

50365

**SEGMAN YERLEŞTİRİLMİŞ BORULARDA  
AKIŞ VE ISI TRANSFERİ**

**YASİN VAROL**

**Ç.Ü.  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ  
ANABİLİM DALI  
DOKTORA TEZİ**

**ADANA  
EYLÜL 1996**

Ç.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Bu çalışma jürimiz tarafından Makina Mühendisliği Anabilim Dalında  
DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

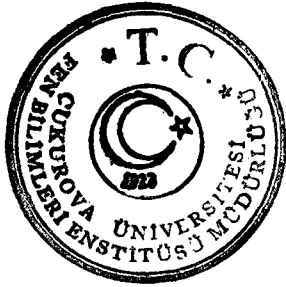
Başkan : Prof. Dr. Tuncay YILMAZ

Üye : Prof. Dr. Teoman AYHAN

Üye : Doç. Dr. Beşir ŞAHİN

Kod No : 365

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.



Prof. Dr. Ural DİNÇ  
Enstitü Müdürü

Bu doktora çalışması,

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ ARAŞTIRMA FONU (FBE.94.E.155)**

tarafından desteklenmiştir.



İÇİNDEKİLER	I
ŞEKİL LİSTESİ	IV
SEMBOLLER	X
ÖZ	XV
ABSTRACT	XVI
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	5
3. MATERYAL VE METOD	10
3.1. Kanallarda Laminar Akış Türleri	10
3.1.1. Silindirik Koordinatlarda Navier-Stokes Denklemleri	12
3.1.2. Süreklilik Denklemi ve Boyutsuz Hale Getirilmesi	14
3.1.3. Navier-Stokes Denklemlerinin Akım ve Girdap Fonksiyonu Cinsinden Yazılması	14
3.1.4. Akış İçin Gerekli Sınır Şartları	16
3.1.4.1. Segmanla Cidar Arasında Bir Mesafenin Olması Durumu	16
3.1.4.2. Segmanın Cidara Yapışık Olması Durumu	19
3.1.4.3. Segmanın Eksende Olması Durumu	20
3.2. Diferansiyel Denklemlerin Nümerik Çözümü	21
3.2.1. Nümerik Metod	21
3.2.2. Kullanılan Sonlu Farklar Yöntemi	22
3.2.3. Cidarda Girdap Fonksiyonu $\omega^*$ 'ın Sonlu Farklar Açılımı	27
3.2.4. Segman Yüzeylerinde Girdap Fonksiyonu $\omega^*$ 'ın Sonlu Farklar Açılımı	31

3.2.5. Zaman Adım Uzunluğu $\Delta t^*$ 'ın Seçilmesi	35
3.2.6. Sonlu Farklar Denklemlerinin Çözümü	36
3.2.6.1. Girdap Fonksiyonu $\omega^*$ 'ın Bütün Düğüm Noktalarında Hesaplanması	39
3.2.6.2. Akım Fonksiyonu $\psi^*$ 'ın Bütün Düğüm Noktalarında Hesaplanması	41
3.2.7. Hızlar ve Basıncın Hesabı	43
3.3. Silindirik Koordinatlarda Enerji Denklemi ve Boyutsuz Hale Getirilmesi	45
3.3.1. Ortalama Sıcaklığın Hesaplanması	45
3.3.2. Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması	46
3.3.3. Enerji Denkleminin $\theta$ Cinsinden Yazılması	47
3.3.3.1. Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması	48
3.3.4. Enerji Denkleminin Nümerik Çözümü	49
3.3.5. Enerji Denkleminin Çözümünde Kullanılan Sınır Şartları	51
3.3.5.1. Segmanın Cidardan Ayrık Olması Durumu	51
3.3.5.2. Segmanın Cidara Yapışık Olması Durumu	52
3.3.5.3. Segmanın Simetri Ekseninde Olması Durumu	53
3.4. Navier-Stokes ve Enerji Denklemini Çözen Bilgisayar Programı	54
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	58
4.1. Segmanın Cidarda Olması Durumunun İncelenmesi	58
4.1.1. Hız Profillerinin Hesaplanması	58
4.1.2. Akım Fonksiyonu ve Akım Çizgilerinin Hesaplanması	61
4.1.3. Literatürde Bilinen Değerlerle Karşılaştırma	65
4.1.4. Basıncın Dağılımı ve Basıncın Kayıplarının Hesaplanması	68
4.1.5. Sıcaklık Dağılımı ve Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması	75

4.2. Segmanın Cıardan Ayrık Olması Durumunun İncelenmesi	77
4.2.1. Hız Profillerinin Hesaplanması	77
4.2.2. Akım Fonksiyonu ve Akım Çizgilerinin Hesaplanması	80
4.2.3. Basınç Dağılımı ve Basınç Kayıplarının Hesaplanması	85
4.2.4. Sıcaklık Dağılımı ve Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması	90
4.3. Segmanın Eksende Olması Durumunun İncelenmesi	92
4.3.1. Hız Profillerinin Hesaplanması	92
4.3.2. Akım Fonksiyonu ve Akım Çizgilerinin Hesaplanması	94
4.3.3. Basınç Dağılımı ve Basınç Kayıplarının Hesaplanması	98
4.3.4. Sıcaklık Dağılımı ve Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması	102
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	103
ÖZET	108
SUMMARY	110
EKLER	112
KAYNAKLAR	166
TEŞEKKÜR	173
ÖZGEÇMİŞ	174

## ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
1. Kanallarda laminar akışta hidrodinamik ve termik sınır tabakaların gelişmesi	11
2. Segman yerleştirilmiş boru	16
3. Segmanın cidardan ayrık olması durumundaki akış bölgesi	17
4. Segmanın cidara yapışık olması durumundaki akış bölgesi	20
5. Segmanın eksende olması durumundaki akış bölgesi	21
6. Akış bölgesindeki sonlu farklar ağı	22
7. Kısmi türevlerin sonlu farklar ifadesi	24
8. Sonlu farklar için ağ	26
9. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (iki noktaya göre)	27
10. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (üç noktaya göre)	28
11. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (dört noktaya göre)	29
12. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (beş noktaya göre)	30
13. Segman alt yüzeyinde girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı	31
14. Segman üst yüzeyinde girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı	32
15. Segmanın radyal yüzeylerinde girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı	33
16. Segmanın köşe noktalarında girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı	34
17. $\Delta t^*$ adım uzunluğunun değişimi	35
18. Sonlu farklar denklemlerinin düğüm noktalarına uygulanması	36
19. Sonlu farklarda düğüm noktalarının gösterilmesi	37
20.a. Navier-Stokes denklemlerini çözen programın akış şeması	54
20.b. Navier-Stokes denklemlerini çözen programın akış şeması (devamı)	55
20.c. Navier-Stokes denklemlerini çözen programın akış şeması (devamı)	56
21. Enerji denklemini çözen programın akış şeması	57
22. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi ( $Re=10$ )	58
23. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi ( $Re=100$ )	59

24. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi (Re=500)	59
25. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi (Re=1000)	60
26. Çeşitli segman çaplarında aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi	60
27. Eksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=10$ )	61
28. Eksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=100$ )	62
29. Eksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=500$ )	62
30. Eksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=1000$ )	63
31. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $L^*=1$ ve $Re=10$ )	63
32. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $L^*=4$ ve $Re=10$ )	64
33. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $L^*=10$ ve $Re=10$ )	64
34. Debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi ( $t_o^* = 1/16$ ve $1/8$ )	66
35. Debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi ( $t_o^* = 1/4$ , $1/2$ ve $1$ )	67
36. Debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi ( $1/16 \leq t_o^* \leq 1$ )	67
37. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi	69
38. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi	70
39. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz uzunluk ile basınç kayıp oranının değişimi	70
40. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda Reynolds sayısı ile basınç kayıp oranının değişimi	71

41. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz uzunluk ile basınç kaybının değişimi	72
42. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$ ve $r_2^*=1$ )	72
43. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.4$ ve $r_2^*=1$ )	73
44. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$ ve $r_2^*=1$ )	74
45. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.6$ ve $r_2^*=1$ )	74
46. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın radyal koordinatla değişimi	75
47. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın ve aksel hızın radyal koordinatla değişimi	76
48. Çeşitli Prandtl sayılarında Reynolds sayısı ile ortalama Nusselt sayısının değişimi	76
49. Segmanlı boruda aksel hızın radyal koordinat ile değişimi ( $Re=10$ )	77
50. Segmanlı boruda aksel hızın radyal koordinat ile değişimi ( $Re=100$ )	78
51. Segmanlı boruda aksel hızın radyal koordinat ile değişimi ( $Re=500$ )	78
52. Segmanlı boruda aksel hızın radyal koordinat ile değişimi ( $Re=1000$ )	79
53. Çeşitli segman çaplarında aksel hızın radyal koordinat ile değişimi	79
54. Aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $r_2^*=0.9$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=10$ )	80
55. Aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $r_2^*=0.9$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=100$ )	81
56. Aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $r_2^*=0.9$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=500$ )	81
57. Aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.8$ , $r_2^*=0.9$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=1000$ )	82

58. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $r_2^*=0.8$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=100$ )	82
59. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.4$ , $r_2^*=0.6$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=100$ )	83
60. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.2$ , $r_2^*=0.4$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve $Re=100$ )	83
61. Kare kesitli segmanda eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $r_2^*=0.8$ , $L^*=1$ ve $Re=10$ )	84
62. Kare kesitli segmanda eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $r_2^*=0.8$ , $L^*=4$ ve $Re=10$ )	84
63. Kare kesitli segmanda eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0.6$ , $r_2^*=0.8$ , $L^*=10$ ve $Re=10$ )	85
64. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın eksenel koordinatla değişimi	86
65. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda boyutsuz basıncın eksenel koordinatla değişimi	86
66. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda Reynolds sayısı ile basınç kayıp oranının değişimi	87
67. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$ ve $r_2^*=0.9$ )	88
68. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.4$ ve $r_2^*=0.9$ )	88
69. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$ ve $r_2^*=0.9$ )	89
70. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.6$ ve $r_2^*=0.9$ )	89
71. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın radyal koordinatla değişimi	90
72. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın ve eksenel hızın radyal koordinatla değişimi	91

73. Çeşitli Prandtl sayılarında Reynolds sayısı ile ortalama Nusselt sayısının değişimi	91
74. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi (Re=10)	92
75. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi (Re=100)	93
76. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi (Re=300)	93
77. Çeşitli segman çaplarında aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi	94
78. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.2$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve Re=10)	94
79. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.2$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve Re=100)	95
80. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.2$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve Re=300)	95
81. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.1$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve Re=100)	96
82. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.4$ , $L^*=1$ , $L_1^*=0.1$ ve Re=100)	96
83. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.3$ , $L^*=1$ ve Re=10)	97
84. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.3$ , $L^*=5$ ve Re=10)	97
85. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi ( $r_1^*=0$ , $r_2^*=0.3$ , $L^*=10$ ve Re=10)	98
86. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi	98
87. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi	99
88. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0$ ve $r_2^*=0.2$ )	100

89. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0$ ve $r_2^*=0.4$ )	100
90. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0$ ve $r_2^*=0.2$ )	101
91. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0$ ve $r_2^*=0.3$ )	101
92. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın ve aksel hızın radyal koordinatla değişimi	102
E.1.1. Farklı adım uzunluklarında Simpson integrasyonu	112
E.2.1. Segmanlı boruda gelişmiş akıştaki hız profilleri	113



## SEMBOLLER

a	Isıl yayılım katsayısı
A	Boru kesit alanı
$c_p$	Özgül ısı
$C_d$	Debi katsayısı
d	Boru çapı
$d_1$	Segman iç çapı
$d_2$	Segman dış çapı
F	Isı transfer yüzey alanı
$f(x)$	Herhangi bir fonksiyon
L	Segmanlar arası mesafe
$L^*$	Boyutsuz uzunluk ( $L^* = L/d$ )
$L_1$	Segman kalınlığı
$L_1^*$	Boyutsuz segman kalınlığı ( $L_1^* = L_1/L$ )
m	$x^*$ yönündeki adım sayısı
$\dot{m}$	Akışkanın kütleli debisi
n	$r^*$ yönündeki adım sayısı
Nu	Nusselt sayısı ( $Nu = \alpha d/\lambda$ )
p	Basınç
$p^*$	Boyutsuz basınç ( $p^* = p/\rho \frac{\bar{u}^2}{2}$ )
$\bar{p}_G^*$	Girişteki ortalama boyutsuz basınç
$\bar{p}_Ç^*$	Çıkıştaki ortalama boyutsuz basınç
Pr	Prandtl sayısı ( $Pr = \nu/a$ )

Q	Transfer edilen ısı
R	Boru yarıçapı
r	Radyal koordinat
$r^*$	Boyutsuz radyal koordinat ( $r^* = r/R$ )
$r_1$	Segman iç yarıçapı
$r_1^*$	Boyutsuz segman iç yarıçapı ( $r_1^* = r_1/R$ )
$r_2$	Segman dış yarıçapı
$r_2^*$	Boyutsuz segman dış yarıçapı ( $r_2^* = r_2/R$ )
Re	Reynolds sayısı ( $Re = \bar{u}d/\nu$ )
$s_r$	$r^*$ yönündeki sıklık derecesi
$s_x$	$x^*$ yönündeki sıklık derecesi
t	Zaman
$t^*$	Boyutsuz zaman ( $t^* = t\nu/R^2$ )
$t_o^*$	Sukbe kalınlık oranı ( $t_o^* = L_1/d_1$ )
T	Sıcaklık
$T^*$	Boyutsuz sıcaklık
$T_{max}^*$	Simetri eksenindeki boyutsuz sıcaklık
$\bar{T}$	Ortalama sıcaklık
$\bar{T}^*$	Boyutsuz ortalama sıcaklık
$T_d$	Duvar sıcaklığı
$T_o$	Boru girişindeki sıcaklık
u	Eksenel hız
$u^*$	Boyutsuz eksenel hız ( $u^* = u/\bar{u}$ )
$\bar{u}$	Boru içindeki ortalama hız

$v$	Radyal hız
$v^*$	Boyutsuz radyal hız ( $v^* = v/\bar{u}$ )
$\dot{V}$	Hacimsel debi
$x$	Eksenel koordinat
$x^*$	Boyutsuz eksenel koordinat ( $x^* = x/L$ )
$z^*$	Giriş uzunluğu
$\theta$	Boyutsuz sıcaklık ( $\theta = T^*/T_{\max}^*$ )
$\phi$	Basınç kaybı oranı ( $\phi = \Delta p^*/\Delta p_0^*$ )
$\beta$	Sukbe açıklık oranı ( $\beta = L_1/d_1$ )
$\lambda$	Isı iletim katsayısı
$\alpha$	Isı transfer katsayısı
$\sigma$	Crank-Nicholson sabiti
$\eta$	$x^*$ ve $r^*$ için genel koordinat
$\nu$	Akışkanın kinematik viskozitesi
$\mu$	Akışkanın dinamik viskozitesi
$\rho$	Akışkanın yoğunluğu
$\xi$	Sürtünme katsayısı
$\psi$	Akım fonksiyonu
$\psi^*$	Boyutsuz akım fonksiyonu ( $\psi^* = 2\psi/\bar{u}R^2$ )
$\psi_{sc}^*$	Segman yüzeyindeki boyutsuz akım fonksiyonu
$\omega$	Girdap fonksiyonu
$\omega^*$	Boyutsuz girdap fonksiyonu ( $\omega^* = \omega R/\bar{u}$ )
$\omega_c^*$	Boru cidarındaki boyutsuz girdap fonksiyonu
$\omega_{sc}^*$	Segman cidarındaki boyutsuz girdap fonksiyonu

$\Delta x$	$x^*$ yönündeki adım uzunluğu
$\Delta r$	$r^*$ yönündeki adım uzunluğu
$\Delta t$	Zaman adım uzunluğu
$\Delta p$	Segmanlı borudaki basınç kaybı
$\Delta p^*$	Segmanlı borudaki boyutsuz basınç kaybı ( $\Delta p^* = \Delta p / \rho \frac{\bar{u}^2}{2}$ )
$\Delta p_0$	Gelişmiş akışta düz borudaki basınç kaybı
$\Delta T_m$	Logaritmik sıcaklık farkı
$\left. \begin{array}{l} CX_1, CR_1 \\ CX_2, CR_2 \\ CX_3, CR_3 \end{array} \right\}$	$x^*$ ve $r^*$ yönündeki birinci türev katsayıları
$\left. \begin{array}{l} CXX_1, CRR_1 \\ CXX_2, CRR_2 \\ CXX_3, CRR_3 \end{array} \right\}$	$x^*$ ve $r^*$ yönündeki ikinci türev katsayıları
$\left. \begin{array}{l} CXW, CRW \\ AXW, ARW \\ BXW, BRW \\ DXW, DRW \end{array} \right\}$	Girdap fonksiyonunun hesaplanmasında kullanılan katsayılar
$\left. \begin{array}{l} CXF, CRF \\ AXF, ARF \\ BXF, BRF \\ DXF, DRF \end{array} \right\}$	Akım fonksiyonunun hesaplanmasında kullanılan katsayılar
$\left. \begin{array}{l} CRT \\ ART \\ BRT \\ DRT \end{array} \right\}$	Enerji denkleminin çözümünde kullanılan katsayılar

### Kısaltmalar

GA	Hidrodinamik ve termik olarak gelişmiş akış
HGA	Hidrodinamik olarak gelişmekte olan akış
HTGA	Hidrodinamik ve termik olarak gelişmekte olan akış
TGA	Hidrodinamik olarak gelişmiş termik olarak gelişmekte olan akış
SFD <sub><math>\theta</math></sub>	$\theta^*$ için sonlu farklar denklemi
SFD <sub><math>\psi</math></sub>	$\psi^*$ için sonlu farklar denklemi
SFD <sub><math>\omega</math></sub>	$\omega^*$ için sonlu farklar denklemi



## ÖZ

Bu çalışmada, segman yerleştirilmiş borularda laminar akışta, akış ve ısı transferi; segmanın cidara yapışık, cidardan ayrık ve eksende olması durumları için incelenmiştir. Önce, Navier-Stokes denklemleri çözülerek segmanlı borudaki akım ve girdap fonksiyonları, hız dağılımları, basınç dağılımları, basınç kaybı ve sabit akım çizgileri bulunmuştur. Daha sonra, bulunan hız dağılımları enerji denklemine taşınarak çeşitli Prandtl sayıları için segmanlı borudaki sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri; sıkıştırılmaz, Newtonien olan, sabit viskoziteli bir akışkan için silindirik koordinatlarda yazılmıştır. Bu denklemler nümerik olarak hassas neticeler veren akım ve girdap fonksiyonları cinsinden yazılarak boyutsuz hale getirilmiştir. Elde edilen diferansiyel denklemler, sonlu farklar yöntemlerinden “Alternating Direction Implicit” İmplicit Değişen Yönler metoduyla değişken adımlarda çözülmüştür. Enerji denklemi ise implisit sonlu farklar yöntemi ile değişken adımlarda çözülmüştür.

## ABSTRACT

In this study, fluid flow and heat transfer in tubes with inserted rings, in case of rings closed to the wall, attached to the wall and being on the axis, has been examined. Once, Navier-Stokes equations has been solved and stream and vorticity functions, velocity distributions, pressure distributions, pressure losses and constant stream lines for the ring inserted tubes has been obtained. Then, using the velocity distribution in energy equation for various Prandtl numbers, temperature distribution and mean Nusselt numbers in ring inserted tube have been calculated. Navier-Stokes and continuity equations have been written in cylindrical coordinates for a Newtonian, non-compressible fluid having constant viscosity. These equations have been solved in terms of stream and vorticity functions and become dimensionless. Differential equations obtained have been solved numerically by using the Alternating Direction Implicit Method with non-uniform intervals. However, energy equation has been solved by using the implicit finite difference method with variable step.

## 1.GİRİŞ

Günümüzde enerji maliyetleri hızlı bir şekilde artmaktadır. Böylece işletmeler enerji giderlerini azaltmak için enerji geri kazanımlı sistemlere önem vermektedirler. Enerji geri kazanımında kullanılan cihazlardan biri de ısı değıştircileridir. Bu ısı değıştircilerinden bazıları, kompakt hale getirilmiş ısı değıştircileridir. Enerji giderlerini azaltmak için kullanılan kompakt ısı değıştircileri her geçen gün yaygınlaşmaktadır. Kompakt ısı değıştircilerinin en önemli avantajları arasında, boyutlarının küçük, ağırlığının az ve maliyetinin düşük olması gibi sebepler bulunmaktadır. Bir ısı değıştircisinde bu özelliklerin sağlanabilmesi, kullanılan kanal geometrisi ile doğrudan ilgilidir. Kompakt ısı değıştircilerinde hidrolik çapın küçük olması nedeniyle, özellikle gaz akışlar için tasarım parametrelerinden biri olan Reynolds sayısı laminar bölgeye düşer. Bundan dolayı çeşitli geometrilerdeki kanallarda, laminar akışta ısı transferinin hesaplanması büyük önem taşımaktadır.

İçerisine segman yerleştirilmiş borularda akış ve ısı transferi, hem yeni tip ısı değıştircilerinin geliştirilmesine hem de pratikte kullanılan kompakt ısı değıştircileri üzerinde yapılan proseslerin fiziksel yönden aydınlatılmasına katkıda bulunmak amacıyla teorik olarak incelenmiştir. Segman yerleştirilmiş borularda, çeşitli kesit alanlı kanallardaki gibi sürekli sınır tabaka yenilenmesi olduğundan yüksek ısı transferi katsayıları beklenir. Beklenen bu özellikten dolayı, segman yerleştirilmiş borularda akış ve ısı transferi incelenmiştir.

Segmanlı borularda akış ve ısı transferi; segmanın cidara yapışık olması, cidardan ayrık olması ve simetri ekseninde olması durumları için incelenmiştir. Yapılan literatür araştırmasında, segmanın cidara yapışık olması durumu için bir çok çalışmaya rastlanıldığı halde, segmanın cidardan ayrık olması durumu için herhangi bir çalışmaya rastlanılmamıştır. Bu çalışmada,  $L_1$  kalınlıklarında,  $d_1$  ve  $d_2$  iç ve dış

çaplı segmanlar,  $d$  iç çaplı boruya  $L$  aralıklarıyla yerleştirilmiştir. Segmanla cidar arasında bir  $(d-d_2)/2$  aralığının olmasına izin verilmekte olup, böylece hem ısı transferinin daha iyi hem de basınç kaybının az ve bilhassa kirlenmenin daha az olması beklenmektedir.

Segman yerleştirilmiş borularda ısı transferini incelemeyen önce, akışın bilinmesi gerekir. Akış hesabından ayrıca basınç kaybını bulmak mümkündür. Bu çalışmada, akışkan tek fazlı ve akış laminar kabul edilmiştir. Akış ve ısı transferini hesaplamak, Navier-Stokes ve enerji denklemlerini çözmekle mümkün olacaktır.

Segman yerleştirilmiş borularda akışı hesaplamak için, Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri; sıkıştırılmaz, Newtonien olan, sabit viskoziteli bir akışkan için silindirik koordinatlarda yazılmıştır. Bu denklemler nümerik olarak hassas neticeler veren akım ve girdap fonksiyonları cinsinden yazılarak boyutsuz hale getirilmiştir. Elde edilen diferansiyel denklemler, sonlu farklar yöntemlerinden "Alternating Direction Implicit" İmplicit Değişen Yönler metoduyla değişken adımlarda çözülmüştür.

Diferansiyel denklemlerin çözümünün yeterli hassasiyette olabilmesi için adım sayısının yeteri kadar yüksek olması gerekmektedir. Adım sayısının fazla seçilmesi kanal bölgesindeki adım uzunluğunun küçük olmasına, dolayısıyla bilinmeyen nokta sayısının artmasına neden olmaktadır. Bu artış beraberinde işlem yükünü artırdığı gibi, bilgisayar hafızasında bulundurulacak bilgi miktarını da artıracaktır. Adım sayısı artırılarak çözüm daha hassas olurken bilgisayarın hesaplama süresi de uzamaktadır. Bu problemleri ortadan kaldırmak için bilinmeyen nokta sayısını artırmadan hız ve sıcaklık gradyanının hızlı değiştiği boru ve segman cidarına yakın bölgelerde nokta yoğunluğu artırılabilir. Bu yöntemle kanal bölgesinde nokta sayısı boru ve segman cidarına istenildiği kadar yaklaştırılabilmektedir. Bunun için adım uzunlukları düzenli

olarak değiştirilebilen bir yöntem düşünülmüştür. Bu yöntemle kanal bölgesindeki ağ sisteminde her düğüm noktasındaki adım uzunlukları oranının sabit olması sağlanmıştır. Bu oran sıklık derecesi olarak tanımlanmış olup, istenildiği gibi değiştirilebilmektedir. Bu durumda kanal bölgesindeki ağ sisteminde adım uzunlukları eşit uzunlukta olmayıp, farklı adımlardan meydana gelmektedir. Bilindiği gibi sonlu farklar türev büyüklükleri eşit adım uzunluğunda yazılmaktadır. Bu yüzden adım uzunluklarının farklı olması diferansiyel denklemlerdeki türev büyüklüklerinin yeniden oluşturulmasını gerektirir.

Bir kanalda ısı transferinin hesaplanabilmesi için, ısı transferine ait boyutsuz sayı olan Nusselt sayısının hesaplanması gerekir. Nusselt sayısını bulabilmek için kanal kesitinde hız ve sıcaklık dağılımlarının bilinmesi gerekir. Bunun için Navier-Stokes ve enerji denklemleri birlikte çözümlenerek hız ve sıcaklık dağılımları bulunur.

Diferansiyel denklemin çözümünün stabil olmasını sağlamak için Crank-Nicholson yönteminin genel durumu kullanılmıştır. Genel Crank-Nicholson yöntemi implisit ve explicit yöntemlerinin her ikisini de içine alabilmektedir. Buna göre, kanalda bilinmeyenler düzleminin  $\sigma$  katı, bilinenler düzleminin  $(1-\sigma)$  katı ile toplanarak sonlu farklar eşitliği oluşturulmaktadır.  $\sigma$  sayısı 0 ile 1 arasında sabit bir sayı olup, istenildiği gibi değiştirilerek diferansiyel denklemin çözümünün daha hızlı yakınsaması sağlanabilmektedir. Crank-Nicholson yönteminde  $\sigma = 0.5$  'dir.

Sonlu farklar eşitliği başlangıç ve sınır şartları altında bütün düğüm noktalarına uygulanarak lineer denklem takımı oluşturulur. Sonlu farklar yöntemlerinden Implisit Değişen Yönler Metodu kullanıldığından dolayı lineer denklem takımının bant genişliği 3 olmaktadır. Bant matris genişliği 3 olduğundan çözüm daha basite indirgenmiş olur. Lineer denklem takımı Gaus-Eliminasyon yöntemiyle çözülmüştür. Katsayılar matrisinin boyutu kanal bölgesindeki nokta

sayısına bağlıdır. Ağ sistemindeki nokta sayısı artırıldığında matris boyutu artmakta aynı zamanda lineeer denklem takımının czm zaman almaktadır. Bunu önlemek için sıklık derecesi artırılarak ağ sistemindeki nokta sayısı azaltılabilir.



## 2.ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Kanallarda akışın gelişimi HAHNEMANN ve EHRET (1941) tarafından hareket miktarı teoremine göre hesaplanmıştır. Akış ilk defa SCHLICHTING (1934) ve daha sonra STEPHAN (1959) tarafından seriler yöntemiyle sınır tabaka denklemleriyle belirlenmiştir. GECK (1953) bu konuyu sonlu farklar metodu ile incelemiştir. Şimdiye kadar belirtilen çalışmalarda, akışa dik yönde basıncın sabit olduğu kabul edilmiştir. Yani Prandtl'ın "Sınır tabaka teorisi" uygulanmıştır. WANG ve LONGWELL (1964), BRANDT ve GILLIS (1966) Navier-Stokes denklemlerini hiç bir ihmal yapmadan "Successive Relaxion" nümerik metodu ile çözmüşlerdir.

Kanalda gelişmiş akışta ısı transferi GREATZ (1885), NUSSELT (1910) ve LEVEQUE (1928) tarafından yapılan temel çalışmalarla incelenmeye başlanmıştır. Gelişmekte olan akışta ısı transferinin incelenmesine ilk örnekler olarak HAHNEMANN ve EHRET (1942) ve GECK (1953) tarafından yapılan çalışmalar gösterilebilir.

Pürüzlü kanallarda akış ve ısı transferi ilk olarak NIKURADSE (1933) tarafından yapılan temel çalışmalarla incelenmeye başlanmıştır. Daha sonra NUNNER (1956) pürüzlü borularda ısı transferini ve basınç kaybını incelemiştir. Ayrıca KOCH (1960) türbülanslı akışta pürüzlü borularda ısı transferini hesaplamıştır. KNUDSEN ve KATZ (1950) kanatçıklı borularda ısı transferini ve basınç kaybını hesaplamışlardır.

Kaydırılmış levha dizilerinde laminar akışta ısı ve kütle transferi YILMAZ (1977) tarafından incelenmiştir. Bu çalışmada dizilerden başka, bunların sınır durumları olan kanal ve levhalarda, ısı ve kütle transferine de yer verilmiştir. Araştırmanın ilk kısmında, levha dizilerinde sıkıştırılmaz laminar akış; önce Prandtl

sınır tabaka teorisinde yapılan varsayımlarla sonra da tam Navier-Stokes denklemleriyle nümerik olarak hesaplanmıştır. Navier-Stokes denklemlerinin çözümü için implisit değişen yönler metodu kullanılmıştır. Diferansiyel denklemlerin çözümünden basınç kayıpları hesaplanmıştır. Ayrıca hız dağılımı ve akım çizgileri çizilmiştir. Yapılan iki hesap karşılaştırılarak, sınır tabaka teorisinin geçerlilik bölgesi levha uzunluğuna ve Reynolds sayısına bağlı olarak tesbit edilmiştir. Isı ve kütle transferini belirlemek için, enerji ve kütle transport denklemleri birbirinden bağımsız kabul edilerek bulunan hız alanları yardımıyla nümerik olarak çözülmüştür. Bu araştırmacı ısı transferini, cidarda sabit ısı akımı ve cidardan itibaren sabit ısı direnç sınır şartlarında çözmüştür.

Düz ve kaydırılmış levhalı ısı değiştiricilerinin performans, basınç kaybı ve ısı transferi, SPARROW ve LIU (1979) tarafından incelenmiştir. ROWLEY ve PATANKAR (1984) içten çevresel kanatçıklı borularda laminar akışta ısı transferini hesaplamışlardır. Bu araştırmada periyodik tam gelişmiş akış için Navier-Stokes ve enerji denklemleri sonlu farklar yöntemi ile çözülmüştür. Diferansiyel denklemlerin çözümünde (22x42)' lik sonlu farklar ağı kullanılmıştır. Bu araştırmada Reynolds sayısının 100, 500 ve 1000 değerleri için kanatçık yüksekliği ve kanatçıklar arası mesafe değiştirilerek basınç kayıpları hesaplanmış, hız profilleri çizilmiş ve ayrıca değişik Prandtl sayılarında ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

Kaydırılmış levhalı kanallarda laminar akışta ısı transferi, WEBB ve RAMADHYANI (1985) tarafından da hesaplanmıştır. Bu araştırmacılar Navier-Stokes ve enerji denklemlerini sonlu farklar yöntemiyle (26x26)' lık sonlu farklar ağı kullanarak çözmüşlerdir. Bu çalışmada Reynolds sayısı, Prandtl sayısı ve çeşitli geometrik parametreler değiştirilerek basınç kaybı ve ısı transferi hesaplanmıştır. KELKAR ve PATANKAR (1987) saptırılmış kanatçıklı paralel levhalı kanallarda akış ve ısı transferini incelemişlerdir. Bu araştırmacılar Navier-Stokes ve enerji

denklemlerini sonlu farklar yöntemi ile çözmüşlerdir. Bu çalışmada kanatçık yüksekliği, kanatçıklar arası mesafe ve Reynolds sayısına bağlı olarak basınç kayıpları ve farklı Prandtl sayıları için ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Ayrıca FUKAI ve MIYATAKE (1993) de saptırılmış perdeli paralel kanalda laminar akışta ısı transferini incelemişlerdir. Bu çalışmada akım ve girdap fonksiyonu cinsinden yazılan diferansiyel denklemler sonlu farklar yöntemiyle çözülmüştür. Reynolds sayısının 1, 10 ve 100 değerleri için saptırılmış perdeler arası mesafe değiştirilerek basınç kayıpları hesaplanmıştır. Bu araştırmacılar enerji denklemini sonlu hacimler yöntemiyle çözerek ısı transferini ve ayrıca farklı Reynolds ve Prandtl sayıları için ortalama Nusselt sayılarını hesaplamışlardır.

Laminar akışta, engel yerleştirilmiş kanallarda akış NALLASAMY (1986) tarafından nümerik olarak incelenmiştir. Bu araştırmacı akım ve girdap fonksiyonu cinsinden yazılan diferansiyel denklemleri sonlu farklar yöntemiyle çözmüştür. Çalışmada Reynolds sayısının 1500 değerine kadar basınç kayıpları hesaplanmış olup Reynolds sayısına, engel yüksekliği ve kalınlığına göre hız profillerinin değişimi incelenmiştir.

Düşük Reynolds sayılarında küçük küreler yerleştirilmiş kanalda ısı transferini STEVEN ve ALBERTY (1988) sonlu farklar yöntemiyle hesaplamışlardır. Bu araştırmacılar Navier-Stokes ve enerji denklemlerini akım ve girdap fonksiyonu cinsinden yazarak çözmüşlerdir.

Pürüzlü kanallarda türbülanslı akış MEYER (1980) tarafından deneysel olarak incelenmiştir. Bu çalışmada geometrik parametreler değiştirilerek kanalda basınç ve hızlar ölçülmüş olup basınç ve hız profilleri çizilmiştir. GEE ve WEBB (1980) helisel kanatçıklı pürüzlü borularda türbülanslı akışta ısı transferini deneysel olarak incelemişlerdir. Bu araştırmacılar helis açısına ve kanatçıklar arası mesafeye göre ısı

transfer katsayısını ve sürtünme katsayısını hesaplamışlardır. HAN (1984) kanatçıklı pürüzlü kanallarda ısı transferini ve basınç kaybını deneysel olarak incelemiştir. Bu araştırmacı Reynolds sayısının 7000 ve 90000 aralığında kanatçık yüksekliği ve kanatçıklar arası mesafeye göre sürtünme katsayısını ve ısı transfer katsayısını incelemiştir. VILEMANS ve SIMONIS (1985) iç içe yerleştirilmiş pürüzlü borularda türbülanslı akışta ısı transferini ve sürtünme katsayısını deneysel olarak incelemiştir. Bu çalışmada içteki borunun dış kısmında kare ve trapez kesitli pürüzlülük oluşturularak ısı transferi hesaplanmıştır.

Pürüzlü kanallarda laminar akışta ısı transferi AIBA (1990) tarafından incelenmiştir. Bu araştırmacı iki boyutlu akış için Navier-Stokes ve enerji denklemlerini akım ve girdap fonksiyonu cinsinden yazarak sonlu farklar yöntemiyle çözmüştür. Değişken adımlarda (74x18) sonlu farklar ağı kullanılarak diferansiyel denklemler çözülmüş olup Reynolds sayısının 35-210 aralığında Nusselt sayıları hesaplanmıştır. FARHANIEH ve ark. (1993) pürüzlü kanallarda laminar akışta ısı transferini nümerik ve deneysel olarak incelemiştir. Navier-Stokes ve enerji denklemleri sonlu hacimler yöntemiyle çözülmüştür. Bu araştırmacılar, farklı Reynolds sayıları için basınç kaybını ve Nusselt sayısını hesaplamış olup nümerik ve deneysel sonuçları birbiri ile karşılaştırmışlardır. HSIEH ve ark. (1990) kanatçıklı yüzeylerde laminar akışta ısı transferini nümerik ve deneysel olarak incelemiştir. İki boyutlu, daimi, laminar, sıkıştırılmaz akış için Navier-Stokes ve enerji denklemleri akım ve girdap fonksiyonu cinsinden yazılarak sonlu hacimler yöntemiyle çözülmüştür. Bu araştırmacılar, kanatçık yüksekliğine ve Reynolds sayısına göre ısı transfer katsayısının değişimini incelemişler ve ortalama Nusselt sayılarını hesaplamışlardır. HONG ve HSIEH (1993) küçük kare kesitli kanatçıkların yerleştirildiği kare ve dikdörtgen kanallarda sürtünme katsayısını ve ısı transferini incelemiştir. ZHANG ve ark. (1994) kanatçıklı-yivli ve kanatçıklı kare kanallarda

Reynolds sayısının 10000 ile 50000 aralığında sürtünme katsayısını ve ısı transferini deneysel olarak incelemişlerdir.

FU ve TSENG (1994) i içe yerleştirilmiş borularda laminar akışta ısı transferini incelemişlerdir. İçteki borunun duvar kalınlığının ihmal edilecek kadar küçük ve ısı iletim katsayısının akışkaninkine göre çok büyük olduğunu kabul ederek Navier-Stokes ve enerji denklemlerini sonlu farklar yöntemiyle zmşlerdir. İçteki borunun beş farklı konumu için değişik Reynolds sayılarında basınç kayıpları ve Prandtl sayısının 0.1-10 aralığında Nusselt sayıları hesaplanmıştır.



### 3. MATERYAL VE METOD

#### 3.1. Kanallarda Laminar Akış Türleri

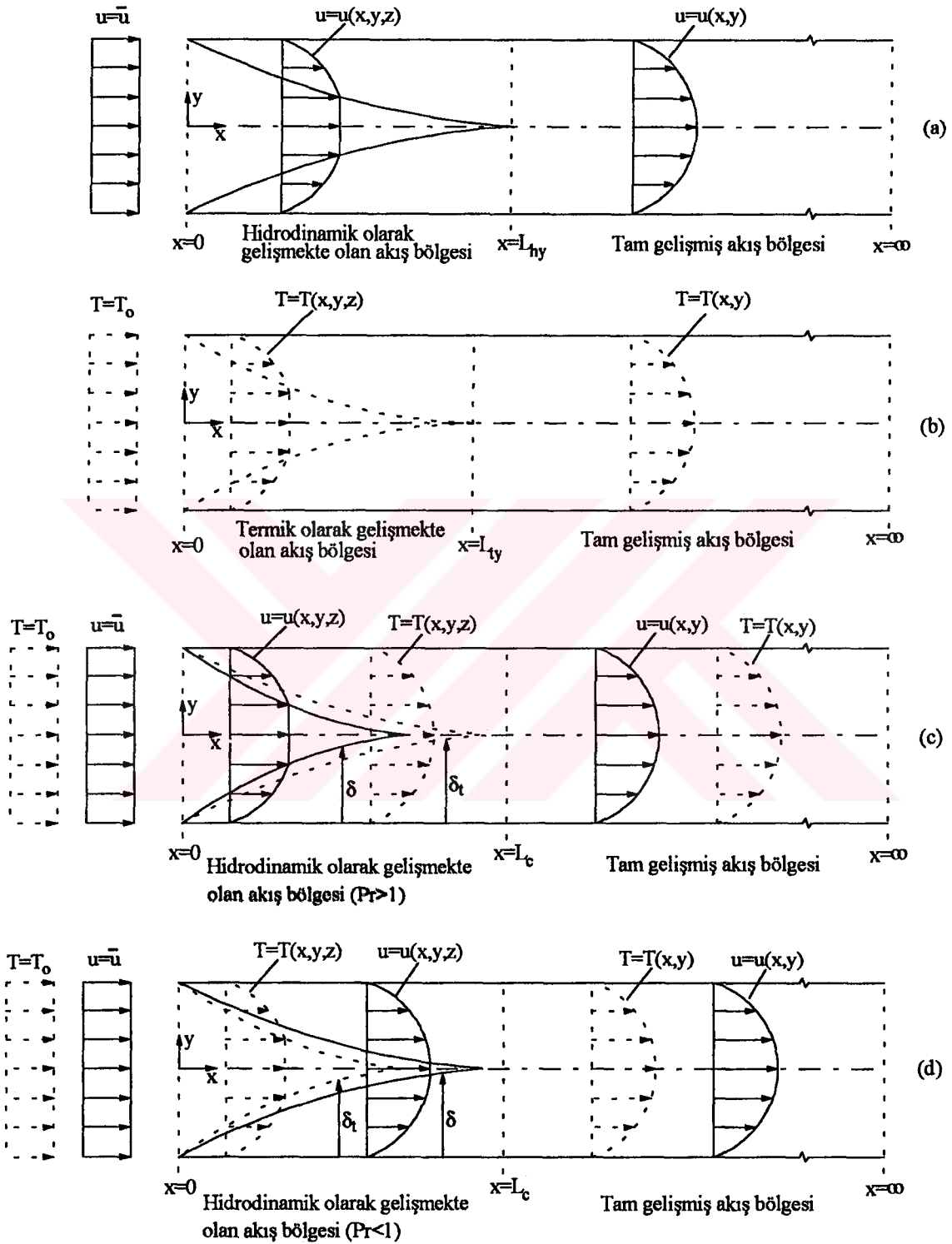
Kanallarda laminar akış ve ısı transferi dört türde incelenebilir. Bunları

- 1) Hidrodinamik olarak gelişmekte olan akış (HGA)
- 2) Hidrodinamik ve termik olarak gelişmekte olan akış (HTGA)
- 3) Hidrodinamik olarak gelişmiş termik olarak gelişmekte olan akış (TGA)
- 4) Hidrodinamik ve termik olarak gelişmiş akış (GA)

şeklinde sıralayabiliriz.

Birinci akış türünde akışkan kanala üniform hız dağılımında girmektedir (Şekil 1a). Herhangi bir ısı transferi yoktur. Duvardan itibaren viskozitenin etkisiyle hidrodinamik sınır tabakası genişlerken hız profili de oluşmaya devam edecektir. Belirli bir uzunluktan sonra akış gelişimini tamamlayacaktır. Bu bölgeye ( $0 < x < L_{hy}$ ) HGA bölgesi denmektedir. HGA bölgesinde eksenel hız profili  $u = u(x, y, z)$  koordinatlarına bağlı iken,  $x > L_{hy}$  uzunluğundan itibaren sadece iki koordinatın fonksiyonudur.

Hidrodinamik ve termik olarak gelişmekte olan akış türünde, kanal başlangıcından ( $x=0$ ) itibaren aynı anda ısı transferinden dolayı termik sınır tabakası da oluşmaya başlar. Prandtl sayısı birden büyük olduğunda ( $Pr > 1$ ) hidrodinamik sınır tabaka kalınlığı, termik sınır tabaka kalınlığından daha büyük olmakta (Şekil 1c), Prandtl sayısı birden küçük olduğu ( $Pr < 1$ ) durumda ise tam tersi olmaktadır (Şekil 1d). Dolayısıyla HTGA bölgesinde Prandtl sayısının önemi büyüktür. Bilindiği gibi Prandtl sayısı kinematik viskozitenin ısı yayılım katsayısına oranıdır ( $Pr = \nu/a$ ). Bu bölgede ( $0 < x < L_c$ ) hız ve sıcaklıklar her üç koordinatın fonksiyonudur.  $Pr \rightarrow \infty$  sınır durumunda ise, sıcaklık profili gelişmeye başlamadan, hız profilinin geliştiği



Şekil 1. Kanallarda laminar akışta hidrodinamik ve termik sınır tabakaların gelişmesi

söylenbilir.  $Pr \rightarrow 0$  durumunda ise olay tam tersi olup, hız profili gelişmeye başlamadan sıcaklık profili gelişmektedir. Pratikte  $Pr \rightarrow \infty$  yüksek viskoziteli akışkanlar,  $Pr \rightarrow 0$  ise, sıvı metal akışkanlar için söz konusudur.

TGA türünde, akışkan kanala üniform ( $T_0$ ) sıcaklık dağılımında girmektedir. Duvar sıcaklığı akışkan giriş sıcaklığından farklı olduğundan ( $T_d > T_0$ ), ısı transferinden dolayı akışkanda termik sınır tabakası oluşmaya başlayacaktır. Sıcaklığın etkisiyle kanal boyunca sıcaklık profili gelişecek ve  $x=L_{th}$  uzunluğuna varıldığında gelişimini tamamlayacaktır. Bu bölgeye ( $0 < x < L_{th}$ ) TGA bölgesi denmektedir(Şekil 1b).

Tam gelişmiş akışta, hız ve sıcaklık profilleri artık oluşumlarını tamamlamıştır.  $x > L_c$  uzunluğundan sonra akış tam gelişmiş olup, bu bölgeye ( $L_c < x < \infty$ ) tam gelişmiş akış bölgesi, akışa da tam gelişmiş akış (GA) denmektedir.

### 3.1.1. Silindirik Koordinatlarda Navier-Stokes Denklemleri

Segmanlı borularda akışı hesaplamak, Navier-Stokes ve süreklilik denklemleriyle mümkündür. Sıkıştırılmaz, Newtonien olan, sabit viskoziteli bir akışkan için silindirik koordinatlarda Navier-Stokes denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right] \quad (2)$$

Burada,  $\rho$  akışkanın yoğunluğunu,  $\nu$  akışkanın kinematik viskozitesini,  $u$  aksenal hızı,  $v$  radyal hızı ve  $p$  ise basıncı göstermektedir.

Navier-Stokes denklemlerini boyutsuz hale getirmek için aşağıdaki boyutsuz sayıları tarif etmek gerekir.

$$\text{Boyutsuz aksenal hız} \quad : u^* = \frac{u}{\bar{u}} \quad (3)$$

$$\text{Boyutsuz radyal hız} \quad : v^* = \frac{v}{\bar{u}} \quad (4)$$

$$\text{Boyutsuz aksenal koordinat} \quad : x^* = \frac{x}{L} \quad (5)$$

$$\text{Boyutsuz radyal koordinat} \quad : r^* = \frac{r}{R} \quad (6)$$

$$\text{Boyutsuz uzunluk} \quad : L^* = \frac{L}{d} \quad (7)$$

$$\text{Boyutsuz zaman} \quad : t^* = \frac{tv}{R^2} \quad (8)$$

$$\text{Boyutsuz basınç} \quad : p^* = \frac{p}{\rho \frac{\bar{u}^2}{2}} \quad (9)$$

$$\text{Reynolds sayısı} \quad : Re = \frac{\bar{u}d}{\nu} \quad (10)$$

Burada,  $\bar{u}$  boru içindeki ortalama hızı,  $d$  boru çapını,  $R$  boru yarıçapını ve  $L$  segmentler arası mesafeyi göstermektedir. Bu boyutsuz sayılar kullanılarak Navier-Stokes denklemleri aşağıdaki şekli alır.

$$\frac{2}{Re} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2L^*} u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} = -\frac{1}{4L^*} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{2}{Re} \left[ \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} \right] \quad (11)$$

$$\frac{2}{Re} \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2L^*} u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \frac{2}{Re} \left[ \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial v^*}{\partial r^*} - \frac{v^*}{r^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial r^{*2}} \right] \quad (12)$$

### 3.1.2. Süreklilik Denklemi ve Boyutsuz Hale Getirilmesi

Silindirik koordinatlarda daimi, sıkıştırılmaz ve akışkan fiziksel özellikleri sabit olmak üzere süreklilik denklemi

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad (13)$$

şeklindedir. Boyutsuz sayılar kullanılarak süreklilik denklemi

$$\frac{1}{2L^*} \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{v^*}{r^*} + \frac{\partial v^*}{\partial r^*} = 0 \quad (14)$$

şekline getirilir.

### 3.1.3. Navier-Stokes Denklemlerinin Akım ve Girdap Fonksiyonu Cinsinden Yazılması

Bu çalışmada nümerik olarak hassas neticeler veren akım ve girdap fonksiyonları ile elde edilen denklemler çözülecektir.

Silindirik koordinatlarda akım ve girdap fonksiyonları;

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (15)$$

$$v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (16)$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r} \quad (17)$$

eşitlikleriyle verilmiştir. Akım ve girdap fonksiyonları için aşağıdaki boyutsuz sayıları tarif etmek gerekmektedir.

$$\text{Boyutsuz akım fonksiyonu} : \psi^* = \frac{2\psi}{\bar{u}R^2} \quad (18)$$

$$\text{Boyutsuz girdap fonksiyonu} : \omega^* = \frac{\omega R}{\bar{u}} \quad (19)$$

Yukarıdaki boyutsuz sayıların kullanılmasıyla (15), (16) ve (17) denklemleri boyutsuz hale getirilir.

$$u^* = \frac{1}{2r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \quad (20)$$

$$v^* = -\frac{1}{4L^*r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \quad (21)$$

$$\omega^* = \frac{1}{2L^*} \frac{\partial v^*}{\partial x^*} - \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \quad (22)$$

(20), (21) ve (22) eşitliklerinin (11) ve (12) diferansiyel denklemlerinde yerine konulup, (11) denkleminin  $r^*$  'a ve (12) denkleminin de  $x^*$  'a göre türevini alarak ve meydana gelen denklemleri birbirinden çıkararak basınç elimine edilir. Gerekli düzenlemeler yapılarak

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + \frac{\text{Re}}{8L^*r^*} \left[ \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} \right] + \frac{\text{Re} \omega^*}{8L^*r^{*2}} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} - \frac{\omega^*}{r^{*2}} \quad (23)$$

girdap transport denklemi elde edilir. İkinci denklem olarak, (20) ve (21) eşitliklerini (22) eşitliğinde yerine yazarsak

$$\omega^* = -\frac{1}{2r^*} \left[ \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \right] \quad (24)$$

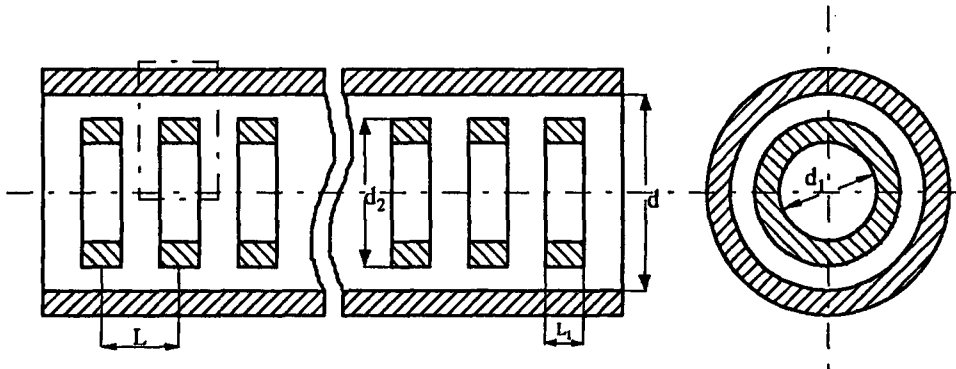
denklemini bulunur. Bu iki diferansiyel denklem yardımıyla akım ve girdap fonksiyonları hesaplanır.

### 3.1.4. Akış İçin Gerekli Sınır Şartları

(23) ve (24) diferansiyel denklemleri  $x^*$  ve  $r^*$  'a göre ikinci mertebeden olduklarından,  $x^*$  ve  $r^*$  yönünde ikişer sınır şartına ihtiyaç vardır. Bu sınır şartları aşağıda ayrı ayrı geometrik durumlar için dikkate alınacaktır.

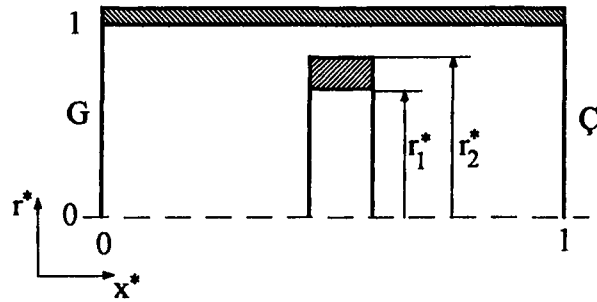
#### 3.1.4.1. Segmanla Cidar Arasında Bir Mesafenin Olması Durumu

$L_1$  kalınlıklarında,  $d_1$  ve  $d_2$  iç ve dış çaplı olan segmanlar,  $d$  iç çaplı boruya  $L$  aralıklarıyla yerleştirilmiştir (Şekil 2). Segmanlarla cidar arasında bir  $(d-d_2)/2$  aralığı mevcuttur.



Şekil 2. Segman yerleştirilmiş boru

Şekil 2 'de kesikli çizgilerle gösterilen bölge kontrol hacimi olarak alınmıştır. Bu bölge Şekil 3 'te gösterilmiştir. Bu akış bölgesi için sınır şartları yazılacaktır.



Şekil 3. Segmanın cidardan ayrık olması durumundaki akış bölgesi

Şekil 3 'deki akış bölgesi için  $r^*$  yönündeki sınır şartları

$$r^*=0 \text{ 'da} \quad \frac{\partial u^*}{\partial r^*} = 0 \text{ ve } v^*=0 \quad (25)$$

$0 \leq x^* \leq 1$ :

$$r^*=1 \text{ 'de} \quad u^*=0 \text{ ve } v^*=0 \quad (26)$$

şeklinde ifade edilir. (20), (21), (22), (25) ve (26) eşitliklerinden akım ve girdap fonksiyonu için  $r^*$  yönündeki sınır şartları bulunur.

$$r^*=0 \text{ 'da} \quad \psi^*=0 \text{ ve } \omega^*=0 \quad (27)$$

$0 \leq x^* \leq 1$ :

$$r^*=1 \text{ 'de} \quad \psi^*=1 \text{ ve } \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} \quad (28)$$

$r^*=1$  'de  $\omega^*$  için verilen sınır şartı için ( $u^*=0$ ) olduğundan  $\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}}$  'nin hesabında;  $(\partial \psi^* / \partial r^*) = 0$  şartının gözönünde bulundurulması gerekir.

Segmanın bütün yüzeylerinde  $u^*$  ve  $v^*$  hızları sıfırdır.  $\omega^*$  ve  $\psi^*$  için segman yüzeyindeki sınır şartları;

radyal yüzeylerde:

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} = 0, \quad \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} = 0 \text{ ve } \omega^* = -\frac{1}{8L^{*2} r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \quad (29)$$

eksenel yüzeylerde:

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} = 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = 0, \quad \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} = 0 \text{ ve } \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} \quad (30)$$

köşe noktalarında:

$$\omega^* = -\frac{1}{2r^*} \left[ \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \right] \quad (31)$$

elde edilir.

$x^*$  yönündeki sınır şartları için akışın her segman bölgesinde aynı olması varsayımından yararlanılmıştır. Şekil 3 'teki giriş (G) ve çıkış (Ç) kesitlerinde aksenal hızlar ve bu hızların  $x^*$  'a göre türevleri birbirine eşittir. Radyal hız  $v^*$  için de;  $u^*$  için verilen sınır şartları geçerlidir. Bu sınır şartları aşağıda verilmiştir.

$$u^*(0, r^*) = u^*(1, r^*) \quad (32)$$

$$\left. \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right|_{0, r^*} = \left. \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right|_{1, r^*} \quad (33)$$

$$v^*(0, r^*) = v^*(1, r^*) \quad (34)$$

$$\left. \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right|_{0, r^*} = \left. \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right|_{1, r^*} \quad (35)$$

Bu şartlardan,  $\omega^*$  ve  $\psi^*$  için  $x^*$  yönündeki sınır şartları aşağıdaki gibi çıkarılır.

$$\psi^*(0, r^*) = \psi^*(1, r^*) \quad (36)$$

$$\left. \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right|_{0, r^*} = \left. \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \right|_{1, r^*} \quad (37)$$

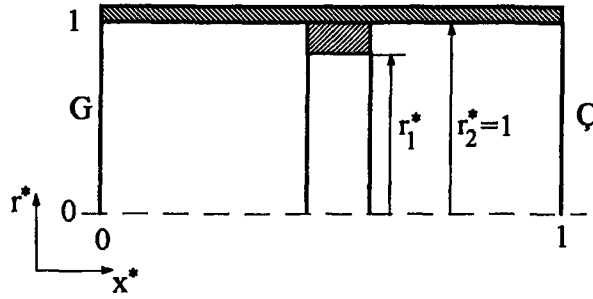
$$\omega^*(0, r^*) = \omega^*(1, r^*) \quad (38)$$

$$\left. \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} \right|_{0, r^*} = \left. \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} \right|_{1, r^*} \quad (39)$$

#### 3.1.4.2. Segmanın Cidara Yapışık Olması Durumu

Segmanla boru cidarı arasında boşluk yoktur. Bu durum Şekil 4 'te gösterilmiştir. Bu akış bölgesi için, segmanın cidardan ayrık olması durumundaki  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki sınır şartları geçerlidir. Sadece segman yüzeylerindeki sınır şartları farklıdır.

Segman boru cidarına yapışık olduğundan segman yüzeylerinde akım fonksiyonu  $\psi^* = 1$  'dir.



Şekil 4. Segmanın cidara yapışık olması durumundaki akış bölgesi

Segman yüzeylerindeki sınır şartları;

$$\text{radyal yüzeylerde} \quad : \psi^* = 1 \quad \text{ve} \quad \omega^* = -\frac{1}{8L^{*2} r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \quad (40)$$

$$\text{eksenel yüzeylerde} \quad : \psi^* = 1 \quad \text{ve} \quad \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} \quad (41)$$

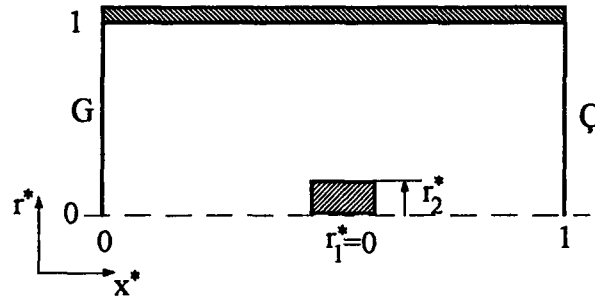
$$\text{köşe noktalarında} \quad : \psi^* = 1 \quad \text{ve} \quad \omega^* = -\frac{1}{2r^*} \left[ \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} \right] \quad (42)$$

şeklinde bulunur.

### 3.1.4.3. Segmanın Eksende Olması Durumu

Segmanlar boru eksenine yerleştirilmiştir. Şekil 5 'te görüldüğü gibi segman iç çapı sıfırdır. Şekildeki akış bölgesi için, segmanın cidardan ayrık olması durumundaki  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki sınır şartları geçerlidir. Sadece segman yüzeylerindeki sınır şartları farklıdır.

Segman simetri ekseninde olduğundan segman yüzeylerindeki akım ve girdap fonksiyonları sıfırdır.



Şekil 5. Segmanın eksende olması durumundaki akış bölgesi

$$\text{radyal ve aksenal yüzeylerde} \quad : \omega^* = \psi^* = 0 \quad (43)$$

### 3.2. Diferansiyel Denklemlerin Nümerik Çözümü

#### 3.2.1. Nümerik Metod

Bu çalışmada daimi akış incelendiğinden (23) diferansiyel denklemindeki  $\omega^*$  'ın zamana göre türevinin sıfır olması gerekir. Bu durumda (23) ve (24) denklemleri birbirlerine bağımlı, lineer olmayan, kısmi türevli, eliptik diferansiyel denklemlerdir.

Eliptik diferansiyel denklemlerin nümerik çözümü için kullanılan sonlu farklar metodlarından en önemlileri; Successive Over Relaxation ve “Alternating Direction Implicit Method” İmplicit Değişen Yönler Metodu diye adlandırılır (STEVEN, 1988). Bu çalışmada diferansiyel denklemlerin çözümü için implisit değişen yönler metodu kullanılmıştır.

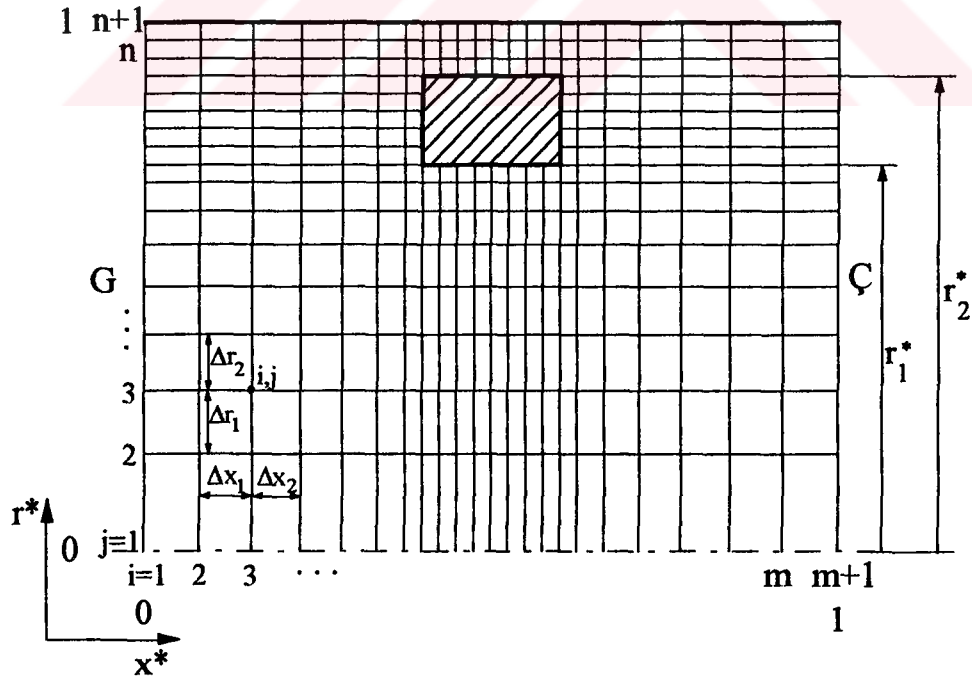
İmplicit değişen yönler metodu ile parabolik denklem türlerinde stabiliteye daha çabuk erişildiğinden, (23) diferansiyel denkleminde  $\partial\omega^*/\partial t^*$  terimi daimi akış hesaplanmasına rağmen bırakılmıştır. Bu sayede eliptik tip diferansiyel denklem

parabolik tipe dönüştürülmüştür. Aynı sebepten ötürü, (24) denklemine böyle bir zaman kısmı eklenecektir. Bu eklemenin hiçbir fiziksel manası yoktur. Bir nümerik metod olarak düşünölmelidir. Böylece (24) denklemi aşağıdaki şekli alır (YILMAZ, 1982).

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial t^*} - \omega^* = \frac{1}{2r^*} \left[ \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{4L^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \right] \quad (44)$$

### 3.2.2. Kullanılan Sonlu Farklar Yöntemi

Diferansiyel denklemlerin nümerik çözümü için (23) ve (44) denklemlerindeki diferansiyel büyüklükler, sonlu farklar olarak ifade edilecektir. Bunun için hesaplanacak bölge Şekil 6 'da gösterildiği gibi, kenarları  $\Delta x^*$  ve  $\Delta r^*$  olan dikdörtgenlerden meydana gelen ağlara bölünür. Bu ağların her noktasına diferansiyel denklem uygulanır.



Şekil 6. Akış bölgesindeki sonlu farklar ağı

Diferansiyel denklemlerin eşit adımlardaki çözümü göstermiştir ki elde edilen sonuçların güvenilir olabilmesi için adım sayısının yeterince yüksek olması gerekmektedir. Bu durumda akış bölgesinde bilinmeyen nokta sayısı aşırı miktarda artmakta ve hesaplama süresi uzamaktadır. Bilinmeyen sayısını artırmadan hız ve sıcaklık gradyanının çok hızlı değiştiği segman ve boru cidarında nokta yoğunluğu artırılarak daha hassas çözümler elde edilebilir (NIGEN, 1994).

$x^*$  ve  $r^*$  yönündeki sıklık derecesi  $s_x$  ve  $s_r$

$$s_x = \frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} , \quad s_r = \frac{\Delta r_1}{\Delta r_2} \quad (45)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada  $\Delta x_1$  ve  $\Delta r_1$  herhangi bir (i) 'inci ve (j) 'inci düğüm noktasından önceki adım uzunluğunu göstermektedir. Aynı şekilde  $\Delta x_2$  ve  $\Delta r_2$  herhangi bir (i) 'inci ve (j) 'inci düğüm noktasından sonraki adım uzunluğunu göstermektedir (Şekil 6). Böylece her düğüm noktasında adım uzunluğu oranları sabit olmakta ve istenildiği gibi değiştirilebilmektedir. Boyutsuz koordinatlar (0-1) aralığında olduğundan adım uzunlukları toplamı 1 'i geçemez. Bu durumda, sıklık derecesi ( $s_x$  ve  $s_r$ ) ve adım sayısı (m,n) verildiğinde en küçük adım uzunluklarını bulmak için

$$\Delta x + s_x \Delta x + s_x^2 \Delta x + s_x^3 \Delta x + \dots + s_x^{m-1} \Delta x = 1 \quad (46)$$

$$\Delta r + s_r \Delta r + s_r^2 \Delta r + s_r^3 \Delta r + \dots + s_r^{n-1} \Delta r = 1 \quad (47)$$

ifadeleri yazılabilir. Burada m ve n sırasıyla  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki adım sayısıdır. Böylece sıklık derecesi ve adım sayısı verildiğinde, en küçük adım uzunluğu

$$\Delta x = \frac{1}{1 + s_x + s_x^2 + s_x^3 + \dots + s_x^{m-1}} \quad (48)$$

$$\Delta r = \frac{1}{1 + s_r + s_r^2 + s_r^3 + \dots + s_r^{n-1}} \quad (49)$$

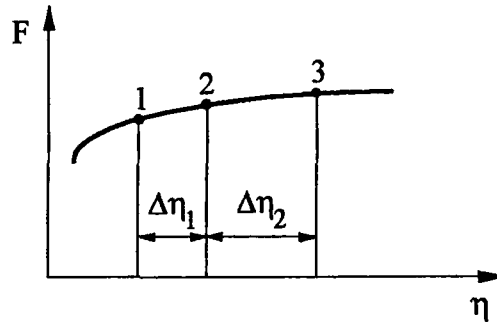
şeklinde bulunur. Herhangi bir (i) 'inci ve (j) 'inci düğüm noktasındaki adım uzunluğu için ise,

$$\Delta x_1(i) = s_x^{(m-i)} \Delta x \quad , \quad \Delta x_2(i) = s_x^{(m-1-i)} \Delta x \quad (50)$$

$$\Delta r_1(j) = s_r^{(n-j)} \Delta r \quad , \quad \Delta r_2(j) = s_r^{(n-1-j)} \Delta r \quad (51)$$

ifadeleri yazılabilir. Sıklık derecesi  $s_x=1$  ve  $s_r=1$  olduğunda bütün noktalardaki adım uzunluğu eşit olmaktadır. Sıklık derecesi; birden büyük olduğunda nokta yoğunluğu cidara yaklaşmakta, birden küçük olduğunda nokta yoğunluğu cidardan uzaklaşmaktadır.

Genel olarak,  $\omega^*$  ve  $\psi^*$  değerleri için  $F$  ve boyutsuz koordinatlar  $x^*$  ve  $r^*$  için  $\eta$  kullanılırsa; Şekil 7 'de görüldüğü gibi  $F$  'nin  $\eta$  'ya göre herhangi bir 2 noktasındaki türevleri Taylor serisinden yararlanarak aşağıdaki şekilde hesaplanır.



Şekil 7. Kısımlı türevlerin sonlu farklar ifadesi

$$F_1 = F_2 - \frac{\Delta\eta_1}{1!} \left( \frac{\partial F}{\partial \eta} \right)_2 + \frac{\Delta\eta_1^2}{2!} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} \right)_2 - \frac{\Delta\eta_1^3}{3!} \left( \frac{\partial^3 F}{\partial \eta^3} \right)_2 + \dots \quad (52)$$

$$F_3 = F_2 + \frac{\Delta\eta_2}{1!} \left( \frac{\partial F}{\partial \eta} \right)_2 + \frac{\Delta\eta_2^2}{2!} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} \right)_2 + \frac{\Delta\eta_2^3}{3!} \left( \frac{\partial^3 F}{\partial \eta^3} \right)_2 + \dots \quad (53)$$

Üç ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek ve gerekli sadeleştirmeler yapılarak birinci ve ikinci türevler aşağıdaki gibi yazılır.

$$\left( \frac{\partial F}{\partial \eta} \right)_2 = \delta_\eta F = -F_1 \frac{\Delta\eta_2}{\Delta\eta_1(\Delta\eta_1 + \Delta\eta_2)} + F_2 \frac{\Delta\eta_2 - \Delta\eta_1}{\Delta\eta_1 \Delta\eta_2} + F_3 \frac{\Delta\eta_1}{\Delta\eta_2(\Delta\eta_1 + \Delta\eta_2)} \quad (54)$$

$$\left( \frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} \right)_2 = \delta_\eta^2 F = F_1 \frac{2}{\Delta\eta_1(\Delta\eta_1 + \Delta\eta_2)} - F_2 \frac{2}{\Delta\eta_1 \Delta\eta_2} + F_3 \frac{2}{\Delta\eta_2(\Delta\eta_1 + \Delta\eta_2)} \quad (55)$$

Bu eşitliklerde F 'nin yerine  $\omega^*$  ve  $\psi^*$ ,  $\eta$  'nın yerine de  $x^*$  ve  $r^*$  konularak,  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki bütün türevler sonlu farklar olarak ifade edilir. Bu sonlu fark ifadeleri için  $\delta_\eta F$  ve  $\delta_\eta^2 F$  kısaltmaları kullanılmıştır. Zamana göre türevler

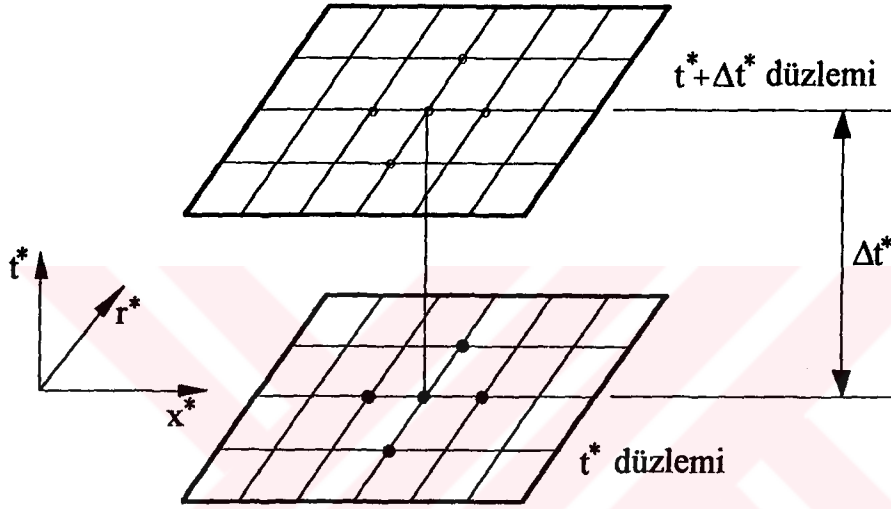
$$\left( \frac{\partial F}{\partial t^*} \right)_{t^*} = \delta_t F = \frac{F_{t^* + \Delta t^*} - F_{t^*}}{\Delta t^*} \quad (56)$$

şeklinde hesaplanır. (23) ve (44) diferansiyel denklemleri (54), (55) ve (56) eşitlikleriyle cebirsel sonlu farklar denklemleri haline getirilir.

$$\begin{aligned} \delta_t \omega^* + \frac{Re}{8L_r^*} (\delta_r \psi^* \delta_x \omega^* - \delta_x \psi^* \delta_r \omega^*) + \frac{Re}{8L_r^*} \omega^* \delta_x \psi^* \\ - \delta_r^2 \omega^* - \frac{1}{4L_r^*} \delta_x^2 \omega^* - \frac{1}{r^*} \delta_r \omega^* + \frac{\omega^*}{r^*} = 0 \end{aligned} \quad (57)$$

$$\delta_t \psi^* - \omega^* - \frac{1}{2r^*} \left[ \delta_r^2 \psi^* + \frac{1}{4L^{*2}} \delta_x^2 \psi^* - \frac{1}{r^*} \delta_r \psi^* \right] = 0 \quad (58)$$

Denklem (57)  $\omega^*$  'ın , denklem (58) ise  $\psi^*$  'ın hesaplanması için kullanılacaktır.



Şekil 8. Sonlu farklar için ağ

Sonlu farkların hesaplanması için gerekli olan ağ;  $x^*$ ,  $r^*$  ve  $t^*$  koordinatları için gösterilmiştir (Şekil 8). Bilinmeyenler  $t^* + \Delta t^*$  düzleminde şekilde gösterilen 5 ağ noktasıdır. Bu noktalar (57) ve (58) denklemlerinde,  $\delta_t F$  kısmından ve diğer terimlerin  $t^*$  ve  $t^* + \Delta t^*$  düzlemleri arasında alınmasından doğar. Bu ortalama türevler Crank-Nicolson yöntemine benzer bir şekilde yapılır.  $t^*$  ve  $t^* + \Delta t^*$  düzlemindeki türevler  $(1-\sigma)$  ve  $\sigma$  faktörleriyle çarpılır.  $\sigma$  'nın değeri 0 ile 1 arasında değişir. İzahl edilen ortalama türevlerle cebirsel denklemler şu şekilde değişirler:

$$\delta_t \omega^* + \sigma [SFD_\omega]^{t^* + \Delta t^*} + (1-\sigma) [SFD_\omega]^{t^*} = 0 \quad (59)$$

Burada

$$\begin{aligned} \text{SFD}_\omega = & \frac{\text{Re}}{8L_r^*} (\delta_r \psi^* \delta_x \omega^* - \delta_x \psi^* \delta_r \omega^*) + \frac{\text{Re}}{8L_r^{*2}} \omega^* \delta_x \psi^* \\ & - \delta_r^2 \omega^* - \frac{1}{4L_r^{*2}} \delta_x^2 \omega^* - \frac{1}{r^*} \delta_r \omega^* + \frac{\omega^*}{r^*} \end{aligned} \quad (60)$$

şeklindedir.  $\text{SFD}_\omega$  ( $\omega^*$  için sonlu farklar denklemi) bir kısaltma kullanılmıştır.  $t^*$  ve  $t^* + \Delta t^*$  indisleri (60) denkleminin bu düzlemler için yazılacağını göstermektedir. Aynı şekilde (58) denklemi için de

$$\delta_t \psi^* + \sigma [\text{SFD}_\psi]^{t^* + \Delta t^*} + (1 - \sigma) [\text{SFD}_\psi]^{t^*} = 0 \quad (61)$$

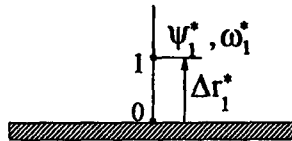
$$\text{SFD}_\psi = -\omega^* - \frac{1}{2r^*} \left[ \delta_r^2 \psi^* + \frac{1}{4L_r^{*2}} \delta_x^2 \psi^* - \frac{1}{r^*} \delta_r \psi^* \right] \quad (62)$$

eşitlikleri yazılır.

### 3.2.3. Cidarda Girdap Fonksiyonu $\omega^*$ 'ın Sonlu Farklar Açılımı

Sınır şartlarının eğer sabit fonksiyon değerleri değilse, sonlu farklar şeklinde yazılmaları gereklidir. Bundan dolayı cidarda girdap fonksiyonu için verilen sınır şartı, dört değişik şekilde sonlu farklar haline getirilmiştir.

a) Üç ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek:



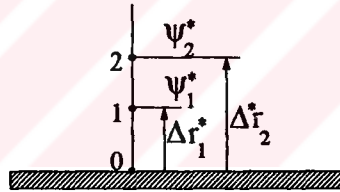
Şekil 9. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (iki noktaya göre)

Bunun için Şekil 9 'da görüldüğü gibi cidardaki nokta 0 ve diğeri 1 ile, bu noktanın cidardan uzaklığı  $\Delta r_1^*$  ile, bu noktadaki akım ve girdap fonksiyonu değeri  $\psi_1^*$  ve  $\omega_1^*$  ile belirlenmiştir. 1 noktası için üç ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek Taylor serisi yazılır ve  $\psi^*$  'ın cidardaki türevi  $(\partial\psi^*/\partial r^*) = 0$  ve değeri  $\psi^* = 1$  olduğu dikkate alınarak ve ayrıca  $(\omega_1^* \approx \omega_c^*)$  kabulü yapılarak cidarda girdap fonksiyonu için

$$\omega_c^* = 1.5 \frac{1 - \psi_1^*}{\Delta r_1^{*2}} - 0.5 \omega_1^* \quad (63)$$

eşitliği elde edilir.

b) Dört ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek:

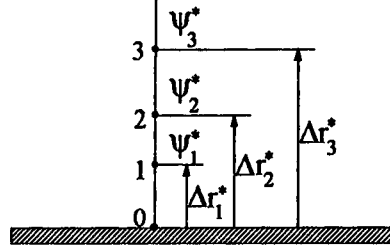


Şekil 10. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (üç noktaya göre)

Bunun için Şekil 10 'da görüldüğü gibi cidardaki nokta 0 ve diğeri 1, 2 ile, bu noktaların cidardan uzaklıkları  $\Delta r_1^*$ ,  $\Delta r_2^*$  ile, bu noktadaki akım fonksiyonunun değerleri  $\psi_1^*$ ,  $\psi_2^*$  ile belirlenmiştir. 1 ve 2 noktaları için dört ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek Taylor serisi yazılır ve  $\psi^*$  'ın cidardaki türevi  $(\partial\psi^*/\partial r^*) = 0$  ve değeri  $\psi^* = 1$  olduğu dikkate alınarak, cidarda girdap fonksiyonu için aşağıdaki denklem bulunur.

$$\omega_c^* = \frac{\Delta r_2^*}{\Delta r_1^{*2} (\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)} (1 - \psi_1^*) - \frac{\Delta r_1^*}{\Delta r_2^{*2} (\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)} (1 - \psi_2^*) \quad (64)$$

c) Beş ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek:



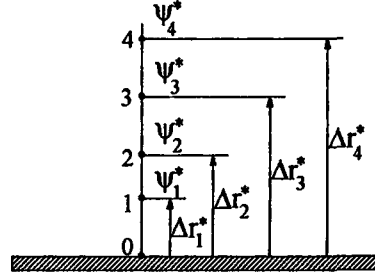
Şekil 11. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (dört noktaya göre)

Bunun için Şekil 11 'de görüldüğü gibi cidardaki nokta 0 ve diğerleri 1, 2, 3 ile, bu noktaların cidardan uzaklıkları  $\Delta r_1^*$ ,  $\Delta r_2^*$ ,  $\Delta r_3^*$  ile, bu noktadaki akım fonksiyonunun değerleri  $\psi_1^*$ ,  $\psi_2^*$ ,  $\psi_3^*$  ile belirlenmiştir. 1, 2 ve 3 noktaları için beş ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek Taylor serisi yazılır ve  $\psi^*$  'ın cidardaki türevi  $(\partial \psi^* / \partial r^*) = 0$  ve değeri  $\psi^* = 1$  olduğu dikkate alınarak, cidarda girdap fonksiyonu için

$$\omega_c^* = \frac{1 - \psi_1^*}{\Delta r_1^{*2}} \left[ \frac{\Delta r_2^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_1^*)} \right] - \frac{1 - \psi_2^*}{\Delta r_2^{*2}} \left[ \frac{\Delta r_1^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)} \right] + \frac{1 - \psi_3^*}{\Delta r_3^{*2}} \left[ \frac{\Delta r_1^* \Delta r_2^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)} \right] \quad (65)$$

eşitliği elde edilir.

d) Beş ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek:



Şekil 12. Cidarda girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı (beş noktaya göre)

Burada bir önceki durumdan farklı olarak cidardan bir sonraki noktadaki  $\psi_1^*$  değeri Taylor serisinde hesaba katılmamıştır. Şekil 12 'de görüldüğü gibi cidardaki nokta 0 ve diğerleri 1, 2, 3, 4 ile, bu noktaların cidardan uzaklıkları  $\Delta r_1^*$ ,  $\Delta r_2^*$ ,  $\Delta r_3^*$ ,  $\Delta r_4^*$  ile, bu noktadaki akım fonksiyonunun değerleri  $\psi_1^*$ ,  $\psi_2^*$ ,  $\psi_3^*$ ,  $\psi_4^*$  ile belirlenmiştir. 2, 3 ve 4 noktaları için beş ve daha yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek Taylor serisi yazılır ve  $\psi^*$  'ın cidardaki türevi  $(\partial\psi^*/\partial r^*) = 0$  ve değeri  $\psi^* = 1$  olduğu dikkate alınarak, cidarda girdap fonksiyonu için

$$\omega_c^* = \frac{1 - \psi_2^*}{\Delta r_2^{*2}} \left[ \frac{\Delta r_3^* \Delta r_4^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_2^*)} \right] - \frac{1 - \psi_3^*}{\Delta r_3^{*2}} \left[ \frac{\Delta r_2^* \Delta r_4^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_3^*)} \right] + \frac{1 - \psi_4^*}{\Delta r_4^{*2}} \left[ \frac{\Delta r_2^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_4^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_3^*)} \right] \quad (66)$$

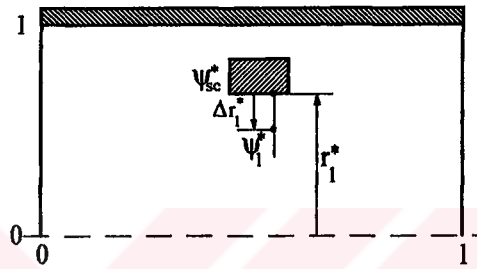
eşitliği elde edilir. 1 noktasındaki  $\psi_1^*$  değeri hesaba katılmamasının sebebi 1 noktasında değer alındığı takdirde  $(\partial\psi^*/\partial r^*) = 0$  şartının zor sağlanması ve böylece hesap zamanının derhal artmasıdır (YILMAZ, 1977).

Cidarda girdap fonksiyonunu hesaplamak için; (63), (64), (65) ve (66) eşitlikleri kullanılmıştır. (66) denklemi yardımıyla, arzu edilen sonuca, daha az iterasyon sayısında varılmıştır. Bunun için cidarda, girdap fonksiyonu hesabında (66) denklemi kullanılmıştır.

### 3.2.4. Segman Yüzeylerinde Girdap Fonksiyonu $\omega^*$ 'in Sonlu Farklar Açılımı

Segman yüzeylerinde girdap fonksiyonu için verilen sınır şartı; boru cidarında olduğu gibi, yine dört değişik şekilde sonlu farklar haline getirilmiştir.

Eksenel alt yüzeyde:



Şekil 13. Segman alt yüzeyinde girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_1^*} \left[ 1.5 \frac{\psi_{sc}^* - \psi_1^*}{\Delta r_1^{*2}} - 0.5 \omega_1^* \right] \quad (67)$$

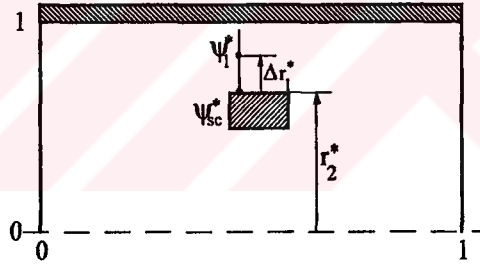
$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_1^*} \left[ \frac{\Delta r_2^*}{\Delta r_1^{*2} (\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)} (\psi_{sc}^* - \psi_1^*) - \frac{\Delta r_1^*}{\Delta r_2^{*2} (\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)} (\psi_{sc}^* - \psi_2^*) \right] \quad (68)$$

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_1^*} \left[ \frac{\psi_{sc}^* - \psi_1^*}{\Delta r_1^{*2}} \left( \frac{\Delta r_2^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_1^*)} \right) - \frac{\psi_{sc}^* - \psi_2^*}{\Delta r_2^{*2}} \right. \\ \left. \left( \frac{\Delta r_1^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)} \right) + \frac{\psi_{sc}^* - \psi_3^*}{\Delta r_3^{*2}} \left( \frac{\Delta r_1^* \Delta r_2^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)} \right) \right] \quad (69)$$

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_1^*} \left[ \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_2^*}{\Delta r_2^{*2}} \left( \frac{\Delta r_3^* \Delta r_4^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_2^*)} \right) - \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_3^*}{\Delta r_3^{*2}} \right. \\ \left. \left( \frac{\Delta r_2^* \Delta r_4^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_3^*)} \right) + \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_4^*}{\Delta r_4^{*2}} \left( \frac{\Delta r_2^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_4^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_3^*)} \right) \right] \quad (70)$$

eşitlikleri yazılabilir. Bu eşitliklerde  $r_1^*$  boyutsuz segman iç yarıçapını,  $\Psi_{sc}^*$  ise segman yüzeyindeki akım fonksiyonunu göstermektedir. Segmanın aksenal alt yüzeyinde girdap fonksiyonunu hesaplamak için (67), (68), (69) ve (70) eşitlikleri kullanılmıştır. (70) denklemini yardımıyla daha az iterasyon sayısında sonuca gidilmiştir.

Eksenel üst yüzeyde:



Şekil 14. Segman üst yüzeyinde girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_2^*} \left[ 1.5 \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_1^*}{\Delta r_1^{*2}} - 0.5 \omega_1^* \right] \quad (71)$$

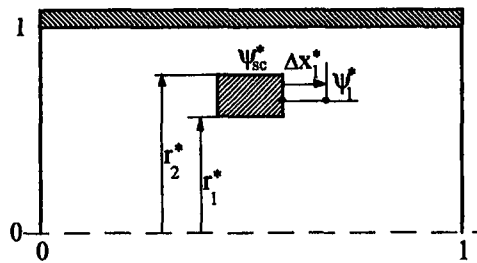
$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_2^*} \left[ \frac{\Delta r_2^*}{\Delta r_1^{*2} (\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)} (\Psi_{sc}^* - \Psi_1^*) - \frac{\Delta r_1^*}{\Delta r_2^{*2} (\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)} (\Psi_{sc}^* - \Psi_2^*) \right] \quad (72)$$

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_2^*} \left[ \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_1^*}{\Delta r_1^{*2}} \left( \frac{\Delta r_2^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_1^*)} \right) - \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_2^*}{\Delta r_2^{*2}} \left( \frac{\Delta r_1^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_2^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)} \right) + \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_3^*}{\Delta r_3^{*2}} \left( \frac{\Delta r_1^* \Delta r_2^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_1^*)(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)} \right) \right] \quad (73)$$

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{r_2^*} \left[ \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_2^*}{\Delta r_2^{*2}} \left( \frac{\Delta r_3^* \Delta r_4^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_2^*)} \right) - \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_3^*}{\Delta r_3^{*2}} \left( \frac{\Delta r_2^* \Delta r_4^*}{(\Delta r_3^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_3^*)} \right) + \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_4^*}{\Delta r_4^{*2}} \left( \frac{\Delta r_2^* \Delta r_3^*}{(\Delta r_4^* - \Delta r_2^*)(\Delta r_4^* - \Delta r_3^*)} \right) \right] \quad (74)$$

eşitlikleri yazılabilir. Bu eşitliklerde  $r_2^*$  boyutsuz segman dış yarıçapını,  $\Psi_{sc}^*$  ise segman yüzeyindeki akım fonksiyonunu göstermektedir. Segmanın aksenal üst yüzeyinde (71), (72), (73) ve (74) denklemleri kullanılarak girdap fonksiyonu hesaplanmıştır. Denklem (74) yardımıyla daha kısa sürede sonuca gidilmiştir.

Radyal yüzeylerde:



Şekil 15. Segmanın radyal yüzeylerinde girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{4L^* r^*} \left[ 1.5 \frac{\Psi_{sc}^* - \Psi_1^*}{\Delta x_1^{*2}} - 0.5 \omega_1^* \right] \quad (75)$$

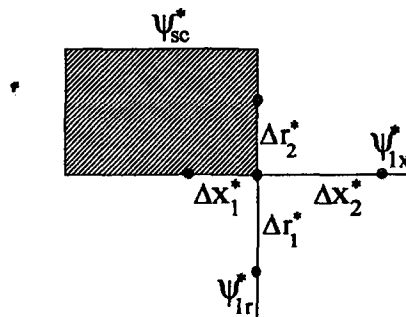
$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{4L^* r^*} \left[ \frac{\Delta x_2^*}{\Delta x_1^* (\Delta x_2^* - \Delta x_1^*)} (\psi_{sc}^* - \psi_1^*) - \frac{\Delta x_1^*}{\Delta x_2^* (\Delta x_2^* - \Delta x_1^*)} (\psi_{sc}^* - \psi_2^*) \right] \quad (76)$$

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{4L^* r^*} \left[ \frac{\psi_{sc}^* - \psi_1^*}{\Delta x_1^*} \left( \frac{\Delta x_2^* \Delta x_3^*}{(\Delta x_2^* - \Delta x_1^*)(\Delta x_3^* - \Delta x_1^*)} \right) - \frac{\psi_{sc}^* - \psi_2^*}{\Delta x_2^*} \left( \frac{\Delta x_1^* \Delta x_3^*}{(\Delta x_2^* - \Delta x_1^*)(\Delta x_3^* - \Delta x_2^*)} \right) + \frac{\psi_{sc}^* - \psi_3^*}{\Delta x_3^*} \left( \frac{\Delta x_1^* \Delta x_2^*}{(\Delta x_3^* - \Delta x_1^*)(\Delta x_3^* - \Delta x_2^*)} \right) \right] \quad (77)$$

$$\omega_{sc}^* = \frac{1}{4L^* r^*} \left[ \frac{\psi_{sc}^* - \psi_2^*}{\Delta x_2^*} \left( \frac{\Delta x_3^* \Delta x_4^*}{(\Delta x_3^* - \Delta x_2^*)(\Delta x_4^* - \Delta x_2^*)} \right) - \frac{\psi_{sc}^* - \psi_3^*}{\Delta x_3^*} \left( \frac{\Delta x_2^* \Delta x_4^*}{(\Delta x_3^* - \Delta x_2^*)(\Delta x_4^* - \Delta x_3^*)} \right) + \frac{\psi_{sc}^* - \psi_4^*}{\Delta x_4^*} \left( \frac{\Delta x_2^* \Delta x_3^*}{(\Delta x_4^* - \Delta x_2^*)(\Delta x_4^* - \Delta x_3^*)} \right) \right] \quad (78)$$

eşitlikleri yazılabilir. Bu eşitliklerde  $\psi_{sc}^*$  segman yüzeyindeki akım fonksiyonunu göstermektedir.  $r^*$ ;  $r_1^*$  ile  $r_2^*$  arasında değişmektedir. Segmanın radyal yüzeyleri için (75), (76), (77) ve (78) eşitlikleri kullanılarak girdap fonksiyonu hesaplanmıştır. (78) denklemi yardımıyla daha az iterasyon sayısında sonuca varılmıştır.

Köşe noktalarında:



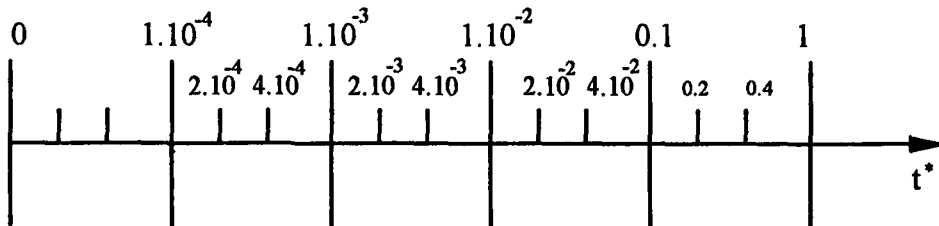
Şekil 16. Segmanın köşe noktalarında girdap ifadesi için kullanılan sonlu farklar ağı

$$\omega_{sk}^* = -\frac{1}{r^*} \left[ \frac{1}{\Delta r_1 (\Delta r_1 + \Delta r_2)} \Psi_{1r}^* + \left( \frac{1}{\Delta r_2 (\Delta r_1 + \Delta r_2)} - \frac{1}{\Delta r_1 \Delta r_2} \right) \Psi_{sc}^* \right. \\ \left. + \frac{1}{4L^{*2}} \left( \left( \frac{1}{\Delta x_1 (\Delta x_1 + \Delta x_2)} - \frac{1}{\Delta x_1 \Delta x_2} \right) \Psi_{sc}^* + \frac{1}{\Delta x_2 (\Delta x_1 + \Delta x_2)} \Psi_{1x}^* \right) \right] \quad (79)$$

denklemini yazılabilir. Segmanın alt yüzeyinde  $r^* = r_1^*$  ve segmanın üst yüzeyinde  $r^* = r_2^*$  yazılır.

### 3.2.5. Zaman Adım Uzunluğu $\Delta t^*$ 'ın Seçilmesi

Diferansiyel denklemlerin çözümünün yakınsak ve stabil olabilmesi için  $\Delta t^*$  adım uzunluğunun yeterince küçük seçilmesi gerekir (YILMAZ, 1977). Hesaplarda  $\Delta t^* = \frac{1}{256} 10^{-4}$  alınarak çözüme başlanmış ve her defasında  $\Delta t^*$  adım uzunluğu kadar artırılarak hesaplara devam edilmiştir.  $\Delta t^*$  adım uzunluğunun sabit seçilmesi, hesaplama süresini artıracak ve kesme ve yuvarlatma hataları oluşturacaktır. Bu gibi olumsuzlukları ortadan kaldırmak için  $\Delta t^*$  adım uzunluğunun kademeli olarak artırılması gerekmektedir. Böylece sonuca gitmek için daha az hesap yapılması sağlanmış olacaktır. Önceden verilen sabit bir sayı kadar döngü yapıldıktan sonra,  $\Delta t^*$  adım uzunluğu iki katına çıkarılmaktadır ( $\Delta t_{II}^* = 2\Delta t_I^*$ ). Daha sonra tekrar aynı sayıda döngü yapıldıktan sonra  $\Delta t^*$  adım uzunluğu 2.5 katına ( $\Delta t_{III}^* = 2.5\Delta t_{II}^*$ ) çıkarılarak işleme devam edilir.  $\Delta t^*$  adım uzunluğunun düzenli olarak artırılması ile sonuca daha hızlı gidilmekte ve aynı zamanda hesap yükü de azalmaktadır. Şekil 17 'de  $\Delta t^*$  adım uzunluğunun nasıl değiştiği görülmektedir.

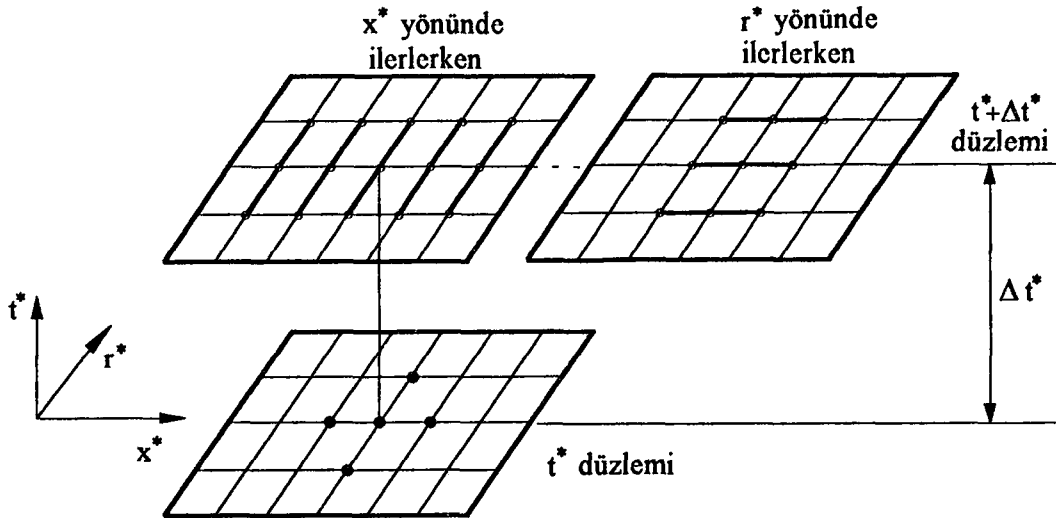


Şekil 17.  $\Delta t^*$  Adım uzunluğunun değişimi

### 3.2.6. Sonlu Farklar Denklemlerinin Çözümü

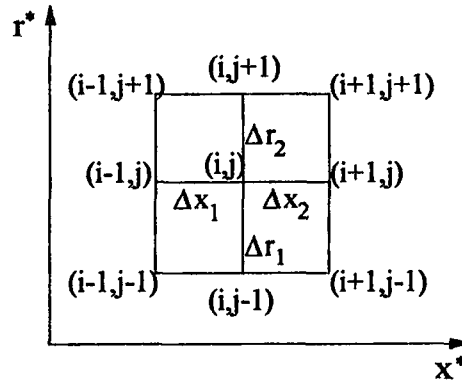
Literatürde tarif edilen implisit değişen yönler metoduna göre (STEVEN, 1988),  $t^* = t^*$  'de  $x^*$  (veya  $r^*$ ) yönündeki türevler sabit tutularak,  $t^* = t^* + \Delta t^*/2$  'deki fonksiyon değerleri bulunur. Daha sonra  $r^*$  (veya  $x^*$ ) yönündeki türevler sabit tutularak  $t^* = t^* + \Delta t^*$  'deki fonksiyon değerleri hesaplanır. Bu hesaplara,  $t^* + \Delta t^*/2$  ve  $t^* + \Delta t^*$  düzlemindeki fonksiyon değerlerinin hemen hemen değişmemesine kadar devam edilir.

Bu çalışmada bu yol, yine hesap hassasiyeti ve hızlığı için, şu şekilde değiştirilmiştir.  $t^* = t^*$  düzlemindeki bilinenlerden hareket ederek,  $t^* = t^* + \Delta t^*$  düzleminde  $r^*$  yönündeki türevler sabit tutularak, bu düzlemdeki fonksiyon değerleri bulunur. Daha sonra aynı düzlemde  $x^*$  yönündeki türevler sabit tutularak, son olarak bulunan değerlerin yardımıyla, tekrar aynı düzlemdeki değerler hesaplanır (Şekil 18). Bu hesap, her iki durumda tesbit edilen değerlerin hemen hemen değişmemesine kadar sürdürülür. Her iki bilinmeyen  $\omega^*$  ve  $\psi^*$  için aynı metod kullanılmıştır.



Şekil 18. Sonlu farklar denklemlerinin düğüm noktalarına uygulanması

Sonlu farklarda düğüm noktaları ve adım uzunlukları Şekil 19 'da gösterilmiştir.



Şekil 19. Sonlu farklarda düğüm noktalarının gösterilmesi

Diferansiyel denklemlerdeki türev büyüklükleri değişken adımlarda sonlu farklar formülleri ile ifade edilirse;

$x^*$  yönündeki türev büyüklükleri,

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} = CX_1 \omega_{i-1,j}^* + CX_2 \omega_{i,j}^* + CX_3 \omega_{i+1,j}^* \quad (80)$$

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} = CX_1 \psi_{i-1,j}^* + CX_2 \psi_{i,j}^* + CX_3 \psi_{i+1,j}^* \quad (81)$$

$$\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}} = CXX_1 \omega_{i-1,j}^* + CXX_2 \omega_{i,j}^* + CXX_3 \omega_{i+1,j}^* \quad (82)$$

$$\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^{*2}} = CXX_1 \psi_{i-1,j}^* + CXX_2 \psi_{i,j}^* + CXX_3 \psi_{i+1,j}^* \quad (83)$$

$r^*$  yönündeki türev büyüklükleri,

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} = CR_1 \omega_{i,j-1}^* + CR_2 \omega_{i,j}^* + CR_3 \omega_{i,j+1}^* \quad (84)$$

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} = CR_1 \psi_{i,j-1}^* + CR_2 \psi_{i,j}^* + CR_3 \psi_{i,j+1}^* \quad (85)$$

$$\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial r^{*2}} = CRR_1 \omega_{i,j-1}^* + CRR_2 \omega_{i,j}^* + CRR_3 \omega_{i,j+1}^* \quad (86)$$

$$\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} = CRR_1 \psi_{i,j-1}^* + CRR_2 \psi_{i,j}^* + CRR_3 \psi_{i,j+1}^* \quad (87)$$

$t^*$  yönündeki türev büyüklükleri,

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} = \frac{\omega^{*t^*+\Delta t^*} - \omega^{*t^*}}{\Delta t^*} \quad (88)$$

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial t^*} = \frac{\psi^{*t^*+\Delta t^*} - \psi^{*t^*}}{\Delta t^*} \quad (89)$$

şeklinde yazılır. Bu formüllerdeki katsayılar açık olarak aşağıdaki gibidir.

$$CX_1 = -\frac{\Delta x_2}{\Delta x_1(\Delta x_1 + \Delta x_2)}, \quad CX_2 = \frac{\Delta x_2 - \Delta x_1}{\Delta x_1 \Delta x_2}, \quad CX_3 = \frac{\Delta x_1}{\Delta x_2(\Delta x_1 + \Delta x_2)} \quad (90)$$

$$CXX_1 = \frac{2}{\Delta x_1(\Delta x_1 + \Delta x_2)}, \quad CXX_2 = -\frac{2}{\Delta x_1 \Delta x_2}, \quad CXX_3 = \frac{2}{\Delta x_2(\Delta x_1 + \Delta x_2)} \quad (91)$$

$$CR_1 = -\frac{\Delta r_2}{\Delta r_1(\Delta r_1 + \Delta r_2)}, \quad CR_2 = \frac{\Delta r_2 - \Delta r_1}{\Delta r_1 \Delta r_2}, \quad CR_3 = \frac{\Delta r_1}{\Delta r_2(\Delta r_1 + \Delta r_2)} \quad (92)$$

$$CRR_1 = \frac{2}{\Delta r_1(\Delta r_1 + \Delta r_2)}, \quad CRR_2 = -\frac{2}{\Delta r_1 \Delta r_2}, \quad CRR_3 = \frac{2}{\Delta r_2(\Delta r_1 + \Delta r_2)} \quad (93)$$

### 3.2.6.1. Girdap Fonksiyonu $\omega^*$ 'ın Bütün Düğüm Noktalarında Hesaplanması

(59) diferansiyel denklemi yardımıyla bütün düğüm noktalarında girdap fonksiyonu  $\omega^*$  hesaplanabilir. Başlangıçta  $r^*$  yönündeki türevler sabit tutularak  $(\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial r^{*2}}, \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*})$ ,  $x^*$  yönündeki türevler sonlu farklarda yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılarak

$$CXW = \sigma \left( \frac{Re}{8L^* r^*} \delta_r \psi^* CX_1 - \frac{1}{4L^{*2}} CXX_1 \right) \quad (94)$$

$$AXW = \frac{1}{\Delta t^*} + \sigma \left( \frac{Re}{8L^* r^*} \delta_r \psi^* CX_2 + \frac{Re}{8L^* r^{*2}} \delta_x \psi^* - \frac{1}{4L^{*2}} CXX_2 + \frac{1}{r^{*2}} \right) \quad (95)$$

$$BXW = \sigma \left( \frac{Re}{8L^* r^*} \delta_r \psi^* CX_3 - \frac{1}{4L^{*2}} CXX_3 \right) \quad (96)$$

$$DXW = \frac{\omega^{*t}}{\Delta t^*} + \sigma \left( \frac{Re}{8L^* r^*} \delta_x \psi^* \delta_r \omega^* + \delta_r^2 \omega^* + \frac{1}{r^*} \delta_r \omega^* \right) - (1 - \sigma) [SFD_\omega]^t \quad (97)$$

girdap fonksiyonu için katsayılar elde edilir. En genel biçimde sonlu farklar eşitliği aşağıdaki şekli alır.

$$CXW \omega_{i-1,j}^* + AXW \omega_{i,j}^* + BXW \omega_{i+1,j}^* = DXW \quad (98)$$

(98) denklemi  $x^*$  yönündeki bütün düğüm noktalarında yazılır.  $x^*$ , 0 'dan 1 'e kadar  $m$  aralığa bölüldüğünden,  $(m+2)$  bilinmeyenli  $m$  denklem bulunur. İki fazla bilinmeyen (38) ve (39) sınır şartlarının kullanılmasıyla elenir. Böylece bu  $(m+2)$

denklemler, (m+2) bilinmeyen ihtiva eden, fakat üç bantlı olmayan matris meydana getirirler. Bu matris aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\begin{bmatrix} AXW(2) & BXW(2) & & & & CXW(2) \\ CXW(3) & AXW(3) & BXW(3) & & & \\ & CXW(4) & AXW(4) & BXW(4) & & \\ & & \vdots & \vdots & \vdots & \\ & & & & CXW(m) & AXW(m) & BXW(m) \\ & & & & CXW(m+1) & AXW(m+1) & \\ BXW(m+1) & & & & & & \end{bmatrix} X \begin{bmatrix} \omega^*(2) \\ \omega^*(3) \\ \omega^*(4) \\ \vdots \\ \omega^*(m) \\ \omega^*(m+1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} DXW(2) \\ DXW(3) \\ DXW(4) \\ \vdots \\ DXW(m) \\ DXW(m+1) \end{bmatrix} \quad (99)$$

Elde edilen matris Gauss-Eliminasyon yöntemi ile çözülür. Böylece  $x^*$  yönünde ilerlerken  $\omega^*(i)$  değerleri hesaplanmış olur.  $x^*$  yönünde ilerleyerek  $\omega^*$  değerleri hesaplandıktan sonra bu defa,  $x^*$  yönündeki türevler sabit tutularak  $(\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}}, \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*})$ ,  $r^*$  yönündeki türevler sonlu farklarda yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa aşağıdaki katsayılar elde edilir.

$$CRW = -\sigma \left( \frac{Re}{8L_r^*} \delta_x \psi^* CR_1 + CRR_1 + \frac{1}{r^*} CR_1 \right) \quad (100)$$

$$ARW = \frac{1}{\Delta t^*} - \sigma \left( \frac{Re}{8L_r^*} \delta_x \psi^* CR_2 - \frac{Re}{8L_r^{*2}} \delta_x \psi^* + CRR_2 + \frac{1}{r^*} CR_2 - \frac{1}{r^{*2}} \right) \quad (101)$$

$$BRW = -\sigma \left( \frac{Re}{8L_r^*} \delta_x \psi^* CR_3 + CRR_3 + \frac{1}{r^*} CR_3 \right) \quad (102)$$

$$DRW = \frac{\omega^{*t}}{\Delta t^*} - \sigma \frac{Re}{8L_r^*} \delta_r \psi^* \delta_x \omega^* + \sigma \frac{1}{4L_r^{*2}} \delta_x^2 \omega^* - (1-\sigma) [SFD_\omega]^t \quad (103)$$



$$AXF = \frac{1}{\Delta t^*} - \sigma \frac{1}{8L^* r^*} CXX_2 \quad (107)$$

$$BXF = -\sigma \frac{1}{8L^* r^*} CXX_3 \quad (108)$$

$$DXF = \frac{\Psi^{*t}}{\Delta t^*} + \sigma \omega^* + \sigma \frac{1}{2r^*} \left( \delta_r^2 \Psi^* - \frac{1}{r^*} \delta_r \Psi^* \right) - (1 - \sigma) [SFD_\Psi]^{t^*} \quad (109)$$

akım fonksiyonu için katsayılar elde edilir. Bu katsayılara göre sonlu farklar eşitliğini tekrar yazarsak

$$CXF \Psi_{i-1,j}^* + AXF \Psi_{i,j}^* + BXF \Psi_{i+1,j}^* = DXF \quad (110)$$

denklemini elde edilir. (110) denklemini  $x^*$  yönündeki bütün  $i$  noktalarında yazılır.  $x^*$ , 0 'dan 1 'e kadar  $m$  aralığa bölündüğünden,  $(m+2)$  bilinmeyenli  $m$  denklem bulunur. İki fazla bilinmeyen (36) ve (37) sınır şartlarının kullanılmasıyla elenir. Böylece denklem ve bilinmeyen sayıları eşitlenir. Denklem takımı Gauss-Eliminasyon yöntemi ile çözülerek  $x^*$  yönündeki bütün düğüm noktalarında  $\Psi^*(i)$  değeri hesaplanır.  $x^*$  yönünde ilerleyerek  $\Psi^*$  değerleri hesaplandıktan sonra bu defa,  $x^*$  yönündeki türevler sabit tutularak  $\left( \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^{*2}}, \frac{\partial \Psi^*}{\partial x^*} \right)$ ,  $r^*$  yönündeki türevler sonlu

farklarda yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa aşağıdaki katsayılar elde edilir.

$$CRF = \sigma \left( -\frac{1}{2r^*} CRR_1 + \frac{1}{2r^{*2}} CR_1 \right) \quad (111)$$

$$ARF = \frac{1}{\Delta t^*} + \sigma \left( -\frac{1}{2r^*} CRR_2 + \frac{1}{2r^{*2}} CR_2 \right) \quad (112)$$

$$\text{BRF} = \sigma \left( -\frac{1}{2r^*} \text{CRR}_3 + \frac{1}{2r^{*2}} \text{CR}_3 \right) \quad (113)$$

$$\text{DRF} = \frac{\psi^{*t}}{\Delta t^*} + \sigma \omega^* + \sigma \frac{1}{8L^* r^*} \delta_x^2 \psi^* - (1 - \sigma) [\text{SFD}_\psi]^{t^*} \quad (114)$$

Bu katsayılara göre sonlu farklar eşitliğini tekrar yazarsak

$$\text{CRF } \psi_{i,j-1}^* + \text{ARF } \psi_{i,j}^* + \text{BRF } \psi_{i,j+1}^* = \text{DRF} \quad (115)$$

denklemleri elde edilir. (115) denklemleri  $r^*$  yönündeki bütün  $j$  noktalarında yazılır. Elde edilen denklemler takımı Gauss-Eliminasyon yöntemi ile çözülerek  $r^*$  yönündeki bütün düğüm noktalarında  $\psi^*(j)$  değeri hesaplanır.

### 3.2.7. Hızlar ve Basıncın Hesabı

Eksenel ve radyal hızlar aşağıdaki denklemlerden hesaplanabilir.

$$u^* = \frac{1}{2r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \quad (116)$$

$$v^* = -\frac{1}{4L^* r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \quad (117)$$

Basıncın hesaplanabilmesi için Navier-Stokes denklemlerinden  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki basınç gradyanlarının bulunması gerekir. Basınç gradyanları; Navier-Stokes denklemleri kullanılarak, ayrıca süreklilik denklemlerinden yararlanılarak ve karışık türevlerde türev alma sırasının değiştirilmesinin bu karışık türevin değerini

değiştirmediği özelliğinden faydalanılarak eşitlik (11), (12) ve (14) 'ten aşağıdaki şekilde bulunur.

$$\frac{\partial p^*}{\partial x^*} = -\frac{8L^*}{Re} \left[ \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} + \frac{\omega^*}{r^*} \right] - 2 \left[ u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + 2L^* v^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right] \quad (118)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial r^*} = \frac{2}{L^* Re} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} - 2 \left[ \frac{1}{2L^*} u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} \right] \quad (119)$$

Hesaplanan  $\psi^*$  ve  $\omega^*$  değerlerinden basınç gradyanları bu denklemlerin sonlu farklar haline getirilmesiyle tesbit edilmiştir. Bu gradyanların entegrasyonundan basınç elde edilir.

$$p^*(x^*, r^*) = p^*(0,0) + \int_0^{r^*} \left( \frac{\partial p^*}{\partial r^*} \right) dr^* + \int_0^{x^*} \left( \frac{\partial p^*}{\partial x^*} \right) dx^* \quad (120)$$

Yukarıdaki entegrasyonun yapılabilmesi için  $x^*=0;1$  ve  $r^*=0;1$  'de basınç gradyanlarının bilinmesi gerekir.

$$\text{Simetri çizgisinde } r^* = 0 \quad : \frac{\partial p^*}{\partial r^*} = 0 \quad (121)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial x^*} = -\frac{16L^*}{Re} \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} - 2u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \quad (122)$$

$$\text{Cidarda } r^* = 1 \quad : \frac{\partial p^*}{\partial r^*} = \frac{2}{L^* Re} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} \quad (123)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial x^*} = -\frac{8L^*}{Re} \left[ \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} + \frac{\omega^*}{r^*} \right] \quad (124)$$

sınır şartları vardır. (120) denklemi, Simpson entegrasyon metodu ile çözülür. Böylece bütün düğüm noktalarındaki basınç değerleri hesaplanır.

### 3.3. Silindirik Koordinatlarda Enerji Denklemi ve Boyutsuz Hale Getirilmesi

Silindirik koordinatlarda enerji denklemi

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} = a \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right] \quad (125)$$

şeklindedir. Burada,  $a$  ısıl yayılım katsayısını göstermektedir. Boyutsuz sayılar kullanılarak ve aksel yöndeki ısı iletiminin ihmal edilmesiyle enerji denklemi

$$\frac{1}{2L^*} u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = \frac{2}{\text{Re Pr}} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial T^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial r^{*2}} \right] \quad (126)$$

haline getirilir. Akışkanın boruya giriş sıcaklığı  $T_0$ , duvar sıcaklığı  $T_d$  olmak üzere, sıcaklık

$$T^* = \frac{T - T_d}{T_0 - T_d} \quad (127)$$

şeklinde boyutsuz hale getirilebilir.

#### 3.3.1. Ortalama Sıcaklığın Hesaplanması

Akışkanın kütleli debisi  $\dot{m}$  olmak üzere herhangi bir kanalda ortalama sıcaklık

$$\bar{T} = \frac{1}{\dot{m}} \int_A T \, d\dot{m} = \frac{1}{\rho A \bar{u}} \int_A T \rho u \, dA \quad (128)$$

şeklinde hesaplanır. Boyutsuz sayılar kullanılarak ortalama sıcaklık

$$\bar{T}^* = 2 \int_0^1 T^* u^* r^* dr^* \quad (129)$$

haline getirilir. Burada boyutsuz ortalama sıcaklık

$$\bar{T}^* = \frac{\bar{T} - T_d}{T_o - T_d} \quad (130)$$

şeklinde tarif edilmiştir.

### 3.3.2. Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması

Akışkandan boru cidarı ötesine veya ters yönde akışkana transfer edilen ısı

$$Q = \rho \bar{u} A c_p (T_o - \bar{T}) \quad (131)$$

şeklinde hesaplanır. Pratik hesaplarda ise ısı transferi

$$Q = \alpha \Delta T_m F \quad (132)$$

ifadesiyle belirlenir. Burada  $\Delta T_m$  logaritmik sıcaklık farkı, F ise ısı transfer edilen yüzey alanı göstermektedir. Denklem (131) ve (132) ifadeleri eşitlenir ve gerekli düzenlemeler yapılırsa

$$Nu = \frac{1}{4z^*} \frac{T_o - \bar{T}}{\Delta T_m} \quad (133)$$

ifadesi elde edilir. Logaritmik sıcaklık farkı da

$$\Delta T_m = \frac{(T_o - T_d) - (\bar{T} - T_d)}{\ln\left(\frac{(T_o - T_d)}{(\bar{T} - T_d)}\right)} \quad (134)$$

şeklinde tarif edilir. Bu eşitlik denklem (133) de yerine konulur ve gerekli düzenlemeler yapılırsa ortalama Nusselt sayısı

$$Nu = -\frac{1}{4z^*} \ln \bar{T}^* \quad (135)$$

olarak bulunur. Eşitlik (135) de görüleceği üzere kanallarda ısı transferi sadece giriş uzunluğu ve ortalama sıcaklığa bağlı olup bu eşitlik bütün kanallar için geçerlidir.

Giriş uzunluğu ise

$$z^* = \frac{x}{d} \frac{1}{Re Pr} \quad (136)$$

şeklinde tarif edilmiştir.

### 3.3.3. Enerji Denkleminin $\theta$ Cinsinden Yazılması

Boyutsuz sıcaklık  $T^*$  'ın, simetri eksenindeki boyutsuz maksimum sıcaklık  $T_{max}^*$  'a oranı

$$\theta = \frac{T^*}{T_{max}^*} \quad (137)$$

olarak tarif edilerek enerji denklemi

$$\frac{u^*}{2L^*} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x^*} + \frac{\theta}{T_{max}^*} \frac{\partial T_{max}^*}{\partial x^*} \right) + v^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} = \frac{2}{Re Pr} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \right] \quad (138)$$

şeklinde elde edilir. Eşitlik (138) 'den simetri ekseninde

$$\frac{1}{T_{\max}^*} \frac{\partial T_{\max}^*}{\partial x^*} = \frac{8L^*/u_{\max}^*}{Re Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Big|_{r^*=0} \quad (139)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik (138) diferansiyel denkleminde yerine yazılırsa

$$\frac{u^*}{2L^*} \frac{\partial \theta}{\partial x^*} + \frac{4u^*/u_{\max}^*}{Re Pr} \theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Big|_{r^*=0} + v^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} = \frac{2}{Re Pr} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \right] \quad (140)$$

diferansiyel denklemini elde edilir.

### 3.3.3.1. Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması

(139) denklemini düzenlenerek tekrar yazılırsa

$$\int_0^1 \frac{dT_{\max}^*}{T_{\max}^*} = \int_0^1 \frac{8L^*/u_{\max}^*}{Re Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Big|_{r^*=0} dx^* \quad (141)$$

elde edilir. Bu eşitlikte

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Big|_{r^*=0} = -2 \frac{1-\theta_2}{\Delta r^{*2}} \quad (142)$$

şeklinde yazılır. Buradan

$$\ln \frac{T_{\max,0}^*}{T_{\max,1}^*} = \frac{16L^*}{Re Pr} \int_0^1 \frac{1-\theta_2}{u_{\max}^* \Delta r^{*2}} dx^* \quad (143)$$

denklemini elde edilir. Bu denkleminde  $\theta_2$  , simetri ekseninden  $\Delta r^*$  mesafe sonraki sıcaklığı göstermektedir. Diğer taraftan Nusselt sayısı eşitlik (135) 'ten aşağıdaki gibi de yazılabilir.

$$Nu = \frac{Re Pr}{4L^*} \ln \frac{T_{max,0}^*}{T_{max,l}^*} \quad (144)$$

(143) eşitliği, (144)' te yerine yazılır ve gerekli sadeleştirmeler yapılırsa

$$Nu = 4 \int_0^1 \frac{1 - \theta_2}{u_{max}^* \Delta r^{*2}} dx^* \quad (145)$$

denklemini elde edilir.

### 3.3.4. Enerji Denkleminin Nümerik Çözümü

Navier-Stokes denklemleri çözülerek aksenal ve radyal hızlar bulunur. Enerji denklemindeki  $u^*$  ve  $v^*$  hız değerleri bilindiğinden sadece sıcaklık değerleri bilinmemektedir. Enerji denklemini tekrar yazacak olursak

$$\frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{4L^*}{Re Pr} \frac{1}{u^*} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \right] - \frac{2L^* v^*}{u^*} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} - \frac{8L^*}{Re Pr} \theta \frac{1}{u_{max}^*} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Big|_{r^*=0} \quad (146)$$

elde edilir. Bu denklemden türev büyüklüklerini sonlu farklar olarak ifade etmek gerekir.

$$\frac{\partial \theta}{\partial x^*} = CX_1 \theta_{i-1,j}^* + CX_2 \theta_{i,j}^* + CX_3 \theta_{i+1,j}^* \quad (147)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial r^*} = CR_1 \theta_{i-1,j}^* + CR_2 \theta_{i,j}^* + CR_3 \theta_{i+1,j}^* \quad (148)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} = CRR_1 \theta_{i,j-1}^* + CRR_2 \theta_{i,j}^* + CRR_3 \theta_{i,j+1}^* \quad (149)$$

Türev büyüklükleri farklı adımlarda yazılmış olup katsayılar (90), (92) ve (93) eşitlikleriyle verilmiştir. (146) diferansiyel denklemi implisit sonlu farklar yöntemi ile çözülecektir. Crank-Nicholson yöntemine göre bir önceki düzlemdeki değerler  $(1-\sigma)$  ve şimdiki düzlemdeki değerler  $\sigma$  ile çarpılıp, birbiri ile toplanırsa

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial x^*} = (1-\sigma) \left[ \text{SFD}_{\theta^*} \right]_i + \sigma \left[ \text{SFD}_{\theta^*} \right]_{i+1} \quad (150)$$

denklemini elde edilir. Burada

$$\text{SFD}_{\theta^*} = \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^*} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \right] - \frac{2L^* v^*}{u^*} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} - \frac{8L^*}{\text{Re Pr}} \theta \frac{1}{u_{\max}^*} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Bigg|_{r^*=0} \quad (151)$$

şeklindedir. (151) diferansiyel denkleminin sonlu farklar açılımını yazarsak

$$\text{CRT} = \sigma \left[ \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^*} \text{CRR}_1 + \left( \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^* r^*} - \frac{2L^* v^*}{u^*} \right) \text{CR}_1 \right] \quad (152)$$

$$\begin{aligned} \text{ART} = & -\frac{1}{\Delta x^*} + \sigma \left[ \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^*} \text{CRR}_2 + \left( \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^* r^*} - \frac{2L^* v^*}{u^*} \right) \text{CR}_2 \right] \\ & + \sigma \frac{8L^*}{\text{Re Pr}} \left( \frac{1}{u_{\max}^*} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^{*2}} \Bigg|_{r^*=0} \right) \end{aligned} \quad (153)$$

$$\text{BRT} = \sigma \left[ \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^*} \text{CRR}_3 + \left( \frac{4L^*}{\text{Re Pr}} \frac{1}{u^* r^*} - \frac{2L^* v^*}{u^*} \right) \text{CR}_3 \right] \quad (154)$$

$$\text{DRT} = -\frac{T_i^*}{\Delta x^*} - (1-\sigma) \left[ \text{SFD}_{T^*} \right]_i \quad (155)$$

katsayıları elde edilir. En genel biçimde sonlu farklar eşitliği aşağıdaki şekli alır.

$$\text{CRT } \theta_{i+1,j-1}^* + \text{ART } \theta_{i+1,j}^* + \text{BRT } \theta_{i+1,j+1}^* = \text{DRT} \quad (156)$$

(156) denklemi  $r^*$  yönündeki bütün  $j$  noktalarında yazılır.  $r^*$ , 0 'dan 1 'e kadar  $n$  aralığa bölüldüğünden,  $(n-1)$  bilinmeyenli  $(n-1)$  denklem bulunur. Elde edilen denklem takımı Gauss-Eliminasyon yöntemi ile çözülür ve kanaldaki sıcaklık dağılımları bulunur.

### 3.3.5. Enerji Denkleminin Çözümünde Kullanılan Sınır Şartları

(146) diferansiyel denklemi  $x^*$  'a göre birinci ve  $r^*$  'a göre ikinci mertebeden olduğundan,  $x^*$  yönünde bir ve  $r^*$  yönünde ikişer sınır şartına ihtiyaç vardır. Bu sınır şartları aşağıda ayrı ayrı geometrik durumlar için dikkate alınacaktır.

#### 3.3.5.1. Segmanın Cidardan Ayrık Olması Durumu

$x^*$  yönündeki sınır şartı;

$$\theta_{x^*=0} = \theta_{x^*=1} \quad (157)$$

$r^*$  yönündeki sınır şartları;

simetri ekseninde  $r^*=0$ ' da :  $\frac{\partial \theta}{\partial r^*} = 0$  ;  $\theta = 1$  (158)

boru cidarında  $r^*=1$ ' de :  $\theta = 0$  (159)

şeklinde ifade edilir.

Segman yüzeylerinde iki farklı sınır şartı için çözüm yapılmıştır.

**1.Sınır Şartı:** Segmanla cidar arasındaki radyasyonla ısı transferinin, segmandan akışkana konveksiyonla transfer edilen ısıdan çok daha yüksek olduğu kabul edilmektedir. Yani;

$$\text{segman yüzeylerinde: } \theta = 0 \quad (160)$$

kabul edilmiştir.

**2.Sınır Şartı:** Segmanla cidar arasındaki radyasyonla ısı transferi ihmal edilmektedir. Yani;

$$\text{segman yüzeylerinde: } \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0 \quad (161)$$

kabul edilmiştir. Burada n segman yüzeyinin normalidir.

### 3.3.5.2. Segmanın Cidara Yapışık Olması Durumu

$x^*$  yönündeki sınır şartı;

$$\theta_{x^*=0} = \theta_{x^*=1} \quad (162)$$

$r^*$  yönündeki sınır şartları;

$$\text{simetri ekseninde } r^*=0 \text{ da: } \frac{\partial \theta}{\partial r^*} = 0 \quad ; \quad \theta = 1 \quad (163)$$

$$\text{boru cidarında } r^*=1 \text{ de: } \theta = 0 \quad (164)$$

şeklinde ifade edilir.

Segman yüzeylerindeki sınır şartı;

segman cidara yapışık olduğundan boru cidarındaki sınır şartı geçerlidir. Yani;

$$\text{segman yüzeylerinde: } \theta = 0 \quad (165)$$

şeklinde yazılır.

### 3.3.5.3. Segmanın Simetri Ekseninde Olması Durumu

$x^*$  yönündeki sınır şartı;

$$\theta_{x^*=0} = \theta_{x^*=1} \quad (166)$$

$r^*$  yönündeki sınır şartları;

$$\text{simetri ekseninde } r^*=0 \text{ da: } \frac{\partial \theta}{\partial r^*} = 0 \quad ; \quad \theta = 1 \quad (167)$$

$$\text{boru cidarında } r^*=1 \text{ de: } \theta = 0 \quad (168)$$

şeklinde ifade edilir.

Segman yüzeylerindeki sınır şartı;

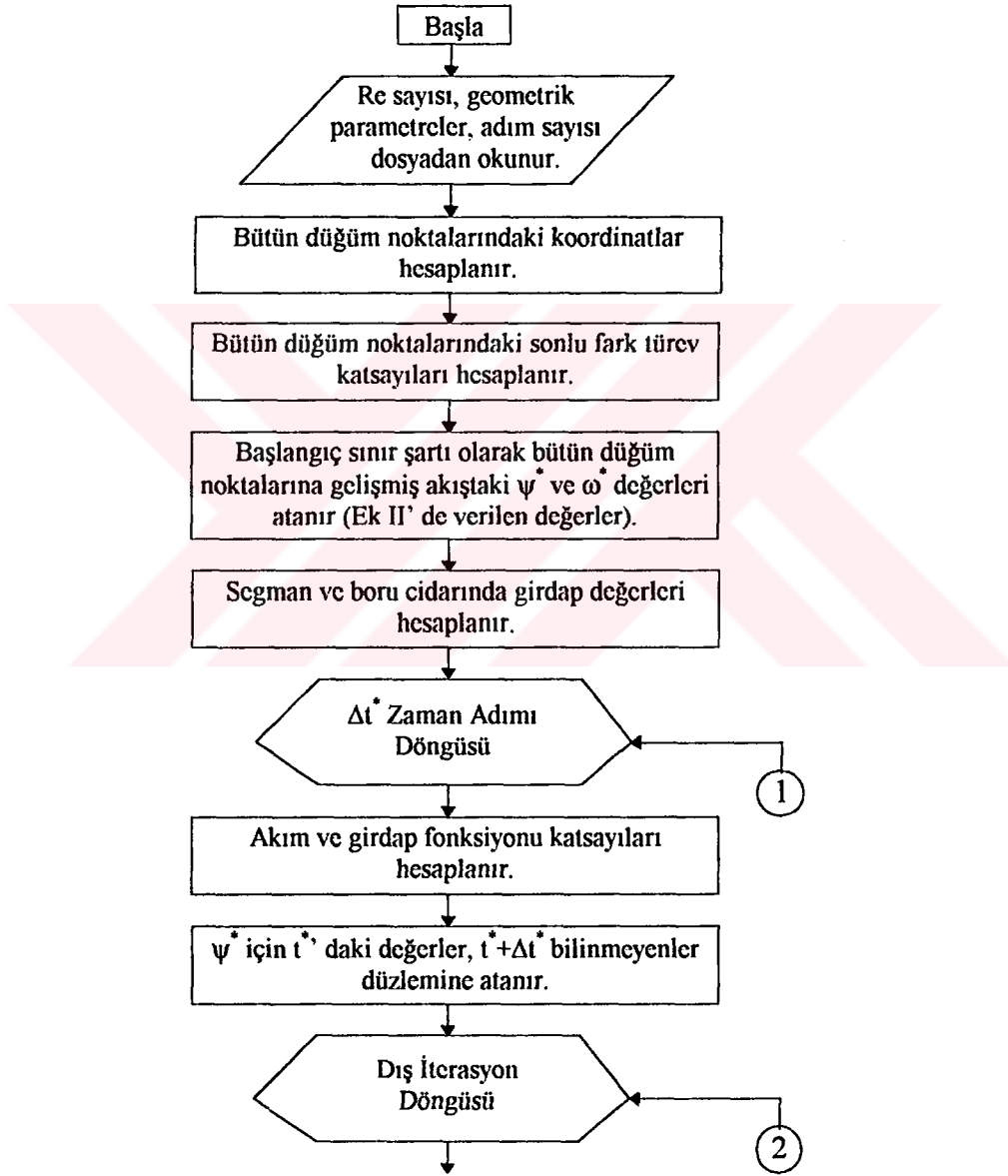
segmanla cidar arasındaki radyasyonla ısı transferi ihmal edilmektedir. Yani;

$$\text{segman yüzeylerinde: } \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0 \quad ; \quad \theta = 1 \quad (169)$$

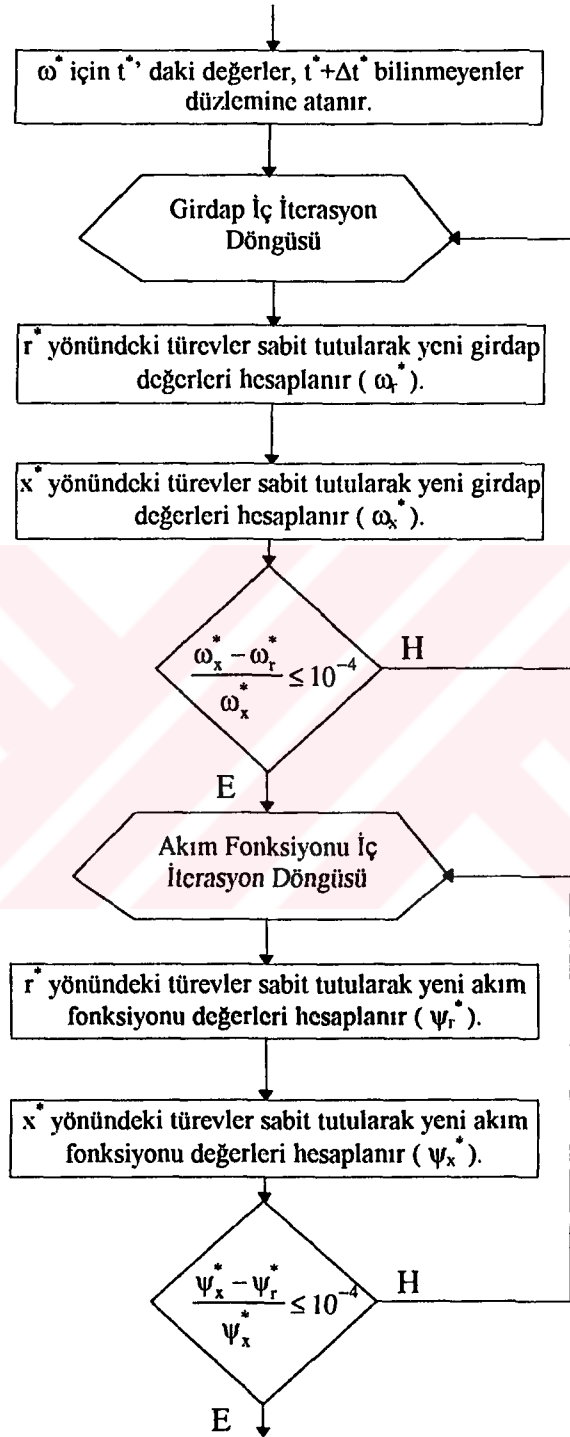
kabul edilmiştir.

### 3.4. Navier-Stokes ve Enerji Denklemini Çözen Bilgisayar Programı

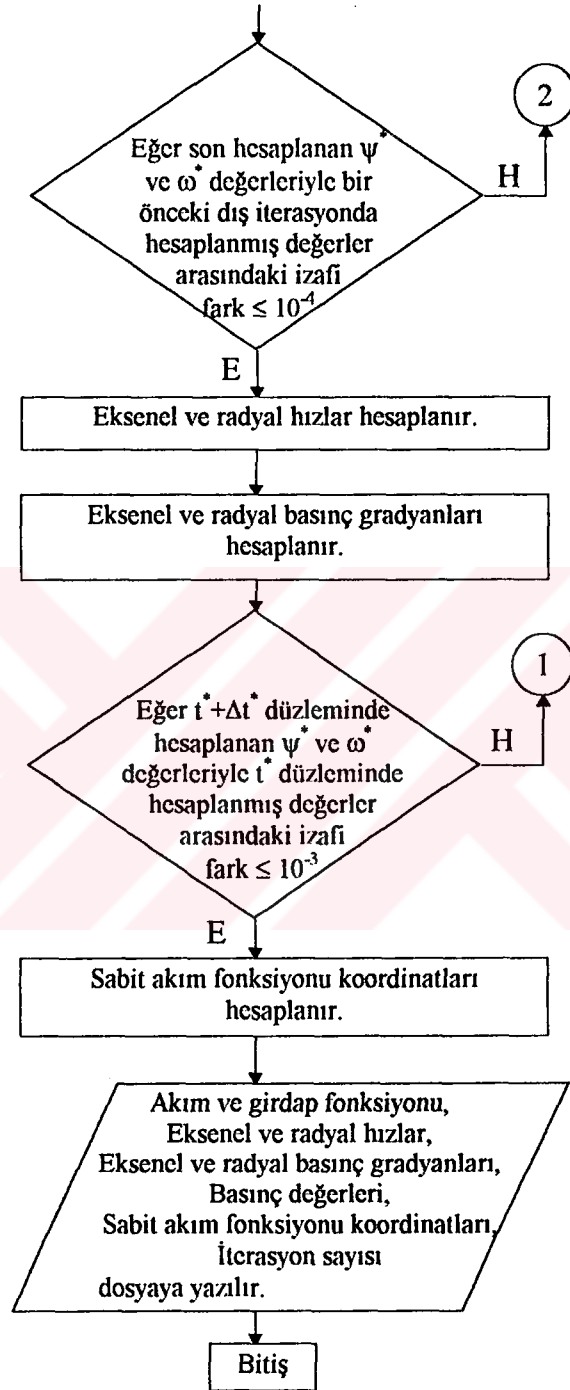
Navier-Stokes ve enerji denkleminin çözümünde kullanılan bilgisayar programları FORTRAN 77 programlama dilinde yazılmış olup akış şemaları Şekil 20 ve 21 'de gösterilmiştir. Ayrıca programların listesi EK IV 'te verilmiştir.



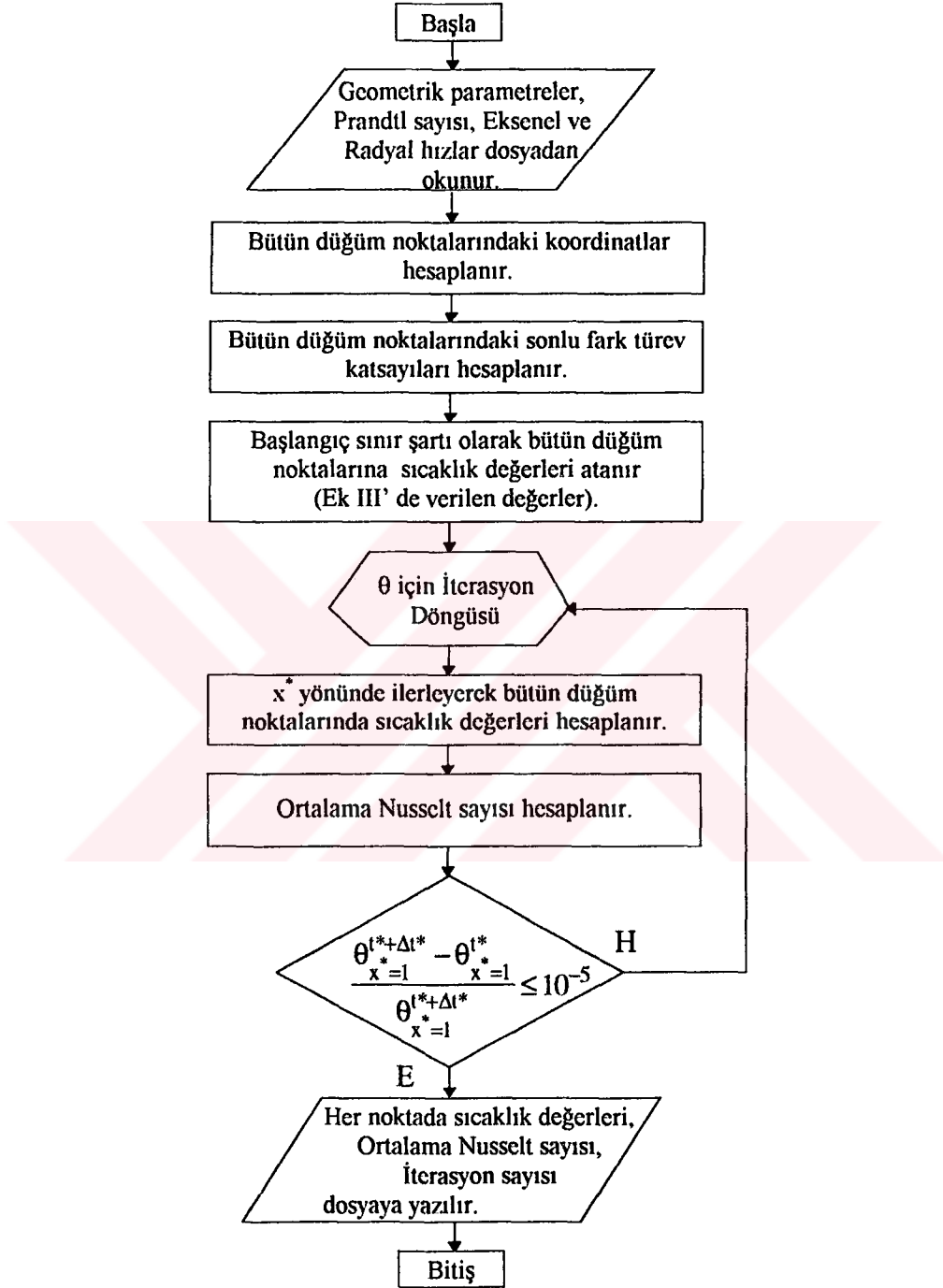
Şekil 20.a. Navier-Stokes denklemlerini çözen programın akış şeması



Şekil 20.b. Navier-Stokes denklemlerini çözen programın akış şeması (devamı)



Şekil 20.c. Navier-Stokes denklemlerini çözen programın akış şeması (devamı)



Şekil 21. Enerji denklemini çözen programın akış şeması

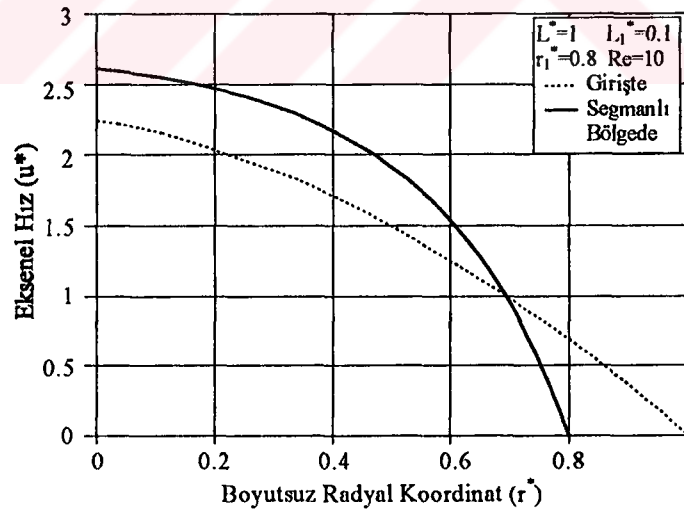
#### 4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Segmanlı borularda akış ve ısı transferi; segmanın cidara yapışık olması, cidardan ayrık olması ve simetri ekseninde olması durumları için incelenmiştir. Segmanın boru içindeki üç farklı konumu için üç farklı bilgisayar programı hazırlanmıştır. Yazılan bilgisayar programı ile segman yerleştirilmiş borular için çözümler yapılmış olup, sonuçlar verilmiştir.

##### 4.1. Segmanın Cidarda Olması Durumunun İncelenmesi

###### 4.1.1. Hız Profillerinin Hesaplanması

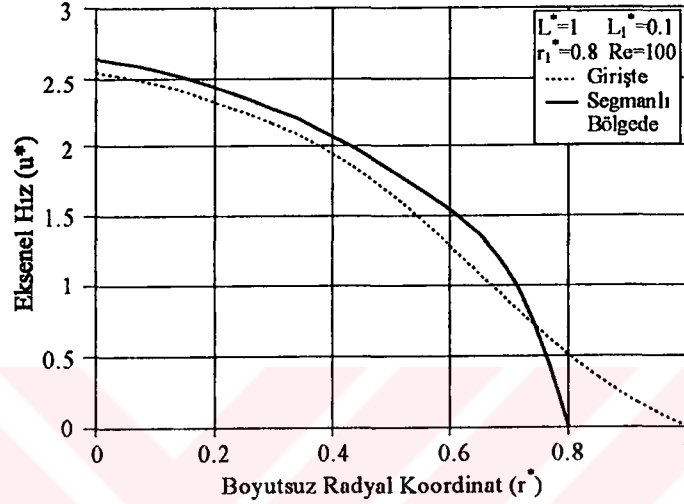
Bilgisayar programı ile bütün düğüm noktalarındaki boyutsuz hız değerleri hesaplanmış olup dosyaya yazılmıştır. Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için, giriş ve segmanlı bölgenin ortasındaki eksenel hız profilleri Şekil 22, 23, 24 ve 25 'te verilmiştir.



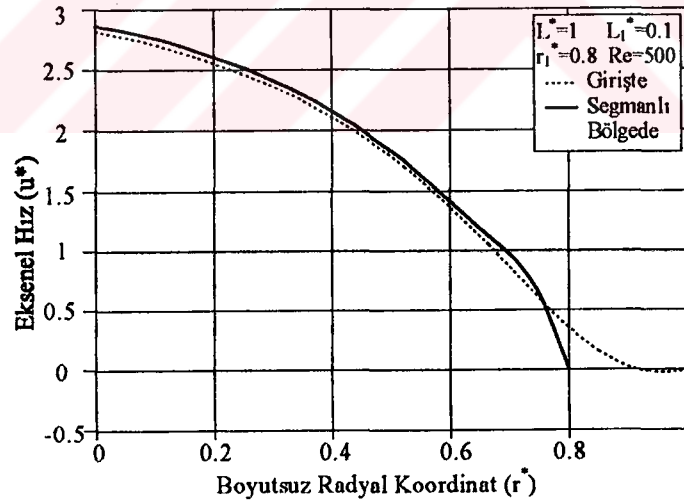
Şekil 22. Segmanlı boruda eksenel hızın radyal koordinat ile değişimi

Şekil 22 'de  $Re=10$  için girişteki ve segmanlı bölgedeki eksenel hız profilleri görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi düşük Reynolds sayılarında girişteki ve

segmanlı bölgedeki aksenal hız profilleri, tam gelişmiş akıstaki hız profillerine benzemektedir. Reynolds sayısının artmasıyla birlikte  $Re=100$  için girişteki hız değerinin segmanlı bölgedeki hız değerine yaklaştığı görülmektedir (Şekil 23).

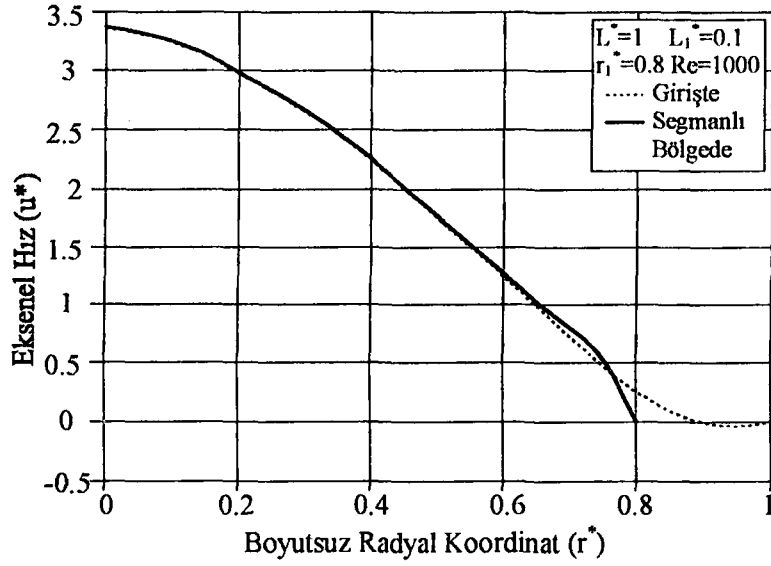


Şekil 23. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi



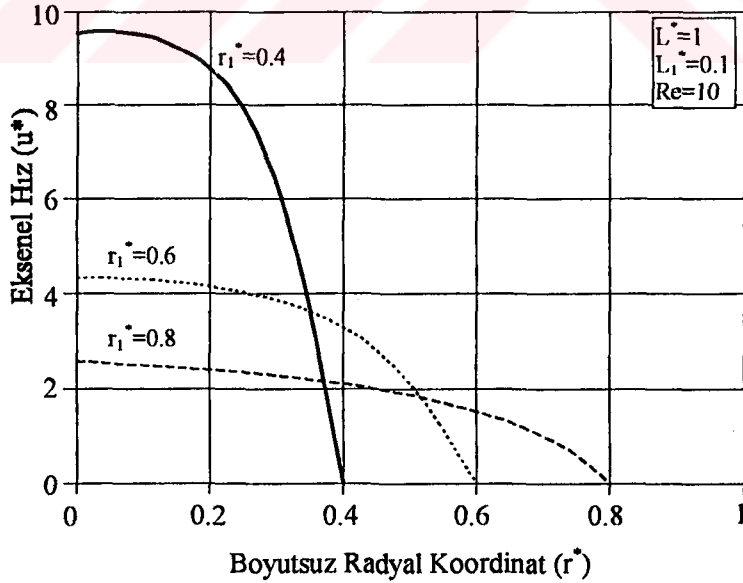
Şekil 24. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi

Şekil 24 ve 25 'te  $Re=500$  ve  $1000$  değerleri için aksenal hız profilleri verilmiştir. Şekillerden Reynolds sayısı arttıkça girişteki hız değerlerinin segmanlı bölgedeki hız değerlerine yaklaştığı görülmekte olup, girişteki hız profilinden segmanlar arasındaki bölgenin tamamında girdapların oluştuğu anlaşılmaktadır.



Şekil 25. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi

Segmanlar arası mesafe  $L^* = 1$ , segman kalınlığı  $L_1^* = 0.1$  ve Reynolds sayısı  $Re = 10$  alınarak, segman iç yarıçapının  $r_1^* = 0.8, 0.6$  ve  $0.4$  değerleri için segmanlı bölgenin ortasındaki aksenal hız profilleri Şekil 26 'da verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi segman iç yarıçapı azaldıkça aksenal hız artmaktadır.

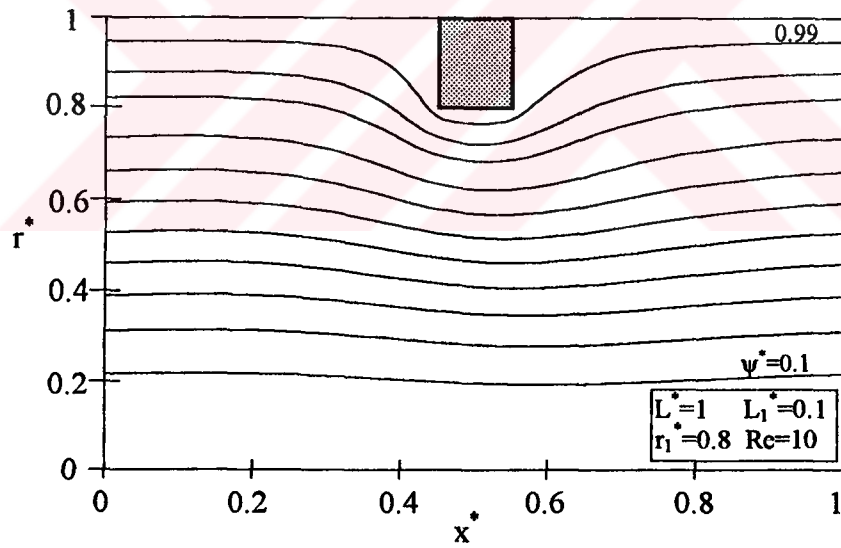


Şekil 26. Çeşitli segman çaplarında aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi

#### 4.1.2. Akım Fonksiyonu ve Akım Çizgilerinin Hesaplanması

Bilgisayar programından bütün düğüm noktalarındaki akım ve girdap fonksiyonu değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanan akım fonksiyonu değerlerinden lineer enterpolasyon yapılarak sabit akım çizgilerinin koordinatları bilgisayar programı yardımıyla hesaplanmıştır. Bu değerler kullanılarak sabit akım çizgilerinin değişimi grafikler halinde verilmiştir. Sabit akım çizgilerinin değerleri 0.1, 0.2, ... , 0.9, 0.99 arasında değişmektedir.

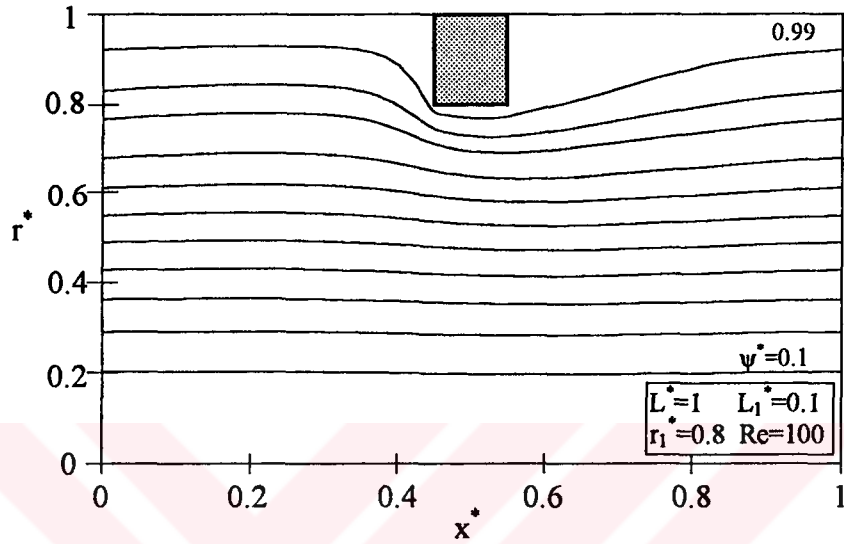
Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için; sabit akım çizgilerinin aksenal koordinat boyunca değişimi Şekil 27, 28, 29 ve 30 'da verilmiştir.



Şekil 27. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

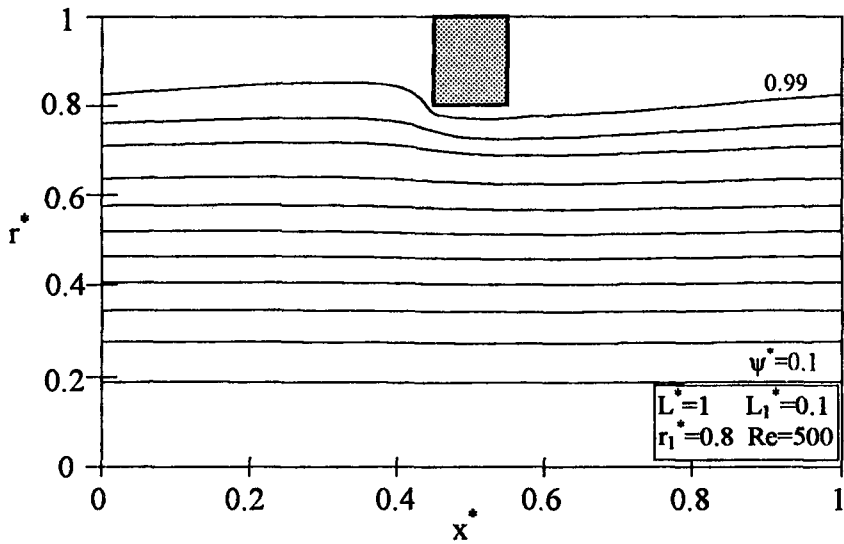
İlk olarak Re=10 değeri için çözüm yapılmış ve akım çizgileri Şekil 27 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi akış radyal yönde olduğu gibi aksenal yönde de yaklaşık simetrik bir yapıya sahip olup segmanın hemen ön ve arka tarafında küçük girdaplar oluşmaktadır. Şekil 28 'de görüldüğü gibi Re=100 değerinde aksenal

yöndeki simetriklik bozulmakta ve segmanın arka tarafındaki girdap bölgesinin uzunluğu artmaktadır. Bu bölgenin uzunluğu  $x^*=0.76$  değerine ulaşmaktadır.

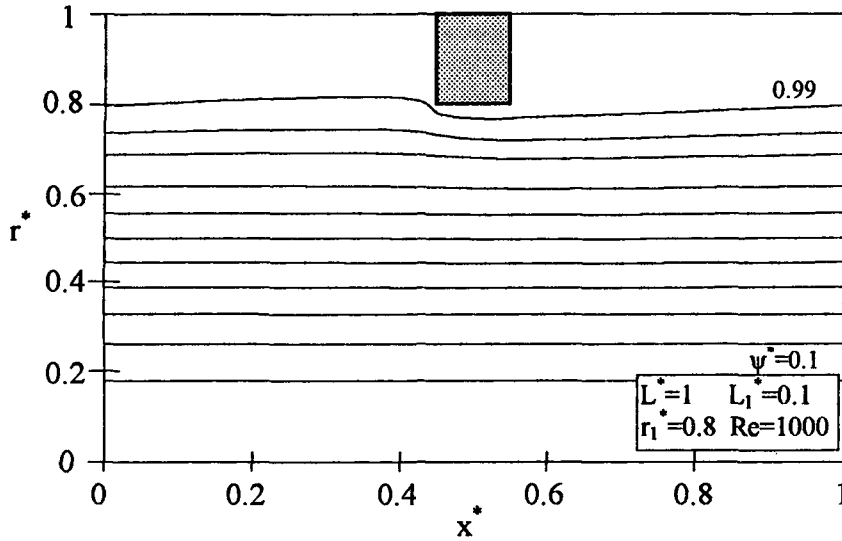


Şekil 28. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

Şekil 29 ve 30 'da  $Re=500$  ve  $1000$  değerleri için sabit akım çizgilerinin değerleri verilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi segmanlar arasındaki bölgenin tamamında girdaplar oluşmaktadır.

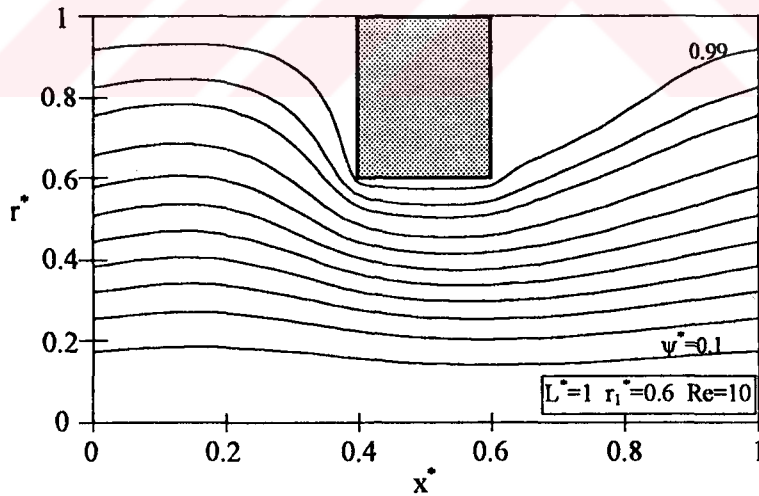


Şekil 29. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi



Şekil 30. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

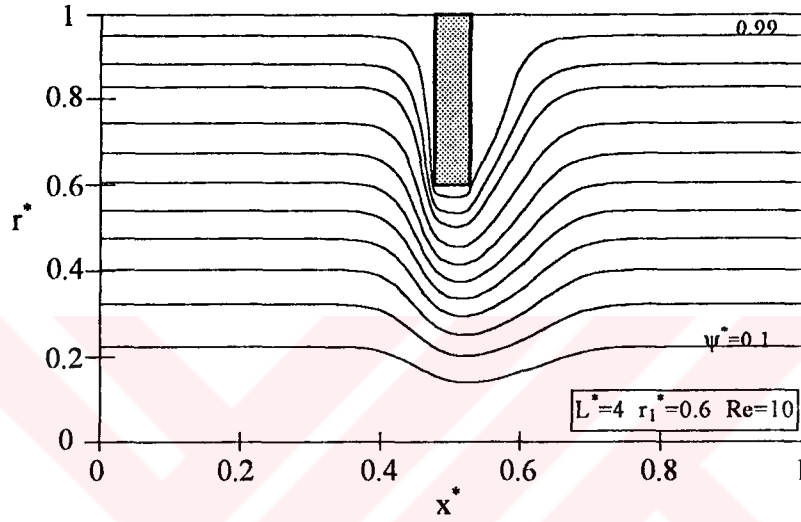
Kare kesitli segman için segman iç yarıçapı  $r_1^* = 0.6$  ve Reynolds sayısı  $Re = 10$  alınarak, segmanlar arası mesafenin  $L^* = 1, 4$  ve  $10$  değerleri için sabit akım çizgilerinin eksenel koordinat boyunca değişimi Şekil 31, 32 ve 33 'te gösterilmiştir.



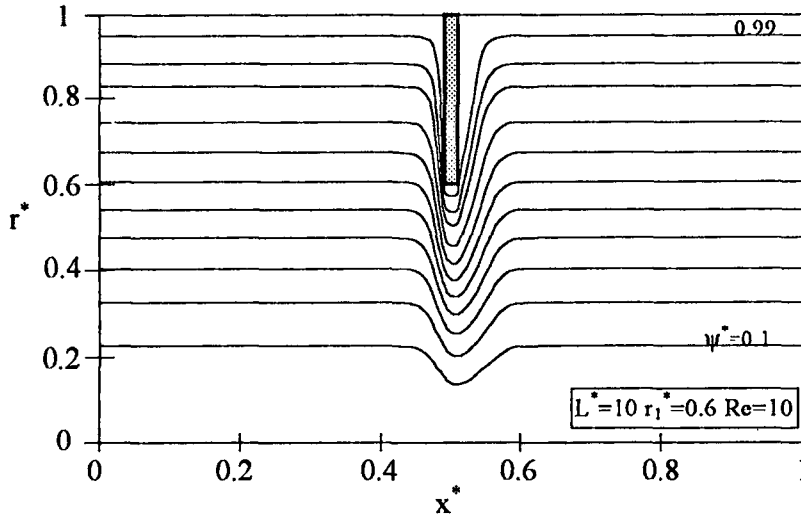
Şekil 31. Kare kesitli segmanda eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

$L^* = 1$  için sabit akım çizgilerinin değişimi Şekil 31 'de gösterilmiştir. Segmanın ön tarafında küçük girdap bölgesi oluşmasına rağmen arka tarafındaki girdap bölgesinin uzunluğu  $x^* = 0.87$  değerine ulaşmaktadır.

Şekil 32 'de  $L^*=4$  için sabit akım çizgilerinin değişimi verilmiştir. Segmanlar arası mesafe artırıldığından dolayı segmanın arka tarafındaki girdap bölgesi daralmaktadır. Bu durum  $L^*=10$  değeri için daha aşikar olarak Şekil 33 'te görülmektedir.



Şekil 32. Kare kesitli segmanda aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi



Şekil 33. Kare kesitli segmanda aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

### 4.1.3. Literatürde Bilinen Değerlerle Karşılaştırma

Önceki bölümde verilen değerlerin  $L^* \rightarrow \infty$  için sınır durumlarının hesabı literatürde sukbe için yapılan hesaplarla karşılaştırılmıştır. Böylece hesapların güvenilirlik durumu hakkında bir yargıya varmak mümkündür.

Boru içerisine yerleştirilmiş sukbe için debi ifadesi aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\dot{V} = C_d \frac{\pi d_1^2 / 4}{\sqrt{1 - \beta^4}} \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho}} \quad (170)$$

Burada  $C_d$  debi katsayısını,  $d_1$  sukbe çapını ve  $\beta$  sukbe çapının boru çapına oranı olan sukbe açıklık oranını göstermektedir. Yukarıdaki eşitlikten debi katsayısı çekilir ve değişkenler boyutsuz hale getirilirse

$$C_d = (1/\beta)^2 \frac{\sqrt{1 - \beta^4}}{\sqrt{\Delta p^*}} \quad (171)$$

eşitliği elde edilir. Ayrıca sukbe kalınlık oranı  $t_o^*$  aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

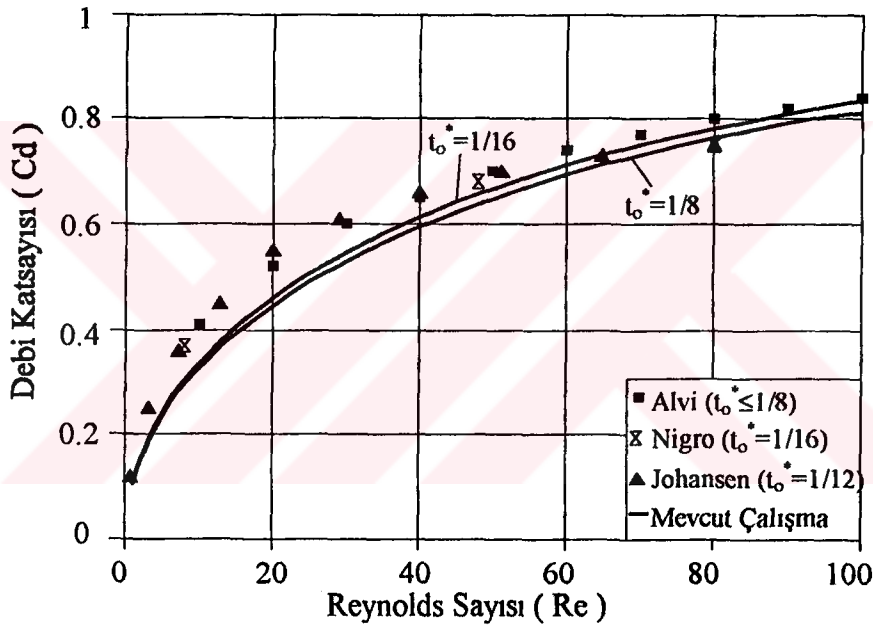
$$t_o^* = \frac{L_1}{d_1} \quad (172)$$

Burada  $L_1$  segman kalınlığını ve  $d_1$  segman iç çapını göstermektedir.

Boru boyunca basınç dağılımının hesaplanmasından sonra, segman öncesinde  $d$  ve segman sonrasında  $d/2$  kadarlık mesafelere basınç pirizlerinin yerleştirildiği düşünülmüş ve buradaki basınç değerlerinden debi katsayısı hesaplanmıştır. Debi katsayısı; hem boru cidarındaki, hem de simetri eksenindeki basınç değerlerinden hesaplanmıştır. Ayrıca cidardaki ve simetri eksenindeki basınç değerlerinin ortalaması alınarak debi katsayısı bulunmuştur.

Segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  alınarak, sukbe kalınlığı  $1/16 \leq t_o^* \leq 1$  değerleri, Reynolds sayısı  $1 \leq Re \leq 100$  değerleri ve boyutsuz uzunluk  $L^*=50$  ve  $100$  değerleri için hesaplamalar yapılmıştır.  $L^*=50$  ve  $100$  değerleri için hesaplanan debi katsayılarının ortalaması alınarak literatürdeki sonuçlarla mukayese yapılmıştır.

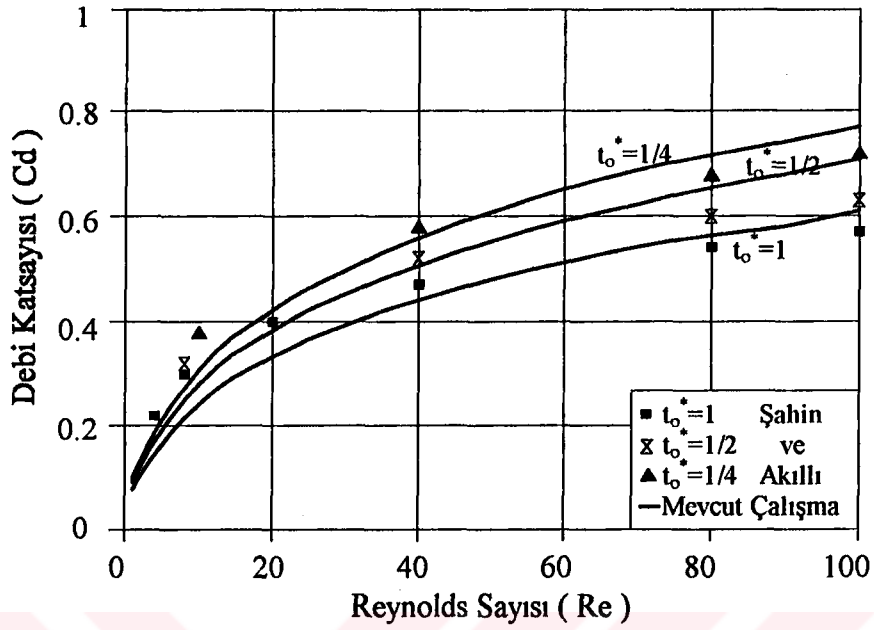
Sukbe kalınlığının  $t_o^*=1/8$  ve  $1/16$  değerleri için  $Re=100$  değerine kadar debi katsayıları hesaplanmıştır. Bu değerler Şekil 34 'te verilmiştir. Mevcut çalışmada  $t_o^*=1/16$  için elde edilen  $C_d$  değerleri, Alvi (1978) 'nin sonuçları ile iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir.



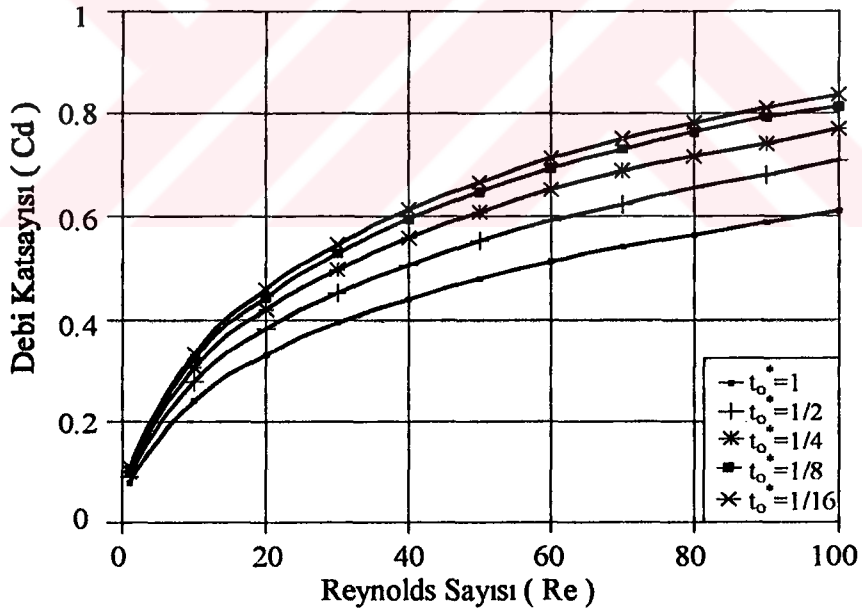
Şekil 34. Debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi

Daha büyük sukbe kalınlıkları için de debi katsayıları hesaplanmıştır. Bu değerler Şekil 35 'te gösterilmiştir. Mevcut çalışmada  $t_o^*=1, 1/2$  ve  $1/4$  değerleri için elde edilen  $C_d$  değerlerinin, Akıllı (1994) 'nin sonuçlarına yakın değerlerde olduğu görülmektedir.

Çeşitli sukbe kalınlık oranlarında debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi Şekil 36 'da verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi sukbe kalınlığı arttıkça debi katsayısı düşmektedir.



Şekil 35. Debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi



Şekil 36. Debi katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi

Yapılan bu karşılaştırmalardan nümerik sonuçların gayet güvenilir olduğu ve bu sınır durum dışındaki nümerik sonuçların da doğru olacağı anlaşılmaktadır.

#### 4.1.4. Basınç Dağılımı ve Basınç Kayıplarının Hesaplanması

Boru içindeki akış halinde basınç düşmesi

$$\Delta p = \xi \frac{L}{d} \frac{\rho \bar{u}^2}{2} \quad (173)$$

ifadesinden hesaplanır. Burada  $\xi$  sürtünme katsayısı olup, laminar ve türbülanslı akımlar için Reynolds sayısının fonksiyonu olarak hesaplanır. Laminar akışta sürtünme katsayısı

$$\xi = \frac{64}{Re} \quad (174)$$

eşitliği ile hesaplanır. Ayrıca segmanlı borudaki boyutsuz basınç kaybının ( $\Delta p^*$ ), segmansız borudaki boyutsuz basınç kaybına ( $\Delta p_0^*$ ) oranı şeklinde bir boyutsuz büyüklük tanımlanmıştır. Bu boyutsuz büyüklüğe boyutsuz basınç kayıp oranı ( $\phi$ ) denilmektedir.

$$\phi = \frac{\Delta p^*}{\Delta p_0^*} \quad (175)$$

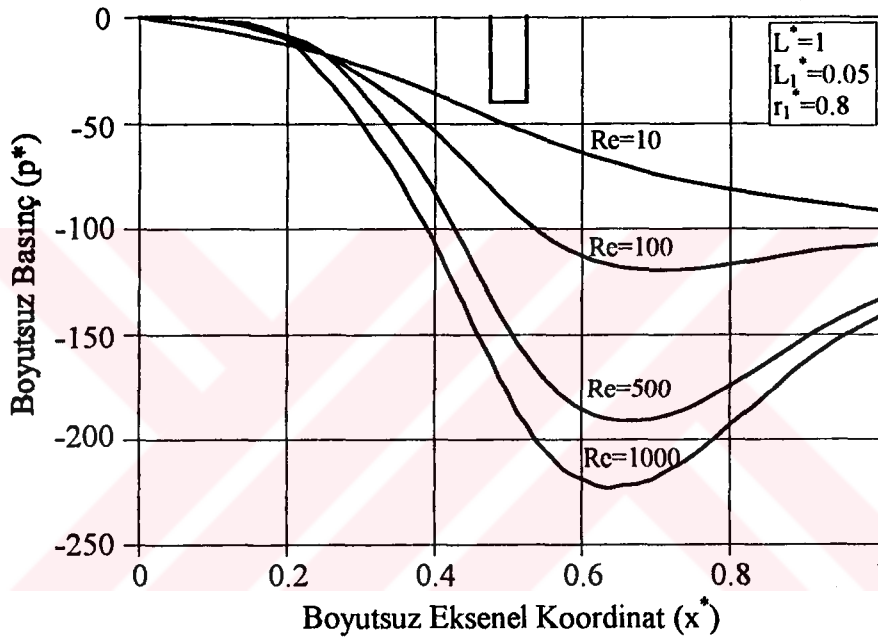
Bilgisayar programı ile bütün düğüm noktalarındaki boyutsuz basınç değerleri hesaplanmış olup dosyaya yazılmıştır. Segmanlı borudaki basınç kaybı, giriş ve çıkış kesitindeki basınç değerlerinin ortalaması alınarak

$$\Delta p^* = \bar{p}_G^* - \bar{p}_Ç^* \quad (176)$$

eşitliği ile hesaplanmıştır.

Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.05$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için, boyutsuz basıncın aksel koordinat boyunca değişimi Şekil 37 'de verilmiştir.

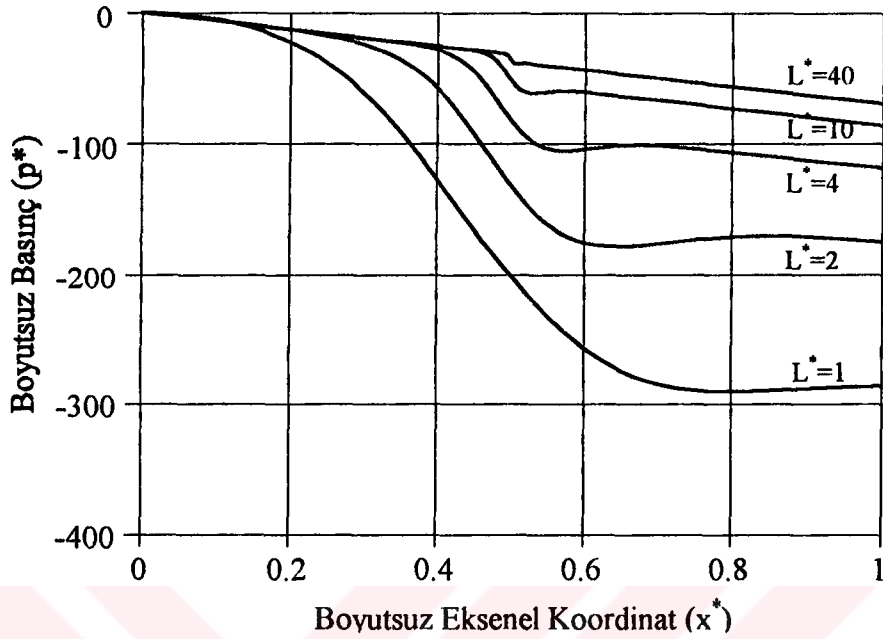
Şekilde görüldüğü gibi düşük Reynolds sayılarında  $Re=10$  için basınç kaybı segmanlı bölgede olmaktadır.  $Re=100$  'de segmanın arka tarafında girdaplar oluştuğundan basınç düşümü artmaktadır. Çıkış kesitine doğru basınç kazancı olmaktadır.  $Re=500$  ve  $1000$  değerleri için segmanlar arasındaki bölgenin tamamında girdaplar oluştuğundan basınç düşümü daha fazla olmaktadır. Çıkış kesitine doğru basınç kazancı da artmaktadır.



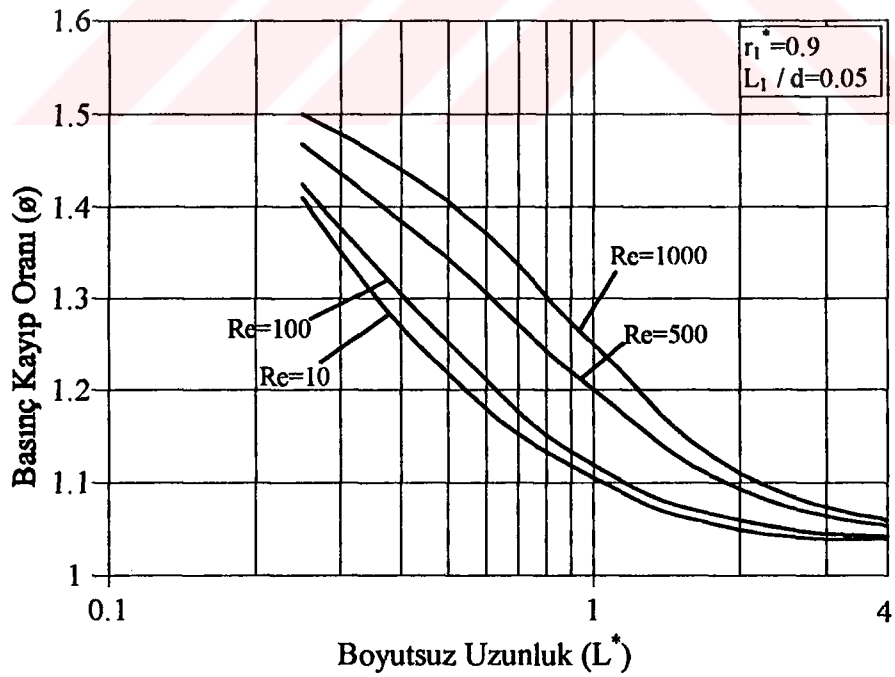
Şekil 37. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın aksnel koordinatla değişimi

Segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.6$  ve kare kesitli segman için, çeşitli boyutsuz uzunluklarda aksnel koordinat boyunca basınç dağılımı Şekil 38 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi segmanlar arasındaki mesafe arttıkça segmandaki basınç düşümü azalmaktadır.

Şekil 39 'da segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.9$  ve kare kesitli segman için, çeşitli Reynolds sayılarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken Reynolds sayısının basınç kayıp oranına etkisi azalmaktadır.

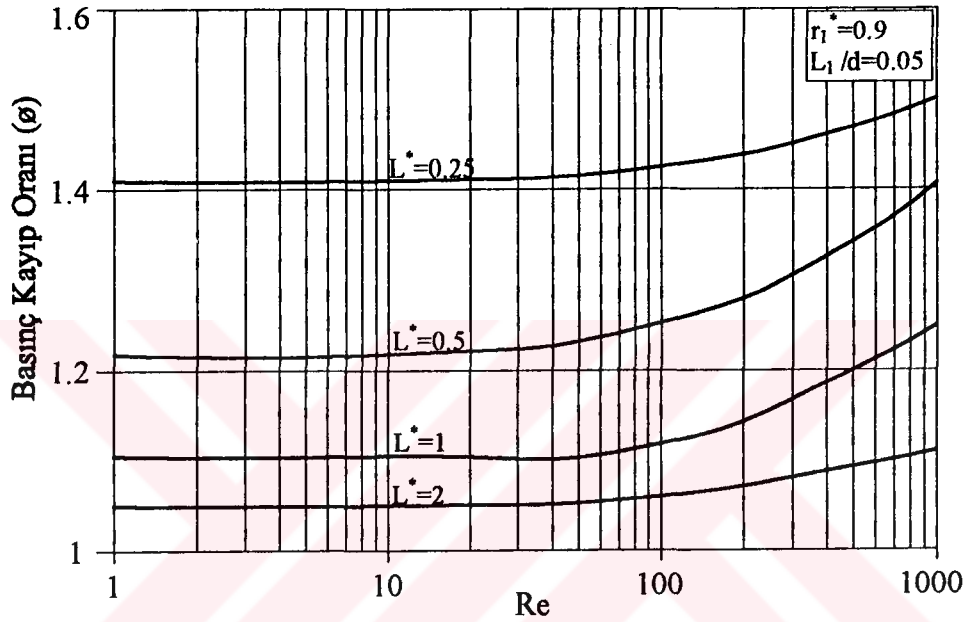


Şekil 38. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi (Kare kesitli segman  $r_1^* = 0.6$ )



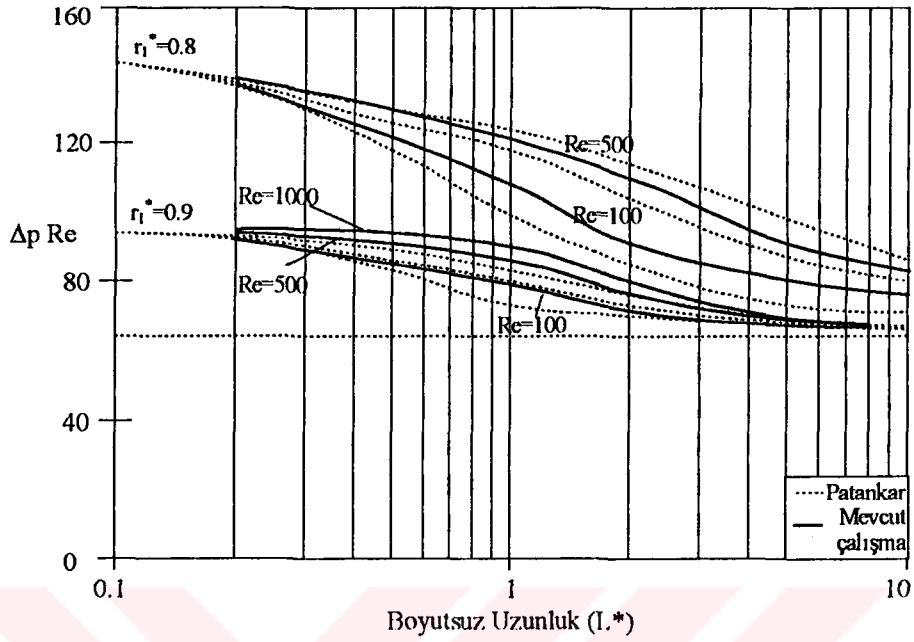
Şekil 39. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz uzunluk ile basınç kayıp oranının değişimi

Şekil 40 'da çeşitli boyutsuz uzunluklarda basınç kayıp oranının Reynolds sayısı ile değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, düşük Reynolds sayılarında basınç kayıp oranı yalnız boyutsuz uzunluk  $L^*$  'ın bir fonksiyonudur. Reynolds sayısı arttıkça basınç kayıp oranı da artmaktadır.



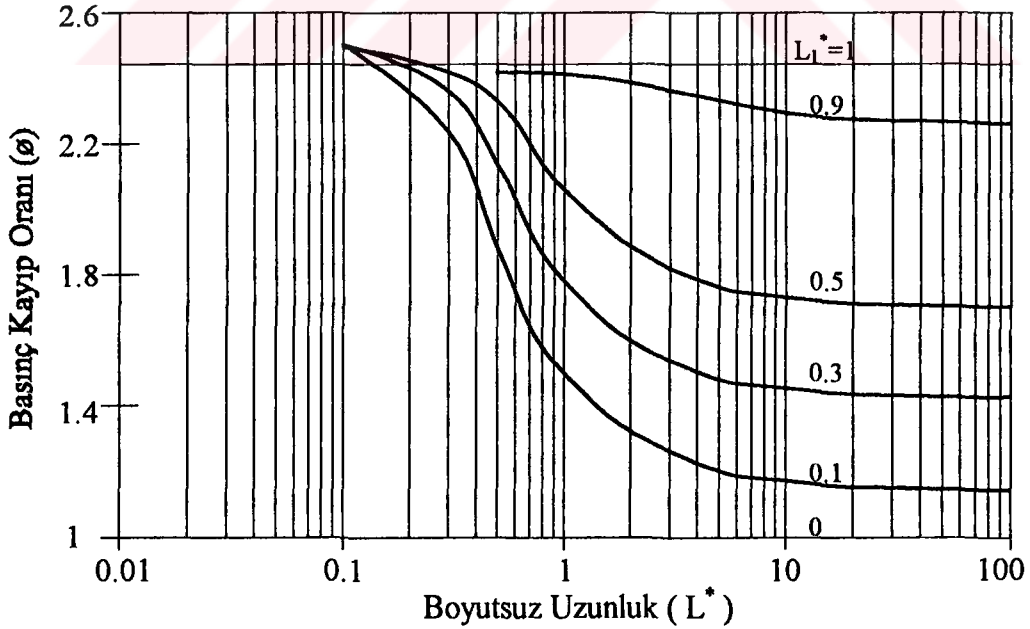
Şekil 40. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda Reynolds sayısı ile basınç kayıp oranının değişimi

Şekil 41 'de segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve  $0.9$  alınarak, Reynolds sayısının  $Re=100, 500$  ve  $1000$  değerleri için, boyutsuz uzunluk ile basınç kaybının  $(\Delta p Re)$  değişimi verilmiştir. Segman iç yarıçapı boru yarıçapına eşit olduğunda  $r_1^*=1$  'de  $(\Delta p Re)$  değeri  $64$  olmaktadır. Mevcut çalışmada elde edilen sonuçlar, ROWLEY ve PATANKAR (1984) 'ın sonuçları ile mukayese edilmiştir. Bu araştırmacılar segman kalınlığının akışa tesirini ihmal etmişlerdir. Bunun için mevcut çalışmada segman kalınlığı çok ince alınmıştır ( $L_1/d=0.05$ ). Mevcut çalışmadaki sonuçların biraz yüksek çıkmasının sebebi, segman kalınlığının ihmal edilmemesinden kaynaklanmaktadır. Şekilde görüldüğü gibi boyutsuz uzunluk azaldıkça Reynolds sayısının basınç kaybına etkisi kalkmaktadır.



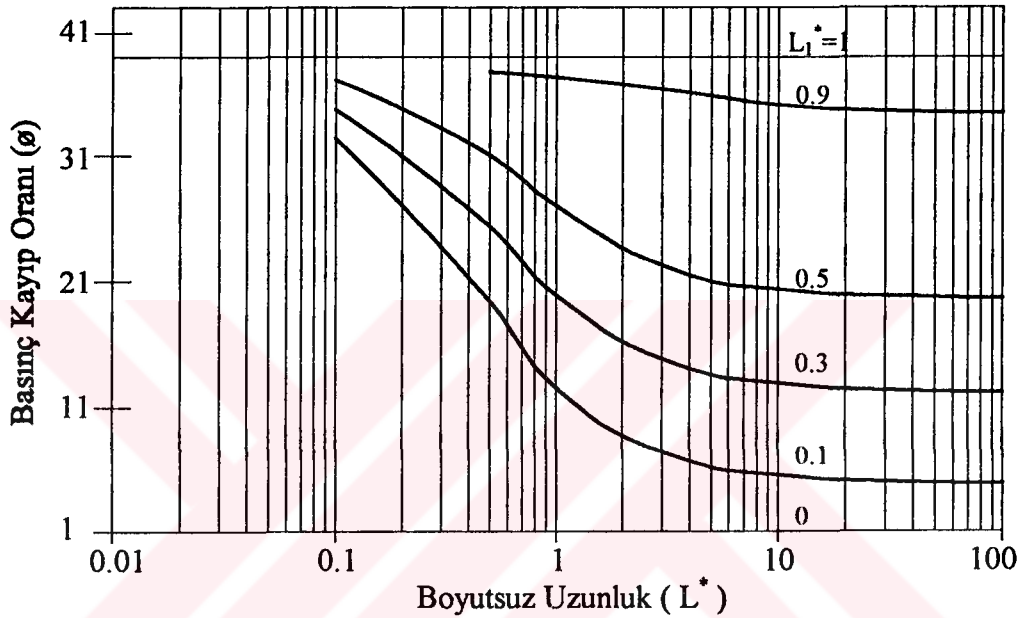
Şekil 41. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz uzunluk ile basınç kaybının değişimi

Şekil 42 ve 43 'te segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve  $0.4$  için, çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir.



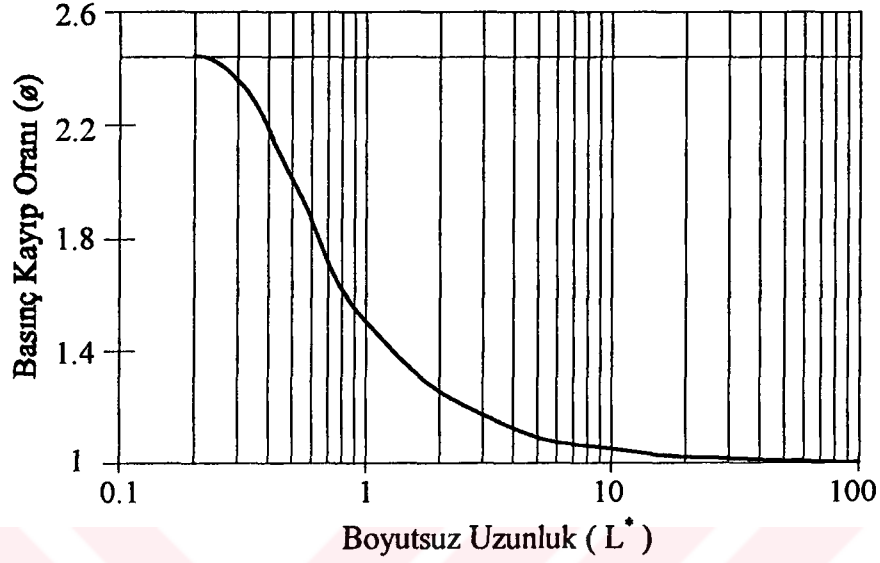
Şekil 42. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$  ve  $r_2^*=1$ )

Segman kalınlığı  $L_1^*=0$  olduğunda segmansız borudaki basınç kaybı söz konusudur. Dolayısıyla basınç kaybı oranı 1 'dir. Şekil 42 ve 43 'te görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken basınç kaybı oranı artmaktadır. Bütün segman kalınlıklarında, basınç kaybı oranı aynı değere yaklaşmakta olup segman kalınlığının, basınç kaybı oranına etkisi kalkmaktadır. Ayrıca Şekillerde  $L^* \rightarrow \infty$  için, boyutsuz uzunluğun basınç kaybına etkisinin olmadığı görülmektedir.

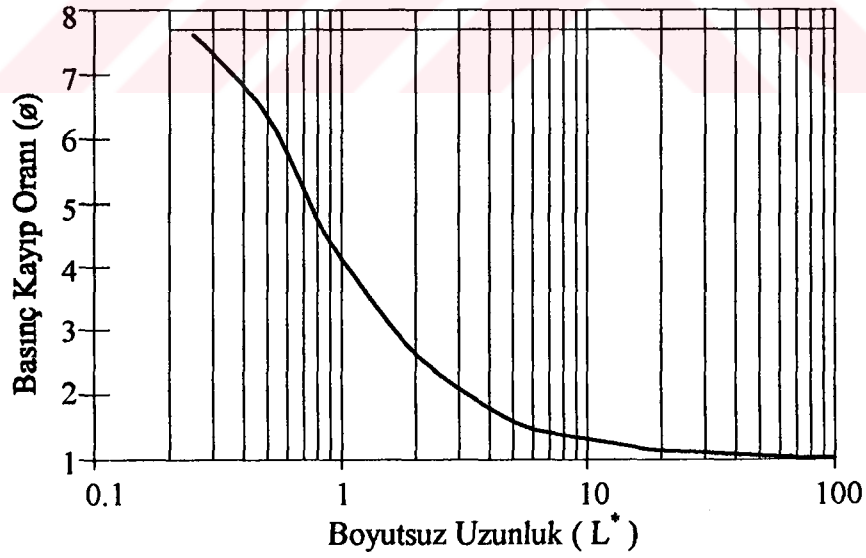


Şekil 43. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kaybı oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.4$  ve  $r_2^*=1$ )

Şekil 44 ve 45 'de kare kesitli segmanda, segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve  $0.6$  için, basınç kaybı oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken basınç kaybı oranı maksimum değerini almaktadır.  $L^* \rightarrow \infty$  giderken basınç kaybı oranı 1 'e yaklaşmaktadır.



Şekil 44. Kare kesitli segmanda basınç kaybı oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$  ve  $r_2^*=1$ )

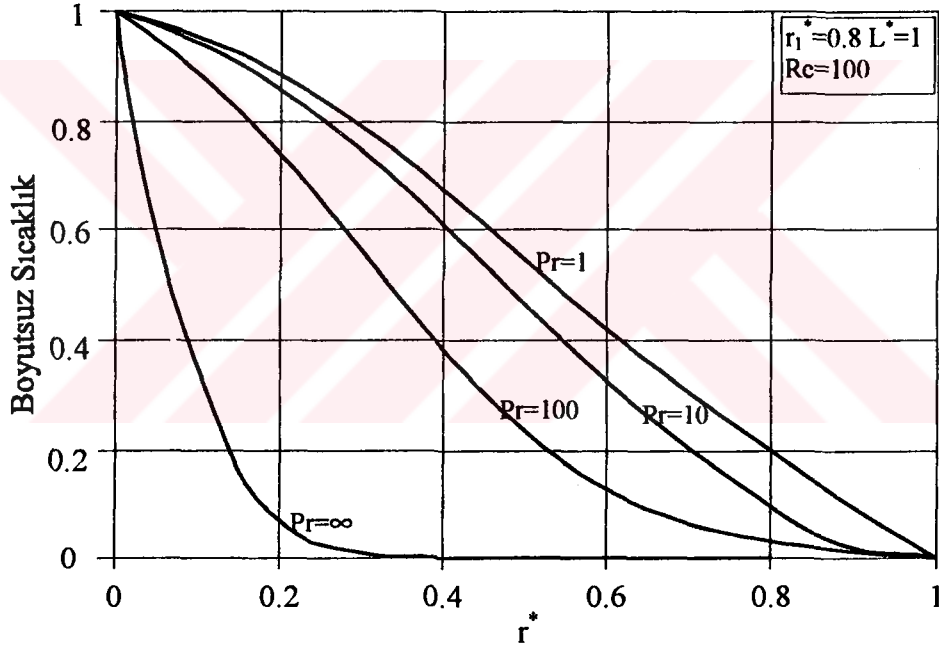


Şekil 45. Kare kesitli segmanda basınç kaybı oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.6$  ve  $r_2^*=1$ )

#### 4.1.5. Sıcaklık Profilleri ve Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması

Enerji denklemi sabit sıcaklık sınır şartında çözümlenerek, sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

Kare kesitli segman için segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve Reynolds sayısı  $Re=100$  alınarak, Prandtl sayısının 1, 10, 100 ve  $\infty$  değerleri için, radyal koordinat boyunca girişteki sıcaklık profilleri Şekil 46 'da verilmiştir.



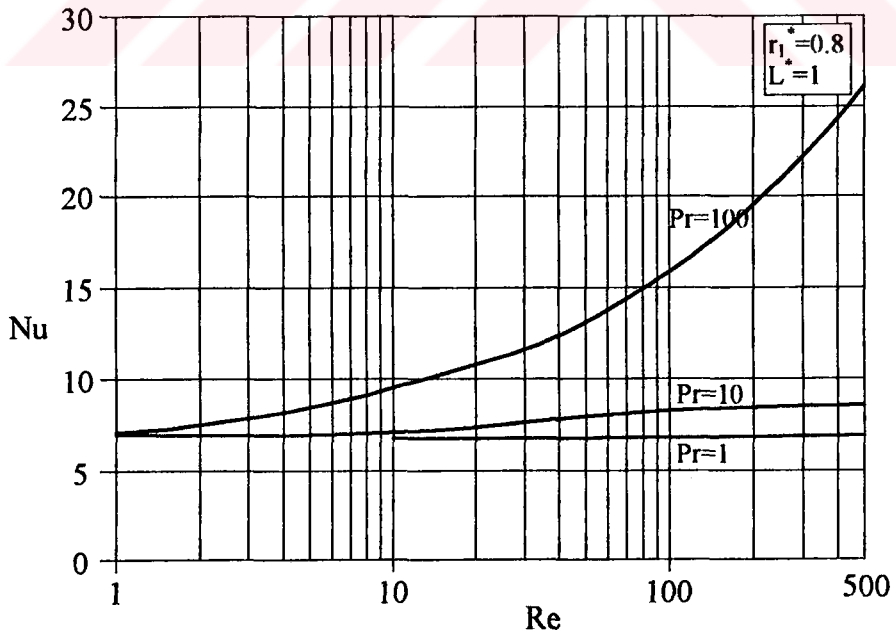
Şekil 46. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın radyal koordinatla değişimi (kare kesitli segman)

Şekil 47 'de  $Pr=1$  ve 10 için radyal koordinat boyunca girişteki ve segmanlı bölgedeki sıcaklık değerleri ve hız profilleri verilmiştir.



Şekil 47. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklık ve aksel hızın radyal koordinat boyunca değişimi (kare kesitli segman)

Şekil 48 'de  $Pr=1, 10$  ve  $100$  değerleri için ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi verilmiştir.

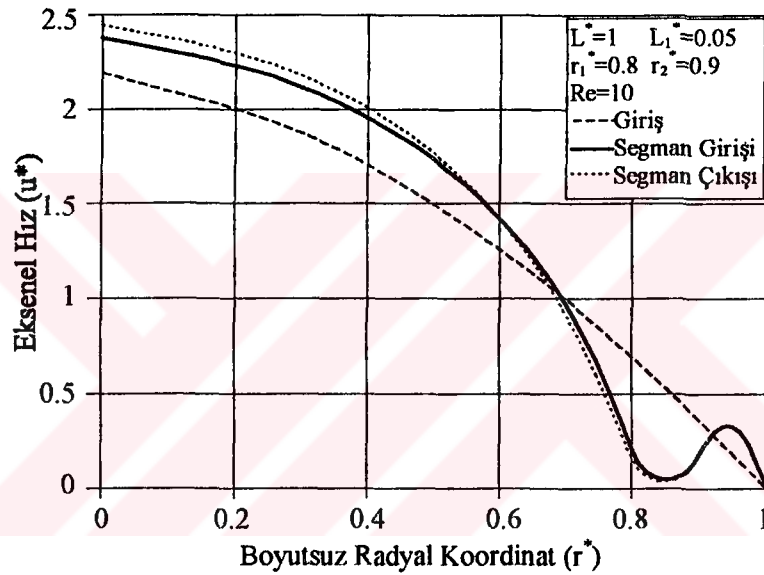


Şekil 48. Çeşitli Prandtl sayılarında Reynolds sayısı ile ortalama Nusselt sayısının değişimi

## 4.2. Segmanın Cidardan Ayrık Olması Durumunun İncelenmesi

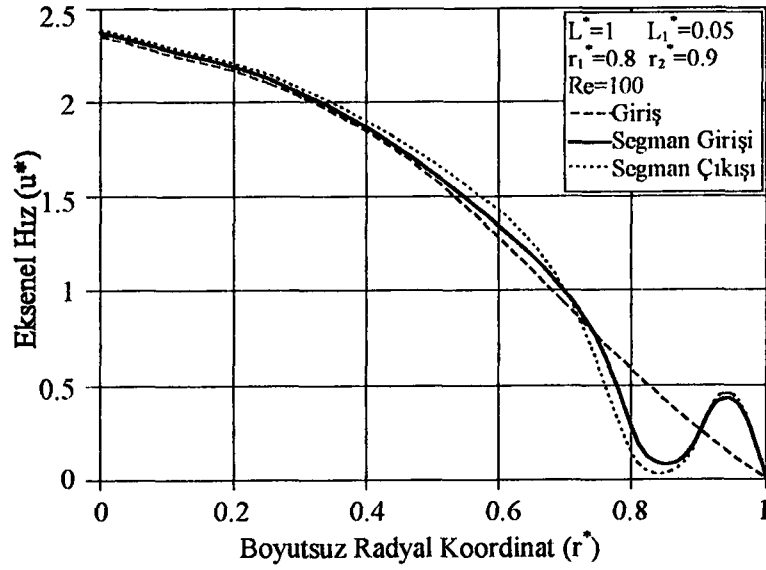
### 4.2.1. Hız Profillerinin Hesaplanması

Kare kesitli segman için segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$  ve segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.9$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için, giriş ve segmanın giriş ve çıkışındaki aksel hız değerleri Şekil 49, 50, 51 ve 52 'de verilmiştir.



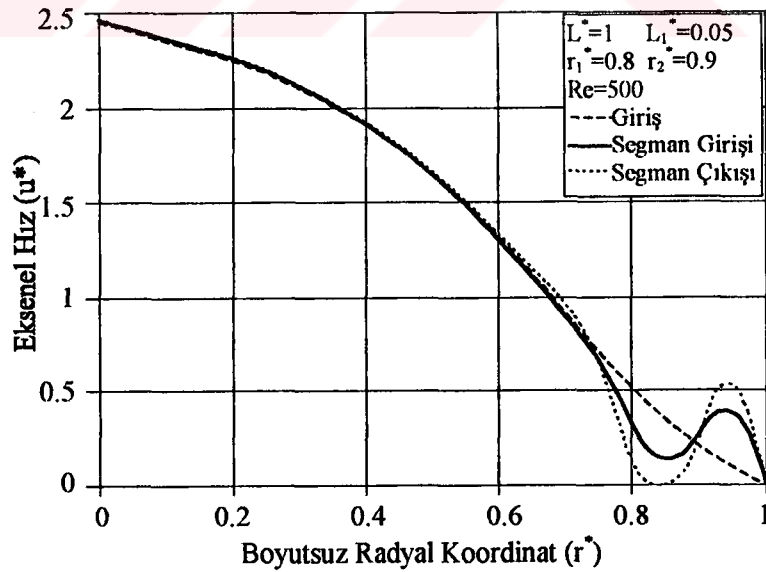
Şekil 49. Segmanlı boruda aksel hızın radyal koordinat ile değişimi

Şekil 49 'da görüldüğü gibi düşük Reynolds sayılarında  $Re=10$  segmanın giriş ve çıkış kesitindeki aksel hız profilleri birbirine yakın değerdedir.  $Re=100$  için girişteki hız değerleri simetri eksenine doğru, segmanlı bölgedeki hız değerlerine yaklaşmaktadır. Ayrıca segman ile boru cidarı arasındaki bölgede aksel hız değerleri de artmaktadır (Şekil 50).

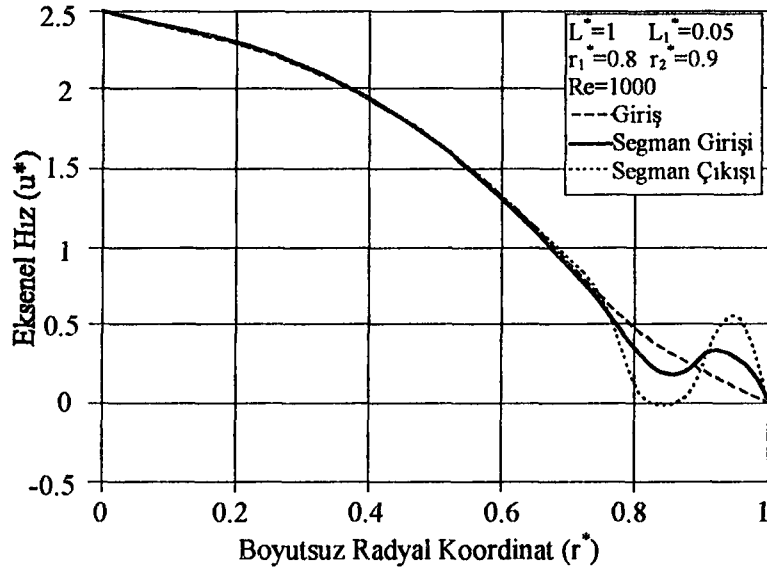


Şekil 50. Segmanlı boruda eksenel hızın radyal koordinat ile değişimi

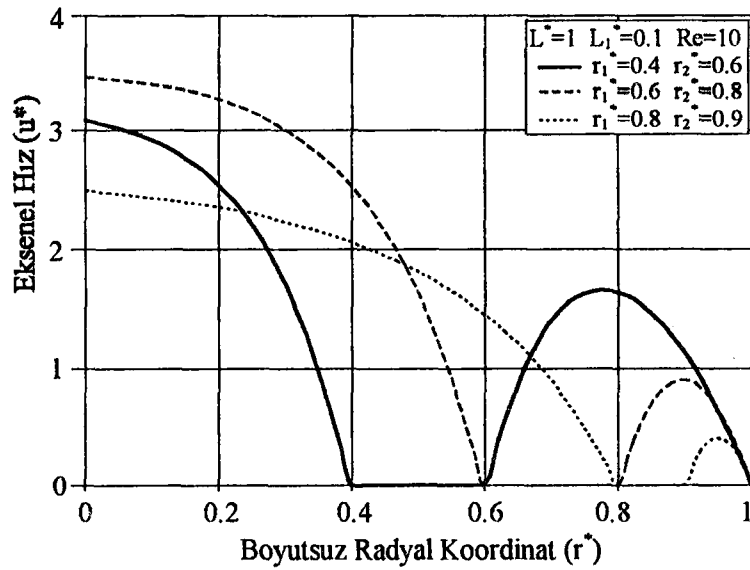
Şekil 51 ve 52 'de görüldüğü gibi  $Re=500$  ve  $1000$  değerleri için segman ile simetri eksenini arasındaki bölgede eksenel hız değerleri aynı olmaktadır. Segman ile boru cidarı arasındaki bölgede ise segman çıkışındaki eksenel hız değeri artmaktadır.



Şekil 51. Segmanlı boruda eksenel hızın radyal koordinat ile değişimi

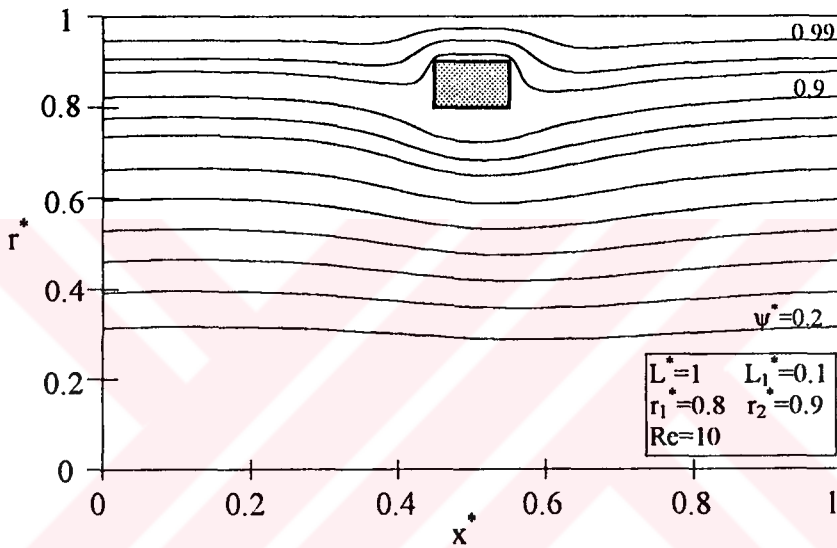


Şekil 53 'te segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  ve Reynolds sayısı  $Re=10$  için, çeşitli segman iç ve dış yarıçaplarında segmanlı bölgedeki aksenal hız profilleri verilmiştir.



#### 4.2.2. Akım Fonksiyonu ve Akım Çizgilerinin Hesaplanması

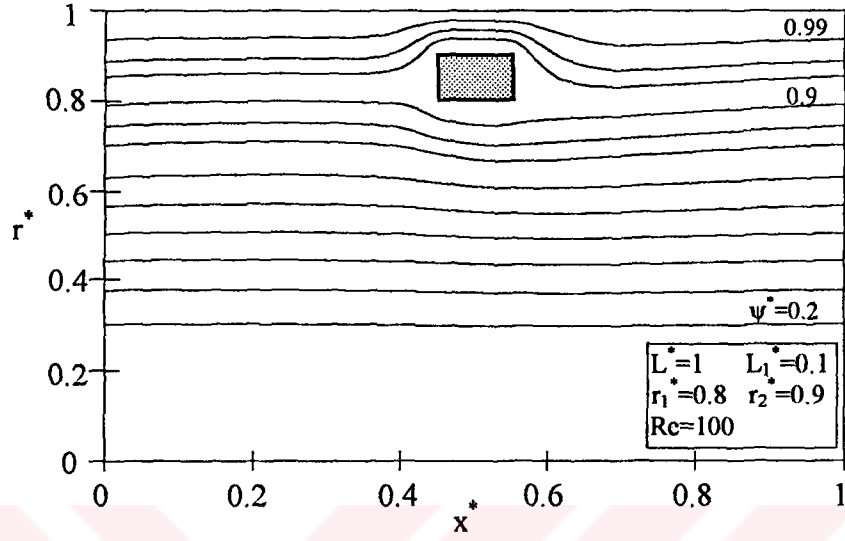
Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.9$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için, sabit akım çizgilerinin aksenal koordinat boyunca değişimi Şekil 54, 55, 56 ve 57 'de verilmiştir.



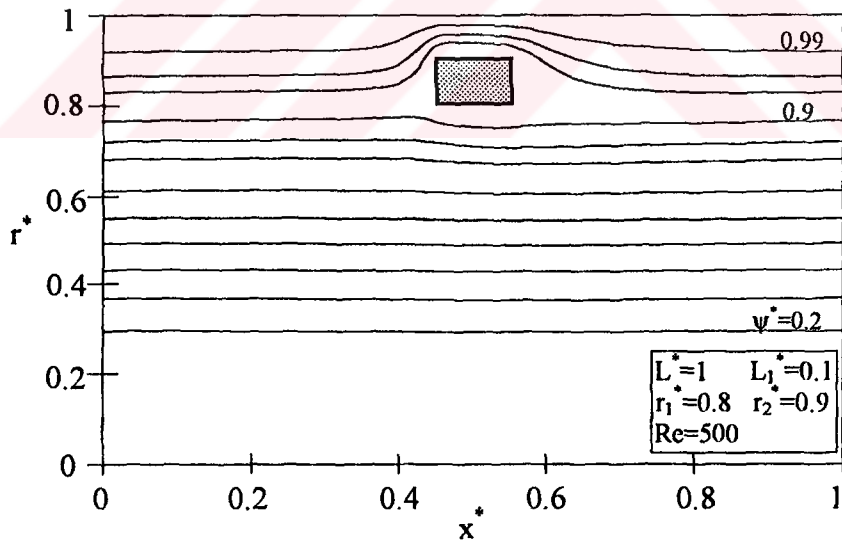
Şekil 54. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

İlk olarak  $Re=10$  değeri için çözüm yapılmış ve akım çizgileri Şekil 54 'te verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi akış radyal yönde olduğu gibi aksenal yönde de yaklaşık simetrik bir yapıya sahiptir. Şekil 55 'te görüldüğü gibi  $Re=100$  değerinde aksenal yöndeki simetriklik bozulmaktadır.

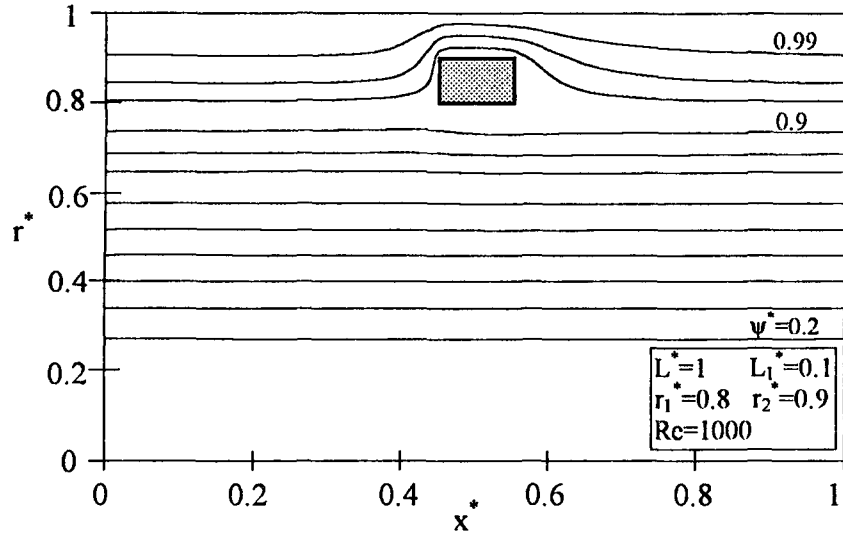
Şekil 56 ve 57 'de  $Re=500$  ve  $1000$  değerleri için sabit akım çizgilerinin değerleri verilmiştir. Reynolds sayısının artmasıyla birlikte segmanın arka tarafında girdaplar oluşmaktadır.



Şekil 55. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

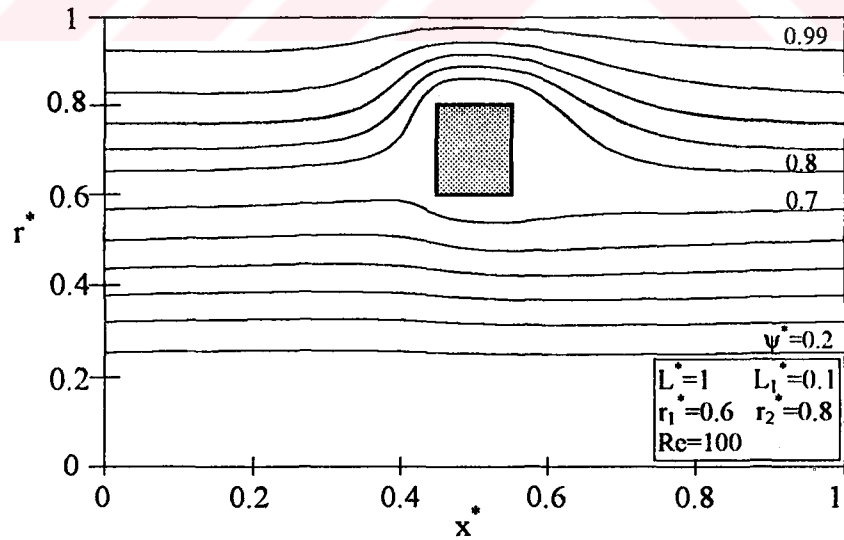


Şekil 56. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

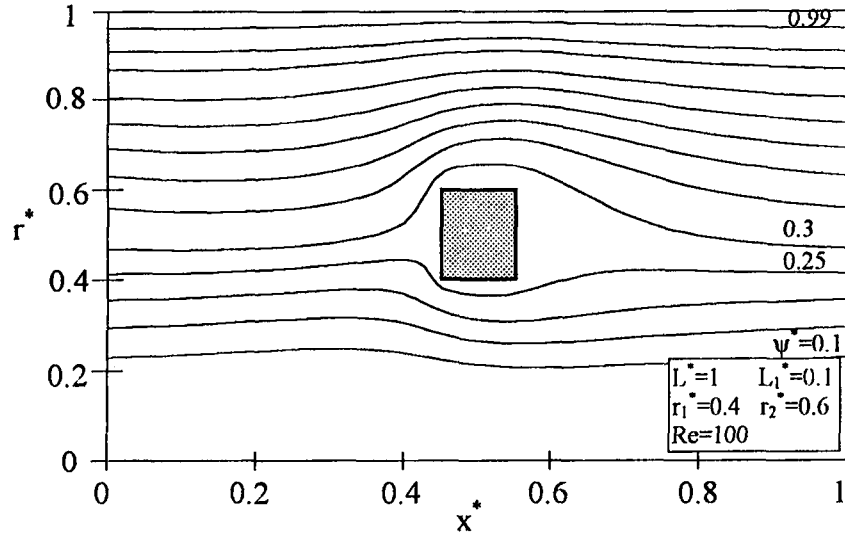


Şekil 57. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

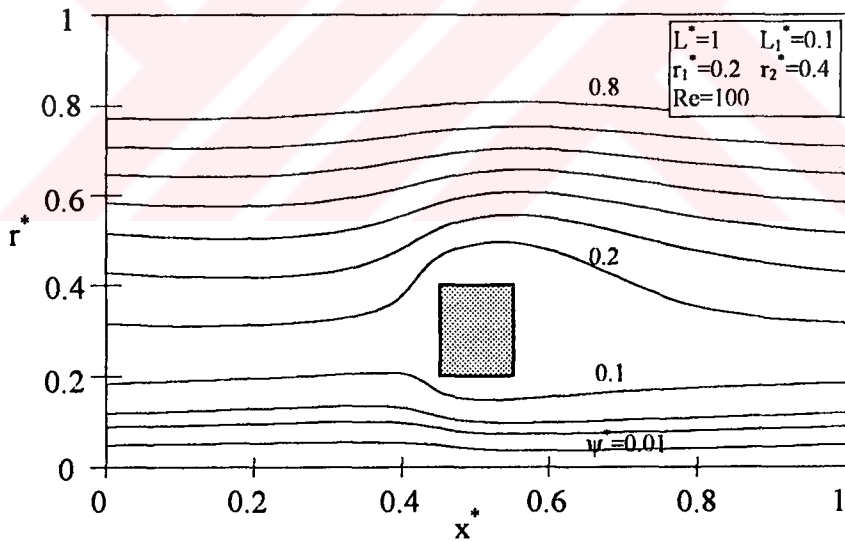
Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  ve Reynolds sayısı  $Re=100$  alınarak, çeşitli segman iç ve dış yarıçaplarında sabit akım çizgilerinin eksenel koordinat boyunca değişimi Şekil 58, 59 ve 60 'da verilmiştir.



Şekil 58. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

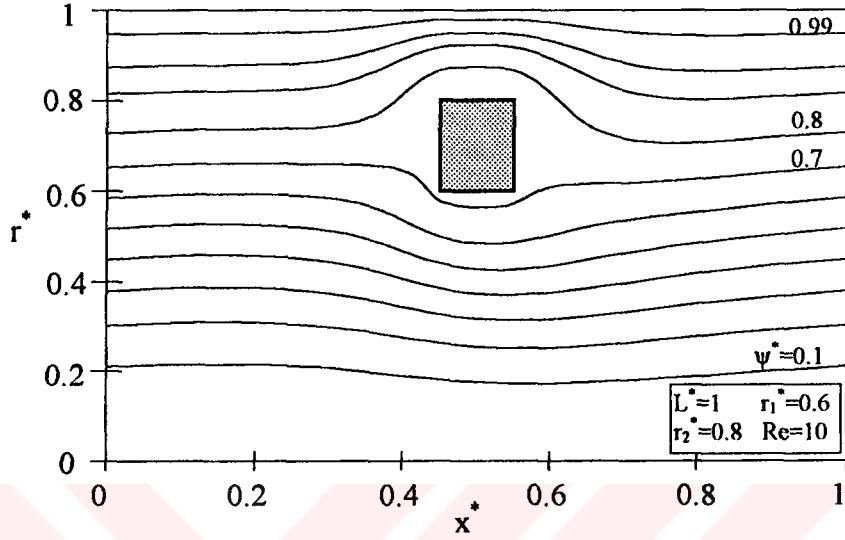


Şekil 59. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

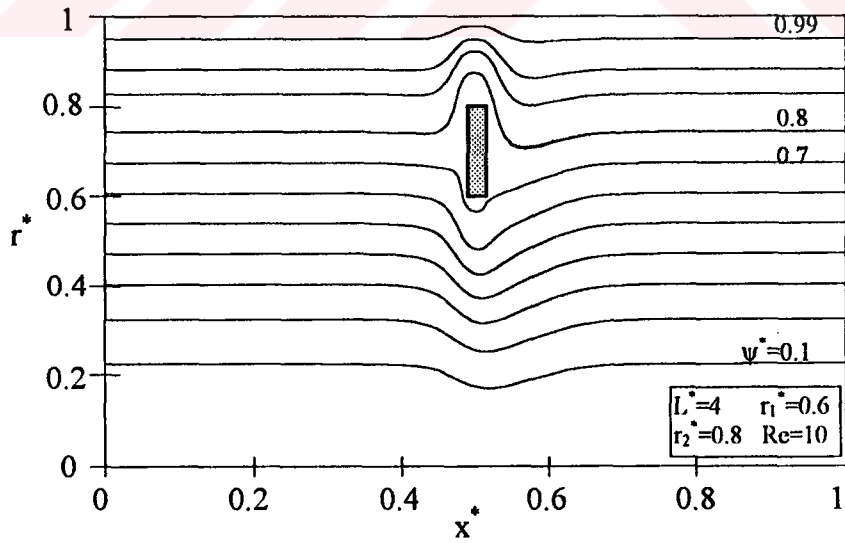


Şekil 60. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

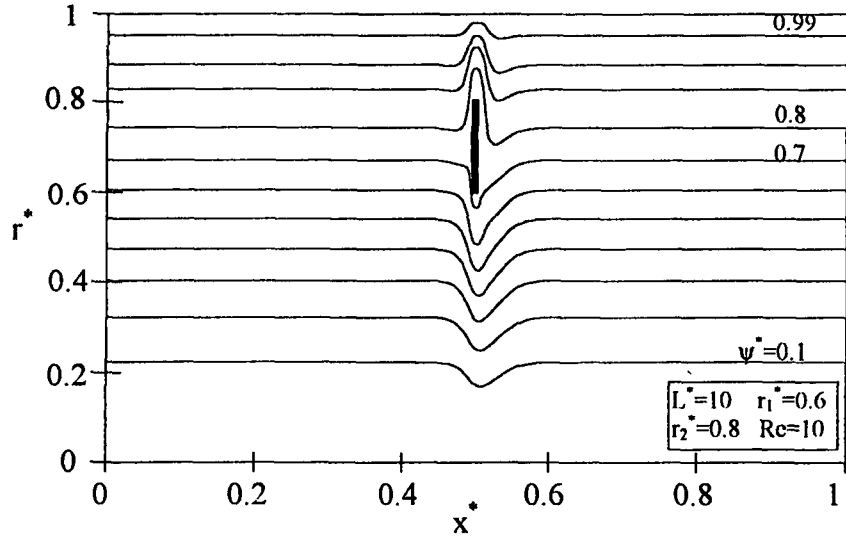
Kare kesitli segman için, segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.6$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.8$  ve Reynolds sayısı  $Re=10$  alınarak, segmanlar arası mesafenin  $L^*=1, 4$  ve  $10$  değerleri için sabit akım çizgilerinin eksenel koordinat boyunca değişimi Şekil 61, 62 ve 63 'te gösterilmiştir.



Şekil 61. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değışimi



Şekil 62. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değışimi

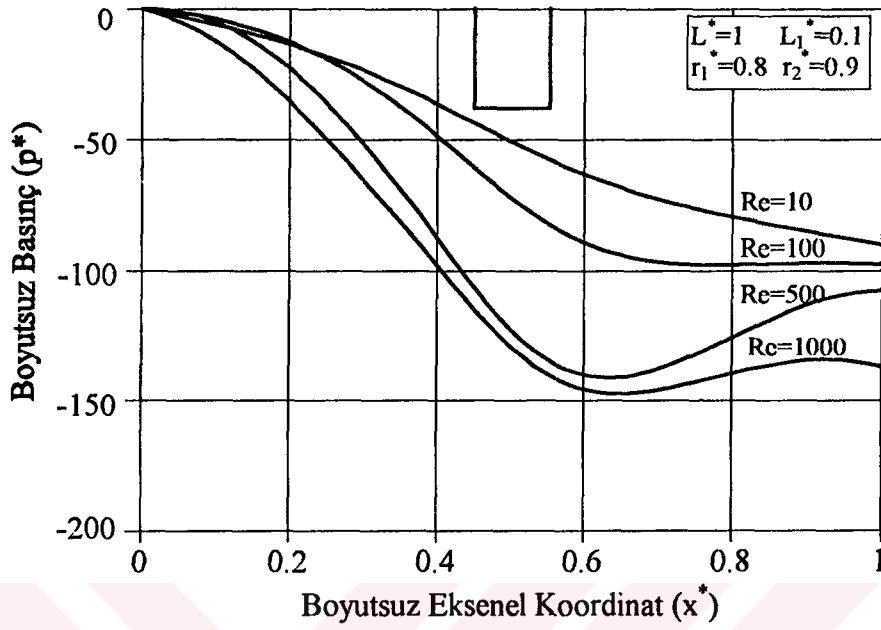


Şekil 63. Kare kesitli segmada aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

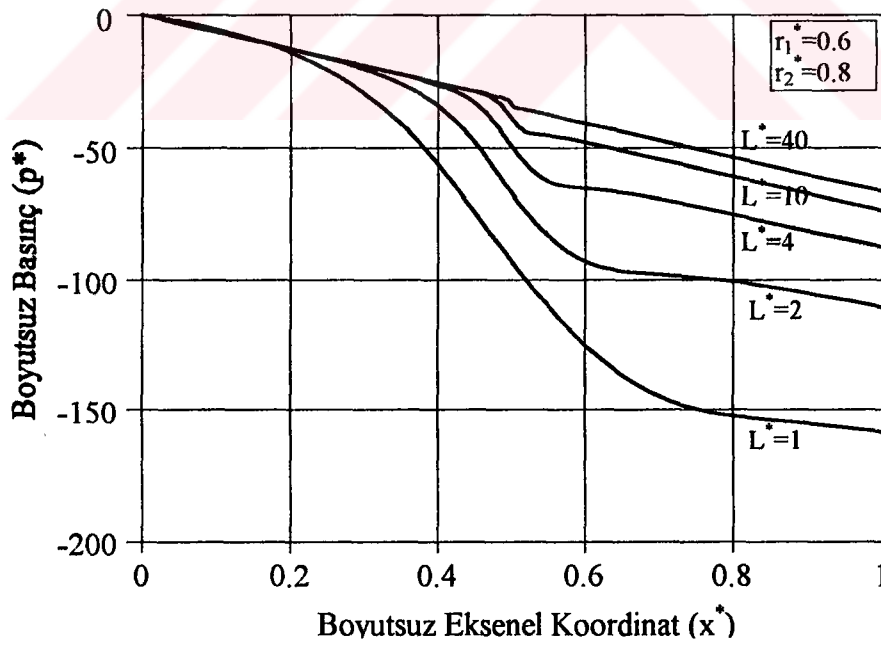
#### 4.2.3. Basınç Dağılımı ve Basınç Kayıplarının Hesaplanması

Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.9$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için, boyutsuz basıncın aksel koordinat boyunca değişimi Şekil 64 'te verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi  $Re=10$  ve 100 için segmanlı bölgede basınç kaybı olmaktadır.  $Re=500$  ve 1000 değerleri için segmanın arka tarafında girdaplar oluştuğundan basınç düşümü artmaktadır. Çıkış kesitine doğru basınç kazancı da artmaktadır.

Segman iç yarıçapı  $r_1^*=0.8$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.9$  ve kare kesitli segman için, çeşitli boyutsuz uzunluklarda aksel koordinat boyunca basınç dağılımı Şekil 65 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi segmanlar arasındaki mesafe arttıkça segmandaki basınç düşümü azalmaktadır.

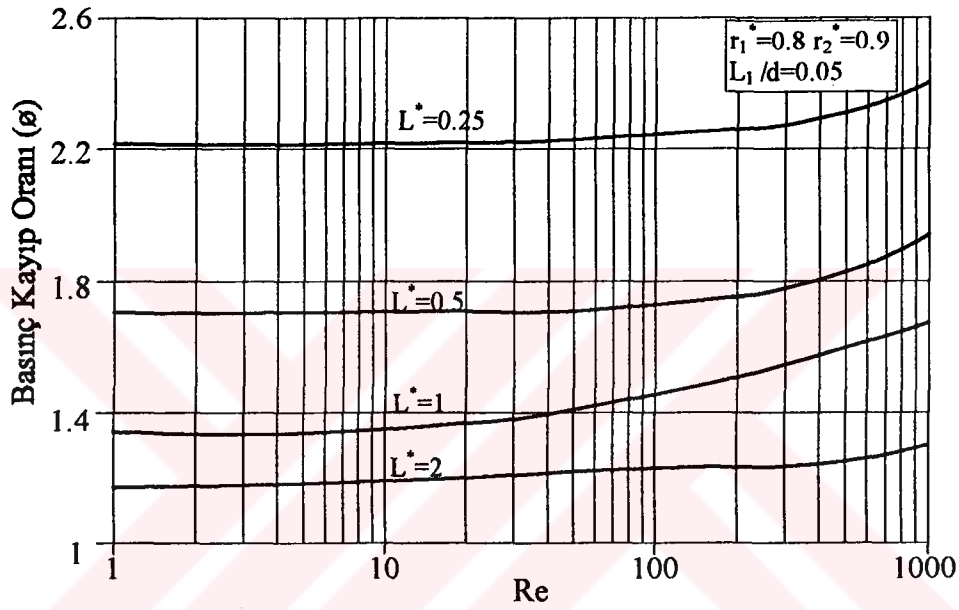


Şekil 64. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi



Şekil 65. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda boyutsuz basıncın aksenal koordinatla değişimi (kare kesitli segman)

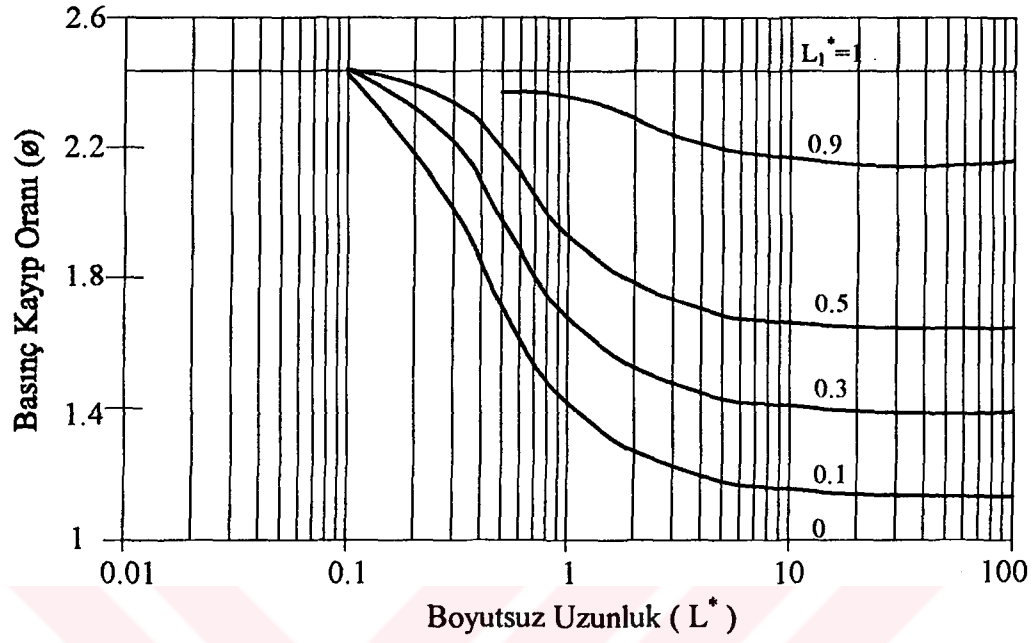
Şekil 66 'da çeşitli boyutsuz uzunluklarda basınç kayıp oranının Reynolds sayısı ile değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, düşük Reynolds sayılarında basınç kayıp oranı yalnız boyutsuz uzunluk  $L^*$  'ın bir fonksiyonudur. Reynolds sayısı arttıkça basınç kayıp oranı da artmaktadır.



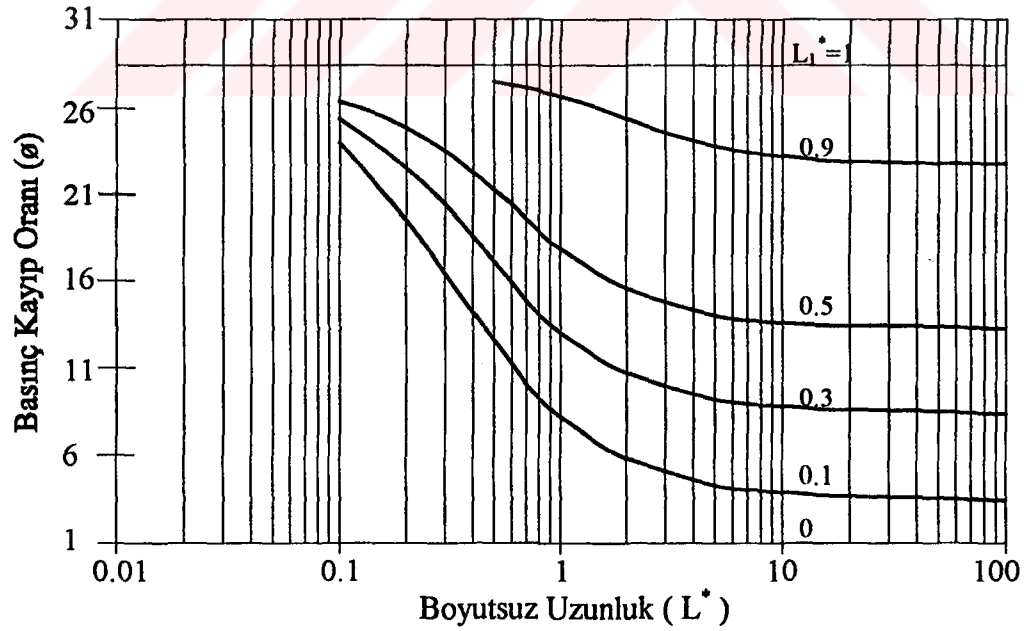
Şekil 66. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda Reynolds sayısı ile basınç kayıp oranının değişimi

Şekil 67 ve 68 'de segman iç ve dış yarıçapı  $r_1^* = 0.8$ ,  $r_2^* = 0.9$  ve  $r_1^* = 0.4$ ,  $r_2^* = 0.8$  için, çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir.

Segman kalınlığı  $L_1^* = 0$  olduğunda segmansız borudaki basınç kaybı sözkonusudur. Dolayısıyla basınç kayıp oranı 1 'dir. Şekil 67 ve 68 'de görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken basınç kayıp oranı artmaktadır. Bütün segman kalınlıklarında, basınç kayıp oranı aynı değere yaklaşmakta olup segman kalınlığının, basınç kayıp oranına etkisi kalkmaktadır. Ayrıca Şekillerde  $L^* \rightarrow \infty$  için, boyutsuz uzunluğun basınç kaybına etkisinin olmadığı görülmektedir.

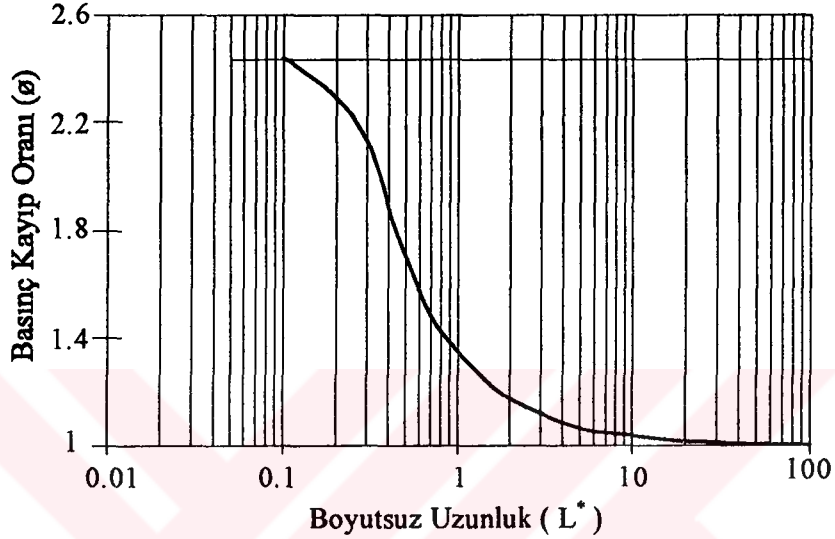


Şekil 67. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$  ve  $r_2^*=0.9$ )

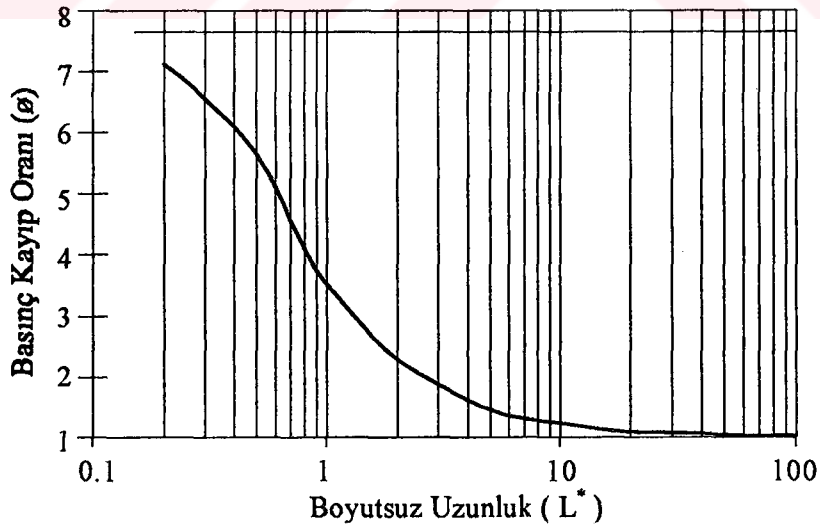


Şekil 68. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.4$  ve  $r_2^*=0.8$ )

Şekil 69 ve 70 'de kare kesitli segmanda, segman iç ve dış yarıçapı  $r_1^*=0.8$ ,  $r_2^*=0.9$  ve  $r_1^*=0.6$ ,  $r_2^*=0.9$  için, basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken basınç kayıp oranı maksimum değerini almaktadır.  $L^* \rightarrow \infty$  giderken basınç kayıp oranı 1 'e yaklaşmaktadır.



Şekil 69. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.8$  ve  $r_2^*=0.9$ )



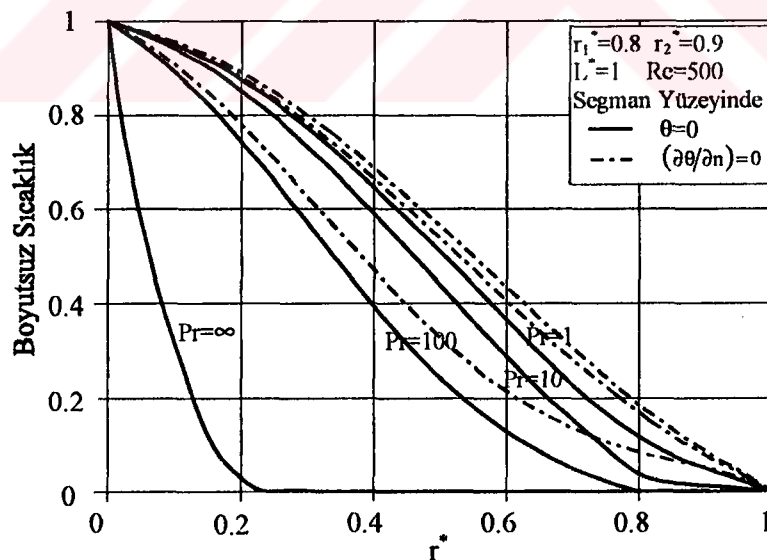
Şekil 70. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0.6$  ve  $r_2^*=0.9$ )

#### 4.2.4. Sıcaklık Dağılımı ve Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması

Enerji denklemi sabit sıcaklık sınır şartında, segman yüzeylerinde iki farklı sınır şartı için çözülerek, sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

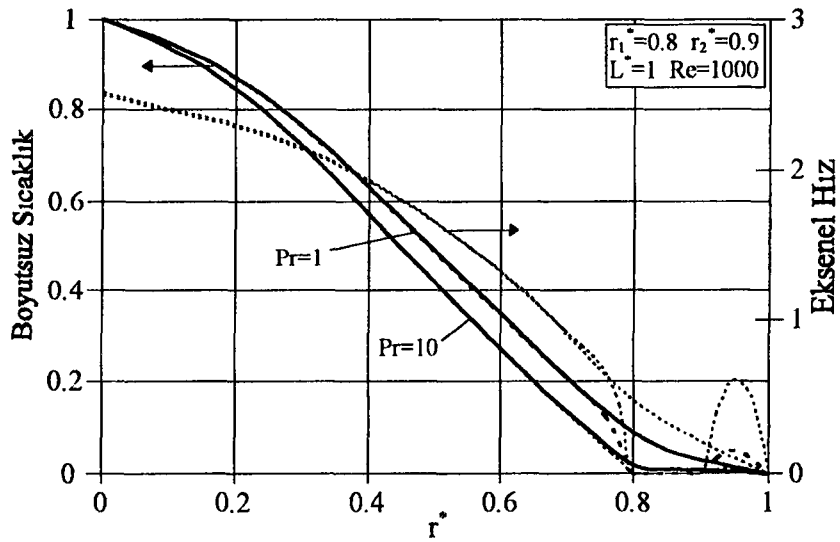
Önce, segmanla cidar arasındaki radyasyonla ısı transferinin, segmandan akışkana konveksiyonla transfer edilen ısıdan çok daha yüksek olduğu kabul edilerek, yani; segman yüzeylerinde boyutsuz sıcaklık  $\theta = 0$  alınarak sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Daha sonra, segmanla cidar arasında radyasyonla ısı transferi ihmal edilerek, yani; segman yüzeylerinde  $(\partial\theta/\partial n = 0)$  alınarak sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

Kare kesitli segman için segmanlar arası mesafe  $L^* = 1$ , segman iç yarıçapı  $r_1^* = 0.8$ , segman dış yarıçapı  $r_2^* = 0.9$  ve Reynolds sayısı  $Re = 500$  alınarak, Prandtl sayısının 1, 10, 100 ve  $\infty$  değerleri için, radyal koordinat boyunca girişteki sıcaklık profilleri Şekil 71 'de verilmiştir.



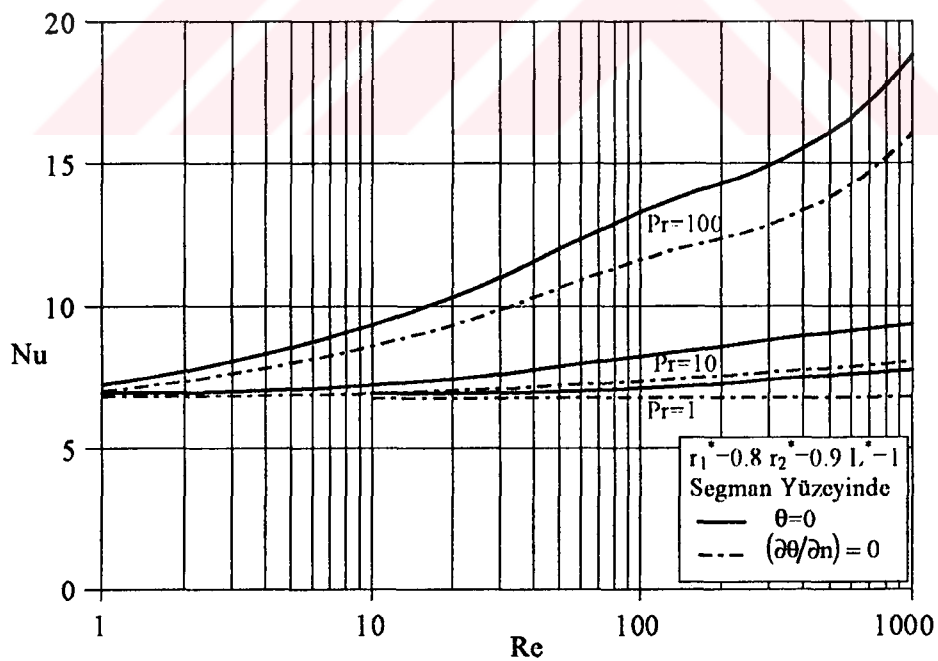
Şekil 71. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklığın radyal koordinat ile değişimi

Şekil 72 'de  $Pr = 1$  ve  $10$  için radyal koordinat boyunca girişteki ve segmanlı bölgedeki sıcaklık değerleri ve hız profilleri verilmiştir.



Şekil 72. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklık ve aksel hızın radyal koordinat ile değişimi

Şekil 73 'te  $Pr=1, 10$  ve  $100$  değerleri için ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi Reynolds sayısı arttıkça segmanlı boruda ortalama Nusselt sayısı artmaktadır.

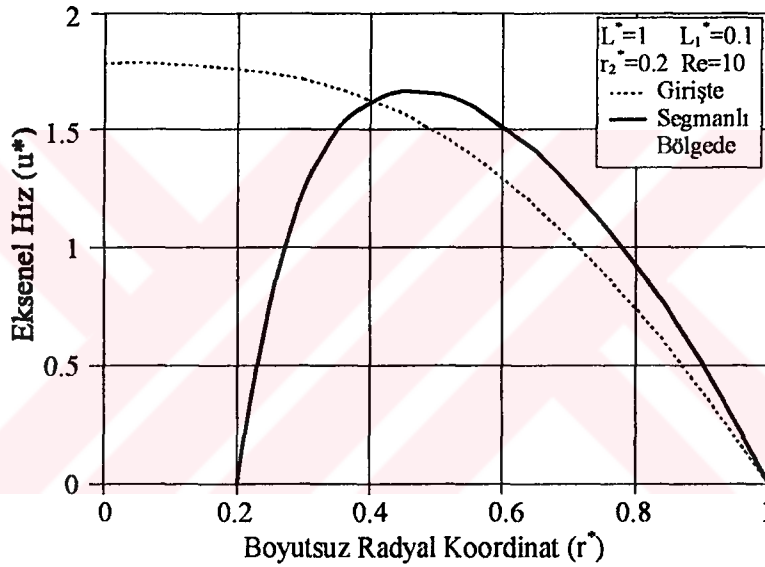


Şekil 73. Çeşitli Prandtl sayılarında Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi

### 4.3. Segmanın Eksende Olması Durumunun İncelenmesi

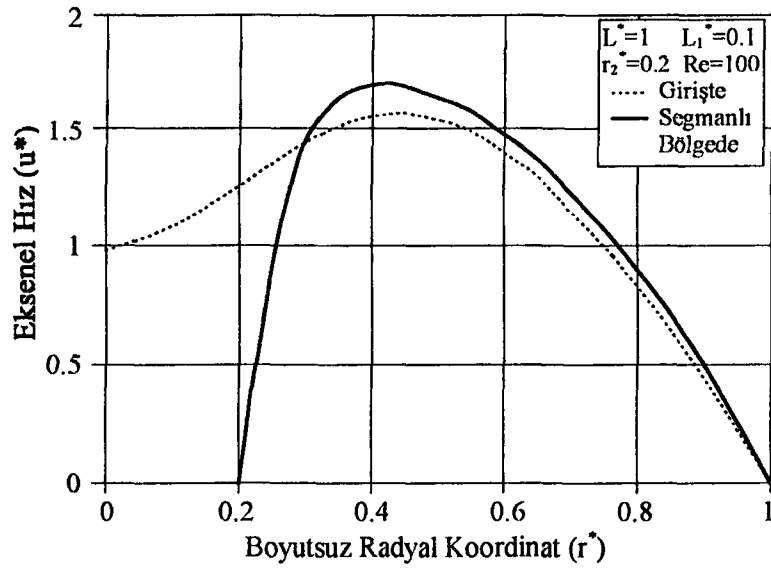
#### 4.3.1. Hız Profillerinin Hesaplanması

Kare kesitli segman için segmanlar arası mesafe  $L^*=1$  ve segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.2$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100 ve 300 değerleri için giriş ve segmanlı bölgenin ortasındaki aksel hız değerleri Şekil 74, 75 ve 76 'da verilmiştir.

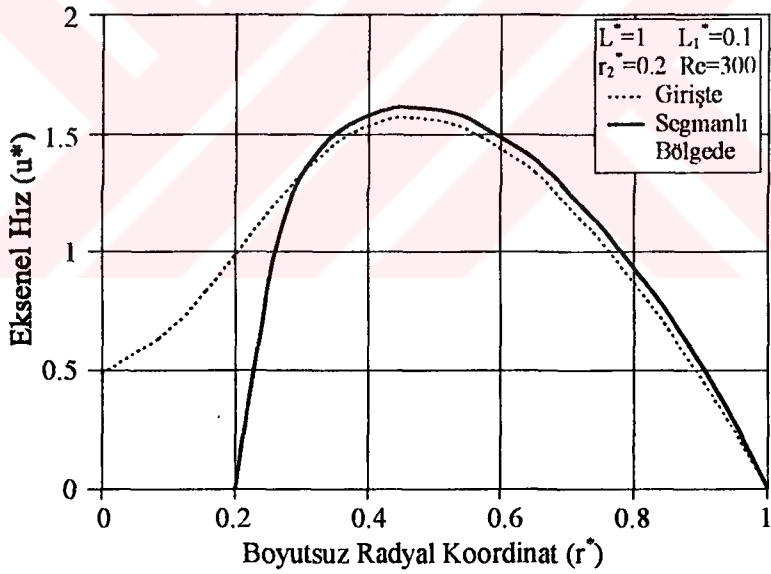


Şekil 74. Segmanlı boruda aksel hızın radyal koordinat ile değişimi

Şekil 74 'te  $Re=10$  için aksel hız profilleri verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi girişteki aksel hız profili simetri ekseninde maksimum değeri almaktadır. Reynolds sayısının artmasıyla birlikte  $Re=100$  için simetri eksenindeki aksel hız değerleri de düşmektedir (Şekil 75). Şekil 76 'da  $Re=300$  için de aynı durum sözkonusudur.

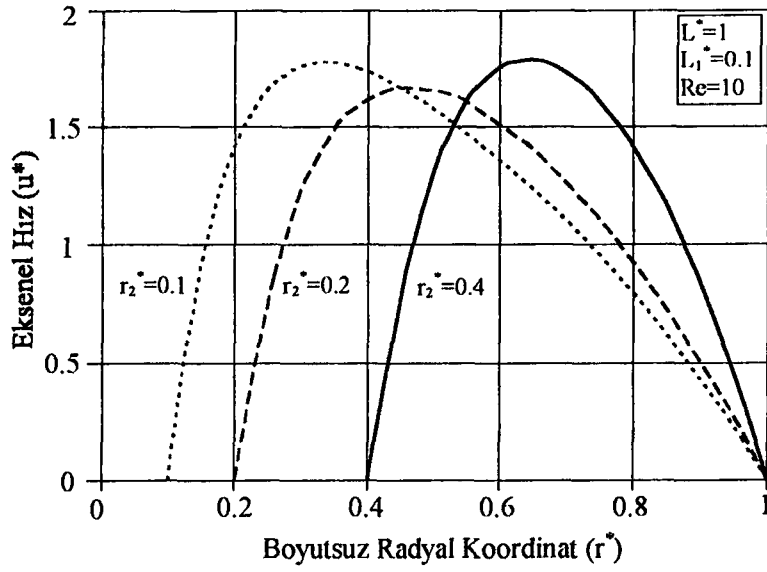


Şekil 75. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi



Şekil 76. Segmanlı boruda aksenal hızın radyal koordinat ile değişimi

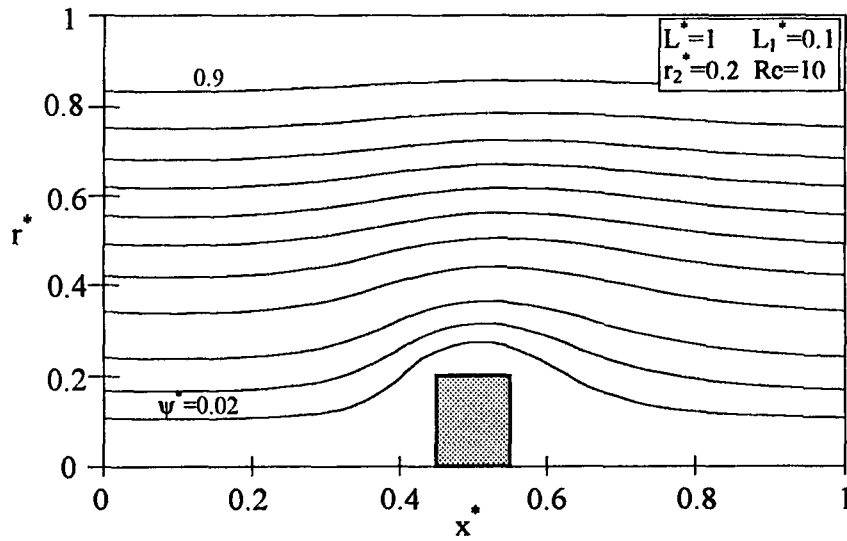
Şekil 77 'de segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  ve Reynolds sayısı  $Re=10$  için, çeşitli segman dış yarıçaplarında segmanlı bölgenin ortasındaki aksenal hız profilleri verilmiştir.



Şekil 77. Çeşitli segman çaplarında eksenel hızın radyal koordinat ile değişimi

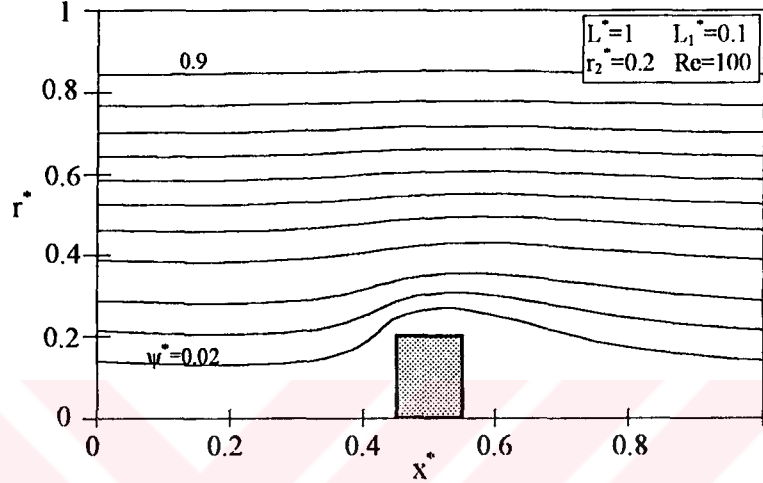
#### 4.3.2. Akım Fonksiyonu ve Akım Çizgilerinin Hesaplanması

Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.2$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100 ve 300 değerleri için, sabit akım çizgilerinin eksenel koordinat boyunca değişimi Şekil 78, 79 ve 80 'de verilmiştir.



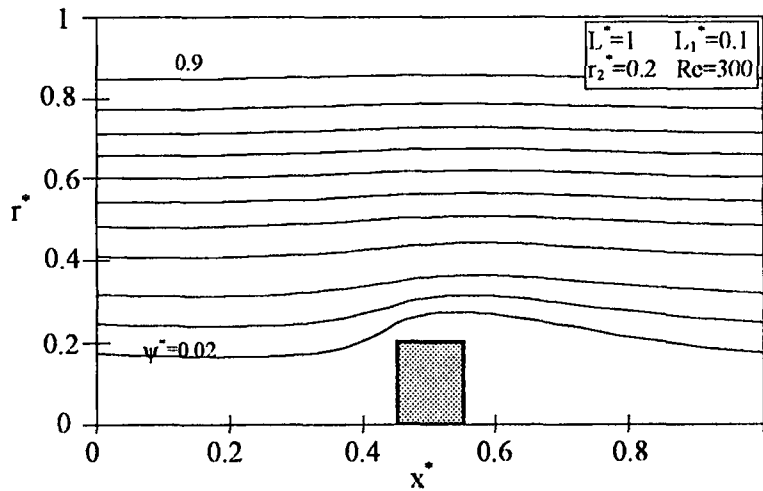
Şekil 78. Eksenel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

İlk olarak  $Re=10$  değeri için çözüm yapılmış ve akım çizgileri Şekil 78 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi akış radyal yönde olduğu gibi aksenal yönde de yaklaşık simetrik bir yapıya sahip olup segmanın hemen ön ve arka tarafında küçük girdaplar oluşmaktadır.



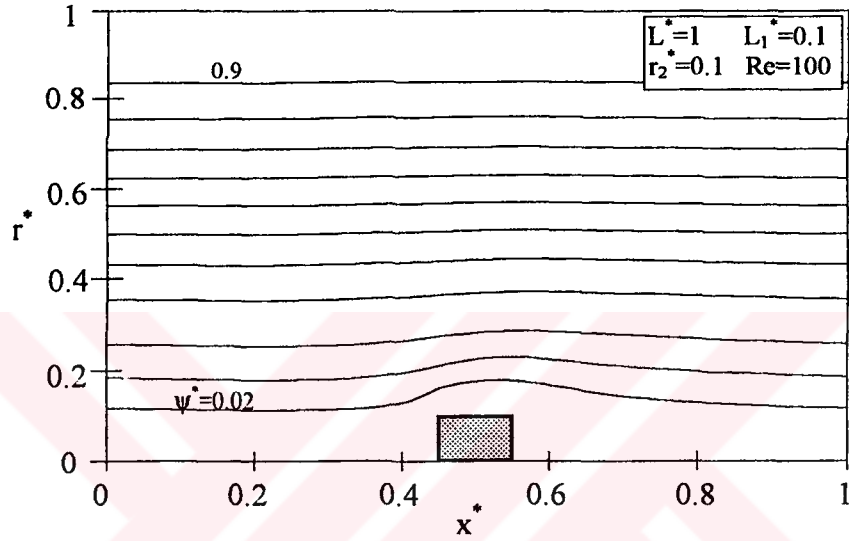
Şekil 79. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

Şekil 79 'da görüldüğü gibi  $Re=100$  değerinde aksenal yöndeki simetriklik bozulmakta ve segmanın arka tarafındaki girdap bölgesinin uzunluğu artmaktadır. Bu bölgenin uzunluğu  $x^*=0.65$  değerine ulaşmaktadır.  $Re=300$  için bu bölgenin uzunluğu  $x^*=0.75$  değerine ulaşmaktadır (Şekil 80).

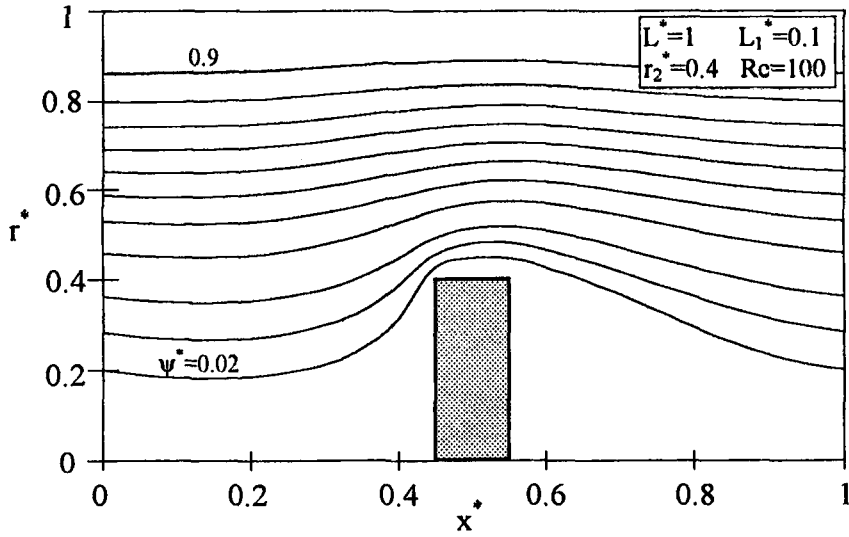


Şekil 80. Aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  ve Reynolds sayısı  $Re=100$  alınarak, çeşitli segman dış yarıçaplarında sabit akım çizgilerinin aksel koordinat boyunca değişimi Şekil 81 ve 82 'de verilmiştir.

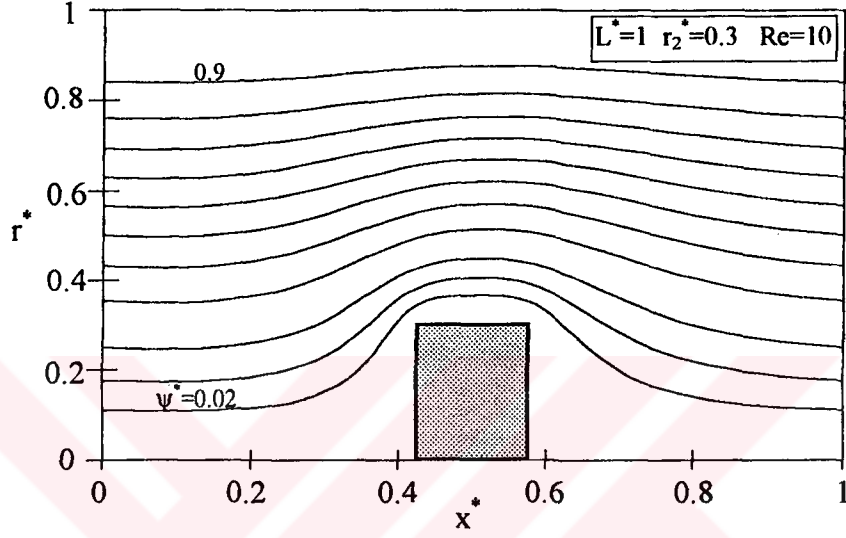


Şekil 81. Aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

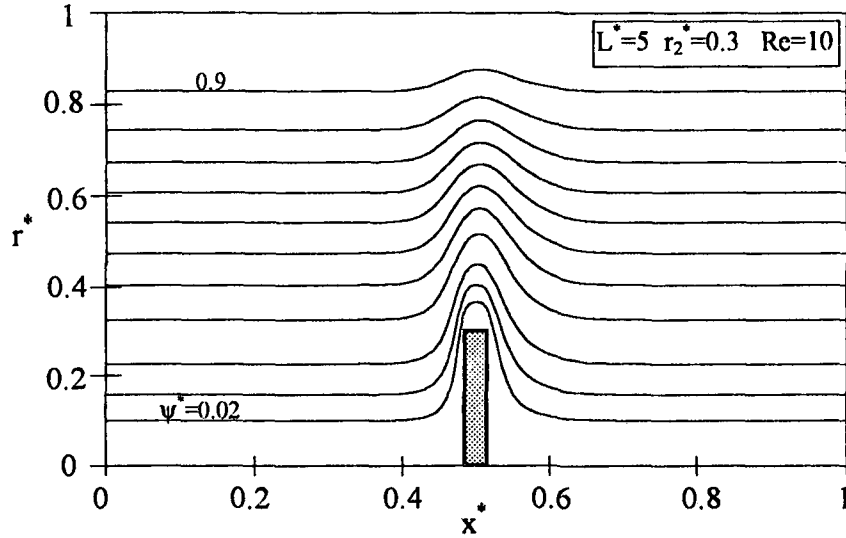


Şekil 82. Aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

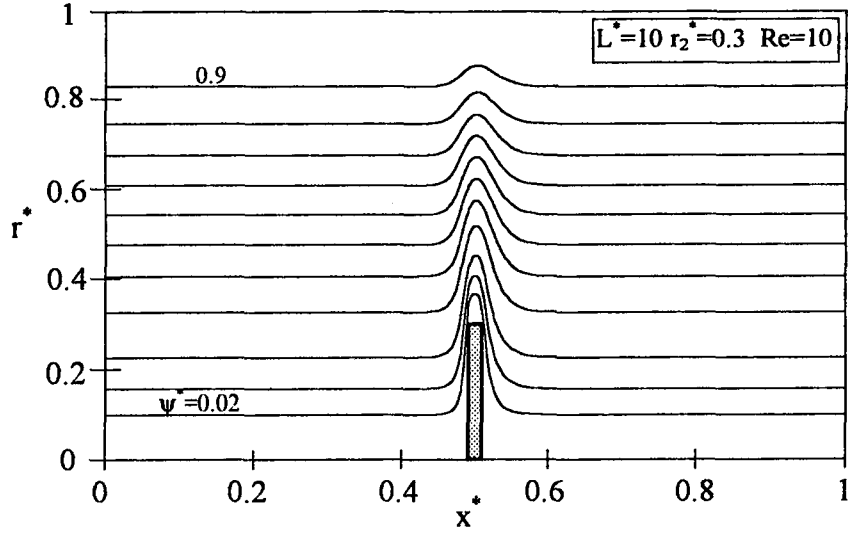
Kare kesitli segman için, segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.3$  ve Reynolds sayısı  $Re=10$  alınarak, segmanlar arası mesafenin  $L^*=1, 5$  ve  $10$  değerleri için sabit akım çizgilerinin aksenal koordinat boyunca değişimi Şekil 83, 84 ve 85 'de gösterilmiştir.



Şekil 83. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi



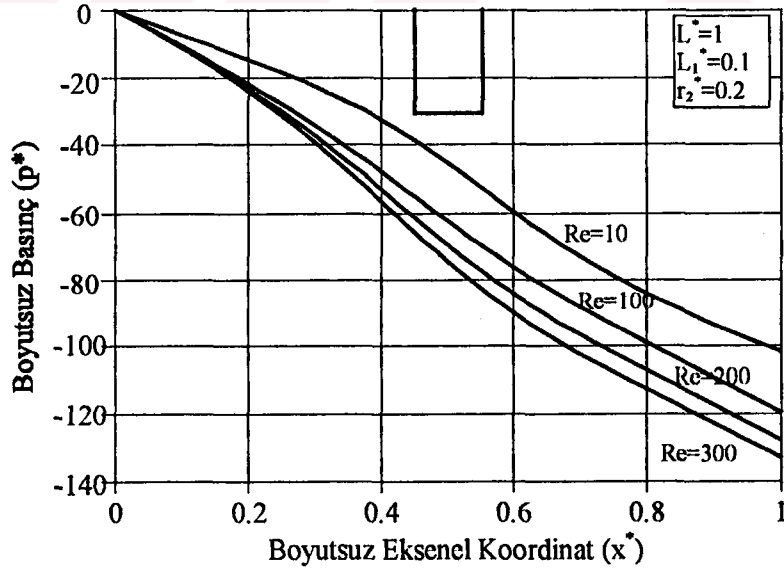
Şekil 84. Kare kesitli segmanda aksenal koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi



Şekil 85. Kare kesitli segmanda aksel koordinat boyunca sabit akım çizgilerinin değişimi

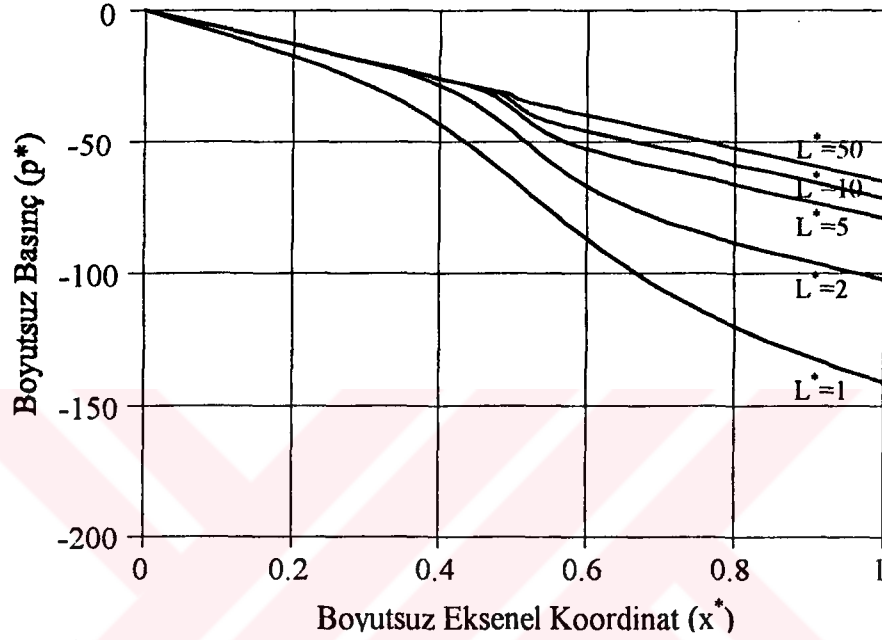
### 4.3.3. Basınç Dağılımı ve Basınç Kayıplarının Hesaplanması

Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.2$  ve segman kalınlığı  $L_1^*=0.1$  alınarak, Reynolds sayısının 10, 100, 200 ve 300 değerleri için, boru cidarındaki boyutsuz basıncın aksel koordinat boyunca değişimi Şekil 86 'da verilmiştir.



Şekil 86. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın aksel koordinatla değişimi

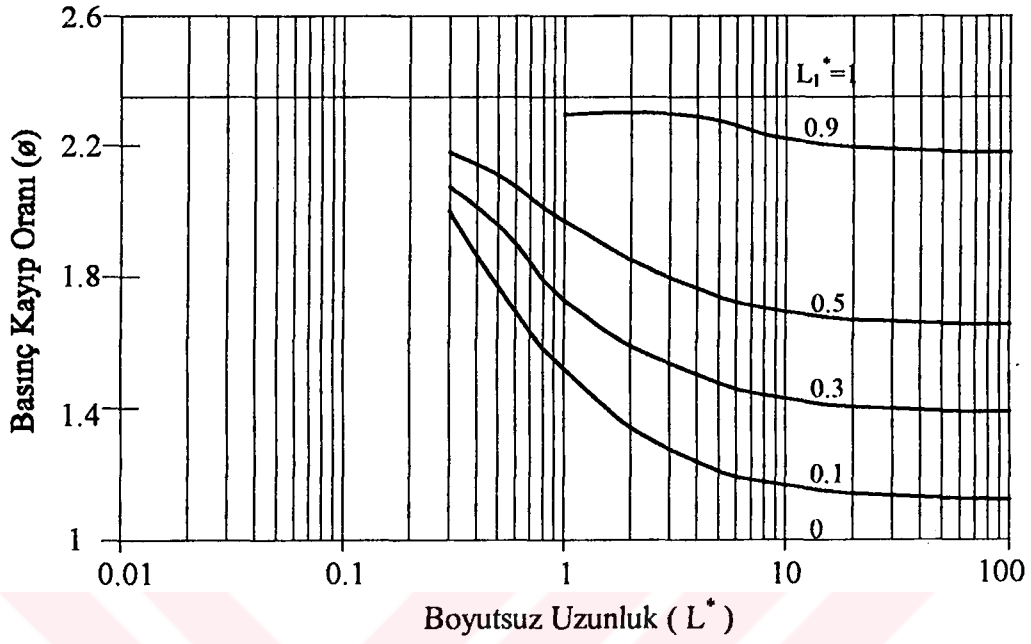
Segman dış yarıçapı  $r_1^*=0.3$  ve kare kesitli segman için, çeşitli boyutsuz uzunluklarda aksnel koordinat boyunca basınç dağılımı Şekil 87 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi segmanlar arasındaki mesafe arttıkça segmandaki basınç düşümü azalmaktadır.



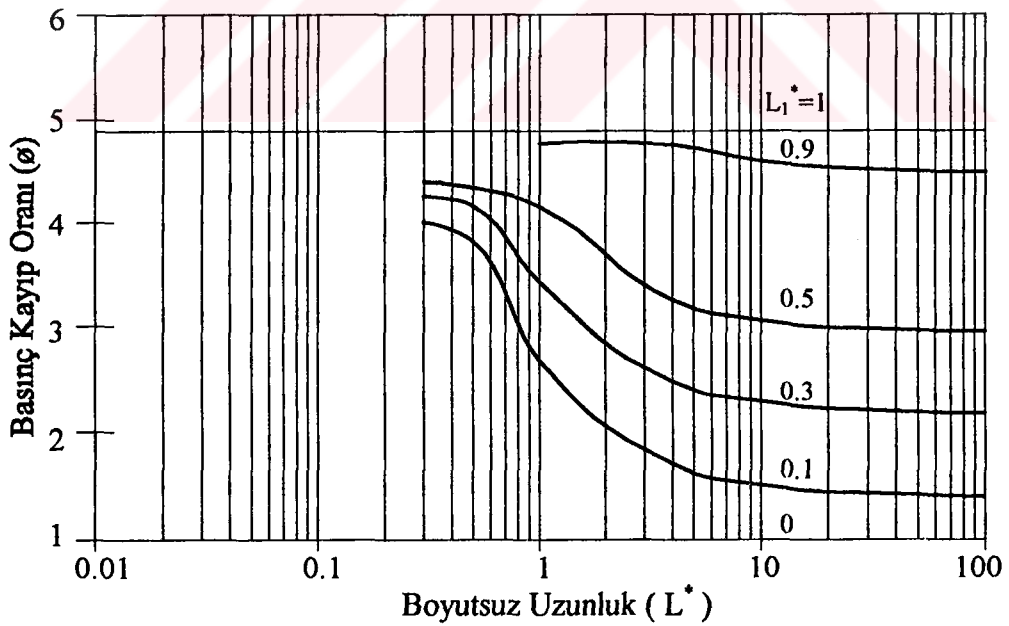
Şekil 87. Çeşitli boyutsuz uzunluklarda boyutsuz basıncın aksnel koordinatla değişimi (Kare kesitli segman  $r_2^*=0.3$ )

Şekil 88 ve 89 'da segman dış yarıçapının  $r_2^*=0.2$  ve  $0.4$  değerleri için, çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir.

Segman kalınlığı  $L_1^*=0$  olduğunda segmansız borudaki basınç kaybı sözkonusudur. Dolayısıyla basınç kayıp oranı 1 'dir. Şekil 88 ve 89 'da görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken basınç kayıp oranı artmaktadır. Bütün segman kalınlıklarında, basınç kayıp oranı aynı değere yaklaşmakta olup segman kalınlığının, basınç kayıp oranına etkisi kalkmaktadır. Ayrıca Şekillerde  $L^* \rightarrow \infty$  için, boyutsuz uzunluğun basınç kaybına etkisinin olmadığı görülmektedir.

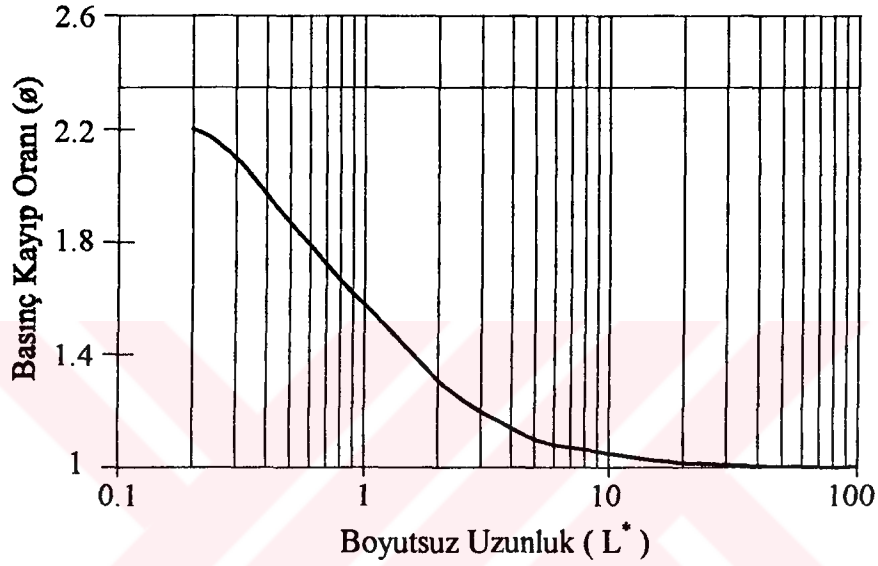


Şekil 88. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değışimi ( $r_1^*=0$  ve  $r_2^*=0.2$ )

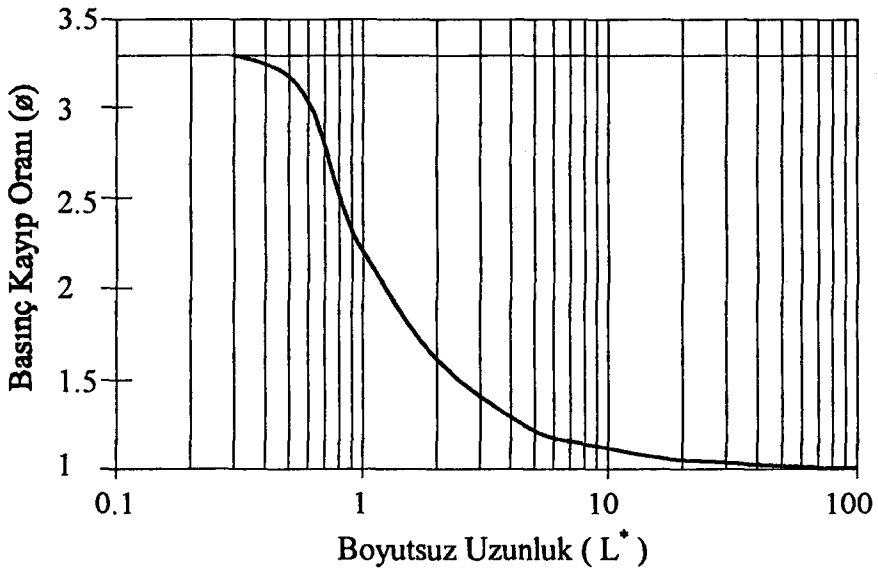


Şekil 89. Çeşitli segman kalınlıklarında basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değışimi ( $r_1^*=0$  ve  $r_2^*=0.4$ )

Şekil 90 ve 91 'de kare kesitli segmanda, segman dış yarıçapının  $r_2^*=0.2$  ve  $0.3$  değerleri için, basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi verilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow 0$  giderken basınç kayıp oranı maksimum değerini almaktadır.  $L^* \rightarrow \infty$  giderken basınç kayıp oranı 1 'e yaklaşmaktadır.



Şekil 90. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0$  ve  $r_2^*=0.2$ )

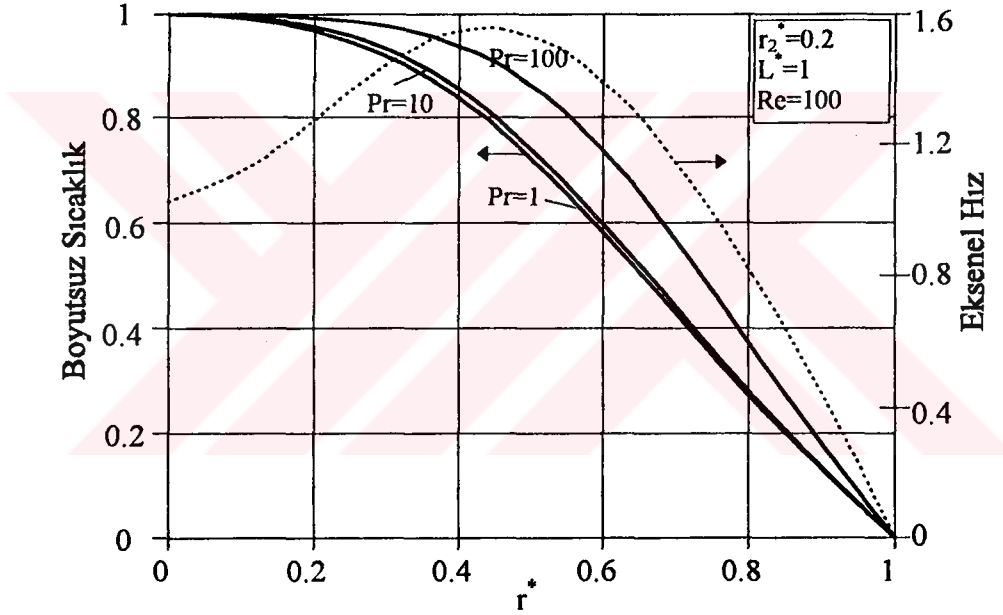


Şekil 91. Kare kesitli segmanda basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi ( $r_1^*=0$  ve  $r_2^*=0.3$ )

#### 4.3.4. Sıcaklık Dağılımı ve Ortalama Nusselt Sayısının Hesaplanması

Enerji denklemi sabit sıcaklık sınır şartında çözülerek, sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

Kare kesitli segman için segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.2$  ve Reynolds sayısı  $Re=100$  alınarak, Prandtl sayısının 1, 10 ve 100 değerleri için, radyal koordinat boyunca girişteki sıcaklık profilleri ve girişteki eksenel hız profili Şekil 92 'de verilmiştir.



Şekil 92. Çeşitli Prandtl sayılarında boyutsuz sıcaklık ve eksenel hızın radyal koordinat boyunca değişimi (kare kesitli segman)

Segmanlar arası mesafe  $L^*=1$ , segman kalınlığı  $L_i^*=0.1$ , segman dış yarıçapı  $r_2^*=0.1$  ve Prandtl sayısı  $Pr=1$  alınarak, Reynolds sayısının 1, 10, 100 ve 500 değerleri için ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Bu değerler sırasıyla 7.18, 7.83, 8.1 ve 8.36 olarak bulunmuştur.

## 5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada segman yerleştirilmiş borularda akış ve ısı transferi, segmanın cidara yapışık, cidardan ayrı ve simetri ekseninde olması durumları için hesaplanmıştır. Önce Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri akım ve girdap fonksiyonu cinsinden yazılarak boyutsuz hale getirilmiştir. Bu diferansiyel denklemler sonlu farklar yöntemlerinden “Alternating Direction Implicit” İmplicit Değişen Yönler metoduyla değişken adımlarda çözülmüştür.

Diferansiyel denklemlerin eşit adımlardaki çözümü göstermiştir ki elde edilen sonuçların istenilen hassasiyette olabilmesi için adım sayısının yeterince yüksek seçilmesi gerekmektedir. Bu durumda akış bölgesinde, ağ üzerindeki nokta sayısı aşırı miktarda artmakta ve bilgisayarın hesaplama süresi uzamaktadır. Hesaplama miktarının artması, kesme ve yuvarlatma hatalarının artmasına da sebep olmaktadır. Bunun yerine nokta sayısını artırmadan, hız ve sıcaklık gradyanlarının çok hızlı değiştiği boru ve segman cidarına yakın kısımlarda nokta yoğunluğunun artırılması düşünülmüştür. Bu sistemde adım uzunlukları sürekli olarak değiştirilebilmektedir. Herhangi bir düğüm noktasında adım uzunluk oranları sıklık derecesi olarak tanımlanmıştır. Sıklık derecesi birden büyük seçildiğinde nokta yoğunluğu cidara yaklaşmakta, birden küçük seçildiğinde cidardan uzaklaşmaktadır. Bilgisayar programında,  $x^*$  ve  $r^*$  yönünde sıklık derecesi verildiğinde akış bölgesindeki en küçük adım uzunluğu bulunmakta ve her düğüm noktasındaki adım uzunlukları hesaplanmaktadır. Bu sistemden de görüleceği gibi düğüm noktalarındaki adım uzunlukları eşit olmamaktadır. Oysa sonlu farklar türev formülleri eşit adımlar için olduğundan farklı adımlarda yeniden çıkarılması gerekmektedir. Diferansiyel denklemlerde birinci ve ikinci türev ifadeleri bulunmaktadır. Bu türev büyüklükleri farklı adımlarda yeniden oluşturulmuş ve her düğüm noktasında yazılarak matrislerde depolanmıştır.

Diferansiyel denklemlerin çözümünde en büyük problemlerden biri de stabilite sorunudur. Diferansiyel denklemlerin çözümünün stabil olmasını sağlamak için implisit yöntem kullanılmıştır. Bu yöntemde bilinenler düzleminin  $(1-\sigma)$  katı, bilinmeyenler düzleminin  $\sigma$  katı toplanarak, diferansiyel denklem yeniden oluşturulmuştur. Burada  $\sigma$  sayısı 0 ile 1 arasında değişen sabit bir sayı olup, mevcut hesaplamalarda  $\sigma = 0.75$  değeri alınmıştır.

Akış bölgesi  $x^*$  yönünde  $m$  ve  $r^*$  yönünde  $n$  adım sayısında dikdörtgen ağlara bölünmektedir. Diferansiyel denklemler  $x^*$  yönündeki bütün düğüm noktalarında yazılır.  $x^*$ , 0 'dan 1 'e kadar  $m$  aralığa bölündüğünden,  $(m+2)$  bilinmeyenli  $m$  denklem bulunur. İki fazla bilinmeyen  $x^*=0$  ve  $x^*=1$  'deki sınır şartlarının kullanılmasıyla elenir. Elde edilen matris Gauss-Eliminasyon yöntemi ile çözülür. Böylece  $x^*$  yönünde ilerlerken akım ve girdap fonksiyonları hesaplanır. Daha sonra, diferansiyel denklemler  $r^*$  yönündeki bütün düğüm noktalarında yazılır.  $r^*$ , 0 'dan 1 'e kadar  $n$  aralığa bölündüğünden ve  $r^*=0$  ve  $r^*=1$  sınır şartlarında akım ve girdap fonksiyonu belli olduğundan,  $(n-1)$  bilinmeyenli  $(n-1)$  denklem bulunur. Bu denklem takımı Gauss-Eliminasyon yöntemi ile çözülür. Böylece  $r^*$  yönünde ilerlerken akım ve girdap fonksiyonları hesaplanır.  $x^*$  ve  $r^*$  yönünde hesaplanan akım ve girdap fonksiyonları arasındaki bağıl hata  $10^{-4}$  'den küçük oluncaya kadar iterasyonlara devam edilir.

$L^*=1$  durumu için,  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki adım sayısı  $m=30$  ve  $n=30$ ,  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki sıklık dereceleri  $s_x=1.1$  ve  $s_r=1.1$  ve zaman adımı yönündeki en küçük adım uzunluğu  $\Delta t^* = \frac{1}{256}10^{-4}$  alınarak çözümlere başlanmış ve zaman adım uzunluğu kademeli olarak artırılarak diferansiyel denklemler çözülmüştür.  $L^* \rightarrow \infty$  sınır durumu için,  $x^*$  ve  $r^*$  yönündeki adım sayısı  $70 \times 30$  alınarak hesaplar yapılmıştır.

Segmanın cidara yapışık, cidardan ayrık ve ekseninde olması durumları için Navier-Stokes denklemleri çözülerek bütün düğüm noktalarındaki aksiyel ve radyal hızlar hesaplanmıştır. Reynolds sayısının 10, 100, 500 ve 1000 değerleri için aksiyel hız değerleri hesaplanmış ve bu değerler kullanılarak radyal koordinat boyunca girişteki ve segmanlı bölgenin ortasındaki aksiyel hız profilleri çizilmiştir.

Bu üç farklı durum için, bütün düğüm noktalarında hesaplanan akım fonksiyonu değerlerinden lineer enterpolasyon yapılarak sabit akım çizgilerinin koordinatları bulunmuştur. Bu değerler kullanılarak çeşitli Reynolds sayılarında sabit akım çizgilerinin aksiyel koordinat boyunca değişimi grafikler halinde verilmiştir.

Segmanın cidara yapışık olması durumunda,  $L^* \rightarrow \infty$  için sınır durumlarının hesabı literatürde sukbel için yapılan hesaplarla karşılaştırılmıştır. Çeşitli sukbe kalınlık oranlarında Reynolds sayısı ile debi katsayısının değişimi grafikler halinde verilmiştir. Mevcut çalışmada elde edilen sonuçların literatürde verilen değerlerle iyi düzeyde uyum içinde olduğu görülmüştür.

Bilgisayar programı ile bütün düğüm noktalarındaki boyutsuz basınç değerleri segmanın cidara yapışık, cidardan ayrık ve ekseninde olması durumları için hesaplanmıştır. Çeşitli Reynolds sayılarında boyutsuz basıncın aksiyel koordinat boyunca değişimi Şekil 37, 64 ve 86 'da verilmiştir. Grafiklerden görüldüğü gibi Reynolds sayısı arttıkça basınç düşümü de artmaktadır.

Kare kesitli segman için, segmanlar arası mesafenin basınç kaybına etkisi incelenmiş ve sonuçlar Şekil 38, 65 ve 87 'de verilmiştir. Segmanlar arası mesafe arttıkça basınç düşümünün azaldığı grafiklerden görülmektedir.

Kare kesitli segman için, basınç kayıp oranının segmanlar arası mesafe ile değişimi, çeşitli Reynolds sayılarında incelenmiştir. Segmanlar arası mesafe  $L^* \rightarrow 0$  için Reynolds sayısının basınç kayıp oranına etkisinin az olduğu Şekil 39 'dan görülebilir.

Çeşitli boyutsuz uzunluklarda basınç kayıp oranının Reynolds sayısı ile değişimi Şekil 40 ve 66 'da verilmiştir. Bu grafiklerden görüleceği üzere, düşük Reynolds sayılarında basınç kayıp oranı yalnız boyutsuz uzunluk  $L^*$  'ın bir fonksiyonudur.

Segman kalınlığının basınç kaybına etkisi incelenmiş ve çeşitli segman kalınlıklarında basınç kaybının boyutsuz uzunluk ile değişimi Şekil 42, 43, 67, 68, 88 ve 89 'da verilmiştir. Bu şekillerden görüldüğü gibi  $L^* \rightarrow \infty$  için segman kalınlığı arttıkça basınç kayıp oranı artmaktadır.  $L^* \rightarrow 0$  için bütün segman kalınlıklarında basınç kayıp oranı aynı değere yaklaşmakta olup segman kalınlığının basınç kayıp oranına etkisi ortadan kalkmaktadır.

Kare kesitli segman için, basınç kayıp oranının boyutsuz uzunluk ile değişimi Şekil 44, 45, 69, 70, 90 ve 91 'de verilmiştir. Bu grafiklerden,  $L^* \rightarrow 0$  için basınç kayıp oranının maksimum değeri aldığı ve sabit kaldığı görülebilir. Bu maksimum değer, segmanın cidara yapışık olması durumunda;  $r_1^*=0.8$  ve  $0.6$  için 2.44 ve 7.6, segmanın cidardan ayrık olması durumunda;  $r_1^*=0.8$ ,  $r_2^*=0.9$  ve  $r_1^*=0.6$ ,  $r_2^*=0.9$  için 2.43 ve 7.1 ve segmanın ekseninde olması durumunda;  $r_2^*=0.2$  ve  $r_2^*=0.3$  için 2.2 ve 3.3 olmaktadır.

Enerji denklemi, sabit sıcaklık sınır şartında, segmanın cidara yapışık, cidardan ayrık ve ekseninde olması durumları için çözümlenerek sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

Çeşitli Prandtl sayılarında radyal koordinat boyunca girişteki sıcaklık profilleri çizilmiş ve Prandtl sayısının 1, 10 ve 100 değerleri için ortalama Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi Şekil 48 ve 72 'de verilmiştir. Kare kesitli segmanda  $Re=1$  için ortalama Nusselt sayısı, segmanın cidara yapışık olması durumunda 6.97, cidardan ayrı olması durumunda 6.92 ve eksende olması durumunda 7.18 değerini almaktadır. Tam gelişmiş akışta, sabit sıcaklık sınır şartında, düz borudaki ortalama Nusselt sayısı 3.657 'dir. Buradan anlaşılacağı üzere boru içerisine Şekil 48 ve 72 'de belirtilen özelliklerdeki segmanlar yerleştirilerek ısı transferi yaklaşık olarak 1.9 kat artırılabilir.

Bundan sonraki çalışmalarda segmanlı borularda türbülanslı akışta, akış ve ısı transferinin incelenmesi çok yararlı olacaktır.

## ÖZET

Bu çalışmada, segman yerleştirilmiş borularda laminar akışta, akış ve ısı transferi; segmanın cidara yapışık, cidardan ayrık ve eksende olması durumları için incelenmiştir. Navier-Stokes denklemleri çözülerek segmanlı borudaki akım ve girdap fonksiyonları, hız dağılımları, basınç dağılımları, basınç kaybı ve sabit akım çizgileri bulunmuştur. Bulunan hız dağılımları enerji denklemine taşınarak çeşitli Prandtl sayıları için segmanlı borudaki sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları hesaplanmıştır. Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri; sıkıştırılmaz, Newtonien olan, sabit viskoziteli bir akışkan için silindirik koordinatlarda yazılmıştır. Bu denklemler nümerik olarak hassas neticeler veren akım ve girdap fonksiyonları cinsinden yazılarak boyutsuz hale getirilmiştir. Elde edilen diferansiyel denklemler, sonlu farklar yöntemlerinden “Alternating Direction Implicit” İmplicit Değişen Yönler metoduyla değişken adımlarda çözülmüştür. Enerji denklemi ise implisit sonlu farklar yöntemi ile değişken adımlarda çözülmüştür.

Diferansiyel denklemlerin çözümünün istenilen hassasiyette olabilmesi için adım sayısının yeteri kadar yüksek olması gerekmektedir. Adım sayısının fazla seçilmesi kanal bölgesindeki adım uzunluğunun küçük olmasına, dolayısıyla bilinmeyen nokta sayısının artmasına neden olmaktadır. Bu artış beraberinde işlem yükünü artırdığı gibi, bilgisayar hafızasında bulundurulacak bilgi miktarını da artıracaktır. Adım sayısı artırılarak çözüm daha hassas olurken bilgisayarın hesaplama süresi de uzamaktadır. Bu problemleri ortadan kaldırmak için bilinmeyen nokta sayısını artırmadan hız ve sıcaklık gradyanının hızlı değiştiği boru ve segman cidarına yakın bölgelerde nokta yoğunluğu artırılabilir. Bunun için adım uzunlukları düzenli olarak değiştirilebilen bir yöntem düşünülmüştür. Bu yöntemle, ağ sistemindeki her düğüm noktasında adım uzunlukları oranının sabit olması sağlanmıştır. Bu oran sıklık derecesi olarak tanımlanmış olup, istenildiği gibi değiştirilebilmektedir. Bu

durumda kanal bölgesindeki ağ sisteminde adım uzunlukları eşit uzunlukta olmayıp, farklı adımlardan meydana gelmektedir. Adım uzunluklarının eşit olmaması nedeniyle türev büyüklükleri ve integral formülleri değişken adım uzunluğunda yeniden çıkarılmıştır. Farklı adımlarda çıkarılan türev büyüklükleri diferansiyel denklemlerde yerine yazılarak sonlu farklar eşitliği elde edilmiştir.

Diferansiyel denklemin çözümünün stabil olabilmesini sağlamak için implisit yöntem kullanılmıştır. Bu yöntemle diferansiyel denklemin çözümünün daha hızlı yakınsaması sağlanabilmektedir. Bu yöntemde bilinmeyenler düzleminin  $\sigma$  katı bilinenler düzleminin  $(1-\sigma)$  katı alınarak sonlu farklar eşitliği yeniden oluşturulmuştur.  $\sigma$  katsayısı 0 ile 1 arasında değişen sabit bir sayı olup,  $\sigma = 0.5$  Crank-Nicholson yöntemi olarak adlandırılmaktadır. Yapılan hesaplamalarda  $\sigma = 0.75$  olarak alınmıştır.

Sonlu farklar eşitliği başlangıç ve sınır şartları altında bütün düğüm noktalarına uygulanarak lineer denklem takımı oluşturulmuştur. Sonlu farklar yöntemlerinden Implisit Değişen Yönler Metodu kullanıldığından dolayı lineer denklem takımının bant genişliği 3 olmaktadır. Bant matris genişliği 3 olduğundan çözüm daha basite indirgenmiş olur. Lineer denklem takımı Gaus-Eliminasyon yöntemiyle çözülmüştür.

Navier-Stokes denklemlerinin çözümünden elde edilen hızlar  $(u^*, v^*)$  matrislerde depolanarak sonradan enerji denkleminin çözümünde kullanılmak üzere dosyalarda saklanmaktadır. Enerji denklemi değişken adımlı implisit sonlu farklar yöntemi kullanılarak çözülmüştür. Enerji denkleminin çeşitli Prandtl sayılarında ( $Pr=1, 10, 100$ ) çözümü ile segmanlı borudaki sıcaklık dağılımları ve ortalama Nusselt sayıları elde edilmiştir.

## SUMMARY

In this study, fluid flow and heat transfer in tubes with inserted rings, in case of rings closed to the wall, attached to the wall and being on the axis, has been examined. Once, Navier-Stokes equations has been solved and stream and vorticity functions, velocity distributions, pressure distributions, pressure losses and constant stream lines for the ring inserted tubes has been obtained. Then, using the velocity distribution in energy equation for various Prandtl numbers, temperature distribution and mean Nusselt numbers in ring inserted tube have been calculated. Navier-Stokes and continuity equations have been written in cylindrical coordinates for a Newtonian, non-compressible fluid having constant viscosity. These equations have been solved in terms of stream and vorticity functions and become dimensionless. Differential equations obtained have been solved numerically by using the Alternating Direction Implicit Method with non-uniform intervals. However, energy equation has been solved by using the implicit finite difference method with variable step.

For the required precise solution of the differential equations, the number of grid lines should be high. Selecting the high grid numbers in the channel causes little intervals between grid lines and also increasing number of unknown points. Therefore, computation times will be increase due to increasing arithmetic operations. To prevent this unwanted situation, fine grids should be generated near the wall where velocity and temperature gradients change rapidly. It is considered the method whose step lengths can be varied regularly. It is achieved to be constant the ratio of the step lengths at each nodes in the mesh system. This ratio was called as “finning scale” and can be changed whenever it is required. In this situation step lengths in mesh system at channel area is not equal to each other. Due to variable step lengths, derivative and integral equations were obtained. Derivative equations with

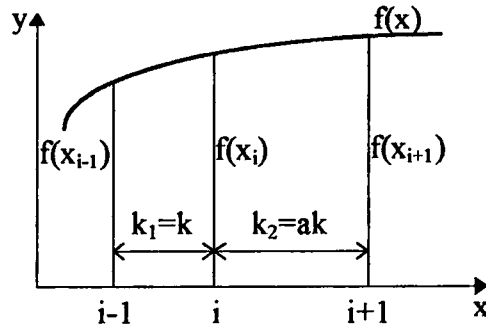
variable steps were put into differential equations. So the finite difference equations have been obtained.

For the stable solution of differential equation Implicit method has been used. Faster convergence of the solution can be achieved by using this method. In this method unknowns and knowns were multiplied by  $\sigma$  and  $(1-\sigma)$  respectively.  $\sigma$  coefficient which varies between 0 and 1 is a constant number. The method is called as Crank-Nicholson method if  $\sigma$  is 0.5 . In this study,  $\sigma$  was taken 0.75 .

Finite difference equation was applied all nodes and it is obtained linear equation system. By using Alternating Direction Implicit method, the bandwidth of linear equation system is three. Linear equation system has been solved with Gauss-Elimination method.

Obtained velocities ( $u^*$ ,  $v^*$ ) were stored in matrixes to be used later in Energy equation. Energy equation has been solved by using implicit finite difference method with variable step. The solution of energy equation for different Prandtl number ( $Pr=1, 10, 100$ ) and temperature distributions and mean Nusselt number in tubes with inserted rings have been obtained.

**EKI**



Şekil E.1.1.Farklı adım uzunluklarında Simpson integrasyonu

Sonlu farklar formülleri ve integral formülleri eşit adımlarda çıkarılmış olup, farklı adım uzunluklarında yeniden çıkarılması gerekmektedir. Farklı adım uzunluğunda birim alan için Simpson integrasyonu

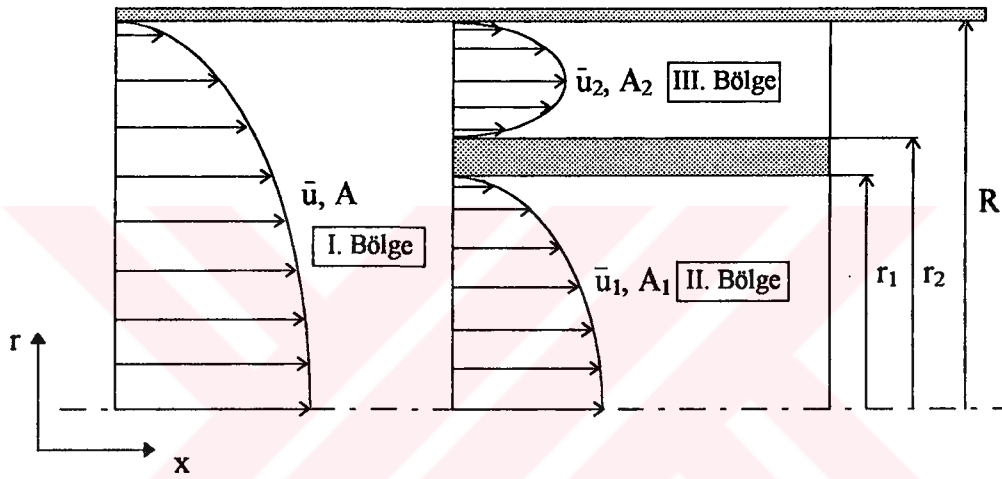
$$dA = \frac{k}{3} \frac{(a+1)}{2a} \left[ (2a-1)f(x_{i+1}) + (a+1)^2 f(x_i) + a(2-a)f(x_{i-1}) \right] \quad (E.1.1)$$

şeklindedir. Şekil E.1.1' de görüldüğü gibi  $(a = k_2/k_1)$  adım uzunlukları oranını ve  $f(x)$  ise fonksiyon değerlerini göstermektedir. Eşit adım uzunluğunda  $a=1$  olduğundan Simpson integrasyon formülü aşağıdaki şekli alır.

$$dA = \frac{k}{3} \left[ f(x_{i+1}) + 4f(x_i) + f(x_{i-1}) \right] \quad (E.1.2)$$

## EK II

Diferansiyel denklemlerin çözümünün daha kararlı olabilmesi için başlangıç sınır şartı olarak hiç olmazsa, tam gelişmiş akış durumundaki değerlerin verilmesi gerekir. Bunun için Şekil E.2.1' de görüldüğü gibi akış bölgesi üç kısma ayrılarak bütün düğüm noktalarına başlangıç sınır şartı verilir.



Şekil E.2.1. Segmanlı boruda gelişmiş akıştaki hız profilleri

Boru içerisinde tam gelişmiş akışta Navier-Stokes denklemi gerekli sadeleştirmeler yapılarak

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = 0 \quad (\text{E.2.1})$$

haline getirilir. Bu denklem yardımıyla gelişmiş akıştaki hız profili aşağıdaki gibi yazılır.

$$u = -\frac{1}{4\mu} \frac{dp}{dx} (R^2 - r^2) \quad (\text{E.2.2})$$

Denklem (E.2.2)'den anlaşıldığı gibi gelişmiş akışta hız profili parabol şeklindedir. Ortalama hız ve hız profiline göre debilerin eşitliği yazılarak

$$Q = \bar{u} A = \int_A u \, dA \quad (E.2.3)$$

$$Q = \pi R^2 \bar{u} = \int_0^R 2 \pi u r \, dr \quad (E.2.4)$$

denklemi elde edilir. Denklem (E.2.4)'te; u hızı yerine (E.2.2)'deki değeri yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılarak ortalama hız aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\bar{u} = -\frac{1}{8\mu} \frac{dp}{dx} R^2 \quad (E.2.5)$$

Boyutsuz hız  $u^* = u/\bar{u}$  olduğun, (E.2.2) ve (E.2.5) denklemleri yardımıyla

$$u^* = 2 \left( 1 - r^{*2} \right) \quad (E.2.6)$$

eşitliği elde edilir.

Şekil E.2.1' de görüldüğü gibi I. bölgede hız profili, (E.2.6) eşitliği yardımıyla bütün düğüm noktalarında hesaplanır.

$$u^* = \frac{1}{2r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \quad (E.2.7)$$

$$\omega^* = \frac{1}{2L^*} \frac{\partial v^*}{\partial x^*} - \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \quad (E.2.8)$$

Aynı bölge için akım fonksiyonu ve girdap değerleri (E.2.7) ve (E.2.8) eşitlikleri yardımıyla aşağıdaki gibi yazılır.

$$\Psi_I^* = r^{*2} (2 - r^{*2}) \quad (\text{E.2.9})$$

$$\omega_I^* = 4r^* \quad (\text{E.2.10})$$

Denklem (E.2.9) ve (E.2.10) yardımıyla; I. bölgedeki bütün düğüm noktalarına  $r^* = 0-1$  aralığında akım fonksiyonu ve girdap için başlangıç sınır şartları verilir.

II. ve III. bölgedeki ortalama hızların hesaplanması için I. bölgede yapılan işlemler tekrarlanır. Sonuçta hız profilleri ve ortalama hızlar

$$u_1 = -\frac{1}{4\mu} (r_1^2 - r^2) \left( \frac{dp}{dx} \right) \quad (\text{E.2.11})$$

$$\bar{u}_1 = -\frac{r_1^2}{8\mu} \left( \frac{dp}{dx} \right) \quad (\text{E.2.12})$$

$$u_2 = -\frac{1}{4\mu} \left[ (R^2 - r^2) + (R^2 - r_2^2) \frac{\ln\left(\frac{R}{r}\right)}{\ln\left(\frac{r_2}{R}\right)} \right] \left( \frac{dp}{dx} \right) \quad (\text{E.2.13})$$

$$\bar{u}_2 = -\frac{1}{8\mu(R^2 - r_2^2)} \left[ (R^4 - r_2^4) + \frac{(R^2 - r_2^2)^2}{\ln\left(\frac{r_2}{R}\right)} \right] \left( \frac{dp}{dx} \right) \quad (\text{E.2.14})$$

elde edilir. Denklem (E.2.11) ve (E.2.12) yardımıyla II. bölgedeki boyutsuz hız profili

$$u_1^* = 2 \bar{u}_1^* \left( 1 - \frac{r^{*2}}{r_1^{*2}} \right) \quad (\text{E.2.15})$$

şeklinde yazılır. Aynı şekilde (E.2.13) ve (E.2.14) denklemleri yardımıyla III. bölgedeki boyutsuz hız profili

$$u_2^* = 2 \bar{u}_2^* \frac{1 - r_2^{*2} - (1 - r_2^{*2}) \ln(r_2^*) / \ln(r_2^*)}{(1 + r_2^{*2}) + (1 - r_2^{*2}) / \ln(r_2^*)} \quad (\text{E.2.16})$$

bulunur. Denklem (E.2.15) ve (E.2.16)'daki  $\bar{u}_1^*$  ve  $\bar{u}_2^*$  boyutsuz ortalama hızlar aşağıdaki işlem sırası takip edilerek hesaplanır.

Şekil E.2.1'deki akış bölgesinde süreklilik denklemi yazılırsa

$$\bar{u} A = \bar{u}_1 A_1 + \bar{u}_2 A_2 \quad (\text{E.2.17})$$

elde edilir. Gerekli düzenlemeler yapılarak

$$\bar{u}_1 r_1^{*2} + \bar{u}_2 (1 - r_2^{*2}) = 1 \quad (\text{E.2.18})$$

şeklinde yazılır. (E.2.12) ve (E.2.14) eşitliklerini birbirine oranlayıp boyutsuz olarak yazarsak

$$\frac{\bar{u}_1^*}{\bar{u}_2^*} = \frac{r_1^{*2} (1 - r_2^{*2})}{(1 - r_2^{*4}) + \frac{(1 - r_2^{*2})^2}{\ln r_2^*}} \quad (\text{E.2.19})$$

elde edilir. Gerekli sadeleştirmeler yapılarak

$$\frac{\bar{u}_1^*}{\bar{u}_2^*} = \frac{r_1^{*2}}{1 + r_2^{*2} + \frac{1 - r_2^{*2}}{\ln r_2^*}} \quad (\text{E.2.20})$$

haline getirilir. (E.2.19) ve (E.2.20) eşitlikleri kullanılarak  $\bar{u}_1^*$  ve  $\bar{u}_2^*$  bulunur.

$$\bar{u}_1^* = \frac{r_1^{*2}}{r_1^{*4} + K(1 - r_2^{*2})} \quad (\text{E.2.21})$$

$$\bar{u}_2^* = \frac{K}{r_1^{*2}} \bar{u}_1^* \quad (\text{E.2.22})$$

Denklem (E.2.21) ve (E.2.22)' deki K değeri aşağıdaki gibidir.

$$K = 1 + r_2^{*2} + \frac{1 - r_2^{*2}}{\ln r_2^*} \quad (\text{E.2.23})$$

$\bar{u}_1^*$  ve  $\bar{u}_2^*$  boyutsuz ortalama hızlar hesaplandıktan sonra denklem (E.2.15) ve (E.2.16) yardımıyla II. ve III. bölgedeki bütün düğüm noktalarına hız değerleri atanır.

II. bölge için akım fonksiyonu ve girdap değerleri (E.2.7) ve (E.2.8) eşitlikleri yardımıyla aşağıdaki gibi yazılır.

$$\Psi_{II}^* = \bar{u}_1^* r^{*2} \left( 2 - \frac{r^{*2}}{r_1^{*2}} \right) \quad (\text{E.2.24})$$

$$\omega_{II}^* = 4 \bar{u}_1^* \frac{r^*}{r_1^{*2}} \quad (\text{E.2.25})$$

Denklem (E.2.24) ve (E.2.25) yardımıyla; II. bölgedeki bütün düğüm noktalarına  $r^* = 0 - r_1^*$  aralığında akım fonksiyonu ve girdap için başlangıç sınır şartları atanır. III. bölge için de akım fonksiyonu ve girdap değerleri aşağıdaki gibi yazılır.

$$\Psi_{III}^* = \Psi_{sc}^* + \frac{4 \bar{u}_2^*}{\left(1 + r_2^{*2}\right) + \left(1 - r_2^{*2}\right) / \ln r_2^*} \left[ \frac{r^{*2}}{2} \left(1 - \frac{r^{*2}}{2}\right) - \frac{r_2^{*4}}{4} - \left( \frac{1 - r_2^{*2}}{\ln r_2^*} \right) \left( \frac{r^{*2}}{2} \left( \ln r^* - \frac{1}{2} \right) + \frac{r_2^{*4}}{4} \right) \right] \quad (E.2.26)$$

$$\omega_{III}^* = \frac{2 \bar{u}_2^*}{\left(1 + r_2^{*2}\right) + \left(1 - r_2^{*2}\right) / \ln r_2^*} \left( 2r^* + \frac{1 - r_2^{*2}}{r^* \ln r_2^*} \right) \quad (E.2.27)$$

Denklem (E.2.26) ve (E.2.27) yardımıyla; III. bölgedeki bütün düğüm noktalarına  $r^* = r_2^* - 1$  aralığında akım fonksiyonu ve girdap için başlangıç sınır şartları atanır.

### EK III

Enerji denkleminin çözümünün daha kararlı olabilmesi için başlangıç sınır şartı olarak bütün düğüm noktalarına parabolik sıcaklık değerleri verilir. Şekil E.2.1' de gösterilen üç bölge için;

I. bölge:

$$\theta_I = 1 - \cos \frac{\pi}{2} (1 - r^*) \quad , \quad 0 \leq r^* \leq 1 \quad (\text{E.3.1})$$

II. bölge:

$$\theta_{II} = 1 - \cos \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{r^*}{r_1^*} \right) \quad , \quad 0 \leq r^* \leq r_1^* \quad (\text{E.3.2})$$

III. bölge:

$$\theta_{III} = 1 - \left| \cos \pi \left( \frac{r^* - r_2^*}{1 - r_2^*} \right) \right| \quad , \quad r_2^* \leq r^* \leq 1 \quad (\text{E.3.3})$$

sıcaklık değerleri bütün düğüm noktalarına atanır.

## EK IV

### NAVIER-STOKES DENKLEMLERİNİ ÇÖZEN BİLGİSAYAR PROGRAMI

```
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),CFX(90,90),AFX(90,
&90),BFX(90,90),CFR(90,90),AFR(90,90),BFR(90,90),CX(90,90),
&AX(90,90),BX(90,90),CR(90,90),AR(90,90),BR(90,90),GW1(90,90),
&GF1(90,90),FNR(90,90),FNX(90,90),WNR(90,90),WNX(90,90),DYM(90),
&WNR(90,90),WNXX(90,90),WZ(90,90),WN(90,90),FZ(90,90),
&FN(90,90),TM0(90),TM1(90),TM2(90),TM3(90),GW(90,90),
&UNM(90,90),VNM(90,90),M1,M2,M3,M,MP1,MP2,MP3,N1,N2,N3,N,NP1,NP2,
&KP2,FNR(90,90),FNXX(90,90),GF(90,90),UN(90,90),UIJ,VIJ,
&I,J,DX2,XB1,RB,RB1,DR2,DX1,DR1,PX(90,90),PR(90,90),UA(90,90),
&VA(90,90),RE,PXX(90),AK,FA(90,90),WA(90,90),FAA(90,90),WAA(90,90)
&,FA1(90,90),WA1(90,90),ALY1,DY1,ALFA,P(90,90),IX,DPX(90),DPR(90),
&IR,LX,AAX,AAR,PGO,PCO,RC(90),P1K,P2K,AAXS,AARS
CHARACTER*8 AOT,BOT,SOT,TIME@
1018 FORMAT(A8)
PRINT *,'ÇIKTI DOSYASININ İSMİ=?'
READ(*,1018) AOT
WRITE(*,*)'BASINÇ DOSYASININ İSMİ=?'
READ(*,1018) BOT
WRITE(*,*)'SABİT AKIM FONKSİYONU DOSYASININ İSMİ=?'
READ(*,1018) SOT
OPEN(5,FILE='SGMCDSON.DAT',FORM='FORMATTED',STATUS='OLD')
OPEN(6,FILE=AOT,FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
OPEN(8,FILE=BOT,FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
OPEN(9,FILE=SOT,FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
READ(5,*)RE,M1,M2,M3,N1,N2
READ(5,*)ALY,ALY1,DY1
READ(5,*)AAX,AAXS,AAR,AARS
READ(5,*)LA,TA
WRITE(*,*)TIME@()
WRITE(6,*)TIME@()
C ***** x* YÖNÜNDE İLERLERKEN BASINÇ BULUNACAK İSE LX=1 GİRİNİZ *****
C ***** r* YÖNÜNDE İLERLERKEN BASINÇ BULUNACAK İSE LX=2 GİRİNİZ *****
LX=2
SI=.75
EPE=0.001
EPW=0.0001
EPF=0.0001
EPFA=0.0001
EPWA=0.0001
EPFT=0.001
EPWT=0.001
ALFA=1./(2.*ALY)
M=M1+M2+M3
N=N1+N2
MP1=M+1
NP1=N+1
MP2=M+2
```

```
NP2=N+2
MP3=M+3
BSI=1.-SI
KND=1
IF(MP2.GE.NP2) THEN
NMP2=MP2
ELSE
NMP2=NP2
ENDIF
C *****
      CALL GRIDXR
C *****
ANN=R(N1+2)/R(NP2)
AMM=(X(M1+M2+2)-X(M1+2))/X(MP2)
AMM1=(X(M1+M2+2)-X(M1+2))/X(MP2)
OKT=AMM*ALY
WRITE(6,1)M1,M2,M3,N1,N2,N3,M,N
1  FORMAT(/ 35X,'(,I2,'+',I2,'+',I2,')x(,I2,'+',I2,
&'+',I2,') / 35X,'ADIM SAYISI=(,I3,'X',I3,')')
WRITE(6,17)AAX,AAR,AAXS,AARS
17  FORMAT(30X,'X* YÖNÜNDEKİ ADIM ORANI=',F8.6,/30X,
&'r YÖNÜNDEKİ ADIM ORANI=',F8.6,/20X,
&'X* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ORANI=',F8.6,/20X,
&'r* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ORANI=',F8.6)
WRITE(6,8)RE,SI,ALY,ANN,AMM,OKT,LA,TA
8  FORMAT(/ 5X,'RE=',F6.1,2X,'SIGMA=',F4.2,2X,'L/D=',F5.1,2X,
&'D1/D=',F6.4,2X,/,5X,'L1/L=',F6.4,3X,'S/D=',F8.4,3X,'DT=1 /,I3,
&'X',F8.6)
WRITE(6,4) DX1
WRITE(6,3) DR1
WRITE(6,11) DX2
WRITE(6,12) DR2
4  FORMAT(/ 5X,'X* YÖNÜNDEKİ EN KÜÇÜK ADIM ARALIĞI=',F18.12)
3  FORMAT(5X,'r* YÖNÜNDEKİ EN KÜÇÜK ADIM ARALIĞI=',F18.12)
11  FORMAT(5X,'X* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ARALIĞI=',F18.12)
12  FORMAT(5X,'r* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ARALIĞI=',F18.12)
2  FORMAT(/16X,'DR(J)',13X,'R(J)',14X,'DX(I)',14X,'X(I)')
WRITE(6,2)
DO 2200 J=NMP2,2,-1
WRITE(6,5) J,DR(J),R(J),DX(J),X(J)
2200 CONTINUE
5  FORMAT(2X,I3,2X,4F18.12)
C *****
C * GELİŞMİŞ AKIŞTA AKIM FONKSİYONU VE GİRDAP İFADESİ *
C *****
DO 200 J=2,NP2
RR=R(J)
DO 201 I=2,M1+1
FN(I,J)=RR**2*(2.-RR**2)
WN(I,J)=4.*RR
UN(I,J)=2.*(1.-RR**2)
201 CONTINUE
200 CONTINUE
DO 202 J=2,NP2
RR=R(J)
DO 203 I=M1+M2+3,MP2
```

```
FN(I,J)=RR**2*(2.-RR**2)
WN(I,J)=4.*RR
UN(I,J)=2.*(1.-RR**2)
203 CONTINUE
202 CONTINUE
DO 204 I=2,M1+2
FN(I,NP2)=1.0
204 CONTINUE
DO 205 I=M1+M2+2,MP2
FN(I,NP2)=1.0
205 CONTINUE
DO 206 I=M1+2,M1+M2+2
FN(I,N1+2)=1.0
206 CONTINUE
DO 207 J=N1+2,NP2
FN(M1+2,J)=1.0
FN(M1+M2+2,J)=1.0
207 CONTINUE
DO 208 J=2,NP2
FN(MP3,J)=FN(3,J)
WN(MP3,J)=WN(3,J)
UN(MP3,J)=UN(3,J)
208 CONTINUE
R1Y=R(N1+2)
DO 209 J=2,N1+2
RR=R(J)/R1Y
DO 210 I=M1+2,M1+M2+2
FN(I,J)=RR**2*(2.-RR**2)
WN(I,J)=4.*RR
UN(I,J)=2.*(1.-RR**2)
210 CONTINUE
209 CONTINUE
C *****
C CALL KATXR
C *****
C * BÜTÜN CİDARLARDAKİ GİRDAP DEĞERİNİN HESAPLANMASI *
C *****
J=NP2
IA=2
IB=M1+1
RR2=DR(J-1)+DR(J-2)
RR3=RR2+DR(J-3)
RR4=RR3+DR(J-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 180 I=IA,IB
WN(I,J)=1./R(J)*((FN(I,J)-FN(I,J-2))/RR2**2*RKAT1-(FN(I,J)-
&FN(I,J-3))/RR3**2*RKAT2+(FN(I,J)-FN(I,J-4))/RR4**2*RKAT3)
180 CONTINUE
J=NP2
IA=M1+M2+3
IB=MP3
RR2=DR(J-1)+DR(J-2)
RR3=RR2+DR(J-3)
RR4=RR3+DR(J-4)
```

```
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 181 I=IA,IB
WN(I,J)=1./R(J)*((FN(I,J)-FN(I,J-2))/RR2**2*RKAT1-(FN(I,J)-
&FN(I,J-3))/RR3**2*RKAT2+(FN(I,J)-FN(I,J-4))/RR4**2*RKAT3)
181 CONTINUE
J=N1+2
IA=M1+2
IB=M1+M2+2
RR2=DR(J-1)+DR(J-2)
RR3=RR2+DR(J-3)
RR4=RR3+DR(J-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 182 I=IA,IB
WN(I,J)=1./R(J)*((FN(I,J)-FN(I,J-2))/RR2**2*RKAT1-(FN(I,J)-
&FN(I,J-3))/RR3**2*RKAT2+(FN(I,J)-FN(I,J-4))/RR4**2*RKAT3)
182 CONTINUE
I=M1+2
JA=N1+2
JB=NP1
RR2=DX(I-1)+DX(I-2)
RR3=RR2+DX(I-3)
RR4=RR3+DX(I-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 183 J=JA,JB
WN(I,J)=1./R(J)*ALFA**2*((FN(I,J)-FN(I-2,J))/RR2**2*RKAT1-(FN(I,J)
&)-FN(I-3,J))/RR3**2*RKAT2+(FN(I,J)-FN(I-4,J))/RR4**2*RKAT3)
183 CONTINUE
I=M1+M2+2
JA=N1+2
JB=NP1
RR2=DX(I)+DX(I+1)
RR3=RR2+DX(I+2)
RR4=RR3+DX(I+3)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 184 J=JA,JB
WN(I,J)=1./R(J)*ALFA**2*((FN(I,J)-FN(I+2,J))/RR2**2*RKAT1-(FN(I,J)
&)-FN(I+3,J))/RR3**2*RKAT2+(FN(I,J)-FN(I+4,J))/RR4**2*RKAT3)
184 CONTINUE
C SEGMANIN KÖŞE NOKTALARI İÇİN
WN(M1+2, NP2)=0.0
WN(M1+M2+2, NP2)=0.0
I=M1+2
J=N1+2
WWWX2=CXX1(I)*FN(I-1,J)+CXX2(I)*FN(I,J)+CXX3(I)*FN(I+1,J)
WWWR2=CRR1(J)*FN(I,J-1)+CRR2(J)*FN(I,J)+CRR3(J)*FN(I,J+1)
WN(I,J)=-.5/R(J)*(ALFA**2*WWWX2+WWWR2)
I=M1+M2+2
J=N1+2
```

```
WWW2=CXX1(I)*FN(I-1,J)+CXX2(I)*FN(I,J)+CXX3(I)*FN(I+1,J)
WWR2=CRR1(J)*FN(I,J-1)+CRR2(J)*FN(I,J)+CRR3(J)*FN(I,J+1)
WN(I,J)=-.5/R(J)*(ALFA**2*WWW2+WWR2)
WRITE(6,41)
41 FORMAT(40X,'İLK DEĞERLER')
WRITE(6,7)
7 FORMAT(/ 40X,'AKIM FONKSİYONU')
WRITE(6,33) (I,I=2,27)
WRITE(6,83) ((FN(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,6)
6 FORMAT(40X,'GİRDAP FONKSİYONU')
WRITE(6,33) (I,I=2,27)
WRITE(6,83) ((WN(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,81)
81 FORMAT(40X,'EKSENEL HIZ U*')
WRITE(6,33) (I,I=2,27)
WRITE(6,83) ((UN(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
83 FORMAT(26F9.4)
33 FORMAT(26(7X,12))
WRITE(6,7)
WRITE(6,33) (I,I=28,53)
WRITE(6,83) ((FN(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,6)
WRITE(6,33) (I,I=28,53)
WRITE(6,83) ((WN(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,81)
WRITE(6,33) (I,I=28,53)
WRITE(6,83) ((UN(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,7)
WRITE(6,33) (I,I=54,79)
WRITE(6,83) ((FN(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,6)
WRITE(6,33) (I,I=54,79)
WRITE(6,83) ((WN(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,81)
WRITE(6,33) (I,I=54,79)
WRITE(6,83) ((UN(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
DO 214 I=2,MP3
JA=2
JB=NP2
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 211 J=JA,JB
FA1(I,J)=FN(I,J)
FA(I,J)=FN(I,J)
WA1(I,J)=WN(I,J)
WA(I,J)=WN(I,J)
211 CONTINUE
214 CONTINUE
C *****
C * DT* ZAMAN ADIMI DÖNGÜSÜ *
C *****
DT=TA/LA
L5=LA/16
L1=5*L5
L2=10*L5
L3=LA
```

```
K5=3*L5
K6=12*L5
K7=14*L5
KE=1
K1=0
TS=0.0
990 CONTINUE
K1=K1+1
TS=TS+DT
C *****
C * İKİNCİ DERECEDEDEN PARABOL DENKLEMİYLE BİR SONRAKI *
C * DEĞERLERİN HESAPLANMASI *
C *****
T5=TS
IF(K1.LT.5) GOTO 2015
T14=T1/T4
T24=T2/T4
T34=T3/T4
T54=T5/T4
T142=T14**2
T143=T14**3
T144=T14**4
T242=T24**2
T243=T24**3
T244=T24**4
T342=T34**2
T343=T34**3
T344=T34**4
T542=T54**2
V51=1.+T14+T24+T34
V52=1.+T142+T242+T342
V53=1.+T143+T243+T343
V54=1.+T144+T244+T344
V522=V52**2
V61=V51*(1.-4.*V53/(V51*V52))/4.
V62=V52/V51*(1.-V53*V51/V522)
V63=V52*(1.-4.*V54/V522)/4.
V64=V53/V51*(1.-V51*V54/(V52*V53))
V20=V61/V62
V70=V63-V20*V64
T21=(T54-V51/4.)/V61
T22=(T542-V52/4.-T21*V63)/V70
T31=(1.+T21+T22)/4.
T32=-T22*V20/V51
T33=(T22*(V20-1.)-T21)/V52
DO 2024 I=2,MP3
JA=3
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 2021 J=JA,JB
FF1=FAA(I,J)
FF2=FA1(I,J)
FF3=FA(I,J)
FF4=FN(I,J)
V31=FF1+FF2+FF3+FF4
V32=T14*FF1+T24*FF2+T34*FF3+FF4
```

```
V33=T142*FF1+T242*FF2+T342*FF3+FF4
FA(I,J)=FF4
FA1(I,J)=FF3
FAA(I,J)=FF2
FN(I,J)=T31*V31+T32*V32+T33*V33
2021 CONTINUE
2024 CONTINUE
DO 2026 I=2,MP3
JA=3
JB=NP2
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 2027 J=JA,JB
FF1=WAA(I,J)
FF2=WA1(I,J)
FF3=WA(I,J)
FF4=WN(I,J)
V31=FF1+FF2+FF3+FF4
V32=T14*FF1+T24*FF2+T34*FF3+FF4
V33=T142*FF1+T242*FF2+T342*FF3+FF4
WA(I,J)=FF4
WA1(I,J)=FF3
WAA(I,J)=FF2
WN(I,J)=T31*V31+T32*V32+T33*V33
2027 CONTINUE
2026 CONTINUE
GOTO 2016
2015 CONTINUE
DO 2014 I=2,MP3
JA=2
JB=NP2
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 2011 J=JA,JB
FAA(I,J)=FA1(I,J)
FA1(I,J)=FA(I,J)
FA(I,J)=FN(I,J)
WAA(I,J)=WA1(I,J)
WA1(I,J)=WA(I,J)
WA(I,J)=WN(I,J)
2011 CONTINUE
2014 CONTINUE
2016 CONTINUE
T1=T2
T2=T3
T3=T4
T4=T5
C *****
C * AKIM FONKSIYONU KATSAYILARININ HESAPLANMASI *
C *****
DO 250 J=3,NP1
IA=3
IB=MP2
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+1
253 CONTINUE
DO 251 I=IA,IB
CFX(I,J)=-SI*ALFA**2/(2.*R(J))*CXX1(I)
AFX(I,J)=1./DT-SI*ALFA**2/(2.*R(J))*CXX2(I)
```

```
BFX(I,J)=-SI*ALFA**2/(2.*R(J))*CXX3(I)
CFR(I,J)=SI/2.*(-1./R(J)*CRR1(J)+1./R(J)**2)*CR1(J)
AFR(I,J)=1./DT+SI/2.*(-1./R(J)*CRR2(J)+1./R(J)**2)*CR2(J)
BFR(I,J)=SI/2.*(-1./R(J)*CRR3(J)+1./R(J)**2)*CR3(J)
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+1) GOTO 252
GOTO 251
252 IA=M1+M2+3
   IB=MP2
   GOTO 253
251 CONTINUE
250 CONTINUE
   DO 260 I=3,MP2
     CX11=CX1(I)
     CX12=CX2(I)
     CX13=CX3(I)
     CX21=CXX1(I)
     CX22=CXX2(I)
     CX23=CXX3(I)
     JA=3
     JB=NP1
     IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
     DO 261 J=JA,JB
       CR11=CR1(J)
       CR12=CR2(J)
       CR13=CR3(J)
       CR21=CRR1(J)
       CR22=CRR2(J)
       CR23=CRR3(J)
       FR1=FA(I,J-1)
       F2=FA(I,J)
       FR3=FA(I,J+1)
       FX1=FA(I-1,J)
       FX3=FA(I+1,J)
       WR1=WA(I,J-1)
       W2=WA(I,J)
       WR3=WA(I,J+1)
       WX1=WA(I-1,J)
       WX3=WA(I+1,J)
       RR=R(J)
       FNR(I,J)=CR11*FR1+CR12*F2+CR13*FR3
       FNX(I,J)=CX11*FX1+CX12*F2+CX13*FX3
       WNR(I,J)=CR11*WR1+CR12*W2+CR13*WR3
       WNX(I,J)=CX11*WX1+CX12*W2+CX13*WX3
       GW1(I,J)=-W2/DT-BSI*((CR21*WR1+CR22*W2+CR23*WR3)+(CX21*WX1+CX22
       &*W2+CX23*WX3)*ALFA**2+1./RR*WNR(I,J)-W2/RR**2)
       GF1(I,J)=-F2/DT-BSI/(2.*RR)*((CR21*FR1+CR22*F2+CR23*FR3)+(CX21
       &*FX1+CX22*F2+CX23*FX3)*ALFA**2-1./RR*FNR(I,J))-BSI*W2
261 CONTINUE
260 CONTINUE
   DO 290 I=2,MP3
     JA=2
     JB=NP2
     IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
     DO 291 J=JA,JB
       FZ(I,J)=FN(I,J)
291 CONTINUE
```

```
290 CONTINUE
C *****
C *           DIŞ İTERASYON BAŞLANGICI           *
C *****
      ITA=0
      IWG=0
      IFG=0
1211 FORMAT(F6.1,2X,F6.1,2X,I3,2X,I3,3X,2(2X,E16.8))
460  ITA=ITA+1
      IF(ITA.GT.100) GOTO 999
      WRITE(*,1211)RE,AMM,ITA,K1,TS,PGO-PCO
      DO 301 I=3,MP2
        CX11=CX1(I)
        CX12=CX2(I)
        CX13=CX3(I)
        CX21=CXX1(I)
        CX22=CXX2(I)
        CX23=CXX3(I)
        JA=3
        JB=NP1
        IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
        DO 302 J=JA,JB
          CR11=CR1(J)
          CR12=CR2(J)
          CR13=CR3(J)
          CR21=CRR1(J)
          CR22=CRR2(J)
          CR23=CRR3(J)
          FZ2=FZ(I,J)
          WZ2=WZ(I,J)
          FZR=BSI*FNR(I,J)+SI*(CR11*FZ(I,J-1)+CR12*FZ2+CR13*FZ(I,J+1))
          FZX=BSI*FNX(I,J)+SI*(CX11*FZ(I-1,J)+CX12*FZ2+CX13*FZ(I+1,J))
          UNM(I,J)=FZR
          VNM(I,J)=FZX
          RR=R(J)
          CX(I,J)=SI*(RE/(4.*RR)*FZR*CX11*ALFA-CX21*ALFA**2)
          AX(I,J)=1./DT+SI*(RE/(4.*RR)*FZR*CX12*ALFA+RE/(4.*RR**2)*FZX*ALFA
          &+1./RR**2-CX22*ALFA**2)
          BX(I,J)=SI*(RE/(4.*RR)*FZR*CX13*ALFA-CX23*ALFA**2)
          CR(I,J)=-SI*(RE/(4.*RR)*FZX*CR11*ALFA+CR21+1./RR*CR11)
          AR(I,J)=1./DT-SI*(RE/(4.*RR)*FZX*CR12*ALFA-RE/(4.*RR**2)*FZX*ALFA
          &+CR22+1./RR*CR12-1./RR**2)
          BR(I,J)=-SI*(RE/(4.*RR)*FZX*CR13*ALFA+CR23+1./RR*CR13)
          GW(I,J)=GW1(I,J)+BSI*RE/(4.*RR)*(FZR*WNX(I,J)-FZX*WNR(I,J)+
          &1./RR*WA(I,J)*FZX)*ALFA
302 CONTINUE
301 CONTINUE
      DO 305 I=2,MP3
        JA=2
        JB=NP2
        IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
        DO 306 J=JA,JB
          WZ(I,J)=WN(I,J)
306 CONTINUE
305 CONTINUE
C *****
```

```
C * BÜTÜN CİDARLARDAKİ GİRDAP DEĞERİNİN BULUNMASI *
C *****
J=NP2
IA=2
IB=M1+1
RR2=DR(J-1)+DR(J-2)
RR3=RR2+DR(J-3)
RR4=RR3+DR(J-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 540 I=IA,IB
WZ(I,J)=1./R(J)*((FZ(I,J)-FZ(I,J-2))/RR2**2*RKAT1-(FZ(I,J)-
&FZ(I,J-3))/RR3**2*RKAT2+(FZ(I,J)-FZ(I,J-4))/RR4**2*RKAT3)
540 CONTINUE
J=NP2
IA=M1+M2+3
IB=MP3
RR2=DR(J-1)+DR(J-2)
RR3=RR2+DR(J-3)
RR4=RR3+DR(J-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 542 I=IA,IB
WZ(I,J)=1./R(J)*((FZ(I,J)-FZ(I,J-2))/RR2**2*RKAT1-(FZ(I,J)-
&FZ(I,J-3))/RR3**2*RKAT2+(FZ(I,J)-FZ(I,J-4))/RR4**2*RKAT3)
542 CONTINUE
J=N1+2
IA=M1+2
IB=M1+M2+2
RR2=DR(J-1)+DR(J-2)
RR3=RR2+DR(J-3)
RR4=RR3+DR(J-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 543 I=IA,IB
WZ(I,J)=1./R(J)*((FZ(I,J)-FZ(I,J-2))/RR2**2*RKAT1-(FZ(I,J)-
&FZ(I,J-3))/RR3**2*RKAT2+(FZ(I,J)-FZ(I,J-4))/RR4**2*RKAT3)
543 CONTINUE
I=M1+2
JA=N1+2
JB=NP1
RR2=DX(I-1)+DX(I-2)
RR3=RR2+DX(I-3)
RR4=RR3+DX(I-4)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 544 J=JA,JB
WZ(I,J)=1./R(J)*ALFA**2*((FZ(I,J)-FZ(I-2,J))/RR2**2*RKAT1-(FZ(I,J)
&)-FZ(I-3,J))/RR3**2*RKAT2+(FZ(I,J)-FZ(I-4,J))/RR4**2*RKAT3)
544 CONTINUE
I=M1+M2+2
JA=N1+2
```

```
JB=NP1
RR2=DX(I)+DX(I+1)
RR3=RR2+DX(I+2)
RR4=RR3+DX(I+3)
RKAT1=RR3*RR4/((RR2-RR3)*(RR2-RR4))
RKAT2=RR2*RR4/((RR2-RR3)*(RR3-RR4))
RKAT3=RR2*RR3/((RR2-RR4)*(RR3-RR4))
DO 545 J=JA,JB
WZ(I,J)=1./R(J)*ALFA**2*((FZ(I,J)-FZ(I+2,J))/RR2**2*RKAT1-(FZ(I,J
&)-FZ(I+3,J))/RR3**2*RKAT2+(FZ(I,J)-FZ(I+4,J))/RR4**2*RKAT3)
545 CONTINUE
C   SEGMANIN KÖŞE NOKTALARI İÇİN
WZ(M1+2, NP2)=0.0
WZ(M1+M2+2, NP2)=0.0
I=M1+2
J=N1+2
WWW2=CXX1(I)*FZ(I-1,J)+CXX2(I)*FZ(I,J)+CXX3(I)*FZ(I+1,J)
WWW2=CRR1(J)*FZ(I,J-1)+CRR2(J)*FZ(I,J)+CRR3(J)*FZ(I,J+1)
WZ(I,J)=.5/R(J)*(ALFA**2*WWW2+WWW2)
I=M1+M2+2
J=N1+2
WWW2=CXX1(I)*FZ(I-1,J)+CXX2(I)*FZ(I,J)+CXX3(I)*FZ(I+1,J)
WWW2=CRR1(J)*FZ(I,J-1)+CRR2(J)*FZ(I,J)+CRR3(J)*FZ(I,J+1)
WZ(I,J)=.5/R(J)*(ALFA**2*WWW2+WWW2)
C   *****
C   *   GİRDAP FONKSİYONU İÇİN İÇ İTERASYON BAŞLANGICI   *
C   *****
ITW=0
350 CONTINUE
KEP=1
ITW=ITW+1
C   WRITE(*,*)'GİRDAP İÇ İTERASYON SAYISI',ITW
C   WRITE(*,*)'R* YÖNÜ TÜREVLERİ SABİT İKEN'
DO 310 I=2,MP3
TM2(I)=WZ(I,2)
TM3(I)=WZ(I,3)
310 CONTINUE
C   *****
C   * R* YÖNÜNDEKİ TÜREVLER SABİT; WZ DEĞERLERİ BULUNACAK *
C   *****
DO 320 J=3, NP1
RR=R(J)
CR11=CR1(J)
CR12=CR2(J)
CR13=CR3(J)
CR21=CRR1(J)
CR22=CRR2(J)
CR23=CRR3(J)
IA=2
IB=MP3
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+2
323 CONTINUE
DO 321 I=IA,IB
TM1(I)=TM2(I)
TM2(I)=TM3(I)
TM3(I)=WZ(I,J+1)
```

```
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+2) GOTO 322
GOTO 321
322 IA=M1+M2+2
   IB=MP3
   GOTO 323
321 CONTINUE
   IF(J.EQ.N1+2) THEN
   DO 572 I=M1+3,M1+M2+1
   TM2(I)=TM3(I)
572 CONTINUE
   ENDIF
   IA=3
   IB=MP2
   IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+1
326 CONTINUE
   DO 324 I=IA,IB
   DYM(I)=SI*((ALFA*RE/(4.*RR)*VNM(I,J)+1./RR)*(CR11*TM1(I)+CR12*
&TM2(I)+CR13*TM3(I))+SI*(CR21*TM1(I)+CR22*TM2(I)+CR23*TM3(I))-
&GW(I,J)
   IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+1) GOTO 325
   GOTO 324
325 IA=M1+M2+3
   IB=MP2
   GOTO 326
324 CONTINUE
   IA=3
   IB=MP2
   IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+1
329 CONTINUE
   DO 327 I=IA,IB
   C(I)=CX(I,J)
   A(I)=AX(I,J)
   B(I)=BX(I,J)
   D(I)=DYM(I)
   IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+1) GOTO 328
   GOTO 327
328 IA=M1+M2+3
   IB=MP2
   GOTO 329
327 CONTINUE
C *****
C *          SINIR ŞARTLARI          *
C *****
   IF(J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) THEN
   D(M1+1)=D(M1+1)-B(M1+1)*WZ(M1+2,J)
   B(M1+1)=0.0
   D(M1+M2+3)=D(M1+M2+3)-C(M1+M2+3)*WZ(M1+M2+2,J)
   C(M1+M2+3)=0.0
   ENDIF
   KP2=MP2
C *****
C *          MATRİS ÇÖZÜMÜ YAPILACAK          *
C *****
   CALL SOMCYP
C *****
   IF(J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) THEN
```

```
Z(M1+2)=WZ(M1+2,J)
Z(M1+M2+2)=WZ(M1+M2+2,J)
ENDIF
IF(J.EQ.N1+2) THEN
DO 535 I=M1+3,M1+M2+1
Z(I)=WZ(I,J)
535 CONTINUE
ENDIF
IA=3
IB=MP2
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2) IB=M1+2
332 CONTINUE
DO 330 I=IA,IB
WZ(I,J)=Z(I)
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+2) GOTO 331
GOTO 330
331 IA=M1+M2+2
IB=MP2
GOTO 332
330 CONTINUE
IF (ITW.EQ.1) KEP=2
IF (KEP.EQ.2) GOTO 335
IA=3
IB=MP2
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2) IB=M1+2
338 CONTINUE
DO 336 I=IA,IB
C WRITE(*,*)I,J,TM2(I),Z(I)
ZI=Z(I)
IF (ABS(ZI).LT.EPE) GOTO 337
IF (ABS(1.0-TM2(I)/ZI).GT.EPW) GOTO 339
337 CONTINUE
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+2) GOTO 340
GOTO 336
340 IA=M1+M2+2
IB=MP2
GOTO 338
336 CONTINUE
GOTO 335
339 CONTINUE
KEP=2
335 CONTINUE
320 CONTINUE
DO 345 J=2,NP2
WZ(2,J)=WZ(MP2,J)
WZ(MP3,J)=WZ(3,J)
345 CONTINUE
IF (KEP.EQ.1) GOTO 400
KEP=1
ITW=ITW+1
C WRITE(*,*)'GİRDAP İÇ İTERASYON SAYISI',ITW
C WRITE(*,*)'X* YÖNÜ TÜREVLERİ SABİT İKEN'
DO 346 J=2,NP2
TM2(J)=WZ(2,J)
TM3(J)=WZ(3,J)
346 CONTINUE
```

```
C *****
C * X* YÖNÜNDEKİ TÜREVLER SABİT; WZ DEĞERLERİ BULUNACAK *
C *****
DO 360 I=3,MP2
CX11=CX1(I)
CX12=CX2(I)
CX13=CX3(I)
CX21=CXX1(I)
CX22=CXX2(I)
CX23=CXX3(I)
JA=2
JB=NP2
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 361 J=JA,JB
TM1(J)=TM2(J)
TM2(J)=TM3(J)
TM3(J)=WZ(I+1,J)
361 CONTINUE
IF(I.EQ.M1+2) THEN
DO 575 J=N1+3,N1+N2+2
TM2(J)=TM3(J)
575 CONTINUE
ENDIF
JA=3
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 364 J=JA,JB
RR=R(J)
DYM(J)=-SI*((ALFA*RE/(4.*RR)*UNM(I,J))*(CX11*TM1(J)+CX12*TM2(J)+
&CX13*TM3(J)))+SI*ALFA**2*(CX21*TM1(J)+CX22*TM2(J)+CX23*TM3(J))-
&GW(I,J)
364 CONTINUE
JA=3
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 367 J=JA,JB
C(J)=CR(I,J)
A(J)=AR(I,J)
B(J)=BR(I,J)
D(J)=DYM(J)
367 CONTINUE
C *****
C * SINIR ŞARTLARI *
C *****
IF(I.LE.M1+1.OR.I.GE.M1+M2+3) THEN
D(NP1)=D(NP1)-B(NP1)*WZ(I,NP2)
B(NP1)=0.0
KP2=NP2
ENDIF
IF(I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) THEN
D(N1+1)=D(N1+1)-B(N1+1)*WZ(I,N1+2)
B(N1+1)=0.0
KP2=N1+2
ENDIF
C *****
C * MATRİS ÇÖZÜMÜ YAPILACAK *
```

```
C *****
      CALL SBMCYP
C *****
  IF(I.LE.M1+1.OR.I.GE.M1+M2+3) THEN
    Z(NP2)=WZ(I,NP2)
  ENDIF
  IF(I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) THEN
    Z(N1+2)=WZ(I,N1+2)
  ENDIF
  IF(I.EQ.M1+2) THEN
    DO 541 J=N1+3,N1+N2+2
      Z(J)=WZ(I,J)
541  CONTINUE
  ENDIF
  IF(I.EQ.M1+M2+2) THEN
    DO 685 J=N1+3,N1+N2+2
      Z(J)=WZ(I,J)
685  CONTINUE
  ENDIF
  IF(I.EQ.M1+M2+2) THEN
    DO 547 J=N1+3,N1+N2+2
      TM2(J)=WZ(I,J)
      TM3(J)=WZ(I+1,J)
547  CONTINUE
  ENDIF
  JA=3
  JB=NP2
  IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
  DO 370 J=JA,JB
    WZ(I,J)=Z(J)
370  CONTINUE
  IF (KEP.EQ.2) GOTO 373
  JA=3
  JB=NP2
  IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
  DO 374 J=JA,JB
C   WRITE(*,*)I,J,TM2(J),Z(J)
    ZJ=Z(J)
    IF (ABS(ZJ).LT.EPE) GOTO 375
    IF (ABS(1.0-TM2(J)/ZJ).GT.EPW) GOTO 376
375  CONTINUE
374  CONTINUE
    GOTO 373
376  CONTINUE
    KEP=2
373  CONTINUE
360  CONTINUE
    DO 380 J=2,NP2
      WZ(2,J)=WZ(MP2,J)
      WZ(MP3,J)=WZ(3,J)
380  CONTINUE
    IF (KEP.EQ.1) GOTO 400
    GOTO 350
C   **** GIRDAP FONKSİYONU İÇİN İÇ İTERASYON SONU *****
C   *****
C   *   AKIM FONKSİYONU İÇİN İÇ İTERASYON BAŞLANGICI   *
```

```
C *****
400 CONTINUE
   ITF=0
402 CONTINUE
   ITF=ITF+1
   KEP=1
   DO 403 I=2,MP3
     TM2(I)=FZ(I,2)
     TM3(I)=FZ(I,3)
403 CONTINUE
C *****
C *R* YÖNÜNDEKİ TÜREVLER SABİT; FZ DEĞERLERİ BULUNACAK *
C *****
   DO 404 J=3,NP1
     RR=R(J)
     CR11=CR1(J)
     CR12=CR2(J)
     CR13=CR3(J)
     CR21=CRR1(J)
     CR22=CRR2(J)
     CR23=CRR3(J)
     IA=2
     IB=MP3
     IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+2
407 CONTINUE
   DO 405 I=IA,IB
     TM1(I)=TM2(I)
     TM2(I)=TM3(I)
     TM3(I)=FZ(I,J+1)
     IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+2) GOTO 406
     GOTO 405
406 IA=M1+M2+2
     IB=MP3
     GOTO 407
405 CONTINUE
   IF(J.EQ.N1+2) THEN
     DO 581 I=M1+3,M1+M2+1
       TM2(I)=TM3(I)
581 CONTINUE
     ENDIF
     IA=3
     IB=MP2
     IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+1
410 CONTINUE
   DO 408 I=IA,IB
     DYM(I)=SI/(2.*R(J))*(CR21*TM1(I)+CR22*TM2(I)+CR23*TM3(I))-
     &SI/(2.*R(J)**2)*(CR11*TM1(I)+CR12*TM2(I)+CR13*TM3(I))+SI*WZ(I,J)
     &-GF1(I,J)
     IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+1) GOTO 409
     GOTO 408
409 IA=M1+M2+3
     IB=MP2
     GOTO 410
408 CONTINUE
     IA=3
     IB=MP2
```

```
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) IB=M1+1
413 CONTINUE
DO 411 I=IA,IB
C(I)=CFX(I,J)
A(I)=AFX(I,J)
B(I)=BFX(I,J)
D(I)=DYM(I)
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+1) GOTO 412
GOTO 411
412 IA=M1+M2+3
IB=MP2
GOTO 413
411 CONTINUE
C *****
C * SINIR ŞARTLARI *
C *****
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) THEN
D(M1+1)=D(M1+1)-B(M1+1)
B(M1+1)=0.0
D(M1+M2+3)=D(M1+M2+3)-C(M1+M2+3)
C(M1+M2+3)=0.0
ENDIF
KP2=MP2
C *****
C * MATRİS ÇÖZÜMÜ YAPILACAK *
C *****
CALL SOMCYP
C *****
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) THEN
Z(M1+2)=FZ(M1+2,J)
Z(M1+M2+2)=FZ(M1+M2+2,J)
ENDIF
IF(J.EQ.N1+2) THEN
DO 617 I=M1+3,M1+M2+1
Z(I)=FZ(I,J)
617 CONTINUE
ENDIF
IA=3
IB=MP2
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2) IB=M1+2
416 CONTINUE
DO 414 I=IA,IB
FZ(I,J)=Z(I)
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+2) GOTO 415
GOTO 414
415 IA=M1+M2+2
IB=MP2
GOTO 416
414 CONTINUE
IF (ITF.EQ.1) KEP=2
IF (KEP.EQ.2) GOTO 417
IA=3
IB=MP2
IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2) IB=M1+2
420 CONTINUE
DO 418 I=IA,IB
```

```
C  WRITE(*,*)I,J,TM2(I),Z(I)
    ZI=Z(I)
    IF (ABS(ZI).LT.EPE) GOTO 419
    IF (ABS(1.0-TM2(I)/ZI).GT.EPF) GOTO 421
419  CONTINUE
    IF (J.GT.N1+2.AND.J.LT.N1+N2+2.AND.I.EQ.M1+2) GOTO 422
    GOTO 418
422  IA=M1+M2+2
    IB=MP2
    GOTO 420
418  CONTINUE
    GOTO 417
421  CONTINUE
    KEP=2
417  CONTINUE
404  CONTINUE
    DO 423 J=2, NP2
        FZ(2,J)=FZ(MP2,J)
        FZ(MP3,J)=FZ(3,J)
423  CONTINUE
    IF (KEP.EQ.1) GOTO 450
    KEP=1
    ITF=ITF+1
DO 424 J=2, NP2
    TM2(J)=FZ(2,J)
    TM3(J)=FZ(3,J)
424  CONTINUE
C  *****
C  *X* YÖNÜNDEKİ TÜREVLER SABİT; FZ DEĞERLERİ BULUNACAK *
C  *****
    DO 425 I=3, MP2
        CX21=CXX1(I)
        CX22=CXX2(I)
        CX23=CXX3(I)
        JA=2
        JB=NP2
        IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+2
        DO 426 J=JA, JB
            TM1(J)=TM2(J)
            TM2(J)=TM3(J)
            TM3(J)=FZ(I+1,J)
426  CONTINUE
        IF(I.EQ.M1+2) THEN
            DO 578 J=N1+3,N1+N2+2
                TM2(J)=TM3(J)
578  CONTINUE
        ENDIF
        JA=3
        JB=NP1
        IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
        DO 429 J=JA, JB
            RR=R(J)
            DYM(J)=ALFA**2*SI/(2.*RR)*(CX21*TM1(J)+CX22*TM2(J)+CX23*TM3(J))+
                &SI*WZ(I,J)-GF1(I,J)
429  CONTINUE
        JA=3
```

```
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 432 J=JA,JB
C(J)=CFR(I,J)
A(J)=AFR(I,J)
B(J)=BFR(I,J)
D(J)=DYM(J)
432 CONTINUE
C *****
C *          SINIR ŞARTLARI          *
C *****
IF(I.LE.M1+1.OR.I.GE.M1+M2+3) THEN
D(NP1)=D(NP1)-B(NP1)
B(NP1)=0.0
KP2=NP2
ENDIF
IF(I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) THEN
D(N1+1)=D(N1+1)-B(N1+1)
B(N1+1)=0.0
KP2=N1+2
ENDIF
C *****
C *          MATRİS ÇÖZÜMÜ YAPILACAK          *
C *****
CALL SBMCYP
C *****
IF(I.LE.M1+1.OR.I.GE.M1+M2+3) THEN
Z(NP2)=FZ(I,NP2)
ENDIF
IF(I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) THEN
Z(N1+2)=FZ(I,N1+2)
ENDIF
IF(I.EQ.M1+2) THEN
DO 623 J=N1+3,N1+N2+2
Z(J)=FZ(I,J)
623 CONTINUE
ENDIF
IF(I.EQ.M1+M2+2) THEN
DO 688 J=N1+3,N1+N2+1
Z(J)=FZ(I,J)
688 CONTINUE
ENDIF
IF(I.EQ.M1+M2+2) THEN
DO 687 J=N1+3,N1+N2+1
TM2(J)=FZ(I,J)
TM3(J)=FZ(I+1,J)
687 CONTINUE
ENDIF
JA=3
JB=NP1
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 435 J=JA,JB
FZ(I,J)=Z(J)
435 CONTINUE
IF (KEP.EQ.2) GOTO 438
JA=3
```

```
JB=NP1
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 439 J=JA,JB
C  WRITE(*,*)I,J,TM2(J),Z(J)
  ZJ=Z(J)
  IF (ABS(ZJ).LT.EPE) GOTO 440
  IF (ABS(1.0-TM2(J)/ZJ).GT.EPF) GOTO 441
440 CONTINUE
439 CONTINUE
  GOTO 438
441 CONTINUE
  KEP=2
438 CONTINUE
425 CONTINUE
  DO 444 J=2,NP2
  FZ(2,J)=FZ(MP2,J)
  FZ(MP3,J)=FZ(3,J)
444 CONTINUE
  IF (KEP.EQ.1) GOTO 450
  GOTO 402
450 CONTINUE
C *****AKIM FONKSİYONU İÇİN İÇ İTERASYON SONU*****
  IF (ITA.EQ.1) GOTO 454
  KEP=1
  DO 451 I=3,MP2
  JA=3
  JB=NP2
  IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
  DO 452 J=JA,JB
  FIJ=FZ(I,J)
  WIJ=WZ(I,J)
  IF (ABS(FIJ).LT.EPE) GOTO 453
  IF (ABS(1.0-FN(I,J)/FIJ).GT.EPFA) GOTO 454
  IF (ABS(WIJ).LT.EPE) GOTO 453
  IF (ABS(1.0-WN(I,J)/WIJ).GT.EPWA) GOTO 454
453 CONTINUE
452 CONTINUE
451 CONTINUE
  GOTO 457
454 CONTINUE
  KEP=2
457 CONTINUE
  DO 461 I=2,MP3
  JA=2
  JB=NP2
  IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
  DO 462 J=JA,JB
  FN(I,J)=FZ(I,J)
  WN(I,J)=WZ(I,J)
462 CONTINUE
461 CONTINUE
  IWG=IWG+ITW
  IFG=IFG+ITF
  IF (KEP.EQ.2) GOTO 460
C ***** DIŞ İTERASYON SONU *****
C *****
```

```
C EKSENEL VE RADYAL HIZLARIN HESAPLANMASI
C *****
DO 1050 I=3,MP2
JA=3
JB=NP1
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 1051 J=JA,JB
UA(I,J)=1./(2.*R(J))*(CR1(J)*FN(I,J-1)+CR2(J)*FN(I,J)+CR3(J)*
&FN(I,J+1))
1051 CONTINUE
1050 CONTINUE
DO 3050 I=3,MP2
JA=3
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 3051 J=JA,JB
VA(I,J)=-1./(2.*R(J))*(CX1(I)*FN(I-1,J)+CX2(I)*FN(I,J)+CX3(I)*
&FN(I+1,J))*ALFA
3051 CONTINUE
3050 CONTINUE
R1=R(4)
R2=R1+DR(4)
R3=R2+DR(5)
RKAT1=R3*R2/(R1**2*(R2-R1)*(R3-R1))
RKAT2=R3*R1/(R2**2*(R2-R1)*(R3-R2))
RKAT3=R2*R1/(R3**2*(R3-R1)*(R3-R2))
DO 1059 I=3,MP2
UA(I,2)=FN(I,4)*RKAT1-FN(I,5)*RKAT2+FN(I,6)*RKAT3
1059 CONTINUE
R1=DR(NP1)
R2=R1+DR(N)
R3=R2+DR(N-1)
DO 1063 I=3,M1+1
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
UA(I,NP2)=0.5*(FR11*(1.-FN(I,NP1))+FR12*(1.-FN(I,N))+
&FR13*(1.-FN(I,N-1)))
1063 CONTINUE
R1=DR(NP1)
R2=R1+DR(N)
R3=R2+DR(N-1)
DO 1065 I=M1+M2+3,MP2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
UA(I,NP2)=0.5*(FR11*(1.-FN(I,NP1))+FR12*(1.-FN(I,N))+
&FR13*(1.-FN(I,N-1)))
1065 CONTINUE
R1=DR(N1+1)
R2=R1+DR(N1)
R3=R2+DR(N1-1)
DO 1067 I=M1+3,M1+M2+1
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
```

```
UA(I,N1+2)=0.5/R(N1+2)*(FR11*(1.-FN(I,N1+1))+FR12*(1.-FN(I,N1))+
&FR13*(1.-FN(I,N1-1)))
1067 CONTINUE
R1=DX(M1+1)
R2=R1+DX(M1)
R3=R2+DX(M1-1)
DO 1069 J=N1+3, NP2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
VA(M1+2,J)=-0.5/R(J)*(FR11*(1.-FN(M1+1,J))+FR12*(1.-FN(M1,J))+
&FR13*(1.-FN(M1-1,J)))*ALFA
1069 CONTINUE
R1=DX(M1+M2+2)
R2=R1+DX(M1+M2+3)
R3=R2+DX(M1+M2+4)
DO 1068 J=N1+3, NP2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
VA(M1+M2+2,J)=0.5/R(J)*(FR11*(1.-FN(M1+M2+3,J))+FR12*(1.-FN(M1
&+M2+4,J))+FR13*(1.-FN(M1+M2+5,J)))*ALFA
1068 CONTINUE
DO 1057 J=2, NP2
UA(2,J)=UA(MP2,J)
VA(2,J)=VA(MP2,J)
UA(MP3,J)=UA(3,J)
VA(MP3,J)=VA(3,J)
1057 CONTINUE
C *****
C *C|DARDAKI SÜRTME GERİLMESİNDEN BULUNAN BASINÇ KAYBI*
C *****
DPY1=0.0
DPY2=0.0
DPY3=0.0
J=NP2
DO 1062 I=3, M1+1, 2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPY1=DPY1+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
&WN(I+1,J)+(PP+1.)*2*WN(I,J)+PP*(2.-PP)*WN(I-1,J))
1062 CONTINUE
DO 1061 I=M1+M2+3, MP1, 2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPY3=DPY3+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
&WN(I+1,J)+(PP+1.)*2*WN(I,J)+PP*(2.-PP)*WN(I-1,J))
1061 CONTINUE
J=N1+2
DO 1058 I=M1+3, M1+M2+1, 2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPY2=DPY2+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
&WN(I+1,J)+(PP+1.)*2*WN(I,J)+PP*(2.-PP)*WN(I-1,J))
1058 CONTINUE
DPY=8./(RE*ALFA)*(DPY1+DY1*DPY2+DPY3)
DPY1=8./(RE*ALFA)*(DPY1)
DPY2=8./(RE*ALFA)*(DY1*DPY2)
DPY3=8./(RE*ALFA)*(DPY3)
```

```
PGO=0.0
PCO=0.0
P1K=0.0
P2K=0.0
C *****
C *      BASINÇ FARKLARI HESAPLANACAK      *
C *****
          CALL BFHAP
C *****
ODPY=(PGO-PCO)-(1.-DY1**2)*(P1K-P2K)
IF (K1.EQ.1) GOTO 4054
KEP=1
DO 4051 I=3,MP2
JA=3
JB=NP2
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
DO 4052 J=JA,JB
FIJ=FN(I,J)
WIJ=WN(I,J)
IF (ABS(FIJ).LT.EPE) GOTO 4053
IF (ABS(1.0-FA(I,J)/FIJ).GT.EPFT) GOTO 4054
IF (ABS(WIJ).LT.EPE) GOTO 4053
IF (ABS(1.0-WA(I,J)/WIJ).GT.EPWT) GOTO 4054
4053 CONTINUE
4052 CONTINUE
4051 CONTINUE
      GOTO 4057
4054 CONTINUE
      KEP=2
4057 CONTINUE
      IF(KE.EQ.1) GOTO 61
      GOTO 62
91  CONTINUE
      DT=TA/L1
      K1=0
      KE=2
      GOTO 999
61  CONTINUE
      IF(K1.EQ.L3) GOTO 91
      GOTO 990
62  CONTINUE
      IF(K1.EQ.L1) GOTO 921
      IF(K1.EQ.L2) GOTO 922
      IF(K1.EQ.L3) GOTO 923
C   IF(K1.EQ.K5) GOTO 999
C   IF(K1.EQ.K6) GOTO 999
C   IF(K1.EQ.K7) GOTO 999
      GOTO 925
921 CONTINUE
      DT=2.0*DT
      GOTO 999
922 CONTINUE
      DT=2.5*DT
      GOTO 999
923 CONTINUE
      DT=2.0*DT
```

```
K1=0
GOTO 999
999 CONTINUE
WRITE(*,31) K1,TS,DT
IF(KEP.EQ.1) GOTO 997
IF(KEP.EQ.2.AND.TS.GE.0.099) GOTO 997
IF(ITA.GT.100) GOTO 997
GOTO 925
997 CONTINUE
C *****
C SABIT AKIM FONKSİYONU KOORDİNATLARININ HESAPLANMASI *
C *****
JF=0
SAF=0.0
WRITE(9,2031)
2051 CONTINUE
SAF=SAF+0.1
2052 JF=JF+1
DO 2053 I=2,MP2
JA=3
JB=NP1
IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 2055 J=JA,JB
FIJ=FN(I,J)
IF(SAF.GT.FIJ) GOTO 2055
RC(I)=R(J)-DR(J-1)*(SAF-FIJ)/(FN(I,J-1)-FIJ)
GOTO 2053
2055 CONTINUE
2053 CONTINUE
2031 FORMAT(5X,'SABIT AKIM FONKSİYONU KOORDİNATLARI')
WRITE(9,2033)(SAF,X(I),RC(I),I=2,MP2)
WRITE(9,*)
IF(JF.LT.9) GOTO 2051
IF(JF.EQ.9) THEN
SAF=SAF+.05
GOTO 2052
ENDIF
IF(JF.EQ.10) THEN
SAF=SAF+.04
GOTO 2052
ENDIF
2033 FORMAT(5X,F5.3,5X,2F18.12)
94 FORMAT(5X,'x*',3X,'PX(J=2)',1X,'PX(J=NP2)',1X,'P(J=2)',2X,
&'P(J=NP2)')
WRITE(8,94)
WRITE(8,84)(X(I),PX(I,2),PX(I,NP2),P(I,2),P(I,NP2),I=2,MP2)
84 FORMAT(F12.10,4F12.6)
WRITE(6,31) K1,TS,DT
31 FORMAT(/ 20X,'K1=',I3,5X,'TS=',F8.6,5X,'DT=',F9.7)
20 FORMAT(40X,'AKIM FONKSİYONU')
WRITE(6,20)
21 FORMAT(26F9.4)
23 FORMAT(26(7X,I2))
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,21)((FN(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
22 FORMAT(40X,'GIRDAP FONKSİYONU')
```

```
WRITE(6,22)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,21)((WN(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
44  FORMAT(26F9.4)
42  FORMAT(40X,'EKSENEL HIZ (U*')
WRITE(6,42)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,44)((UA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
43  FORMAT(40X,'EKSENE DİK HIZ (V*')
WRITE(6,43)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,44)((VA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,73)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,74)((PX(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
73  FORMAT(40X,'X* YÖNÜNDEKİ BASINÇ FARKI (PX)')
WRITE(6,76)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,74)((PR(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
76  FORMAT(40X,'R* YÖNÜNDEKİ BASINÇ FARKI (PR)')
74  FORMAT(26F9.1)
WRITE(6,79)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,74)((P(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
79  FORMAT(40X,'BASINÇ DEĞERLERI')
WRITE(6,97) PGO,P1K,P2K,PCO,ODPY,DPY,DPY1,DPY3,DPY2
97  FORMAT(5X,'GİRİŞTEKİ ORTALAMA BASINÇ=',F12.3,/ 5X,
&'SEGMAN GİRİŞİNDEKİ ORT. BASINÇ=',F12.3,/ 5X,
&'SEGMAN ÇIKIŞINDAKİ ORT. BASINÇ=',F12.3,/ 5X,
&'ÇIKIŞTAKİ ORTALAMA BASINÇ=',F12.3,/ 5X,'BASINÇ KAYBI=',F12.3,/ 5X
&'SÜRTME GERİLMESİNDEN BULUNAN BASINÇ KAYBI=',F12.3,/ 5X,
&'BORU CİDARI-1=',F12.3,/ 5X,'BORU CİDARI-2=',F12.3,/ 5X,
&'SEGMAN ALTI=',F12.3)
WRITE(6,25)ITA,IWG,IFG
25  FORMAT(20X,'ITA=',I4,3X,'WG=',I5,3X,'IFG=',I5)
WRITE(6,*)
WRITE(6,20)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
WRITE(6,21)((FN(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,22)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
WRITE(6,21)((WN(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,42)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
WRITE(6,44)((UA(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,43)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
WRITE(6,44)((VA(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,73)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
WRITE(6,74)((PX(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,76)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
WRITE(6,74)((PR(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,79)
WRITE(6,23) (I,I=28,53)
```

```
WRITE(6,74)((P(I,J),I=28,53),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,97) PGO,P1K,P2K,PCO,ODPY,DPY,DPY1,DPY3,DPY2
WRITE(6,25)ITA,IWG,IFG
WRITE(6,*)
WRITE(6,20)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,21)((FN(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,22)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,21)((WN(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,42)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,44)((UA(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,43)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,44)((VA(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,73)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,74)((PX(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,76)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,74)((PR(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,79)
WRITE(6,23) (I,I=54,79)
WRITE(6,74)((P(I,J),I=54,79),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,97) PGO,P1K,P2K,PCO,ODPY,DPY,DPY1,DPY3,DPY2
WRITE(6,25)ITA,IWG,IFG
925 CONTINUE
C *****
  IF(KEP.EQ.1) GOTO 10000
  IF(ITA.GT.100) GOTO 10000
C *****
  GOTO 990
10000 CONTINUE
CALL BEEP@
WRITE(*,*)TIME@()
WRITE(6,*)TIME@()
STOP
END

C *****
C * R* VE X* YÖNÜNDE SONLU FARKLAR AĞINI OLUŞTURAN ALT PROGRAM *
C *****
SUBROUTINE GRIDXR
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),CFX(90,90),AFX(90,
&90),BFX(90,90),CFR(90,90),AFR(90,90),BFR(90,90),CX(90,90),
&AX(90,90),BX(90,90),CR(90,90),AR(90,90),BR(90,90),GW1(90,90),
&GF1(90,90),FNR(90,90),FNX(90,90),WNR(90,90),WNX(90,90),DYM(90),
&WNR(90,90),WNXX(90,90),WZ(90,90),WN(90,90),FZ(90,90),
&FN(90,90),TM0(90),TM1(90),TM2(90),TM3(90),GW(90,90),
&UNM(90,90),VNM(90,90),M1,M2,M3,M,MP1,MP2,MP3,N1,N2,N3,N,NP1,NP2,
&KP2,FNRR(90,90),FNXX(90,90),GF(90,90),UN(90,90),UIJ,VIJ,
&I,J,DX2,XB1,RB,RB1,DR2,DX1,DR1,PX(90,90),PR(90,90),UA(90,90),
```

```
&VA(90,90),RE,PXX(90),AK,FA(90,90),WA(90,90),FAA(90,90),WAA(90,90)
&,FA1(90,90),WA1(90,90),ALY1,DY1,ALFA,P(90,90),IX,DPX(90),DPR(90),
&IR,LX,AAX,AAR,PGO,PCO,RC(90),P1K,P2K,AAXS,AARS
C   R* YÖNÜNDEKİ GRID ÜRETİMİ
    AT=1.0
    DO 110 J=1,N1-1
      AT=AT+AAR**J
110  CONTINUE
      DR1=DY1/AT
      ATRS=1.0
      DO 1110 J=1,N2/2-1
        ATRS=ATRS+AARS**J
1110 CONTINUE
      DR2=(1.-DY1)/(2.*ATRS)
      DO 111 J=2,N1+1
        DR(J)=DR1*AAR**(N1+1-J)
111  CONTINUE
      DO 112 J=1,N2/2
        JJ=N1+N2+2-J
        DR(N1+1+J)=DR2*AARS**(J-1)
        DR(JJ)=DR(N1+1+J)
112  CONTINUE
C   X* YÖNÜNDEKİ GRID ÜRETİMİ
    AT=1.0
    DO 114 I=1,M1-1
      AT=AT+AAX**I
114  CONTINUE
      AT1=1.0
      DO 1014 I=1,M2/2-1
        AT1=AT1+AAXS**I
1014 CONTINUE
      DX1=(1.-ALY1)/(2.*AT)
      DX2=ALY1/(2.*AT1)
      DO 115 I=2,M1+1
        DX(I)=DX1*AAX**(M1+1-I)
115  CONTINUE
      DO 116 I=1,M2/2
        II=M1+M2+2-I
        DX(M1+1+I)=DX2*AAXS**(I-1)
        DX(II)=DX(M1+1+I)
116  CONTINUE
      DO 117 I=2,M3+1
        DX(I+M1+M2)=DX1*AAX**(I-2)
117  CONTINUE
      DX(1)=DX(2)
      DX(MP2)=DX(2)
C   R* VE X* KOORDİNATLARININ BELİRLENMESİ
    R(2)=0.0
    DO 118 J=2,NP1
      R(J+1)=R(J)+DR(J)
118  CONTINUE
      X(2)=0.0
      DO 119 I=2,MP1
        X(I+1)=X(I)+DX(I)
119  CONTINUE
      RETURN
```

```
END

C *****
C * R* VE X* YÖNÜNDEKİ KATSAYILARI HESAPLAYAN ALT PROGRAM *
C *****

SUBROUTINE KATXR
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),CFX(90,90),AFX(90,
&90),BFX(90,90),CFR(90,90),AFR(90,90),BFR(90,90),CX(90,90),
&AX(90,90),BX(90,90),CR(90,90),AR(90,90),BR(90,90),GW1(90,90),
&GF1(90,90),FNR(90,90),FNX(90,90),WNR(90,90),WNX(90,90),DYM(90),
&WNR(90,90),WNXX(90,90),WZ(90,90),WN(90,90),FZ(90,90),
&FN(90,90),TM0(90),TM1(90),TM2(90),TM3(90),GW(90,90),
&UNM(90,90),VNM(90,90),M1,M2,M3,M,MP1,MP2,MP3,N1,N2,N3,N,NP1,NP2,
&KP2,FNRR(90,90),FNXX(90,90),GF(90,90),UN(90,90),UIJ,VIJ,
&I,J,DX2,XB1,RB,RB1,DR2,DX1,DR1,PX(90,90),PR(90,90),UA(90,90),
&VA(90,90),RE,PXX(90),AK,FA(90,90),WA(90,90),FAA(90,90),WAA(90,90)
&,FA1(90,90),WA1(90,90),ALY1,DY1,ALFA,P(90,90),IX,DPX(90),DPR(90),
&IR,LX,AA,AA,PGO,PCO,RC(90),P1K,P2K,AAXS,AARS

C R* YÖNÜNDEKİ KATSAYILAR
DR2=DR(2)
DO 127 J=3,NP1
DR1=DR2
DR2=DR(J)
SDR12=DR1+DR2
CR1(J)=-DR2/(DR1*SDR12)
CR2(J)=(DR2-DR1)/(DR1*DR2)
CR3(J)=DR1/(DR2*SDR12)
CRR1(J)=2.0/(DR1*SDR12)
CRR2(J)=-2.0/(DR1*DR2)
CRR3(J)=2.0/(DR2*SDR12)
127 CONTINUE

C X* YÖNÜNDEKİ KATSAYILAR
DX2=DX(2)
DO 128 I=3,MP2
DX1=DX2
DX2=DX(I)
SDX12=DX1+DX2
CX1(I)=-DX2/(DX1*SDX12)
CX2(I)=(DX2-DX1)/(DX1*DX2)
CX3(I)=DX1/(DX2*SDX12)
CXX1(I)=2.0/(DX1*SDX12)
CXX2(I)=-2.0/(DX1*DX2)
CXX3(I)=2.0/(DX2*SDX12)
128 CONTINUE
RETURN
END

C *****
C * SİMETRİK BANT MATRİS ÇÖZÜMÜNÜ YAPAN ALT PROGRAM *
C *****

SUBROUTINE SBMCYP
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
```

```
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),CFX(90,90),AFX(90,
&90),BFX(90,90),CFR(90,90),AFR(90,90),BFR(90,90),CX(90,90),
&AX(90,90),BX(90,90),CR(90,90),AR(90,90),BR(90,90),GW1(90,90),
&GF1(90,90),FNR(90,90),FNX(90,90),WNR(90,90),WNX(90,90),DYM(90),
&WNR(90,90),WNXX(90,90),WZ(90,90),WN(90,90),FZ(90,90),
&FN(90,90),TM0(90),TM1(90),TM2(90),TM3(90),GW(90,90),
&UNM(90,90),VNM(90,90),M1,M2,M3,M,MP1,MP2,MP3,N1,N2,N3,N,NP1,NP2,
&KP2,FNRR(90,90),FNXX(90,90),GF(90,90),UN(90,90),UIJ,VIJ,
&I,J,DX2,XB1,RB,RB1,DR2,DX1,DR1,PX(90,90),PR(90,90),UA(90,90),
&VA(90,90),RE,PXX(90),AK,FA(90,90),WA(90,90),FAA(90,90),WAA(90,90)
&FA1(90,90),WA1(90,90),ALY1,DY1,ALFA,P(90,90),IX,DPX(90),DPR(90),
&IR,LX,AAX,AAR,PGO,PCO,RC(90),P1K,P2K,AAXS,AARS
KP1=KP2-1
KM2=KP1-3
DO 100 J=4,KP1
JM1=J-1
W1=C(J)/A(JM1)
A(J)=A(J)-W1*B(JM1)
D(J)=D(J)-W1*D(JM1)
100 CONTINUE
Z(KP1)=D(KP1)/A(KP1)
DO 101 J=KP1-1,3,-1
Z(J)=(D(J)-B(J)*Z(J+1))/A(J)
101 CONTINUE
RETURN
END
```

```
C *****
C * SİMETRİK OLMAYAN MATRİS ÇÖZÜMÜNÜ YAPAN ALT PROGRAM *
C *****
```

```
SUBROUTINE SOMCYP
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),CFX(90,90),AFX(90,
&90),BFX(90,90),CFR(90,90),AFR(90,90),BFR(90,90),CX(90,90),
&AX(90,90),BX(90,90),CR(90,90),AR(90,90),BR(90,90),GW1(90,90),
&GF1(90,90),FNR(90,90),FNX(90,90),WNR(90,90),WNX(90,90),DYM(90),
&WNR(90,90),WNXX(90,90),WZ(90,90),WN(90,90),FZ(90,90),
&FN(90,90),TM0(90),TM1(90),TM2(90),TM3(90),GW(90,90),
&UNM(90,90),VNM(90,90),M1,M2,M3,M,MP1,MP2,MP3,N1,N2,N3,N,NP1,NP2,
&KP2,FNRR(90,90),FNXX(90,90),GF(90,90),UN(90,90),UIJ,VIJ,
&I,J,DX2,XB1,RB,RB1,DR2,DX1,DR1,PX(90,90),PR(90,90),UA(90,90),
&VA(90,90),RE,PXX(90),AK,FA(90,90),WA(90,90),FAA(90,90),WAA(90,90)
&FA1(90,90),WA1(90,90),ALY1,DY1,ALFA,P(90,90),IX,DPX(90),DPR(90),
&IR,LX,AAX,AAR,PGO,PCO,RC(90),P1K,P2K,AAXS,AARS
KP3=KP2+1
KP1=KP2-1
K=KP2-2
BN=B(KP2)
AN=A(KP2)
DN=D(KP2)
IF (J.GE.N1+2.AND.J.LE.N1+N2+2) GOTO 132
DO 130 I=4,K
I1=I-1
```

```
AI1=A(I1)
W1=C(I)/AI1
W2=BN/AI1
A(I)=A(I)-W1*B(I1)
C(I)=-W1*C(I1)
D(I)=D(I)-W1*D(I1)
BN=-W2*B(I1)
AN=AN-W2*C(I1)
DN=DN-W2*D(I1)
130 CONTINUE
AK=A(K)
W1=C(KP1)/AK
W2=BN/AK
A1=A(KP1)-W1*B(K)
B1=B(KP1)-W1*C(K)
D1=D(KP1)-W1*D(K)
A2=C(KP2)-W2*B(K)
B2=AN-W2*C(K)
D2=DN-W2*D(K)
W1=A2/A1
Z2=(D2-W1*D1)/(B2-W1*B1)
Z(KP2)=Z2
Z(KP1)=(D2-B2*Z2)/A2
DO 131 I=K,3,-1
Z(I)=(D(I)-C(I)*Z2-B(I)*Z(I+1))/A(I)
131 CONTINUE
GOTO 139
132 CONTINUE

DO 133 I=4,M1+1
I1=I-1
AI1=A(I1)
W1=C(I)/AI1
W2=BN/AI1
A(I)=A(I)-W1*B(I1)
C(I)=-W1*C(I1)
D(I)=D(I)-W1*D(I1)
BN=-W2*B(I1)
AN=AN-W2*C(I1)
DN=DN-W2*D(I1)
133 CONTINUE
AN=AN-C(M1+1)/A(M1+1)*BN
DN=DN-D(M1+1)/A(M1+1)*BN
BN=0.0
DO 134 I=M1+M2+4,K
I1=I-1
AI1=A(I1)
W1=C(I)/AI1
A(I)=A(I)-W1*B(I1)
D(I)=D(I)-W1*D(I1)
134 CONTINUE
DO 135 I=M1+M2+3,K
C(I)=0.0
135 CONTINUE
AK=A(K)
W1=C(KP1)/AK
```

```
W2=BN/AK
A1=A(KP1)-W1*B(K)
B1=B(KP1)-W1*C(K)
D1=D(KP1)-W1*D(K)
A2=C(KP2)-W2*B(K)
B2=AN-W2*C(K)
D2=DN-W2*D(K)
W1=A2/A1
Z2=(D2-W1*D1)/(B2-W1*B1)
Z(KP2)=Z2
Z(KP1)=(D2-B2*Z2)/A2
IA=K
IB=M1+M2+3
138 CONTINUE
DO 136 I=IA,IB,-1
Z(I)=(D(I)-C(I)*Z2-B(I)*Z(I+1))/A(I)
IF (I.EQ.M1+M2+3) GOTO 137
GOTO 136
137 IA=M1+1
IB=3
GOTO 138
136 CONTINUE
139 CONTINUE
RETURN
END
```

```
C *****
C * X* VE R* YÖNÜNDEKİ BASINÇ FARKINI HESAPLAYAN ALT PROGRAM *
C *****
```

```
SUBROUTINE BFHAF
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),CFX(90,90),AFX(90,
&90),BFX(90,90),CFR(90,90),AFR(90,90),BFR(90,90),CX(90,90),
&AX(90,90),BX(90,90),CR(90,90),AR(90,90),BR(90,90),GW1(90,90),
&GF1(90,90),FNR(90,90),FNX(90,90),WNR(90,90),WNX(90,90),DYM(90),
&WNRR(90,90),WNXX(90,90),WZ(90,90),WN(90,90),FZ(90,90),
&FN(90,90),TM0(90),TM1(90),TM2(90),TM3(90),GW(90,90),
&UNM(90,90),VNM(90,90),M1,M2,M3,M,MP1,MP2,MP3,N1,N2,N3,N,NP1,NP2,
&KP2,FNRR(90,90),FNXX(90,90),GF(90,90),UN(90,90),UIJ,VIJ,
&I,J,DX2,XB1,RB,RB1,DR2,DX1,DR1,PX(90,90),PR(90,90),UA(90,90),
&VA(90,90),RE,PXX(90),AK,FA(90,90),WA(90,90),FAA(90,90),WAA(90,90)
&FA1(90,90),WA1(90,90),ALY1,DY1,ALFA,P(90,90),IX,DPX(90),DPR(90),
&IR,LX,AAX,AAR,PGO,PCO,RC(90),P1K,P2K,AAXS,AARS
DO 1100 I=3,M1+1
DO 1100 J=3,NP1
VIJ=VA(I,J)
UIJ=UA(I,J)
PX(I,J)=(-4.0/RE*(CR1(J)*WN(I,J-1)+CR2(J)*WN(I,J)+CR3(J)*WN(I,J+1)
&+WN(I,J)/R(J))-2.0*(UIJ*ALFA*(CX1(I)*UA(I-1,J)+CX2(I)*UA(I,J)+
&CX3(I)*UA(I+1,J))+VIJ*(CR1(J)*UA(I,J-1)+CR2(J)*UA(I,J)+CR3(J)*
```

```
&UA(I,J+1)))/ALFA
1100 CONTINUE
DO 1101 I=M1+2,M1+M2+2
DO 1101 J=3,N1+1
VIJ=VA(I,J)
UIJ=UA(I,J)
PX(I,J)=(-4.0/RE*(CR1(J)*WN(I,J-1)+CR2(J)*WN(I,J)+CR3(J)*WN(I,J+1)
&+WN(I,J)/R(J))-2.0*(UIJ*ALFA*(CX1(I)*UA(I-1,J)+CX2(I)*UA(I,J)+
&CX3(I)*UA(I+1,J))+VIJ*(CR1(J)*UA(I,J-1)+CR2(J)*UA(I,J)+CR3(J)*
&UA(I,J+1)))/ALFA
1101 CONTINUE
DO 1102 I=M1+M2+3,MP2
DO 1102 J=3,NP1
VIJ=VA(I,J)
UIJ=UA(I,J)
PX(I,J)=(-4.0/RE*(CR1(J)*WN(I,J-1)+CR2(J)*WN(I,J)+CR3(J)*WN(I,J+1)
&+WN(I,J)/R(J))-2.0*(UIJ*ALFA*(CX1(I)*UA(I-1,J)+CX2(I)*UA(I,J)+
&CX3(I)*UA(I+1,J))+VIJ*(CR1(J)*UA(I,J-1)+CR2(J)*UA(I,J)+CR3(J)*
&UA(I,J+1)))/ALFA
1102 CONTINUE
R1=DR(2)
R2=R1+DR(3)
R3=R2+DR(4)
DO 1120 I=3,MP2
UIJ=UA(I,2)
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
PX(I,2)=-8./(RE*ALFA)*(FR11*(WN(I,3))+FR12*(WN(I,4))+
&FR13*(WN(I,5)))-2.*(UIJ*(CX1(I)*UA(I-1,2)+CX2(I)*UIJ+CX3(I)*
&UA(I+1,2)))
1120 CONTINUE
R1=DR(NP1)
R2=R1+DR(N)
R3=R2+DR(N-1)
DO 1125 I=3,M1+2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
PX(I,NP2)=(-4./RE*(FR11*(WN(I,NP2)-WN(I,NP1))+FR12*(WN(I,NP2)-
&WN(I,N))+FR13*(WN(I,NP2)-WN(I,N-1)))-4./RE*(WN(I,NP2)/R(NP2)))/
&ALFA
1125 CONTINUE
R1=DR(NP1)
R2=R1+DR(N)
R3=R2+DR(N-1)
DO 1127 I=M1+M2+2,MP2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
PX(I,NP2)=(-4./RE*(FR11*(WN(I,NP2)-WN(I,NP1))+FR12*(WN(I,NP2)-
&WN(I,N))+FR13*(WN(I,NP2)-WN(I,N-1)))-4./RE*(WN(I,NP2)/R(NP2)))/
&ALFA
1127 CONTINUE
R1=DR(N1+1)
R2=R1+DR(N1)
```

```
R3=R2+DR(N1-1)
DO 1129 I=M1+3,M1+M2+1
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
PX(I,N1+2)=(-4./RE*(FR11*(WN(I,N1+2)-WN(I,N1+1))+FR12*(WN(I,N1+2)-
&WN(I,N1))+FR13*(WN(I,N1+2)-WN(I,N1-1)))-4./RE*(WN(I,N1+2)/R(N1+2)
&))/ALFA
1129 CONTINUE
DO 1149 J=N1+2,NP1
I=M1+2
PX(I,J)=(-4./RE*(CR1(J)*WN(I,J-1)+CR2(J)*WN(I,J)+CR3(J)*WN(I,J+1))
&-4./RE*(WN(I,J)/R(J)))/ALFA
1149 CONTINUE
DO 1151 J=N1+2,NP1
I=M1+M2+2
PX(I,J)=(-4./RE*(CR1(J)*WN(I,J-1)+CR2(J)*WN(I,J)+CR3(J)*WN(I,J+1))
&-4./RE*(WN(I,J)/R(J)))/ALFA
1151 CONTINUE
DO 1153 J=2,NP2
PX(2,J)=PX(MP2,J)
1153 CONTINUE
C ***** X* YÖNÜNDEKİ BASINÇ GRADYANI SONU *****
C *****
DO 1103 I=3,M1+1
DO 1103 J=3,NP1
VIJ=VA(I,J)
UIJ=UA(I,J)
PR(I,J)=4./RE*(CX1(I)*WN(I-1,J)+CX2(I)*WN(I,J)+CX3(I)*WN(I+1,J))
&*ALFA-2.*(UIJ*ALFA*(CX1(I)*VA(I-1,J)+CX2(I)*VA(I,J)+CX3(I)*VA(I+1
&,J))+VIJ*(CR1(J)*VA(I,J-1)+CR2(J)*VA(I,J)+CR3(J)*VA(I,J+1)))
1103 CONTINUE
DO 1104 I=M1+2,M1+M2+2
DO 1104 J=3,N1+1
VIJ=VA(I,J)
UIJ=UA(I,J)
PR(I,J)=4./RE*(CX1(I)*WN(I-1,J)+CX2(I)*WN(I,J)+CX3(I)*WN(I+1,J))
&*ALFA-2.*(UIJ*ALFA*(CX1(I)*VA(I-1,J)+CX2(I)*VA(I,J)+CX3(I)*VA(I+1
&,J))+VIJ*(CR1(J)*VA(I,J-1)+CR2(J)*VA(I,J)+CR3(J)*VA(I,J+1)))
1104 CONTINUE
DO 1105 I=M1+M2+3,MP2
DO 1105 J=3,NP1
VIJ=VA(I,J)
UIJ=UA(I,J)
PR(I,J)=4./RE*(CX1(I)*WN(I-1,J)+CX2(I)*WN(I,J)+CX3(I)*WN(I+1,J))
&*ALFA-2.*(UIJ*ALFA*(CX1(I)*VA(I-1,J)+CX2(I)*VA(I,J)+CX3(I)*VA(I+1
&,J))+VIJ*(CR1(J)*VA(I,J-1)+CR2(J)*VA(I,J)+CR3(J)*VA(I,J+1)))
1105 CONTINUE
DO 1137 I=3,MP2
PR(I,2)=0.0
1137 CONTINUE
DO 1139 I=3,M1+1
J=NP2
PR(I,J)=4./RE*(CX1(I)*WN(I-1,J)+CX2(I)*WN(I,J)+CX3(I)*WN(I+1,J))
&*ALFA
1139 CONTINUE
```

```
DO 1141 I=M1+M2+3,MP2
J=NP2
PR(I,J)=4./RE*(CX1(I)*WN(I-1,J)+CX2(I)*WN(I,J)+CX3(I)*WN(I+1,J))
&*ALFA
1141 CONTINUE
DO 1133 I=M1+2,M1+M2+2
J=N1+2
PR(I,J)=4./RE*(CX1(I)*WN(I-1,J)+CX2(I)*WN(I,J)+CX3(I)*WN(I+1,J))
&*ALFA
1133 CONTINUE
R1=DX(M1+1)
R2=R1+DX(M1)
R3=R2+DX(M1-1)
DO 1155 J=N1+3,NP2
I=M1+2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
PR(I,J)=4./RE*(FR11*(WN(I,J)-WN(I-1,J))+FR12*(WN(I,J)-WN(I-2,J))
&+FR13*(WN(I,J)-WN(I-3,J)))&*ALFA
1155 CONTINUE
R1=DX(M1+M2+2)
R2=R1+DX(M1+M2+3)
R3=R2+DX(M1+M2+4)
DO 1157 J=N1+3,NP2
I=M1+M2+2
FR11=R2*R3/(R1*(R2-R1)*(R3-R1))
FR12=-R1*R3/(R2*(R2-R1)*(R3-R2))
FR13=R1*R2/(R3*(R3-R1)*(R3-R2))
PR(I,J)=-4./RE*(FR11*(WN(I,J)-WN(I+1,J))+FR12*(WN(I,J)-WN(I+2,J))
&+FR13*(WN(I,J)-WN(I+3,J)))&*ALFA
1157 CONTINUE

DO 1159 J=2,NP2
PR(2,J)=PR(MP2,J)
1159 CONTINUE
*****
C * NÜMERİK İNTEGRASYON *
C *****
DPR(2)=0.0
DPX(2)=0.0
I=2
DO 1300 J=3,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
&PR(I,J+1)+(PP+1.)*2*PR(I,J)+PP*(2.-PP)*PR(I,J-1))
P(I,J+1)=DPR(J+1)
1300 CONTINUE
J=3
DPR(J)=DR(J-1)/2.*(PR(I,J-1)+PR(I,J))
P(I,J)=DPR(J)
DO 1303 J=4,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
&PR(I,J+1)+(PP+1.)*2*PR(I,J)+PP*(2.-PP)*PR(I,J-1))
P(I,J+1)=DPR(J+1)
```

```
1303 CONTINUE
  J=2
  DO 1305 I=3,MP1,2
    PP=DX(I)/DX(I-1)
    DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
    &PX(I+1,J)+(PP+1.)**2*PX(I,J)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J))
    P(I+1,J)=DPX(I+1)
1305 CONTINUE
  I=3
  DPX(I)=DX(I-1)/2.*(PX(I-1,J)+PX(I,J))
  P(I,J)=DPX(I)
  DO 1307 I=4,MP1,2
    PP=DX(I)/DX(I-1)
    DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
    &PX(I+1,J)+(PP+1.)**2*PX(I,J)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J))
    P(I+1,J)=DPX(I+1)
1307 CONTINUE
  IF(LX.EQ.1) THEN
    J=3
    DO 1360 I=3,MP1,2
      PP=DX(I)/DX(I-1)
      DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
      &1.)*PX(I+1,J)+(PP+1.)**2*PX(I,J)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J))
      P(I+1,J)=DPR(J)+DPX(I+1)
1360 CONTINUE
    I=3
    DPX(I)=DPX(I-1)+DX(I-1)/2.*(PX(I,J)+PX(I-1,J))
    P(I,J)=DPR(J)+DPX(I)
    DO 1370 I=4,MP1,2
      PP=DX(I)/DX(I-1)
      DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
      &1.)*PX(I+1,J)+(PP+1.)**2*PX(I,J)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J))
      P(I+1,J)=DPR(J)+DPX(I+1)
1370 CONTINUE
    DO 1400 J=3,N1+1,2
      DPX(3)=DX(2)/2.*(PX(3,J+1)+PX(2,J+1))
      P(3,J+1)=DPR(J+1)+DPX(3)
    DO 1410 I=3,MP1,2
      PP=DX(I)/DX(I-1)
      DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
      &1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
      P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1410 CONTINUE
    DO 1420 I=4,MP1,2
      PP=DX(I)/DX(I-1)
      DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
      &1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
      P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1420 CONTINUE
1400 CONTINUE
    DO 1500 J=4,N1+1,2
      DPX(3)=DX(2)/2.*(PX(3,J+1)+PX(2,J+1))
      P(3,J+1)=DPR(J+1)+DPX(3)
    DO 1510 I=3,MP1,2
      PP=DX(I)/DX(I-1)
      DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
```

```

&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1510 CONTINUE
DO 1520 I=4,MP1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1520 CONTINUE
1500 CONTINUE
DO 1600 J=N1+2,NP1,2
DPX(3)=DX(2)/2.*(PX(3,J+1)+PX(2,J+1))
P(3,J+1)=DPR(J+1)+DPX(3)
DO 1610 I=3,M1+1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1610 CONTINUE
DO 1620 I=4,M1+1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1620 CONTINUE
1600 CONTINUE
DO 1700 J=N1+3,NP1,2
DPX(3)=DX(2)/2.*(PX(3,J+1)+PX(2,J+1))
P(3,J+1)=DPR(J+1)+DPX(3)
DO 1710 I=3,M1+1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1710 CONTINUE
DO 1720 I=4,M1+1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1720 CONTINUE
1700 CONTINUE
I=M1+M2+2
PKOS=P(I,N1+2)
DPR(N1+2)=0.0
DO 1761 J=N1+3,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I,J)+PP*(2.-PP)*PR(I,J-1))
P(I,J+1)=PKOS+DPR(J+1)
1761 CONTINUE
J=N1+3
DPR(J)=DPR(J-1)+DR(J-1)/2.*(PR(I,J)+PR(I,J-1))
P(I,J)=PKOS+DPR(J)
DO 1771 J=N1+4,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)

```

```

DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I,J)+PP*(2.-PP)*PR(I,J-1))
P(I,J+1)=PKOS+DPR(J+1)
1771 CONTINUE
DO 6600 J=N1+2,NP1
I=M1+M2+2
DPX(I+1)=DX(I)/2.*(PX(I+1,J+1)+PX(I,J+1))
P(I+1,J+1)=PKOS+DPR(J+1)+DPX(I+1)
DPX(M1+M2+2)=0.0
DO 6610 I=M1+M2+3,MP1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=PKOS+DPR(J+1)+DPX(I+1)
6610 CONTINUE
DO 6620 I=M1+M2+4,MP1,2
PP=DX(I)/DX(I-1)
DPX(I+1)=DPX(I-1)+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PX(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PX(I,J+1)+PP*(2.-PP)*PX(I-1,J+1))
P(I+1,J+1)=PKOS+DPR(J+1)+DPX(I+1)
6620 CONTINUE
6600 CONTINUE
ELSE
I=3
DO 1361 J=3,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I,J)+PP*(2.-PP)*PR(I,J-1))
P(I,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I)
1361 CONTINUE
J=3
DPR(J)=DPR(J-1)+DR(J-1)/2.*(PR(I,J)+PR(I,J-1))
P(I,J)=DPR(J)+DPX(I)
DO 1371 J=4,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I,J)+PP*(2.-PP)*PR(I,J-1))
P(I,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I)
1371 CONTINUE
DO 1422 I=3,M1+1,2
DPR(3)=DR(2)/2.*(PR(I+1,3)+PR(I+1,2))
P(I+1,3)=DPR(3)+DPX(I+1)
DO 1424 J=3,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1424 CONTINUE
DO 1426 J=4,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1426 CONTINUE
1422 CONTINUE
DO 1522 I=4,M1+1,2

```

```
DPR(3)=DR(2)/2.*(PR(I+1,3)+PR(I+1,2))
P(I+1,3)=DPR(3)+DPX(I+1)
DO 1524 J=3,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1524 CONTINUE
DO 1526 J=4,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1526 CONTINUE
1522 CONTINUE
DO 1622 I=M1+2,M1+M2,2
DPR(3)=DR(2)/2.*(PR(I+1,3)+PR(I+1,2))
P(I+1,3)=DPR(3)+DPX(I+1)
DO 1624 J=3,N1+1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1624 CONTINUE
DO 1626 J=4,N1+1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1626 CONTINUE
1622 CONTINUE
DO 1632 I=M1+3,M1+M2,2
DPR(3)=DR(2)/2.*(PR(I+1,3)+PR(I+1,2))
P(I+1,3)=DPR(3)+DPX(I+1)
DO 1634 J=3,N1+1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1634 CONTINUE
DO 1636 J=4,N1+1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1636 CONTINUE
1632 CONTINUE
DO 1442 I=M1+M2+1,MP1,2
DPR(3)=DR(2)/2.*(PR(I+1,3)+PR(I+1,2))
P(I+1,3)=DPR(3)+DPX(I+1)
DO 1444 J=3,NP1,2
PP=DR(J)/DR(J-1)
DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.*((PP+1.)/(2.*PP)))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1,J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1,J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1,J-1))
P(I+1,J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1444 CONTINUE
```

```
DO 1446 J=4, NP1, 2
  PP=DR(J)/DR(J-1)
  DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1, J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1, J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1, J-1))
  P(I+1, J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1446 CONTINUE
1442 CONTINUE
  DO 1452 I=M1+M2+2, MP1, 2
    DPR(3)=DR(2)/2.*(PR(I+1, 3)+PR(I+1, 2))
    P(I+1, 3)=DPR(3)+DPX(I+1)
    DO 1454 J=3, NP1, 2
      PP=DR(J)/DR(J-1)
      DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1, J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1, J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1, J-1))
      P(I+1, J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1454 CONTINUE
    DO 1456 J=4, NP1, 2
      PP=DR(J)/DR(J-1)
      DPR(J+1)=DPR(J-1)+(DR(J-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-
&1.)*PR(I+1, J+1)+(PP+1.)**2*PR(I+1, J)+PP*(2.-PP)*PR(I+1, J-1))
      P(I+1, J+1)=DPR(J+1)+DPX(I+1)
1456 CONTINUE
1452 CONTINUE
  ENDIF
DO 1512 J=2, NP2
  PGO=PGO+P(2, J)
  PCO=PCO+P(MP2, J)
1512 CONTINUE
  DO 1514 J=N1+2, NP2
    P1K=P1K+P(M1+2, J)
    P2K=P2K+P(M1+M2+2, J)
1514 CONTINUE
  PGO=PGO/NP1
  PCO=PCO/NP1
  P1K=P1K/(N2+1)
  P2K=P2K/(N2+1)
  RETURN
  END
```

## ENERJİ DENKLEMİNİ ÇÖZEN BİLGİSAYAR PROGRAMI

```
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),DYM(90),UA(90,90),
&VA(90,90),CRT(90,90),ART(90,90),BRT(90,90),TETA(90,90),
&I,J,M,M1,M2,M3,MP1,MP2,N,N1,N2,N3,NP1,NP2,DX1,DX2,DR1,DR2,DR3,
&DY1,DY2,ALY1,AAX,AAR,AAXS,AARS,AARSU,KP2,TTESKI(90)
CHARACTER*14 AIT,AOT,TIME@
1018 FORMAT(A14)
PRINT *,'DATA DOSYASININ ISMI=?'
READ(*,1018) AIT
PRINT *,'ÇIKTI DOSYASININ ISMI=?'
READ(*,1018) AOT
OPEN(5,FILE=AIT,FORM='FORMATTED',STATUS='OLD')
OPEN(6,FILE=AOT,FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
READ(5,*)PRAN,RE,M1,M2,M3,N1,N2
READ(5,*)ALY,ALY1,DY1
READ(5,*)AAX,AAXS,AAR,AARS
READ(5,*)LA,TA
TEPS=1E-5
SI=.75
M=M1+M2+M3
N=N1+N2
MP1=M+1
NP1=N+1
MP2=M+2
NP2=N+2
MP3=M+3
BSI=1.-SI
PI=4.*ATAN(1.)
READ(5,*)((UA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
READ(5,*)((VA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
READ(5,*)((UA(I,J),I=28,40),J=NP2,2,-1)
READ(5,*)((VA(I,J),I=28,40),J=NP2,2,-1)
WRITE(*,*)TIME@()
WRITE(6,*)TIME@()
IF(MP2.GE.NP2) THEN
NMP2=MP2
ELSE
NMP2=NP2
ENDIF
C *****
CALL GRIDXR
C *****
ANN=R(N1+2)/R(NP2)
AMM=(X(M1+M2+2)-X(M1+2))/X(MP2)
AMM1=(X(M1+M2+2)-X(M1+2))/X(MP2)
OKT=AMM*ALY
WRITE(6,1)M1,M2,M3,N1,N2,N3,M,N
1 FORMAT(/ 35X,'(,I2,'+',I2,'+',I2,'+)',X'(,I2,'+',I2,
&'+',I2,')',/ 35X,'ADIM SAYISI=(,I3,'X',I3,')')
WRITE(6,17)AAX,AAR,AAXS,AARS
17 FORMAT(30X,'X* YÖNÜNDEKİ ADIM ORANI=',F8.6,/30X,
&'r* YÖNÜNDEKİ ADIM ORANI=',F8.6,/20X,
```

```
&x* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ORANI=',F8.6,/20X,
&r* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ORANI=',F8.6)
WRITE(6,8)PRAN,RE,SI,ALY,ANN,AMM,OKT,LA,TA
8  FORMAT(/ 5X,'Pr=',F6.1,2X,'RE=',F6.1,2X,'SIGMA=',F4.2,2X,'L/D=',
&F5.1,2X,'D1/D=',F6.4,2X,'/ 5X,'L1/L=',F6.4,3X,'S/D=',F8.4,3X,
&'DT=1 /,I3,'X',F8.6)
WRITE(6,4) DX1
WRITE(6,3) DR1
WRITE(6,11) DX2
WRITE(6,12) DR2
4  FORMAT(/ 5X,'x* YÖNÜNDEKİ EN KÜÇÜK ADIM ARALIĞI=',F18.12)
3  FORMAT(5X,'r* YÖNÜNDEKİ EN KÜÇÜK ADIM ARALIĞI=',F18.12)
11 FORMAT(5X,'x* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ARALIĞI=',F18.12)
12 FORMAT(5X,'r* YÖNÜNDEKİ SEGMANLI BÖLGEDEKİ ADIM ARALIĞI=',F18.12)
2  FORMAT(/16X,'DR(J)',13X,'R(J)',14X,'DX(I)',14X,'X(I)')
WRITE(6,2)
DO 2200 J=NMP2,2,-1
WRITE(6,5) J,DR(J),R(J),DX(J),X(J)
2200 CONTINUE
5  FORMAT(2X,I3,2X,4F18.12)
42 FORMAT(40X,'EKSESEL HIZ (U*')
WRITE(6,42)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,44)((UA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,23) (I,I=28,40)
WRITE(6,45)((UA(I,J),I=28,40),J=NP2,2,-1)
43 FORMAT(40X,'EKSENE DİK HIZ (V*')
WRITE(6,43)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,44)((VA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,23) (I,I=28,40)
WRITE(6,45)((VA(I,J),I=28,40),J=NP2,2,-1)
23 FORMAT(26(7X,I2))
44 FORMAT(26F9.4)
45 FORMAT(13F9.4)
C *****
CALL KATXR
C *****
C * ENERJİ DENKLEMİNİN ÇÖZÜMÜ YAPILACAK *
C *****
DO 3754 I=2,M1+1
DO 3744 J=3,NP1
TETA(I,J)=1.0-COS(PI/2.*(1.-R(J)))
3744 CONTINUE
3754 CONTINUE
DO 3756 I=M1+M2+3,MP2
DO 3746 J=3,NP1
TETA(I,J)=1.0-COS(PI/2.*(1.-R(J)))
3746 CONTINUE
3756 CONTINUE
DO 3755 I=M1+2,M1+M2+2
DO 3745 J=3,N1+1
TETA(I,J)=1.0-COS(PI/2.*(1.-R(J)/R(N1+2)))
3745 CONTINUE
3755 CONTINUE
DO 1754 I=2,MP2
```

```
TETA(I,2)=1.
TETA(I,NP2)=0.
1754 CONTINUE
DO 1748 J=N1+2,N1+N2+2
TETA(M1+2,J)=0.
TETA(M1+M2+2,J)=0.
1748 CONTINUE
DO 1747 I=M1+2,M1+M2+2
TETA(I,N1+2)=0.
1747 CONTINUE
DO 3748 J=N1+3,N1+N2+1
UA(M1+M2+2,J)=0.0001
3748 CONTINUE
WRITE(6,142)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,44)((TETA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,23) (I,I=28,40)
WRITE(6,45)((TETA(I,J),I=28,40),J=NP2,2,-1)
142 FORMAT(40X,'BAŞLANGIÇTAKİ SICAKLIK DEĞERLERİ')
C *****
C * X* YÖNÜNDE İLERLERKEN SICAKLIK DEĞERLERİ BULUNACAK *
C *****
ITAT=0
3790 ITAT=ITAT+1
DO 3760 I=3,MP2
TKT1=(4.*ALY)/(RE*PRAN)
JA=3
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 3764 J=JA,JB
RR=R(J)
TTR1=CR1(J)*TETA(I-1,J-1)+CR2(J)*TETA(I-1,J)+CR3(J)*TETA(I-1,J+1)
TTR2=CRR1(J)*TETA(I-1,J-1)+CRR2(J)*TETA(I-1,J)+CRR3(J)*
&TETA(I-1,J+1)
DYM(J)=-TETA(I-1,J)/DX(I-1)-BSI*((TKT1/UA(I-1,J))*(TTR2+
&1./RR*TTR1)-2.*ALY*VA(I-1,J)/UA(I-1,J)*TTR1+2.*TKT1*TETA(I-1,J)/
&UA(I-1,2)*(1.-TETA(I-1,3))/DR(2)**2)
CRT(I,J)=SI*TKT1/UA(I,J)*(CRR1(J)+1./RR*CR1(J))
&-2.*SI*ALY*VA(I,J)/UA(I,J)*CR1(J)
ART(I,J)=-1./DX(I-1)+SI*TKT1/UA(I,J)*(CRR2(J)+1./RR*CR2(J))
&-2.*SI*ALY*VA(I,J)/UA(I,J)*CR2(J)+2.*SI*TKT1/UA(I-1,2)*
&(1.-TETA(I-1,3))/DR(2)**2
BRT(I,J)=SI*TKT1/UA(I,J)*(CRR3(J)+1./RR*CR3(J))
&-2.*SI*ALY*VA(I,J)/UA(I,J)*CR3(J)
3764 CONTINUE
JA=3
JB=NP1
IF (I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) JB=N1+1
DO 3767 J=JA,JB
C(J)=CRT(I,J)
A(J)=ART(I,J)
B(J)=BRT(I,J)
D(J)=DYM(J)
3767 CONTINUE
```

```
C *****
C *           SINIR ŞARTLARI           *
C *****
      KP2=NP2
      B(NP1)=0.
      D(3)=D(3)-C(3)
      C(3)=0.
      IF(I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) THEN
      D(N1+1)=D(N1+1)
      B(N1+1)=0.
      KP2=N1+2
      ENDIF
C *****
C *           MATRİS ÇÖZÜMÜ YAPILACAK           *
C *****
      CALL ENSBMCYP
C *****
      Z(NP2)=TETA(I,NP2)
      IF(I.GE.M1+2.AND.I.LE.M1+M2+2) THEN
      Z(N1+2)=TETA(I,N1+2)
      ENDIF
      IF(I.EQ.M1+2) THEN
      DO 5723 J=N1+3,N1+N2+1
      Z(J)=TETA(I,J)
5723  CONTINUE
      ENDIF
      IF(I.EQ.M1+M2+2) THEN
      DO 5726 J=N1+3,N1+N2+1
      Z(J)=TETA(I,J)
5726  CONTINUE
      ENDIF
      JA=3
      JB=NP2
      IF (I.GT.M1+2.AND.I.LT.M1+M2+2) JB=N1+2
      DO 3770 J=JA,JB
      TETA(I,J)=Z(J)
3770  CONTINUE
3760  CONTINUE
C *****
C *           NÜMERİK İNTEGRASYON           *
C *****
      ALNT=0.
      DO 1100 I=3,MP1,2
      PP=DX(I)/DX(I-1)
      ALNT=ALNT+(DX(I-1)/3.)*((PP+1.)/(2.*PP))*((2.*PP-1.)*
&(1.-TETA(I+1,3))/(UA(I+1,2)*DR(2)**2)+(PP+1.)*2*(1.-TETA(I,3))/
&(UA(I,2)*DR(2)**2)+PP*(2.-PP)*(1.-TETA(I-1,3))/(UA(I-1,2)*
&DR(2)**2))
1100  CONTINUE
      ANUI=4.*ALNT
      KEP=1
      IF (KEP.EQ.2) GOTO 3735
      DO 3736 J=2,NP1
      EPS=ABS(1.0-TTESKI(J)/TETA(MP2,J))
      IF (ABS(1.0-TTESKI(J)/TETA(MP2,J)).GT.TEPS) GOTO 3739
3736  CONTINUE
```

```
GOTO 3735
3739 CONTINUE
KEP=2
3735 CONTINUE
IF(KEP.EQ.2) THEN
DO 3738 J=2,NP2
TETA(2,J)=TETA(MP2,J)
TTESKI(J)=TETA(2,J)
3738 CONTINUE
WRITE(*,*)ITAT,ANUI,EPS
GOTO 3790
ENDIF
52 FORMAT(40X,'SICAKLIK (TETA)')
WRITE(6,52)
WRITE(6,23) (I,I=2,27)
WRITE(6,54)((TETA(I,J),I=2,27),J=NP2,2,-1)
WRITE(6,23) (I,I=28,40)
WRITE(6,55)((TETA(I,J),I=28,40),J=NP2,2,-1)
54 FORMAT(26F9.4)
55 FORMAT(13F9.4)
WRITE(6,78)
78 FORMAT(2X,'J',7X,'R(J)',11X,'TETA(MP2,J)')
DO 3860 J=2,NP2
WRITE(6,77)J,R(J),TETA(MP2,J)
3860 CONTINUE
77 FORMAT(1X,I2,3X,F12.10,2X,3X,F14.10)
WRITE(6,57)ANUI
WRITE(6,47)ITAT
47 FORMAT('ITAT=',I5)
57 FORMAT('NU=',F12.6)
STOP
END
C *****
C *          BANT MATRİS ÇÖZÜMÜNÜ YAPAN ALT PROGRAM          *
C *****
SUBROUTINE ENSBMCYP
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),DYM(90),UA(90,90),
&VA(90,90),CRT(90,90),ART(90,90),BRT(90,90),TETA(90,90),
&I,J,M,M1,M2,M3,MP1,MP2,N,N1,N2,N3,NP1,NP2,DX1,DX2,DR1,DR2,DR3,
&DY1,DY2,ALY1,AAX,AAR,AAXS,AARS,AARSU,KP2,TTESKI(90)
KP1=KP2-1
DO 100 J=4,KP1
JM1=J-1
W1=C(J)/A(JM1)
A(J)=A(J)-W1*B(JM1)
D(J)=D(J)-W1*D(JM1)
100 CONTINUE
Z(KP1)=D(KP1)/A(KP1)
DO 101 J=KP1-1,3,-1
Z(J)=(D(J)-B(J)*Z(J+1))/A(J)
101 CONTINUE
RETURN
END
```

```
C *****
C * R* VE X* YÖNÜNDE SONLU FARKLAR AĞINI OLUŞTURAN ALT PROGRAM *
C *****
SUBROUTINE GRIDXR
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90),A(90),B(90),D(90),Z(90),DX(90),DR(90),R(90),
&X(90),CR1(90),CR2(90),CR3(90),CRR1(90),CRR2(90),CRR3(90),CX1(90),
&CX2(90),CX3(90),CXX1(90),CXX2(90),CXX3(90),DYM(90),UA(90,90),
&VA(90,90),CRT(90,90),ART(90,90),BRT(90,90),TETA(90,90),
&I,J,M,M1,M2,M3,MP1,MP2,N,N1,N2,N3,NP1,NP2,DX1,DX2,DR1,DR2,DR3,
&DY1,DY2,ALY1,AAX,AAR,AAXS,AARS,AARSU, KP2,TTESKI(90)
C R* YÖNÜNDEKİ GRID ÜRETİMİ
AT=1.0
DO 110 J=1,N1-1
AT=AT+AAR**J
110 CONTINUE
DR1=DY1/AT
ATRS=1.0
DO 1110 J=1,N2/2-1
ATRS=ATRS+AARS**J
1110 CONTINUE
DR2=(1.-DY1)/(2.*ATRS)
DO 111 J=2,N1+1
DR(J)=DR1*AAR**(N1+1-J)
111 CONTINUE
DO 112 J=1,N2/2
JJ=N1+N2+2-J
DR(N1+1+J)=DR2*AARS**(J-1)
DR(JJ)=DR(N1+1+J)
112 CONTINUE
C X* YÖNÜNDEKİ GRID ÜRETİMİ
AT=1.0
DO 114 I=1,M1-1
AT=AT+AAX**I
114 CONTINUE
AT1=1.0
DO 1014 I=1,M2/2-1
AT1=AT1+AAXS**I
1014 CONTINUE
DX1=(1.-ALY1)/(2.*AT)
DX2=ALY1/(2.*AT1)
DO 115 I=2,M1+1
DX(I)=DX1*AAX**(M1+1-I)
115 CONTINUE
DO 116 I=1,M2/2
II=M1+M2+2-I
DX(M1+1+I)=DX2*AAXS**(I-1)
DX(II)=DX(M1+1+I)
116 CONTINUE
DO 117 I=2,M3+1
DX(I+M1+M2)=DX1*AAX**(I-2)
117 CONTINUE
DX(1)=DX(2)
DX(MP2)=DX(2)
C R* VE X* KOORDİNATLARININ BELİRLENMESİ
R(2)=0.0
```

```
DO 118 J=2, NP1
R(J+1)=R(J)+DR(J)
118 CONTINUE
X(2)=0.0
DO 119 I=2, MP1
X(I+1)=X(I)+DX(I)
119 CONTINUE
RETURN
END
```

```
C *****
C * R* VE X* YÖNÜNDEKİ KATSAYILARI HESAPLAYAN ALT PROGRAM *
C *****
```

```
SUBROUTINE KATXR
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON // C(90), A(90), B(90), D(90), Z(90), DX(90), DR(90), R(90),
&X(90), CR1(90), CR2(90), CR3(90), CRR1(90), CRR2(90), CRR3(90), CX1(90),
&CX2(90), CX3(90), CXX1(90), CXX2(90), CXX3(90), DYM(90), UA(90,90),
&VA(90,90), CRT(90,90), ART(90,90), BRT(90,90), TETA(90,90),
&I, J, M, M1, M2, M3, MP1, MP2, N, N1, N2, N3, NP1, NP2, DX1, DX2, DR1, DR2, DR3,
&DY1, DY2, ALY1, AAX, AAR, AAXS, AARS, AARSU, KP2, TTESKI(90)
```

```
C R* YÖNÜNDEKİ KATSAYILAR
```

```
DR2=DR(2)
DO 127 J=3, NP1
DR1=DR2
DR2=DR(J)
SDR12=DR1+DR2
CR1(J)=-DR2/(DR1*SDR12)
CR2(J)=(DR2-DR1)/(DR1*DR2)
CR3(J)=DR1/(DR2*SDR12)
CRR1(J)=2.0/(DR1*SDR12)
CRR2(J)=-2.0/(DR1*DR2)
CRR3(J)=2.0/(DR2*SDR12)
```

```
127 CONTINUE
```

```
C X* YÖNÜNDEKİ KATSAYILAR
```

```
DX2=DX(2)
DO 128 I=3, MP2
DX1=DX2
DX2=DX(I)
SDX12=DX1+DX2
CX1(I)=-DX2/(DX1*SDX12)
CX2(I)=(DX2-DX1)/(DX1*DX2)
CX3(I)=DX1/(DX2*SDX12)
CXX1(I)=2.0/(DX1*SDX12)
CXX2(I)=-2.0/(DX1*DX2)
CXX3(I)=2.0/(DX2*SDX12)
```

```
128 CONTINUE
```

```
RETURN
END
```

## **KAYNAKLAR**

AIBA, S., (1990), "Heat Transfer Around Small Square Ribs Mounted on an Adiabatic Plane Channel", *Warme-Stoffübertragung*, Vol.25, pp.85-91.

ALIAGA, D. A., LAMB, J. P. and KLEIN, D. E., (1994), "Convection Heat Transfer Distributions Over Plates with Square Ribs from Infrared Thermography Measurements", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.37, pp.363-374.

ALVI, S. H., SRIDHARAN, K. and LAKSHMANA RAO, N. S., (1978), "Loss Characteristics of Orifices and Nozzles", *J. of Fluids Engineering*, Vol.100, pp.299-307.

ATKINS, D. J., MASKELL, S. J. and PATRICK, M. A., (1980), "Numerical Prediction of Separated Flows", *Int. J. for Numerical Methods in Engineering*, Vol.15, pp.129-144.

BERNER, C., DURST, F. and McELIGOT, D. M., (1984), "Flow Around Baffles", *J. of Heat Transfer*, Vol.106, pp.743-749.

BISWAS, G., MITRA, N. K. and FIEBIG, M., (1994), "Heat Transfer Enhancement in Fin-Tube Heat Exchangers by Winglet Type Vortex Generators", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.37, pp.283-291.

FANN, S., YANG, W. J. and ZHANG, N., (1994), "Local Heat Transfer in a Rotating Serpentine Passage with Rib-Roughened Surfaces", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.37, pp.217-228.

FARHANIEH, B., HERMAN, C. and SUNDEN, B., (1993), "Numerical and Experimental Analysis of Laminar Fluid and Forced Convection Heat Transfer in a Grooved Duct", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.36, pp.1609-1617.

FU, W. S. and TSENG, C. C., (1994), "Enhancement of Heat Transfer for a Tube with an Inner Tube Insertion", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.37, pp.499-509.

FUKAI, J. and MIYATAKE, O., (1993), "Laminar-Flow Heat Transfer within Parallel-Plate Channel with Staggered Baffles", *Heat Transfer-Japanese Research*, Vol.22, pp.171-183.

GEE, D. L. and WEBB, R. L., (1980), "Forced Convection Heat Transfer in Helically Rib-Roughned Tubes", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.23, pp.1127-1136.

GREENSPAN, D., (1973), "Numerical Studies of Viscous, Incompressible Flow Through an Orifice for Arbitrary Reynolds Number", *Int. J. for Numerical Methods in Engineering*, Vol.6, pp.489-496.

GROSE, R. D., (1985), "Orifice Contraction Coefficient for Inviscid Incompressible Flow", *J. of Fluids Engineering*, Vol.107, pp.36-43.

HAN, J. C., (1984), "Heat Transfer and Friction in Channels with Two Opposite Rib-Roughened Walls", *J. of Heat Transfer*, Vol.106, pp.774-781.

HAN, J. C., OU, S., PARK, J. S. and LEI, C. K., (1989), "Augmented Heat Transfer in Rectangular Channels of Narrow Aspect Ratios with Rib Turbulators", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.32, pp.1619-1630.

HIROTA, M., FUJITA, H. and YOKOSAWA, H., (1994), "Experimental Study on Convective Heat Transfer for Turbulent Flow in a Square Duct with a Ribbed Rough Wall (Characteristics of Mean Temperature Field)", *J. of Heat Transfer*, Vol.116, pp.332-340.

HONG, Y. J. and HSIEH, S. S., (1993), "Heat Transfer and Friction Factor Measurements in Ducts with Staggered and In-Line Ribs", *J. of Heat Transfer*, Vol.115, pp.58-65.

HSIEH, S. S. and HONG Y. J., (1989), "Separating Flow Over Repeated Surface-Mounted Ribs in a Square Duct", AIAA Journal, Vol.27, pp.770-776.

HSIEH, S. S., SHIH, H. J. and HONG Y. J., (1990), "Laminar Forced Convection From Surface-Mounted Ribs", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.33, pp.1987-1999.

ICHIMIYA, K., (1987), "Effects of Several Roughness Elements on an Insulated Wall for Heat Transfer from the Opposite Smooth Heated Surface in a Parallel Plate Duct", J. of Heat Transfer, Vol.109, pp.68-73.

KAKAÇ, S., SHAH, R. K. and AUNG, W., (1987), "Handbook of Single-Phase Convection Heat Transfer", John Willey&Sons. Inc. USA. (900)s.)

KAYKAYOĞLU, C. R., (1994), "Hesaplmalı Akışkanlar Dinamiğine Giriş", Ders notları, İSTANBUL. (162)s.)

KAYS, W. M. and LONDON, A. L., (1984), "Compact Heat Exchangers", McGraw-Hill, New York. (335)s.)

KELKAR, K. M. and PATANKAR, S. V., (1987), "Numerical Prediction of Flow and Heat Transfer in a Parallel Plate Channel with Staggered Fins", J. of Heat Transfer, Vol.109, pp.25-30.

METZGER, D. E., BUNKER, R. S. and CHYU, M. K., (1989), "Cavity Heat Transfer on a Transverse Grooved Wall in a Narrow Flow Channel", J. of Heat Transfer, Vol.111, pp.73-79.

MEYER, L., (1980), "Turbulent Flow in a Plane Channel Having One or Two Rough Walls" Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.23, pp.591-608.

MITTAL, R. C. and SHARMA, P. K., "Numerical Solution of a Viscous Incompressible Flow Problem Through an Orifice", Applied Scientific Research, Vol.44, pp.361-375.

NALLASAMY, M. and PRASAD, K. K., (1974), "Numerical Studies on Quasilinear and Linear Elliptic Equations", J. of Computational Physics, Vol.15, pp.429-448.

NALLASAMY, M., (1986), "Numerical Solution of the Separating Flow Due to an Obstruction", Computers & Fluids, Vol.14, pp.59-68.

NIGEN, J. S. and AMON C. H., (1994), "Time-Dependent Conjugate Heat Transfer Characteristics of Self-Sustained Oscillatory Flows in a Grooved Channel", J. of Fluids Engineering, Vol.116, pp.499-507.

NIGRO, F. E. B., STRONG, A. B. and ALPAY, S. A., (1978), "Numerical Prediction of Separated Flows", J. of Fluids Engineering, Vol.100, pp.467-472.

OBOT, N. T., ESEN, E. B. and RABAS T.J., (1990), "The Role of Transition in Determining Friction and Heat Transfer in Smooth and Rough Passage", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.33, pp.2133-2143.

PATANKAR, S. V., LIU, C. H. and SPARROW, E. M., (1977), "Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area", J. of Heat Transfer, Vol.99, pp.180-186.

PATANKAR, S. V., (1980), "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Corporation, New York. (197)s).

PATANKAR, S. V. and PARAKASH, C., (1981), "An Analysis of the Effect of Plate Thickness on Laminar Flow and Heat Transfer in Interrupted-Plate Passages", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.24, pp.1801-1810.

PEREIRA, J. C. F. and SOUSA, J. M. M., (1993), "Finite Volume Calculations of Self-Sustained Oscillations in a Grooved Channel", J. of Computational Physics, Vol.106, pp.19-29.

ROACHE, P.J., (1976), "Computational Fluid Dynamics", Hermose Publishers, Albuquerque, New Mexico. (434)s.).

ROWLEY, G. J. and PATANKAR, S. V., (1984), "Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Circumferential Fins", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.27, pp.553-559.

SETHUMADHAVAN, R. and RAJA RAO, M., (1983), "Turbulent Flow Heat Transfer and Fluid Friction in Helical-Wire-Coil-Inserted Tubes", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.26, pp.1833-1845.

SHUNG, F. and TSENG, C., (1994), "Enhancement of Heat Transfer for a Tube with an Inner Tube Insertion", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.37, pp.499-509.

SPARROW, E. M. and LIU, C. H., (1979), "Heat Transfer, Pressure Drop and Performance Relationships for In-Line, Staggered, and Continuous Plate Heat Exchangers", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.22, pp.1613-1625.

SPARROW, E. M., BALIGA, B. R. and PATANKAR, S. V., (1978), "Forced Convection Heat Transfer from a Shrouded Fin Array with and without Tip Clearance", J. of Heat Transfer, Vol.100, pp.572-579.

STEVEN, J. C. and ALBERT, Y. T., (1988), "Application of Elliptic Grid Generation Technique to the Solution of Hydrodynamics and Heat Transfer of Droplet Arrays at Intermediate Reynolds Numbers", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.31, pp.1063-1072.

STEVEN, C. C. and RAYMOND, P. C., (1990), "Numerical Methods for Engineers", McGraw-Hill Book Company, New York. (812)s.).

TAL, R., LEE, D. N. and SIRIGNANO W. A., (1983), "Hydrodynamics and Heat Transfer in Sphere Assemblages-Cylindrical Cell Models", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.26, pp.1265-1273.

TAL, R., LEE, D. N. and SIRIGNANO W. A., (1984), "Periodic Solutions of Heat Transfer for Flow Through a Periodic Assemblage of Spheres", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.27, pp.1414-1417.

TYSINGER, T. L. and CAUGHEY, D. A., (1992), "Alternating Direction Implicit Methods for the Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal*, Vol.30, pp.2158-2161.

VILEMAS, J. V. and SIMONIS, V. M., (1985), "Heat Transfer and Friction of Rough Ducts Carrying Gas Flow with Variable Physical Properties", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.28, pp.59-68.

WEBB, B. W. and RAMADHYANI, S., (1985), "Conjugate Heat Transfer in a Channel with Staggered Ribs", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.28, pp.1679-1687.

WEN, M. Y. and HSIEH, S. S., (1994), "Evaporative Heat Transfer and Enhancement Performance of Rib-Roughened Tube Annuli with Refrigerant 114", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.37, pp.425-436.

YILMAZ, T., (1977), "Kaydırılmış Levha Dizilerinde Laminar Akışta Isı ve Kütle Transferi", Doçentlik Tezi, K.T.Ü. TRABZON. (173)s).

YILMAZ, T., (1977), "Transfer Proseslerinde Deneysel ve Teorik Bulguların Yaklaşık Eşitliklerle İfadesinde Genel Esaslar", *Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 2/3, s. 41-46.

YILMAZ, T., (1982), "Numerical Solution of Navier-Stokes Equations for Laminar Fluid Flow in Rows of Plates in Staggered Arrangement", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.3, pp.201-206.

YILMAZ, T. ve UMUR, H., (1985), "Laminar Akışta Çeşitli Kesit Alanlı Borularda Basınç Kaybı ve Isı Transferinin Hesaplanması", *Isı Bilimi ve Tekniği 5. Ulusal Kongresi Bildiri Kitabı*, s. 67-78.

YILMAZ, T. ve OĞULATA, R.T., (1988), "Termosifonlarda Isıl Veriminin Yükseltilmesi", Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi, 11/3, s. 9-13.

YILMAZ, T., (1990), "General Equations for Pressure Drop for Laminar Flow in Duct of Arbitrary Cross-Sections", J. of Energy Resources Technology., Vol.112, pp.220-223.

YILMAZ, T. and CIHAN, E., (1993), "General Equation for Heat Transfer for Laminar Flow in Duct of Arbitrary Cross-Sections", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.36, pp.3265-3270.

ZHANG, N., CHIOU, J., FANN, S. and YANG, W. J., (1993), "Local Heat Transfer Distribution in a Rotating Serpentine Rib-Roughened Flow Passage", J. of Heat Transfer, Vol.115, pp.560-567.

ZHANG, Y. M., GU, W. Z. and HAN, J. C., (1994), "Heat Transfer and Friction in Rectangular Channels with Ribbed or Ribbed-Grooved Walls", J. of Heat Transfer, Vol.116, pp.58-65.

ZHU, J. X., FIEBIG, M. and MITRA, N. K., (1995), "Numerical Investigation of Turbulent Flows and Heat Transfer in a Rib-Roughened Channel with Longitudinal Vortex Generators", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.38, pp.495-501.

## **TEŞEKKÜR**

Doktora tez çalışmamın yürütülmesini üstlenerek, çalışmalarım süresince değerli yardımlarını esirgemeyen danışmanım sayın hocam Prof.Dr-İng. Tuncay YILMAZ' a teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca tez süresince beni destekleyen başta hocam Doç.Dr. Beşir ŞAHİN olmak üzere Öğr.Gör. Nilgün İNCE' ye teşekkür ederim.



## **ÖZGEÇMİŞ**

1968 yılında Elazığ' da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Elazığ' da tamamladı. 1989 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi Makina Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünden mezun oldu. Aynı yıl Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans öğrenimine başlayarak Araştırma Görevlisi oldu. 1992 yılında yüksek lisans öğrenimini tamamladı. Aynı yıl Ç.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim dalında doktora öğrenimine başladı. Halen aynı bölümde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.

