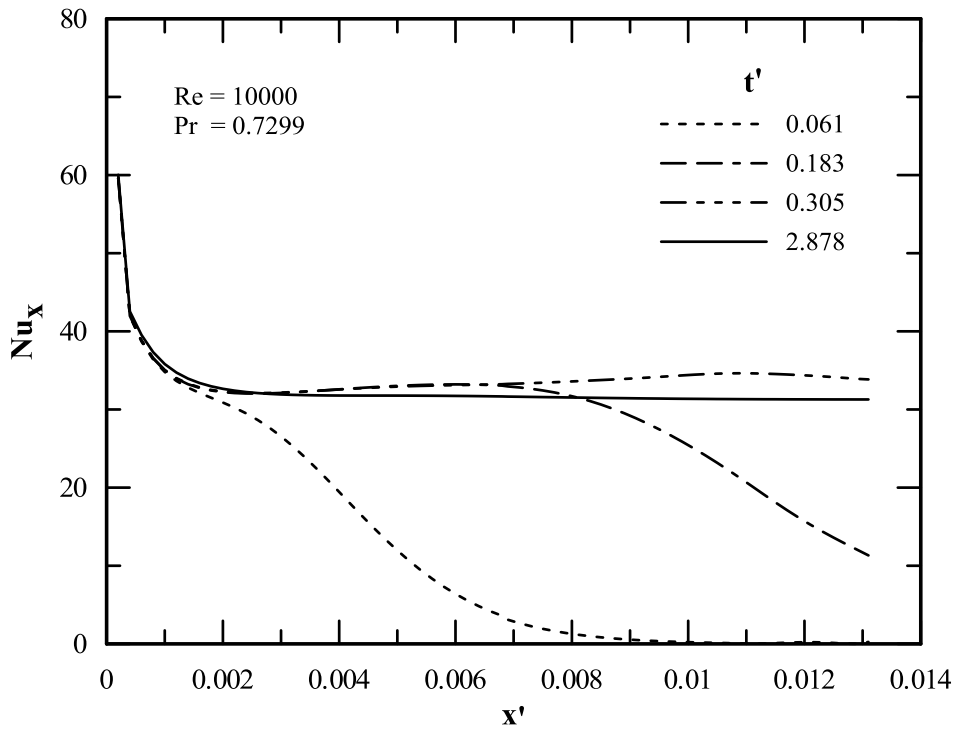
elde edilen yerel Nusselt sayısı 31 değerine erişildiği görülmektedir.

Literatürde Nu değerlerinin yanında cidardaki boyutsuz ısı akısının zamana göre eksenel dağılımı da verilmektedir. Sabit sıcaklık sınır şartında laminer ve türbülanslı boru akışları için Şekil 3.8'de ve Şekil 3.9'da çeşitli zaman adımlarında cidardaki boyutsuz ısı akısının boyutsuz eksenel uzunlukla değişimi görülmektedir. Tüm zamanlarda ısı akısındaki en büyük düşüşler boru başlangıcında görülmektedir. Sürekli rejime ulaşıldığında da boru başlangıcından itibaren ısı akısının hızlı bir düşüş gösterdiği daha sonra boru boyunca ısı akısındaki düşmenin azalarak devam ettiği izlenmektedir.

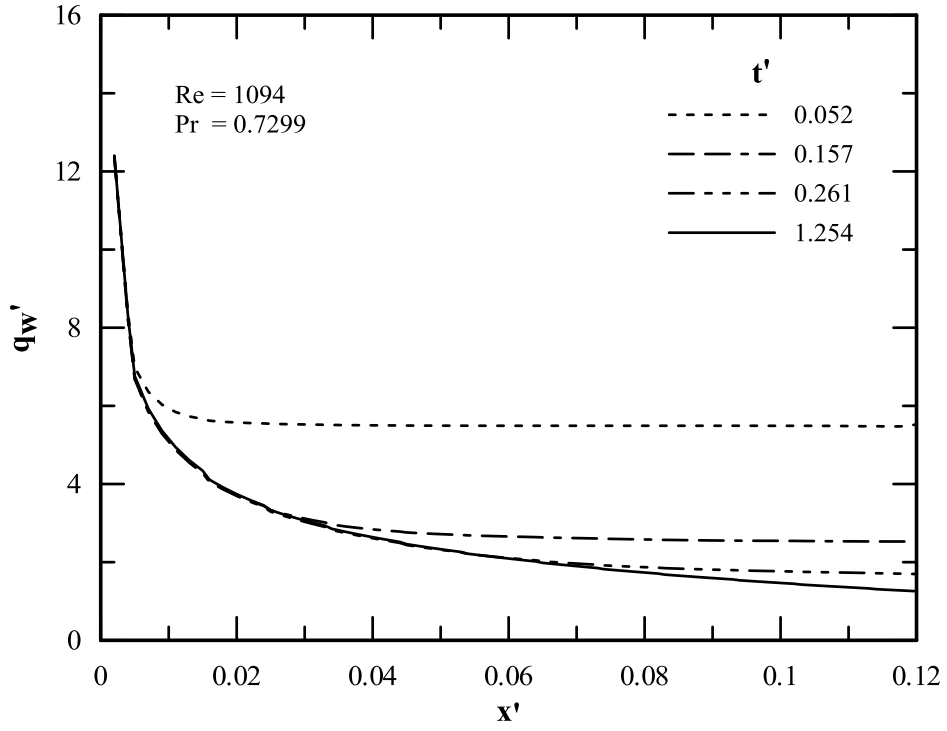
Aynı yakınsaklık kriteri değerinde laminer akışta boyutsuz zamanın 1.254 değerinde nihai çözüme ulaşılırken türbülanslı akışta 2.878 değerinde ulaşılmaktadır. Reynolds sayısı arttıkça program yakınsak çözüme daha geç ulaşmaktadır. Kalıntı değerlerinin artması programın yakınsak çözüme ulaşmasını geciktirmektedir. Türbülanslı akış daha erken rejime gelmektedir. Ancak yakınsak çözüme ulaşılması kalıntı değerlerinin büyüklüğünden dolayı daha ileri zaman adımlarında gerçekleşmektedir.



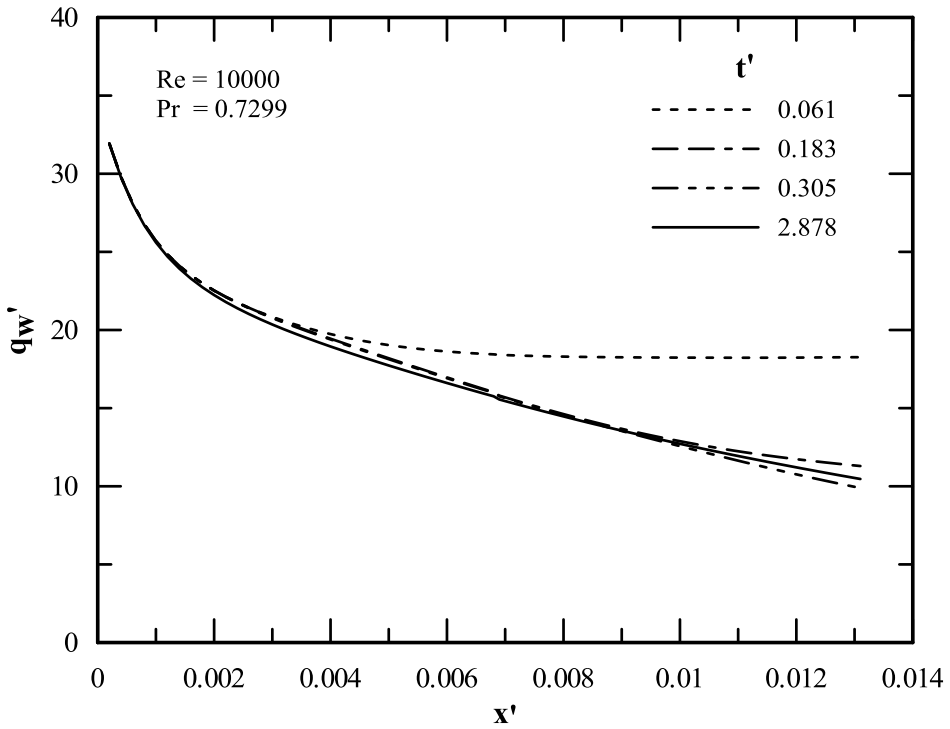
Şekil 3.6. Sabit sıcaklık sınır şartı için laminar akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



Şekil 3.7. Sabit sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



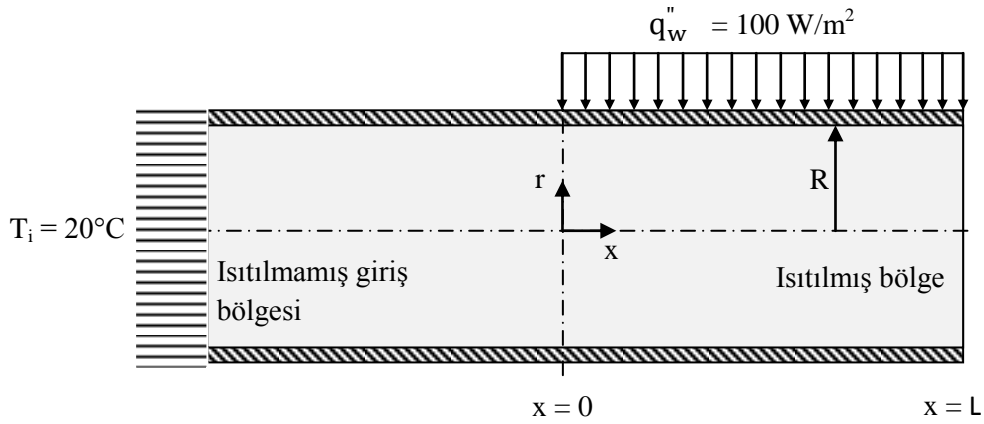
Şekil 3.8. Sabit sıcaklık sınır şartı için laminar akışta  $q_w' - x'$  değişimi



Şekil 3.9. Sabit sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta  $q_w' - x'$  değişimi

### 3.2. Sabit Isı Akısı Sınır Şartı

İncelenen akış problemi için akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.10'da gösterilmektedir. Akış alanının hesaplanmasında kullanılan sınır şartları Bölüm 3'de boru akışı için verilen sınır şartlarının aynısıdır. Burada bir önceki problemde farklı olarak cidardaki sabit sıcaklık sınır şartı yerine ısı akısı sabit alınmıştır. İncelemeler laminar ve türbülanslı boru akışı problemleri için gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.10. Akış geometrisi ve sabit ısı akısı sınır şartı

Şekilden görüldüğü gibi boru cidarında ısı akısı

$$r = R \text{ de } q_w'' = 100 \text{ W/m}^2$$

olarak alınmıştır.

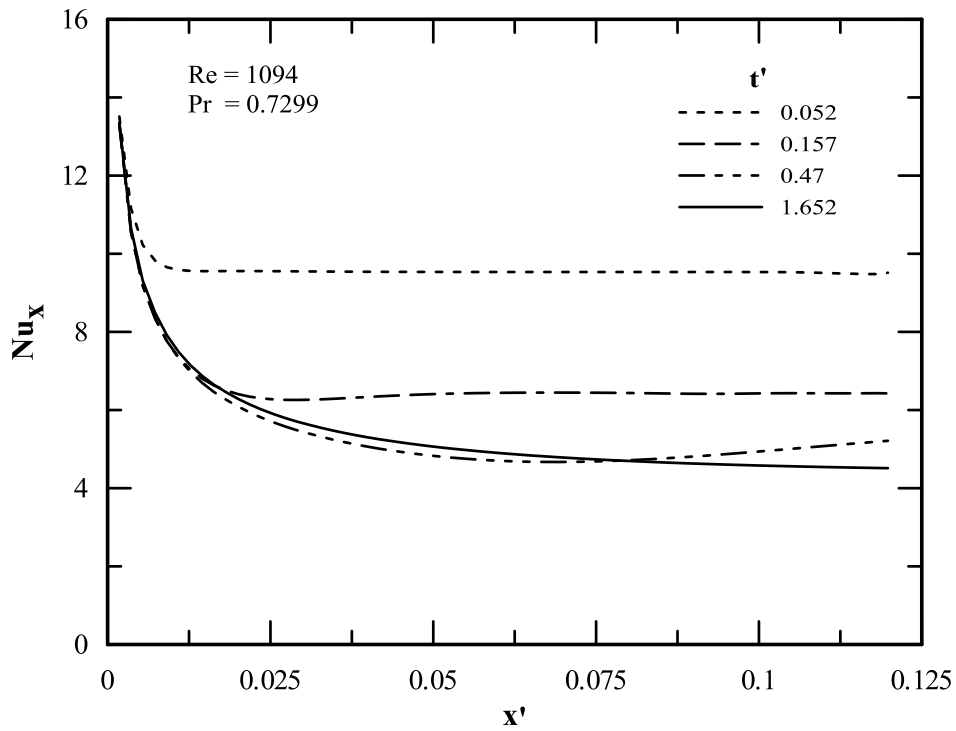
Re=1094 için 316 iterasyon sonucunda ve 189.6 s'de yakınsak çözümlere ulaşıırken Re=10000 için ise 472 iterasyon sonucunda ve 330.401 s'de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır.

Elde edilen sonuçlardan akış alanında yerel Nusselt sayıları ve boyutsuz cidar ısı akıları hesaplanmıştır. Sabit ısı akısı sınır şartında laminar ve türbülanslı boru akışları için sırasıyla Şekil 3.11 ve Şekil 3.12'de yerel Nusselt sayısının boyutsuz eksenel uzunlukla değişimi görülmektedir. Aynı yakınsaklık kriterinde sabit sıcaklık sınır şartına göre sabit ısı akısı için daha geç yakınsak çözüme ulaşılması cidar sıcaklığının bilinmemesinden

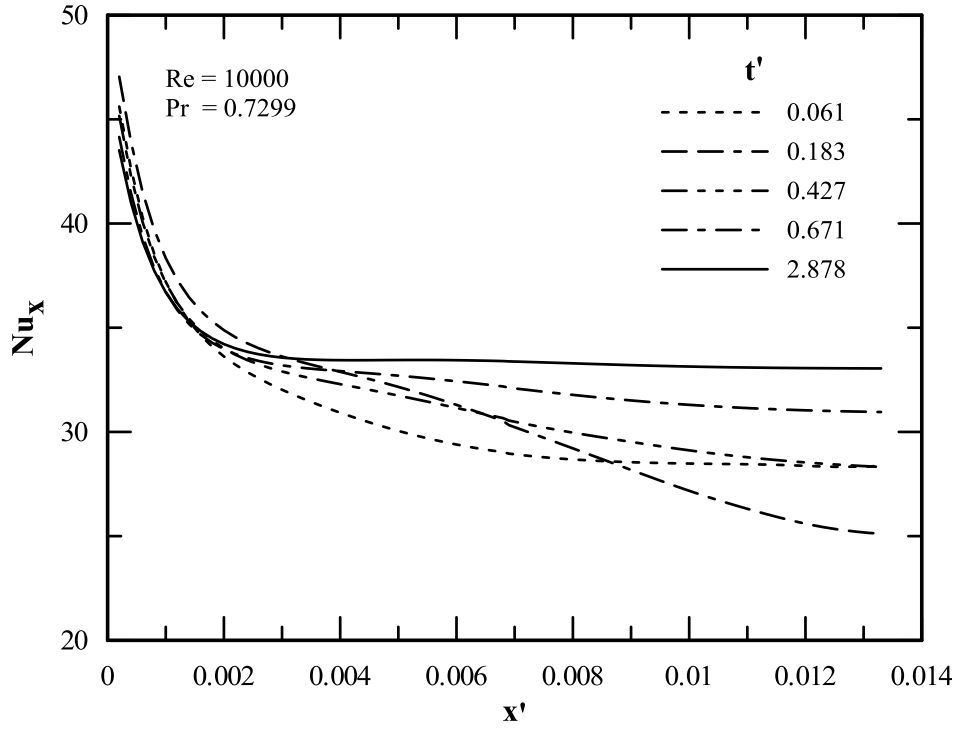
kaynaklanmaktadır. Sabit ısı akısı sınır şartında tam gelişmiş laminer boru akışı için literatürde verilen yerel Nusselt sayısı 4.36 değerine erişildiği görülmektedir. Sabit sıcaklık sınır şartında yerel Nusselt sayıları düşük değerlerden yükselerek 3.66 değerine ulaşmakta iken sabit ısı akısı sınır şartında yerel Nusselt sayıları yüksek değerlerden alçalarak 4.36 değerine ulaşmaktadır.

Sabit ısı akısı sınır şartında laminer ve türbülanslı boru akışları için sırasıyla Şekil 3.13 ve Şekil 3.14'de boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi görülmektedir.

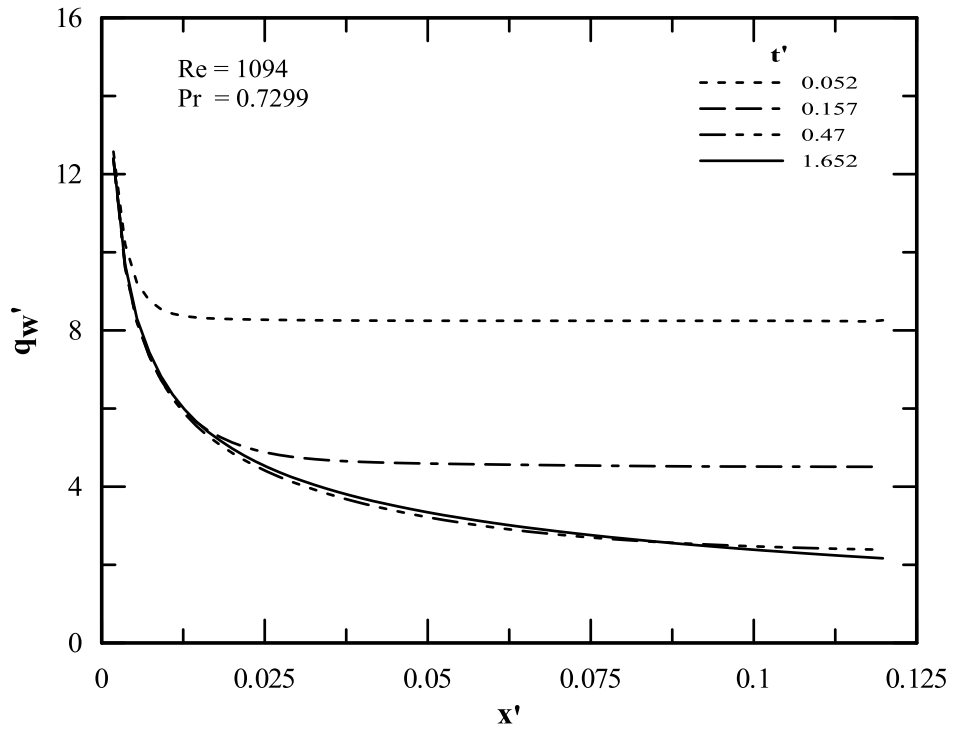
Laminer boru akışı için aynı yakınsaklık kriteri değerinde sabit sıcaklıkta 1.254, sabit ısı akısında ise 1.652 boyutsuz zaman değerinde yakınsak çözüm elde edilmiştir. Türbülanslı boru akışı içinse aynı yakınsaklık kriteri değerinde her iki sınır şartı için 2.878 boyutsuz zaman değerinde yakınsak çözümler elde edilmiştir. Buna göre laminer akışta çözüme ulaşmak için sabit ısı akısında sabit sıcaklığa göre daha fazla iterasyon yapılmaktadır. Boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi laminer akışta her iki sınır şartı için trend olarak aynı olup türbülanslı akışta da aynı durum görülmektedir.



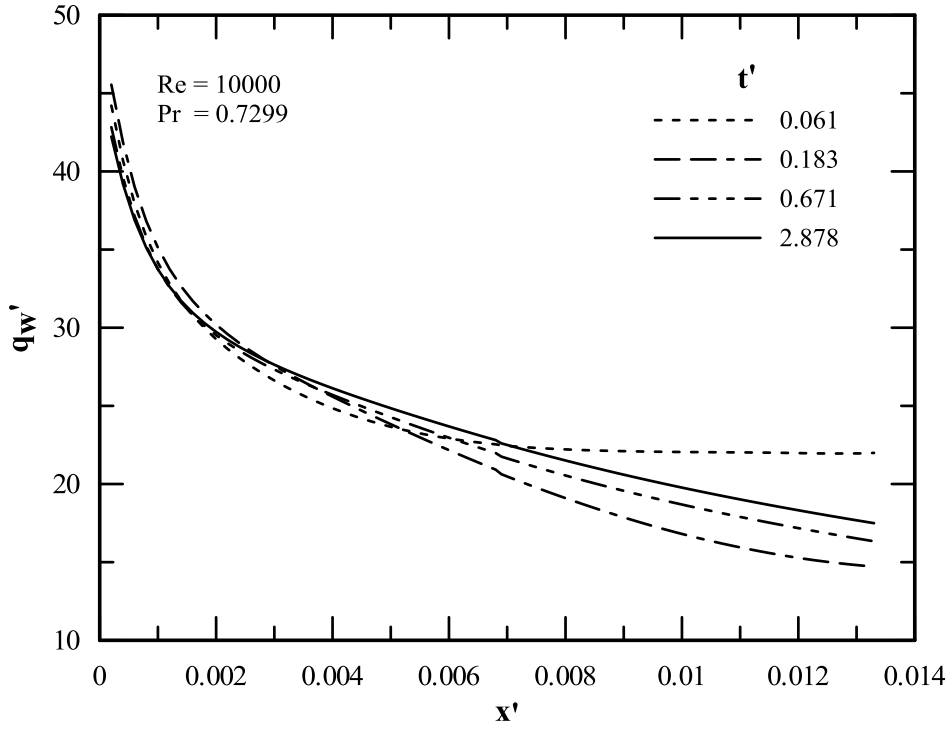
Şekil 3.11. Sabit ısı akısı sınır şartı için laminer akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



Şekil 3.12. Sabit ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



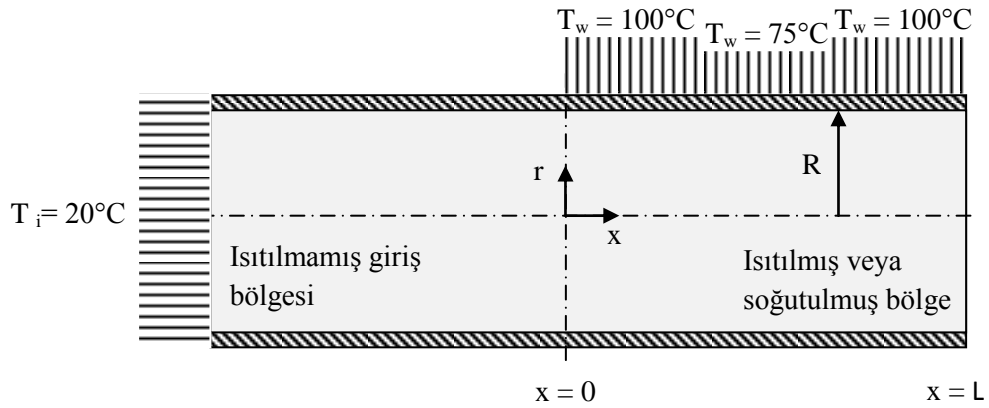
Şekil 3.13. Sabit ısı akısı sınır şartı için laminar akışta  $q'_w - x'$  değişimi



Şekil 3.14. Sabit ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $q'_w - x'$  değişimi

### 3.3. Kademeli Sıcaklık Sınır Şartı

Kademeli ya da step sıcaklık sınır şartı altındaki geçici rejim boru akışı problemi laminar ve türbülanslı akışlar için sayısal olarak incelenmiştir. Kademeli sıcaklık sınır şartı bir nevi parçalı sıcaklık sınır şartı olarak düşünülebilir. Sayısal çözümde kullanılan akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.15’de gösterilmektedir.



Şekil 3.15. Akış geometrisi ve kademeli sıcaklık sınır şartı

Boru cidarında sıcaklık değerleri kademeli olarak sırasıyla 100 °C, 75 °C ve 100 °C olarak alınmıştır. Bu değerler boru boyunca

$$r = R' \text{ de } \begin{cases} T_w = 100 \text{ °C} & 0 \text{ m} \leq x \leq 1.594 \text{ m} \\ T_w = 75 \text{ °C} & 1.667 \text{ m} \leq x \leq 3.261 \text{ m} \\ T_w = 100 \text{ °C} & 3.333 \text{ m} \leq x \leq 5 \text{ m} \end{cases}$$

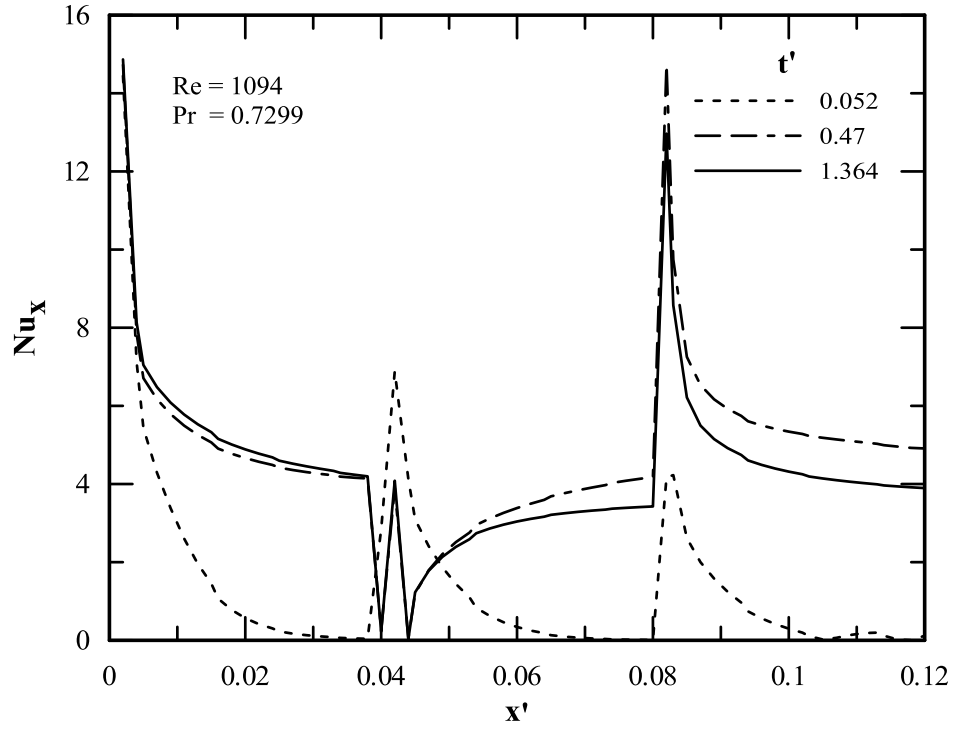
şeklinde etkimektedir.

Laminer akışta  $Re=1094$  için 261 iterasyon sonucunda ve 156.6 s'de yakınsak çözümlere ulaşılırken türbülanslı akışta  $Re=10000$  için 472 iterasyon sonucunda ve 330.401 s'de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır. Şekil 3.16 ve Şekil 3.17'de kademeli sıcaklık sınır şartında sırasıyla laminar ve türbülanslı boru akışları için yerel Nusselt sayısının boyutsuz aksenal uzunlukla değişimi görülmektedir. Şekilden yerel Nusselt sayısı değerlerinin cidardaki kademeli sıcaklık sınır şartına bağlı olarak önce ilk kademede sabit sıcaklık sınır şartındaki gibi değiştiği, ikinci kademede sıcaklığın düşmesiyle pik değer yaparak azaldığı ve tekrar arttığı görülmektedir. Bu artma ve azalma durumu ara kademede sıcaklık düşüşünün oluşturduğu sıcaklık kararsızlığından kaynaklanmaktadır. Son kademede ise yerel Nusselt sayıları ilk kademede değişim trendini göstermektedir. Şekil incelendiğinde her kademede aksenal uzunluk değerlerinin artırılması durumunda yerel Nusselt sayılarının sabit sıcaklık sınır şartında olduğu gibi 3.66 değerine ulaşacağı görülebilir.

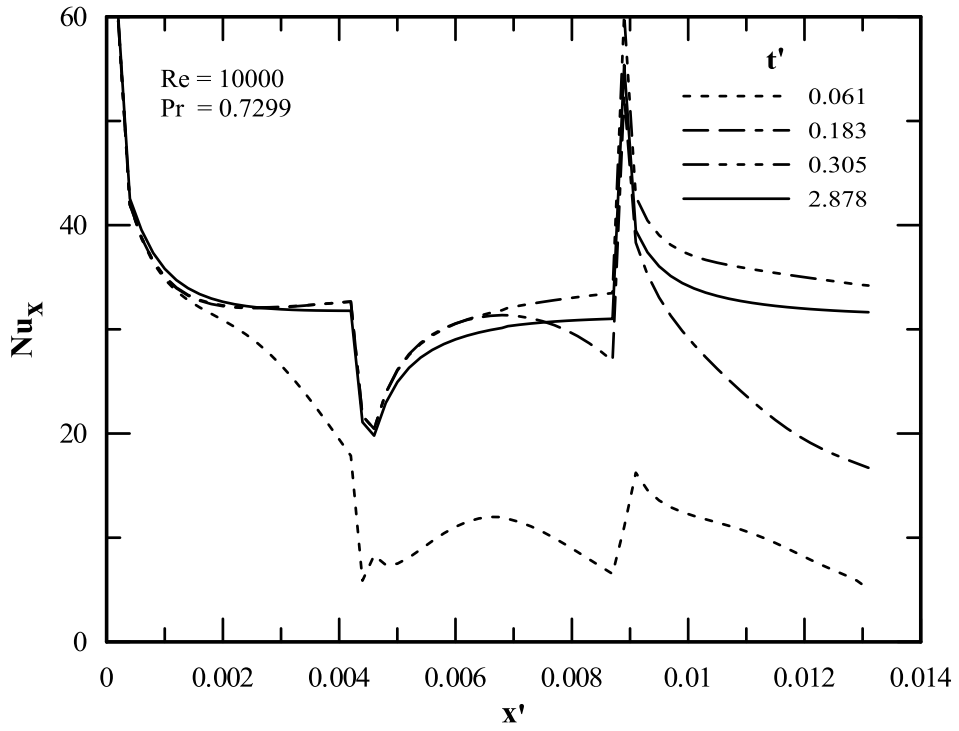
Türbülanslı akışta da laminar akışta olduğu gibi ara kademede yerel Nusselt sayılarındaki değişim ters yönde meydana gelmekte ve düşük bir değerden artma eğilimi göstermektedir. Ara kademede laminar akışta görülen sıcaklık kararsızlığı burada izlenmemiştir. Sürekli rejim durumunda sabit sıcaklık şartında türbülanslı boru akışı için yerel Nusselt sayısı 31 iken burada 31.6 değerine ulaşılmıştır. Kademe uzunluğu artırılmış olsaydı bu değere ulaşılabilirdi şekilden anlaşılmaktadır.

Kademeli sıcaklık sınır şartı etkisiyle boyutsuz cidar ısı akısının boru boyunca değişimi laminar ve türbülanslı akışlar için Şekil 3.18 ve Şekil 3.19'da verilmektedir. Her iki şekildeki boyutsuz ısı akısı sonuçlarından parçalı kademe sıcaklık etkisi açıkça görülmektedir. İlerleyen zaman adımlarıyla boru boyunca ısı akısı değişimlerinin laminar ve türbülanslı akışlarda aynı karakteri gösterdiği izlenmektedir. Sabit sıcaklık sınır şartında türbülanslı akışta cidar ısı akısının hızlı düşüş eğilimi burada da görülmüştür.

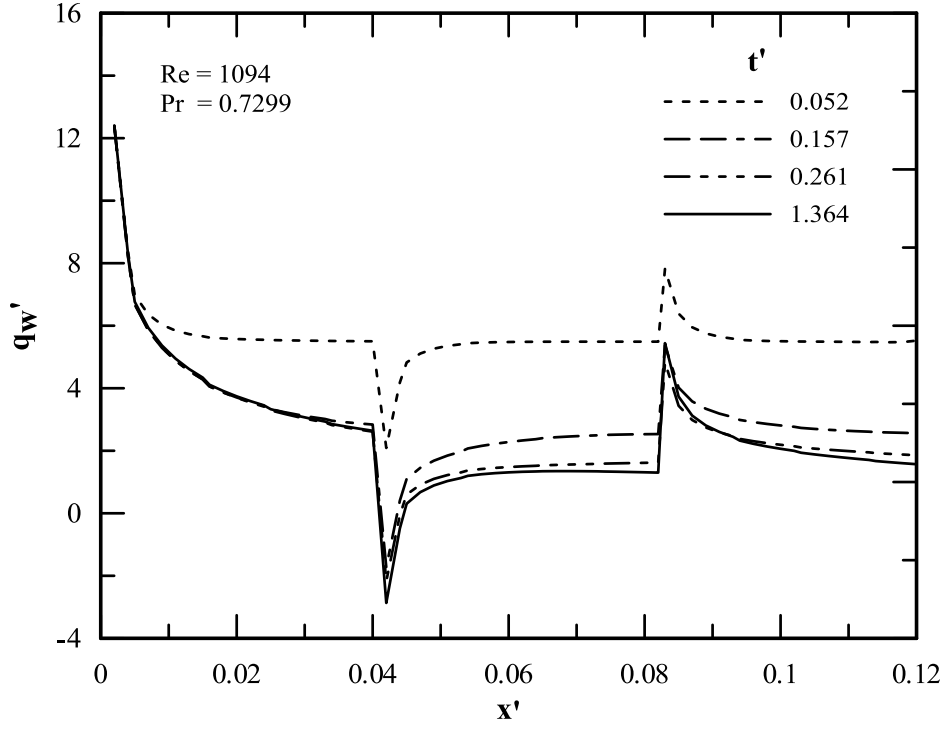




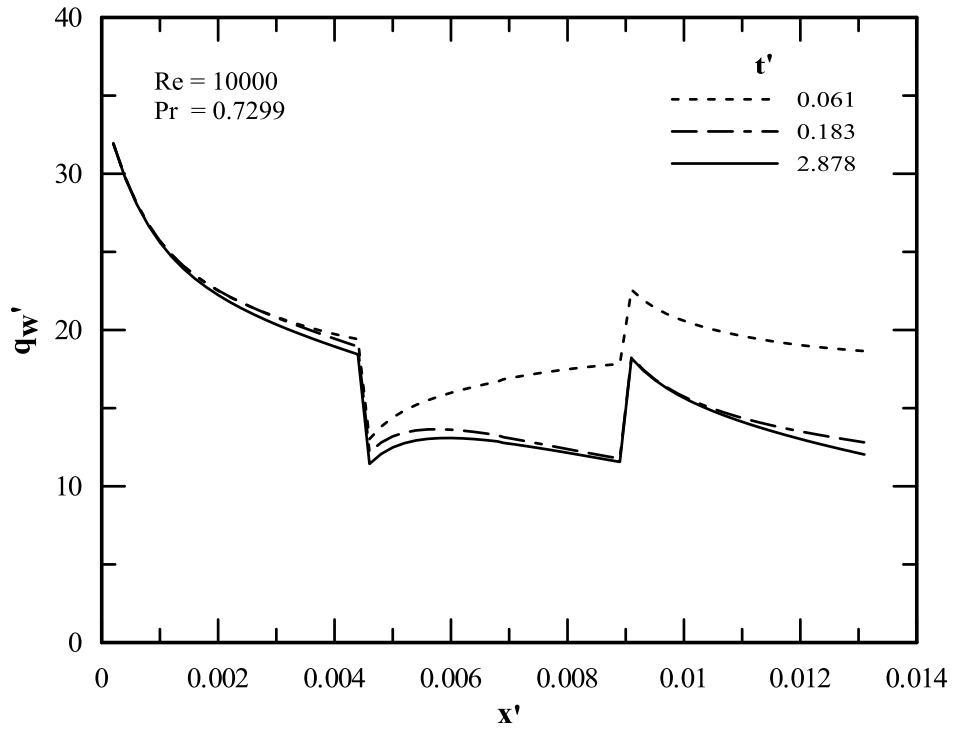
Şekil 3.16. Kademeli sıcaklık sınır şartı için laminar akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



Şekil 3.17. Kademeli sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



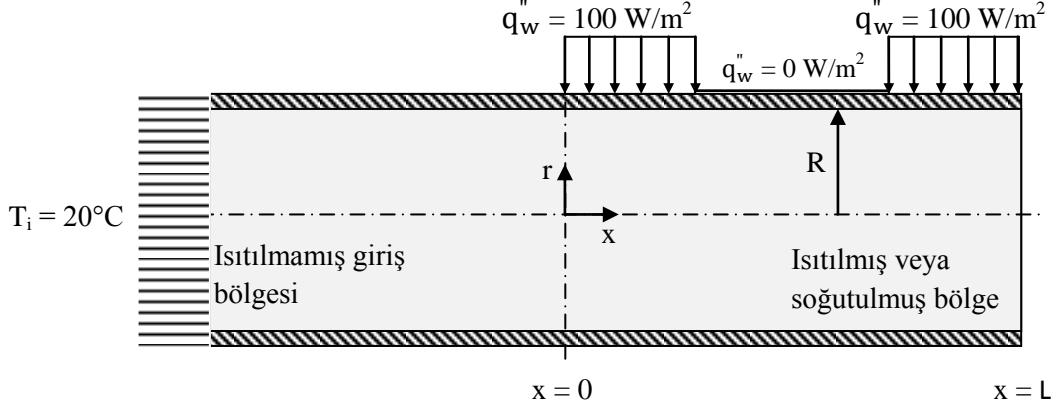
Şekil 3.18. Kademeli sıcaklık sınır şartı için laminar akışta  $q'_w - x'$  değişimi



Şekil 3.19. Kademeli sıcaklık sınır şartı için türbülanslı akışta  $q'_w - x'$  değişimi

### 3.4. Kademeli Isı Akısı Sınır Şartı

Kademeli ısı akısı sınır şartı altındaki geçici rejim boru akışı problemi laminar ve türbülanslı akışlar için sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal çözümde kullanılan akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.20’de gösterilmektedir.



Şekil 3.20. Akış geometrisi ve kademeli ısı akısı sınır şartı

Verilen sınır şartları Bölüm 3’de laminar akış için kullanılan sınır şartları olup sadece boru cidarında ısı akısı kademe şeklinde sırasıyla  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $0 \text{ W/m}^2$  ve  $100 \text{ W/m}^2$  olarak alınmıştır.

$$r = R \text{ de } \begin{cases} q_w'' = 100 \text{ W/m}^2 & 0 \text{ m} \leq x \leq 1.594 \text{ m} \\ q_w'' = 0 \text{ W/m}^2 & 1.667 \text{ m} \leq x \leq 3.261 \text{ m} \\ q_w'' = 100 \text{ W/m}^2 & 3.333 \text{ m} \leq x \leq 5 \text{ m} \end{cases}$$

Laminar akışta  $Re=1094$  için 308 iterasyon sonucunda ve 184.8 s’de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır. Türbülanslı akışta ise  $Re=10000$  için 472 iterasyon sonucunda ve 330.401 s’de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır.

Laminar ve türbülanslı boru akışları için sırasıyla Şekil 3.21 a, b ve Şekil 3.22’de kademeli ısı akısı sınır şartında yerel Nusselt sayısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi görülmektedir. Şekil 3.21’de laminar boru akışı için yerel Nusselt sayısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi iki farklı grafikte gösterilmiştir. Çünkü başlangıç zaman adımlarında çok büyük pik değerlere ulaşılmakta bu nedenle ilerleyen zaman

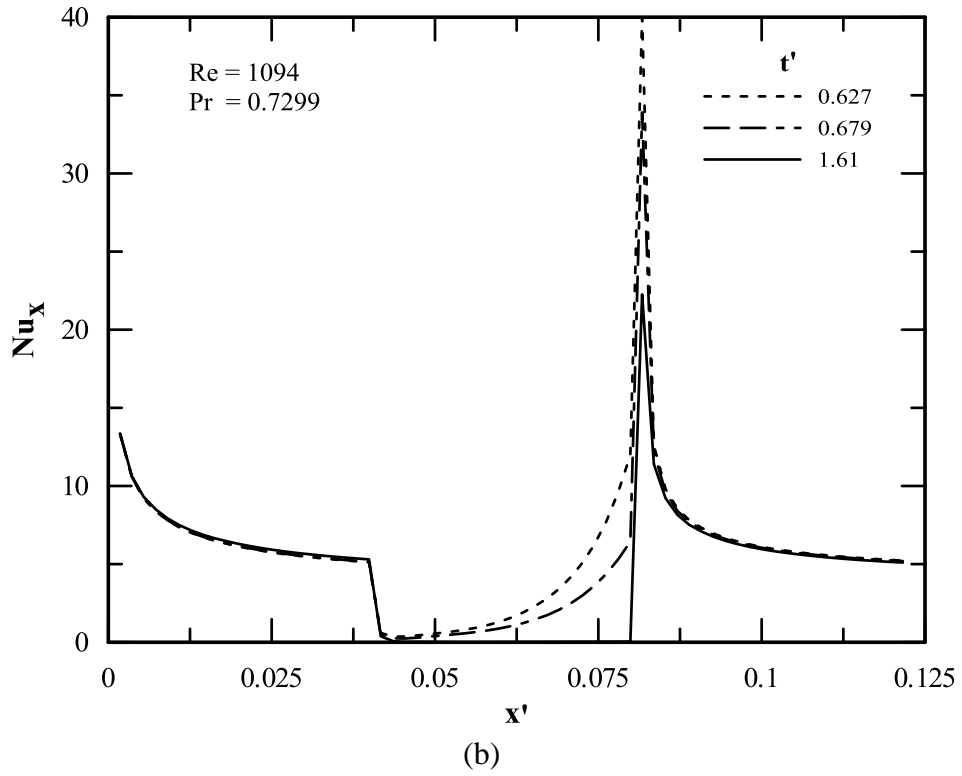
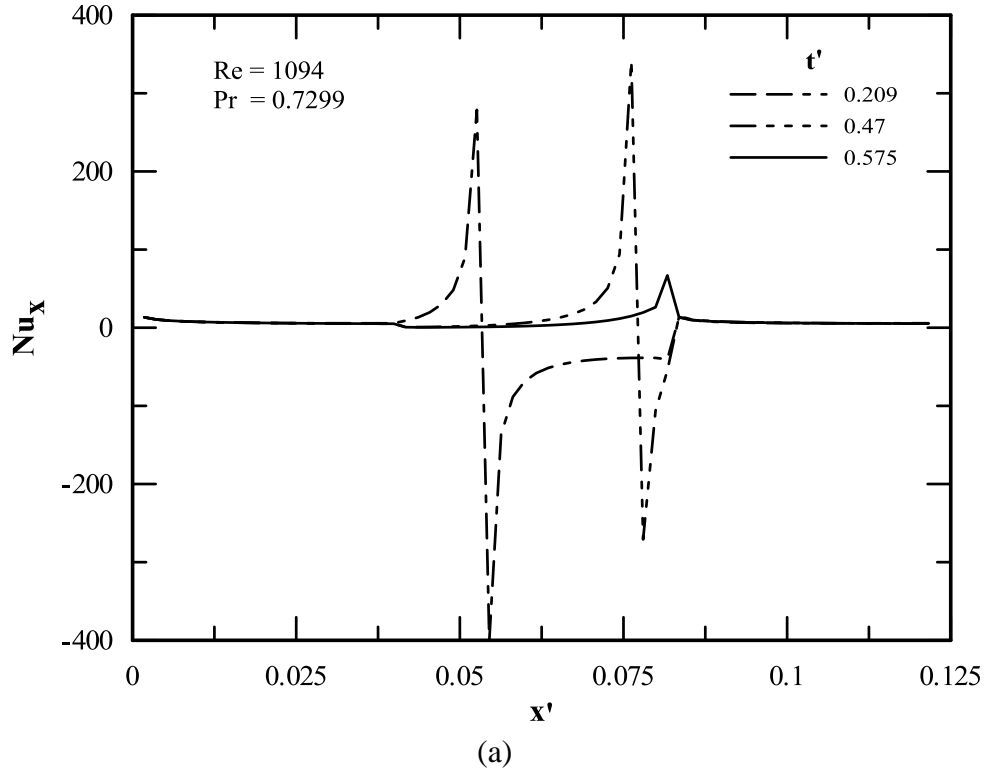
adımlarındaki değişimler tek grafikte izlenememektedir. Pik noktalarının yerleri boyutsuz zaman arttıkça boru boyunca ilerlemekte ve boyutsuz eksenel uzunluğun 0.0817 değerinde sabit kalmaktadır. Kademeli ısı akısı sınır şartı bir nevi parçalı sabit ısı akısı sınır şartı olarak dūşünülebilir. Kademelerde yerel Nusselt sayıları sabit ısı akısı sınır şartında olduğu gibi benzer değişim göstermektedir. Őekil incelendiğinde her kademedeki eksenel uzunluk değerlerinin artırılması durumunda yerel Nusselt sayılarının sabit ısı akısı sınır şartında olduğu gibi 4.36 değerine ulaşacağı görülebilir.

Şekil 3.22’de görüldüğü gibi yerel Nusselt sayıları boyutsuz eksenel uzunluğun 0.0089 değerinde pik yapmaktadır. Laminer boru akışında pik noktalarının yerleri zamanla değişmekte iken türbölanslı akışta ise bu noktaların yeri sabit kalmıştır. Sabit ısı akısı sınır şartı sonuçları ile kademeli ısı akısı sınır şartı sonuçları birlikte değerlendirildiğinde ise sürekli rejim durumuna ulaşıldığı durumdaki yerel Nusselt sayısı değerine yaklaşıldığı gözlenmiştir. Sürekli rejimde sabit ısı akısı sınır şartında 33 olan yerel Nusselt sayısı değeri burada 33.69 olarak elde edilmiştir.

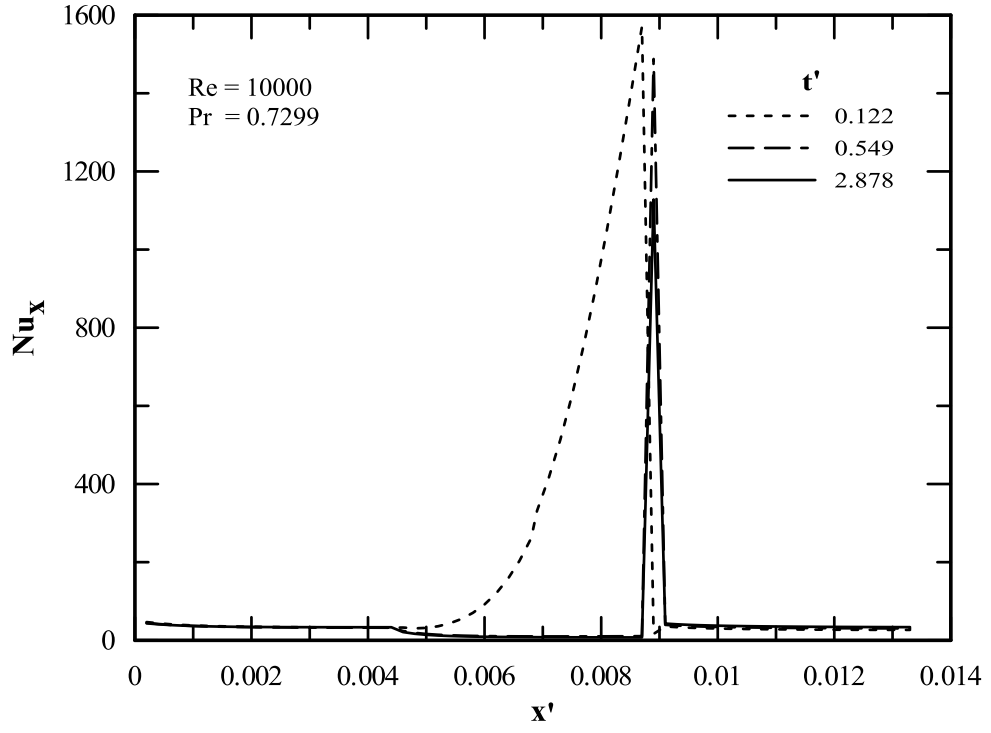
Kademeli ısı akısı sınır şartında boru boyunun ortasında ısı yalıtımı şartı verildiğinden Şekil 3.23’den de görüldüğü gibi boyutsuz cidar ısı akısı değeri sıfır olmaktadır.

Şekil 3.24’de verilen kademeli ısı akısı sınır şartında türbölanslı boru akışı için boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz eksenel koordinatla değişimi ısı akısı değerindeki  $100 \text{ W/m}^2$  sabit ısı akısı sınır şartında Şekil 3.14’de görülen değişime trend olarak uyum göstermektedir.

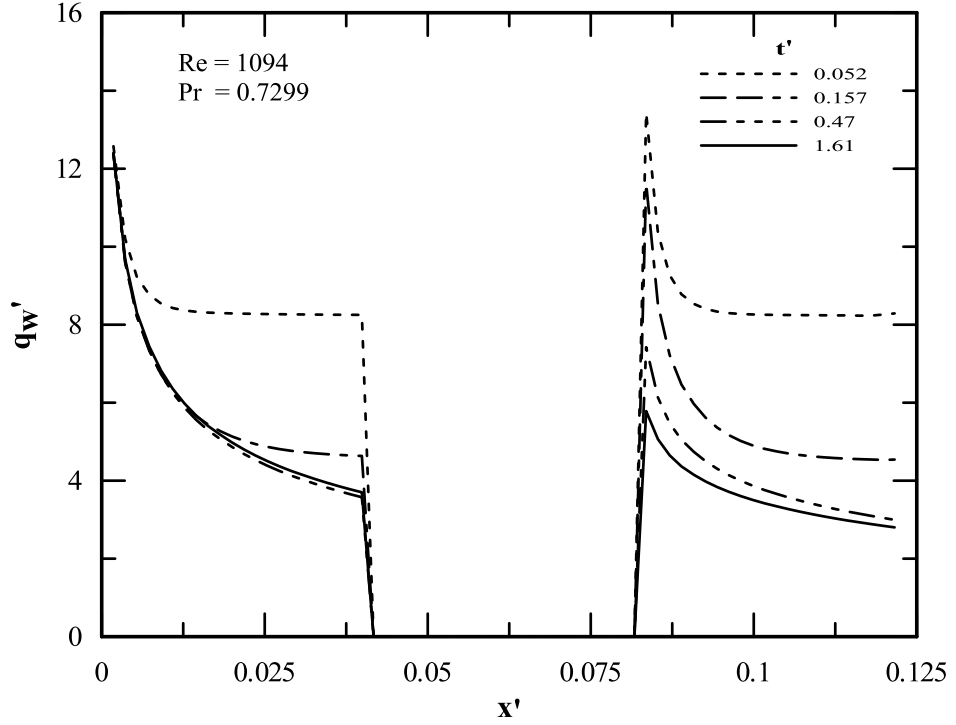
Kademeli ısı akısı sınır şartında laminer boru akışı için 1.61, türbölanslı boru akışında ise 2.878 boyutsuz zaman değerinde yakınsak çözümlere ulaşılmıştır. Kademeli sabit sıcaklık sınır şartında laminer boru akışı için 1.364, türbölanslı boru akışında ise 2.878 boyutsuz zaman değerinde yakınsak çözümler elde edilmiştir. Daha önce yapılan sabit sıcaklık ve sabit ısı akısı için karşılaştırmada bahsedildiği gibi burda da laminer akış için ısı akısı sınır şartında daha fazla zamanda nihai sonuçlara erişilmiştir.



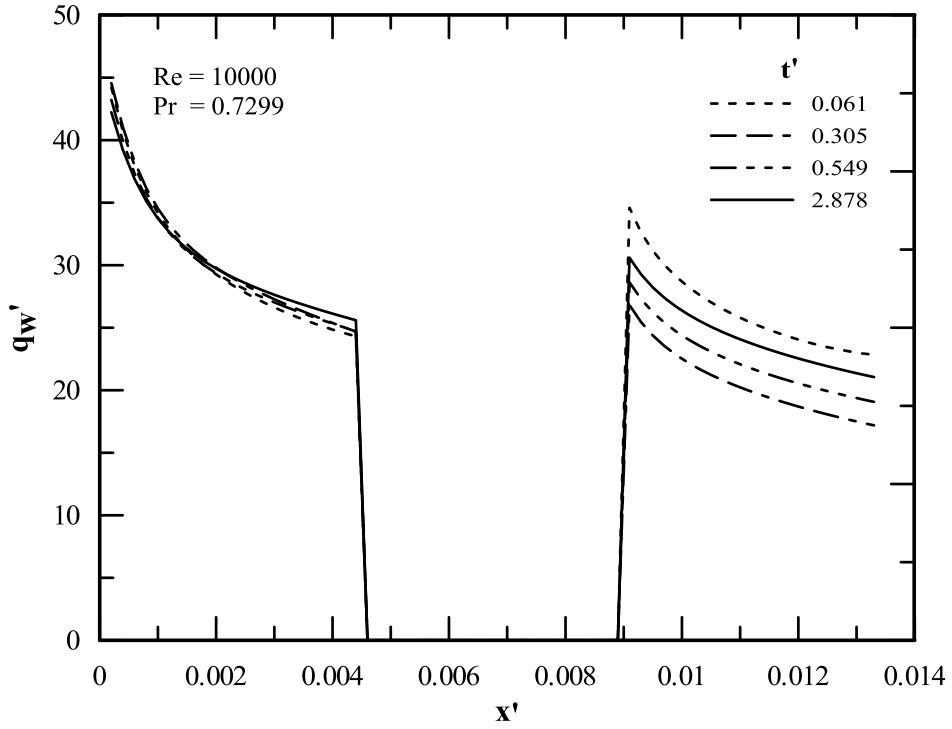
Şekil 3.21. Kademeli ısı akısı sınır şartı için laminer akışta  $Nu_x - x'$  değişimi  
 (a) küçük boyutsuz zaman (b) büyük boyutsuz zaman değerleri için



Şekil 3.22. Kademeli ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



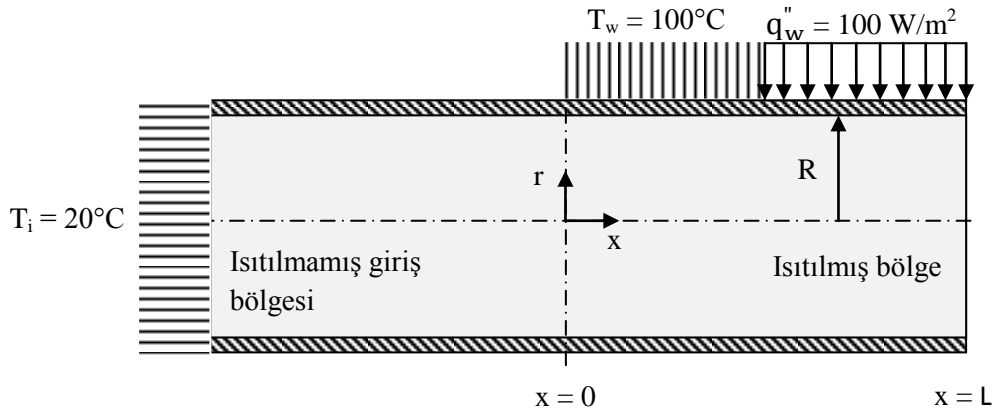
Şekil 3.23. Kademeli ısı akısı sınır şartı için laminar akışta  $q'_w - x'$  değişimi



Şekil 3.24. Kademeli ısı akısı için türbülanslı akışta  $q'_w - x'$  değişimi

### 3.5. Birleşik Sabit Sıcaklık ve Isı Akısı Sınır Şartı

Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartında laminar ve türbülanslı boru akışları problemlerinin zaman bağımlı çözümleri yapılarak, boyutsuz zamana göre yerel Nusselt sayısının ve boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi incelenmiştir. Şekil 4.25'de akış geometrisi ve sınır şartları verilmektedir.



Şekil 3.25. Akış geometrisi ve birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı

Şekilde gösterildiği gibi boru cidarında sınır şartı sırasıyla sıcaklık  $100^{\circ}\text{C}$  ve ısı akısı  $100 \text{ W/m}^2$

$$r = R \text{ 'de } \begin{cases} T_w = 100^{\circ}\text{C} & 0 \text{ m} \leq x \leq 2.464 \text{ m} \\ q_w'' = 100 \text{ W/m}^2 & 2.536 \text{ m} \leq x \leq 5 \text{ m} \end{cases}$$

olarak alınmıştır.

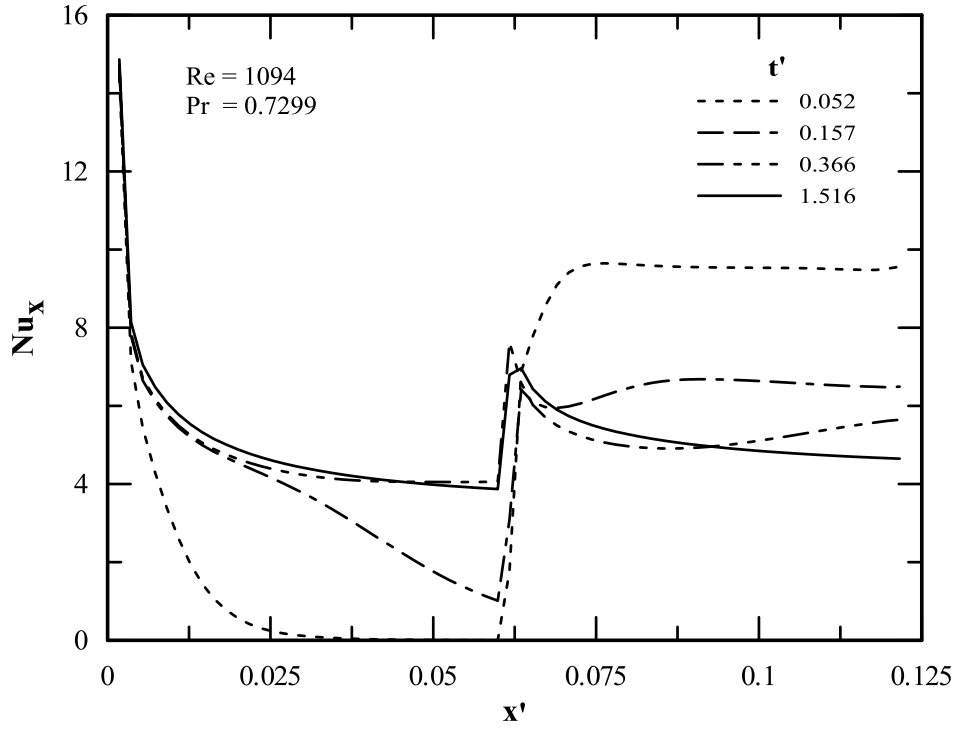
Laminer akışta  $Re=1094$  için 290 iterasyon sonucunda ve 174 s'de yakınsak çözümlere ulaşılırken türbülanslı akışta  $Re=10000$  için 472 iterasyon sonucunda ve 330.401 s'de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır.

Laminer ve türbülanslı boru akışları için sırasıyla Şekil 3.26 ve Şekil 3.27'de birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartında yerel Nusselt sayısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi görülmektedir. Daha önce ayrı ayrı incelenen sabit sıcaklık ve sabit ısı akısı sınır şartlarının yerel Nusselt sayısına etkileri bu sınır şartı için de aynen görülmektedir. Aynı şekilde sabit ısı akısının olduğu diğer kademedede ise Bölüm 3.2'de incelenen sabit ısı akısı sınır şartındaki değişimle trend olarak uyumludur. Sürekli rejim durumunda sabit sıcaklık sınır şartı olan kademe için literatürde verilen 3.66 olan yerel Nusselt sayısı değeri burada 3.87 olarak, sabit ısı akısı olan kademedede ise 4.36 olan değer 4.65 olarak elde edilmiştir. Şekil incelendiğinde her kademedeki aksel uzunluk değerlerinin artırılması durumunda yerel Nusselt sayılarının literatürde verilen değerlere ulaşılacağı görülebilir.

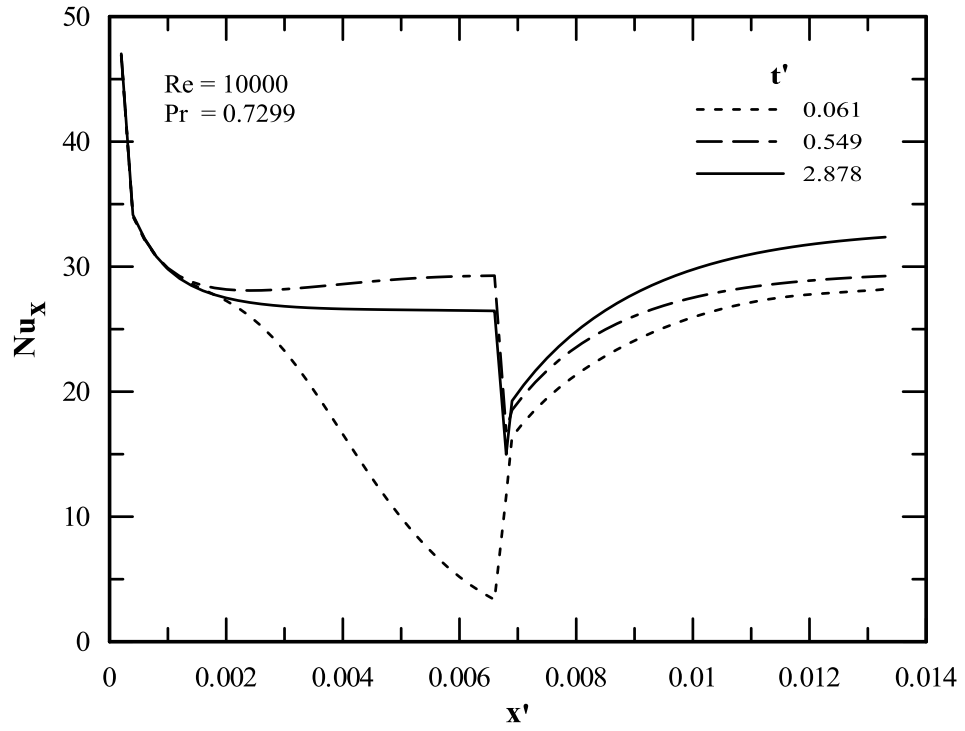
Şekil 3.27'de görüldüğü gibi türbülanslı boru akışında laminer akışta da bahsedildiği gibi ayrı ayrı sınır şartlarının etkileri birleşik sınır şartında da gözükmemektedir. Sürekli rejim durumunda sabit sıcaklık sınır şartı olan kademe için literatürde verilen 31 olan yerel Nusselt sayısı değeri burada 26.4 olarak, sabit ısı akısı olan kademedede ise 33 olan değer 32.3 olarak elde edilmiştir.

Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı etkisiyle boyutsuz cidar ısı akısının boru boyunca değişimi laminer ve türbülanslı akışlar için Şekil 3.28 ve Şekil 3.29'da verilmektedir. Her iki şekilden de görüldüğü gibi boyutsuz cidar ısı akısının yerel Nusselt sayısında olduğu gibi ayrı ayrı incelenen sabit sıcaklık ve sabit ısı akısı sınır şartlarıyla trend olarak uyumludur.

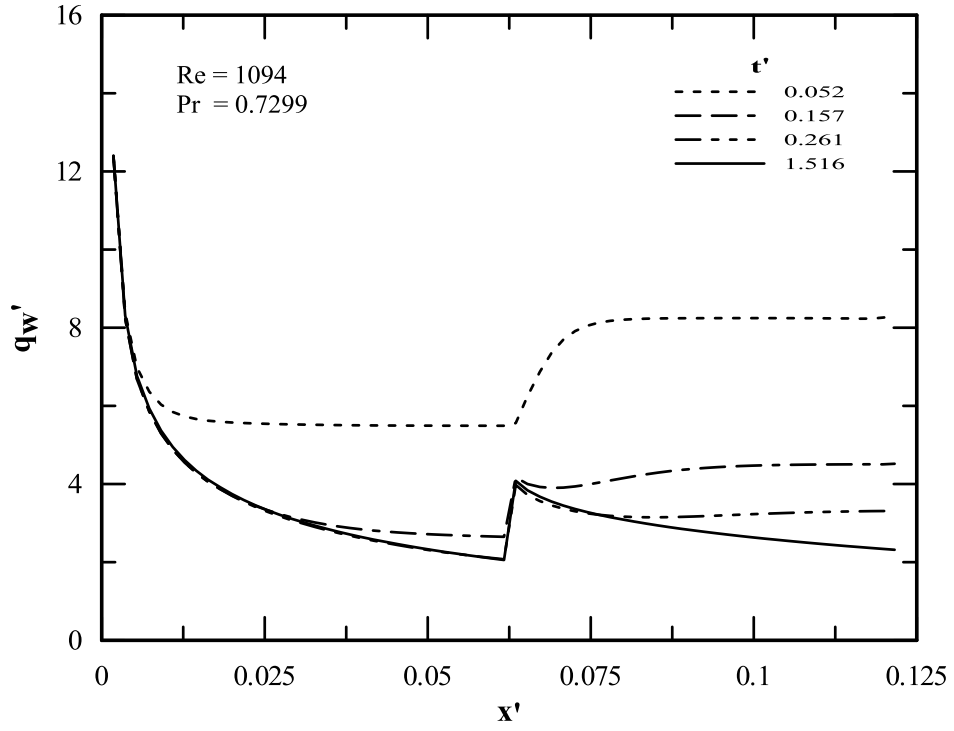




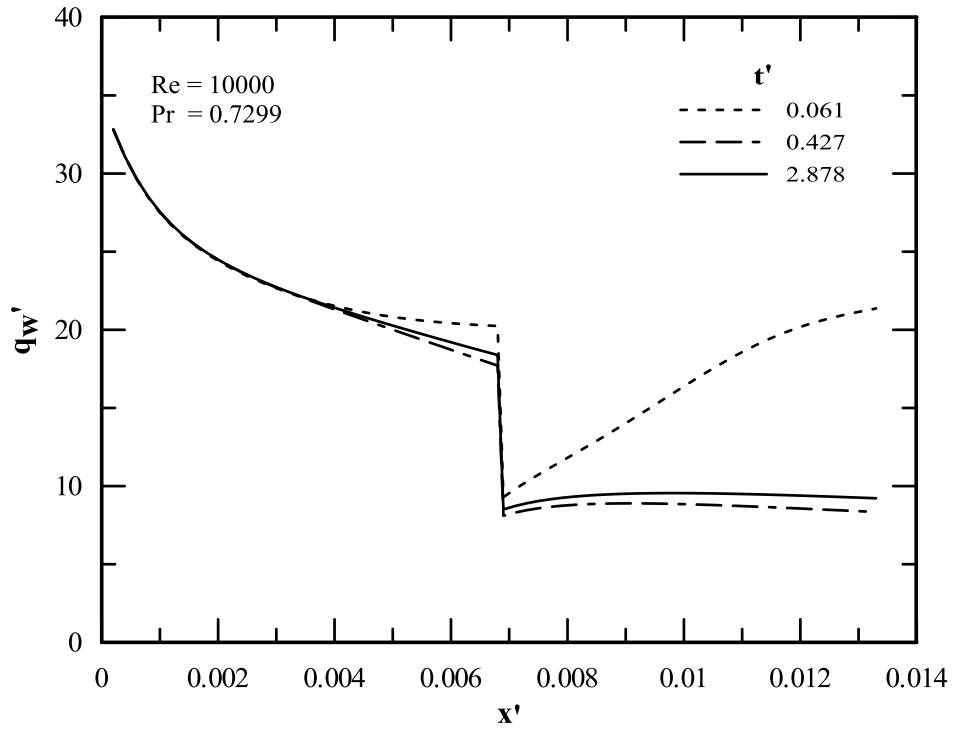
Şekil 3.26. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için laminar akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



Şekil 3.27. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



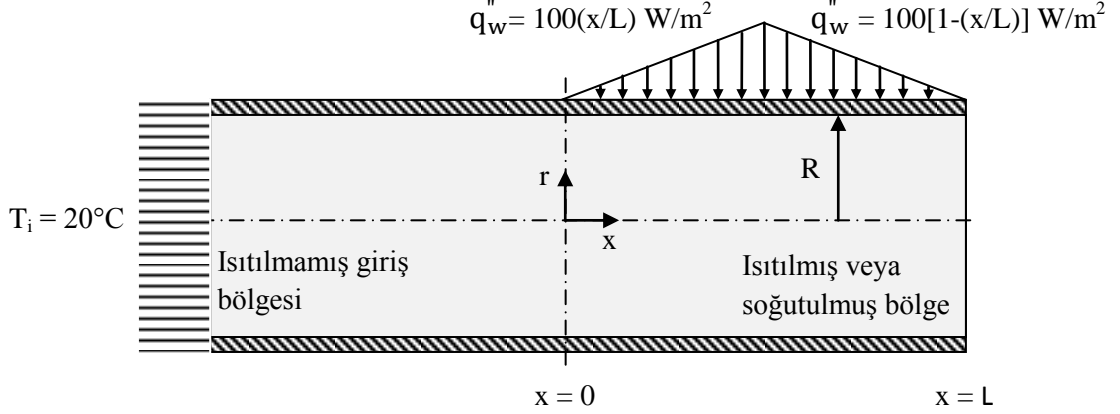
Şekil 3.28. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için laminar akışta  $q_w' - x'$  değişimi



Şekil 3.29. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $q_w' - x'$  değişimi

### 3.6. Üçgen Isı Akısı Sınır Şartı

Bu bölümde geçici rejimde laminer ve türbülanslı boru akışı için cidar ısı akısı sınır şartı artan ve azalan lineer fonksiyon şeklinde verilerek akış problemi incelenmiştir. Akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.30'da görülmektedir.



Şekil 3.30. Akış geometrisi ve üçgen ısı akısı sınır şartı

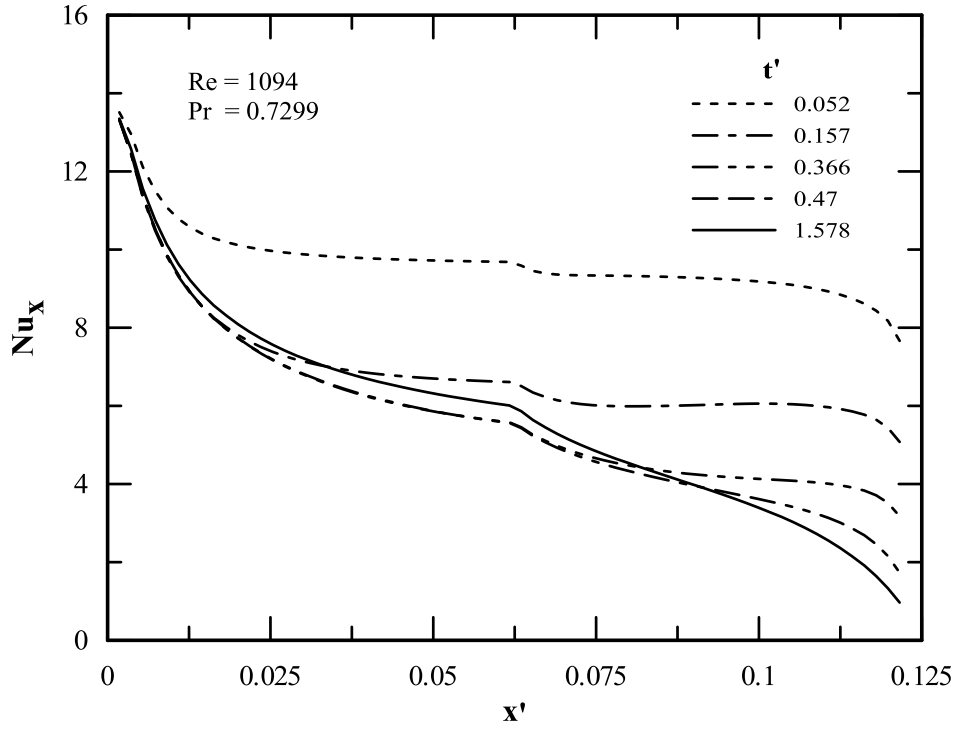
Boru cidarında üçgen ısı akısı değerleri;

$$r = R \text{ de } \begin{cases} q_w'' = 100(x/L) \text{ W/m}^2 & 0 \text{ m} \leq x \leq 2.464 \text{ m} \\ q_w'' = 100(1-x/L) \text{ W/m}^2 & 2.536 \text{ m} \leq x \leq 5 \text{ m} \end{cases}$$

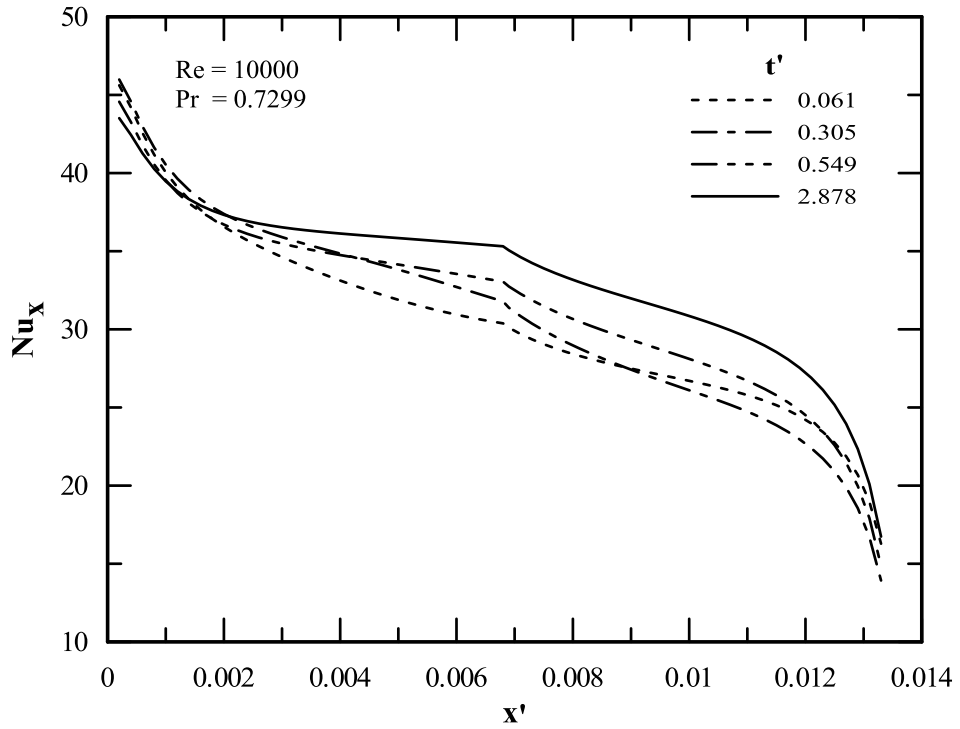
olarak alınmıştır. Laminer akışta  $Re=1094$  için 302 iterasyon sonucunda ve  $181.2 \text{ s}$ 'de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır. Türbülanslı akışta ise  $Re=10000$  için 472 iterasyon sonucunda ve  $330.401 \text{ s}$ 'de yakınsak çözümler elde edilmiştir.

Laminer ve türbülanslı boru akışları için üçgen ısı akısı sınır şartı altında yerel Nusselt sayılarının boyutsuz aksenal uzunlukla değişimi sırasıyla Şekil 3.31 ve Şekil 3.32'de verilmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi her zaman adımında ısı akısının minimum olduğu boru çıkış bölgesinde yerel Nusselt sayılarında düşüşler meydana gelmektedir. Bu düşüşler türbülanslı akışta daha belirgindir. Her iki şekilde görüldüğü gibi ısı akısının maksimum olduğu yerde yerel Nusselt sayılarında bir artış olmaktadır.

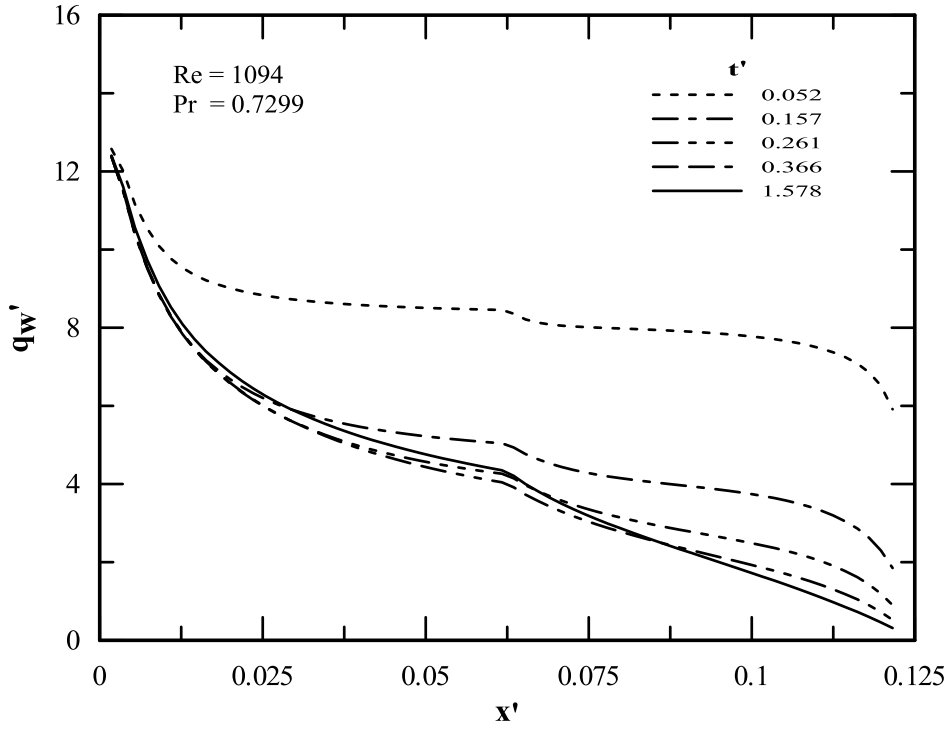
Üçgen ısı akısı sınır şartı etkisiyle boyutsuz cidar ısı akısının boru boyunca değişimi laminer ve türbülanslı akışlar için sırasıyla Şekil 3.33 ve Şekil 3.34'de verilmektedir. Her iki akış tipinde zamana göre cidar ısı akısı aynı azalma trendini göstermektedir.



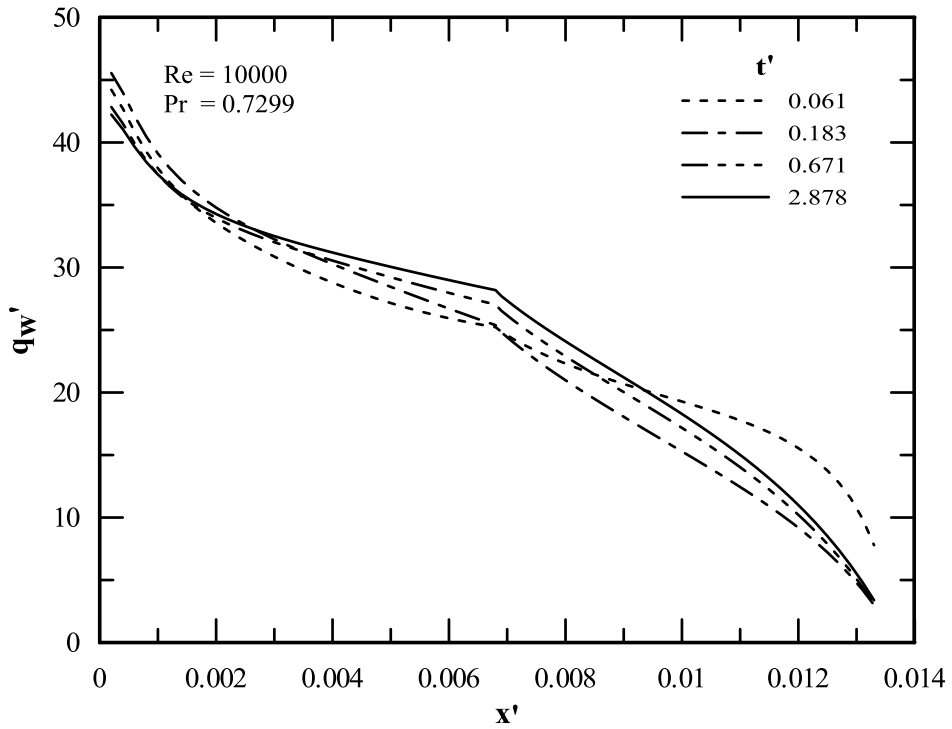
Şekil 3.31. Üçgen ısı akısı sınır şartı için laminar akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



Şekil 3.32. Üçgen ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



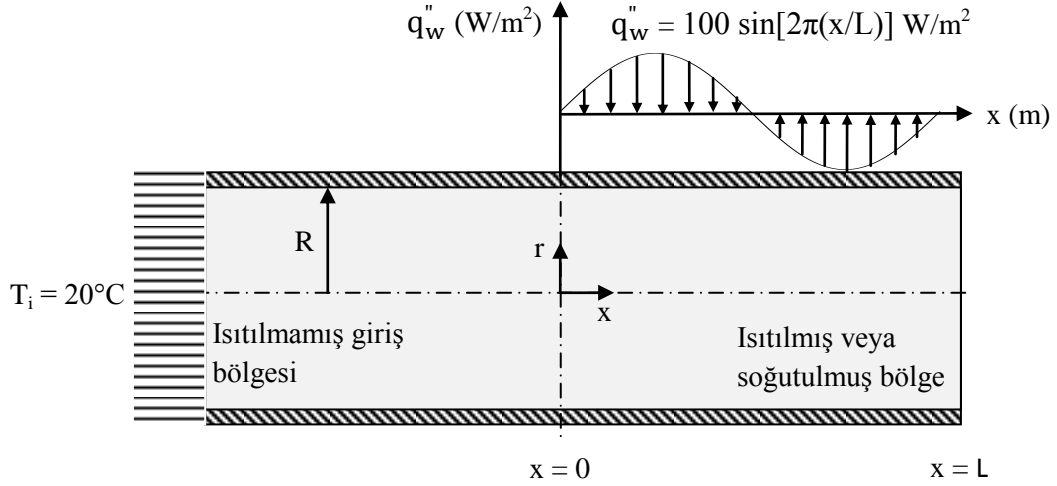
Şekil 3.33. Üçgen ısı akısı sınır şartı için laminar akışta  $q'_w - x'$  değişimi



Şekil 3.34. Üçgen ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $q'_w - x'$  değişimi

### 3.7. Sinüzoidal Isı Akısı Sınır Şartı

Geçici rejimde cidar ısı akısının sinüzoidal fonksiyon şeklinde değiştiği koşulda laminer ve türbülanslı boru akışlarının sayısal çözümü yapılmıştır. Isı akısının sinüzoidal değişiminin yerel Nusselt sayısına ve boyutsuz cidar ısı akısına etkisi araştırılmıştır. Akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.35’de verilmektedir.



Şekil 3.35. Akış geometrisi ve sinüzoidal ısı akısı sınır şartı

Boru cidarında sinüzoidal ısı akısı

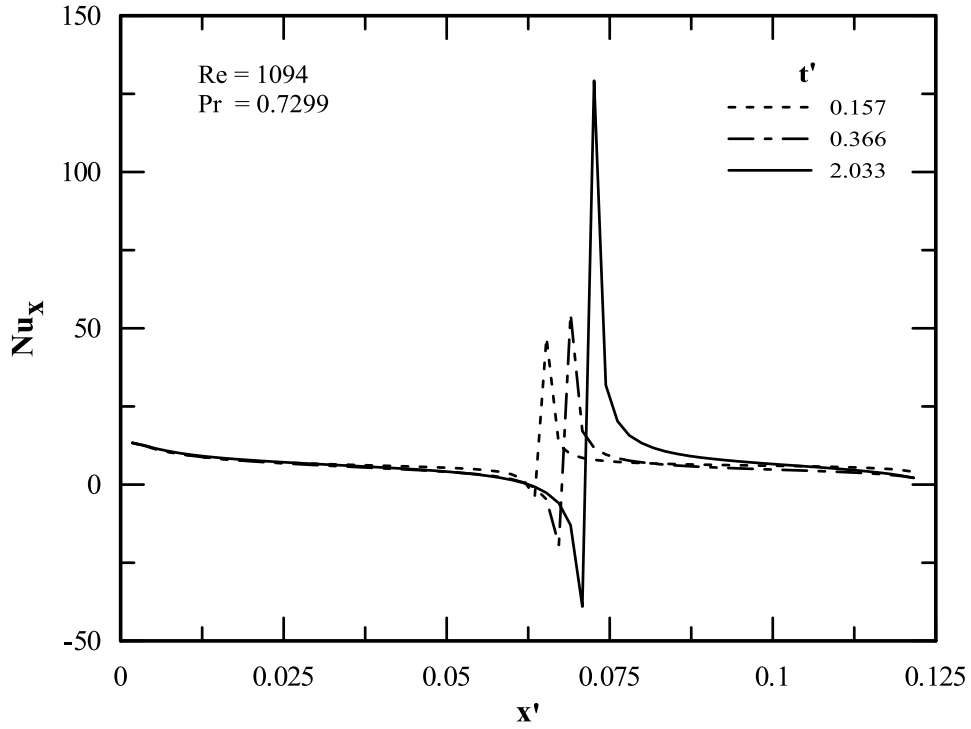
$$r = R \text{ de } q_w'' = 100 \sin[2\pi(x/L)] \text{ W/m}^2$$

şeklinde verilmiştir. Laminer akışta Reynolds sayısının 1094 değeri için 389 iterasyon yapılmış ve 233.401 s’de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır. Türbülanslı akışta ise Reynolds sayısının 10000 değeri için 472 iterasyon yapılmış ve 330.401 s’de yakınsak çözümlere ulaşılmıştır.

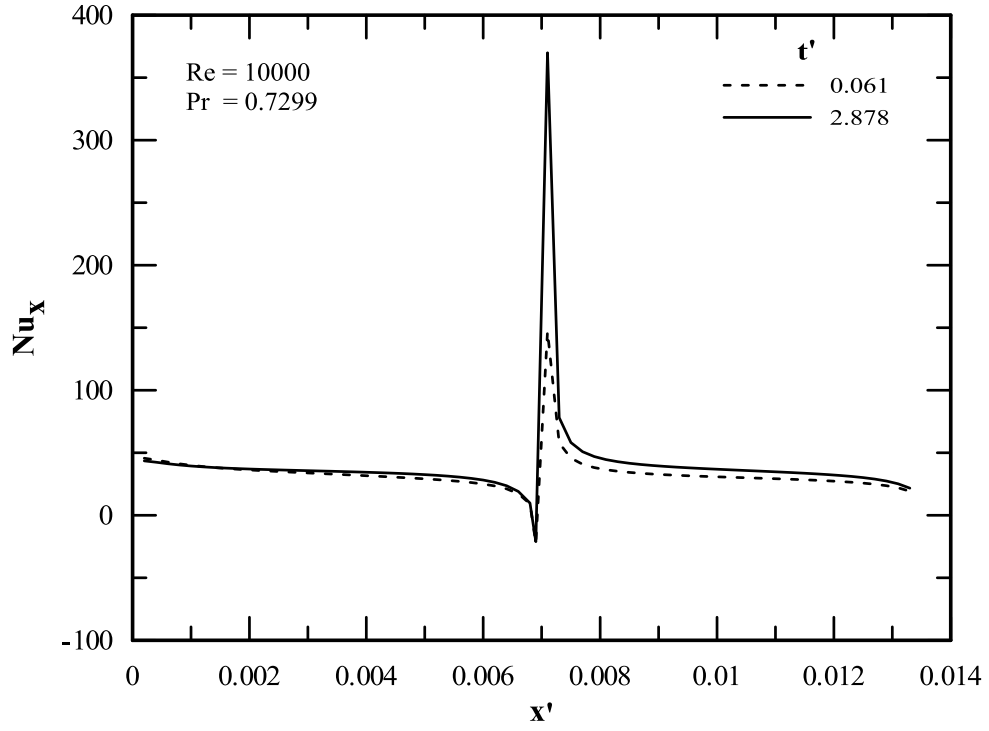
Laminer ve türbülanslı sinüzoidal ısı akısı koşuluna maruz boru akışları için geçici rejimde yerel Nusselt sayılarının boyutsuz aksel uzunluk ile değişimi sırasıyla Şekil 3.36 ve Şekil 3.37’de verilmiştir. Isı akısının sinüs fonksiyonu şeklinde olmasından dolayı boru ortasında ısı akısı değeri sıfır olmakta ve kademeli ısı akısı sınır şartında incelendiği gibi bu noktada pikler oluşmaktadır. Yani ısıl şoklar meydana gelmektedir. Laminer akışta pik noktalarının yerleri zamanla boru boyunca kaymakta ve boyutsuz aksel uzunluğunun 0.072

değerinde sabit kalmaktadır. Türbülanslı boru akışında ise pik görülen boyutsuz aksel uzunluk değeri yaklaşık 0.007 olup laminer akıştaki gibi zamanla değişmemektedir. Pik değerler her iki akış tipinde zamanla artış göstermektedir.

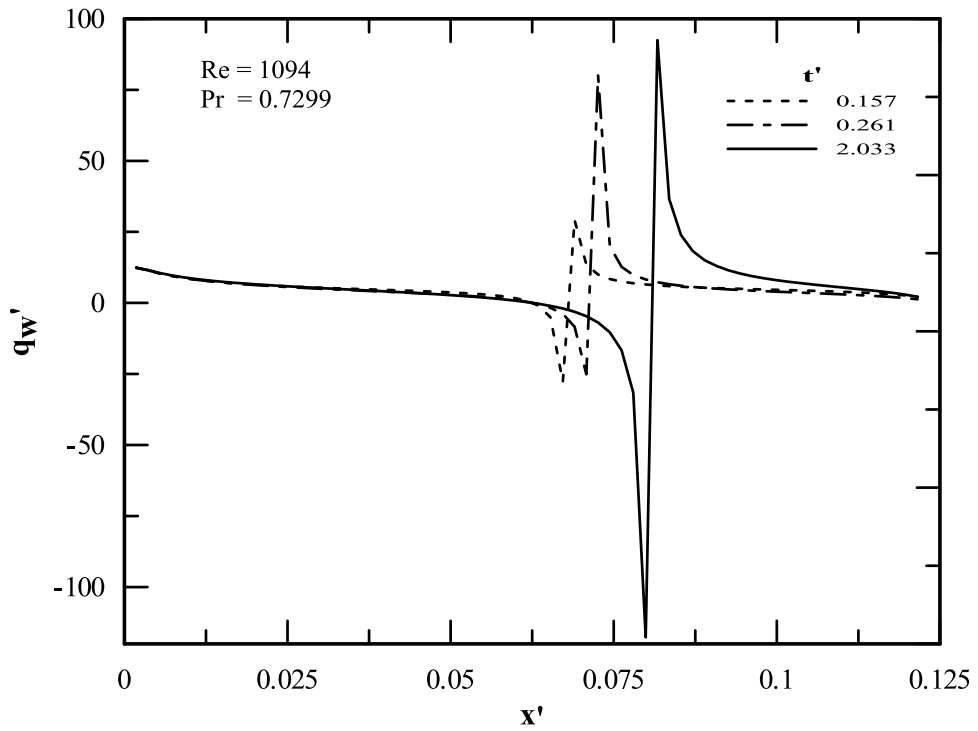
Sinüzoidal ısı akısı sınır şartında laminer ve türbülanslı boru akışları için boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz aksel uzunluk ile değişimi sırasıyla Şekil 3.38 ve Şekil 3.39'da görülmektedir. Boyutsuz cidar ısı akısında da ısıl şoklar görülmektedir. Laminer akışta ısı akısı pik noktalarının yerleri, zamanla boru boyunca ilerlemekte ve boyutsuz aksel uzunluğunun 0.08 değerinde sabit kalmakta; türbülanslı akışta ise boyutsuz aksel uzunluğunun yaklaşık 0.0078 değerinde olmakta ve zamanla laminerdeki kadar değişmemektedir.



Şekil 3.36. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için laminer akışta  $Nu_x - x'$  değişimi

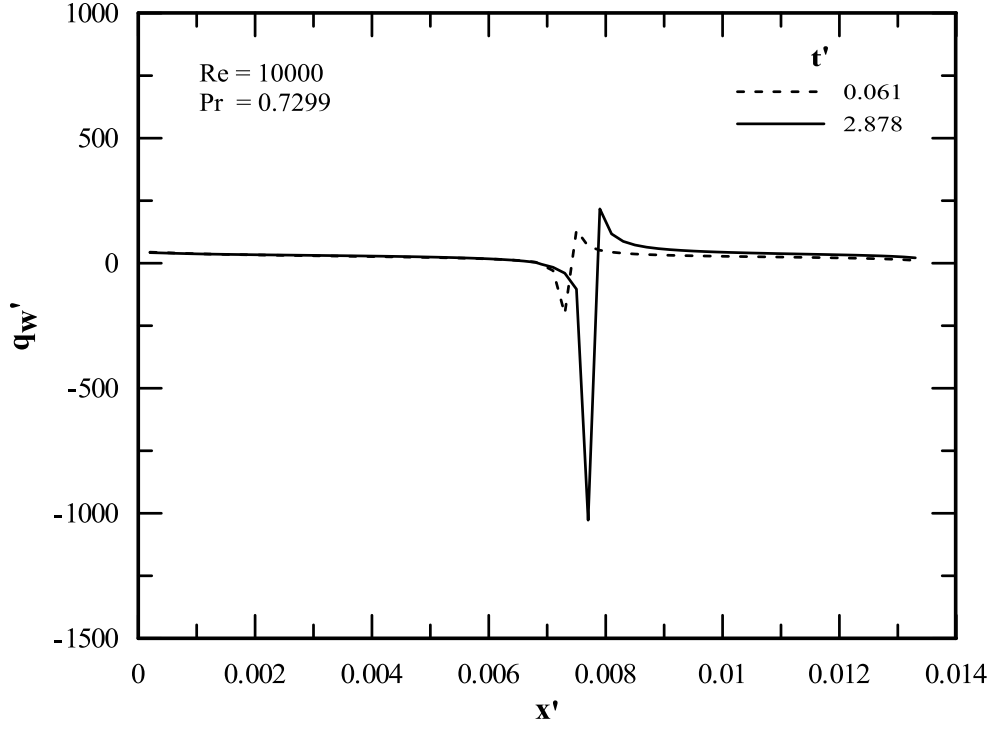


Şekil 3.37. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - x'$  değişimi



Şekil 3.38. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için laminer akışta  $q_w' - x'$  değişimi

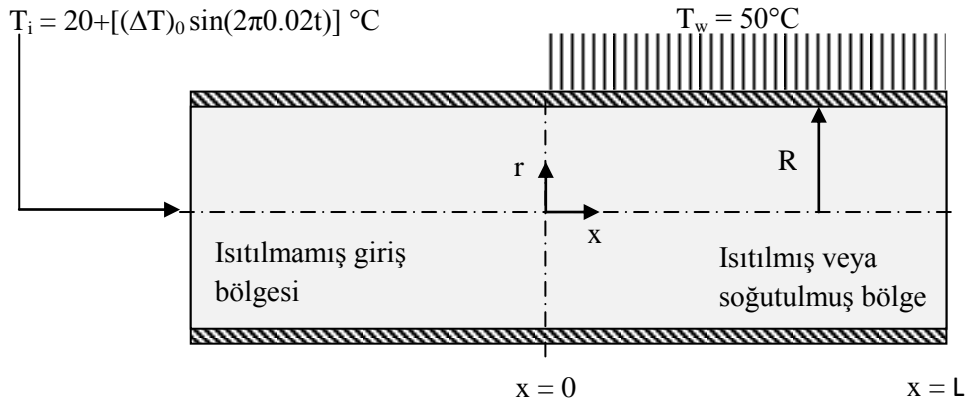




Şekil 3.39. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için türbülanslı akışta  $q_w' - x'$  değişimi

### 3.8. Sinüzoidal Giriş Sıcaklığı Sınır Şartı

Bu bölümde giriş sıcaklığının sinüzoidal fonksiyon şeklinde değiştiği geçici rejim boru akışı problemi ele alınmıştır. Cidardaki sınır şartı ise sabit sıcaklık sınır şartı olarak verilmiştir. Laminer ve türbülanslı boru akışı problemlerinin zaman bağımlı çözümleri yapılarak yerel Nusselt sayısının ve boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz aksel uzunlukla değişimi incelenmiştir. Akış geometrisi ve sınır şartları Şekil 3.40'da gösterilmektedir.



Şekil 3.40. Akış geometrisi ve sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı

Akışkan giriş sıcaklığı sinüzoidal fonksiyon şeklinde

$$T_i = T(0,r,t) = T_0 + [ (\Delta T)_0 \sin 2\pi\beta t ] \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.6)$$

tanımlanmıştır. Burada  $T_0$  periyot ortalama sıcaklığı olup  $20 \text{ } ^\circ\text{C}$  alınmıştır.  $(\Delta T)_0$  giriş sıcaklık değişiminin genliği olup

$$(\Delta T)_0 = 1.0226 - (0.4012*(r/D)) - (0.6239*(r/D)^2)$$

literatürde verilen deneysel çalışmaların sonucunda şeklinde tanımlanmıştır.  $\beta$  giriş frekansı olup  $0.02 \text{ Hz}$  olarak alınmıştır. Bu durumda giriş sınır şartı

$$x = 0 \text{ 'da } T_i = 20 + \{ 1.0226 - (0.4012*(r/D)) - (0.6239*(r/D)^2) \} \sin(2\pi 0.02t)$$

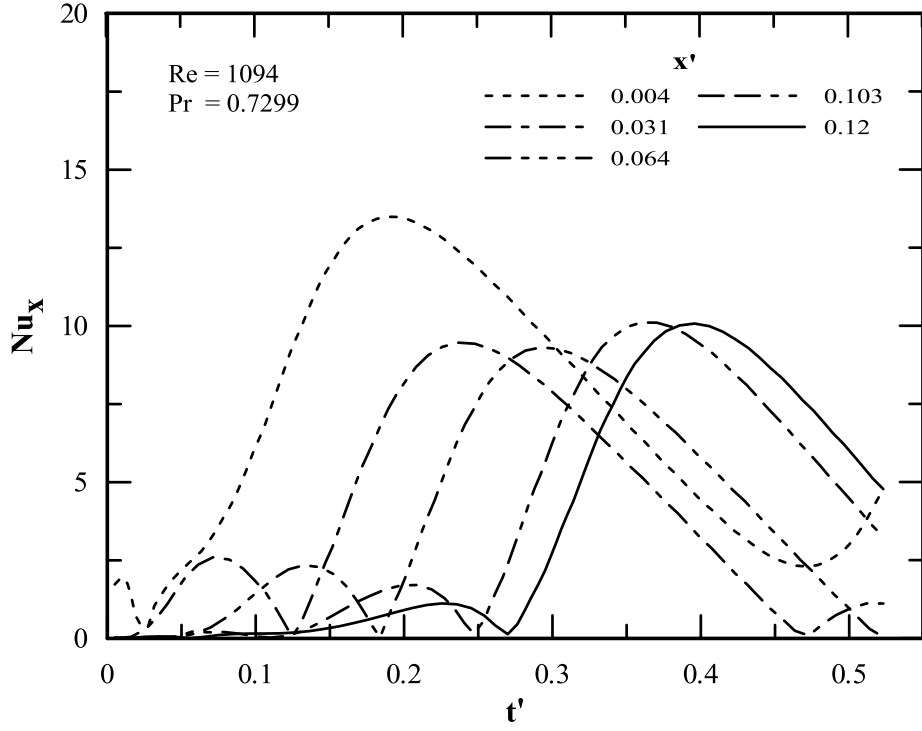
olarak verilmiştir. Cidar sıcaklığı ise  $50 \text{ } ^\circ\text{C}$  olarak alınmıştır.

Giriş sıcaklığı sinüs fonksiyonu olarak periyodik değiştiğinden her iki akış tipinde sonuçlar tek bir periyot için verilmiştir. Periyot,  $60 \text{ s}$ 'de boyutsuz zaman olarak ise  $0.523$  değerinde olmaktadır.

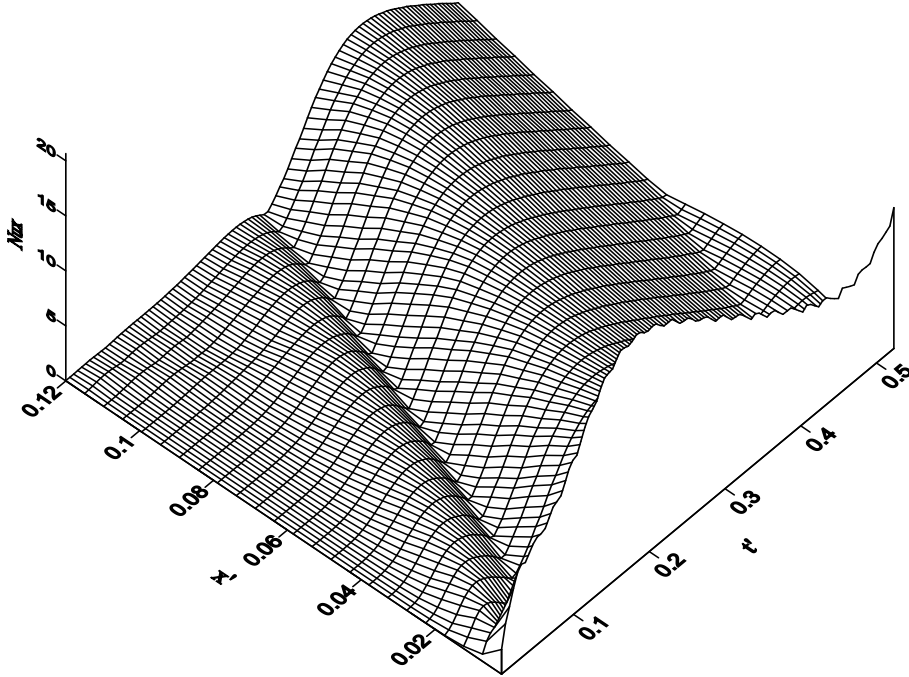
Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için yerel Nusselt sayılarının boyutsuz eksenel uzunluk ve boyutsuz zaman ile değişimi laminar ve türbülanslı akışlar için sırasıyla Şekil 3.41, Şekil 3.42, Şekil 3.43 ve Şekil 3.44'de gösterilmektedir. Şekillerden de görüldüğü üzere giriş sıcaklığının sinüzoidal olarak değişmesi yerel Nusselt sayısı üzerinde periyodik dalgalanmalara neden olmaktadır.

Boyutsuz cidar ısı akısının boyutsuz eksenel uzunluk ile değişimi laminar ve türbülanslı boru akışları için sırasıyla Şekil 3.45 ve Şekil 3.46'da görülmektedir. Isı akısı değerleri her zaman adımında boru başlangıcında hızlı düşüş göstermektedir. Boru boyunca ısı akısının maksimum ve minimum değerleri zamanla kayma eğilimindedir.

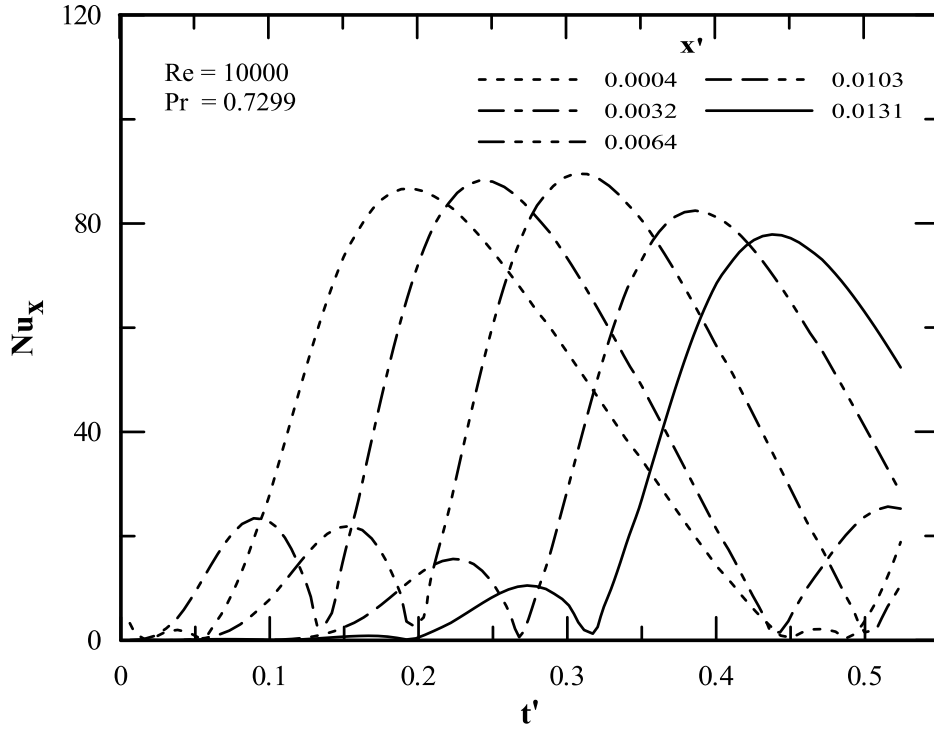
Boru merkezindeki sıcaklık genliğinin boru boyunca değişimi Şekil 3.47'de verilmektedir. Boru merkezindeki sıcaklık genlikleri boru boyunca eksponansiyel olarak yarı logaritmik eksenle ise lineer olarak azalmaktadır. Bu azalmanın literatürdeki periyodik giriş sıcaklığı sınır şartını ele alan çalışmalarda da eksponansiyel olduğu belirlenmiştir. Literatürde bu sınır şartı incelenirken cidar etkileri de göz önüne ele alınmıştır fakat bu çalışmada cidar etkileri ihmal edilmiştir.



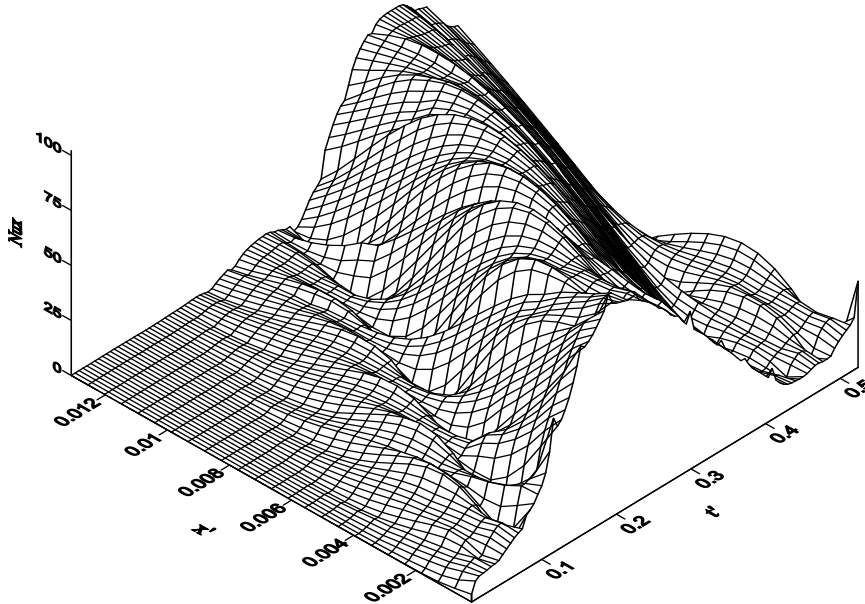
Şekil 3.41. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için laminar akışta  $Nu_x - t'$  değişimi



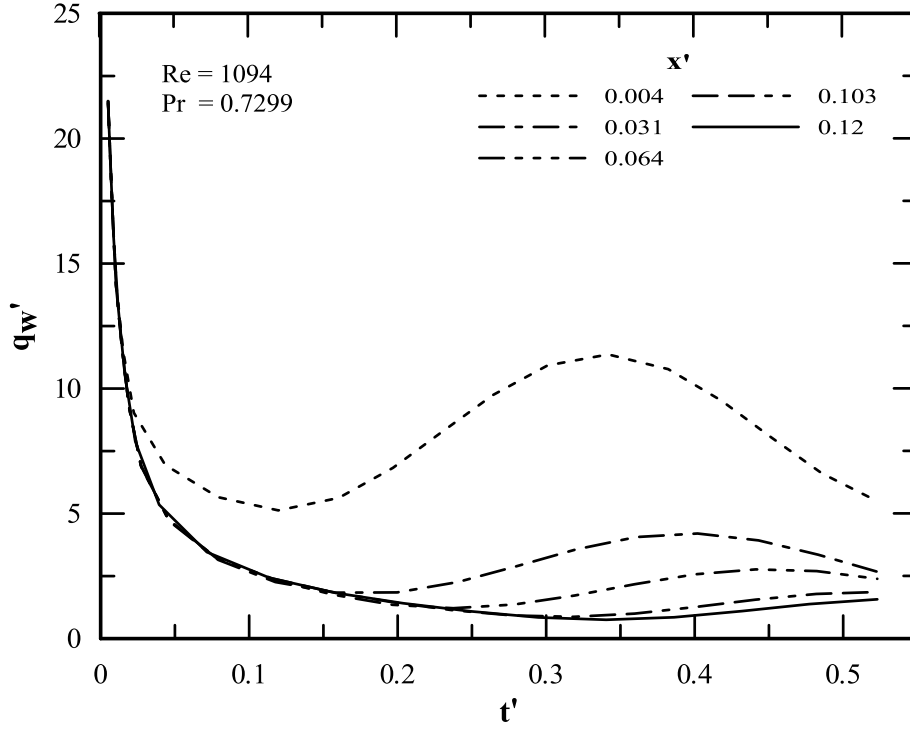
Şekil 3.42. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için laminar akışta  $Nu_x - x' - t'$  değişimi



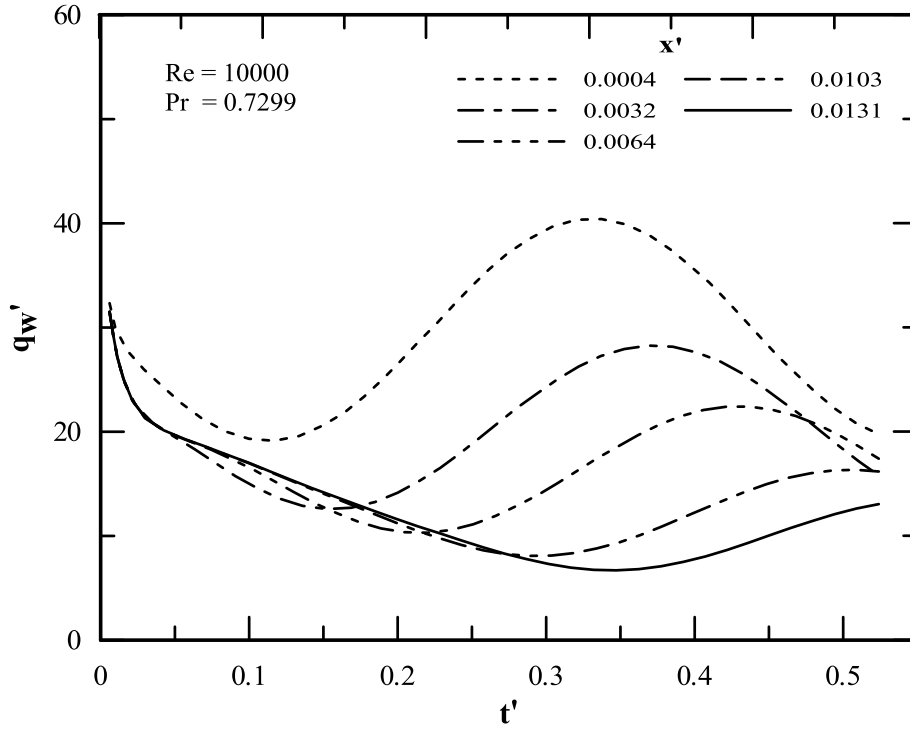
Şekil 3.43. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için türbülanslı akışta  $Nu_x - t'$  değişimi



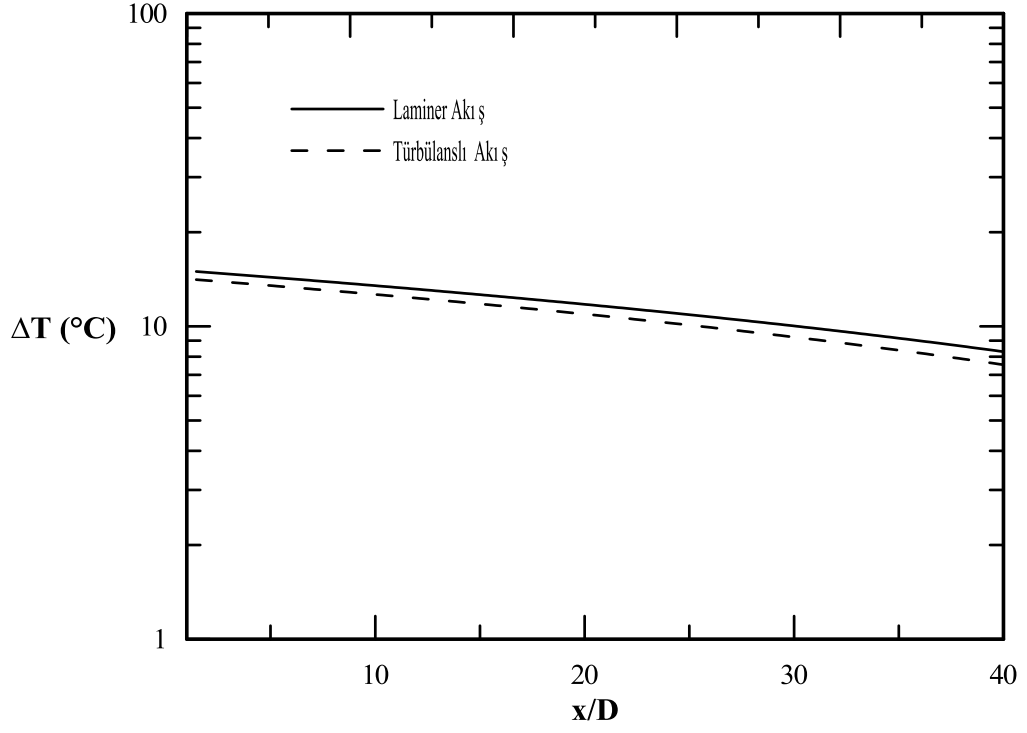
Şekil 3.44. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartında türbülanslı boru akışı için  $Nu_x - x' - t'$  değişimi



Şekil 3.45. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için laminar akışta  $q_w' - t'$  değişimi



Şekil 3.46. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için türbülanslı akışta  $q_w' - t'$  değişimi



Şekil 3.47. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için boru merkezindeki sıcaklık genliğinin boru boyunca değişimi

#### 4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, iki boyutlu, sıkıştırılamaz ve geçici rejimde laminer ve türbülanslı boru akışlarının çeşitli sınır şartları altında sayısal çözümleri yapılmıştır. Çalışmadan elde edilen sonuçlar aşağıda maddeler halinde verilmiştir.

1. İlk aşamada geçici rejim laminer ve türbülanslı akışların çözümü için düzenlenen program sabit ısı akısı ve sabit sıcaklık sınır şartları için koşturulmuş ve her zaman adımı için boru boyunca yerel Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Sürekli rejime ulaşıldığında Nusselt sayılarının laminer akışta sabit sıcaklık sınır şartı için 3.66, sabit ısı akısı için 4.36 değerlerine ulaştığı; aynı zamanda türbülanslı akış için elde edilen Nusselt sayılarının ise Dittus-Boelter eşitliği uyumlu olduğu görülmüştür. Bu aşamada programın doğru çalıştığı kanıtlanmıştır.

2. Zaman adımı, iterasyon sayısı ve relaksasyon sabiti arasındaki ilişki araştırılmıştır. Sabit sıcaklık sınır şartında çözümün elde edildiği en düşük iterasyon sayıları için zaman adımı laminer akışta 0.6 s, türbülanslı akışta ise 0.7 s olarak elde edilmiş ve relaksasyon sabitinin de her iki akış için 5 değerini aldığı belirlenmiştir.

3. Sabit sıcaklık sınır şartında laminer boru akışı için elde edilen sonuçlar literatürde Chen vd. [14] tarafından yapılan çalışma ile karşılaştırılmış ve elde edilen  $q'_w - t'$  değişimlerinden iki çalışma arasındaki uyumun büyük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde iyi olduğu görülmüştür. Küçük  $x'$  ve  $t'$  değerlerinde ise iyi bir uyum elde edilememiştir.

Laminer boru akışı için aynı yakınsaklık kriteri değerinde sabit sıcaklıkta 1.254, sabit ısı akısında ise 1.652 boyutsuz zaman değerinde yakınsak çözüm elde edilmiştir. Türbülanslı boru akışı içinse aynı yakınsaklık kriteri değerinde her iki sınır şartı için 2.878 boyutsuz zaman değerinde yakınsak çözümler elde edilmiştir. Buna göre laminer akışta çözüme ulaşmak için sabit ısı akısında sabit sıcaklığa göre daha fazla iterasyon yapılmaktadır. Aynı yakınsaklık kriterinde sabit sıcaklık sınır şartına göre sabit ısı akısı için daha geç yakınsak çözüme ulaşılması cidar sıcaklığının bilinmemesinden kaynaklanmaktadır.

4. Kademeli sıcaklık ve ısı akısı sınır şartları için:

Kademeli sınır şartı aslında ısıtma ve soğutma adımlarının peşpeşe geldiği bir ısıl kararsızlık durumudur. Isınma ve soğuma kademeleri arasındaki geçişler ısıl kararsızlığın en fazla görüldüğü yerlerdir. Bu geçişlerde yerel Nusselt sayıları ve boyutsuz cidar ısı

akılarında ani yükselme ve düşüşler görülmektedir. Isınma ve soğuma kademeleri yeterince büyük olmadığından yerel Nusselt sayıları nihai değerlerine ulaşamamaktadır. Her kademedeki aksel uzunluk değerlerinin artırılması durumunda laminer akışta yerel Nusselt sayılarının sabit sıcaklık sınır şartındaki 3.66 değerine ve sabit ısı akısı sınır şartındaki 4.36 değerine ulaşacağı görülebilir. Türbülanslı boru akışında da kademe uzunluğu artırılmış olsaydı Dittus-Boelter eşitliğinden elde edilen değerlere ulaşılabilecekti.

#### 5. Birleşik sabit sıcaklık ve ısı akısı sınır şartı için:

Laminer akış için sıcaklık basamağı ve ısı akısı basamağı arasında soğuma etkisi görülmezken türbülanslı akışta kademeler arasındaki geçişte soğuma etkisi gözlenmiştir. Birleşik kademeli sınır şartında yerel Nusselt sayıları sabit sıcaklık trendine göre değişirken, kademeli sınır şartı değiştiğinde sabit ısı akısı trendine göre değişmektedir.

#### 6. Üçgen ısı akısı sınır şartı için:

Bu sınır şartında ısı akısının minimum olduğu boru çıkış bölgesinde yerel Nusselt sayılarında hızlı düşüşler meydana gelmektedir. Bu düşüşler türbülanslı akışta daha belirgindir. Isı akısının maksimum olduğu yerde yerel Nusselt sayılarında bir artış meydana gelmektedir. Yerel Nusselt sayıları ve boyutsuz cidar ısı akısı değişimleri üzerinde üçgen sınır şartının etkileri açıkça görülmektedir.

#### 7. Sinüzoidal ısı akısı sınır şartı için:

Isı akısının sinüs fonksiyonu şeklinde olmasından dolayı boru ortasında ısı akısı değeri sıfır olmakta ve ısıl şoklar meydana gelmektedir. Pik noktaların değerleri laminer ve türbülanslı her iki akış tipinde zamanla artış göstermektedir. Kademeli ısı akısı sınır şartı için elde edilen sonuçlara benzer değişimler burada da elde edilmiştir. Sonuçlardan sinüzoidal ısı akısı sınır şartında, ısı akısının bir noktada diğerinde ise kademeli boyunca sıfır olmasının etkisi gözlenmektedir. Bir diğer fark da kademeli sınır şartında ısı akısı değerinin sabit olması sinüzoidal ısı akısı sınır şartında ise sinüs fonksiyonu şeklinde değişmesidir.

#### 8. Sinüzoidal giriş sıcaklığı sınır şartı için:

Yerel Nusselt sayılarında ve boyutsuz cidar ısı akısında sinüzoidal giriş sıcaklığından dolayı dalgalanmalar görülmüştür. Ayrıca boru merkezindeki sıcaklık genliğinin boru boyunca eksponansiyel olarak azaldığı belirlenmiştir.

Daha sonraki araştırmalarda Re sayısı, sıcaklık, ısı akısı, giriş sıcaklığı, giriş frekansı değerleri değiştirilerek bunların ısı transferine etkileri incelenebilir.



## 5. KAYNAKLAR

1. Küçük, H., Dairesel Kesitli Borularda Geçici Rejimde Isı Transferinin Deneysel İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 1998.
2. Arıcı, M., Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiğinde Konveksiyon Terimlerinin Ayrıklaştırılmasında Karşılaştırmalar, Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 2009.
3. Tomaç, M.N., Turbomakinelerin Akış Karakteristiklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Uludağ Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa, 2005.
4. Uysal, Ü., Dikdörtgen Kesitli Kanallarda Daimi Olmayan Zorunlu Konveksiyonun Nümerik İncelenmesi, Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 1996.
5. Kakaç, S., Shah, R.K. ve Aung, W., Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer, First Edition, John Wiley & Sons, U.S.A, 1987.
6. Abbrecht, P. H. ve Churchill, S. W., The Thermal Entrance Region in Fully Developed Turbulent Flow, AICHE Journal, 6 (1960) 268.
7. Perlmutter, M. ve Siegel, R., Two-Dimensional Unsteady Incompressible Laminar Duct Flow with a Step Change in Wall Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 3 (1961) 94-107.
8. Kim, W. S. ve Özişik, M. N., Transient Laminar Forced Convection in Ducts with Suddenly Applied Uniform Wall Heat Flux, International Journal Heat Mass and Transfer, 30 (1987) 1753-1756.
9. Sparrow, E. M. ve Siegel, R., Thermal Entrance Region of a Circular Tube under Transient Heating Conditions, Proceedings of United States National Congress of Applied Mechanics, June 1958, Providence, Bildiriler Kitabı III: 817-826.
10. Siegel, R. ve Sparrow, E. M., Transient Heat Transfer for Laminar Forced Convection in the Thermal Entrance Region of Flat Ducts, Trans. ASME, Journal Heat Transfer, 81C (1959) 29-36.
11. Perlmutter, M. ve Siegel, R., Unsteady Laminar Flow in a Duct with Unsteady Heat Addition, Trans. ASME, Journal Heat Transfer, 83C (1961) 432-440.
12. Kakaç, S., Transient Turbulent Flow in Ducts, Wärme- und Stoffübertragung, 1 (1968) 169-176.

13. Kakaç, S., A General Analytical Solution to the Equation of Transient Forced Convection with Fully Developed Flow, International Journal Heat Mass and Transfer, 18 (1975) 1449-1453.
14. Chen, S. C., Anand, N. K. ve Tree, D. R., Analysis of Transient Laminar Convective Heat Transfer inside a Circular Duct, Trans. ASME, Journal Heat Transfer, 105 (1983) 922-924.
15. Siegel, R., Heat Transfer for Laminar Flow in Ducts with Arbitrary Time Variation in Wall Temperature, Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, 82E (1960) 241-249.
16. Kawamura, H., Experimental and Analytical Study of Transient Heat Transfer for Turbulent Flow in a Circular Tube, International Journal Heat Mass and Transfer, 20 (1977) 443-450.
17. Siegel, R., Forced Convection in a Channel with Wall Heat Capacity and with Wall Heating Variable with Axial Position and Time, International Journal Heat Mass and Transfer, 6 (1963) 607-620.
18. Siegel, R. ve Perlmutter, M., Laminar Heat Transfer in a Channel with Unsteady Flow and Wall Heating Varying with Position and Time, Trans. ASME, Journal Heat Transfer, 85 (1963) 358-365.
19. Rizika, J. W., Thermal Lags in Flowing Incompressible Fluid Systems Containing Heat Capacitors, Trans. ASME, 76 (1954) 411-420.
20. Lin, T. F., Hawks, K. H. ve Leidenfrost, W., Transient Conjugated Heat Transfer between a Cooling Coil and Its Surrounding Enclosure, International Journal Heat Mass and Transfer, 16 (1983) 1661-1667.
21. Guedes, R. O. C. ve Özişik, M. N., Transient Heat Transfer in Simultaneously Developing Channel Flow with Step Change in Inlet Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 37,17 (1994) 2699-2706.
22. Sparrow, E. M. ve De Farias, F. N., Unsteady Heat Transfer in Ducts with Time Varying Inlet Temperature and Participating Walls, International Journal Heat Mass and Transfer, 11 (1968) 837-853.
23. Kakaç, S. ve Yener, Y., Exact Solution of the Transient Forced Convection Energy Equation for Timewise Variation of Inlet Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 16 (1973) 2205-2214.
24. Cotta, R. M. ve Özişik, M. N., Laminar Forced Convection Inside Ducts with Periodic Variation of Inlet Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 29 (1986) 1495-1501.

25. Kim, W. S. ve Özişik, M. N., Turbulent Forced Convection Inside a Parallel Plate Channel with Periodic Variation of Inlet Temperature, Trans. ASME, 111 (1989) 882-888.
26. Kakaç, S. ve Li, W., Unsteady Turbulent Forced Convection in a Parallel Plate Channel with Timewise Variation of Inlet Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 37,1 (1990) 447-456.
27. Sucec, J., Unsteady Conjugated Forced Convective Heat Transfer in a Duct with Convection from th Ambient, International Journal Heat Mass and Transfer, 30 (1987) 1963-1970.
28. Lin, T. F. ve Kuo, J. C., Transient Conjugated Heat Transfer in Fully Developed Laminar Pipe Flows, International Journal Heat Mass and Transfer, 31,5 (1988) 1093-1102.
29. Bilir, Ş., Borularda Düşük Peclet Sayılı Laminer Akış Isıl Gelişme Bölgesi Isı Transferinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, 1988.
30. Yan, W. M., Tsay, Y. L. ve Lin, T. F., Transient Conjugated Heat Transfer in Laminar Pipe Flows, International Journal Heat Mass and Transfer, 32,4 (1989) 775-777.
31. Olek, S., Elias, E., Wacholder, E. ve Kaizerman, S., Unsteady Conjugated Heat Transfer in Laminar Pipe Flow, International Journal Heat Mass and Transfer, 34,6 (1991) 1443-1450.
32. Yan, W. M., Transient Conjugated Heat Transfer in Channel Flows with Convection from Ambient, International Journal Heat Mass and Transfer, 36,5 (1993) 1295-1301.
33. Lee, K. T. ve Yan, W. M., Transient Conjugated Mixed Convection Inside Ducts with Convection from Ambient, International Journal Heat Mass and Transfer, 39,6 (1996) 1203-1211.
34. Darıcı, S., Kalın Cidarlı Borularda Eş Zamanlı Gelişen Laminer Akışta, Geçici Rejim Birleşik Isı Transferi, Doktora Tezi, Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, 2004.
35. Sucec, J., An Improved Quasi-Steady Approach for Transient Conjugated Forced Convection Problems, International Journal Heat Mass and Transfer, 24 (1981) 1711-1722.
36. Sucec, J. ve Sawant, A. M., Unsteady, Conjugated, Forced Convection Heat Transfer in a Parallel Plate Duct, International Journal Heat Mass and Transfer, 27 (1984) 95-101.

37. Cotta, R. M., Mikhailov, M. D. ve Özişik, M. N., Transient Conjugated Forced Convection in Ducts with Periodically Varying Inlet Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 30 (1987) 2073-2082.
38. Kakaç, S., Li, W. ve Cotta, R. M., Unsteady Laminar Forced Convection in Ducts with Periodic Variation of Inlet Temperature, Trans. ASME, Journal Heat Transfer, 112 (1990) 913-920.
39. Travelho, J. S. ve Santos, W. F. N., Solution for Transient Conjugated Forced Convection in the Thermal Entrance Region of a Duct with Periodically Varying Inlet Temperature, Trans. ASME, Journal Heat Transfer, 113 (1991) 558-562.
40. Li, W. ve Kakaç, S., Unsteady Thermal Entrance Heat Transfer in Laminar Flow with a Periodic Variation of Inlet Temperature, International Journal Heat Mass and Transfer, 34,10 (1991) 2581-2592.
41. Sözbir, N., Kanallarda Tek Fazlı Cebri Konveksiyonun Deneysel ve Nümerik İncelenmesi, Doktora Tezi, İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul, 1995.
42. Sözbir, N., Uysal, Ü., Saraç, H. İ., Çallı, İ. ve Kakaç, S., Numerical and Experimental Investigation of Transient Laminar Forced Convection in a Rectangular Duct, International Symposium on Transient Convective Heat Transfer, August 1996, Çeşme, Türkiye, Bildiriler Kitabı: 57-65.
43. Sözbir, N., Arık, M., Kakaç, S., Saraç, H. İ. ve Çallı, İ., Experimental Investigation of Unsteady Turbulent Forced Convection in a Rectangular Duct with Arrays of Black-Like Electronic Components, International Symposium on Transient Convective Heat Transfer, August 1996, Çeşme, Türkiye, Bildiriler Kitabı: 343-352.
44. Bali, T., Pervane Tipli Türbülötörün Akışa ve Isı Geçine Etkilerinin Sayısal Ve Deneysel İncelenmesi, Doktora Tezi, K.T.Ü, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 1994.
45. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, Sixth Edition, Mcgraw-Hill Book Co., New York, 1968.
46. Launder, B.E. ve Spalding, D.B., Mathematical Models of Turbulence, Third Edition, Academic Press, London, 1979.
47. Gosman, A.D., Khalil, E.E. ve Whitelaw, J.H., The Calculation of Two Dimensional Turbulent Recirculating Flows, Turbulent Shear Flows, 1 (1979) 237-255.
48. Launder, B.E. ve Spalding, D.B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., 3 (1974) 269-289.
49. Rodi, W., A Note on the Empirical Constant in the Kolmogorov-Prandtl Eddy Viscosity Expression, Asme J. Fluids Eng., 97 (1975) 386-389.

50. 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) 177-183.
51. Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, First Edition , Mcgraw-Hill Book Co., New York, 1980.
52. Doormall, J.P. ve Raithby, G.D., Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows, Numer. Heat Transfer, 7 (1984) 147-163.
53. Asmaz, E., Dik Üçgen Kesitli Kanallarda Doğal Taşınımın Sayısal İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul, 2006.
54. Gültekin, S., Zaman Bağımlı İki Boyutlu Eliptik Akışların Sayısal Olarak İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 1994.
55. 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.
56. Versteeg, H.K. ve Malalasekera, W., An Introduction to Computational Fluid Dynamics - the Finite Volume Method, First Edition, Longman Scientific&Technical, England, 1995.
57. Chang, K.C., Chen, C.S. ve Uang, C.I., A Hybrid k- $\epsilon$  Turbulence Model of Recirculating Flow, Int. J.For Num. Meth. İn Fluids, 12 (1991) 369-382.

## ÖZGEÇMİŞ

Elif EKİZ 1986 yılında, İstanbul iline bağlı Kadıköy ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamlayan Elif EKİZ, 2009 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü'nden mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü'nde yüksek lisansa başladı. Elif EKİZ bekar ve iyi derecede İngilizce bilmektedir.