

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ATIMLI NEWTONUMSU OLMAYAN AKIŞKAN AKIŞININ
HİDRODİNAMİK VE ISIL İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Ayşe Nur ALTUNKAYA

EYLÜL 2023
TRABZON



KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ATIMLI NEWTONUMSU OLMAYAN AKIŞKAN AKIŞININ
HİDRODİNAMİK VE ISIL İNCELENMESİ

Ayşe Nur ALTUNKAYA

ORCID : - - -

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"DOKTOR (MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 07 / 08 / 2023

Tezin Savunma Tarihi : 12 / 09 / 2023

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Orhan AYDIN
ORCID : - - -

Trabzon 2023

ÖNSÖZ

Karmaşık ve kompakt mühendislik sistemlerinin geliştirilmesi, ilgili sistemlerin bünyelerinde üretilen ısı yüklerinde önemli artışlara sebep olmaktadır. İlgili sistemlerin güvenliği ve performansı açısından bu sistemlerin etkin bir şekilde soğutulması önem arz etmektedir. Bu bağlamda, karşımıza çıkan alternatiflerden biri de atımlı akış uygulamasıdır. Atımlı akışlar, mühendislik, havacılık, tıp, biyomedikal, biyoteknoloji, nükleer enerji, kimya ve gıda gibi birçok alanda karşımıza çıkmaktadır. Bu yaygın uygulama alanı nedeniyle atımlı akışlarda akış ve ısı geçişi araştırmacıların ilgisini çeken bir konu olagelmıştır.

Atımlı akış, daimi ve salınımlı akış bileşenlerinden oluşan kararsız bir akış türüdür. Bu akış türünde, salınımın genliği ve frekansı, akış ve ısı geçişini önemli ölçüde etkileyen sınır tabaka gelişimi ve kalınlığı üzerinde önemli bir rol oynamaktadır.

Bu tez kapsamında, atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı ve ısı geçişi üç temel kanal geometrisi için power-law akışkan modeli üzerinden teorik olarak incelenmiştir.

Doktora tez çalışmamda,engin bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım, her zaman güven ve desteklerini hissettiğim saygıdeğer danışman hocam Prof. Dr. Orhan AYDIN'a ve saygıdeğer hocam Prof. Dr. Mete AVCI'ya teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca, tez izleme komitesinde yer alan bilgi ve tecrübelerini esirgemeyen hocalarım sayın Prof. Dr. Selçuk Han AYDIN'a ve sayın Prof. Dr. Ali Can DALOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Arkadaşlığı ve bilgisi ile bana destek olan Doç. Dr. Övgü Ceyda YELGEL'e, Arş. Gör. Mehmet SAĞLAM'a, Arş. Gör. Ayşe CANDERE'ye ve Arş. Gör. Dr. Ebru ERGÜN'e; sevgisini, desteğini ve özverisini esirgemeyen canım annem Nurşen YOLCUOĞLU'na ve sevgili eşim Engin ALTUNKAYA'ya ve her daim yanımda olan aileme çok teşekkür ederim.

Bu çalışmayı biricik kızlarım Azra ve Erva'ya ithaf ediyorum.

Ayşe Nur ALTUNKAYA

Trabzon 2023

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Doktora Tezi olarak sunduğum “Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışının Hidrodinamik ve Isıl İncelenmesi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Orhan AYDIN’ın sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 12/09/2023

Ayşe Nur ALTUNKAYA

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	VII
SUMMARY	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XV
SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ	XVI
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Atımlı ve Salınımlı Akışlar	3
1.2. Akışkan Türleri.....	5
1.2.1. Newtonumsu Akışkan Davranışı	7
1.2.2. Newtonumsu Olmayan Akışkan Davranışı.....	8
1.2.2a. Sanki-Plastik (İncelen) Akışkanlar	9
1.2.2b. Dilatant (Kalınlaşan) Akışkanlar	10
1.3. Power-law (Ostwald-de Waele) Modeli.....	12
1.4. Literatür Araştırması	12
1.4.1. Atımlı ve Salınımlı Newtonumsu Akışkan Akışı	12
1.4.1a. Analitik Çalışmalar	16
1.4.1b. Sayısal Çalışmalar.....	19
1.4.1c. Deneysel Çalışmalar	23
1.4.2. Atımlı ve Salınımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı.....	24
1.4.2a. Analitik Çalışmalar	25
1.4.2b. Sayısal Çalışmalar.....	25
1.4.2c. Deneysel Çalışmalar	27
1.5. Tezin Amacı ve Kapsamı	28
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	29
2.1. Analitik İnceleme	29
2.1.1. Düzlemsel Kanalda Atımlı Akış	29
2.1.2. Dairesel Kesitli Kanalda Atımlı Akış	42

2.1.3. Eş Merkezli Halkasal Kesitli Kanalda Atımlı Akış	53
2.2. Sayısal İnceleme.....	74
2.2.1. Eş Merkezli Halkasal Kesitli ve Dairesel Kesitli Kanallarda Atımlı Akış.....	74
3. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	79
3.1. Düzlemsel Kanalda Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı	79
3.2. Dairesel Kesitli Kanalda Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı	101
3.3. Eş Merkezli Halkasal Kesitli Kanalda Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı	136
4. SONUÇLAR.....	169
5. ÖNERİLER.....	176
6. KAYNAKLAR	177
ÖZGEÇMİŞ	

ÖZET

Doktora Tezi

ATIMLI NEWTONUMSU OLMAYAN AKIŞKAN AKIŞININ HİDRODİNAMİK VE ISIL İNCELENMESİ

Ayşe Nur ALTUNKAYA

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makina Mühendisliği Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Orhan AYDIN
2023, 187 Sayfa

Bu çalışmada, power-law modeli dikkate alınarak Newtonumsu olmayan akışkanların bazı temel geometrilerdeki (düzlemsel, dairesel kesitli ve eş merkezli halkasal kesitli kanal) atımlı giriş akışının akış ve ısı transferi üzerindeki etkisi analitik olarak incelenmiştir. Akış, hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş ve laminar olarak kabul edilmiştir. Kanal cidarlarında sabit ısı akısı ısı sınır koşulu ele alınmıştır. Süreklilik, momentum ve enerji korunum denklemlerinin çözümünde seri açılımına dayalı pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır. Ayrıca, dairesel kesitli bir kanal içinde laminar atımlı akışta, akışkan için power-law modeli dikkate alınarak; hidrodinamik gelişme uzunluğu sayısal olarak incelenmiştir.

İncelenen her bir geometri için farklı genlik, frekans ve power-law indeksi değerlerinde; ortalama hız, maksimum/minimum ve ortalama sürtünme faktörü, boyutsuz yığın ve cidar sıcaklığı ve Nusselt sayısı verileri elde edilmiştir. Genel karakter olarak; boyutsuz frekansın, belirli bir değer aralığında sürtünme faktörü üzerinde etkili olduğu ve bu aralığın power-law indeksi artışıyla genişlediği görülmüştür. Genliğin sürtünme faktörü üzerindeki etkisinin boyutsuz frekansa göre değiştiği belirlenmiştir. Ayrıca, boyutsuz frekans arttıkça, ortalama Nusselt sayısının kritik bir boyutsuz frekans değerinde maksimum değere ulaştığı ve daha sonra azaldığı belirlenmiştir. İlgili maksimum değer, power-law indeksi ile artarken; genlikten etkilenmediği görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Atımlı Akış, Frekans, Genlik, Power-law Modeli, Isı Transferi

SUMMARY

PhD. Thesis

HYDRODYNAMIC AND THERMAL INVESTIGATION OF PULSATING NON- NEWTONIAN FLUID FLOW

Ayşe Nur ALTUNKAYA

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Mechanical Engineering Graduate Program
Supervisor: Prof. Dr. Orhan AYDIN
2023, 187 Pages

In this study, considering the power-law model, effect of pulsating inlet flow of non-Newtonian fluid in some basic geometries (planar, circular and concentric annular channels) on flow and heat transfer is analytically investigated. The flow is considered hydrodynamically and thermally fully developed and laminar. The uniform heat flux thermal boundary conditions are applied at the walls. Perturbation method based on the series expansion is used to solve the continuity, momentum and energy governing equations. In addition, the hydrodynamic development length is investigated numerically by considering the power-law model in laminar pulsating flow in a circular channel.

The average velocity, maximum, minimum and average friction factors, dimensionless bulk and wall temperatures, and Nusselt number are obtained for different values of amplitude, frequency and power-law indexes for each geometry considered. As a general character, it is observed that the dimensionless frequency is effective on the friction factor for a specific range, and this range enlarges with an increase in the power-law index. It is determined that the effect of the amplitude on the friction factor changes according to the dimensionless frequency. It is also determined that as the dimensionless frequency increases, the averaged Nusselt number reaches a maximum value at a critical value of the dimensionless frequency and then decreases. While the related maximum value increases with the power-law index, it is not affected by the amplitude.

Key Words: Pulsating Flow, Frequency, Amplitude, Power-law Model, Heat Transfer

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. Atımlı akış uygulamaları	1
Şekil 1.2. Atımlı, daimi ve salınımlı akış (Çarpinlioğlu, 2003).....	3
Şekil 1.3. Atımlı akışta etkili parametreler (Esfe vd., 2021)	4
Şekil 1.4. Akışkanın sürekli deformasyon durumu (Zamir, 2000)	5
Şekil 1.5. Newtonumsu akışkan, incelen akışkan ve kalınlaşan akışkana ait akış eğrisi (Rohsenow vd., 1998).....	6
Şekil 1.6. Tek yönlü kayma akışının şematik gösterimi (Chhabra, 2006).....	7
Şekil 1.7. Newtonumsu olmayan akışkan türleri	8
Şekil 1.8. İncelen akışkan davranışı (Dodge, 1958)	10
Şekil 1.9. Dilatant akışkan davranışı (Çelebi, 2009)	10
Şekil 2.1. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düzlemsel kanal).....	29
Şekil 2.2. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (dairesel kesitli kanal)	43
Şekil 2.3. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (halkasal kesitli kanal)	54
Şekil 2.4. Çözüm alanı ve ağ dağılımı	74
Şekil 2.5. İç ve dış cidarlardaki Nusselt sayısının ağ sayısı ile değişimi ($n = 0.7$).....	75
Şekil 2.6. İç ve dış cidarlardaki Nusselt sayısının ağ sayısı ile değişimi ($n = 1$).....	75
Şekil 2.7. İç ve dış cidarlardaki Nusselt sayısının ağ sayısı ile değişimi ($n = 1.4$).....	76
Şekil 3.1. Boyutsuz salınımlı hızın (a) boyutsuz frekansa ve Nusselt sayısının (b) farklı Pr değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi, Nield ve Kuznetsov (2007).....	79
Şekil 3.2. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))	80
Şekil 3.3. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))	81
Şekil 3.4. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))	82
Şekil 3.5. $n = 0.7$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))	83
Şekil 3.6. $n = 1$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	84

Şekil 3.7.	$n = 1.4$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))	85
Şekil 3.8.	$n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi	86
Şekil 3.9.	$n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi	86
Şekil 3.10.	$n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi	87
Şekil 3.11.	$F = 10$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	88
Şekil 3.12.	$\varepsilon = 0.2$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	89
Şekil 3.13.	Ortalama sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	90
Şekil 3.14.	Ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	92
Şekil 3.15.	$Pr = 10$ için boyutsuz pertürbasyon sıcaklığının boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	93
Şekil 3.16.	$Pr = 10$ için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi	95
Şekil 3.17.	$Pr = 10$ ve $\varepsilon = 0.2$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	96
Şekil 3.18.	$Pr = 10$ ve $F = 10$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	97
Şekil 3.19.	$Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	98
Şekil 3.20.	$Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genlikle değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	100
Şekil 3.21.	$A = 0$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun Re sayısına bağlı değişimi ((a) Newtonumsu akışkan ve (b) Newtonumsu olmayan akışkan) ve $A = 1$ ve $Re = 200$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ((c) $n = 1$)	102
Şekil 3.22.	$n = 0.7$ için boyutsuz merkez hızın bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))	103
Şekil 3.23.	$n = 1$ için boyutsuz merkez hızın bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))	104
Şekil 3.24.	$n = 1.4$ için boyutsuz merkez hızın bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))	105

Şekil 3.25. $n = 0.7$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	106
Şekil 3.26. $n = 1$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	107
Şekil 3.27. $n = 1.4$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	108
Şekil 3.28. $Re = 200$ için gelişme uzunluğunun frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)).....	109
Şekil 3.29. $Re = 200$ için gelişme uzunluğunun genliğe bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)).....	110
Şekil 3.30. $n = 0.7$ ve $Re = 200$ için farklı faz açılarındaki boyutsuz hız profillerinin eksenel konuma göre değişimi.....	111
Şekil 3.31. $n = 1$ ve $Re = 200$ için farklı faz açılarındaki boyutsuz hız profillerinin eksenel konuma göre değişimi.....	112
Şekil 3.32. $n = 1.4$ ve $Re = 200$ için farklı faz açılarındaki boyutsuz hız profillerinin eksenel konuma göre değişimi.....	113
Şekil 3.33. $\varepsilon = 1$ ve $F = 10$ için boyutsuz hızın faz açısına bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)), Edwards vd. (1971).....	114
Şekil 3.34. $n = 1$ için Nusselt sayısının farklı Pr değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi, Nield ve Kuznetsov (2007).....	115
Şekil 3.35. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d)).....	116
Şekil 3.36. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d)).....	117
Şekil 3.37. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d)).....	118
Şekil 3.38. $n = 0.7$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	119
Şekil 3.39. $n = 1$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	120
Şekil 3.40. $n = 1.4$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	121
Şekil 3.41. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi.....	122
Şekil 3.42. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi.....	122
Şekil 3.43. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi.....	123

Şekil 3.44. $F = 10$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)).....	124
Şekil 3.45. $\varepsilon = 0.2$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)).....	125
Şekil 3.46. Ortalama sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansla değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)).....	126
Şekil 3.47. Ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde boyutsuz genlikle değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	128
Şekil 3.48. $Pr = 10$ için boyutsuz pertürbasyon sıcaklığının boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	129
Şekil 3.49. $Pr = 10$ için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	131
Şekil 3.50. $Pr = 10$ ve $\varepsilon = 0.2$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	132
Şekil 3.51. $Pr = 10$ ve $F = 10$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	133
Şekil 3.52. $Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansla değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	134
Şekil 3.53. $Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genlikle değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)).....	135
Şekil 3.54. Boyutsuz hızın (a) power-law indeksine, Sefid ve Izadpanah (2013) ve ortalama sürtünme faktörünün (b) yarıçap oranına bağlı değişimi, Rohsenow vd. (1998).....	137
Şekil 3.55. $n = 1$ için iç ve dış cidara ait Nusselt sayısının yarıçap oranına bağlı değişimi, Rohsenow vd. (1998)	137
Şekil 3.56. $n = 0.7$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın periyoda bağlı değişiminin analitik ve sayısal olarak karşılaştırılması ($F = 0.1$ (a), 1 (b), 10 (c) ve 100 (d))	138
Şekil 3.57. $n = 1$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın periyoda bağlı değişiminin analitik ve sayısal olarak karşılaştırılması ($F = 0.1$ (a), 1 (b), 10 (c) ve 100 (d))	139
Şekil 3.58. $n = 1.4$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın periyoda bağlı değişiminin analitik ve sayısal olarak karşılaştırılması ($F = 0.1$ (a), 1 (b), 10 (c) ve 100 (d))	140
Şekil 3.59. $n = 0.7$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))	141
Şekil 3.60. $n = 1$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))	142
Şekil 3.61. $n = 1.4$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))	143

Şekil 3.62. $n = 0.7$ ve $\kappa = 0.5$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	144
Şekil 3.63. $n = 1$ ve $\kappa = 0.5$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	145
Şekil 3.64. $n = 1.4$ ve $\kappa = 0.5$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c)).....	146
Şekil 3.65. $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	147
Şekil 3.66. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz cidar kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi	148
Şekil 3.67. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz cidar kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi	149
Şekil 3.68. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz cidar kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi	149
Şekil 3.69. $n = 0.7$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))	150
Şekil 3.70. $n = 1$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))	151
Şekil 3.71. $n = 1.4$ 'te, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))	152
Şekil 3.72. $n = 0.7$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))	153
Şekil 3.73. $n = 1$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))	154
Şekil 3.74. $n = 1.4$ 'te, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))	155
Şekil 3.75. $\kappa = 0.5$ için ortalama sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	156
Şekil 3.76. $\kappa = 0.5$ için ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	158
Şekil 3.77. $\varepsilon = 0.2$ için ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde κ ile değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	159
Şekil 3.78. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	160

Şekil 3.79. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	161
Şekil 3.80. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	161
Şekil 3.81. $Pr = 10$ için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	162
Şekil 3.82. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	163
Şekil 3.83. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	163
Şekil 3.84. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi.....	164
Şekil 3.85. $Pr = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için ortalama Nusselt sayısının farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansla değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))	165
Şekil 3.86. $n = 0.7$ ve $\kappa = 0.5$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi.....	166
Şekil 3.87. $n = 1$ ve $\kappa = 0.5$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi.....	166
Şekil 3.88. $n = 1.4$ ve $\kappa = 0.5$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi.....	167
Şekil 3.89. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde yarıçap oranı ile değişimi	167
Şekil 3.90. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde yarıçap oranı ile değişimi	168
Şekil 3.91. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde yarıçap oranı ile değişimi	168

TABLÖLAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. Newtonumsu olmayan akışkanlar (Chhabra & Richardson, 2008; Seang, 2019)	9
Tablo 1.2. Akışkan davranışına ait matematiksel modeller (Sochi, 2015)	11
Tablo 1.3. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı rejiminde frekans ve genliğin Nusselt sayısı üzerindeki etkisi.....	13
Tablo 1.4. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı rejiminde frekans ve genliğin zaman ortalamalı Nusselt sayısı üzerindeki etkisi	14
Tablo 1.5. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı rejiminde frekans ve genliğin sürtünme faktörü $(f = 8\tau_w / \rho u_{avg}^2)$ veya sürtünme katsayısı ve zaman ortalamalı sürtünme faktörü $\left(f_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f dt \right)$ üzerindeki etkisi.....	15
Tablo 2.1. Ağ bağımsızlık çalışması.....	76
Tablo 2.2. Çalışmada kullanılan ayrıklaştırma yöntemleri	77
Tablo 3.1. Nusselt sayısının power-law indeksine bağlı değişimi.....	116

SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ

α	: ısı yayılım katsayısı [m^2s^{-1}]
β	: boyutsuz parametre
ε	: boyutsuz genlik
η	: Kıvamlılık parametresi
θ	: boyutsuz sıcaklık
κ	: yarıçap oranı
λ	: maksimum hız noktasının boyutsuz yarıçapı
μ	: dinamik viskozite [Pa s]
ξ	: bağımsız değişken
ρ	: yoğunluk [kgm^{-3}]
τ	: kayma gerilmesi [Pa]
τ^*	: boyutsuz kayma gerilmesi
ω	: açısal frekans [rad/s]
a	: boyutsuz parametre
A	: boyutsuz parametre
Abs	: mutlak değer
c	: boyutsuz parametre
c_p	: özgül ısı [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$]
D_h	: hidrolik çap [m]
f	: sürtünme faktörü
F	: boyutsuz frekans
${}_2F_1$	: hipergeometrik fonksiyon
G	: Green fonksiyonu
h	: ısı taşınım katsayısı [$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$]
H	: boyutsuz parametre
I_v	: v inci basamaktan birinci tür Değiştirilmiş Bessel fonksiyonu
J_v	: v inci basamaktan birinci tür Bessel fonksiyonu
k	: ısı iletim katsayısı [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]
K_v	: v inci basamaktan ikinci tür Değiştirilmiş Bessel fonksiyonu

L	: karakteristik uzunluk [m]
n	: power-law indeksi
Nu	: Nusselt sayısı
p	: basınç [Pa]
P^*	: boyutsuz basınç gradyanı
P_0	: basınç gradyanı [Pa/m]
Pr	: Prandtl sayısı
q''	: ısı akısı [Wm^{-2}]
r_i	: iç yarıçap [m]
r_m	: maksimum hız noktasının yarıçapı [m]
r_o	: dış yarıçap [m]
r^*	: boyutsuz radyal koordinat
Re	: Reynolds sayısı
St	: Strouhal sayısı
t	: zaman [s]
t^*	: faz açısı
T	: sıcaklık [K]
T_L	: maksimum hız noktasına ait sıcaklık [K]
u, v	: yatay ve düşey hız bileşeni [ms^{-1}]
$\bar{u}$	: zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hız [ms^{-1}]
$\bar{u}_0$	: ortalama hız [ms^{-1}]
U	: boyutsuz hız
Wo	: Womersley sayısı
x, y, r	: yatay, düşey ve radyal koordinat
Y_v	: v inci basamaktan ikinci tür Bessel fonksiyonu
Y, R	: boyutsuz düşey ve radyal koordinat

Alt indisler

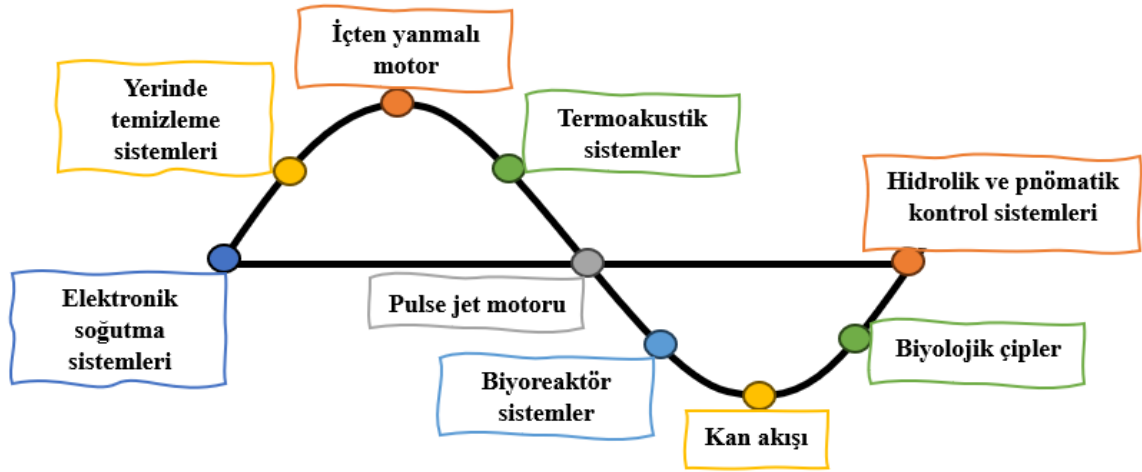
0	: daimi bileşen
1	: salınımlı bileşen (düzlemsel ve dairesel kesitli kanalda), birinci bölgeye ait özellik (halkasal kesitli kanalda)
2	: ikinci bölgeye ait özellik

<i>10,11</i>	: birinci bölgeye ait daimi ve salınımlı bileşen
<i>20,21</i>	: ikinci bölgeye ait daimi ve salınımlı bileşen
<i>avg</i>	: ortalama
<i>b</i>	: yığın
<i>i</i>	: iç cidara ait özellik
<i>o</i>	: dış cidara ait özellik
<i>c</i>	: kanal merkezine ait özellik
<i>v</i>	: sabit
<i>w</i>	: cidara ait özellik



1. GENEL BİLGİLER

Genlik ve frekans değerine bağılı olarak değişken hidrodinamik ve ısıl davranışlar sunan atımlı akış biçimiyle tıp ve mühendislik gibi alanlarda sıklıkla karşılaşılmaktadır. Örneğin, tıp alanında, solunum ve dolaşım sistemlerindeki akışkan hareketi (ana arter ve kılcal damarlardaki kan akışı) (Pontrelli, 1998; Haghighi vd., 2016; Yadav vd., 2020) ve yapay organlar/damarlar (Lin vd., 2011), hastalık tanı ve teşhisinde kullanılan biyolojik çiplerdeki akışkan hareketi, biyoreaktör sistemler (Sano vd, 2020), mühendislik alanında nükleer reaktörler ve içten yanmalı motorların soğutma sistemleri, yerinde temizleme sistemleri (Gillham vd., 2000; Celnik vd., 2006), termoakustik sistemler (Shelton & Majdalani, 2021), kimyasal reaktörlerde ekstraksiyon kolonları, hidrolik ve pnömatik kontrol sistemlerindeki akışkan hareketi atımlı akışın yaygın uygulamalarıdır (Şekil 1.1). İlgili sistemlerin performansının iyileştirilmesi, bünyelerinde ve ara donanımlarında gerçekleşen zaman bağımlı akış ve ısı geçişinin anlaşılması ile mümkün olabilmektedir.



Şekil 1.1. Atımlı akış uygulamaları

Özellikle son yıllarda, biyomühendislik, nanoteknoloji ve eklemeli üretim alanında kaydedilen ilerlemeler, insan vücudunda yer alan farklı boyutlardaki damar ve farklı türlerdeki yapay organ üretimleri gerçekleştirilebilmesine yol vermiştir. İlgili üretimlerin başarısı ana tasarım girdileri olan hidrodinamik (hız ve basınç dağılımı) ve ısıl karakteristiklerin (ısı taşınım katsayısı gibi) yüksek doğrulukta tespitini gerekli kılmaktadır.

Örneğin, hacimsel bir pompa olan kalbin istenen debiyi sağlayabilmesi için ilgili damar sisteminde karşılaşılan sürtünme direncinin bilinmesi gerekmektedir. Bu bilgi, Newtonumsu olmayan kan akışının laminar koşullar altındaki başarılı analizi ile mümkündür.

Atımlı akış uygulamalarının birçoğunda Newtonumsu olmayan akışkanlar ile karşılaşılmaktadır. İlgili uygulamalarda, Newtonumsu akışkan yaklaşımını esas alan analizlerin atımlı akış içeren sistemlerin hidrodinamik ve termal performansını tanımlamada yetersiz kaldığını göstermiştir. Atımlı akışların bir örneği olan biyolojik akış modelleri ile ilgili yapılan çalışmaların önemli bir kısmında, ilgili korunum denklemlerinin analitik çözümün zorluğu nedeniyle Newtonumsu akışkan yaklaşımı kullanılmaktadır. Ancak, atımlı akış ve ısı transferi çalışmalarında kullanılan kan, beyin omurilik sıvısı, eklem sıvısı, tükürük ve mukus gibi biyolojik akışkanlar Newtonumsu olmayan bir davranış sergilemektedir. Bu nedenle, ilgili akışkanların Newtonumsu olarak kabul edildiği çalışmalar günlük hayatta geçerliliğini yitirmektedir. Örneğin, Newtonumsu olmayan beyin omurilik sıvısının dolaşım sırasında tıkanması ile oluşan hidrosetali ve travmatik beyin hasarı gibi hastalıklar beyin işlevlerinde çok önemli bir role sahip olan basınç ve akış dinamiklerindeki değişikliklere sebep olduğundan; bu hastalıklarda atımlı akış kritik bir öneme sahip olmaktadır (Wagshul vd., 2011). Ayrıca kalp, akciğer, böbrek ve karaciğer gibi donör organların korunmasında uygulanan normotermik perfüzyon sırasında bir biyoreaktör sisteminde aralıklı basınçlandırma ile oluşturulan atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı doku hasarını en aza indirerek ilgili organların canlılığını daha uzun süre korumasına yardımcı olmaktadır (Sano vd., 2020). Gıda sektöründe ürünlerin gıda güvenliğini sağlamak ve endüstriyel cihazların temizliğini iyileştirmek için temizlik sistemlerine ihtiyaç duyulmaktadır. İlgili sistemlerde atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı, daha yüksek cidar kayma gerilmesi değerlerine ve buna bağlı olarak temizleme oranının artmasına neden olmaktadır. Daha düşük akış hızları kullanılarak elde edilen yüksek kayma gerilmesiyle temizlik süresi kısaltılmaktadır (Gillham vd., 2000). Böylece hem doğa ve çevre korunmakta hem de ekonomiye katkı sağlanmaktadır.

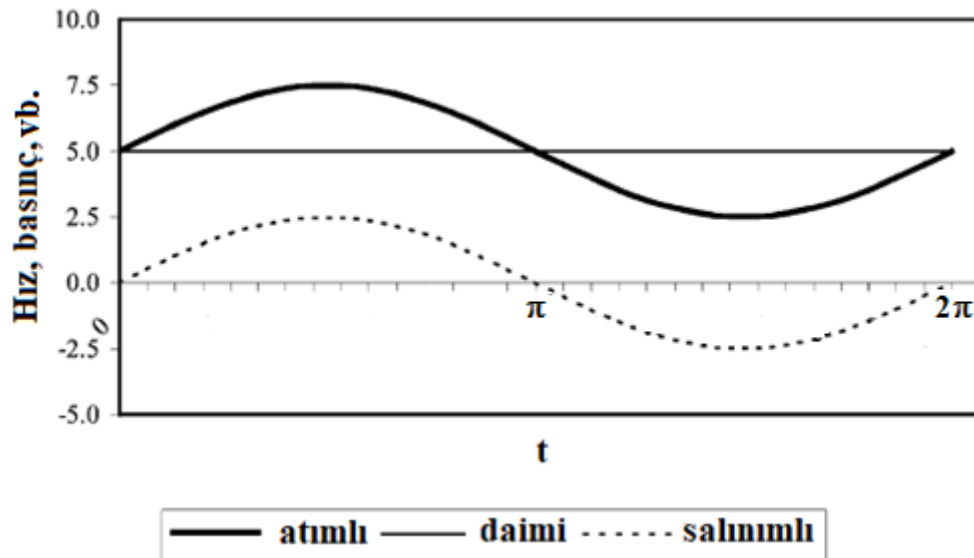
Newtonumsu olmayan akışkanların kullanıldığı filtreleme cihazları, fiber takviyeli kompozitlerin üretimi, katalitik kimyasal reaktörler ve daha birçok endüstri uygulamalarında atımlı akış ve ısı transferi büyük ilgi görmektedir (Marelli & Capobianco 2011; Galindo vd. 2013). Örneğin, biyogaz en önemli yenilenebilir enerji kaynaklarından biridir. Bir biyogaz tesisinde, ısı eşanjörü, atık ısıyı geri kazanmada ve reaktörün çalışma sıcaklığına ulaşması için bulamacı ısıtmada kullanılmaktadır. Biyogaz tesislerinde kullanılan bulamaç,

Newtonumsu olmayan akışkan davranışı sergileyen bir iş akışkanıdır (Chen vd., 2017; Liu vd., 2019). Bulamaçlarda bulunan parçacıklar ve lifler, ısı eşanjörü borularında taşınırken kirlenmeye ve hatta tıkanma sorunlarına neden olmaktadır (Han vd. 2016). Bu nedenle, büyük ölçekli bir reaktörde, çalışma sıcaklığını korumak ve ısı kullanımını azaltmada, atımlı akışın rolü oldukça önemlidir (Chen vd., 2020).

Bu geniş uygulama alanları (elektronik soğutma, tıp, havacılık, kimyasal ve gıda, v.b.) nedeniyle atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı, farklı disiplinlerin (metalurji, biyomedikal, makina mühendisliği, enerji, gıda, v.b.) üzerinde çalıştığı bir konu halini almıştır. Bu bağlamda, ilgili disiplinlerde, teorik ve deneysel çalışmalar yoğun bir şekilde devam etmektedir.

1.1. Atımlı ve Salınımlı Akışlar

Periyodik bir basınç gradyanına maruz kalan akışlar, genellikle salınımlı veya atımlı akış olarak sınıflandırılmaktadır. Şekil 1.2’de görüldüğü gibi; salınımlı akış, ortalama debi değeri sıfır olan (daimi bileşenin olmadığı durum) periyodik bir basınç gradyanı ile oluşturulan akıştır. Atımlı akış ise; daimi bileşen ile zamanla periyodik olarak değişen salınımlı bileşenin bir araya gelmesiyle oluşan bir akış tipidir.



Şekil 1.2. Atımlı, daimi ve salınımlı akış (Çarpınlioğlu, 2003)

Atımlı akış için zamana bağlı hız ve sıcaklık profili analizlerinde Şekil 1.3'te gösterilen parametreler kullanılmaktadır. İlgili parametrelerden frekans; birim zamanda tamamlanan döngü sayısını, genlik; dalga üzerindeki bir noktanın denge konumundan ölçülen maksimum yer değiştirmesi veya hareket ettiği mesafeyi ve Womersley sayısı; boyutsuz frekansı ifade etmektedir.



Şekil 1.3. Atımlı akışta etkili parametreler (Esfe vd., 2021)

Atımlı akıştaki boyutsuz sayılardan biri olan Womersley sayısı, geçici atalet kuvveti ile viskoz kuvveti arasındaki ilişkiyi temsil etmektedir. Womersley sayısı genellikle α veya Wo ile gösterilir ve aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\alpha^2 = \frac{\text{periyodik atalet kuvveti}}{\text{viskoz kuvveti}} = \frac{\rho \omega U}{\mu U L^{-2}} = \frac{\omega L^2}{\nu} \quad (1.1)$$

Burada; L , karakteristik uzunluğu; ω , açısal frekansı ve ν , akışkanın kinematik viskozitesini temsil etmektedir.

Womersley sayısının düşük değerlerinde ($Wo \leq 1.32$), akış alanında viskoz kuvvetler baskın iken, atalet kuvvetleri ihmal edilebilir düzeydedir (Ohmi vd., 1981a,b; Ohmi vd., 1982). Böylece, akış sanki daimi (*quasi-steady*) karakterde olup; hız profili, parabolik bir forma sahiptir. Diğer bir deyişle; akış, basınç gradyanı ile hemen hemen aynı fazdadır. Buna karşın, Womersley sayısının yüksek değerlerinde ($Wo \geq 28$), atalet kuvveti akışta baskın hale geldiği için anlık hız profili bozulur (Ohmi vd., 1981a,b; Ohmi vd., 1982). Bu durumda; akış, uygulanan basınç gradyanının gerisinde kalmaktadır (faz gecikmesi). $1.32 \leq Wo \leq 28$ aralığında ise akış alanında hem viskoz hem de atalet kuvvetlerinin birleşik etkisi görülmektedir.

Ayrıca, Womersley sayısı, Reynolds sayısı ve Strouhal sayısı ile de ifade edilebilmektedir.

$$\alpha^2 = 2\pi \text{Re} St \quad (1.2)$$

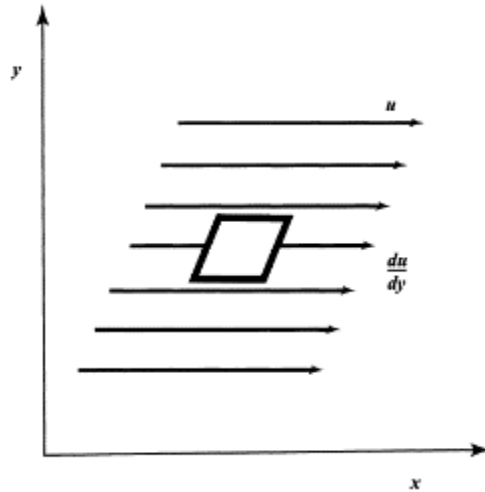
Burada; St , Strouhal sayısı olup; frekansın atım hızına oranı olarak tanımlanmaktadır:

$$St = \frac{fL}{u} \quad (1.3)$$

Atımlı akış çalışmalarında önemli boyutsuz sayılar olan Strouhal ve Womersley sayıları ilgili çalışmalarda boyutsuz frekansı tanımlamakta kullanılmaktadırlar.

1.2. Akışkan Türleri

Bir akışkanın hız gradyanı altında sürekli deformasyon durumu Şekil 1.4'te gösterilmektedir. Uygulanan bir kuvvet veya gerilmeye karşı, akışkanın deformasyona (şekil değiştirme) uğrayarak direnç göstermesi akışkan davranışının bir sonucudur. Akışkana uygulanan kayma gerilmesi, τ ile temsil edilirken; deformasyon hızı, hız gradyanı (kayma hızı, du/dy ($\dot{\gamma}$)) ile temsil edilmektedir.



Şekil 1.4. Akışkanın sürekli deformasyon durumu (Zamir, 2000)

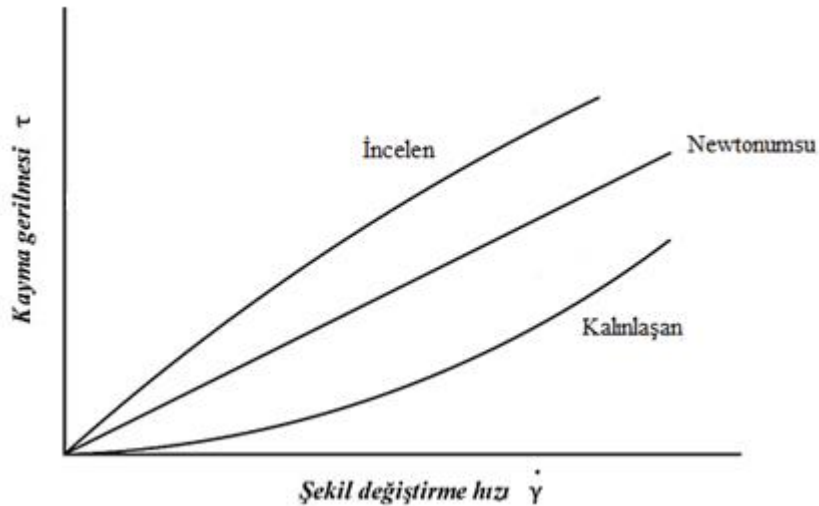
Kayma gerilmesi ile kayma hızı arasındaki ilişki, reoloji (akış bilimi) olarak bilinen bilimin temelini oluşturmaktadır. Metzner (1965), reolojik davranışlarına göre akışkanları üç ana kategoride sınıflandırmaktadır.

1. Tamamen viskoz akışkanlar
2. Zaman bağımlı akışkanlar
3. Viskoelastik akışkanlar

Newtonumsu akışkanlar, tamamen viskoz akışkanların bir alt sınıfıdır. Tamamen viskoz, Newtonumsu olmayan akışkanlar iki kategoriye ayrılmaktadır: incelen (*shear thinning*) veya sanki-plastik (*pseudo-plastic*) akışkanlar ve kalınlaşan (*shear thickening-dilatant*) akışkanlar. Bu tür akışkanları tanımlayan denklemin genel formu aşağıda verilmektedir:

$$\tau_{ij} = \mu_{ij} (I, II, III) d_{ij} \quad (1.4)$$

Burada; μ , akışkanın viskozitesi olup; kayma hızına bağlı ve zamandan bağımsızdır. μ , incelen akışkanlar için gerilme tensörü (d_{ij}) sabitleri I, II ve III'ün azalan bir fonksiyonu iken; kalınlaşan akışkanlar için bu sabitlerin artan bir fonksiyonudur. İlgili akışkanların karakteristik akış eğrileri Şekil 1.5'te gösterilmektedir.

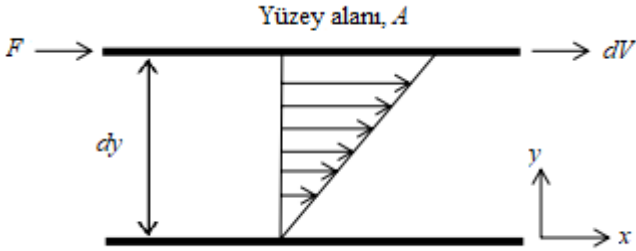


Şekil 1.5. Newtonumsu akışkan, incelen akışkan ve kalınlaşan akışkana ait akış eğrisi (Rohsenow vd., 1998)

1.2.1. Newtonumsu Akışkan Davranışı

Akışkana uygulanan kayma gerilmesi ile kayma hızı arasındaki ilişki lineer ise akışkan “Newtonumsu akışkan” olarak tanımlanmaktadır. Hava, su, benzin ve süt gibi akışkanlar Newtonumsu akışkanlara örnek olarak verilebilir.

İki paralel düzlem arasında sınırlandırılmış ince bir akışkan tabakası Şekil 1.6’da gösterilmektedir. Alt düzlem hareketsiz iken üst düzleme uygulanan sabit bir F kesme kuvveti ile akışkan sürekli olarak deforme olmaya zorlanmakta ve bu kuvvet, akışkanın viskozitesinden kaynaklanan bir sürtünme kuvveti ile dengelenmektedir. Böylece birim alan başına düşen kesme kuvveti, hız gradyanı ile orantılı olmaktadır.

$$\frac{F}{A} = \tau \propto \dot{\gamma} \left(= \frac{dV}{dy} \right) \quad (1.5)$$


Şekil 1.6. Tek yönlü kayma akışının şematik gösterimi (Chhabra, 2006)

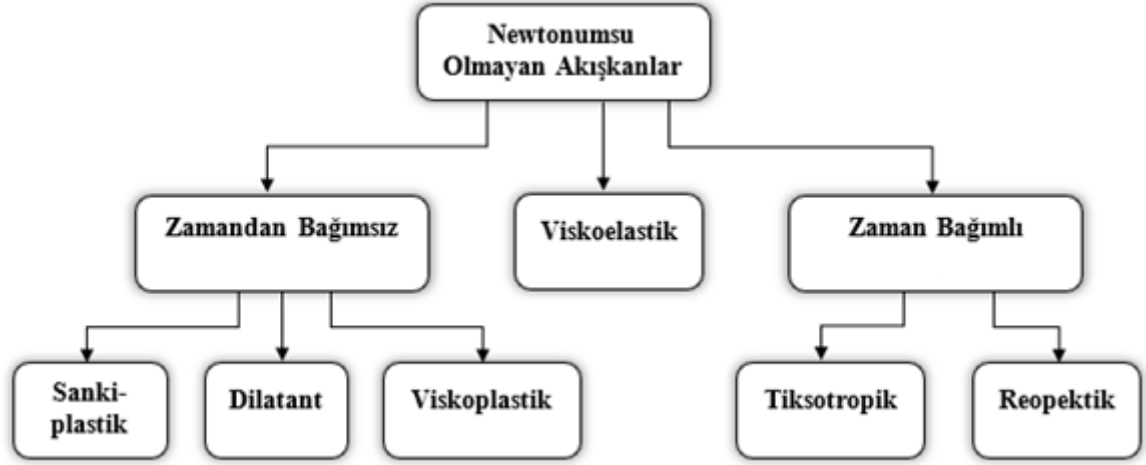
Kayma gerilmesinin kayma hızına oranı viskozite, μ , olarak tanımlanmaktadır. İlgili akışkanda viskozite kayma hızından bağımsız iken yalnızca sıcaklık ve basınca bağlıdır (Chhabra, 2006). Newtonumsu sıkıştırılmaz laminer bir akışkan akışında kayma gerilmesi, kayma hızı ve viskozitenin çarpımına eşit olacağından (Chhabra & Richardson, 2008), (1.5) numaralı denklemde belirtilen orantı,

$$\tau = \mu \dot{\gamma} = \mu \left(-\frac{dV}{dy} \right) \quad (1.6)$$

formunda yazılabilir.

1.2.2. Newtonumsu Olmayan Akışkan Davranışı

Newtonumsu olmayan akışkan, Şekil 1.5'te de görüldüğü üzere akış eğrisi lineer olmayan, bir başka ifadeyle viskozitesi belirli bir sıcaklık ve basınçta sabit olmayan akışkan türüdür. Şekil 1.7'de Newtonumsu olmayan akışkan türlerine ait şema gösterilmektedir.



Şekil 1.7. Newtonumsu olmayan akışkan türleri

Newtonumsu akışkan davranışında verilen (1.6) numaralı denklem, Newtonumsu olmayan akışkanlara uygulandığında, orantı sabiti olan μ , belirli bir sıcaklık ve basınç değerinde artık sabit değildir. Bu nedenle; viskozite, kayma gerilmesi ve kayma hızının bir fonksiyonu olan görünür viskozite, μ_{app} , olarak tanımlanmaktadır.

$$\mu_{app}(\dot{\gamma}) = \tau / \dot{\gamma} \quad (1.7)$$

Newtonumsu olmayan akışkanlar, ısı eşanjörleri, gıda ve ilaç endüstrisi, polimer işleme, yağlayıcılar (lubricants), güneş kolektörleri gibi birçok mühendislik ve endüstriyel alanlarda (Maghmoumi vd., 2008; Gheynani vd., 2018; Abdollahi-Moghaddam vd., 2018; Amiri vd., 2019; Goodarzi vd., 2018; Maleki vd., 2019) kullanılmakta; ayrıca, bu akışkan türleriyle günlük hayatta da sıklıkla karşılaşilmektedir. Newtonumsu olmayan akışkanlara ait örnekler ise Tablo 1.1'de gösterilmektedir.

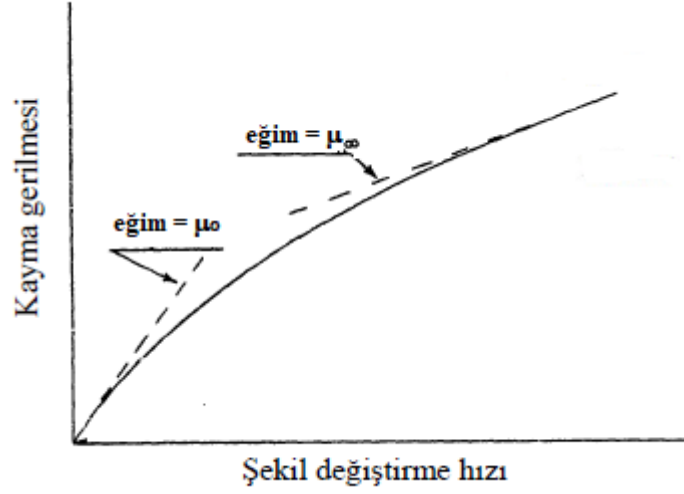
Tablo 1.1. Newtonumsu olmayan akışkanlar (Chhabra & Richardson, 2008; Seang, 2019)

Kategoriler	Akışkan örnekleri
Sanayi ve inşaat ürünleri	Sondaj çamuru, çimento karışımı, harç, sıva, boya, gres yağları, makine yağları, silikon yağı, plastikler, kauçuk, polimer eriyik ve çözeltiler, yapıştırıcılar
Biyolojik akışkanlar	Kan, göz sıvısı, eklem sıvısı, salya
Biyomedikal ve farmakolojik ürünler	Süspansiyonlar, kremler, köpükler
Gıda ürünleri	Dondurma, mayonez, meyve-sebze konsantreleri, yumurtanın beyazı, soslar, reçel, peynir, tereyağı, yoğurt, peynir altı suyu ve çikolata
Kişisel bakım ürünleri	Diş macunu, el kremleri, losyonlar, traş köpüğü ve şampuan
Atık ürünleri	Maden atıkları, nükleer atık, kırmızı çamur, artıma çamuru
Doğal ürünler	Lav, ham petrol, sakız

1.2.2a. Sanki-Plastik (İncelen) Akışkanlar

Newtonumsu olmayan akışkan davranışının en yaygın türü olan sanki-plastik, sonsuz küçük bir kayma gerilmesinin akışı başlatacağı (yani, akış eğrisinin orijinden geçtiği) ve artan kayma hızıyla kayma gerilmesinin azalarak arttığı davranıştır (Şekil 1.5).

İncelen akışkanlarda şekil değiştirme hızının artması sonucunda görünür viskozite, Şekil 1.8’de görüldüğü gibi sıfır kayma viskozitesinden, μ_0 , sonsuz kayma viskozitesine, μ_∞ , kadar azalmaktadır (Dodge, 1958). Diğer bir deyişle, ilgili akışkan davranışında şekil değiştirme hızının artması sonucunda görünür viskozite azalmaktadır.

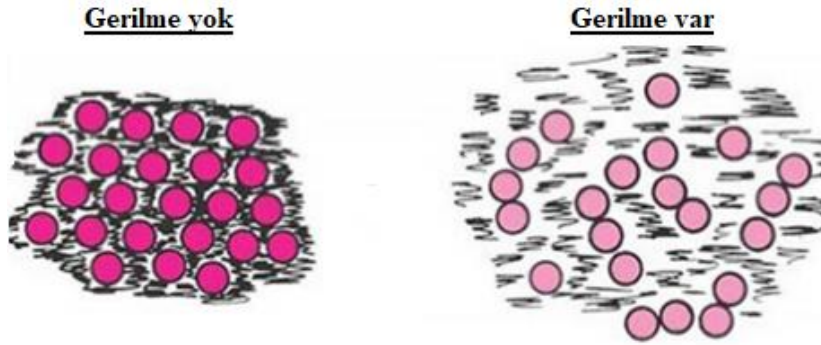


Şekil 1.1. İncelen akışkan davranışı (Dodge, 1958)

Bu akışkanlar, şekil değiştirme hızı ile kayma gerilimi arasındaki ilişki doğrusal olmamasına karşın, çok yüksek ve çok düşük mertebelerde şekil değiştirme hızına maruz kaldığında Newtonumsu davranış sergilemektedirler. Endüstriyel ve biyolojik süreçlerde bulunan incelen akışkanlara ketçap, boya ve kan örnekleri verilebilir.

1.2.2b. Dilatant (Kalınlaşan) Akışkanlar

Sanki-plastikler gibi dilatant akışkanlar da lineer olmayan bir kayma gerilmesi-kayma hızı ilişkisine sahiptir. Bu akışkanlar, artan kayma gerilmesi ile görünür viskozitenin artması nedeniyle sanki-plastiklerin tersi davranış göstermektedirler. Dilatant akışkanlara; kil, şeker çözeltileri, mısır nişastası-su karışımı gibi süspansiyonlar örnek olarak verilebilir. Şekil 1.9'da kalınlaşan akışkan davranışına ait şematik gösterim verilmektedir.



Şekil 1.2. Dilatant akışkan davranışı (Çelebi, 2009)

Şekilde, parçacıklar durgun haldeyken aralarındaki boşluk hacmi minimum olmaktadır. Süspansiyondaki akışkan miktarı, boşlukları doldurmak için yeterlidir ve parçacıkların düşük kayma hızlarında birbirine göre hareket etmesine izin vermektedir. Ancak, kayma hızı arttıkça süspansiyon karışımı genişlemekte/kabarmakta, Şekil 1.9'da görüldüğü gibi parçacıklar arasındaki boşluk hacminde önemli bir artışa neden olmaktadır. Bu durumda, akışkan miktarı katı parçacıklar arasındaki artan boşlukları doldurmak için yetersiz kalmaktadır. Böylece, parçacıklar artık akışkan tarafından tamamen ıslatılamadığı için akışa karşı daha yüksek bir direnç oluşturmakta ve bu durum, artan kayma hızı ile görünür viskozitenin artmasına neden olmaktadır.

Akışkanların Newtonumsu olmayan akış davranışını tanımlamak için birçok matematiksel model önerilmiştir. İncelen ve kalınlaşan akışkanlar için kullanılan matematiksel modellere; power-law, Carreau, Cross ve Ellis modelleri örnek olarak verilebilir (Tablo 1.2). Tez kapsamında akış davranışının modellenmesinde power-law (Ostwald-de Waele olarak da adlandırılmaktadır) matematiksel modeli kullanılmıştır.

Tablo 1.2. Akışkan davranışına ait matematiksel modeller (Sochi, 2015)

Model	Denklem	Viskozite	Parametreler
Power-law	$\tau = K\dot{\gamma}^n$	$\mu = K\dot{\gamma}^{n-1}$	K (Pa.s ⁿ) n (boyutsuz)
Carreau	$\tau = \left(\mu_{\infty} + \frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{[1 + (a\dot{\gamma})^2]^{m/2}} \right) \dot{\gamma}$	$\mu = \mu_{\infty} + \frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{[1 + (a\dot{\gamma})^2]^{m/2}}$	μ_0 (Pa.s) μ_{∞} (Pa.s) a (s) m (boyutsuz)
Cross	$\tau = \left(\mu_{\infty} + \frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{1 + a\dot{\gamma}^m} \right) \dot{\gamma}$	$\mu = \mu_{\infty} + \frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{1 + a\dot{\gamma}^m}$	μ_0 (Pa.s) μ_{∞} (Pa.s) a (s ^m) m (boyutsuz)
Ellis	$\tau = \left(\frac{\mu_0}{1 + a\tau^{m-1}} \right) \dot{\gamma}$	$\mu = \frac{\mu_0}{1 + a\tau^{m-1}}$	μ_0 (Pa.s) a (Pa ^{1-m}) m (boyutsuz)

1.3. Power-law (Ostwald-de Waele) Modeli

İncelen ve kalınlaşan akışkan türleri için kayma gerilmesi/kayma hızı ilişkisi genellikle power-law modeli ile tanımlanmaktadır. İlgili modele ait denklem;

$$\tau = K \dot{\gamma}^n \quad (1.9)$$

formundadır. Burada; K , kıvamlılık parametresini ve n ise power-law indeksini ifade etmektedir.

Newtonumsu akışkandaki sapmanın derecesi olan n 'nin değeri; sanki-plastik olanlar için 0 ile 1 arasında değişirken, Newtonumsu akışkanlar için 1, dilatant davranış için 1'den daha yüksektir. Bu ilişki, geniş bir kayma hızı aralığında geçerli olmaktadır. Ancak, $\dot{\gamma}$ 'nin çok düşük veya çok yüksek değerlerinde ilişki geçerliliğini yitirmekte ve akışkanlar Newtonumsu akışkan davranışına yaklaşmaktadır (Dodge, 1958).

1.4. Literatür Araştırması

Çalışma kapsamında detaylı bir literatür araştırması yapılmasına karşın; bu bölümde tez konusuyla doğrudan ilişkili, atımlı ve salınımlı akış çalışmalarına yer verilmiştir.

1.4.1. Atımlı ve Salınımlı Newtonumsu Akışkan Akışı

Farklı geometrik kesitlere sahip kanallarda atımlı Newtonumsu akışkan akışı ve ısı transferi, analitik, sayısal ve deneysel olarak birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Literatürde ilgili konuyu dikkate alan çok sayıda derleme çalışması (Zhao & Cheng, 1998; Carpinlioglu & Gundogdu, 2001; Ye vd., 2021; Esfe vd., 2021; Mousa vd., 2021) mevcuttur. İlgili çalışmalar özet halinde Tablo 1.3, 1.4 ve 1.5'te, detaylı olarak ise aşağıda verilmektedir.

Tablo 1.3. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı rejiminde frekans ve genliğin Nusselt sayısı üzerindeki etkisi

Araştırmacılar/ Kanal Geometrisi	Frekans Aralığı	Genlik Aralığı	Nusselt Sayısı $\left(Nu = \frac{hD_h}{k} \right)$
Sorour ve Estafanous (1988) / Düzlemsel		$\lambda = 0 - 3Pr$	Genlik azaldıkça, daimi akış durumundaki değerine yaklaşmaktadır.
Moschandreou ve Zamir (1997) / Dairesel	$\omega = 0 - 40$	$\beta = 0.1 - 1$	Frekansın düşük ve yüksek değerlerinde azalmakta iken; orta değerlerinde artmaktadır. Genliğin artışıyla artmaktadır.
Hemida vd. (2002) / Dairesel	$\Omega = 0 - 40$	$\beta = 0.5 - 1.5$	Frekans arttıkça azalırken; genlik arttıkça artmaktadır.
Kuznetsov ve Nield (2006) / Düzlemsel ve dairesel	$\omega = 10^{-2} - 10^6$		Frekans arttıkça, kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır.
Nield ve Kuznetsov (2007) / Düzlemsel ve dairesel	$\omega = 0.1 - 10$		Frekans arttıkça kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır.
Yan vd. (2010) / Düzlemsel ve dairesel	$n = 0 - 0.5$		Frekans arttıkça artmaktadır.
Rahgoshay vd. (2012) / Dairesel	$St = 0.5 - 5$	$A = 0.2 - 0.7$	Frekans ve genliğin artışıyla artmaktadır.
Karami vd. (2014) / Bükümlü boru	$\alpha = 12.14$	$\beta = 1 - 2.5$	Genliğin artışıyla artmaktadır.
Yuan vd. (2016) / Dairesel	$\omega = 0.1 - 10$	$\gamma = 0.05 - 0.5$	Frekans arttıkça kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır. Genliğin artışıyla artmaktadır.
Blythman vd. (2019) / Dikdörtgen	$Wo = 1.4 - 22.1$	$A_0 = 0.35 - 1.75$	Frekans ve genliğin artışıyla azalmaktadır.

Tablo 1.4. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı rejiminde frekans ve genliğin zaman ortalamalı Nusselt sayısı üzerindeki etkisi

Araştırmacılar/ Kanal Geometrisi	Frekans Aralığı	Genlik Aralığı	Zaman Ortalamalı Nusselt Sayısı $\left(Nu_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu dt \right)$
Faghri vd. (1980) / Düzlemsel	$M = 2-5$	$\gamma = 1-15$	Değişim olmamaktadır.
Cho ve Hyun (1990) / Dairesel	$\beta = 1-15$	$A = 0.01-0.3$	Genlik sabit iken frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır. Genliğin artışıyla, düşük ve yüksek frekans değerlerinde azalmakta; orta frekans değerlerinde artmaktadır.
Kim vd. (1993) / Düzlemsel	$M = 0-10$	$A = 0-0.75$	Düşük ve orta frekans değerlerinde değişimler daha farkedilebilir.
Chung ve Hyun (1994) / Kavisli boru	$Wo = 2.5-20$	$k = 0.5-1$	Düşük frekans değerlerinde daimi akışla kıyaslandığında daha düşük değer almaktadır. Orta ve yüksek değerlerde değişim olmamaktadır.
Liao vd. (1994) / Düzlemsel	$\alpha = 0.1-2$		Frekansın artışıyla artmaktadır.
Guo vd. (1997) / Dairesel	$Wo = 0.1-10$	$A = 0-2$	Frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır.
Myrum vd. (1997) / Düşey konumlu dairese	$f = 0-60 \text{ Hz}$	$a = 0-0.8$	Frekans ve genliğin artışıyla artmaktadır.
Yu vd. (2004) / Dairesel	$\omega^* = 0.1-50$	$\gamma = 0.5$	Değişim olmamaktadır.
Chattopadhyay vd. (2006) / Dairesel	$St = 0.1-20$	$A = 0.1-1$	Değişim olmamaktadır.
Brereton ve Jiang (2006) / Düzlemsel ve dairese	$Wo = 1-50$	$\frac{U'}{U_0} = 0.5-2.5$	Frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır. Genliğin artışıyla artmaktadır.
Mostafa vd. (2007) / Dairesel	$\Omega = 0-30$	$A_o = 1-16$	Frekansın artışıyla azalmaktadır.

Tablo 1.4'ün devamı

Huang ve Yang (2008) / Düzlemsel	$St = 0 - 2$	$A = 0.05 - 0.9$	Frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır. Genliğin artışıyla artmaktadır.
Forooghi vd. (2011) / Düzlemsel	$Wo = 0 - 20$	$A = 0 - 1.8$	Frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce azalmakta; sonra artmaktadır.
Al-Sumaily ve Thompson (2013) / Dairesel	$St = 0 - 2$	$A = 0.2 - 3$	Frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır.
Yin ve Ma (2013) / Kılcal boru	$\omega^* = 0.1 - 50$	$\gamma = 10^{-4} - 1$	Önce artmakta; sonra azalmaktadır.
Jafari vd. (2013) / Dalgalı kanal	$St = 0.05 - 1$	$A = 0 - 0.25$	Frekansın artışıyla kritik bir frekans değerine kadar önce artıp; sonra azalmaktadır. Genliğin artışıyla artmaktadır.

Tablo 1.5. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı rejiminde frekans ve genliğin sürtünme faktörü $\left(f = 8\tau_w / \rho u_{avg}^2 \right)$ veya sürtünme katsayısı ve zaman ortalamalı sürtünme faktörü

$$\left(f_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f dt \right) \text{ üzerindeki etkisi}$$

Araştırmacılar/ Kanal Geometrisi	Frekans Aralığı	Genlik Aralığı	Bulgular
Phillips ve Chiang (1973) / Dairesel	$R\sqrt{\frac{\omega}{v}} = 1 - 10$	$\frac{A_1}{A_0} = 0.1 - 10$	Düşük genlik değerinde zaman ortalamalı sürtünme faktörü 1'e eşit ve frekanstan bağımsız iken; sabit genlik değerinde frekans arttıkça azalmaktadır.
Ohmi vd. (1981) / Dairesel	$\omega' = 1.32 - 28$		Düşük frekans değerinde anlık sürtünme faktörü neredeyse $64/Re$ eşit iken; orta ve yüksek frekans değerlerinde hızlanma ve yavaşlama bölgelerinde sırasıyla $64/Re$ değerinden daha yüksek veya daha düşük olmaktadır.

Tablo 1.5'in devamı

Chan vd. (2002) / Dairesel	$\beta = 6-15$	$A = 0.1-1$	Frekans arttıkça sürtünme katsayısı artmaktadır.
Cho ve Hyun (1990) / Dairesel	$\beta = 1-15$	$A = 0.01-0.3$	Frekansın artışıyla zaman ortalamalı sürtünme katsayısı azalmaktadır. Genliğin artışıyla artmaktadır.
Majdalani (2008) / Düzlemsel	$k = 0-10$		Frekansın artışıyla sürtünme katsayısı artmaktadır.
Aygün ve Aydın (2014a) / Dairesel	$F = 1.07-402$		Frekansın artışıyla sürtünme katsayısı artmaktadır.

1.4.1a. Analitik Çalışmalar

Zamanla değişen bir basınç gradyanına maruz kalan bir boru içerisindeki sıkıştırılamaz bir akışkanın atımlı akış problemi bazı araştırmacılar (Richardson, 1927; Grace, 1928; Richardson & Tyler, 1929; Sexl, 1930) tarafından incelenmiş ve ilgili problemde gözlemlenen “halkasal etki” tanımlanmıştır (yani aksenal hız, daimi akışın aksine maksimum değerini; merkezde değil, kanal cidarına yakın bölgede almaktadır). Tam gelişmiş atımlı boru akışında hız dağılımının elde edilmesine yönelik ilk analitik çalışmalar, Sexl (1930) tarafından gerçekleştirilmiştir. Aynı problem için bazı araştırmacılar (Szymanski, 1932; Christopherson vd., 1938; Schonfeld, 1949; Lambossy, 1952, Thurston, 1952; Womersley, 1955b; Uchida, 1956) tarafından daha kapsamlı çalışmalar yapılmıştır. Özellikle, Womersley (1955b) ve Uchida (1956) aynı problemi tekrar çözerek, basınç gradyanı, ortalama yığın hızı ve kayma gerilmesi arasındaki faz gecikmesi ve genlik ilişkisini incelemişlerdir. Womersley (1955b), düz bir borudaki atımlı Newtonumsu akışkan akışını, tam gelişmiş laminar akış koşulu altında analitik olarak incelemiştir. Atım basıncı ile akış arasındaki faz gecikmesinin düşük frekans değerlerinde 0° olma eğiliminde olduğu, yüksek değerlerde ise asimptotik bir artışla 90° 'ye yaklaştığı sonucuna varılmıştır. Uchida (1956), laminar atımlı bir boru akışında frekansın hem hız alanı hem de kayma gerilmesi üzerindeki etkisini analitik olarak araştırmıştır. Tam gelişmiş hız profilinin, düşük frekans aralıklarında parabolik şeklini korurken; yüksek frekans aralıklarında dairesel bir şekil olarak önemli bir değişim gösterdiğini vurgulamıştır.

Atabek ve Chang (1961), Navier-Stokes denklemlerinin atalet terimlerindeki eksenel hızı tüm akış alanı boyunca sabit varsayarak gelişmekte olan laminar, sıkıştırılmaz bir boru akışına analitik bir yaklaşım uygulamıştır. Bu yaklaşım doğrusal olmayan terimleri hareket denklemlerinden çıkararak, analitik bir çözüm elde edilmesini sağlamıştır. Ayrıca, periyodik hız profiline sahip dairesel kesitli bir kanal içindeki atımlı akış durumunda gelişme uzunluğu, ilk olarak Atabek ve Chang (1961) tarafından analitik olarak çalışılmıştır. α (frekans) = 4 için salınımlı gelişme uzunluğunun döngü boyunca yaklaşık $L/aR = 0.104-0.204$ (L , giriş uzunluğu; aR , boyutsuz boru yarıçapı) değerleri arasında değiştiği; ancak, dalga şeklinin korunduğu görülmüştür. Daimi durumda elde edilen gelişme uzunluğu ($L/aR = 0.16$) ise Daily ve Harleman (1966) tarafından elde edilen gelişme uzunluğundan ($L/D_h = 0.26$) oldukça düşüktür.

Siegel ve Perlmutter (1962), sabit duvar sıcaklığı termal sınır koşuluna maruz kalan iki boyutlu paralel plakalar arasındaki atımlı akışın ısı transfer özelliklerini analitik olarak araştırmışlardır. Isı transferi hızının atımlı akış frekansına bağlı olduğunu gösteren Siegel ve Perlmutter (1962), öngörülen sabit yüzey sıcaklığı ısı sınır koşulunda Nusselt sayısının ısı transferini iyileştirebilecek nitelikte, periyodik bir eksenel değişim gösterdiğini belirlemişlerdir.

Ohmi vd. (1981a, b), belirli matematiksel yaklaşımlara bağlı olarak sanki daimi, orta ve baskın ataletli akış rejimlerinin sınırlarını (boru akışı için $Wo = 1.32$ ve 28) tanımlamışlardır. Kita vd. (1982), hem yüzey sıcaklığının hem de akışkan özelliklerinin sabit olduğunu varsayarak; dairesel kesitli bir kanal içindeki laminar atımlı akışı analitik olarak incelemişlerdir. Cidardaki anlık sürtünme faktörü için seri açılımına dayalı bir denklem elde etmişlerdir. Ayrıca, Nusselt sayısı frekansa ve genliğe bağlı olduğunu, Prandtl sayısından ise bağımsız olduğunu vurgulamışlardır.

Zhao ve Cheng (1998), tam gelişmiş laminar sinüzoidal olarak ileri geri hareket eden bir akışın basınç düşümünü analitik ve deneysel olarak incelemişlerdir. İlgili akışta iki boyutsuz parametrenin (salınım genliği ve kinetik Reynolds sayısı) etkili olduğu vurgulanmıştır. Anlık ve çevrim ortalamalı sürtünme katsayılarının analitik ifadelerini bu iki parametreye bağlı olarak elde etmişlerdir.

Moschandreou ve Zamir (1997), sabit ısı akışı ısı sınır koşuluna sahip bir boruda atımlı akışın ısı transferi üzerindeki etkisini incelemişlerdir. Green fonksiyonu yöntemini kullanarak hem tam gelişmiş sıcaklık profili hem de Nusselt sayısı için analitik ifadeler elde etmişlerdir. Frekansın orta değerlerinde ($\omega = 5-25$) atımlı akışın ısı transferi üzerinde

iyileştirici bir etkisinin olduğunu; frekansın bu aralığın dışında olduğu durumlarda ise tam tersi bir eğilimin olduğunu vurgulamışlardır.

Yu vd. (2004), cidarda sabit ısı akısı ısı sınır koşuluna sahip dairesel bir kanal içinde atımlı laminer ısı transferini analitik olarak incelemiştir. Sıcaklık dağılımı ve Nusselt sayısının boyutsuz atımlı akış frekansına, genliğe ve Prandtl sayısına göre periyodik bir değişim gösterdiğini belirtmişlerdir.

Brereton ve Jiang (2006), düzlemsel ve dairesel kesitli kanallarda laminer daimi olmayan akış ve ısı transferini araştırmışlardır. Ortalama Nusselt sayısındaki artış ve azalışın akış parametrelerine ve uygulanan dalga formunun tipine bağlı olduğunu göstermişlerdir.

Pertürbasyon yöntemini kullanarak düzlemsel ve dairesel kesitli bir kanal içinde zorlanmış taşınım problemini inceleyen Nield ve Kuznetsov (2007), düşük genlikle salınan bir basınç gradyanını dikkate alarak zaman ortalamalı hız, sıcaklık dağılımı ve Nusselt sayısı için analitik ifadeler elde etmişlerdir. Nusselt sayısının frekans ve Prandtl sayısına bağlı olarak değiştiğini vurgulamışlardır. Pr arttıkça, Nusselt sayısının salınımlı bileşeninin genliği azalmaktadır. Sabit bir Pr değerinde, artan frekans ile Nu artmakta ve maksimum değerine ulaştıktan sonra azalmaktadır.

Haddad vd. (2010), atımlı laminer sıkıştırılmaz tam gelişmiş kanal ve boru akışlarında ters akış olgusunu ayrıntılı olarak analiz etmişlerdir. Hız, debi, basınç gradyanı ve cidar kayma gerilmesinin Fourier katsayıları arasındaki analitik ifadeleri elde etmişlerdir.

Yan vd. (2011) dairesel kesitli bir kanal içinde Prandtl sayısı, genlik ve frekansın Nusselt sayısı üzerindeki etkilerini teorik olarak incelemiştir. Nusselt sayısının genliğin ve Prandtl sayısının artmasıyla arttığını ve frekans ile doğrusal bir ilişkisi olduğunu belirlemişlerdir.

Chang vd. (2012), laminer atımlı akışta basınç gradyanı ile debi arasındaki faz gecikmesini düzlemsel ve dairesel kesitli kanallarda teorik olarak incelemiştir. Faz gecikmesinin, atım frekansının tanımında yer alan boru yarıçapı veya kanal yüksekliği ile arttığı; akışkan viskozitesinin artmasıyla ise tam tersi durumun olduğu açıklanmıştır. Ayrıca, salınım genliğinin faz gecikmesini etkilemediği belirtilmiştir.

Yin ve Ma (2013), bir kılcal borudaki salınımlı akışın ısı transfer katsayısı üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Sabit ısı akısı ısı sınır koşulu öngörülen kanalda, sinüzoidal dalga formuna sahip laminer bir akış için hız ve sıcaklık dağılımları ve Nusselt sayısının analitik çözümlerini elde etmişlerdir. Boyutsuz frekans, genlik ve Prandtl sayısının ısı transferini etkileyen önemli parametreler olduğunu belirtmişlerdir. Frekans ve genliğin artışıyla ısı

transferinin iyileştiğini ve maksimum Nusselt sayısı için optimum bir Prandtl sayısının olduğunu ifade etmişlerdir.

Aygün ve Aydın (2014a, 2014b), hem gelişmekte olan hem de tam gelişmiş piston tahrikli atımlı akışta, frekansın hız profili ve sürtünme katsayısı üzerindeki rolünü incelemek için analitik, sayısal ve deneysel çalışmalar gerçekleştirmişlerdir. Artan frekans ile hızın ve sürtünme faktörünün genliğinin arttığını belirlemişlerdir. Frekansın çok düşük değerlerinde faz açısının radyal hız profili üzerinde ihmal edilebilir bir etkiye sahip olduğunu ve frekansın artması ile faz açısının etkili olduğunu vurgulamışlardır.

Yuan vd. (2016), cidar ısıl atalet etkisini dikkate alarak bir borudaki tam gelişmiş laminer atımlı akışın ısı transferi üzerindeki etkisini incelemişlerdir. Analizlerinde Green fonksiyonunu kullanan Yuan vd. (2016), ısıl atalet ile ısı akısı salınımının arttığını, sıcaklık ve Nusselt sayısının salınımının ise ısıl atalet tarafından sönümlendiği belirtmişlerdir. Düşük frekans, yüksek genlik, yüksek cidar ısı kapasitesi ve düşük Prandtl sayısı koşullarında atımlı akışın ortalama Nusselt sayısını azaltabileceği sonucuna varmışlardır.

1.4.1b. Sayısal Çalışmalar

Davidson ve Parker (1971), Fourier serisi açılımını kullanarak düzlemsel kanal içinde tam gelişmiş laminer atımlı akışın yerel zaman ortalamalı ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemişlerdir. Daimi akışa kıyasla yerel sıcaklık gradyanlarında önemli bir sapma görülürken; kanalın çok uzun olması durumunda hız profilindeki periyodik değişimlerin ısı transferini değiştirmediği sonucuna varmışlardır.

Faghri vd. (1980), sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı ısıl sınır koşullarına maruz bir kanal içinde atımlı akış problemini sayısal olarak analiz etmişlerdir. Sonlu farklar yöntemini kullanarak, atımlı akışın zaman ortalamalı Nusselt sayısı üzerinde hiçbir etkisi olmadığını bildirmişlerdir.

Cho ve Hyun (1990), sınır tabaka denklemlerini kullanarak bir borudaki hem atımlı akış ve ısı geçişi karakteristiklerini sayısal olarak modellemişlerdir. Atımlı akışın, daimi akışa kıyasla orta frekans aralığında ısı transferini iyileştirdiğini, çok yüksek ve çok düşük frekans değerlerinde ise ısı transferini kötüleştirdiğini belirlemişlerdir.

Düzlemsel bir kanal içinde atımlı giriş akışını sayısal olarak inceleyen Krijger vd. (1991), frekansın 2'den küçük ($\alpha \leq 2$) değeri için atımlı akış durumunda gelişme

uzunluğunun daimi akış durumuna benzer olduğunu belirtmişlerdir. Frekansın artışıyla gelişme uzunluğu genliğinin azaldığını vurgulamışlardır.

Kim vd. (1993), düzlemsel bir kanal içinde laminar atımlı akışta boyutsuz frekans ve genliğin ısı transferi üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Elde ettikleri sonuçlar, frekansın ($M \leq 1$) küçük ve orta değerlerinde Nusselt sayısı üzerinde önemli ölçüde etkili olduğunu, bu aralığın dışındaki değerlerinde etkisinin çok az olduğunu göstermektedir.

He ve Ku (1994), sinüzoidal dalga formunda ($u = 1 + \sin(2\pi t)$) giriş hızına sahip atımlı akış durumunda, spektral eleman yöntemini kullanarak Womersley sayısının (α) gelişme uzunluğu üzerindeki etkisini incelemişlerdir. Womersley sayısının artışı ile gelişme uzunluğu genliğinin azaldığını ve giriş dalga profili ile arasında faz gecikmesinin oluştuğunu belirlemişlerdir. Faz gecikmesinin maksimum değerine $\alpha = 5$ değerinde ulaştığını, 5'ten daha büyük α değerlerinde ise azaldığını tespit etmişlerdir.

Guo ve Sung (1997), sabit ısı akısı sınır koşulu için, tam gelişmiş bölgede bir boru içindeki atımlı akışı sayısal olarak incelemişlerdir. Genliğin düşük değerlerinde, frekansın belirli bir değer aralığında ısı transferinin arttığını; ancak daha yüksek genlik değerlerinde ısı transferinin frekans aralığına bağlı olmaksızın her zaman arttığını belirtmişlerdir. Bir kanal içinde laminar sıkıştırılamaz atımlı akışta ısı transferi problemini inceleyen Hemida vd. (2002), atımlı akışın ısı transferi üzerinde çok az etkili olduğunu vurgulamışlardır. Ayrıca, bu küçük değişimin sadece termal olarak gelişmekte olan bölge ile sınırlı kalmakta olduğunu belirtmişlerdir. Tam gelişmiş veya termal olarak gelişmekte olan bölgelerde, atımlı akış ile Nusselt sayısında herhangi bir artışın olmadığı sonucuna varmışlardır.

Yakhot vd. (1999), dikdörtgen kesitli bir kanal içinde sıkıştırılamaz bir akışkanın atımlı laminar akışını sayısal olarak incelemişlerdir. Düşük frekans değerlerinde uygulanan basınç gradyanı ile hız profili arasında bir faz gecikmesinin olmadığı; yüksek frekans değerlerinde ise faz gecikmesinin oluştuğu ve frekans ile arttığı sonucuna varmışlardır.

Craciunescu ve Clegg (2001), kanın Newtonumsu akışkan olduğunu varsayarak, damarlar içindeki atımlı kan akışının ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak araştırmışlardır. Doku ve kan damarı arasındaki ısı transferini dikkate almayıp, sadece kan akışı ile damar duvarı arasındaki ısı transferine odaklanmışlardır. Atımlı eksenel hızın, aort ve büyük damarlar içerisinde sıcaklık değişimine ve ters akışa neden olduğunu belirtmişlerdir.

Alt cidarı ısıtılan düzlemsel bir kanal içinde laminar atımlı akışın sıcaklık ve hız profilleri üzerindeki etkisi Karagoz (2001) tarafından sayısal olarak incelenmiştir.

Çalışmada, zamanla sinüzoidal olarak değişen giriş hızı için akış davranışı, Womersley sayısının 3 ile 25 değerleri arasında analiz edilmiştir. Womersley sayısının artmasıyla hidrodinamik ve ısı sınır tabaka kalınlıklarının azaldığı belirtilmiştir.

Dairesel kesitli bir kanalda, düşük Reynolds değerlerinde genlik ve frekansın atımlı akış davranışı üzerindeki etkisini nümerik olarak inceleyen Chan vd. (2002), gelişmekte olan bölgede eksenel hızın atımlı akış genliğinin frekansa göre değiştiğini tespit etmişlerdir. Atımlı akış frekansı ve salınım genliğinin hız profili ve sürtünme katsayısını etkilediği sonucuna varmışlardır. Tam gelişmiş bölgede, frekans arttıkça sürtünme katsayısı genliğinin de arttığını vurgulamışlardır.

Piston tahrikli laminar akışta Womersley sayısı, Prandtl sayısı ve penetrasyon uzunluğunun ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal yöntemle araştıran Sert ve Beskok (2003), Wo ve Pr yanı sıra penetrasyon uzunluğunun artmasıyla ortalama Nusselt sayısının arttığı sonucuna varmışlardır. Piston tahrikli akıştan ziyade tek yönlü akışların ısı transferine katkısının daha etkili olduğunu vurgulamışlardır.

Mehta ve Khandekar (2010), eş zamanlı gelişmekte olan laminar akışlarda atımlı akışın ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemişlerdir. Frekans ve Reynolds sayısının etkilerinin ihmal edilebilir olduğunu ve Prandtl sayısının ısı transferini olumsuz etkilediğini göstermişlerdir.

Rahgoshay vd. (2012), izotermal bir boruda atımlı nanoakışkan akışında, genlik ile Strouhal ve Reynolds sayılarının ısı transferi üzerindeki etkilerini sayısal olarak araştırmışlardır. Frekans ve genlikteki artış ısı transfer hızında küçük bir artışa neden olduğunu bildirmişlerdir.

Ray vd. (2012), bir boru akışında sinüzoidal olarak değişen kütleli debi altında gelişme uzunluğunu tahmin etmek için bir korelasyon elde etmişlerdir. Analiz, ortalama Reynolds sayısının $100 \leq Re_{av} \leq 2000$ aralığında, kütleli debiye ait boyutsuz genliğin 0.2, 0.4 ve 0.8 değerlerinde ve boyutsuz frekans parametresinin 0.1 ile 20 aralığında gerçekleştirilmiştir. Frekans artışıyla gelişme uzunluğunun azaldığını belirtmişlerdir. Ayrıca, düşük frekanslarda viskoz etkilerin baskın, akışın sanki-daimi ve gelişme uzunluğunun neredeyse daimi durumdaki değerine eşit olduğunu; daha yüksek frekanslarda ise baskın atalet etkileri ile gelişme uzunluğunun asimptotik bir değere ulaşana kadar azaldığını vurgulamışlardır. Gelişme uzunluğunun normalize edilmiş değişiminin ortalama Reynolds sayısından bağımsız olduğu; ancak, boyutsuz frekans ve genliğe bağlı olduğu vurgulanmıştır.

Jafari vd. (2013), dalgalı kanal içindeki daimi ve atımlı akışkan akışını Lattice Boltzmann yöntemi ile sayısal olarak incelemiştir. Çalışma, atımlı akışa ait genlik ve frekans (Strouhal sayısı) için sırasıyla 0-0.25 ve 0.05-1 değer aralıklarında gerçekleştirilmiştir. Atımlı akışın, ısı transferinin iyileştirilmesi konusunda önemli bir rol oynadığını belirtmişlerdir. Ayrıca, artan genlik ile ısı transferi hızında lineer bir artış olduğunu ve genliğin Strouhal sayısının ekstremum değerinde daha önemli hale geldiğini vurgulamışlardır.

Aygün ve Aydın (2014a), bir boru içinde hidrodinamik olarak gelişmekte olan piston tahrikli laminer atımlı akışı sayısal olarak incelemiştir. Faz açısının tüm değerlerinde frekansın artışıyla sürtünme katsayısının arttığı gözlemlenmiştir. Test edilen tüm frekans değerleri için sürtünme katsayısı en düşük değerini faz açısının 1.5 değerinde alırken; en yüksek olduğu faz açısı ise frekans değerine göre değiştiği gösterilmiştir.

Bir boru içindeki atımlı akış için hidrodinamik gelişme uzunluğunu sayısal olarak inceleyen Aydın ve Aygün (2014c), ölçek analizine dayalı olarak geliştirilen yeni bir korelasyon önermişlerdir. Boyutsuz frekansın (F) artışıyla salınım genliğinin azaldığını, ayrıca çok düşük F ($F \leq 0.1$) ve çok yüksek F ($F \geq 100$) değerlerinde frekansın gelişme uzunluğu üzerindeki etkisinin ihmal edilebilir olduğunu belirtmişlerdir.

Dikdörtgen kesitli bir kanal içinde laminer atımlı akış probleminin çözümünde sonlu elemanlar yöntemini kullanan Valueva ve Purdin (2015a), hem sanki-daimi hem de yüksek frekanslı rejimleri tanımlamışlardır. İlgili rejimlerin genlik, cidardaki kayma gerilmesi ve sürtünme katsayısı üzerindeki etkilerini belirlemişlerdir. Aynı problem, ısı karakteristikleri dikkate alarak, Valueva ve Purdin (2015b) tarafından sayısal olarak incelenmiştir.

Blythman vd. (2019), sabit ısı akısı sınır koşuluna sahip dikdörtgen kesitli bir kanal içinde laminer atımlı akışa ait termal karakteristikleri incelemiştir. $1.4 \leq Wo \leq 22.1$ frekans aralığında, ısı transferinin çevrimin ilk yarısında kötüleştiği ve çevrimin ikinci yarısında iyileştiği sonucuna varmışlardır.

Shajari vd. (2023), gelişme uzunluğunu Reynolds sayısının 20 ile 200 ve boyutsuz frekansın $1.08 \leq Wo \leq 8.86$ değerleri arasında araştırmışlardır. Gelişme uzunluğunun boyutsuz frekansın artışıyla azaldığını ve Reynolds sayısının artışıyla arttığını belirtmişlerdir. $Wo < 6$ ve yüksek genlik değerinde ($0.5 \leq A$) gelişme uzunluğunun daimi akış durumuna göre değiştiği vurgulanmıştır.

1.4.1c. Deneysel Çalışmalar

Mackley vd. (1990), çift borulu ısı değiştiriciye kanatçıklar yerleştirerek atımlı akışın ısı transferi üzerindeki etkisini deneysel olarak incelemişlerdir. Atım mekanizması, kam tarafından tahrik edilen dönel motor yardımıyla sağlanmıştır. Isı eşanjöründe farklı zaman aralıklarında farklı lokasyonlarda sıcaklık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Daimi akışa kıyasla atımlı akışta Nusselt sayısının arttığı sonucuna varmışlardır.

Shahin (2000), iki eş merkezli halkasal kesitli kanal içindeki ısı transferini hem teorik hem de deneysel olarak incelemiştir. Atımlı akışın, ısı transferinde frekansın 5 Hz ve 24 Hz değerlerinde sırasıyla, %20 ve %25'lik bir iyileşme sağladığını belirtmiştir. Frekansın daha yüksek değerlerinde ise Nusselt sayısının azaldığını gözlemlemiştir.

Habib vd. (2002), dairesel bir kanal içinde laminar atımlı akışta ısı transferini sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu altında deneysel olarak incelemişlerdir. Reynolds sayısının 780-1987 ve atım frekansının 1-29.5 Hz değer aralığında deneyler gerçekleştirilmiştir. Nusselt sayısının frekansın artmasıyla arttığını ileri sürmüşlerdir. 1.4 Hz frekans değerinde Nusselt sayısının daimi akışa göre %30 arttığı gözlenmiştir.

Dairesel kesitli bir kanal içinde gelişmekte olan laminar atımlı bir akışta hidrodinamik gelişme uzunluğunu deneysel olarak inceleyen Yamanaka vd. (2002), daimi akış durumundan farklı olarak; sınır tabaka kalınlığının azalmasıyla gelişme uzunluğunun arttığını belirtmişlerdir.

Zheng vd. (2004), bir boru içindeki atımlı akışta, debi ve frekansın ısı transferi üzerindeki etkisini deneysel olarak incelemişlerdir. Atımlı akışın daimi akışa kıyasla ısı transferinde %10-%30 arasında bir iyileşme sağladığını bildirmişlerdir. Debinin artmasıyla da ısı transferinin iyileştiğini belirtmişlerdir.

Elshafei vd. (2008), sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu altında dairesel kesitli bir kanal içindeki atımlı türbülanslı hava akışının ısı transfer karakteristiklerini deneysel olarak araştırmışlardır. Deneyler, $10^4 < Re < 4 \times 10^4$ ve $6.6 \leq f \leq 68$ Hz durumlarında gerçekleştirilmiştir. Frekans aralığına bağlı olarak, ortalama Nusselt sayısının arttığını veya azaldığını belirlemişlerdir. $Re = 37100$ ve $f = 13.3$ Hz'de maksimum ısı transferi iyileşmesinin yaklaşık %9 olduğunu vurgulamışlardır.

Li vd. (2013), sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu altında bir boru içindeki atımlı akışı incelemişlerdir. Reynolds sayısındaki artışın kritik frekansın ($f_{cr} = 14-18$ Hz) altındaki

frekanslar için Nusselt sayısını azalttığını, daha yüksek frekans değerleri için Nusselt sayısını artırdığını vurgulamışlardır.

Zohir vd. (2015), çift borulu bir ısı eşanjöründe farklı genliklere sahip atımlı akışın Nusselt sayısı üzerindeki etkisini deneysel olarak araştırmışlardır. Isı transferinin, yüksek genlik ve frekans değerlerinde önemli ölçüde iyileştiğini vurgulamışlardır.

Zhuang vd. (2016), dar bir dikdörtgen kanal içinde düşük frekanslı atımlı akışın laminar, geçiş ve türbülans bölgelerindeki sürtünme karakteristiklerini incelemişlerdir. Atımlı akışın sürtünme karakteristikleri üzerindeki etkisinin en çok geçiş bölgesinde belirgin olduğunu belirtmişlerdir. Genlik ve boyutsuz frekansın, zaman-ortalama sürtünme karakteristikleri üzerinde değişken etkiye sahip olduğunu göstermişlerdir.

Khosravi Bizhaem vd. (2019), spiral bir boru içinde ısı transferini deneysel olarak araştırmışlardır. Deneyler, 2000-9500 Reynolds sayısı ile 16-38 Womersley sayısı aralığında (2 ila 10 Hz'lik titreşim frekansına karşılık gelen) laminar atımlı akış koşullarında gerçekleştirilmiştir. Toplam ısı transferi iyileştirme oranının 4 Hz'de %19'a ulaştığını bildirmişlerdir. Sonuçlar, daimi akışla kıyaslandığında, atımlı akış koşullarında basınç düşümünün yaklaşık %3-7 arttığını ve ısı transferinin en fazla %39 iyileştiğini göstermektedir.

Sinüzoidal bir kanal içinde akış ve ısı transferi karakteristiklerini inceleyen Kurtulmuş vd. (2020), $0.11 \leq St \leq 2.07$ ve $4 \times 10^3 \leq Re \leq 7 \times 10^3$ aralığında sabit ısı akısı ısı sınır koşulu altında deneyleri gerçekleştirmişlerdir. Atımlı akış verilerini elde etmek için Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçüm (PIV) sistemini kullanmışlardır. Deneysel sonuçlar, $Re = 4 \times 10^3$ ve $St = 1.03$ koşulu altında, en yüksek ısı transferi iyileştirme oranının elde edildiğini göstermektedir. Frekansın artmasıyla ısı transfer hızının kritik frekans değerine kadar artıp; sonrasında azaldığını belirtmişlerdir.

1.4.2. Atımlı ve Salınlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı

Mevcut literatürde atımlı Newtonumsu akışkan akışını konu alan birçok çalışma olmasına rağmen atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı üzerine yapılan çalışmalar sınırlı kalmıştır. İlgili çalışmalarda genel olarak, Newtonumsu olmayan akışkanlar (Barnes & Walters, 1967; Barnes vd., 1969; Barnes vd., 1971; Edwards vd., 1972a,b; Sundstrom & Kaufman, 1977; Phan-Thien, 1980; Phan-Thien & Dudek, 1982; Sobolik vd., 1982; Adusumilli & Hill, 1984; Kajiuchi & Saito, 1984, Hammad & Vradis, 1998) için farklı kesit

geometrisine sahip kanallarda laminar, zaman bağımlı (atımlı, salınımlı, vb.) akışların basınç gradyanı üzerindeki rolünün araştırılması üzerinedir. Bu bölümde, atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı ile ilgili analitik, sayısal ve deneysel çalışmalar sunulmuştur.

1.4.2a. Analitik Çalışmalar

Dapra ve Scarpi (2006), pertürbasyon yöntemini kullanarak dairesel kesitli bir kanal içindeki Newtonumsu olmayan power-law akışkanının atımlı akışını incelemişlerdir. Hız profili üzerinden, analitik çözümü, sayısal çözüm ile karşılaştırarak elde edilen değerlerin uyumunu vurgulamışlardır.

Prakash ve Ogulu (2007), hafif darlığı olan kardiyovasküler sistemdeki küçük bir damardaki atımlı kan akışını matematiksel olarak modellemiştir. Kan, bir power-law akışkanı kabul edilerek; hız ve sıcaklık dağılımları elde edilmiştir.

Power-law akışkan modelini kullanarak daralmanın söz konusu olduğu bir arterdeki daimi olmayan kan akışının özelliklerini inceleyen Roy vd. (2014), frekansla birlikte daralma boyutunun arttığını ve daralma bölgesindeki eksenel hız büyüklüğü ve cidar kayma gerilmesi değerinin arttığını belirlemişlerdir. İlgili büyüklüklerin, Newtonumsu olmayan akışkan akışına kıyasla Newtonumsu akışkan akışı için daha yüksek değerler aldığını vurgulamışlardır.

Gonzalez vd. (2020), periyodik bir basınç gradyanına maruz kalan düzlemsel kanal içerisindeki Ostwald-de Waele akışkan akışı problemini pertürbasyon yöntemi kullanarak analitik olarak incelemişlerdir. $Re \sim 1$ ve frekansın yüksek değerlerinde kayma gerilmesinin salınımlı kısmının ihmal edilebilir düzeyde olduğunu ve genliğin daimi durumdan ($n=1$ için) en fazla %1 saptığını gözlemlemişlerdir. $Re \sim 1$ ve frekansın düşük değerlerinde frekansın kayma gerilmesi üzerindeki etkisinin baskın karakterde olduğunu ve daha yüksek genliklerin elde edildiğini belirtmişlerdir.

1.4.2b. Sayısal Çalışmalar

Edwards vd. (1972a,b), sonlu farklar yöntemi kullanarak dairesel kesitli bir kanal içindeki power-law akışkan akışı problemini incelemişlerdir. Sanki-plastik (*pseudoplastic*) akışkanlar için debinin sabit bir basınç gradyanına salınımlı bir basınç gradyanı eklenmesiyle artırılabilirliğini, dilatant akışkanlar için tam tersi durumun söz konusu olduğunu belirtmişlerdir.

Balmer ve Fiorina (1980), sonlu farklar yöntemini kullanarak gelişmekte olan dairesel kesitli bir kanal içinde atımlı power-law akışkan akışına ait sayısal bir çözüm elde etmişlerdir. Aynı problem için Warsi (1994), daimi ve salınımlı basınç gradyanlarının hız profili üzerindeki etkisini incelemek için sayısal bir çalışma gerçekleştirmiştir.

Nakamura ve Sawada (1984), laminar atımlı Bingham plastik akışkan akışı problemini sayısal olarak incelemişlerdir. Hesaplamalarında değiştirilmiş bir Bingham modelini (bi-viskozite modeli) kullanmışlardır. İlgili çalışmada, belirli çalışma koşullarında ($Re = 188-824$, He (Hedström sayısı) = 9050-36200, $\varepsilon = 3-5$, Sn (Stokes sayısı) = 44.4-88.8) ters akış meydana gelmediğini vurgulayarak; bu durumun ortalama cidar kayma gerilmesinde artış olmadan Bingham plastik akışkanının ortalama debisinin artmasına neden olduğunu belirtmişlerdir.

Razavi vd. (2011), farklı reolojik modeller kullanarak daralan bir arterdeki atımlı kan akışını sayısal olarak incelemişlerdir. Power-law modelinin diğer modellere (genelleştirilmiş power-law ve değiştirilmiş Casson modelleri) kıyasla hız ve cidar kayma gerilmesi açısından daha yüksek sapmalar gösterdiğini belirlemişlerdir.

Huang vd. (2013), halkasal kesitli eş merkezli bir kanal içinde atımlı laminar power-law akışkan akışı problemini teorik olarak incelemişlerdir. Hız profili ve basınç gradyanının frekans, genlik, power-law indeksi ve yarıçap oranından etkilendiği ve iç cidar komşuluğunda bu etkinin daha belirgin olduğu vurgulanmıştır.

Nandakumar vd. (2015), iki boyutlu daralan bir kanal boyunca incelen akışkan modelini kullanarak daralma yüzdesi, Reynolds ve Womersley sayılarının atımlı akış üzerindeki etkisini araştırmışlar ve sonuçları Newtonumsu akışkan davranışı ile karşılaştırmışlardır. Belirli bir daralma yüzdesi ve Re için, Womersley sayısı arttıkça incelen akışkana ait kayma gerilmesi ile Newtonumsu akışkana ait kayma gerilmesi arasındaki farkın azalarak ihmal edilebilir düzeye ulaştığını belirtmişlerdir. Bu durumun, Newtonumsu davranışın kan akışındaki cidar kayma gerilmesini doğru bir şekilde modelleyebildiğini; ancak, diğer değişkenler için (örneğin ortalama hız) incelen akışkan davranışının daha uygun olduğunu vurgulamışlardır.

Afrouzi vd. (2019), Lattice Boltzmann yöntemini kullanarak dalgalı bir kanal içinde Newtonumsu olmayan atımlı akışı incelemiş ve power-law indeksi ve Reynolds sayısının akışın hidrodinamik özellikleri üzerindeki etkilerini belirlemişlerdir. Laminar akış rejiminde, yüzey sürtünme faktörünün power-law indeksinin güçlü bir fonksiyonu olduğunu belirtmişlerdir.

1.4.2c. Deneysel Çalışmalar

Yu (2000), abdominal aort anevrizmada akış karakteristiklerini, farklı Reynolds sayısı (400-1400) ve Womersley sayısı (17-22) değerlerinde daimi ve atımlı akış durumları için deneysel olarak incelemiştir. İncelenen *Re* aralığında atımlı akışta girdap merkezinin konumu sabit değilken; daimi durumda sabit olmaktadır. Bu nedenle, yüksek ve düşük kayma gerilme bölgelerinin kalıcı olmadığını ve cidar kayma gerilmesinde salınımın meydana geldiğini gözlemlemiştir.

Çalışmalarında kanı Newtonumsu olmayan akışkan olarak dikkate alan Foucault vd. (2017), stentli ve stentsiz ara koroner arterde atımlı akışkan akışını deneysel olarak incelemiştir. Stentin varlığına bağlı olarak hız alanlarında gözlemlenen keskin değişikliklerin damar cidarındaki kayma gerilmesi üzerinde önemli bir etkiye sahip olabileceğini belirtmişlerdir.

Yu vd. (2020), dalgalı bir kanal içinde sodyum karboksimetil selüloz (CMC) çözeltisinin daimi ve atımlı akışkan akışı ve kütle transferini deneysel olarak incelemiştir. Atımlı akışta, daimi akışa kıyasla kanalın artan genliği ile kütle transfer hızının iyileştiği gösterilmiştir. Ayrıca, akışta faz kaymasının meydana geldiği, Strouhal sayısı ve kanalın genliğinin artışıyla faz farkının arttığı vurgulanmıştır.

Mühendislik/teknolojik süreçler ve biyolojik sistemlerdeki akışkanların çoğu Newtonumsu olmayan davranış göstermektedir. Literatür araştırmasında da vurgulandığı gibi, Newtonumsu olmayan atımlı akış ile ilgili çalışmaların çoğunun, sadece hidrodinamik özelliklerin araştırılmasına odaklandığını, diğer bir ifadeyle ısı transferini konu alan çalışmaların oldukça kısıtlı olduğunu ortaya koymaktadır. Hidrolik sistemler, solunum/dolaşım sistemleri ve yapay organlar/damarlar gibi atımlı akışı içeren birçok mühendislik uygulamasında, uygun bir tasarım veya optimizasyon için bütünlük bir ısı transferi ve basınç düşümü tahmini gerekmektedir. Örneğin, bir insan vücudunda, kan akış hızı ve damar boyutu, yerel sıcaklık seviyesine bir yanıt olarak değişebilir. Bu nedenle, atımlı akış koşulları altında Newtonumsu olmayan akışkan akışı ve ısı transferini birlikte inceleyen kapsamlı çalışmaların yapılmasına ihtiyaç vardır.

1.5. Tezin Amacı ve Kapsamı

Literatürde, farklı kesit geometrisine sahip kanallar için atımlı Newtonumsu akışkan akışı problemlerini ele alan kapsamlı teorik ve deneysel çalışmalar mevcuttur. İlgili çalışmalarda atımlı akışı karakterize eden genlik ve frekansın sürtünme direnci ve ısı transferi üzerindeki etkileri kapsamlı bir şekilde ortaya konulmuştur. Buna karşın, Newtonumsu olmayan akışkan akışı durumu için hidrodinamik ve ısı incelemeleri konu alan çalışmalar oldukça kısıtlıdır. Newtonumsu olmayan akışkan türü, başta biyolojik sistemler olmak üzere, soğutma sistemleri ve nükleer reaktörlerde karşılaşılan birçok alt donanım ana tasarım mekanizmasını oluşturmaktadır. Bu durum, başarılı ve etkin tasarımların geliştirilmesi noktasında ilgili akışkan türünün bütünsel bir yaklaşımla ele alınmasını gerekli kılmaktadır.

Bu çalışmada, power-law modeli dikkate alınarak atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışının bazı temel geometrilerdeki akış ve ısı transferi üzerindeki etkisinin incelenmesi amaçlanmıştır.

Çalışma kapsamında; üç temel geometri için (düzlemsel, dairesel kesitli ve eş merkezli halkasal kesitli kanal) atımlı Newtonumsu akışkan akışı için hız, basınç ve sıcaklık dağılımları elde edilmiştir. Elde edilen çözümler power-law modeli üzerinden atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı durumuna taşınmıştır. Farklı frekans (F) ve genlik (ε) değerlerinde power-law indeksinin (n), <1 , $=1$ ve >1 durumları için sürtünme faktörünün minimum, maksimum ve ortalama değerleri elde edilmiştir. Sabit ısı akısı ısı sınır koşulu için tam gelişmiş durumda, Nusselt sayısının minimum, ortalama ve maksimum değerleri üzerinden sunulmuş; atımlı akışın ısı geçişi üzerindeki etkisi belirlenmiştir. Kütle, momentum ve enerji korunum denklemlerinin çözümünde lineer ve/veya lineer olmayan adi veya kısmi diferansiyel denklem çözümüne olanak sunan seri açılımına dayalı pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır. Ayrıca, dairesel kesitli bir kanal içinde laminar atımlı akışta power-law modeli dikkate alınarak; hidrodinamik gelişme uzunluğunun power-law indeksi n , genlik ε ve frekansa F bağlı davranışı sayısal olarak incelenmiştir.

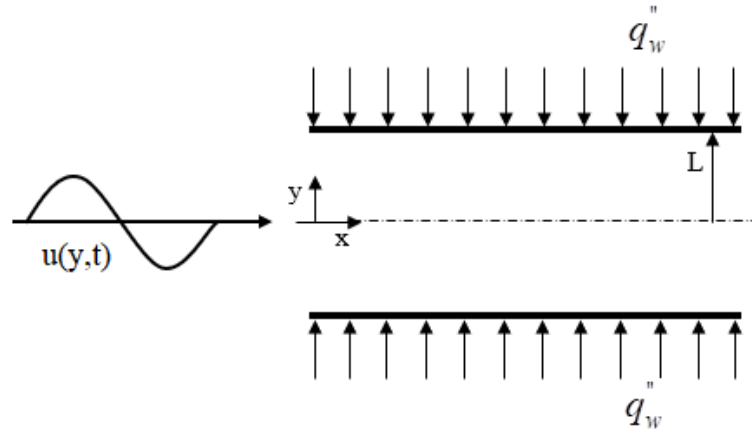
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada, power-law modeline uygun Newtonumsu olmayan akışkanın bazı temel geometrilerdeki (düzlemsel, dairesel kesitli ve eş merkezli halkasal kesitli kanal) atımlı akışın akış ve ısı transferi üzerindeki etkisi analitik olarak incelenmiştir. Akış, hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş ve laminar olarak kabul edilmiş; kanal cidarlarında sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu dikkate alınmıştır. Korunum denklemleri tanımlanan sınır koşulu altında yarı-analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi ile çözülerek hız ve sıcaklık dağılımları elde edilmiştir.

2.1. Analitik İnceleme

2.1.1. Düzlemsel Kanalda Atımlı Akış

Bu bölümde, düzlemsel kanaldaki atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı probleminin analizi gerçekleştirilmiştir. Problemin şematik resmi ve ilgili sınır koşulları Şekil 2.1’de verilmektedir.



Şekil 2.1. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düzlemsel kanal)

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş, iki boyutlu, daimi olmayan, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akış karakterize eden korunum denklemleri kartezyen koordinatlar için sırasıyla aşağıdaki şekilde yazılabilir (Bird vd., 1961):

Süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

Momentumun korunumu denklemi:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) \quad (2.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.3)$$

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminar akış için;

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.4)$$

olduğundan (2.2) numaralı denklem;

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) \quad (2.5)$$

şeklinde düzenlenebilir.

Burada; basınç gradyanı sadece zamanın bir fonksiyonu olup; daimi ve salınımlı olmak üzere iki kısma ayrılmaktadır.

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = P_0 [1 + \varepsilon e^{i\omega t}] \quad (2.6)$$

Power-law modeline uygun Newtonumsu olmayan akışkanlar için momentum denkleminde yer alan kayma gerilmesi (τ_{yx}) ile kayma hızı arasındaki ilişkinin açık formu kartezyen koordinatlar için aşağıda verilmektedir:

$$\tau_{yx} = \eta \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|^{n-1} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.7)$$

Yukarıdaki ifadede yer alan üssel sabit (n), Newtonumsu akışkan davranışından sapmanın bir derecesi olup; power-law indeksi olarak isimlendirilir. Sanki-plastik olanlar için ilgili indeks 0 ile 1 arasında değişirken; Newtonumsu akışkanlar için 1 ve *dilatant* davranış için 1'den daha yüksek değerler almaktadır.

Newtonumsu olmayan akışkanların davranışlarını ifade eden modellerden biri olan power-law modeli için (2.7) numaralı denklem (Chhabra & Richardson, 2008),

$$\tau_{yx} = \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial y} \right)^n \quad (2.8)$$

formunda yazılabilir. (2.6) ve (2.8) numaralı denklemler dikkate alınarak, momentumun korunumu denklemi aşağıdaki forma indirgenebilir:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = P_0 [1 + \varepsilon e^{i\omega t}] - \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \left(-\frac{\partial u}{\partial y} \right)^n \right) \quad (2.9)$$

İlgili sınır koşulları şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} y = 0 \text{ 'da } \quad \frac{\partial u}{\partial y} &= 0 \\ y = L \text{ 'de } \quad u &= 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Boyutsuz parametreler aşağıda verilmiştir:

$$\begin{aligned} Y = y/L, \quad U = u/\bar{u}_0, \quad t^* = \omega t, \quad \theta = \frac{T - T_w}{q_w'' D_h / k}, \quad \tau_w^* = \frac{\tau_w}{\eta} \left(\frac{L}{\bar{u}_0} \right)^n \\ \text{Re} = \frac{\rho \bar{u}_0^{2-n} D_h^n}{\eta}, \quad F = \text{Re} \frac{L \omega}{\bar{u}_0}, \quad P^* = -\frac{1}{P_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad D_h = 2L \end{aligned} \quad (2.11)$$

Burada; $\bar{u}_0$ ortalama hızı ifade etmekte olup

$$\bar{u}_0 = \frac{n}{2n+1} \left(\frac{P_0 L^{n+1}}{\eta} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.12)$$

şeklinde tanımlanır. (2.9) numaralı diferansiyel denklem boyutsuz formda,

$$\frac{F}{2^n} \left(\frac{\partial U}{\partial t^*} \right) = \left\{ \frac{2n+1}{n} \right\}^n [1 + \varepsilon e^{it^*}] - \frac{\partial}{\partial Y} \left(-\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^n \quad (2.13)$$

olarak elde edilir. Benzer şekilde, hidrodinamik sınır koşulları, boyutsuz formda,

$$\begin{aligned} Y=0' da \quad \frac{\partial U}{\partial Y} &= 0 \\ Y=1' de \quad U &= 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

olarak düzenlenebilir.

Bu çalışmada, kuvvet serisi açılımına dayalı yarı-analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi tercih edilmiştir. Yönteme göre ε , genlik olmak üzere; denklemde yer alan bağımlı değişken $U(Y, t^*)$;

$$U = U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) e^{it^*} \quad (2.15)$$

formunda ifade edilir. Sağ taraftaki ilk terim daimi hız bileşenini ve ikinci terim ise salınımlı hız bileşenini ifade etmektedir.

(2.13) numaralı denklemde yer alan kayma hızı, (2.15) numaralı denklem ve binom açılımı kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\left(-\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^n = \left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^n \left[1 - \varepsilon n \frac{\frac{dU_1}{dY}}{\left(-\frac{dU_0}{dY} \right)} e^{it^*} \right] \quad (2.16)$$

(2.15) ve (2.16) numaralı denklemler, (2.13) numaralı denkleme taşınıp aşağıdaki gibi düzenlenir:

$$\frac{F}{2^n} \left(\frac{\partial(U_0 + \varepsilon U_1 e^{it^*})}{\partial t^*} \right) = \left\{ \frac{2n+1}{n} \right\}^n (1 + \varepsilon e^{it^*}) - \frac{d}{dY} \left[\left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^n - \left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^{n-1} \varepsilon n \frac{dU_1}{dY} e^{it^*} \right] \quad (2.17)$$

Yukarıdaki denklemin her iki tarafında yer alan aynı kuvvetlere sahip ε 'ların katsayıları eşitlenirse aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$\varepsilon^0: \quad 0 = \left\{ \frac{2n+1}{n} \right\}^n - \frac{d}{dY} \left[\left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^n \right] \quad (2.18)$$

$$\varepsilon^1: \quad \frac{F}{2^n} U_1 i = \left\{ \frac{2n+1}{n} \right\}^n + \frac{d}{dY} \left[\left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^{n-1} n \frac{dU_1}{dY} \right] \quad (2.19)$$

Benzer şekilde (2.14) numaralı sınır koşulları,

$$\begin{aligned} Y=0'da \quad & \frac{\partial [U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) e^{it^*}]}{\partial Y} = 0 \\ Y=1'de \quad & [U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) e^{it^*}] = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon^0: \quad & \frac{dU_0(0)}{dY} = 0, \quad U_0(1) = 0 \\ \varepsilon^1: \quad & \frac{dU_1(0)}{dY} = 0, \quad U_1(1) = 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

olarak yazılabilir. (2.18-2.19) numaralı denklemler, (2.21) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları kullanılarak analitik olarak çözülürse, bilinmeyen $U_0(Y)$ ve $U_1(Y)$ boyutsuz hız dağılımları,

$$U_0(Y) = \frac{2n+1}{n+1} \left[1 - Y^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (2.22)$$

$$U_1(Y) = -\frac{i\left(4 + \frac{2}{n}\right)^n}{F} \left[1 - \frac{Y^{\frac{1}{2n}} I_v \left[cY^{\frac{1+n}{2n}} \right]}{I_v[c]} \right] \quad (2.23)$$

şeklinde elde edilir. Burada v ve c değerleri aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$v = -\frac{1}{1+n}, \quad c^2 = 4Fi \frac{1+2n}{(1+n)^2} \left(\frac{n}{2+4n} \right)^n \quad (2.24)$$

Atımlı Newtonumsu akışkan akışı durumunda, ($n = 1$), (2.22) ve (2.23) numaralı profiller;

$$U_0(Y) = \frac{3}{2} [1 - Y^2] \quad (2.25)$$

$$U_1(Y) = -\frac{6i}{F} \left[1 - \frac{\cosh(cY)}{\cosh(c)} \right] \quad (2.26)$$

formunda düzenlenebilir.

Tam gelişmiş, zamana bağlı iç akışta basınç düşümünü elde etmek için akış yönünde etki eden kuvvetlerin dengesi,

$$p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) - \frac{\tau_w}{L} dx = \rho dx \frac{d\bar{u}(t)}{dt} \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklem yeniden düzenlenirse:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{L} \tau_w + \rho \frac{d\bar{u}(t)}{dt} \quad (2.28)$$

elde edilir.

Darcy-Weisbach eşitliğine göre basınç gradyanı ile sürtünme faktörü arasındaki ilişki,

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = f \frac{\rho}{2D_h} (\bar{u}(t))^2 \quad (2.29)$$

olarak yazılabilir. Cidarda kayma gerilmesi tanımını ile

$$\tau_w = \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial y} \right)^n \bigg|_{y=L} \quad (2.30)$$

(2.28-2.30) numaralı denklemler kullanılarak; sürtünme faktörü,

$$f_{Re} = \frac{1}{[\bar{U}(t^*)]^2} \left[4F \frac{d\bar{U}(t^*)}{dt^*} + 2^{n+2} \left(-\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^n \bigg|_{Y=1} \right] \quad (2.31)$$

olarak elde edilir. Burada $\bar{U}(t^*)$ zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızı ifade etmekte olup,

$$\bar{U}(t^*) = \frac{\int_0^1 U(Y, t^*) dY}{\int_0^1 dY} = 1 + \varepsilon \beta e^{it^*} \quad (2.32)$$

denklemini ile temsil edilir. Denkleminde yer alan β ; açık formda,

$$\beta = -\frac{i \left(4 + \frac{2}{n} \right)^n}{F} \left[1 - \frac{2n I_{v+1}[c]}{c(1+n) I_v[c]} \right] \quad (2.33)$$

olarak ifade edilir. (2.16) ve (2.31-2.32) numaralı denklemler dikkate alınarak birinci mertebeden sürtünme faktörü aşağıdaki gibi elde edilir:

$$f = f_0 + \varepsilon f_1 e^{it^*} \quad (2.34)$$

Burada, f_0 ve f_1 , sırasıyla;

$$f_0 \text{ Re} = 2^{n+2} \left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^n \Big|_{Y=1} \quad (2.35a)$$

$$f_1 \text{ Re} = 4Fi\beta - 2^{n+3} \beta \left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^n \Big|_{Y=1} - 2^{n+2} n \left[\left(-\frac{dU_0}{dY} \right)^{n-1} \frac{dU_1}{dY} \Big|_{Y=1} \right] \quad (2.35b)$$

olarak yazılabilir. Ortalama sürtünme faktörü;

$$f_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f dt^* \quad (2.36)$$

ifadesinden elde edilebilir. Burada, ortalama sürtünme faktörü için aynı zaman adımındaki ortalama hız ($\bar{U}(t^*)$) kullanılmaktadır. Tam gelişmiş laminer akış koşulunda kartezyen koordinatlar için:

Enerjinin korunumu denklemi:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2.37)$$

Burada, $\frac{\partial T}{\partial x}$, eksenel sıcaklık gradyanını temsil etmekte olup; ısı akışından tam gelişmiş akış koşulu için sabit ısı akısı altında,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{q_w''}{\rho c_p \bar{u}(t)L} \quad (2.38)$$

şeklinde yazılabilir (Nield ve Kuznetsov, 2007).

(2.37) numaralı denklemin çözümü için gerekli sınır koşulları şu şekilde yazılabilir:

$$y = 0 \text{ da } \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (2.39a)$$

$$y = L \text{ de } T = T_w \quad (2.39b)$$

Burada T_w 'un tam gelişmiş bölgeye ait yerel bir istasyonun cidar sıcaklığı olduğu not edilmelidir.

Boyutsuz parametreler cinsinden enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları,

$$\frac{F Pr}{2^n} \frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \frac{U(Y, t^*)}{2\bar{U}(t^*)} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (2.40)$$

$$Y = 0 \text{ da } \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (2.41a)$$

$$Y = 1 \text{ de } \theta = 0 \quad (2.41b)$$

formunda yazılabilir. Burada Pr , Prandtl sayısını ifade etmekte olup; açık formu aşağıda verilmektedir:

$$Pr = \frac{\eta c_p}{k} \left(\frac{\bar{u}_0}{L} \right)^{n-1} \quad (2.42)$$

Pertürbasyon yöntemini kullanarak ilgili denklemlerin çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. Denklemlerde yer alan bağımlı değişken $\theta(Y, t^*)$;

$$\theta(Y, t^*) = \theta_0(Y) + \varepsilon \theta_1(Y) e^{it^*} \quad (2.43)$$

şeklinde kuvvet serisine açılır.

(2.40) numaralı denklemde eşitliğin sol tarafındaki ikinci terim, aşağıda gösterildiği gibi daimi ve salınımlı olarak iki bileşene ayrılır:

$$\frac{U(Y, t^*)}{\bar{U}(t^*)} = \frac{U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) e^{it^*}}{1 + \varepsilon \beta e^{it^*}} = U_0^* + \varepsilon U_1^* e^{it^*} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} U_0^*(Y) &= U_0(Y) \\ U_1^*(Y) &= -\beta U_0^*(Y) + U_1(Y) \end{aligned} \quad (2.45)$$

(2.43) ve (2.44) numaralı denklemler (2.40) numaralı denklemde yerine yazılıp, elde edilen denklemin her iki tarafında yer alan aynı kuvvetlere sahip ε 'ların katsayıları eşitlenirse;

$$\varepsilon^0 : \frac{U_0^*}{2} = \frac{d^2 \theta_0(Y)}{dY^2} \quad (2.46a)$$

$$\varepsilon^1 : \frac{F \text{Pr}}{2^n} i \theta_1(Y) + \frac{U_1^*}{2} = \frac{d^2 \theta_1(Y)}{dY^2} \quad (2.46b)$$

denklemleri elde edilir. (2.46a) numaralı denklem, (2.41) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları kullanılarak analitik olarak çözülürse; boyutsuz sıcaklık dağılımının daimi bileşeni,

$$\theta_0(Y) = \frac{2n+1}{2n+2} \left[\frac{Y^2-1}{2} - \frac{n^2}{(2n+1)(3n+1)} \left(Y^{\frac{3n+1}{n}} - 1 \right) \right] \quad (2.47)$$

olarak elde edilir. (2.46b) numaralı denklemin çözümünü gerçekleştirmek için Green fonksiyonu yaklaşımı kullanılmıştır. Bu fonksiyon, homojen olmayan adi diferansiyel denklemler ile sınır değer problemlerinin çözümünde en etkili yaklaşımlardan biridir (Duffy, 2015).

Green fonksiyonun $G(Y, \xi)$ formunda (2.46b) numaralı denklem için yazılışı;

$$\frac{\partial^2 G(Y, \xi)}{\partial Y^2} - A^2 G(Y, \xi) = \delta(Y - \xi) \quad (2.48)$$

şeklindedir. Burada $\delta(Y - \xi)$ Dirac Delta fonksiyonudur ve A bir parametre olup;

$$A^2 = \frac{F \text{Pr} i}{2^n} \quad (2.49)$$

formunda ifade edilir. Benzer şekilde (2.41) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları

$$\begin{aligned} Y=0'da \quad \frac{\partial G}{\partial Y} &= 0 \\ Y=1'de \quad G &= 0 \end{aligned} \quad (2.50)$$

olarak elde edilir. (2.48) numaralı denklemin genel çözümü,

$$G(Y, \xi) = \begin{cases} c_{11} \cosh(AY) + c_{12} \sinh(AY), & 0 \leq Y < \xi \\ c_{21} \cosh(AY) + c_{22} \sinh(AY), & \xi < Y \leq 1 \end{cases} \quad (2.51)$$

formunda yazılır. Burada c_{ij} 'ler ξ 'ye bağlı fonksiyonlardır. (2.50) numaralı denklemde tanımlanan sınır koşulları ve Green fonksiyonu tekniği kullanılarak c_{ij} 'ler;

$$c_{11} = \frac{\sinh(A\xi) \cosh(A) - \cosh(A\xi) \sinh(A)}{A \cosh(A)} \quad (2.52a)$$

$$c_{12} = 0 \quad (2.52b)$$

$$c_{21} = -\frac{\cosh(A\xi)(\tanh(A) - 1)}{A} \quad (2.52c)$$

$$c_{22} = \frac{\cosh(A\xi)(1 - \coth(AY))}{A} \quad (2.52d)$$

olarak elde edilir. (2.52) numaralı denklemlerdeki fonksiyonlar, (2.51) numaralı denklemde yerine yazılırsa,

$$G(Y, \xi) = \begin{cases} \frac{\cosh(AY)}{A \cosh(A)} (\sinh(A\xi) \cosh(A) - \cosh(A\xi) \sinh(A)), & 0 \leq Y < \xi \\ \frac{\cosh(A\xi)}{A \cosh(A)} (\sinh(AY) \cosh(A) - \cosh(AY) \sinh(A)), & \xi < Y \leq 1 \end{cases} \quad (2.53)$$

olarak düzenlenebilir. Böylece (2.46b) numaralı denklemin çözümünün Green fonksiyonuna bağlı yazılışı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\theta_1(Y) = \int_0^1 \frac{1}{2} G(\xi, Y) U_1^*(\xi) d\xi = \int_0^Y \frac{1}{2} G(\xi, Y) U_1^*(\xi) d\xi + \int_Y^1 \frac{1}{2} G(\xi, Y) U_1^*(\xi) d\xi \quad (2.54)$$

(2.54) numaralı denklemde verilen integralin çözülmesiyle bilinmeyen boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşeni $\theta_1(Y)$,

$$\theta_1(Y) = \cosh(AY)[I_1(Y) + I_3(Y)] + \sinh(AY)I_2(Y) \quad (2.55)$$

olarak elde edilir. Burada $I_1(Y)$, $I_2(Y)$ ve $I_3(Y)$,

$$I_1(Y) = \int_0^Y -\frac{\cosh(A\xi)\sinh(A)}{2A\cosh(A)}U_1^*(\xi)d\xi \quad (2.56a)$$

$$I_2(Y) = \int_0^Y \frac{\cosh(A\xi)}{2A}U_1^*(\xi)d\xi \quad (2.56b)$$

$$I_3(Y) = \int_Y^1 \frac{(\sinh(A\xi)\cosh(A) - \sinh(A)\cosh(A\xi))}{2A\cosh(A)}U_1^*(\xi)d\xi \quad (2.56c)$$

şeklinde yazılabilir. Kompleks yapısından dolayı burada $\theta_1(Y)$ 'nin açık formu verilmemiştir. $n = 1$ için (2.47) ve (2.55) numaralı daimi ve salınımlı sıcaklık dağılımları;

$$\theta_0(Y) = \frac{1}{16}(-5 + 6Y^2 - Y^4) \quad (2.57)$$

$$\theta_1(Y) = \frac{3i}{2A^4c(A^2 - c^2)F} \left(-2A^4c \frac{\cosh(cY)}{\cosh(c)} + 2 \frac{\cosh(AY)}{\cosh(A)} \left(3c^3 + A^2c(c^2 - 3) + 3(A^2 - c^2)\tanh(c) \right) + (A^2 - c^2)(c(6 + A^2(3Y^2 - 1)) - 3(2 + A^2(Y^2 - 1))\tanh(c)) \right) \quad (2.58)$$

Burada, $A = \left(\frac{F \text{Pr} i}{2} \right)^{1/2}$ ve $c = \left(\frac{Fi}{2} \right)^{1/2}$ 'dir. $Pr = 1$ 'de $A = c$ olduğundan (2.58)

numaralı denklemin paydası sıfırdır. $Pr = 1$ için ilgili denklemin çözümü;

$$\theta_1(Y) = \frac{3i}{2c^5 F} \left(\begin{aligned} &6c - c^3(3Y^2 - 1) + c^4 Y \frac{\sinh(cY)}{\cosh(c)} + 3(-2 + c^2(1 - Y^2)) \tanh(c) \\ &-\frac{\cosh(cY)}{\cosh(c)} (2c(c^2 + 3) + (c^4 - 6) \tanh(c)) \end{aligned} \right) \quad (2.59)$$

olarak elde edilir.

Elde edilen boyutsuz hız ve boyutsuz sıcaklık profili kullanılarak; boyutsuz yığın sıcaklığı,

$$T_b = \frac{\int_0^L u T dy}{\int_0^L u dy} \Rightarrow \theta_b = \frac{T_b - T_w}{\frac{q_w'' D_h}{k}} = \frac{\int_0^1 U \theta dY}{\int_0^1 U dY} \quad (2.60)$$

formunda ifade edilir. (2.60) numaralı denklem tekrar düzenlenirse;

$$\theta_b = \frac{\int_0^1 (U_0 \theta_0 + \varepsilon(U_0 \theta_1 + U_1 \theta_0) e^{it^*}) dY}{1 + \varepsilon \beta e^{it^*}} \quad (2.61)$$

formunda elde edilir.

Cidar ve akışkan yığın sıcaklık farkına dayalı ısı taşınım katsayısı şu şekilde tanımlanır:

$$h = \frac{k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=L}}{T_w - T_b} \quad (2.62)$$

Nusselt sayısı, kapalı formda;

$$Nu = \frac{1}{\frac{T_w - T_b}{\frac{q_w'' D_h}{k}}} = -\frac{1}{\theta_b} \quad (2.63)$$

olarak yazılabilir. Atımlı akışın, ısı transfer hızı üzerindeki etkisini belirlemek için Nusselt sayısı aşağıdaki forma indirgenir:

$$Nu = Nu_0 + \varepsilon Nu_1 e^{it^*} \quad (2.64)$$

Burada, Nu_0 ve Nu_1 sırasıyla Nusselt sayısının daimi ve salınımlı bileşenleri olmak üzere aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$Nu_0 = -\frac{1}{\int_0^1 U_0 \theta_0 dY}, \quad Nu_1 = -\frac{\beta + Nu_0 \int_0^1 (U_0 \theta_1 + U_1 \theta_0) dY}{\int_0^1 U_0 \theta_0 dY} \quad (2.65)$$

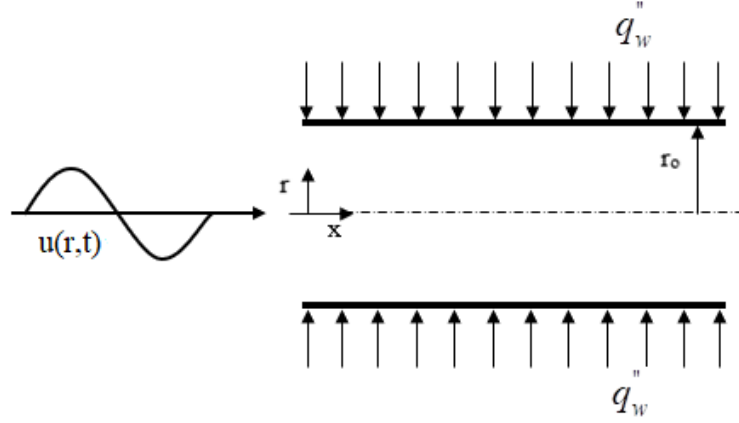
Ortalama Nusselt sayısı,

$$Nu_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu dt^* \quad (2.66)$$

şeklinde elde edilir.

2.1.2. Dairesel Kesitli Kanalda Atımlı Akış

Bu bölümde, Şekil 2.2’de verilen dairesel kesitli kanaldaki atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı problemi analiz edilmiştir. Analizde, kanal cidarında öngörülen ısı sınır koşulu için sırasıyla, matematiksel modelin oluşturulması ve çözüm aşamalarını içerecek formda sunulmuştur.



Şekil 2.2. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (dairesel kesitli kanal)

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş, iki boyutlu, daimi olmayan, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akışı karakterize eden korunum denklemleri silindirik koordinatlar için sırasıyla aşağıdaki şekilde yazılabilir:

Süreklilik denklemi:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (vr)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.67)$$

Momentumun korunumu denklemi:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rx})}{\partial r} \right) \quad (2.68)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) \quad (2.69)$$

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminar akış için

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2.70)$$

olduğundan (2.68) numaralı denklem tekrar düzenlenirse;

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rx})}{\partial r} \right) \quad (2.71)$$

elde edilir.

Bir önceki problemde bahsedildiği gibi power-law modeline uygun Newtonumsu olmayan akışkanlar için momentum denkleminde yer alan kayma gerilmesi (τ_{rx}) ile kayma hızı arasındaki ilişkinin açık formu silindirik koordinatlar için aşağıda verilmektedir:

$$\tau_{rx} = \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \quad (2.72)$$

(2.6) ve (2.72) numaralı denklemler kullanılarak, momentumun korunumu denklemi şu şekilde yeniden yazılabilir:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = P_0 \left[1 + \varepsilon e^{i\omega t} \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \right) \quad (2.73)$$

(2.73) numaralı denklemin çözümü için gerekli sınır koşulları şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} r = 0 \text{ 'da } \quad \frac{\partial u}{\partial r} &= 0 \\ r = r_o \text{ 'da } \quad u &= 0 \end{aligned} \quad (2.74)$$

Aşağıda tanımlanan boyutsuz parametreler

$$\begin{aligned} R = \frac{r}{r_o}, \quad U = \frac{u}{\bar{u}_0}, \quad t^* = \omega t, \quad \text{Re} = \frac{\rho \bar{u}_0^{2-n} D_h^n}{\eta}, \quad \tau_w^* = \frac{\tau_w}{\eta} \left(\frac{r_o}{\bar{u}_0} \right)^n \\ \theta = \frac{T - T_w}{q_w D_h / k}, \quad D_h = 2r_o, \quad F = \text{Re} \frac{r_o \omega}{\bar{u}_0}, \quad P^* = -\frac{1}{P_0} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.75)$$

cinsinden (2.73) numaralı diferansiyel denklem boyutsuz formda,

$$\frac{F}{2^n} \left(\frac{\partial U}{\partial t^*} \right) = 2 \left\{ \frac{3n+1}{n} \right\}^n (1 + \varepsilon e^{it^*}) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \left(-\frac{\partial U}{\partial R} \right)^n \right) \quad (2.76)$$

olarak yazılabilir. Burada $\bar{u}_0$ ortalama hızı ifade etmekte olup; açık formu,

$$\bar{u}_0 = \frac{n}{3n+1} \left(\frac{P_0 r_o^{n+1}}{2\eta} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.77)$$

şeklindedir. Benzer şekilde, boyutsuz parametreler cinsinden (2.74) numaralı denklemde tanımlanan sınır koşulları boyutsuz formda,

$$\begin{aligned} R=0'da \quad \frac{\partial U}{\partial R} &= 0 \\ R=1'de \quad U &= 0 \end{aligned} \quad (2.78)$$

olarak yazılabilir.

Pertürbasyon yöntemini kullanarak ilgili denklemlerin çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. Denklemlerde yer alan bağımlı değişken $U(R,t^*)$;

$$U = U_0(R) + \varepsilon U_1(R) e^{it^*} \quad (2.79)$$

formunda ifade edilir ve (2.72) numaralı denklemde yer alan kayma hızı, binom açılımı kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\left(-\frac{\partial U}{\partial R} \right)^n = \left(-\frac{dU_0}{dR} \right)^n \left[1 - \varepsilon n \frac{\frac{dU_1}{dR}}{\left(-\frac{dU_0}{dR} \right)} e^{it^*} \right] \quad (2.80)$$

(2.79) ve (2.80) numaralı denklemler kullanılarak (2.76) numaralı denklem tekrar düzenlenir:

$$\begin{aligned} \frac{F}{2^n} \left(\frac{\partial (U_0 + \varepsilon U_1 e^{it^*})}{\partial t^*} \right) &= 2 \left\{ \frac{3n+1}{n} \right\}^n (1 + \varepsilon e^{it^*}) \\ &\quad - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \left[\left(-\frac{dU_0}{dR} \right)^n - \left(-\frac{dU_0}{dR} \right)^{n-1} \varepsilon n \frac{dU_1}{dR} e^{it^*} \right] \right) \end{aligned} \quad (2.81)$$

Denklemin her iki tarafında yer alan aynı kuvvetlere sahip ε 'ların katsayıları eşitlenir. Elde edilen denklemler, (2.78) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları kullanılarak analitik olarak çözülürse; bilinmeyen $U_0(R)$ ve $U_1(R)$ boyutsuz hız dağılımları,

$$U_0(R) = \frac{3n+1}{n+1} \left[1 - R^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (2.82)$$

$$U_1(R) = -\frac{2i \left(6 + \frac{2}{n} \right)^n}{F} \left[1 - \frac{R^{\frac{1-n}{2n}} J_v \left[icR^{\frac{1+n}{2n}} \right]}{J_v[ic]} \right] \quad (2.83)$$

formunda elde edilir. Burada v ve c sabit değerler olup aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$v = \frac{n-1}{1+n}, \quad c^2 = 4Fi \frac{1+3n}{(1+n)^2} \left(\frac{n}{2+6n} \right)^n \quad (2.84)$$

Atımlı Newtonumsu akışkan akışı durumunda ($n = 1$), (2.82) ve (2.83) numaralı hız dağılımları;

$$U_0(R) = 2(1 - R^2) \quad (2.85)$$

$$U_1(R) = -\frac{16i}{F} \left(1 - \frac{I_0(cR)}{I_0(c)} \right) \quad (2.86)$$

formunda düzenlenebilir.

Zamana bağlı, basınç kaynaklı, tam gelişmiş bir boru akışı için akış yönünde etki eden kuvvetlerin dengesi,

$$\pi r_o^2 p - \pi r_o^2 \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) - 2\pi r_o \tau_w dx = \rho \pi r_o^2 dx \frac{d\bar{u}(t)}{dt} \quad (2.87)$$

şeklinde ifade edilir. (2.87) numaralı denklem aşağıdaki şekilde yeniden düzenlenebilir:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{2}{r_o} \tau_w + \rho \frac{d\bar{u}(t)}{dt} \quad (2.88)$$

Darcy-Weisbach eşitliğine göre basınç gradyanı ile sürtünme faktörü arasındaki ilişki,

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = f \frac{\rho}{2D_h} (\bar{u}(t))^2 \quad (2.89)$$

olarak yazılabilir. Cidarda kayma gerilmesi tanımı ile

$$\tau_w = \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \bigg|_{r=r_o} \quad (2.90)$$

(2.88-2.90) numaralı denklemler kullanılarak sürtünme faktörü,

$$f \text{ Re} = \frac{1}{[\bar{U}(t^*)]^2} \left[4F \frac{d\bar{U}(t^*)}{dt^*} + 2^{n+3} \left(-\frac{\partial U}{\partial R} \right)^n \bigg|_{R=1} \right] \quad (2.91)$$

formunda elde edilir. Burada $\bar{U}(t^*)$ zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızı ifade etmekte olup;

$$\bar{U}(t^*) = 1 + \varepsilon \beta e^{it^*} \quad (2.92)$$

olarak elde edilir. Burada; β parametresi aşağıda ifade edilmektedir:

$$\beta = -\frac{2i \left(6 + \frac{2}{n} \right)^n}{F} \left[1 - \frac{4nI_{v+1}[c]}{c(1+n)I_v[c]} \right] \quad (2.93)$$

(2.80) ve (2.91-2.92) numaralı denklemler dikkate alınarak birinci mertebeden sürtünme faktörü aşağıdaki gibi elde edilir:

$$f = f_0 + \varepsilon f_1 e^{it^*} \quad (2.94)$$

Burada, f_0 ve f_1 , sırasıyla;

$$f_0 \text{ Re} = 2^{n+3} \left(-\frac{dU_0}{dR} \right)^n \bigg|_{R=1} \quad (2.95a)$$

$$f_1 \text{ Re} = 4Fi\beta - 2^{n+4} \beta \left(-\frac{dU_0}{dR} \right)^n \bigg|_{R=1} - 2^{n+3} n \left[\left(-\frac{dU_0}{dR} \right)^{n-1} \frac{dU_1}{dR} \bigg|_{R=1} \right] \quad (2.95b)$$

formunda ifade edilir. Ortalama sürtünme faktörü;

$$f_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f dt^* \quad (2.96)$$

olarak elde edilir. Ortalama sürtünme faktörü için aynı zaman adımıdaki ortalama hız $(\bar{U}(t^*))$ kullanılmaktadır. Tam gelişmiş laminar akış koşulunda silindirik koordinatlar için enerjinin korunumu denklemi;

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.97)$$

formunda yazılabilir. Burada $\frac{\partial T}{\partial x}$,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{2q_w''}{\rho c_p \bar{u}(t) r_o} \quad (2.98)$$

olarak elde edilir.

(2.97) numaralı denklemin çözümü için gerekli sınır koşulları şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} r = 0 \text{ 'da} \quad \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 \\ r = r_o \text{ 'da} \quad T &= T_w \end{aligned} \quad (2.99)$$

Boyutsuz parametreler cinsinden enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları,

$$\frac{F Pr}{2^n} \frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \frac{U(R, t^*)}{\bar{U}(t^*)} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \quad (2.100)$$

$$\begin{aligned} R = 0' da \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} &= 0 \\ R = 1' de \quad \theta &= 0 \end{aligned} \quad (2.101)$$

formunda yazılabilir. Burada Pr , Prandtl sayısını ifade etmekte olup; açık formu aşağıda verilmektedir:

$$Pr = \frac{\eta c_p}{k} \left(\frac{\bar{u}_0}{r_o} \right)^{n-1} \quad (2.102)$$

Pertürbasyon yöntemini kullanarak ilgili denklemlerin çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. Denklemlerde yer alan bağımlı değişken $\theta(R, t^*)$;

$$\theta(R, t^*) = \theta_0(R) + \varepsilon \theta_1(R) e^{it^*} \quad (2.103)$$

formunda kuvvet serisine açılır. Elde edilen denklemler, (2.101) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları kullanılıp analitik olarak çözülürse, boyutsuz sıcaklık dağılımının daimi bileşeni,

$$\theta_0(R) = \frac{3n+1}{n+1} \left[\frac{R^2-1}{4} - \left(\frac{n}{3n+1} \right)^2 \left(R^{\frac{3n+1}{n}} - 1 \right) \right] \quad (2.104)$$

olarak elde edilir. Boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşenini elde etmek için bir önceki problemde bahsedilen Green fonksiyonu yaklaşımı kullanılmıştır. İlgili bileşene ait denklemin $G(R, \xi)$ formunda yazılışı aşağıda verilmektedir:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial G(R, \xi)}{\partial R} \right) + A^2 G(R, \xi) = \delta(R - \xi) \quad (2.105)$$

Burada A bir parametre olup,

$$A^2 = -\frac{F \text{ Pri}}{2^n} \quad (2.106)$$

formunda ifade edilir.

Benzer şekilde (2.101) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları,

$$\begin{aligned} R=0'da \quad \frac{\partial G}{\partial R} &= 0 \\ R=1'de \quad G &= 0 \end{aligned} \quad (2.107)$$

olarak elde edilir. (2.105) numaralı denklemin genel çözümü,

$$G(R, \xi) = \begin{cases} c_{11}J_0(AR) + c_{12}Y_0(AR), & 0 \leq R < \xi \\ c_{21}J_0(AR) + c_{22}Y_0(AR), & \xi < R \leq 1 \end{cases} \quad (2.108)$$

formunda yazılır. (2.107) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları ve Green fonksiyonu tekniği kullanılarak c_{ij} 'ler;

$$c_{11} = -\frac{\pi}{2} \xi \left[\frac{J_0(A\xi)Y_0(A) - J_0(A)Y_0(A\xi)}{J_0(A)} \right] \quad (2.109a)$$

$$c_{12} = 0 \quad (2.109b)$$

$$c_{21} = -\frac{\pi}{2} \frac{Y_0(A)\xi J_0(A\xi)}{J_0(A)} \quad (2.109c)$$

$$c_{22} = \frac{\pi}{2} \frac{Y_0(A)\xi J_0(A\xi)}{Y_0(A)} \quad (2.109d)$$

olarak elde edilir. (2.109) numaralı denklemlerdeki fonksiyonlar, (2.108) numaralı denklemde yerine yazılırsa;

$$G(R, \xi) = \begin{cases} -\frac{\pi}{2} \xi \frac{J_0(AR)}{J_0(A)} (J_0(A\xi)Y_0(A) - J_0(A)Y_0(A\xi)), & 0 \leq R < \xi \\ -\frac{\pi}{2} \xi \frac{J_0(A\xi)}{J_0(A)} (J_0(AR)Y_0(A) - J_0(A)Y_0(AR)), & \xi < R \leq 1 \end{cases} \quad (2.110)$$

olarak düzenlenebilir. Böylece boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşeninin Green fonksiyonuna bağlı yazılışı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\theta_1(R) = \int_0^1 G(\xi, R) U_1^*(\xi) d\xi \quad (2.111)$$

(2.111) numaralı denklemde verilen integralin çözülmesiyle bilinmeyen boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşeni $\theta_1(R)$,

$$\theta_1(R) = J_0(AR) [I_1(R) + I_3(R)] + Y_0(AR) I_2(R) \quad (2.112)$$

$$I_1(R) = \int_0^R -\frac{\pi}{2} \frac{J_0(A\xi)Y_0(A)}{J_0(A)} \xi U_1^*(\xi) d\xi \quad (2.113a)$$

$$I_2(R) = \int_0^R \frac{\pi}{2} J_0(A\xi) \xi U_1^*(\xi) d\xi \quad (2.113b)$$

$$I_3(R) = \int_R^1 -\frac{\pi}{2} \frac{(J_0(A\xi)Y_0(A) - J_0(A)Y_0(A\xi))}{J_0(A)} \xi U_1^*(\xi) d\xi \quad (2.113c)$$

olarak elde edilir.

Bir önceki problemde bahsedildiği gibi (2.113) numaralı denklemlerde tanımlanan U_1^* ; boyutsuz hızın, zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hıza oranından elde edilmektedir:

$$\frac{U(R, t^*)}{\bar{U}(t^*)} = \frac{U_0(R) + \varepsilon U_1(R) e^{it^*}}{1 + \varepsilon \beta e^{it^*}} = U_0^* + \varepsilon U_1^* e^{it^*} \quad (2.114)$$

$$\begin{aligned} U_0^*(R) &= U_0(R) \\ U_1^*(R) &= -\beta U_0^*(R) + U_1(R) \end{aligned} \quad (2.115)$$

$n = 1$ için (2.104) ve (2.112) numaralı daimi ve salınımlı sıcaklık dağılımları;

$$\theta_0(R) = \frac{1}{8}(-3 + 4R^2 - R^4) \quad (2.116)$$

$$\theta_1(R) = -\frac{16i}{A^4 c F (A^2 + c^2) I_0(c) J_0(A)} \left(\begin{aligned} & -A^4 c I_0(cR) J_0(A) - 4(A^2 + c^2) I_1(c) \left(\begin{aligned} & (-4 + A^2(R^2 - 1)) \\ & J_0(A) + 4J_0(AR) \end{aligned} \right) \\ & + c I_0(c) \left(\begin{aligned} & (A^2 + c^2)(-8 + A^2(2R^2 - 1)) J_0(A) \\ & + (8A^2 - (A^2 - 8)c^2) J_0(AR) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right) \quad (2.117)$$

Burada $A = \left(\frac{F \text{ Pri}}{2} \right)^{1/2}$ ve $c = \left(\frac{Fi}{2} \right)^{1/2}$ 'dir. Elde edilen boyutsuz hız ve boyutsuz sıcaklık profili kullanılarak; boyutsuz yığın sıcaklığı,

$$T_b = \frac{\int_0^{r_0} u T r dr}{\int_0^{r_0} u r dr} \Rightarrow \theta_b = \frac{T_b - T_w}{\frac{q_w'' D_h}{k}} = \frac{\int_0^1 U \theta R dR}{\int_0^1 U R dR} \quad (2.118)$$

şeklinde düzenlenir. Birinci mertebeden yığın sıcaklığı ise aşağıdaki formda elde edilir:

$$\theta_b = \frac{\int_0^1 (U_0 \theta_0 + \varepsilon (U_0 \theta_1 + U_1 \theta_0) e^{it^*}) R dR}{\frac{1}{2} (1 + \varepsilon \beta e^{it^*})} \quad (2.119)$$

Cidar ve akışkan yığın sıcaklık farkına dayalı ısı taşınım katsayısı;

$$h = \frac{k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_o}}{T_w - T_b} \quad (2.120)$$

formunda elde edilir. Cidarda tanımlanan Nusselt sayısı kapalı formda,

$$Nu = \frac{1}{\frac{T_w - T_b}{q_w'' D_h / k}} = - \frac{1}{\theta_b} \quad (2.121)$$

olarak yazılabilir. Atımlı akışın, ısı transfer hızı üzerindeki etkisini belirlemek için Nusselt sayısı aşağıdaki forma indirgenir:

$$Nu = Nu_0 + \varepsilon Nu_1 e^{it^*} \quad (2.122)$$

Burada, Nu_0 ve Nu_1 sırasıyla Nusselt sayısının daimi ve salınımlı bileşenleri olmak üzere aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$Nu_0 = - \frac{1/2}{\int_0^1 U_0 \theta_0 R dR}, \quad Nu_1 = - \frac{\beta / 2 + Nu_0 \int_0^1 (U_0 \theta_1 + U_1 \theta_0) R dR}{\int_0^1 U_0 \theta_0 R dR} \quad (2.123)$$

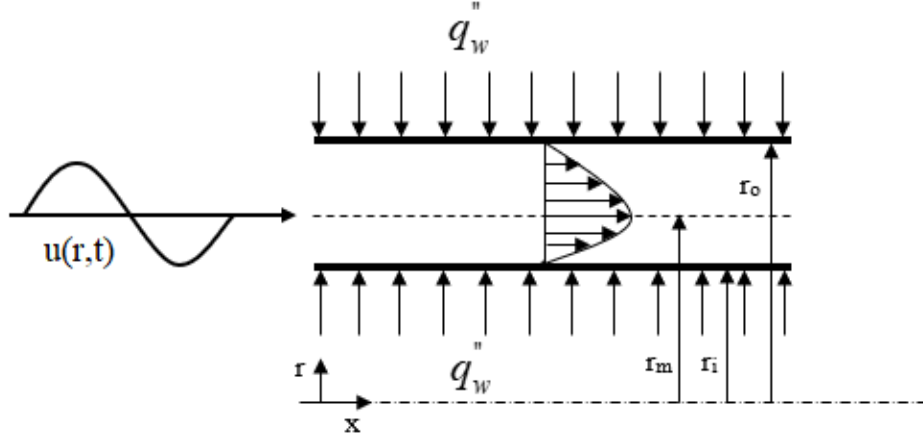
Ortalama Nusselt sayısı;

$$Nu_{avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu dt^* \quad (2.124)$$

şeklinde elde edilir.

2.1.3. Eş Merkezli Halkasal Kesitli Kanalda Atımlı Akış

Bu bölümde, Şekil 2.3'te şematik olarak verilen halkasal kesitli kanaldaki atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı probleminin sayısal analizi gerçekleştirilmiştir. Analizde, kanal cidarında öngörülen ısı sınır koşulu için sırasıyla, matematiksel modelin oluşturulması ve çözüm aşamalarını içerecek formda sunulmuştur.



Şekil 2.3. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (halkasal kesitli kanal)

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş, iki boyutlu, daimi olmayan, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akışı karakterize eden korunum denklemleri silindirik koordinatlar için bir önceki problemde (2.67-2.69) numaralı denklemlerde verilmiştir.

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminar akış için momentumun korunumu denklemi yeniden düzenlenerek aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rx}) \quad (2.125)$$

(2.125) numaralı momentum denkleminde yer alan kayma gerilmesi (τ_{rx}) ile kayma hızı arasındaki ilişkinin açık formu halkasal kesitli kanalda silindirik koordinatlar için aşağıda verilmektedir:

$$\tau_{rx} = -\eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \quad r_i \leq r \leq r_m \quad (2.126a)$$

$$\tau_{rx} = \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \quad r_m \leq r \leq r_o \quad (2.126b)$$

Burada; r_m maksimum hızın olduğu radyal istasyonu temsil etmektedir. (2.6) ve (2.126) numaralı denklemler kullanılarak; momentumun korunumu denklemi,

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = P_0 [1 + \varepsilon e^{i\omega t}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \right) \quad r_i \leq r \leq r_m \quad (2.127a)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = P_0 [1 + \varepsilon e^{i\omega t}] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \left(-\frac{\partial u}{\partial r} \right)^n \right) \quad r_m \leq r \leq r_o \quad (2.127b)$$

formunda elde edilir. (2.127) numaralı denklemlerin çözümü için gerekli sınır koşulları,

$$\begin{aligned} r = r_i \text{ 'de} \quad u &= 0 \\ r = r_m \text{ 'de} \quad \frac{\partial u}{\partial r} &= 0 \\ r = r_o \text{ 'da} \quad u &= 0 \end{aligned} \quad (2.128)$$

şeklinde ifade edilir. Boyutsuz parametreler aşağıda tanımlanmıştır:

$$\begin{aligned} r^* &= r/r_o, \quad \lambda = r_m/r_o, \quad \kappa = r_i/r_o, \quad U = u/\bar{u}_0 \\ \tau_w^* &= \frac{\tau_w}{\eta} \left(\frac{r_o}{\bar{u}_0} \right)^n, \quad \text{Re} = \frac{\rho \bar{u}_0^{2-n} D_h^n}{\eta}, \quad P^* = -\frac{1}{P_0} \frac{\partial p}{\partial x} \\ F &= \text{Re} \frac{(r_o - r_i) \omega}{\bar{u}_0}, \quad t^* = \omega t, \quad \theta = \frac{T - T_L}{\frac{q_w D_h}{k}}, \quad D_h = 2(r_o - r_i) \end{aligned} \quad (2.129)$$

Burada, $\bar{u}_0$, ortalama hızı ifade etmekte olup (Deterre vd., 2020),

$$\bar{u}_0 = \left(\frac{P_0 r_o^{n+1}}{2\eta} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{n}{3n+1} \right) \left(\frac{(1-\lambda^2)^{\frac{n+1}{n}} - \kappa^{\frac{n-1}{n}} (\lambda^2 - \kappa^2)^{\frac{n+1}{n}}}{1-\kappa^2} \right) \quad (2.130)$$

formunda yazılabilir. (2.127) numaralı diferansiyel denklemler boyutsuz formda birinci bölge ($r_i \leq r \leq r_m$) ve ikinci bölge ($r_m \leq r \leq r_o$) için sırasıyla,

$$\begin{aligned} \frac{F}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \left(\frac{\partial U_1}{\partial t^*} \right) &= 2a^n(1 + \varepsilon e^{it^*}) \\ &+ \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \left(\frac{\partial U_1}{\partial r^*} \right)^n \right) \end{aligned} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.131a)$$

$$\begin{aligned} \frac{F}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \left(\frac{\partial U_2}{\partial t^*} \right) &= 2a^n(1 + \varepsilon e^{it^*}) \\ &- \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \left(-\frac{\partial U_2}{\partial r^*} \right)^n \right) \end{aligned} \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.131b)$$

olarak elde edilir. (2.131) numaralı denklemlerdeki U_1 ve U_2 sırasıyla, birinci ve ikinci bölgelere ait boyutsuz hızı göstermektedir. Burada a ,

$$a = \left(\frac{3n+1}{n} \right) \left(\frac{1-\kappa^2}{\left((1-\lambda^2)^{\frac{n+1}{n}} - \kappa^{\frac{n-1}{n}} (\lambda^2 - \kappa^2)^{\frac{n+1}{n}} \right)} \right) \quad (2.132)$$

şeklinde ifade edilir.

Benzer şekilde, boyutsuz parametreler cinsinden hidrodinamik sınır koşulları boyutsuz formda,

$$\begin{aligned} r^* = \kappa' da \quad U_1 &= 0 \\ r^* = \lambda' da \quad \frac{\partial U_1}{\partial r^*} &= \frac{\partial U_2}{\partial r^*} = 0, \quad U_1 = U_2 \\ r^* = 1' de \quad U_2 &= 0 \end{aligned} \quad (2.133)$$

olarak düzenlenebilir.

İlgili denklemlerin çözümüne yarı-analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi ile ulaşılabilir. Yönteme göre, ε boyutsuz genlik olmak üzere; denklemde yer alan bağımlı değişken $U(r^*, t^*)$;

$$U_1(r^*, t^*) = U_{10}(r^*) + \varepsilon U_{11}(r^*) e^{it^*} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.134a)$$

$$U_2(r^*, t^*) = U_{20}(r^*) + \varepsilon U_{21}(r^*) e^{it^*} \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.134b)$$

formunda ifade edilir. İç ve dış cidardaki kayma hızı, binom açılımı kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\left(\frac{\partial U_1}{\partial R}\right)^n = \left(\frac{dU_{10}}{dR}\right)^n \left[1 + \varepsilon n \frac{dU_{11}/dR}{\left(\frac{dU_{10}}{dR}\right)} e^{it^*} \right] \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.135a)$$

$$\left(-\frac{\partial U_2}{\partial R}\right)^n = \left(-\frac{dU_{20}}{dR}\right)^n \left[1 - \varepsilon n \frac{dU_{21}/dR}{\left(-\frac{dU_{20}}{dR}\right)} e^{it^*} \right] \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.135b)$$

(2.134) ve (2.135) numaralı denklemler, (2.131) numaralı denklemlere taşınıp düzenlenirse;

$$\begin{aligned} & \frac{F}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \left(\frac{d(U_{10} + \varepsilon U_{11} e^{it^*})}{dt^*} \right) \\ &= 2a^n (1 + \varepsilon e^{it^*}) + \frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \left[\left(\frac{dU_{10}}{dr^*} \right)^n + \varepsilon n \left(\frac{dU_{10}}{dr^*} \right)^{n-1} \frac{dU_{11}}{dr^*} e^{it^*} \right] \right) \end{aligned} \quad (2.136a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{F}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \left(\frac{d(U_{20} + \varepsilon U_{21} e^{it^*})}{dt^*} \right) \\ &= 2a^n (1 + \varepsilon e^{it^*}) - \frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \left[\left(-\frac{dU_{20}}{dr^*} \right)^n - \varepsilon n \left(-\frac{dU_{20}}{dr^*} \right)^{n-1} \frac{dU_{21}}{dr^*} e^{it^*} \right] \right) \end{aligned} \quad (2.136b)$$

elde edilir ve denklemlerin her iki tarafında yer alan aynı kuvvetlere sahip ε 'ların katsayıları eşitlenir. Elde edilen denklemler ile (2.133) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları kullanılarak analitik olarak çözüm gerçekleştirilir. Birinci ve ikinci bölgeler için tanımlanan boyutsuz hız profillerinin daimi bileşenleri aşağıdaki gibi elde edilir:

$$U_{10}(r^*) = \frac{a n r^* \left(1 - \frac{r^{*2}}{\lambda^2}\right)^{-\frac{1}{n}} \left(-r^* + \frac{\lambda^2}{r^*}\right)^{\frac{1}{n}} {}_2F_1\left(-\frac{1}{n}, \frac{n-1}{2n}; \frac{3n-1}{2n}; \frac{r^{*2}}{\lambda^2}\right)}{n-1} - \frac{a n \kappa \left(1 - \frac{\kappa^2}{\lambda^2}\right)^{-\frac{1}{n}} \left(-\kappa + \frac{\lambda^2}{\kappa}\right)^{\frac{1}{n}} {}_2F_1\left(-\frac{1}{n}, \frac{n-1}{2n}; \frac{3n-1}{2n}; \frac{\kappa^2}{\lambda^2}\right)}{n-1} \quad (2.137a)$$

$$U_{20}(r^*) = - \frac{a n r^* \left(1 - \frac{r^{*2}}{\lambda^2}\right)^{-\frac{1}{n}} \left(r^* - \frac{\lambda^2}{r^*}\right)^{\frac{1}{n}} {}_2F_1\left(-\frac{1}{n}, \frac{n-1}{2n}; \frac{3n-1}{2n}; \frac{r^{*2}}{\lambda^2}\right)}{n-1} + \frac{a n \left(1 - \frac{1}{\lambda^2}\right)^{-\frac{1}{n}} (1 - \lambda^2)^{\frac{1}{n}} {}_2F_1\left(-\frac{1}{n}, \frac{n-1}{2n}; \frac{3n-1}{2n}; \frac{1}{\lambda^2}\right)}{n-1} \quad (2.137b)$$

Newtonumsu akışkan ($n = 1$) için (2.137) numaralı denklemlerde süreksizlik meydana gelmektedir. Bu nedenle, ilgili denklemlerin limiti alınıp çözüm gerçekleştirilerek $n = 1$ için daimi hız bileşenleri aşağıda gibi elde edilmektedir:

$$U_{10}(r^*) = \frac{a}{2} \left(\kappa^2 - r^{*2} + 2\lambda^2 \ln\left(\frac{r^*}{\kappa}\right) \right) \quad (2.138a)$$

$$U_{20}(r^*) = \frac{a}{2} (1 - r^{*2} + 2\lambda^2 \ln(r^*)) \quad (2.138b)$$

(2.137) numaralı denklemlerin türevleri, (2.136) numaralı denklemlerde yerine yazılarak salınımlı bileşenlere ait boyutsuz hız denklemleri,

$$\frac{Fi}{2^n (1 - \kappa)^{n+1}} U_{11} = 2a^n + \frac{n}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \left[\left(a \left(\frac{\lambda^2}{r^*} - r^* \right)^{\frac{1}{n}} \right)^{n-1} \frac{dU_{11}}{dr^*} \right] \right) \quad (2.139a)$$

$$\frac{Fi}{2^n (1 - \kappa)^{n+1}} U_{21} = 2a^n + \frac{n}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \left[\left(a \left(r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right)^{\frac{1}{n}} \right)^{n-1} \frac{dU_{21}}{dr^*} \right] \right) \quad (2.139b)$$

formunda elde edilir. (2.139) numaralı denklemlerin analitik olarak çözülebilmesi için eşitliklerin sağ tarafındaki ikinci terimlere (daimi bileşenlere ait hız gradyanlarına) Binom açılımı uygulanarak, (2.139) numaralı denklemler tekrar düzenlenirse;

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \left(\frac{1}{r^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \left(1 - \frac{n-1}{n} \frac{r^{*2}}{\lambda^2} \right) \frac{dU_{11}}{dr^*} \right) = \frac{a^{1-n}}{n(\lambda^2)^{\frac{n-1}{n}}} \left(\frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} U_{11} - 2a^n \right) \quad (2.140a)$$

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \left[\left(r^* \right)^{\frac{n-1}{n}} \left(1 - \frac{n-1}{n} \frac{\lambda^2}{r^{*2}} \right) \frac{dU_{21}}{dr^*} \right] \right) = \frac{a^{1-n}}{n} \left(\frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} U_{21} - 2a^n \right) \quad (2.140b)$$

elde edilir. (2.140) numaralı denklemlerde;

$$\psi_1 = \frac{a^{1-n}}{n(\lambda^2)^{\frac{n-1}{n}}} \left[\frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} U_{11} - 2a^n \right] \quad (2.141a)$$

$$\psi_2 = \frac{a^{1-n}}{n} \left[\frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} U_{21} - 2a^n \right] \quad (2.141b)$$

dönüşümü yapılarak, ilgili denklemler yeniden düzenlenirse;

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{n-1}{n} \frac{r^{*2}}{\lambda^2} \right) \frac{d^2 \psi_1}{dr^{*2}} + \left(\frac{1}{n} - \frac{n-1}{n} \left(\frac{2n+1}{n} \right) \frac{r^{*2}}{\lambda^2} \right) \frac{1}{r^*} \frac{d\psi_1}{dr^*} \\ - \frac{a^{1-n}}{n(\lambda^2)^{\frac{n-1}{n}}} \frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \psi_1 r^{*\frac{n-1}{n}} = 0 \end{aligned} \quad (2.142a)$$

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{n-1}{n} \lambda^2 \frac{1}{r^{*2}} \right) \frac{d^2 \psi_2}{dr^{*2}} + \left(\frac{2n-1}{n} + \frac{n-1}{n^2} \lambda^2 \frac{1}{r^{*2}} \right) \frac{1}{r^*} \frac{d\psi_2}{dr^*} \\ - \frac{a^{1-n}}{n} \frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \psi_2 r^{*\frac{1-n}{n}} = 0 \end{aligned} \quad (2.142b)$$

elde edilir. (2.142) numaralı denklemlerdeki gradyanların katsayılarından dolayı ilgili denklemler analitik çözüme olanak sunmamaktadır. (2.142) numaralı denklemlerin analitik olarak çözülebilmesi için tekrar pertürbasyon yöntemi kullanılarak ilgili denklemlerin

çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. Denklemlerde yer alan bağımlı değişkenler ψ_1 ve ψ_2 ;

$$\psi_1(r^*) = \psi_{10}(r^*) + \left(\frac{n-1}{n\lambda^2} \right) \psi_{11}(r^*) \quad (2.143a)$$

$$\psi_2(r^*) = \psi_{20}(r^*) + \left(\frac{n-1}{n} \right) \lambda^2 \psi_{21}(r^*) \quad (2.143b)$$

formunda kuvvet serisine açılır. Önceki problemlerde açıklanan çözüm yöntemi takip edilerek (2.142) numaralı denklemler,

$\kappa \leq r^* \leq \lambda$ aralığında;

$$\frac{d^2 \psi_{10}}{dr^{*2}} + \left(\frac{1}{nr^*} \right) \frac{d\psi_{10}}{dr^*} - \frac{a^{1-n}}{n\lambda^{\frac{2n-2}{n}}} \frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \psi_{10} r^{*\frac{n-1}{n}} = 0 \quad (2.144a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \psi_{11}}{dr^{*2}} + \left(\frac{1}{nr^*} \right) \frac{d\psi_{11}}{dr^*} - \frac{a^{1-n}}{n\lambda^{\frac{2n-2}{n}}} \frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \psi_{11} r^{*\frac{n-1}{n}} \\ = \left(\frac{2n+1}{n} \right) r^* \frac{d\psi_{10}}{dr^*} + r^{*2} \frac{d^2 \psi_{10}}{dr^{*2}} \end{aligned} \quad (2.144b)$$

$\lambda \leq r^* \leq 1$ aralığında;

$$\frac{d^2 \psi_{20}}{dr^{*2}} + \left(\frac{2n-1}{nr^*} \right) \frac{d\psi_{20}}{dr^*} - \frac{a^{1-n}}{n} \frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \psi_{20} r^{*\frac{1-n}{n}} = 0 \quad (2.145a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \psi_{21}}{dr^{*2}} + \left(\frac{2n-1}{nr^*} \right) \frac{d\psi_{21}}{dr^*} - \frac{a^{1-n}}{n} \frac{Fi}{2^n(1-\kappa)^{n+1}} \psi_{21} r^{*\frac{1-n}{n}} \\ = - \left(\frac{1}{nr^{*3}} \right) \frac{d\psi_{20}}{dr^*} + \frac{1}{r^{*2}} \frac{d^2 \psi_{20}}{dr^{*2}} \end{aligned} \quad (2.145b)$$

olarak düzenlenebilir. Benzer şekilde, (2.133) numaralı denklemlerde tanımlanan boyutsuz sınır koşulları;

$$\begin{aligned}
r^* &= \kappa' da & \psi_{11} &= 0, \psi_{10} = -\frac{2a}{n\lambda^{\frac{2n-2}{n}}} \\
r^* &= \lambda' da & \frac{d\psi_{10}}{dr^*} &= \frac{d\psi_{11}}{dr^*} = \frac{d\psi_{20}}{dr^*} = \frac{d\psi_{21}}{dr^*} = 0 \\
r^* &= 1' de & \psi_{21} &= 0, \psi_{20} = -\frac{2a}{n}
\end{aligned} \tag{2.146}$$

halini alır. (2.144a-2.145a) numaralı denklemler, (2.146) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları altında çözülerek; ψ_{10} ve ψ_{20} elde edilir. İlgili fonksiyonlar, (2.144b) ve (2.145b) numaralı denklemlerde yerine yazılarak ve $\kappa \leq r^* \leq 1$ aralığında Green fonksiyonu ile analitik olarak çözülerek; ψ_{11} ve ψ_{21} fonksiyonları bulunur. Elde edilen denklemlerin karmaşık yapısından dolayı sadece Newtonumsu akışkana ($n=1$) ait denklemler aşağıda verilmektedir.

$\kappa \leq r^* \leq \lambda$ aralığında;

$$\begin{aligned}
\psi_{10}(r^*) &= \\
&-2a \frac{(K_{1+v_1}(c_1\lambda) + K_{v_1-1}(c_1\lambda))I_{v_1}(c_1r^*) + K_{v_1}(c_1r^*)(I_{1+v_1}(c_1\lambda) + I_{v_1-1}(c_1\lambda))}{(K_{1+v_1}(c_1\lambda) + K_{v_1-1}(c_1\lambda))I_{v_1}(c_1\kappa) + K_{v_1}(c_1\kappa)(I_{1+v_1}(c_1\lambda) + I_{v_1-1}(c_1\lambda))} \tag{2.147a}
\end{aligned}$$

$\lambda \leq r^* \leq 1$ aralığında;

$$\begin{aligned}
\psi_{20}(r^*) &= \\
&-2a \frac{(K_{1+v_2}(c_2\lambda) + K_{v_2-1}(c_2\lambda))I_{v_2}(c_2r^*) + K_{v_2}(c_2r^*)(I_{1+v_2}(c_2\lambda) + I_{v_2-1}(c_2\lambda))}{(K_{1+v_2}(c_2\lambda) + K_{v_2-1}(c_2\lambda))I_{v_2}(c_2) + K_{v_2}(c_2)(I_{1+v_2}(c_2\lambda) + I_{v_2-1}(c_2\lambda))} \tag{2.147b}
\end{aligned}$$

Burada v_1 , v_2 , C_1 ve C_2 sabit değerler olup ilgili problem için aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$v_1 = \frac{1-n}{3n-1}, \quad c_1^2 = 4 \left(\frac{n}{3n-1} \right)^2 \frac{a^{1-n} Fi}{2^n n (1-\kappa)^{n+1} \lambda^{\frac{2n-2}{n}}} \tag{2.148a}$$

$$v_2 = \frac{n-1}{1+n}, \quad c_2^2 = 4 \left(\frac{n}{n+1} \right)^2 \frac{a^{1-n} Fi}{2^n n (1-\kappa)^{n+1}} \quad (2.148b)$$

(2.143) numaralı denklemlerdeki eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terimler $n=1$ durumunda sıfıra eşit olmaktadır. (2.147) ve (2.148) numaralı denklemlerdeki ifadeler (2.143) numaralı denklemlerde tanımlanan kuvvet serisinde yerine yazılarak ve elde edilen ψ_1 ve ψ_2 fonksiyonları (2.141) numaralı denklemlere taşınarak; bilinmeyen U_{11} ve U_{21} boyutsuz hız dağılımları $n=1$ için

$$U_{11}(r^*) = \frac{4a(1-\kappa)^2}{Fi} \left(1 - \frac{I_1(c_1\lambda)K_0(c_1r^*) + I_0(c_1r^*)K_1(c_1\lambda)}{I_1(c_1\lambda)K_0(c_1\kappa) + I_0(c_1\kappa)K_1(c_1\lambda)} \right) \quad (2.149a)$$

$$U_{21}(r^*) = \frac{4a(1-\kappa)^2}{Fi} \left(1 - \frac{I_1(c_2\lambda)K_0(c_2r^*) + I_0(c_2r^*)K_1(c_2\lambda)}{I_1(c_2\lambda)K_0(c_2) + I_0(c_2)K_1(c_2\lambda)} \right) \quad (2.149b)$$

formunda elde edilir. Birinci ve ikinci bölgede tanımlanan boyutsuz hız profillerinin salınımlı bileşenleri, genel formda;

$$U_{11}(r^*) = \left[\frac{n\lambda^{\frac{2n-2}{n}}}{a^{1-n}} \left(\psi_{10}(r^*) + \left(\frac{n-1}{n\lambda^2} \right) \psi_{11}(r^*) \right) + 2a^n \right] \frac{2^n (1-\kappa)^{n+1}}{Fi} \quad (2.150a)$$

$$U_{21}(r^*) = \left[\frac{n}{a^{1-n}} \left(\psi_{20}(r^*) + \left(\frac{n-1}{n} \right) \lambda^2 \psi_{21}(r^*) \right) + 2a^n \right] \frac{2^n (1-\kappa)^{n+1}}{Fi} \quad (2.150b)$$

olarak düzenlenebilir. (2.137) ve (2.150) numaralı denklemler, (2.134) numaralı denklemlerde yerine yazılarak her iki bölgeye ait boyutsuz hız profilleri elde edilir.

Zamana bağlı, basınç kaynaklı, tam gelişmiş halkasal kesitli bir boru akışı için akış yönünde etki eden kuvvetlerin dengesi;

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{2r_i}{r_m^2 - r_i^2} \tau_w \Big|_{r=r_i} + \rho \frac{d\bar{u}_1(t)}{dt} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.151a)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{2r_o}{r_o^2 - r_m^2} \tau_w \Big|_{r=r_o} + \rho \frac{d\bar{u}_2(t)}{dt} \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.151b)$$

şeklinde ifade edilir. Eş merkezli halkasal kesitli kanalda basınç gradyanı ile sürtünme faktörü arasındaki ilişki,

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f_1 \left(\frac{r_i}{r_m^2 - r_i^2} \right) (\bar{u}(t))^2 \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.152a)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f_2 \left(\frac{r_o}{r_o^2 - r_m^2} \right) (\bar{u}(t))^2 \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.152b)$$

olarak yazılabilir. (2.126) numaralı denklemlerde tanımlanan kayma gerilmeleri ile (2.151-2.152) numaralı denklemler kullanılarak sürtünme faktörü birinci ve ikinci bölge için, sırasıyla,

$$f_1 \text{ Re} = \frac{1}{[\bar{U}(t^*)]^2} \left[\frac{F(\lambda^2 - \kappa^2)}{\kappa(1 - \kappa)} \frac{d\bar{U}_1(t^*)}{dt^*} + 2^{n+1}(1 - \kappa)^n \left(\frac{\partial U_1}{\partial r^*} \right)^n \Big|_{r^*=\kappa} \right] \quad (2.153a)$$

$$f_2 \text{ Re} = \frac{1}{[\bar{U}(t^*)]^2} \left[\frac{F(1 - \lambda^2)}{(1 - \kappa)} \frac{d\bar{U}_2(t^*)}{dt^*} + 2^{n+1}(1 - \kappa)^n \left(-\frac{\partial U_2}{\partial r^*} \right)^n \Big|_{r^*=1} \right] \quad (2.153b)$$

formunda elde edilir. Burada $\bar{U}(t^*)$ zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızı ifade etmekte olup,

$$\bar{U}(t^*) = 1 + \varepsilon \beta e^{it^*} \quad (2.154)$$

olarak elde edilir. Burada β parametresi aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\beta = \frac{2}{1 - \kappa^2} \left[\int_{\kappa}^{\lambda} U_{11} r^* dr^* + \int_{\lambda}^1 U_{21} r^* dr^* \right] \quad (2.155)$$

(2.135) ve (2.153-2.154) numaralı denklemler dikkate alınarak birinci mertebeden sürtünme faktörü aşağıdaki gibi elde edilir:

$$f_1 = f_{10} + \varepsilon f_{11} e^{it^*} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.156a)$$

$$f_2 = f_{20} + \varepsilon f_{21} e^{it^*} \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.156b)$$

Burada, f_{10} ve f_{11} , sırasıyla,

$$f_{10} \text{ Re} = 2^{n+1} (1-\kappa)^n \left(\frac{dU_{10}}{dr^*} \right)^n \bigg|_{r^*=\kappa} \quad (2.157a)$$

$$f_{11} \text{ Re} = -2\beta f_{10} + \frac{2Fi\beta_1}{\kappa(1-\kappa)} + 2^{n+1} (1-\kappa)^n n \left[\left(\frac{dU_{10}}{dr^*} \right)^{n-1} \bigg|_{r^*=\kappa} \left(\frac{dU_{11}}{dr^*} \right) \bigg|_{r^*=\kappa} \right] \quad (2.157b)$$

f_{20} ve f_{21} , sırasıyla,

$$f_{20} \text{ Re} = 2^{n+1} (1-\kappa)^n \left(-\frac{dU_{20}}{dr^*} \right)^n \bigg|_{r^*=1} \quad (2.158a)$$

$$f_{21} \text{ Re} = -2\beta f_{20} + \frac{2Fi\beta_2}{(1-\kappa)} - 2^{n+1} (1-\kappa)^n n \left[\left(-\frac{dU_{20}}{dr^*} \right)^{n-1} \bigg|_{r^*=1} \left(\frac{dU_{21}}{dr^*} \right) \bigg|_{r^*=1} \right] \quad (2.158b)$$

formunda ifade edilir. Halkasal kesitli kanalda ortalama sürtünme faktörü (Rohsenow vd., 1998),

$$f = \frac{\kappa f_1 + f_2}{\kappa + 1} \quad (2.159)$$

olarak yazılabilir. Zaman ortalamalı sürtünme faktörü;

$$f_{c_avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f dt^* \quad (2.160)$$

olarak elde edilir. Bir önceki problemlerde bahsedildiği gibi bu problem için de ortalama sürtünme faktörü için aynı zaman adımındaki ortalama hız ($\bar{U}(t^*)$) kullanılmaktadır.

Enerjinin korunumu denklemi:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.161)$$

formunda yazılabilir. Burada $\frac{\partial T}{\partial x}$,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{2q_w''}{\rho c_p (r_o - r_i) \bar{u}(t)} \quad (2.162)$$

olarak elde edilir.

(2.161) numaralı denklemin çözümü için gerekli sınır koşulları şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} r = r_i \quad & \frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{q_w''}{k} \\ r = r_m \quad & T = T_L \\ r = r_o \quad & \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{q_w''}{k} \end{aligned} \quad (2.163)$$

Burada T_L ; tam gelişmiş bölgede hızın maksimum olduğu noktadaki sıcaklığı temsil etmektedir. Boyutsuz parametreler cinsinden enerjinin korunumu denklemi,

$$\frac{F Pr}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \frac{1}{(1-\kappa)^2} \frac{U(r^*, t^*)}{\bar{U}(t^*)} = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \right) \quad (2.164)$$

formunda yazılabilir. Burada Pr , Prandtl sayısı olup aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\text{Pr} = \frac{\eta c_p}{k} \left(\frac{\bar{u}_0}{r_o - r_i} \right)^{n-1} \quad (2.165)$$

Benzer şekilde, boyutsuz parametreler cinsinden ilgili ısı sınır koşulları,

$$\begin{aligned} r^* = \kappa' da \quad \frac{d\theta}{dr^*} &= -\frac{1}{2(1-\kappa)} \\ r^* = \lambda' da \quad \theta &= 0 \\ r^* = 1' de \quad \frac{d\theta}{dr^*} &= \frac{1}{2(1-\kappa)} \end{aligned} \quad (2.166)$$

formunda yazılabilir. (2.164) numaralı denklem birinci ve ikinci bölge için sırasıyla,

$$\frac{F \text{Pr}}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \frac{\partial \theta_1}{\partial t^*} + \frac{1}{(1-\kappa)^2} U_1^*(r^*, t^*) = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \theta_1}{\partial r^*} \right) \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.167a)$$

$$\frac{F \text{Pr}}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \frac{\partial \theta_2}{\partial t^*} + \frac{1}{(1-\kappa)^2} U_2^*(r^*, t^*) = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \theta_2}{\partial r^*} \right) \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.167b)$$

olarak elde edilir. Bir önceki problemlerde bahsedildiği gibi (2.167) numaralı denklemlerde tanımlanan U_1^* ve U_2^* ;

$$\begin{aligned} U_1^*(r^*, t^*) &= U_{10}^* + \varepsilon U_{11}^* e^{it^*} \\ U_{10}^*(r^*) &= U_{10} \\ U_{11}^*(r^*) &= -\beta U_{10} + U_{11} \end{aligned} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.168)$$

$$\begin{aligned} U_2^*(r^*, t^*) &= U_{20}^* + \varepsilon U_{21}^* e^{it^*} \\ U_{20}^*(r^*) &= U_{20} \\ U_{21}^*(r^*) &= -\beta U_{20} + U_{21} \end{aligned} \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.169)$$

formunda ifade edilir.

Pertürbasyon yöntemini kullanarak ilgili denklemlerin çözümleri birinci ve ikinci bölge için yaklaşık olarak elde edilebilir. Denklemlerde yer alan bağımlı değişken $\theta(r^*, t^*)$;

$$\theta_1(r^*, t^*) = \theta_{10}(r^*) + \varepsilon \theta_{11}(r^*) e^{it^*} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.170a)$$

$$\theta_2(r^*, t^*) = \theta_{20}(r^*) + \varepsilon \theta_{21}(r^*) e^{it^*} \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.170b)$$

formunda kuvvet serisine açılır. (2.168-2.170) numaralı denklemler, (2.167) numaralı denklemlerde yerine yazılarak birinci ve ikinci bölge için tanımlanan daimi ve salınımlı bileşene ait boyutsuz sıcaklık denklemleri aşağıdaki şekildedir:

$\kappa \leq r^* \leq \lambda$ aralığında;

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{d\theta_{10}}{dr^*} \right) = \frac{U_{10}^*(r^*)}{(1-\kappa)^2} \quad (2.171a)$$

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{d\theta_{11}}{dr^*} \right) - \frac{F \text{Pr} i}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \theta_{11} = \frac{U_{11}^*(r^*)}{(1-\kappa)^2} \quad (2.171b)$$

$\lambda \leq r^* \leq 1$ aralığında;

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{d\theta_{20}}{dr^*} \right) = \frac{U_{20}^*(r^*)}{(1-\kappa)^2} \quad (2.172a)$$

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{d\theta_{21}}{dr^*} \right) - \frac{F \text{Pr} i}{2^n (1-\kappa)^{n+1}} \theta_{21} = \frac{U_{21}^*(r^*)}{(1-\kappa)^2} \quad (2.172b)$$

olarak elde edilir. (2.171a) ve (2.172a) numaralı adi diferansiyel denklemler (2.166) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları altında analitik olarak çözülür. Atımlı Newtonumsu akışkan akışı ($n = 1$) durumu için daimi sıcaklık bileşenleri aşağıda gibi elde edilir:

$$\theta_{10}(r^*) = \frac{1}{32(\kappa-1)^2} \left(\begin{aligned} &-a(r^{*2} - \lambda^2)(-4\kappa^2 + r^{*2} + 9\lambda^2) + 8a\lambda^2(\lambda^2 - r^{*2}) \ln \kappa \\ &+ 4(-\kappa(4 - 4\kappa + a\kappa^3) + 2a(\kappa^2 + r^{*2})\lambda^2) \ln r^* \\ &+ 4(4\kappa + a\kappa^4 - 2a\lambda^4 - 2\kappa^2(2 + a\lambda^2)) \ln \lambda \end{aligned} \right) \quad (2.173)$$

$$\theta_{20}(r^*) = \frac{1}{32(\kappa-1)^2} \begin{pmatrix} -a(r^{*2} - \lambda^2)(-4 + r^{*2} + 9\lambda^2) \\ +4(4 - 4\kappa + a(-1 + 2(1 + r^{*2})\lambda^2)) \ln r^* \\ +4(a + 4(\kappa-1) - 2a\lambda^2(1 + \lambda^2)) \ln \lambda \end{pmatrix} \quad (2.174)$$

Burada $a = \frac{4}{1 + \kappa^2 - 2\lambda^2}$ olmaktadır. (2.171b) ile (2.172b) numaralı denklemleri elde etmek için bir önceki problemde bahsedilen Green fonksiyonu yaklaşımı kullanılmıştır. Birinci ve ikinci bölgelerde, Green fonksiyonunun $G(r^*, \xi)$ formunda boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşenleri için yazılışı:

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{dG_1(r^*, \xi)}{dr^*} \right) + H^2 G_1(r^*, \xi) = \delta_1(r^* - \xi) \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.175a)$$

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{dG_2(r^*, \xi)}{dr^*} \right) + H^2 G_2(r^*, \xi) = \delta_2(r^* - \xi) \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.175b)$$

Burada H bir boyutsuz parametre olup,

$$H^2 = - \frac{F \text{ Pri}}{2^n (1 - \kappa)^{n+1}} \quad (2.176)$$

formunda ifade edilir.

Benzer şekilde (2.166) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları,

$$\begin{aligned} r^* = \kappa' da \quad & \frac{\partial G_1}{\partial r^*} = 0 \\ r^* = \lambda' da \quad & G_1 = G_2 = 0 \\ r^* = 1' de \quad & \frac{\partial G_2}{\partial r^*} = 0 \end{aligned} \quad (2.177)$$

olarak elde edilir. (2.175) numaralı denklemlerin genel çözümü,

$$G_1(r^*, \xi) = \begin{cases} c_{11} J_0(Hr^*) + c_{12} Y_0(Hr^*), & \kappa \leq r^* < \xi \\ c_{21} J_0(Hr^*) + c_{22} Y_0(Hr^*), & \xi < r^* \leq \lambda \end{cases} \quad (2.178a)$$

$$G_2(r^*, \xi) = \begin{cases} s_{11}J_0(Hr^*) + s_{12}Y_0(Hr^*), & \lambda \leq r^* < \xi \\ s_{21}J_0(Hr^*) + s_{22}Y_0(Hr^*), & \xi < r^* \leq 1 \end{cases} \quad (2.178b)$$

formunda elde edilir. (2.177) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları ve Green fonksiyonu tekniği kullanılarak C_{ij} 'ler;

$$c_{11} = -\frac{\pi}{2} Y_1(H\kappa) \xi \left[\frac{J_0(H\lambda)Y_0(H\xi) - J_0(H\xi)Y_0(H\lambda)}{J_1(H\kappa)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_1(H\kappa)} \right] \quad (2.179a)$$

$$c_{12} = \frac{\pi}{2} J_1(H\kappa) \xi \left[\frac{J_0(H\lambda)Y_0(H\xi) - J_0(H\xi)Y_0(H\lambda)}{J_1(H\kappa)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_1(H\kappa)} \right] \quad (2.179b)$$

$$c_{21} = \frac{\pi}{2} Y_0(H\lambda) \xi \left[\frac{J_0(H\xi)Y_1(H\kappa) - J_1(H\kappa)Y_0(H\xi)}{J_1(H\kappa)Y_0(H\lambda) - Y_1(H\kappa)J_0(H\lambda)} \right] \quad (2.179c)$$

$$c_{22} = -\frac{\pi}{2} J_0(H\lambda) \xi \left[\frac{J_0(H\xi)Y_1(H\kappa) - J_1(H\kappa)Y_0(H\xi)}{J_1(H\kappa)Y_0(H\lambda) - Y_1(H\kappa)J_0(H\lambda)} \right] \quad (2.179d)$$

Benzer şekilde S_{ij} 'ler;

$$s_{11} = \frac{\pi}{2} Y_0(H\lambda) \xi \left[\frac{J_0(H\xi)Y_1(H) - J_1(H)Y_0(H\xi)}{Y_1(H)J_0(H\lambda) - J_1(H)Y_0(H\lambda)} \right] \quad (2.180a)$$

$$s_{12} = -\frac{\pi}{2} J_0(H\lambda) \xi \left[\frac{J_0(H\xi)Y_1(H) - J_1(H)Y_0(H\xi)}{Y_1(H)J_0(H\lambda) - J_1(H)Y_0(H\lambda)} \right] \quad (2.180b)$$

$$s_{21} = \frac{\pi}{2} Y_1(H) \xi \left[\frac{J_0(H\xi)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(H\xi)}{Y_1(H)J_0(H\lambda) - J_1(H)Y_0(H\lambda)} \right] \quad (2.180c)$$

$$s_{22} = -\frac{\pi}{2} J_1(H) \xi \left[\frac{J_0(H\xi)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(H\xi)}{Y_1(H)J_0(H\lambda) - J_1(H)Y_0(H\lambda)} \right] \quad (2.180d)$$

olarak elde edilir. (2.179) ve (2.180) numaralı denklemlerdeki fonksiyonlar, (2.178) numaralı denklemlerde yerine yazılırsa,

$$G_1(r^*, \xi) = \begin{cases} \frac{\pi\xi}{2} \left[\frac{(J_0(H\xi)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(H\xi))}{(Y_1(H\kappa)J_0(Hr^*) - J_1(H\kappa)Y_0(Hr^*))} \right], & \kappa \leq r^* < \xi \\ \frac{\pi\xi}{2} \left[\frac{(J_0(H\xi)Y_1(H\kappa) - J_1(H\kappa)Y_0(H\xi))}{(J_0(Hr^*)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(Hr^*))} \right], & \xi < r^* \leq \lambda \end{cases} \quad (2.181a)$$

$$G_2(r^*, \xi) = \begin{cases} \frac{\pi\xi}{2} \left[\frac{(J_1(H)Y_0(H\xi) - Y_1(H)J_0(H\xi))}{(J_0(Hr^*)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(Hr^*))} \right], & \lambda \leq r^* < \xi \\ \frac{\pi\xi}{2} \left[\frac{(J_0(H\xi)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(H\xi))}{(J_1(H)Y_0(Hr^*) - Y_1(H)J_0(Hr^*))} \right], & \xi < r^* \leq 1 \end{cases} \quad (2.181b)$$

olarak düzenlenebilir. Böylece boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşeninin Green fonksiyonuna bağlı yazılışı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\theta_{11}(r^*) = \int_{\kappa}^{\lambda} G_1(\xi, r^*) \frac{U_{11}^*(\xi)}{(1-\kappa)^2} d\xi \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (2.182a)$$

$$\theta_{21}(r^*) = \int_{\lambda}^1 G_2(\xi, r^*) \frac{U_{21}^*(\xi)}{(1-\kappa)^2} d\xi \quad \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (2.182b)$$

(2.182) numaralı denklemlerde verilen integralin çözülmesiyle her iki bölgeye ait bilinmeyen boyutsuz sıcaklık dağılımının salınımlı bileşenleri $\theta_{11}(r^*)$ ve $\theta_{21}(r^*)$,

$\kappa \leq r^* \leq \lambda$ aralığında;

$$\theta_{11}(r^*) = J_0(Hr^*)[I_{11}(r^*) + I_{13}(r^*)] + Y_0(Hr^*)[I_{12}(r^*) + I_{14}(r^*)] \quad (2.183)$$

$$I_{11}(r^*) = \int_{\kappa}^{r^*} \frac{\pi}{2} Y_0(H\lambda) \xi \frac{(J_0(H\xi)Y_1(H\kappa) - J_1(H\kappa)Y_0(H\xi))}{J_1(H\kappa)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_1(H\kappa)} \frac{U_{11}^*(\xi)}{(1-\kappa)^2} d\xi \quad (2.184a)$$

$$I_{12}(r^*) = -\frac{J_0(H\lambda)}{Y_0(H\lambda)} I_{11}(r^*) \quad (2.184b)$$

$$I_{13}(r^*) = \int_{r^*}^{\lambda} \frac{\pi}{2} Y_1(H\kappa) \xi \frac{(J_0(H\xi)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(H\xi))}{J_1(H\kappa)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_1(H\kappa)} \frac{U_{11}^*(\xi)}{(1-\kappa)^2} d\xi \quad (2.184c)$$

$$I_{14}(r^*) = -\frac{J_1(H\kappa)}{Y_1(H\kappa)} I_{13}(r^*) \quad (2.184d)$$

$\lambda \leq r^* \leq 1$ aralığında;

$$\theta_{21}(r^*) = J_0(Hr^*)[I_{21}(r^*) + I_{23}(r^*)] + Y_0(Hr^*)[I_{22}(r^*) + I_{24}(r^*)] \quad (2.185)$$

$$I_{21}(r^*) = \int_{\lambda}^{r^*} -\frac{\pi}{2} Y_1(H) \xi \frac{(J_0(H\xi)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_0(H\xi))}{J_1(H)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_1(H)} \frac{U_{21}^*(\xi)}{(1-\kappa)^2} d\xi \quad (2.186a)$$

$$I_{22}(r^*) = -\frac{J_1(H)}{Y_1(H)} I_{21}(r^*) \quad (2.186b)$$

$$I_{23}(r^*) = \int_{r^*}^1 \frac{\pi}{2} Y_0(H\lambda) \xi \frac{(J_1(H)Y_0(H\xi) - Y_1(H)J_0(H\xi))}{J_1(H)Y_0(H\lambda) - J_0(H\lambda)Y_1(H)} \frac{U_{21}^*(\xi)}{(1-\kappa)^2} d\xi \quad (2.186c)$$

$$I_{24}(r^*) = -\frac{J_0(H\lambda)}{Y_0(H\lambda)} I_{23}(r^*) \quad (2.186d)$$

olarak elde edilir.

Elde edilen boyutsuz hız ve boyutsuz sıcaklık profilleri kullanılarak; boyutsuz yığın sıcaklığı,

$$T_b = \frac{\int_{r_i}^{r_o} uTrdr}{\int_{r_i}^{r_o} urdr} \Rightarrow \theta_b = \frac{T_b - T_L}{\frac{q_w'' D_h}{k}} = \frac{\kappa}{\int_{\kappa}^1 U\theta r^* dr^*} = \frac{\int_{\kappa}^{\lambda} U_1 \theta_1 r^* dr^* + \int_{\lambda}^1 U_2 \theta_2 r^* dr^*}{\int_{\kappa}^1 U r^* dr^*} \quad (2.187)$$

şeklinde düzenlenir. Birinci mertebeden yığın sıcaklığı ise aşağıdaki formda elde edilir:

$$\theta_b = \frac{\left(\int_{\kappa}^{\lambda} U_{10} \theta_{10} r^* dr^* + \int_{\lambda}^1 U_{20} \theta_{20} r^* dr^* \right)}{\frac{1-\kappa^2}{2} (1 + \varepsilon \beta e^{it^*})} + \frac{\varepsilon \left(\int_{\kappa}^{\lambda} (U_{10} \theta_{11} + U_{11} \theta_{10}) r^* dr^* + \int_{\lambda}^1 (U_{20} \theta_{21} + U_{21} \theta_{20}) r^* dr^* \right) e^{it^*}}{\frac{1-\kappa^2}{2} (1 + \varepsilon \beta e^{it^*})} \quad (2.188)$$

İç ve dış cidarlar için, cidar-yığın akışkan sıcaklık farkına dayalı ısı taşınım katsayıları sırasıyla,

$$h_i = \frac{-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_i}}{T_i - T_b}, \quad h_o = \frac{k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_o}}{T_o - T_b} \quad (2.189)$$

şeklinde yazılabilir. İç ve dış cıdarda tanımlanan Nusselt sayısı kapalı formda,

$$Nu_1 = \frac{1}{\frac{T_i - T_b}{\frac{q_w'' D_h}{k}}} = \frac{1}{\theta_1(\kappa, t^*) - \theta_b} \quad (2.190a)$$

$$Nu_2 = \frac{1}{\frac{T_o - T_b}{\frac{q_w'' D_h}{k}}} = \frac{1}{\theta_2(1, t^*) - \theta_b} \quad (2.190b)$$

olarak elde edilir. Atımlı akışın, ısı transfer hızı üzerindeki etkisini belirlemek için iç ve dış cidarlara ait Nusselt sayısı aşağıdaki forma indirgenir:

$$Nu_1 = Nu_{10} + \varepsilon Nu_{11} e^{it^*} \quad (2.191a)$$

$$Nu_2 = Nu_{20} + \varepsilon Nu_{21} e^{it^*} \quad (2.191b)$$

Burada, Nu_{10} ve Nu_{11} , sırasıyla, iç cidara ait Nusselt sayısının daimi ve salınımlı bileşenleri ve Nu_{20} ve Nu_{21} ise dış cidara ait Nusselt sayısının daimi ve salınımlı bileşenleri olmak üzere:

$$Nu_{10} = \frac{1}{\theta_{10}(\kappa) - \theta_{b0}} \quad (2.192a)$$

$$Nu_{11} = -\frac{Nu_{10}(\theta_{11}(\kappa) - \theta_{b1})}{\theta_{10}(\kappa) - \theta_{b0}} \quad (2.192b)$$

$$Nu_{20} = \frac{1}{\theta_{20}(1) - \theta_{b0}} \quad (2.193a)$$

$$Nu_{21} = -\frac{Nu_{20}(\theta_{21}(1) - \theta_{b1})}{\theta_{20}(1) - \theta_{b0}} \quad (2.193b)$$

şeklinde yazılabilir. (2.192) ve (2.193) numaralı denklemlerde verilen θ_{b0} ve θ_{b1} , sırasıyla yığın sıcaklığına ait daimi ve salınımlı bileşenler olup; aşağıda verilmektedir:

$$\theta_{b0} = \frac{2}{(1-\kappa^2)} \left(\int_{\kappa}^{\lambda} U_{10} \theta_{10} r^* dr^* + \int_{\lambda}^1 U_{20} \theta_{20} r^* dr^* \right) \quad (2.194a)$$

$$\theta_{b1} = -\beta \theta_{b0} + \frac{2}{(1-\kappa^2)} \left(\int_{\kappa}^{\lambda} (U_{10} \theta_{11} + U_{11} \theta_{10}) r^* dr^* + \int_{\lambda}^1 (U_{20} \theta_{21} + U_{21} \theta_{20}) r^* dr^* \right) \quad (2.194b)$$

Halkasal kesitli kanalda ortalama Nusselt sayısı (Kakac vd., 1987),

$$Nu = \frac{\kappa Nu_1 + Nu_2}{\kappa + 1} \quad (2.195)$$

olarak elde edilir. Nusselt sayısının zamana bağlı ortalaması,

$$Nu_{c_avg} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nudt^* \quad (2.196)$$

şeklinde elde edilir.

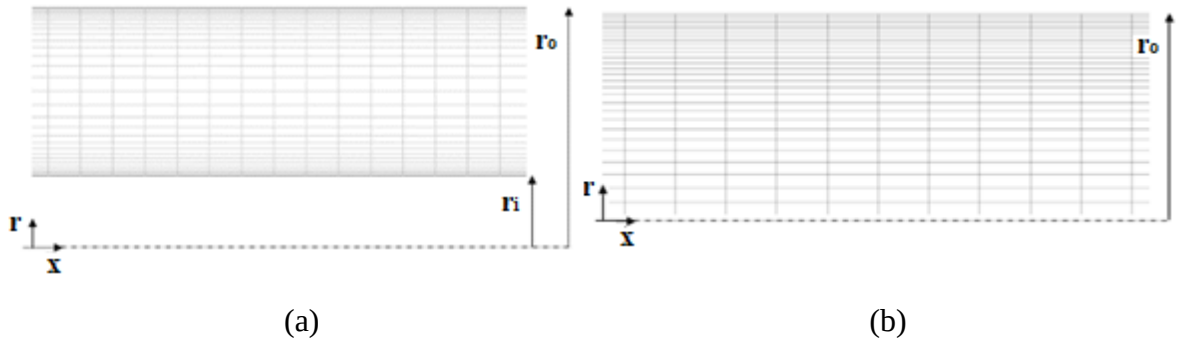
2.2. Sayısal İnceleme

2.2.1. Eş Merkezli Halkasal Kesitli ve Dairesel Kesitli Kanallarda Atımlı Akış

Bu bölümde, eş merkezli halkasal ve dairesel kesitli kanallarda atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı sayısal olarak incelenmiştir. Problemlere ait şematik resim ve ilgili sınır koşulları bir önceki bölümlerde (Şekil 2.3 ve Şekil 2.2) verilmiştir.

Analitik olarak incelenen problem hidrodinamik ve ısısal açıdan tam gelişmiş olduğu için sayısal çözümde problem geometrileri bu şartları sağlayacak yeterli uzunlukta oluşturulmuştur ($L > L_{hd}$ ve L_t). Eş merkezli halkasal kesitli kanal geometrisi oluşturulurken r_i/r_o oranı dikkate alınıp eksenden radyal yönde ötelenerek ilgili geometri elde edilmiştir.

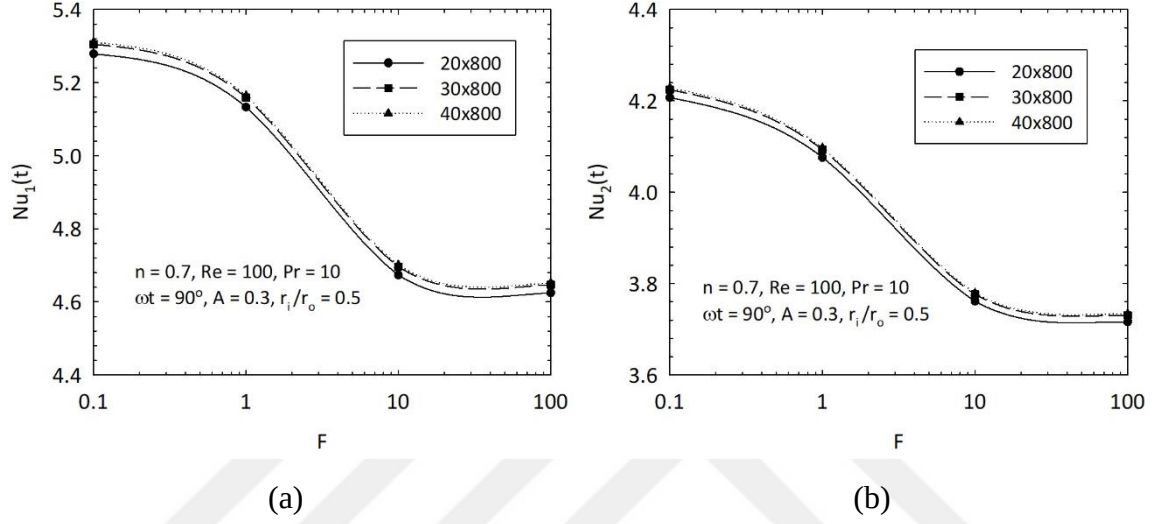
İncelenen problemleri sayısal olarak çözebilmek için, Fluent yazılımı kullanılarak çözüm alanının hücrelere bölünme (ağ oluşturma) işlemi gerçekleştirilmiştir. Problemlere ait çözüm alanı ve ağ dağılımı Şekil 2.4'te gösterilmektedir. Kullanılan ağ yapısı dikdörtgensel yapıda olup, yüksek hız ve sıcaklık gradyanlarının bulunduğu cidara yakın bölgelerde daha sık bir ağ tanımlanmıştır.



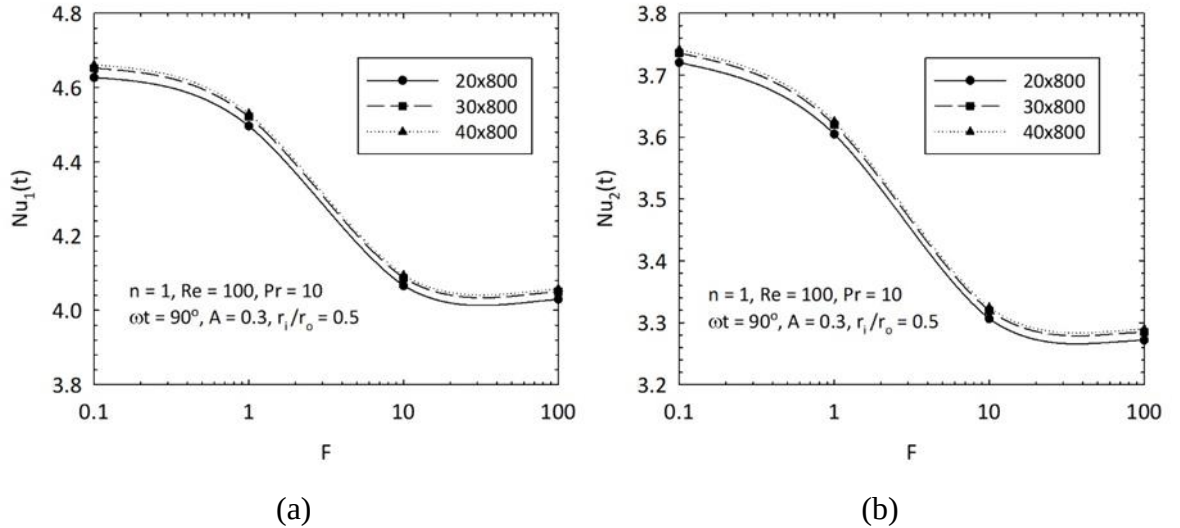
Şekil 2.4. Çözüm alanı ve ağ dağılımı: eş merkezli halkasal kesitli kanal (a) ve dairesel kesitli kanal (b)

Çözüm alanında tanımlanan ağın sıklığı optimum şekilde seçilmelidir. İdeal olmayan ağ sıklığı hem sayısal hesaplama yükünde artışa hem de çözümünün yakınsamaması gibi

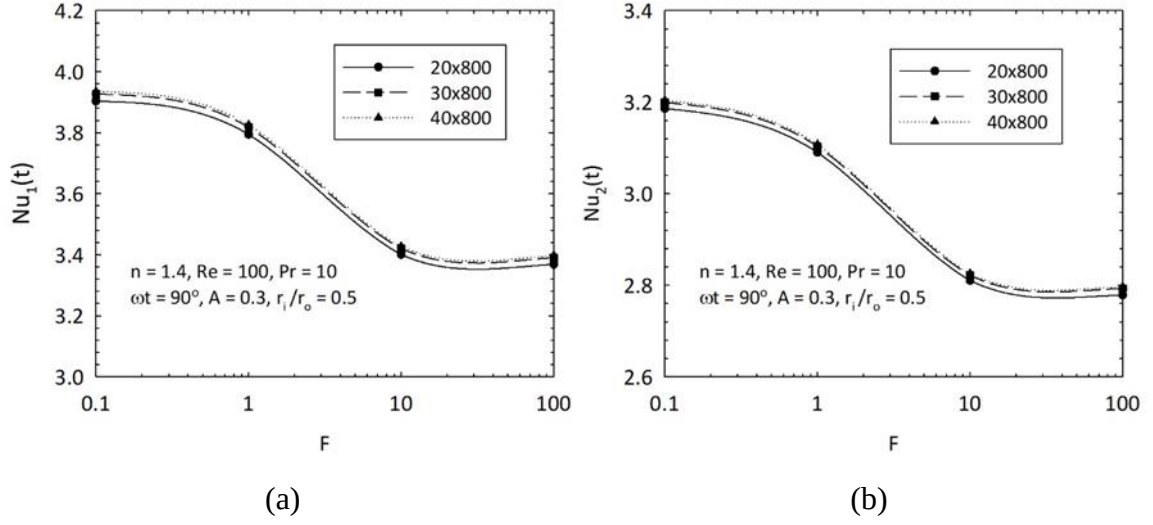
sorunlara neden olmaktadır. Bu nedenle, ağ yapısını doğrulamak için ağdan bağımsız çözümlerin değerlendirilmesi önemli bir husustur. Ağ bağımsızlığı için; halkasal kesitli geometride dört farklı frekans değerinde ($F = 0.1-1-10-100$), $n = 0.7$, $n = 1$ ve $n = 1.4$ için 20×800 , 30×800 ve 40×800 gibi üç farklı ağ yapısı dikkate alınarak iç ve dış cidarda hesaplanan Nusselt sayıları sırasıyla Şekil 2.5, 2.6 ve 2.7’de gösterilmiştir.



Şekil 2.5. İç ve dış cidarlardaki Nusselt sayısının ağ sayısı ile değişimi ($n = 0.7$)



Şekil 2.6. İç ve dış cidarlardaki Nusselt sayısının ağ sayısı ile değişimi ($n = 1$)



Şekil 2.7. İç ve dış cidarlardaki Nusselt sayısının ağ sayısı ile değişimi ($n = 1.4$)

Ağ boyutu 20x800'den 30x800'e artırıldığında iç ve dış cidardaki Nusselt sayısı, sırasıyla, %0.5-0.6 ve %0.4 artarken, ilgili boyut 30x800'den 40x800'e artırıldığında iç ve dış cidara ait Nusselt sayısı %0.1-0.2 artmaktadır. Bu nedenle, yapılan ağ bağımsızlık çalışmasında 30x800 ağ yapısından sonra halkasal kesitli kanalın iç ve dış cidarlarındaki Nusselt sayısı değişimi ihmal edilebilecek bir düzeyde olduğu belirlenmiş ve her iki kanala ait sayısal çözümler için bu ağ yapısı seçilmiştir.

Tablo 2.1. Ağ bağımsızlık çalışması

		Ağ boyutu					
		20x800		30x800		40x800	
n	F	Nu _i	Nu _o	Nu _i	Nu _o	Nu _i	Nu _o
0.7	0.1	5.2786	4.2073	5.3048	4.2244	5.3107	4.2284
	1	5.1330	4.0765	5.1587	4.0934	5.1644	4.0973
	10	4.6737	3.7615	4.6963	3.7764	4.7013	3.7798
	100	4.6249	3.7163	4.6469	3.7307	4.6518	3.7340
1	0.1	4.6272	3.7203	4.6522	3.7358	4.6608	3.7411
	1	4.4967	3.6049	4.5213	3.6201	4.5298	3.6254
	10	4.0664	3.3064	4.0875	3.3197	4.0948	3.3244
	100	4.0297	3.2720	4.0505	3.2850	4.0578	3.2895

Tablo 2.1'in devamı

	0.1	3.9035	3.1862	3.9267	3.1995	3.9349	3.2037
	1	3.7945	3.0903	3.8176	3.1036	3.8258	3.1077
1.4	10	3.4008	2.8105	3.4202	2.8219	3.4271	2.8255
	100	3.3687	2.7785	3.3907	2.7934	3.3975	2.7969

Fluent yazılımı, kısmi diferansiyel denklemleri ayrık cebirsel denklem sistemine dönüştürmek için sonlu hacim tekniğini kullanmaktadır. Ayırıklaştırma yöntemleri olarak, basınç interpolasyonu için ikinci mertebeden (*second order*), basınç-hız çifti için ilk Patankar ve Spalding (1983) tarafından önerilen SIMPLE algoritması, momentum ve enerji korunum denklemlerinin çözümünde ikinci mertebeden akış yönlü fark yöntemi (*second-order upwind scheme*) kullanılmıştır. İlgili yöntemler Tablo 2.2'de verilmektedir. Bu çalışmada, yakınsama kriteri olarak momentum denklemi ve enerji denklemi için 10^{-6} değeri alınmıştır. Zaman adımı olarak bir periyodun yüzde bir değeri alınmış, her bir iterasyonda yakınsama kriterinin sağlanması için maksimum 60 iterasyonluk bir sınır verilmiştir.

Tablo 2.2. Çalışmada kullanılan ayırıklaştırma yöntemleri

Parametre	Yöntem
Basınç	İkinci mertebeden (<i>second order</i>)
Basınç-Hız çifti	SIMPLE
Momentum	İkinci mertebeden akış yönlü fark yöntemi (<i>second-order upwind scheme</i>)
Enerji	İkinci mertebeden akış yönlü fark yöntemi (<i>second-order upwind scheme</i>)
Zamana bağlı formülasyon	İkinci mertebeden kapalı yöntem (<i>second-order implicit scheme</i>)

Genelde taşınım-yayınım probleminin temel denklemi, aşağıda verilen genel kısmi diferansiyel denklem ile tanımlanabilir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla(\rho\vec{u}\phi) = \nabla(\Gamma\nabla\phi) + S \quad (2.197)$$

Burada, ϕ bağımlı değişken olup süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinde sırasıyla, 1 , u , v , w ve T olmaktadır. Γ , difüzyon katsayısını ve S , kaynak terimi ifade etmektedir.

Başlangıç koşulu:

$$t=0 \text{ için } u(x,r,0) = \bar{u}_0 \text{ ve } T(x,r,0) = T_0 \quad (2.198)$$

Sınır koşulu olarak, cidarlarda kaymama sınır koşulu ($u=v=0$) kabul edilmiştir ve kanal girişinde ise “giriş hızı” sınır koşulu kullanılmaktadır. Giriş hızı, zamanla sinüzoidal olarak değişen bir bileşen içermekte ve aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$u = \bar{u}_0 (1 + A \sin \omega t) \quad (2.199)$$

Kanal girişinde tanımlanan zamana bağlı ilgili hız sınır şartı, UDF (*user defined function*) kullanılarak Fluent'te tanımlanmaktadır. Kanal çıkışında ise basınç (gösterge basıncı = 0) sınır koşulu (*pressure outlet*) uygulanmıştır. Modelin kanal merkezinde simetrisi göz önüne alınarak problem eksenel simetrik olarak modellenmiştir. İç ve dış cidarda ise sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu uygulanmıştır.

İlgili çalışmada, ANSYS-Fluent ticari paket programında power-law akışkanlar için Newtonumsu olmayan power-law (*non-newtonian-powerlaw*) akışkan modeli kullanılmaktadır. İlgili akışkan modelinde ((2.200) numaralı denklem) power-law indeksi, n , incelen akışkan, Newtonumsu akışkan ve kalınlaşan akışkan için, sırasıyla, 0.7, 1 ve 1.4 alınarak sayısal analizler gerçekleştirilmiştir.

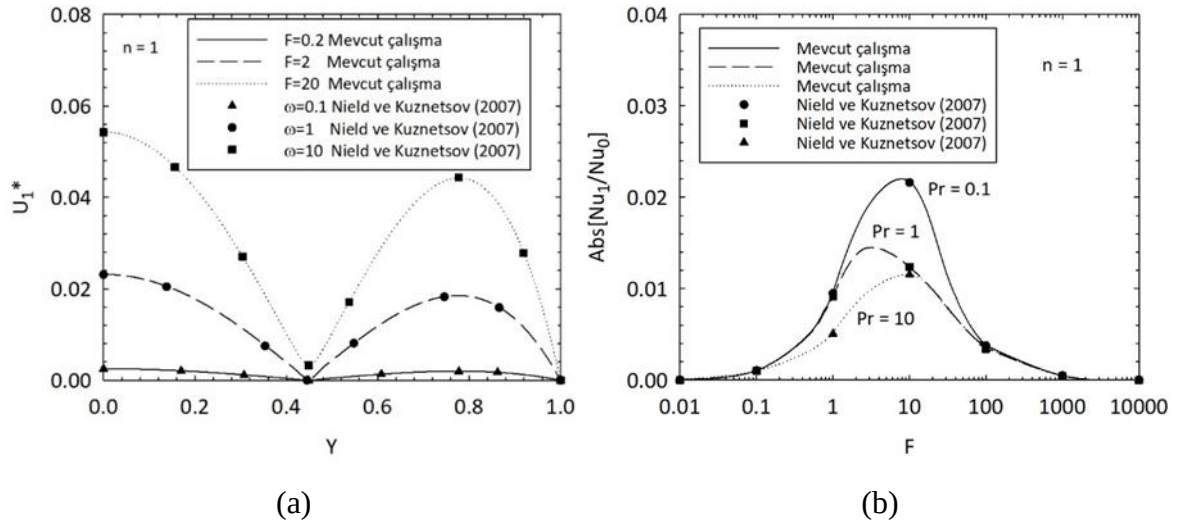
$$\mu = \eta \dot{\gamma}^{n-1} \quad (2.200)$$

İşlem yükünden tasarruf etmek için problem zaman bağımlı çözdürülmeden önce, sayısal olarak ortalama giriş hızı değeri ile daimi olarak çözdürülmüştür. Bu adımdan sonra zamana bağlı hız profili sınır koşulu ile çözümler gerçekleştirilmiş ve sonuçlar elde edilmiştir.

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

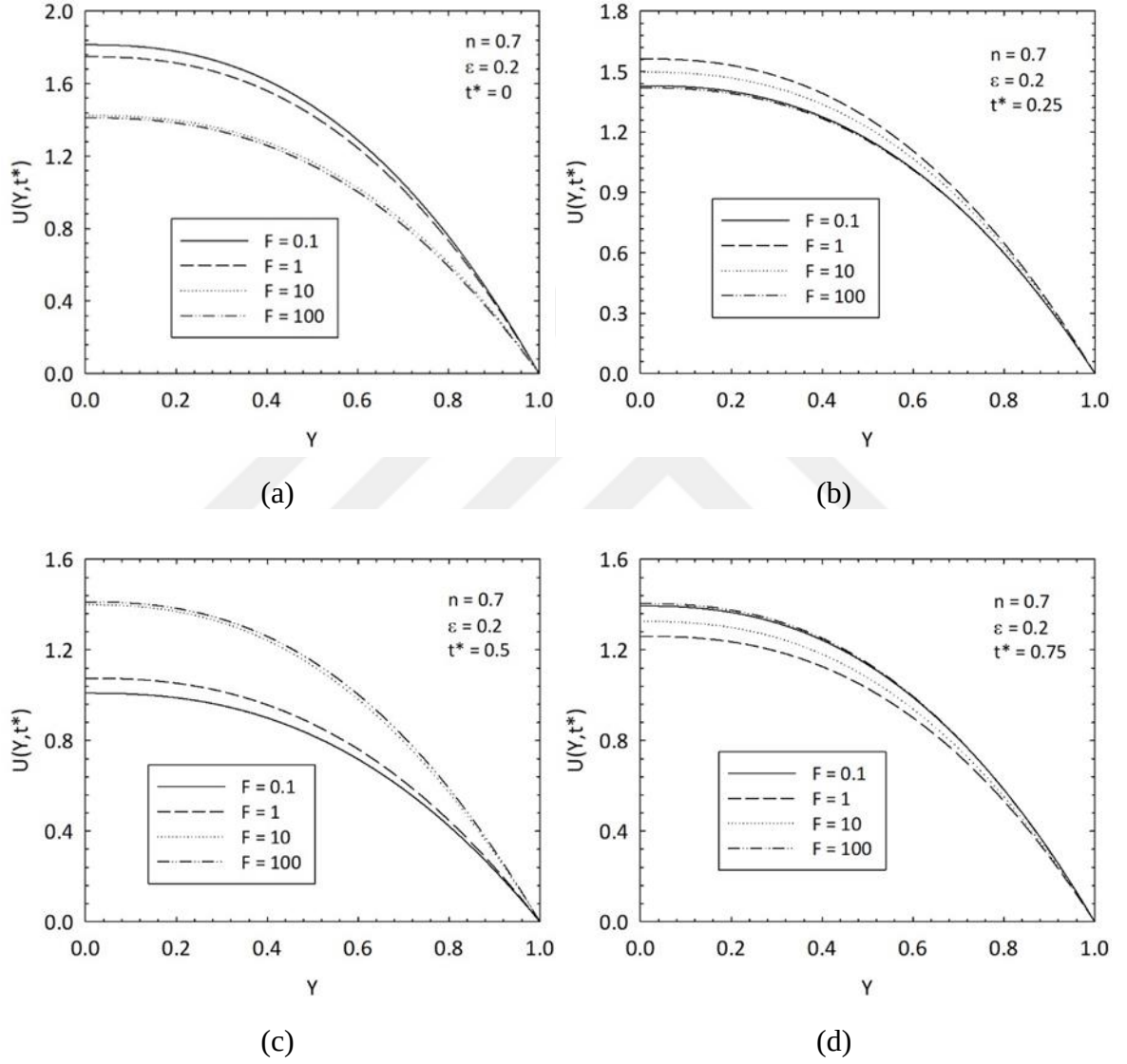
3.1. Düzlemsel Kanalda Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı

Bu bölümde, üniform ısı akısına maruz bırakılan düzlemsel bir kanalda power-law modelini dikkate alarak tam gelişmiş laminar atımlı akış ve ısı transferi incelenmiştir. Power-law indeksi n , genlik ε , ve frekansın F , sürtünme faktörü ve Nusselt sayısı üzerindeki etkileri incelenmiştir. Öncelikle, yapılan analizin doğruluk testleri mevcut literatürde Nield ve Kuznetsov (2007) tarafından yapılan atımlı Newtonumsu akışkan akışı çalışması üzerinden yapılmıştır. Nield ve Kuznetsov (2007), daha önce bahsedildiği gibi hem düzlemsel bir kanalda hem de dairesel kesitli bir kanalda atımlı zorlanmış taşınım ile ısı transferini ve akışkan akışını analitik olarak incelemişlerdir. Bazı limit durumları için elde edilen boyutsuz hız dağılımı (Şekil 3.1a) ve Nusselt sayısına (Şekil 3.1b) ait veriler ilgili çalışma ile karşılaştırılmış ve sonuçlar çok iyi bir uyum göstermiştir. İlgili grafiklerde, F 'nin ve ω 'nin aynı frekans değerine karşılık geldiği not edilmelidir.



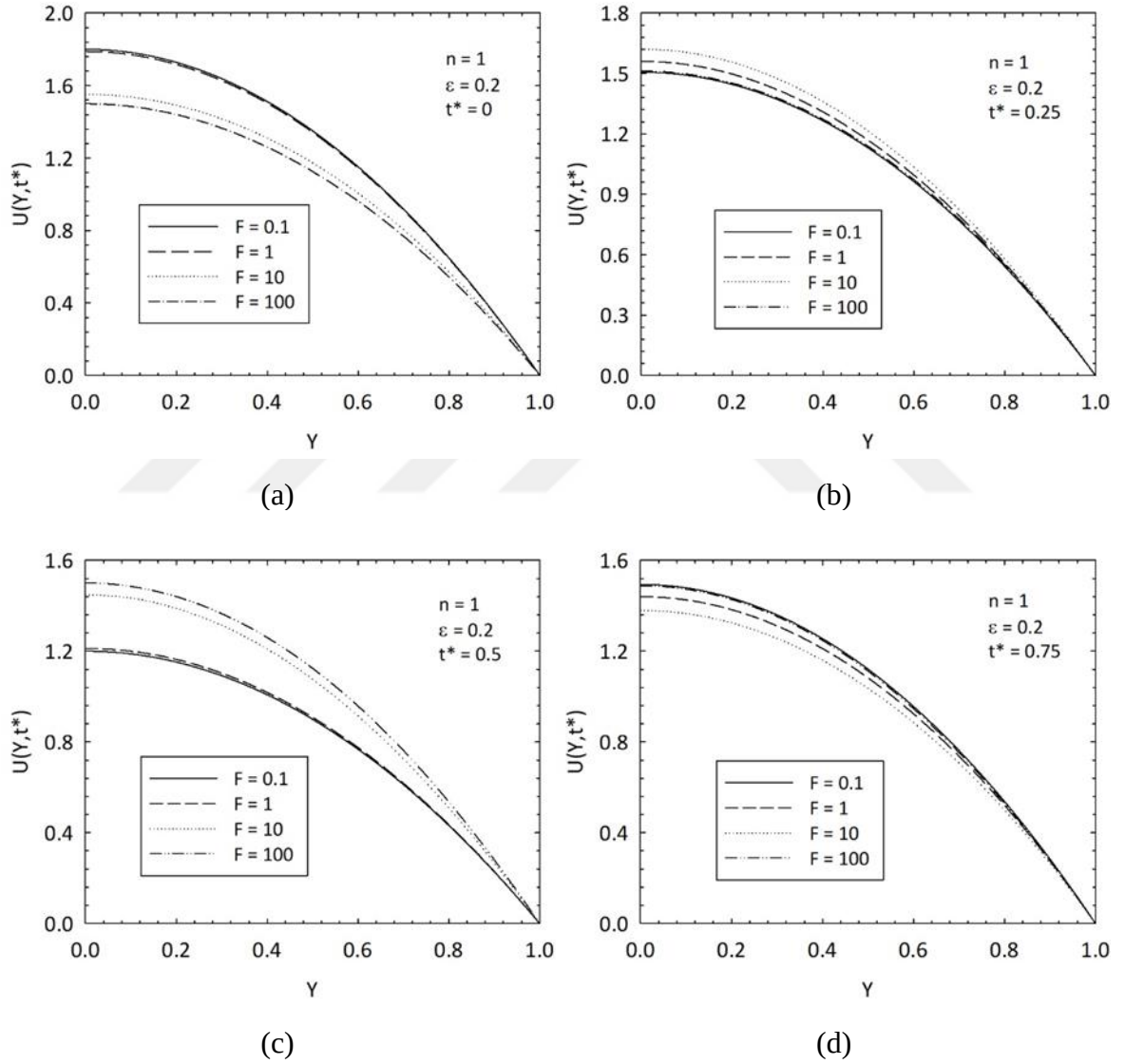
Şekil 3.1. Boyutsuz salınımlı hızın (a) boyutsuz frekansa ve Nusselt sayısının (b) farklı Pr değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi, Nield ve Kuznetsov (2007)

$\varepsilon = 0.2$ ve farklı faz açılarında, incelen ($n = 0.7$), Newtonumsu ($n = 1$) ve kalınlaşan ($n = 1.4$) akışkan için hız profilinin frekansla değişimi, sırasıyla, Şekil 3.2, 3.3 ve 3.4'te sunulmaktadır. İlgili grafikler, sabit bir genlik değerinde boyutsuz frekansın, hızın salınım genliğini önemli ölçüde etkilediğini göstermektedir.

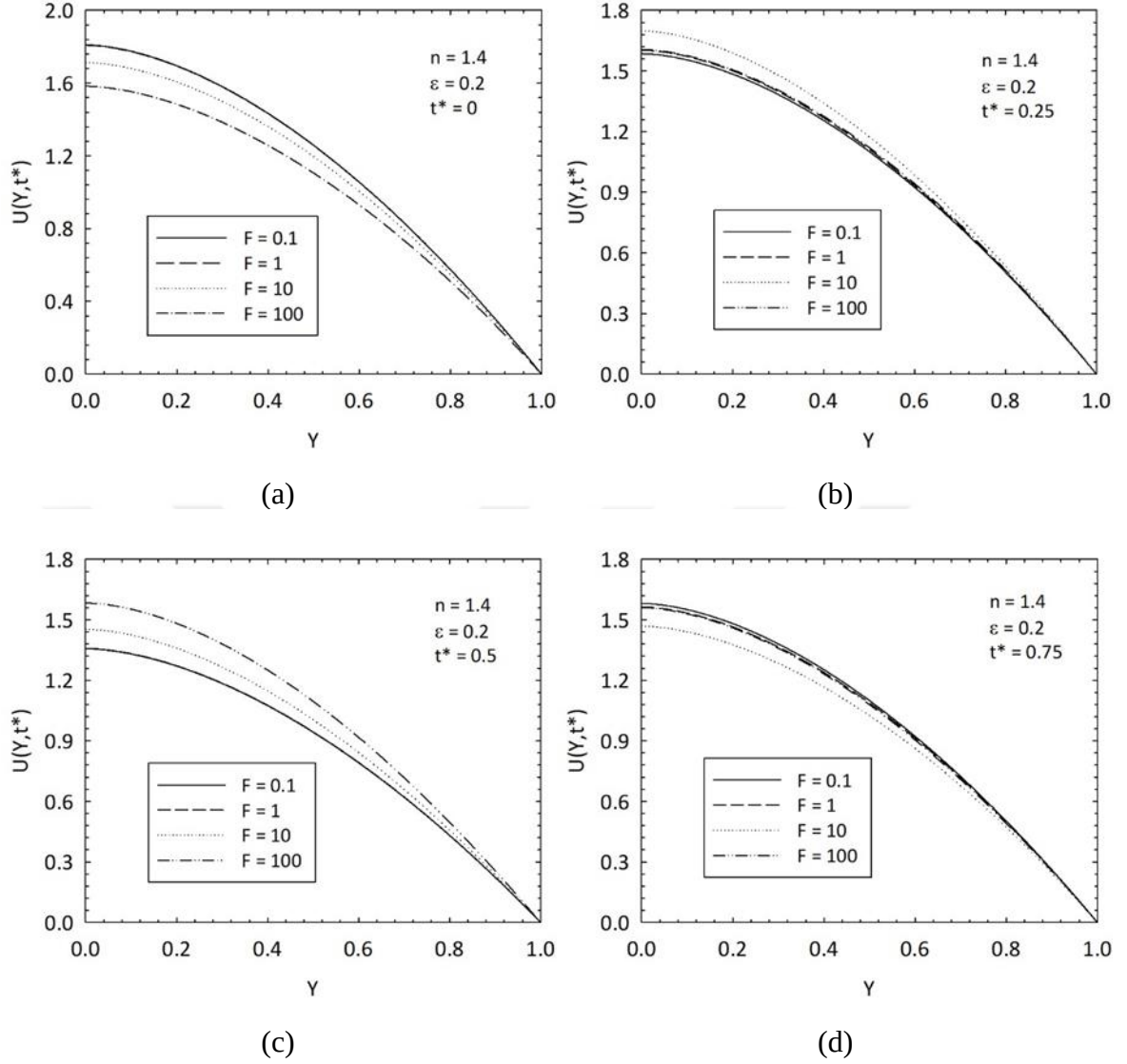


Şekil 3.2. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

Frekans arttıkça, salınım genliği her üç akışkan türü için $t^* = 0$ 'da azalmakta ve $t^* = 0.5$ 'te artmaktadır. $t^* = 0.25$ 'de hızın salınım genliği, $n = 0.7$ için $F = 1$ 'e, $n = 1$ ve 1.4 için $F = 10$ 'a kadar artmakta daha sonra azalmaktadır. $t^* = 0.75$ 'de ise tam tersi durum söz konusudur. Bu durum, salınımlı basınç gradyanının akışkanın momentumuna sunduğu katkı nedeniyle akışın hızlanıp yavaşlaması ve bu nedenle akışkanın maksimum ve minimum hızlarına farklı zaman adımlarında ulaşması ile açıklanabilir.

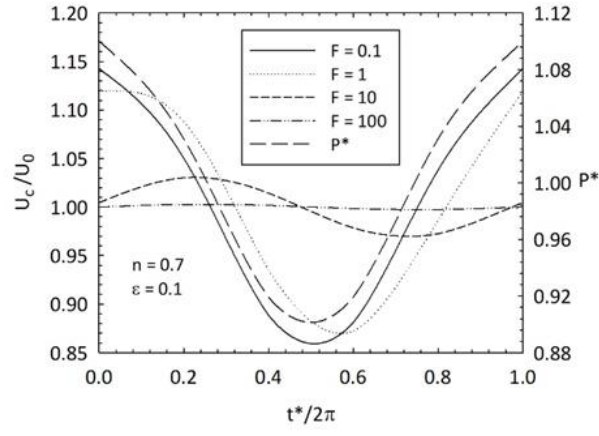


Şekil 3.3. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

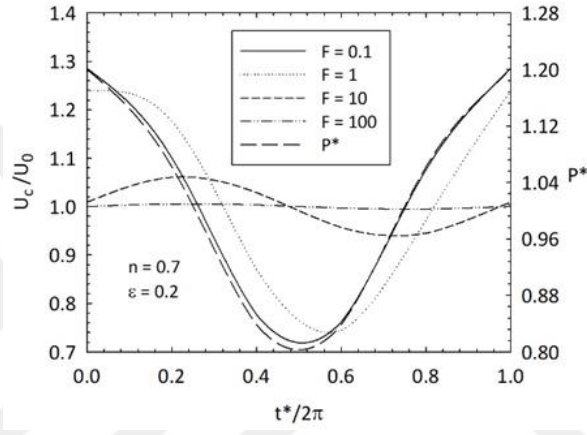


Şekil 3.4. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

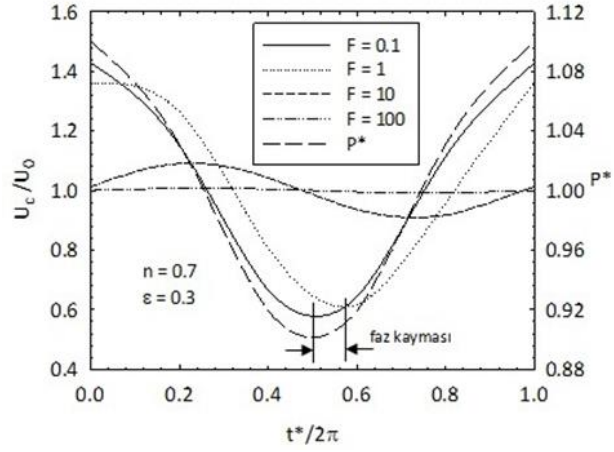
Şekil 3.5, 3.6 ve 3.7, sırasıyla, incelen akışkan ($n = 0.7$), Newtonumsu akışkan ($n = 1$) ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için bir periyot boyunca frekansın F merkezdeki boyutsuz hız üzerindeki etkisini göstermektedir. Düşük frekans değerlerinde, akış sanki-daimidir (*quasi-steady*) ve merkezdeki boyutsuz hız ile uygulanan basınç arasında faz gecikmesi meydana gelmemektedir (Siegel & Perlmutter, 1962, Ohmi vd., 1981a,b). Bu durumda, viskoz kuvvetler akıştaki atalet kuvvetlerini bastırmaktadır. F arttıkça, uygulanan basınç gradyanına göre boyutsuz hızın periyodik değişiminde bir faz gecikmesi oluşmakta ve merkezdeki hızın salınım genliği azalmaktadır. Bu davranış, atalet kuvvetlerinin bir sonucudur. Beklenildiği gibi artan genlikle merkez hızı da artmaktadır.



(a)

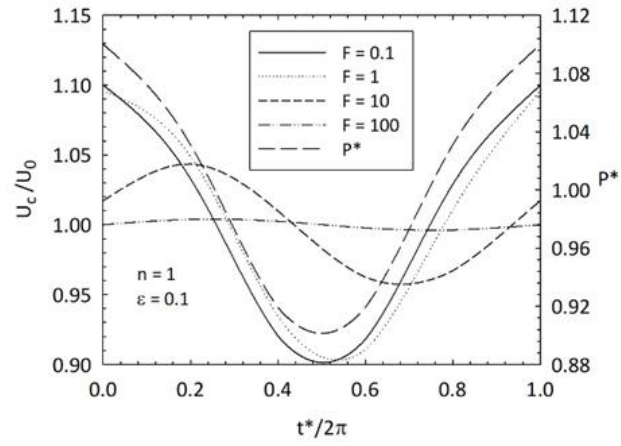


(b)

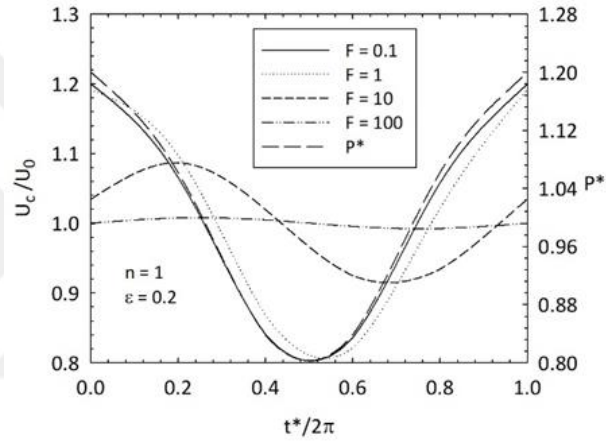


(c)

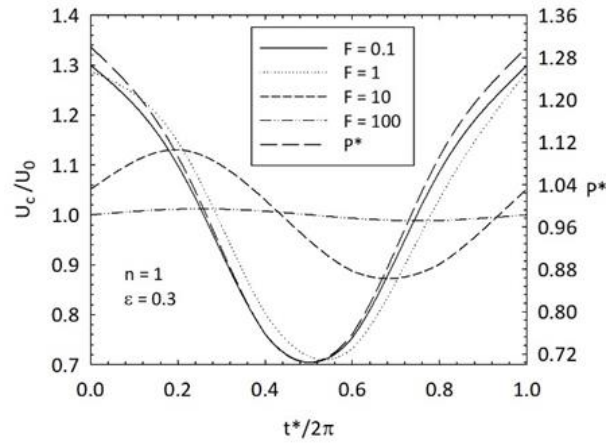
Şekil 3.5. $n = 0.7$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



(a)

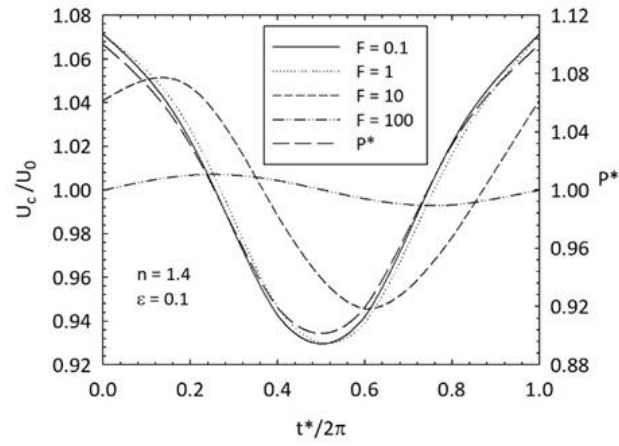


(b)

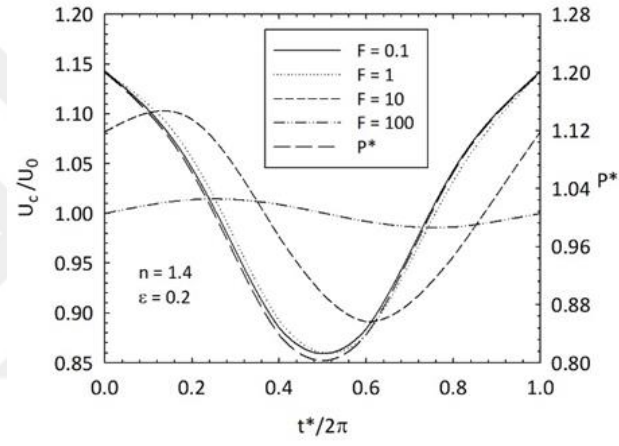


(c)

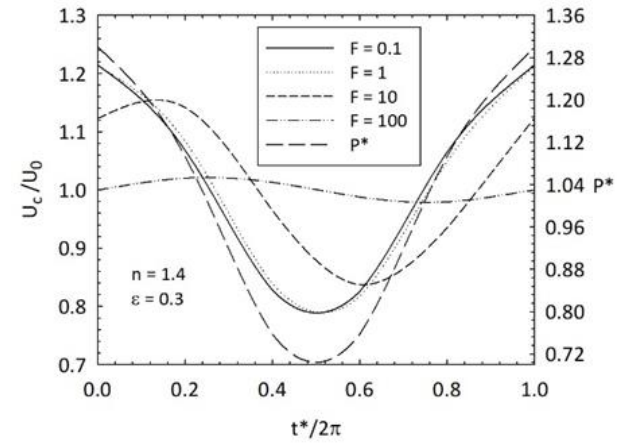
Şekil 3.6. $n = 1$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



(a)



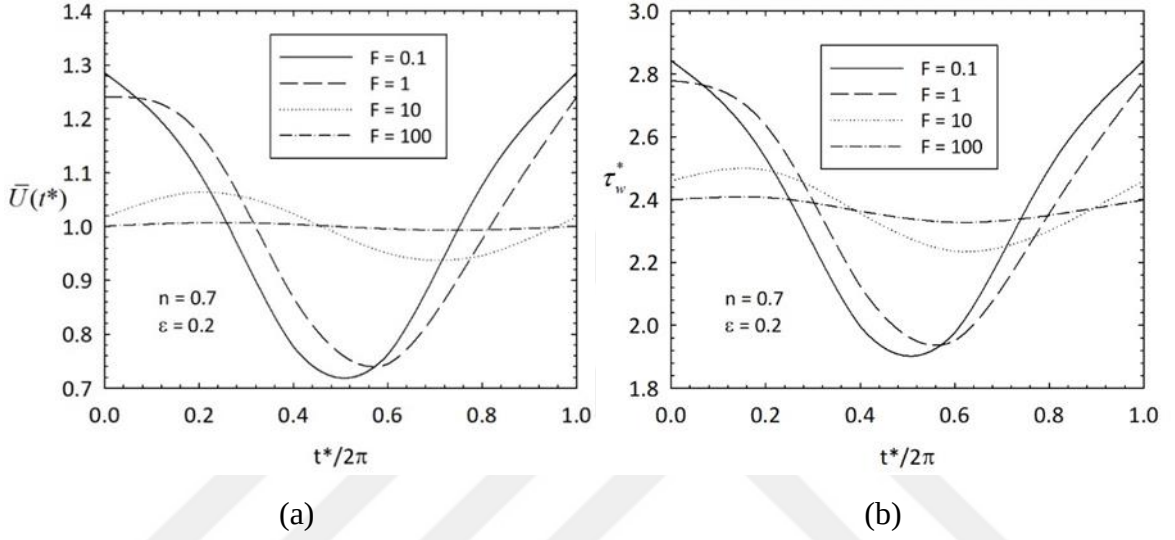
(b)



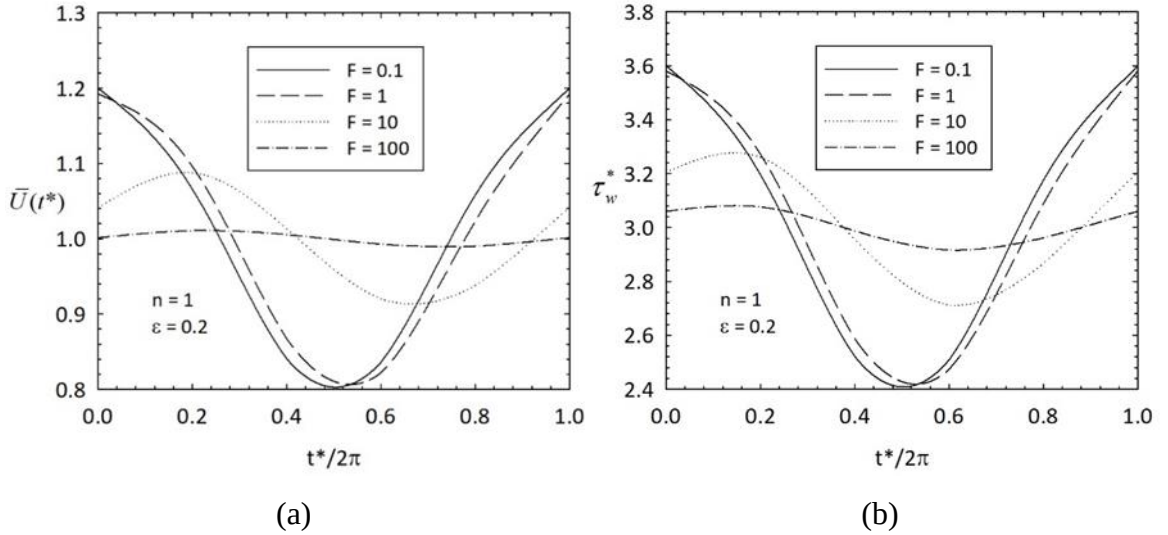
(c)

Şekil 3.7. $n = 1.4$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

Boyutsuz frekansın sürtünme faktörü üzerindeki etkilerini anlamak için öncelikle boyutsuz hızın konuma bağlı ortalaması ve bir periyot boyunca boyutsuz cidar kayma gerilmesi incelenmiştir. şekil 3.8, 3.9 ve 3.10, sırasıyla $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için boyutsuz frekans F 'nin farklı değerlerinde bir periyot boyunca boyutsuz cidar kayma gerilmesinin ve $\bar{U}(t^*)$ 'nin değişimlerini göstermektedir.

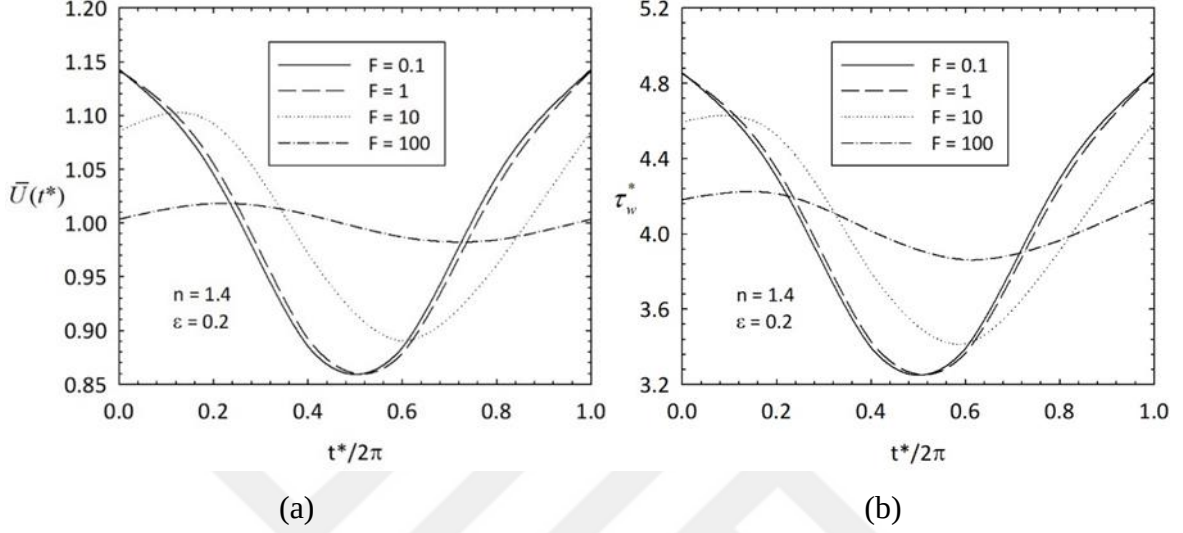


şekil 3.8. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi



şekil 3.9. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi

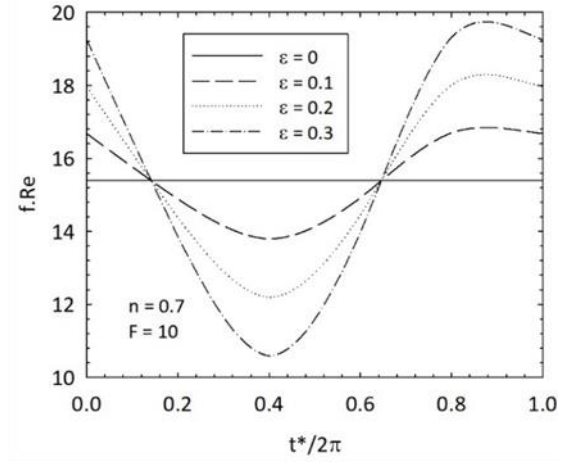
Frekans arttıkça, her üç akışkan türü için de ortalama hız ve kayma gerilmesinin salınım genliği azalmaktadır. Ancak, $n = 1.4$ için frekansın düşük değerlerinde ($F \leq 1$) ortalama hız ve kayma gerilmesi üzerinde frekansın etkisi ihmal edilebilir düzeydedir.



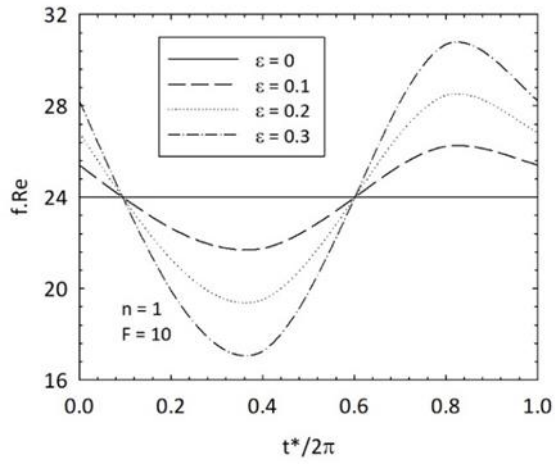
Şekil 3.10. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi

$n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c) için $F = 10$ 'da genliğin farklı değerlerinde bir periyot boyunca sürtünme faktörü fRe 'nin değişimi Şekil 3.11'de verilmektedir. Görüldüğü gibi, artan genlikle, fRe 'nin salınım genliği artmaktadır. Burada $\varepsilon = 0$ durumu daimi durumu temsil etmektedir. Elde edilen maksimum ve minimum değerler, gerekli pompalama gücünün hesaplanmasında etkili olmaktadır.

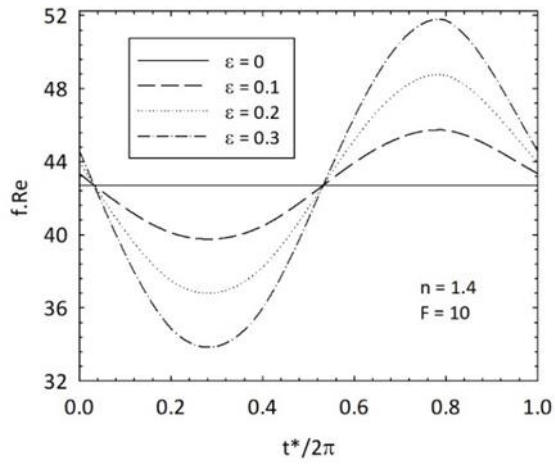
$\varepsilon = 0.2$ 'de, Şekil 3.12, $n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c) bir periyot boyunca boyutsuz F frekansının fRe üzerindeki etkisini göstermektedir. İlgili grafiklerde, fRe değişiminin power-law indeksinden önemli ölçüde etkilendiği görülmektedir. Frekans arttıkça, genlik, incelen akışkan için ($n = 0.7$) azalmakta, Newtonumsu akışkan ($n = 1$) için değişmemekte ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için artmaktadır. Bu durum, fRe 'yi etkileyen parametreler arasındaki ilişki ile açıklanabilir ((2.31) numaralı denklem). Her üç akışkan türü için, F arttıkça faz kayması fark edilir hale gelmektedir.



(a)

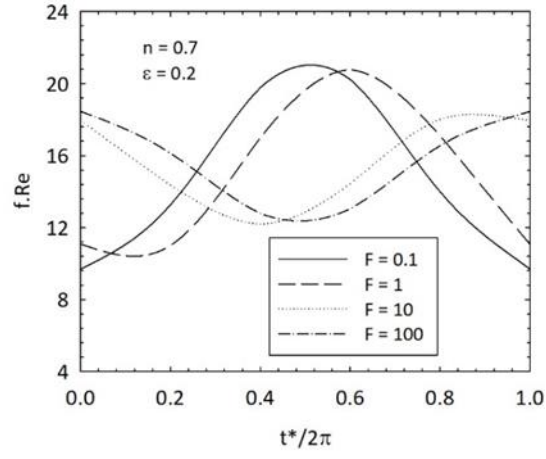


(b)

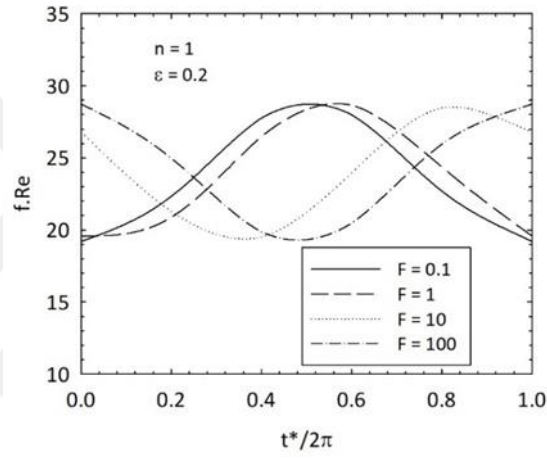


(c)

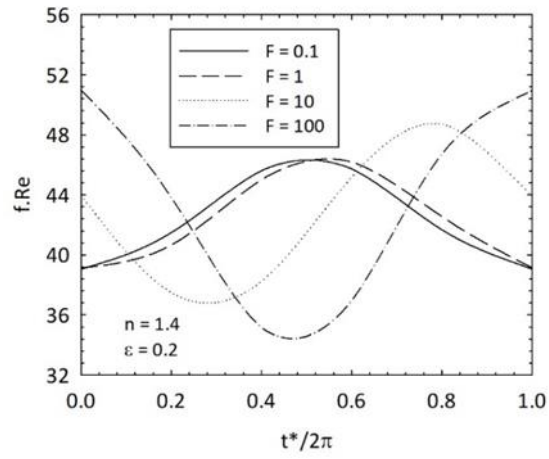
Şekil 3.11. $F = 10$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))



(a)



(b)

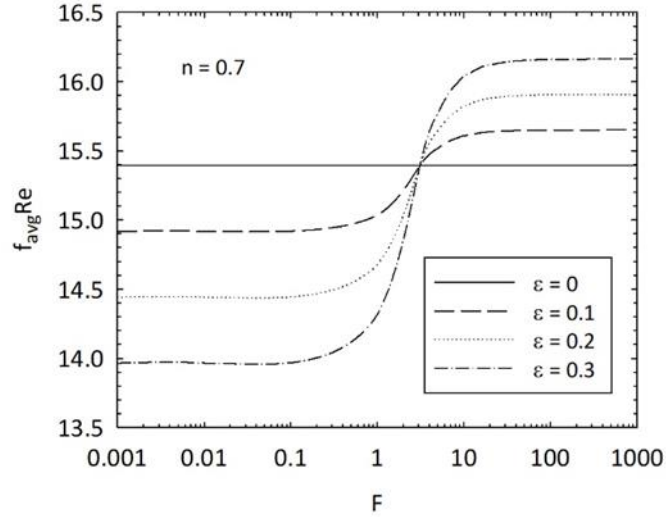


(c)

Şekil 3.12. $\varepsilon = 0.2$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

$n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4'te (c), farklı genlik ε değerleri için boyutsuz frekansın F ortalama sürtünme faktörü üzerindeki etkisi Şekil 3.13'te gösterilmektedir. İlginç bir şekilde, ε arttıkça F 'nin kritik bir değerine kadar $f_{avg}Re$ önce azalmakta; daha sonra ise artmaktadır. F için ilgili kritik değer; incelen akışkan ($n = 0.7$) için $F = 3.13$, Newtonumsu akışkan ($n = 1$) için $F = 4.975$ ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için $F = 7.951$ olmaktadır. İncelen akışkan için $f_{avg}Re$, $0.001 \leq F \leq 0.132$ aralığında sabittir, $0.132 \leq F \leq 19.525$ aralığında artar ve nihai olarak $F \geq 19.525$ için tekrar sabit olur. Şekilden de görülebileceği gibi, F 'nin etkisi belirli bir aralıkla sınırlıdır. $n = 1$ ve $n = 1.4$ için, F 'ye bağlı sırasıyla $0.616 \leq F \leq 36.928$ ve $1.375 \leq F \leq 90.683$ aralıklarıyla benzer davranışlar elde edilmektedir. Bu aralıkların dışında, F 'nin $f_{avg}Re$ üzerindeki etkisi ihmal edilebilir seviyededir. F 'ye bağlı aralığın artan n ile genişlediği not edilmelidir.

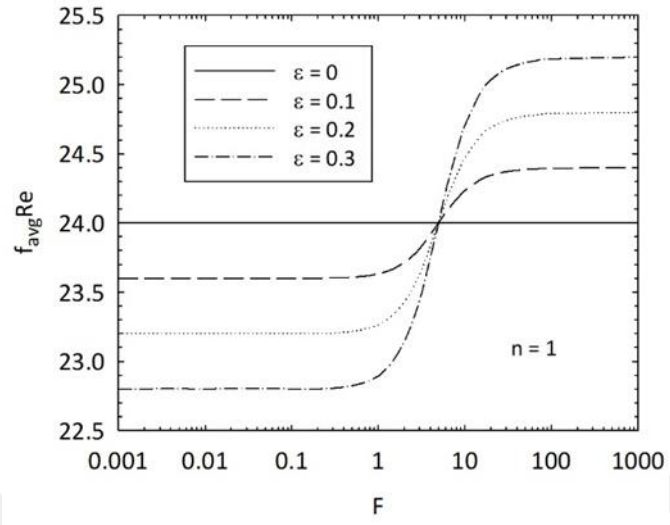
Şekil 3.14, farklı frekans değerlerinde sırasıyla, $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için $f_{avg}Re$ 'nin genlik ile değişimini göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, incelenen tüm n değerleri için genlik arttıkça ortalama sürtünme faktörü $F = 0.1$ ve 1 değerleri için azalırken, dikkate alınan en yüksek F değerlerinde ($F = 10$ ve 100) artmaktadır. Görüldüğü üzere, power-law indeksindeki artış da sürtünmenin artmasına neden olmaktadır.



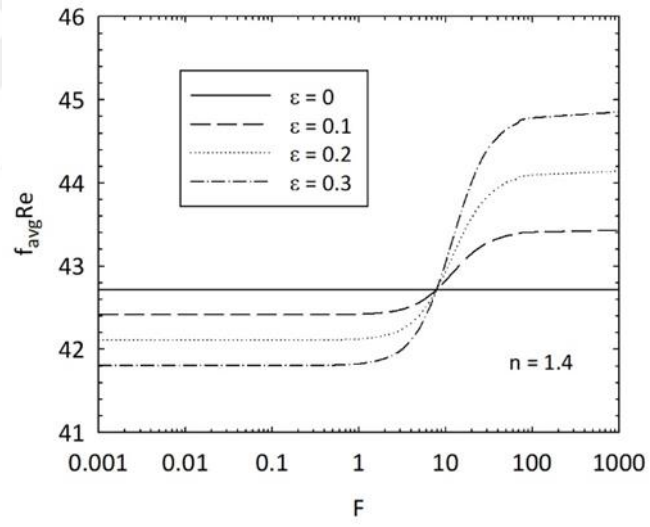
(a)

Şekil 3.13. Ortalama sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

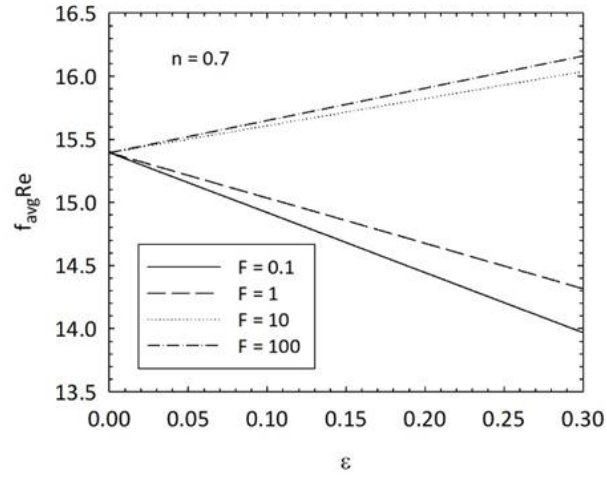
Şekil 3.13'ün devamı



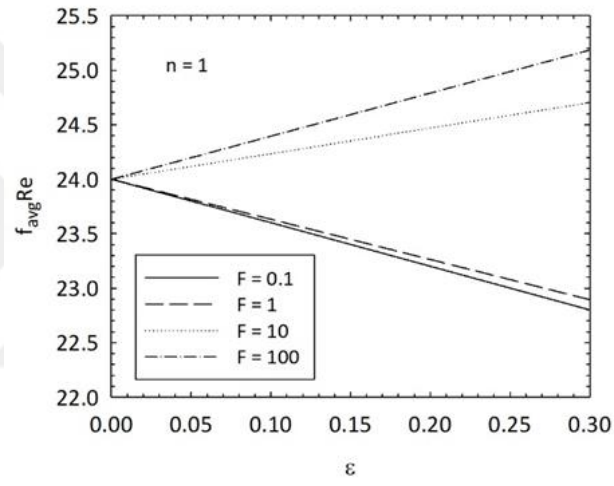
(b)



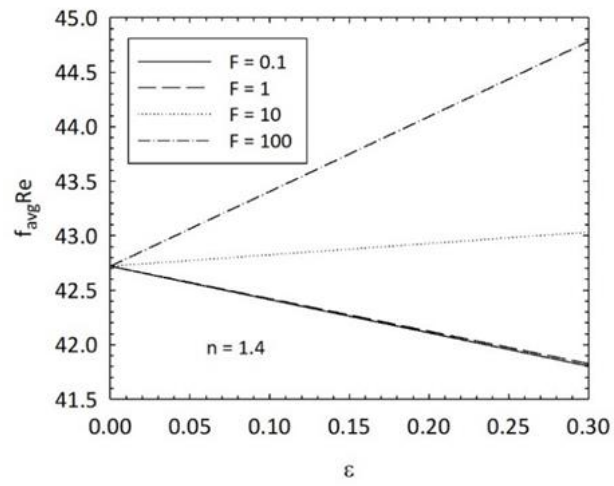
(c)



(a)



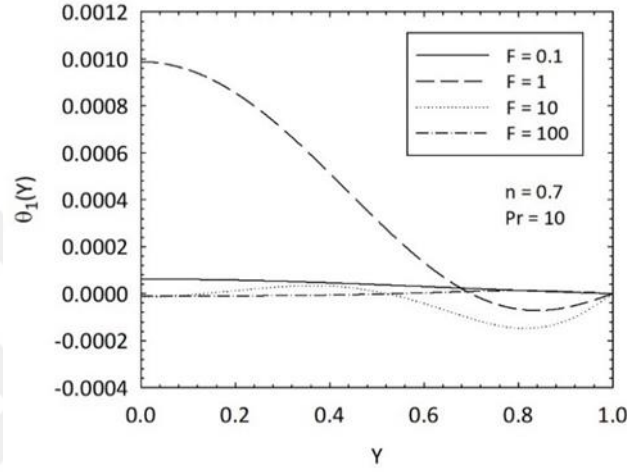
(b)



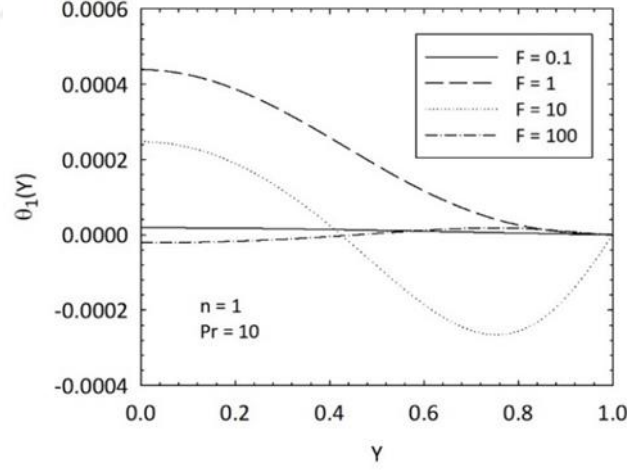
(c)

Şekil 3.14. Ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.15'te $n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c) için frekansın pertürbasyon sıcaklık profili üzerindeki etkisi verilmiştir. Diğer grafiklerde olduğu gibi 1 ile 10 frekans aralığında çok ilginç bir davranış ortaya çıkmaktadır. Özellikle $F = 10$ 'da cidar yakınında oluşan ters akış sıcaklık dağılımını etkilemektedir. Bu durum, yüksek sıcaklık gradyanlarının oluşmasına neden olmaktadır. Çok düşük ($F \leq 0.1$) ve çok yüksek frekans değerlerinde ($F \geq 100$), frekansın sıcaklık profili üzerindeki etkisi neredeyse yok denecek kadar azdır.



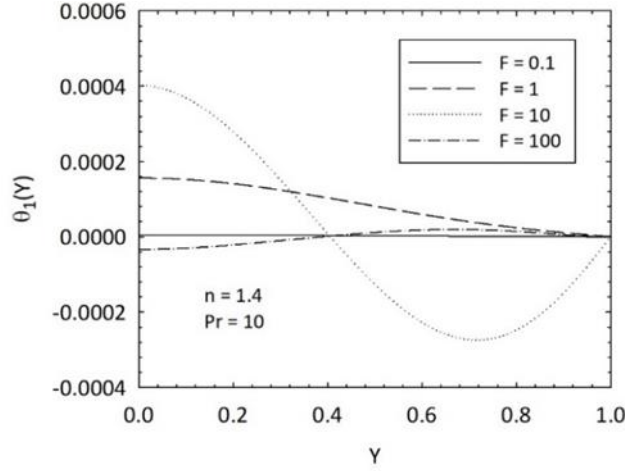
(a)



(b)

Şekil 3.15. $Pr = 10$ için boyutsuz pertürbasyon sıcaklığının boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.15'in devamı

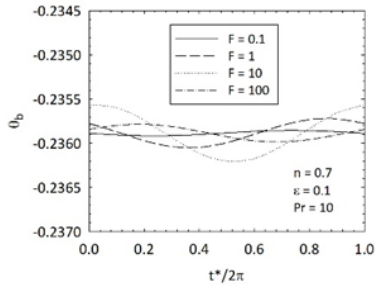
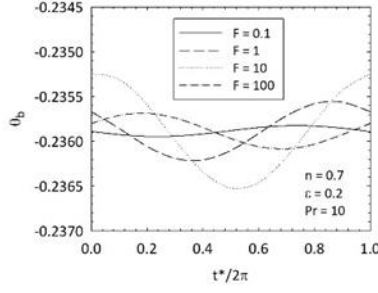
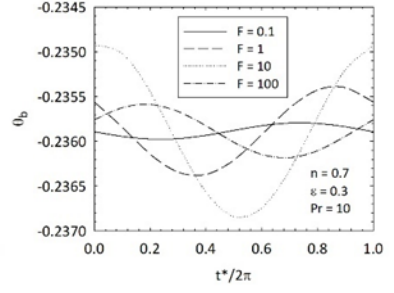
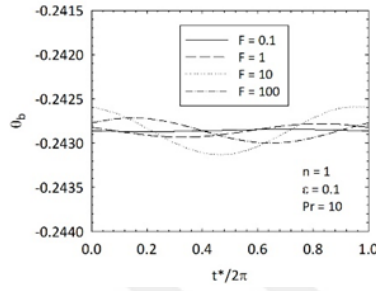
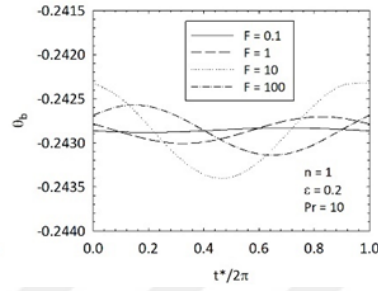
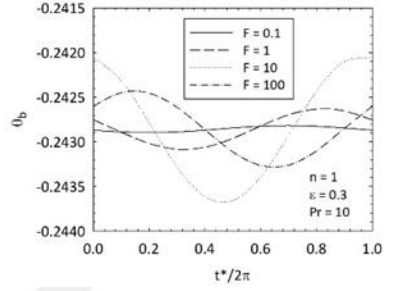
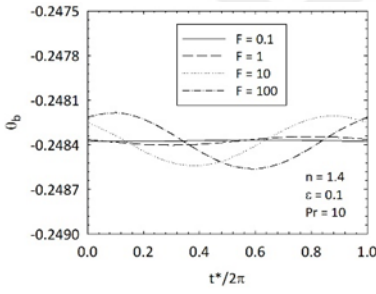
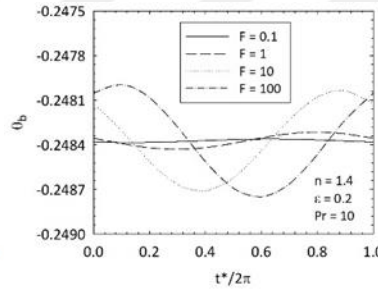
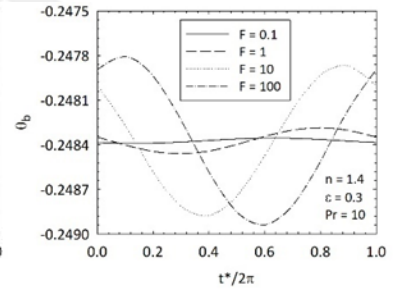


(c)

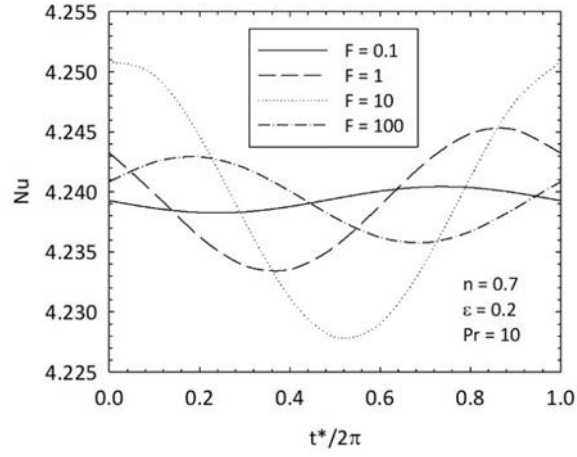
Isı transferindeki sürücü potansiyel cidar sıcaklığı ve akışkan yığın sıcaklığı arasındaki fark ($T_w - T_b$) olduğundan, ısı transferinin değerlendirilmesi için boyutsuz yığın sıcaklığına ait davranışlar Şekil 3.16'da sunulmaktadır. Her üç akışkan türü için de genlik arttıkça akışkan yığın sıcaklığının salınım genliği artmaktadır. $n = 0.7$ ve 1 için frekansın artışıyla ($F \leq 10$) akışkan yığın sıcaklığının salınım genliği önce artmakta; sonra ($F = 100$) azalmaktadır. $n = 1.4$ için artan frekansla yığın sıcaklığının salınım genliği artmaktadır.

$Pr=10$ ve $\varepsilon = 0.2$ değerlerinde, boyutsuz frekans ve power-law indeksine göre Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi Şekil 3.17'de sunulmaktadır. $n = 0.7$ ve 1 için düşük ve orta frekans değerlerinde ($F \leq 10$) Nusselt sayısının salınım genliği artmakta iken; yüksek frekans değerinde ($F = 100$) azalmaktadır. $n = 1.4$ için frekans arttıkça salınım genliği artmaktadır. Bu durum, atımlı akışın hız ve sıcaklık profillerini değiştirerek ısı transferini etkilemesinden kaynaklanmaktadır.

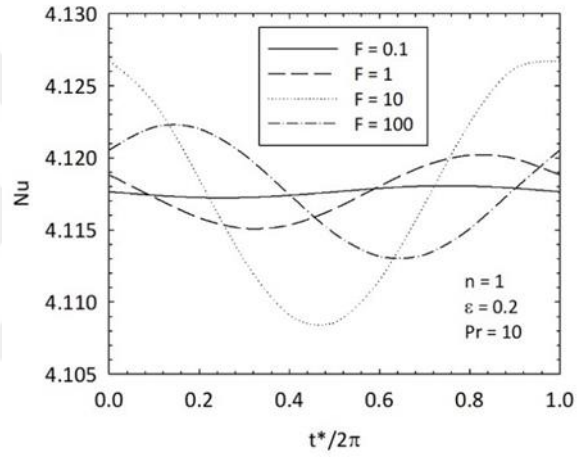
$n = 0.7, 1$ ve 1.4 için Nusselt sayısının $F = 10$ değerinde genliğe bağlı değişimi Şekil 3.18'de verilmektedir. Boyutsuz genliğin artışıyla, Nusselt sayısının salınım genliği artmaktadır.

(a) $n = 0.7, \varepsilon = 0.1$ (b) $n = 0.7, \varepsilon = 0.2$ (c) $n = 0.7, \varepsilon = 0.3$ (d) $n = 1, \varepsilon = 0.1$ (e) $n = 1, \varepsilon = 0.2$ (f) $n = 1, \varepsilon = 0.3$ (g) $n = 1.4, \varepsilon = 0.1$ (h) $n = 1.4, \varepsilon = 0.2$ (i) $n = 1.4, \varepsilon = 0.3$

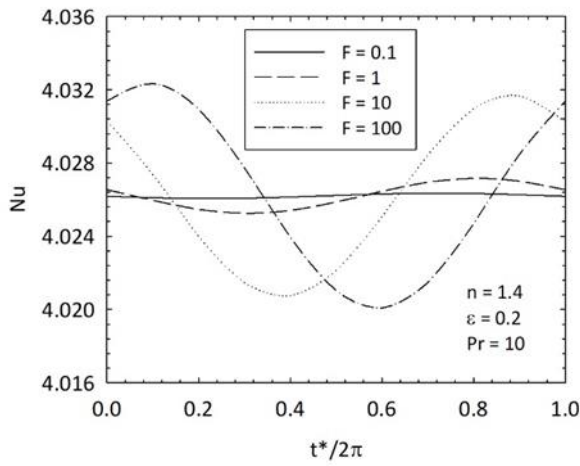
Şekil 3.16. $Pr = 10$ için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi



(a)

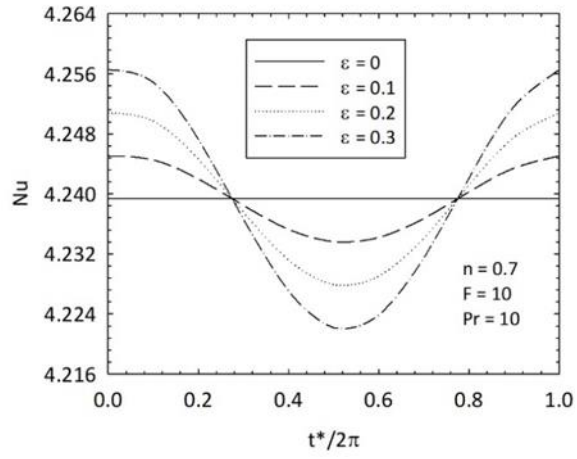


(b)

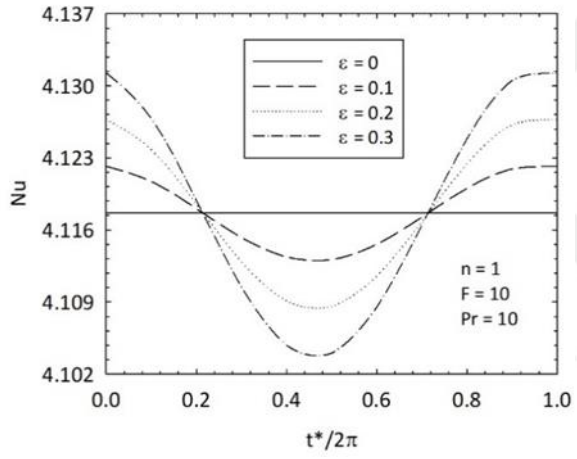


(c)

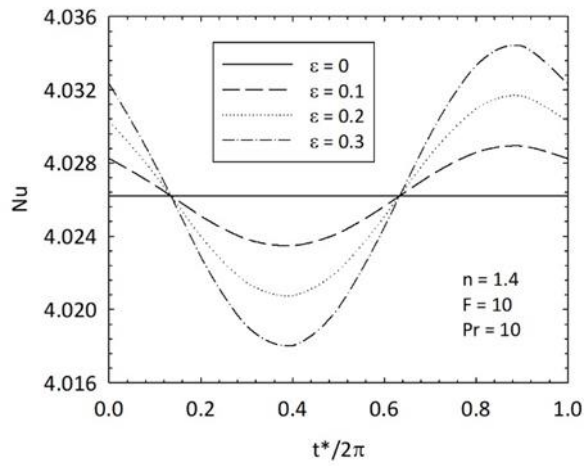
Şekil 3.17. $Pr = 10$ ve $\varepsilon = 0.2$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))



(a)



(b)



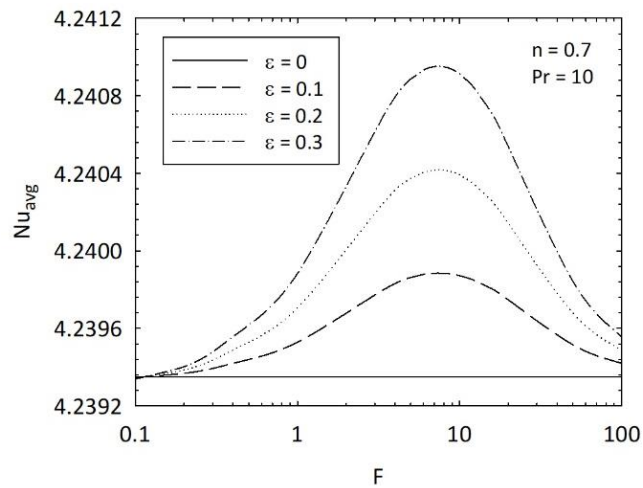
(c)

Şekil 3.18. $Pr = 10$ ve $F = 10$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.19, $n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)'de $Pr = 10$ için farklı ε değerlerinde ortalama Nusselt sayısının boyutsuz frekans F ile değişimini göstermektedir. Genliğin artması Nu_{avg} 'yi artırmaktadır. F arttıkça, ortalama Nusselt sayısı belirli bir frekans değerine kadar artarken; belirli bir frekans değerinden sonra azalmaktadır. Bu değerler, $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için, sırasıyla, 7.566, 14.821 ve 36.963'tür. Ancak, frekansın çok düşük ve çok yüksek değerlerinde salınımlı bileşen etkisini kaybetmektedir. Nield ve Kuznetsov (2007)'un çalışmasında da benzer bir davranış görülmektedir. Şekilde görüldüğü üzere Nu_{avg} belirli frekans aralıklarında artmaktadır. Bu davranış, ilgili frekans aralığında meydana gelen daha yüksek akışkan yığın sıcaklığının bir sonucudur. Daha açık bir ifadeyle, yığın sıcaklığının,

$$T_b = \frac{\int_0^y uTdy}{\int_0^y udy} \quad (3.1)$$

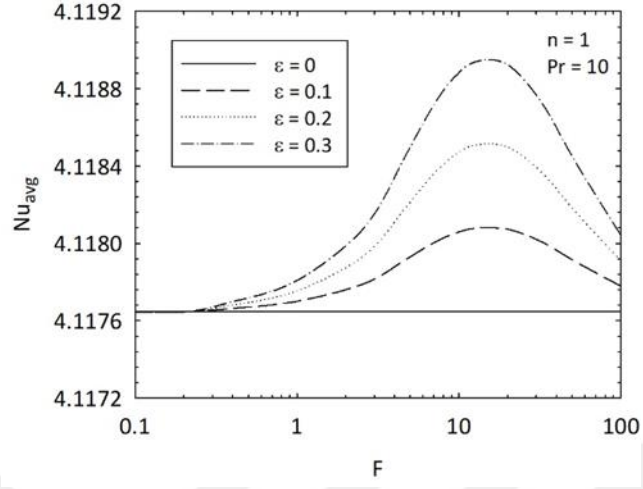
olduğu hatırlanırsa; ilgili frekans aralıklarında hız ve sıcaklık daha yüksek değerlere sahip olduğundan, ilgili değerlerin çarpımları daha yüksek olacaktır. Böylece, aynı cidar sıcaklığı için $T_w - T_b$ azalacak; buna göre, ortalama Nusselt sayısı artacaktır. Bir diğer sonuç ise artan power-law indeksi ile ortalama Nusselt sayısının maksimum değerinin frekansın yüksek değerine doğru ötelendiği görülmektedir.



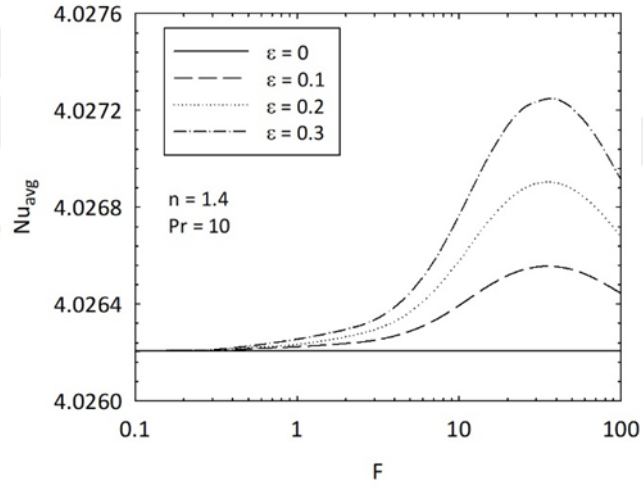
(a)

Şekil 3.19. $Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.19'un devamı

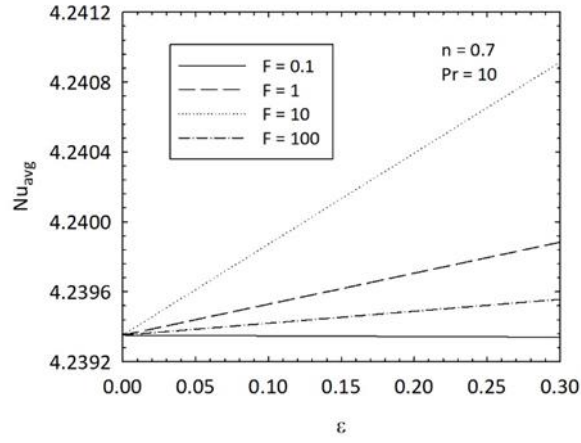


(b)

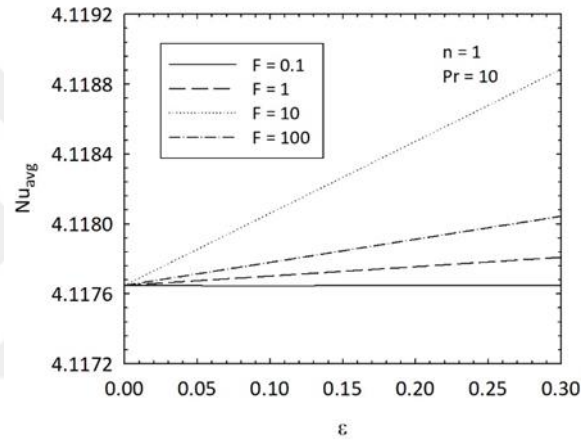


(c)

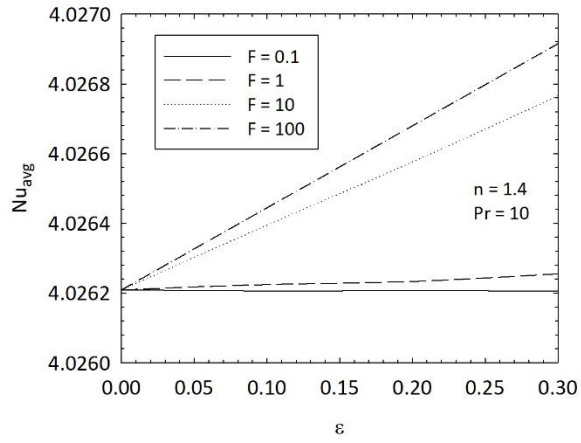
Farklı frekans değerlerinde, $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için genliğin Nu_{avg} üzerindeki etkisi Şekil 3.20'de sunulmaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi, incelenen tüm n değerleri için genlik arttıkça ortalama Nusselt sayısı artmaktadır. Dikkate alınan en düşük F değerinde ($F = 0.1$) genliğin Nu_{avg} üzerindeki etkisi ihmal edilebilir düzeydedir. Ayrıca grafikten, artan power-law indeksi ile genel karakter olarak Nusselt sayısının daha düşük değerlere yakınsadığı görülmektedir.



(a)



(b)



(c)

Şekil 3.20. $Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genlikle değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

3.2. Dairesel Kesitli Kanalda Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı

a. Hidrodinamik gelişme bölgesi uzunluğu

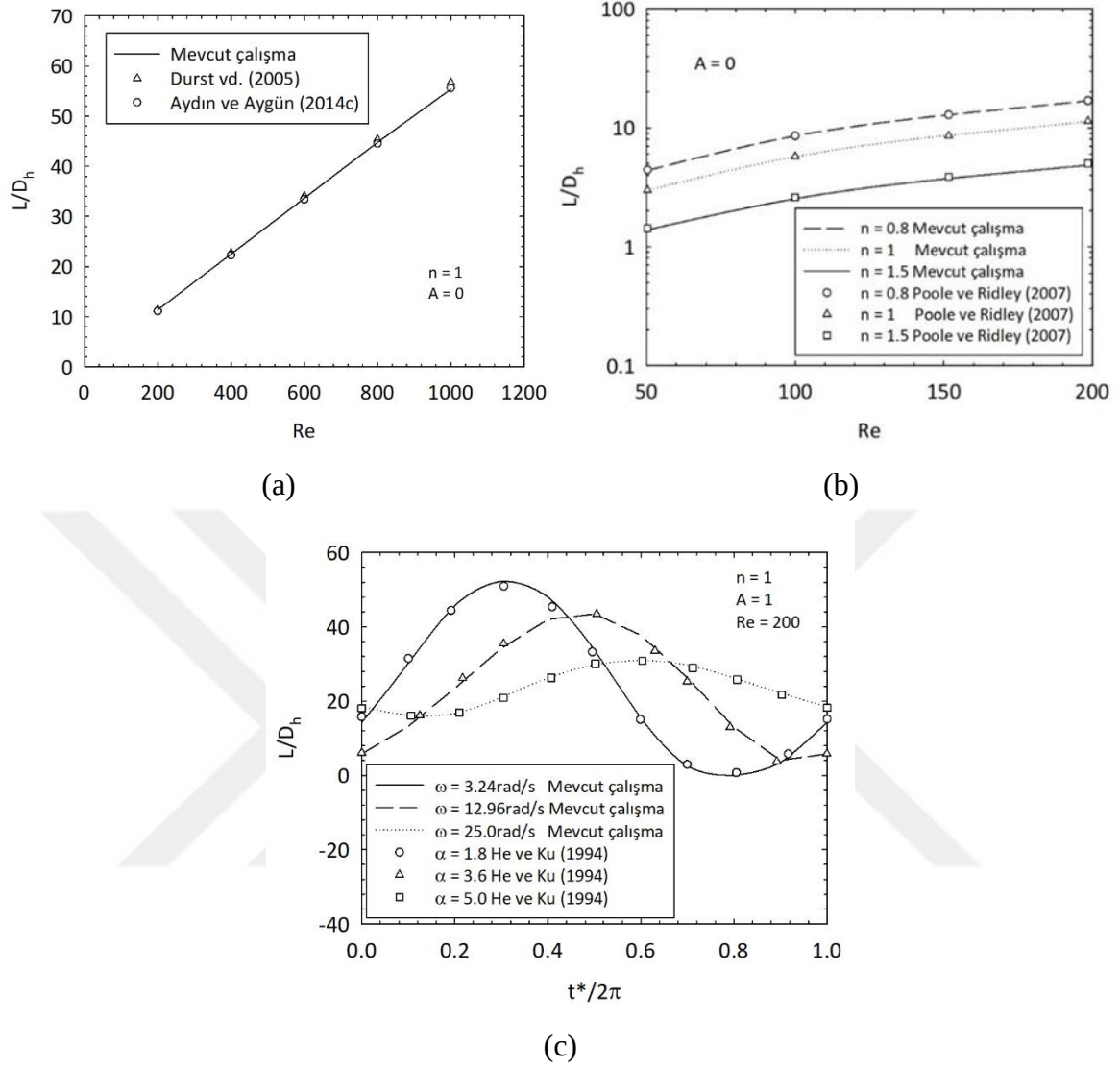
Bu bölümde, dairesel kesitli bir kanalda laminar atımlı akış power-law modeli dikkate alınarak; power-law indeksi n , genlik, A ve boyutlu frekansın, ω hidrodinamik gelişme uzunluğu üzerindeki etkileri sayısal olarak incelenmiştir.

Sonsuz uzunlukta bir kanalda karşılıklı iki cidarda gelişen sınır tabakaları eksenel bir konumda birbirini kesmeye başlar. İlgili konumda hız profili artık değişmez yani akış tamamen gelişmiştir. Kanal girişinden bu eksenel konuma kadar olan bölge hidrodinamik gelişme bölgesi; bölge uzunluğu ise hidrodinamik gelişme uzunluğu olarak adlandırılmaktadır. Atımlı akış durumunda gelişme uzunluğu periyodik olarak zamana bağlı değişim göstermektedir. Bu nedenle Atabek ve Chang (1961) atımlı akışta gelişme uzunluğunu; merkez hızı ile tam gelişmiş değeri arasındaki farkın zaman ortalamalı tam gelişmiş değerinin %1'inden az olarak tanımlamıştır:

$$\frac{u(\infty, 0, t) - u(L, 0, t)}{\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} u(\infty, 0, t) dt} = 0.01 \quad (3.2)$$

Bu çalışmada, gelişme uzunluğunun hesaplanmasında ilgili kriter dikkate alınarak çözümler gerçekleştirilmiştir.

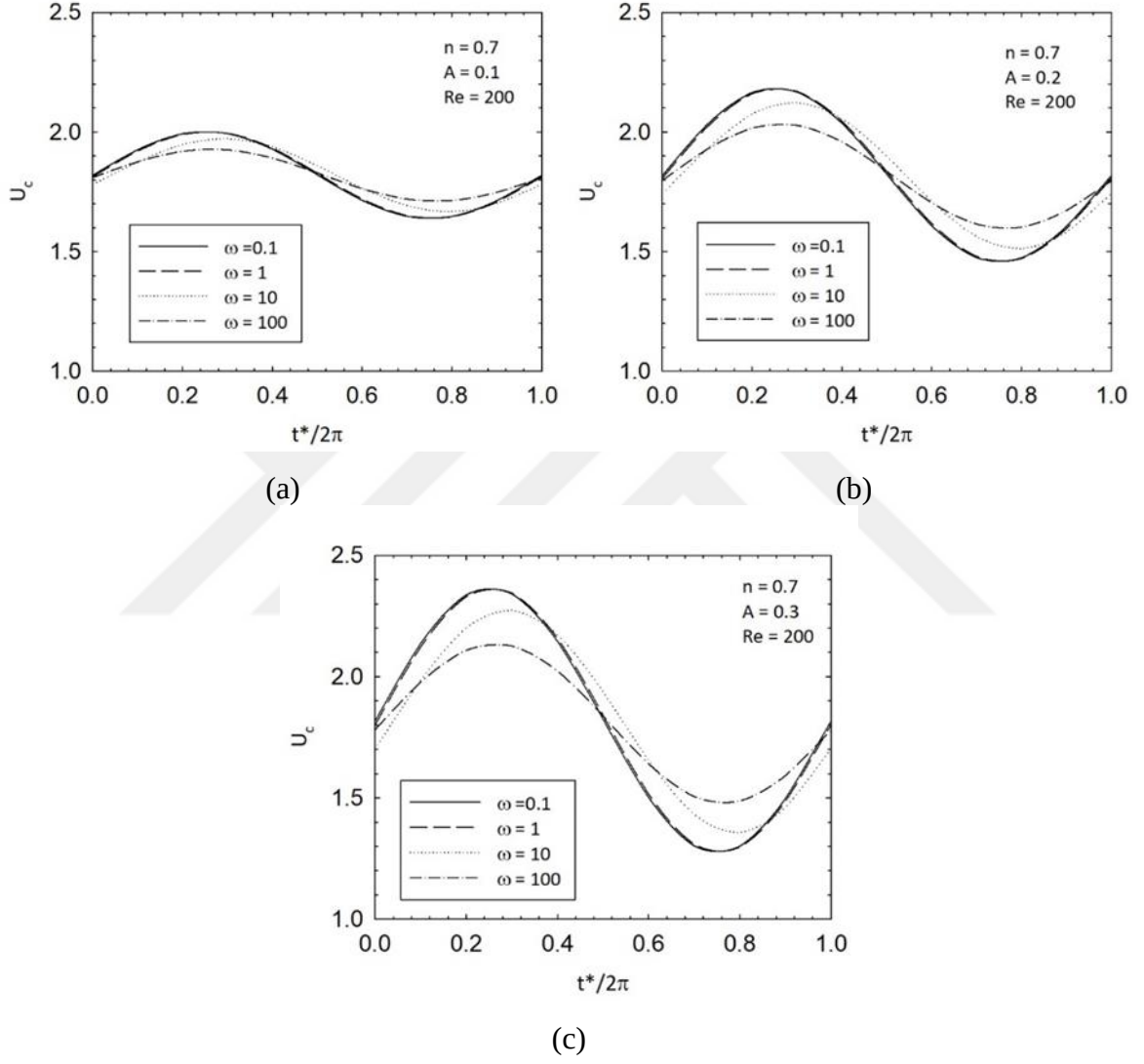
Gelişme uzunluğunun belirlenmesine yönelik gerçekleştirilen sayısal analize ait doğruluk testleri Newtonumsu daimi akışkan akışı için Durst vd. (2005) ve Aydın ve Aygün (2014c) ve Newtonumsu olmayan daimi akışkan akışı için Poole ve Ridley (2007) çalışmaları ile He ve Ku (1994) tarafından yapılan Newtonumsu atımlı akışkan akışı çalışması üzerinden gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.21a ve Şekil 3.21b'de, $A = 0$ için gelişme uzunluğunun Reynolds sayısına bağlı değişimi ve Şekil 3.21c'de, $A = 1$ ve $Re = 200$ için gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimine ait sonuçlar mevcut literatür ile mükemmel bir uyum içindedir. Şekil 3.21c'de, α 'nın ve ω 'nin aynı frekans değerine karşılık geldiği not edilmelidir.



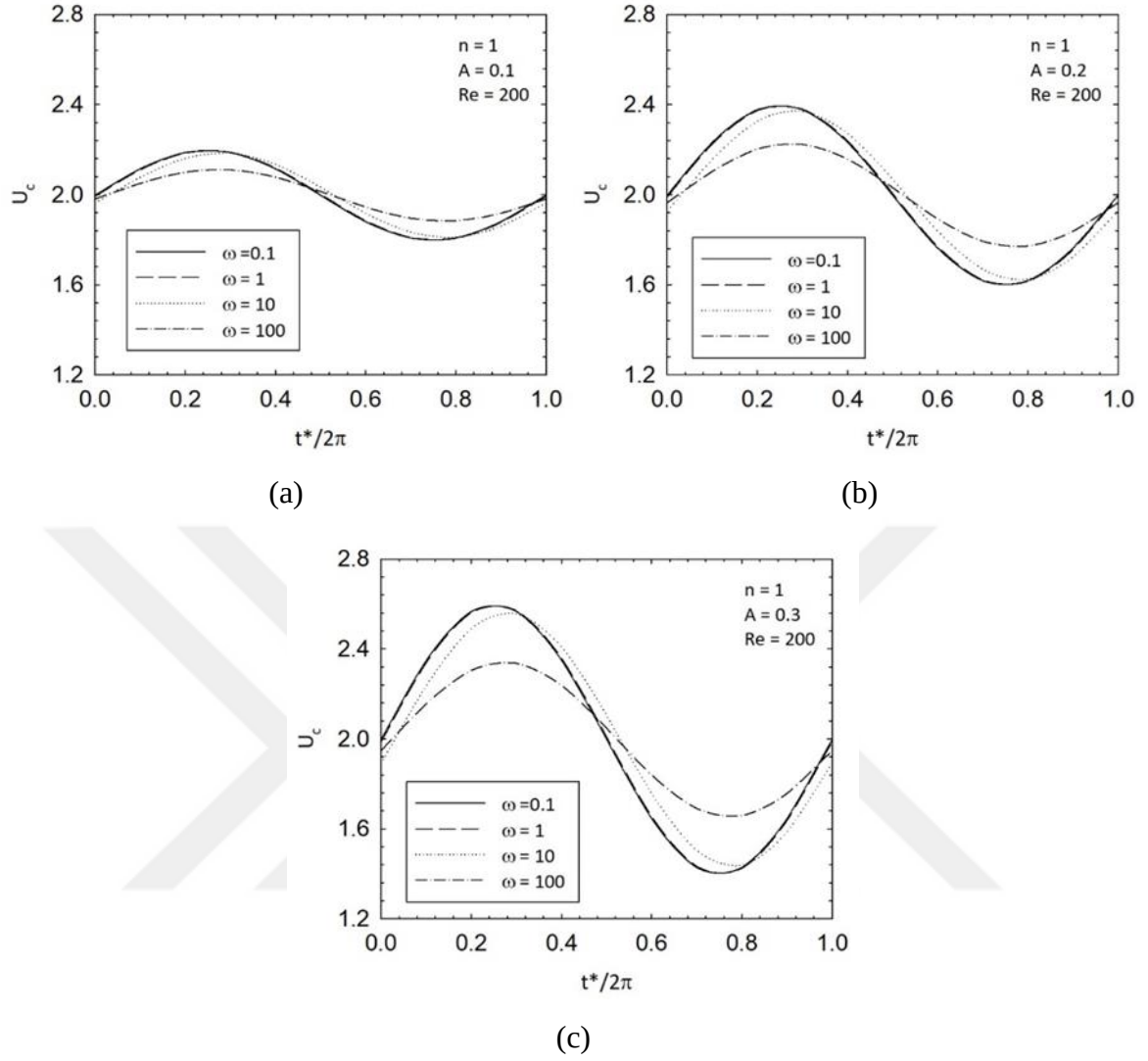
Şekil 3.21. $A = 0$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun Re sayısına bağlı değişimi ((a) Newtonumsu akışkan ve (b) Newtonumsu olmayan akışkan) ve $A = 1$ ve $Re = 200$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ((c) $n = 1$)

Şekil 3.22, 3.23 ve 3.24'te, sırasıyla, incelen akışkan ($n = 0.7$), Newtonumsu akışkan ($n = 1$) ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için farklı genlik değerlerinde merkezdeki boyutsuz hız üzerindeki boyutsuz frekansın etkisi verilmektedir. Burada frekans ve genlik için sırasıyla ω (rad/s) ve A ifadeleri kullanılmıştır. Bunlar, matematiksel düzenleme ile ilgili olup; tanım farklılığından kaynaklanmaktadır. Genlik arttıkça merkez hızı artmaktadır. $n = 0.7$ ve 1 için, düşük frekans değerlerinde ($0.1 \text{ rad/s} \leq \omega \leq 1 \text{ rad/s}$) ve $n = 1.4$ için $0.1 \text{ rad/s} \leq \omega \leq 10 \text{ rad/s}$ aralığında frekansın merkez hızının üzerindeki etkisi ihmal edilebilir seviyededir. Bu aralıkların dışında frekansın artışıyla merkezdeki hızın salınım genliği

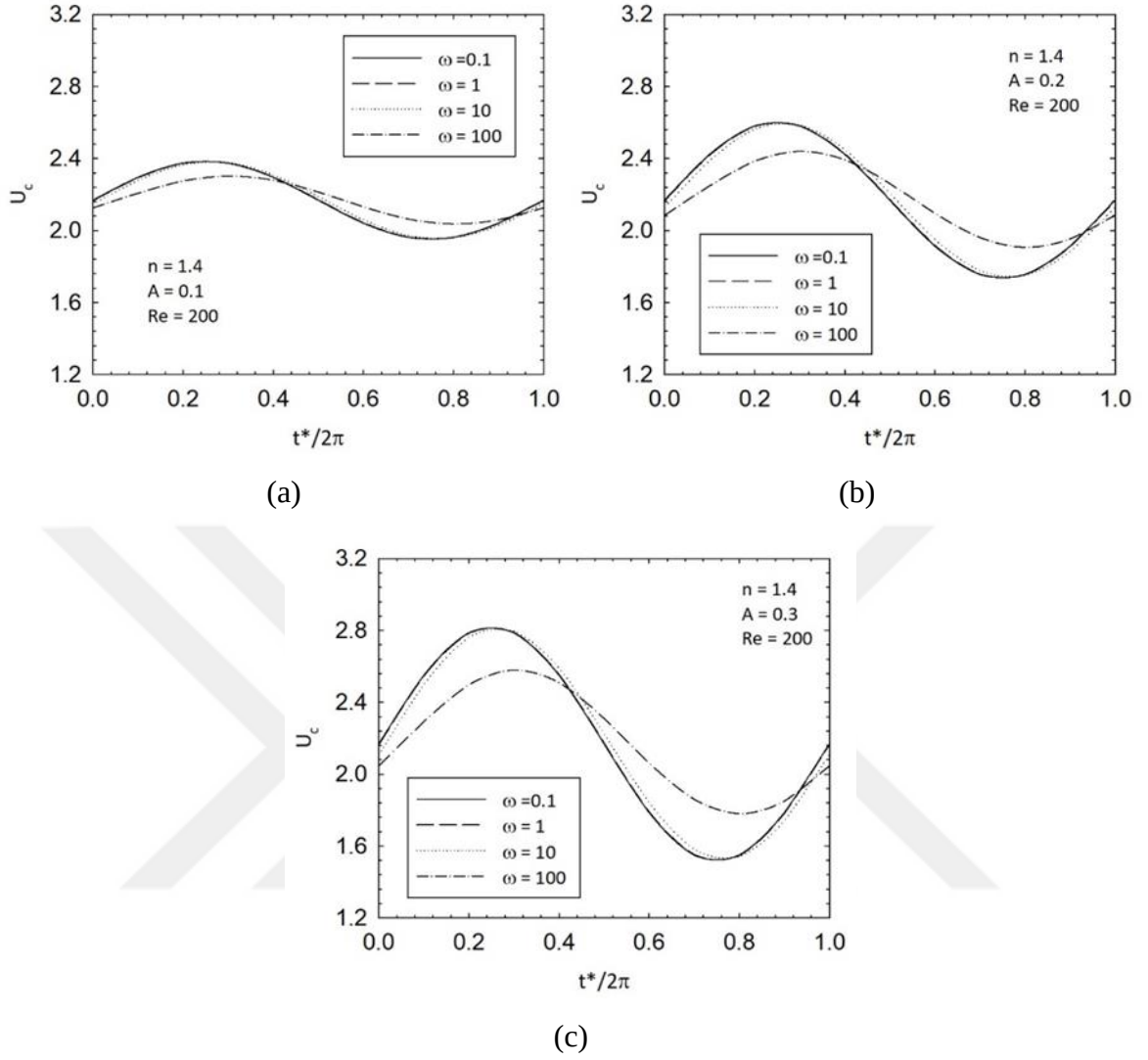
azalmaktadır. Ayrıca, ilgili frekans aralıkları dışında maksimum merkez hızın değeri farklı faz açılarında olduğu görülmektedir. Bu durum, akış alanındaki atalet kuvvetlerinin baskınlığı ile açıklanabilir. Böylece, uygulanan basınç gradyanına karşı oluşan akış direnci değişmekte ve faz farkına neden olmaktadır.



Şekil 3.22. $n = 0.7$ için boyutsuz merkez hızın bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

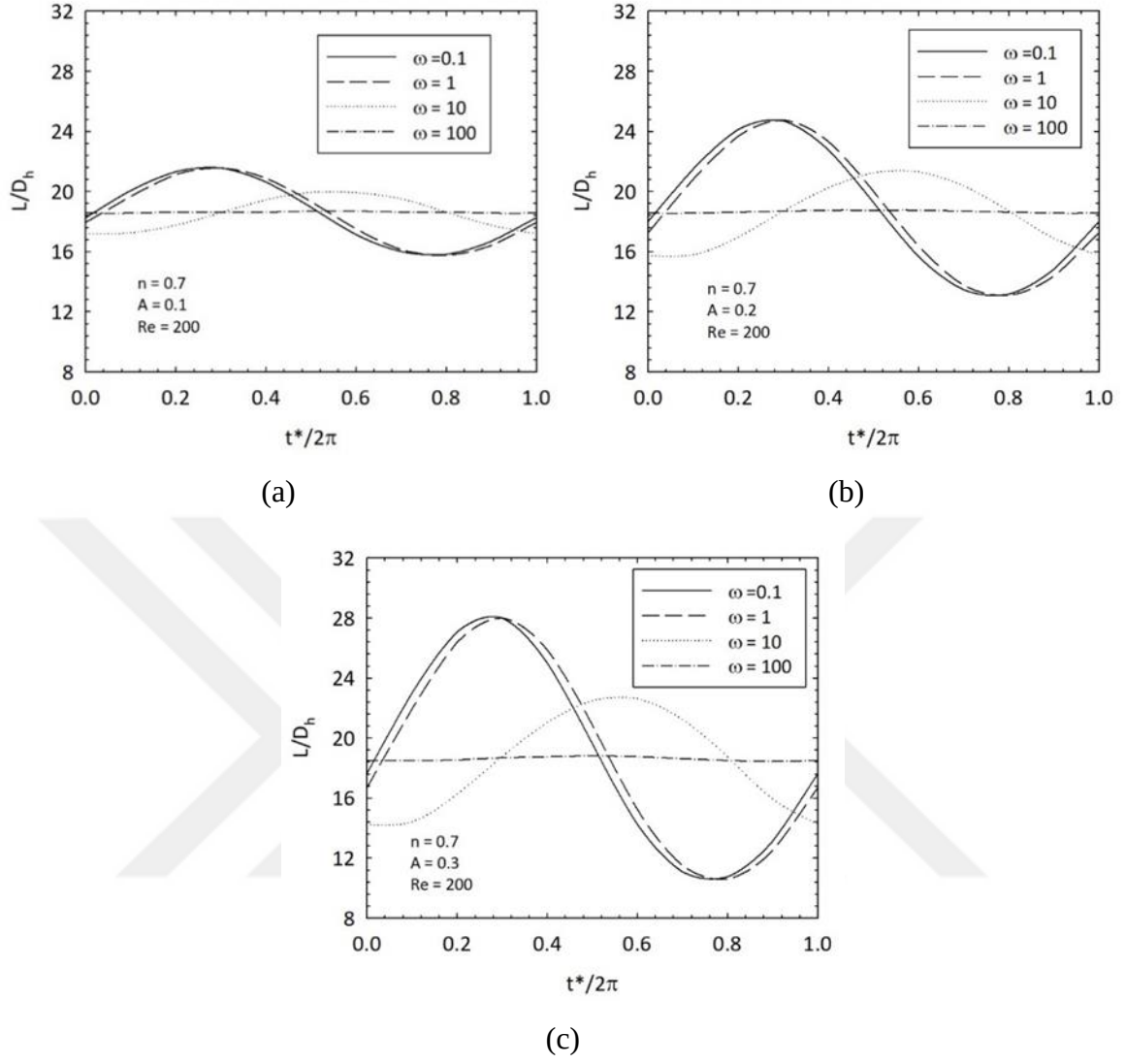


Şekil 3.23. $n = 1$ için boyutsuz merkez hızın bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

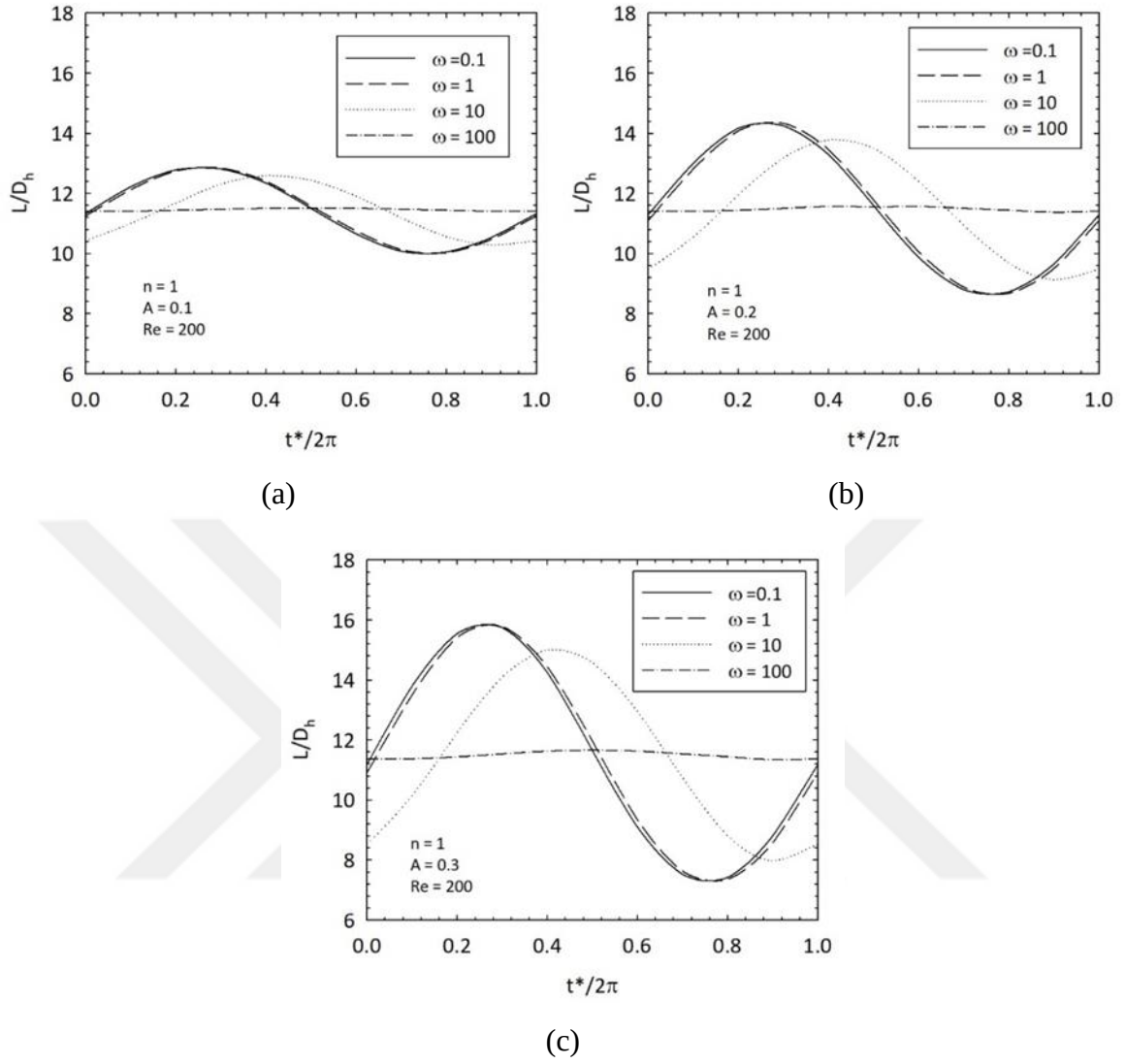


Şekil 3.24. $n = 1.4$ için boyutsuz merkez hızın bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

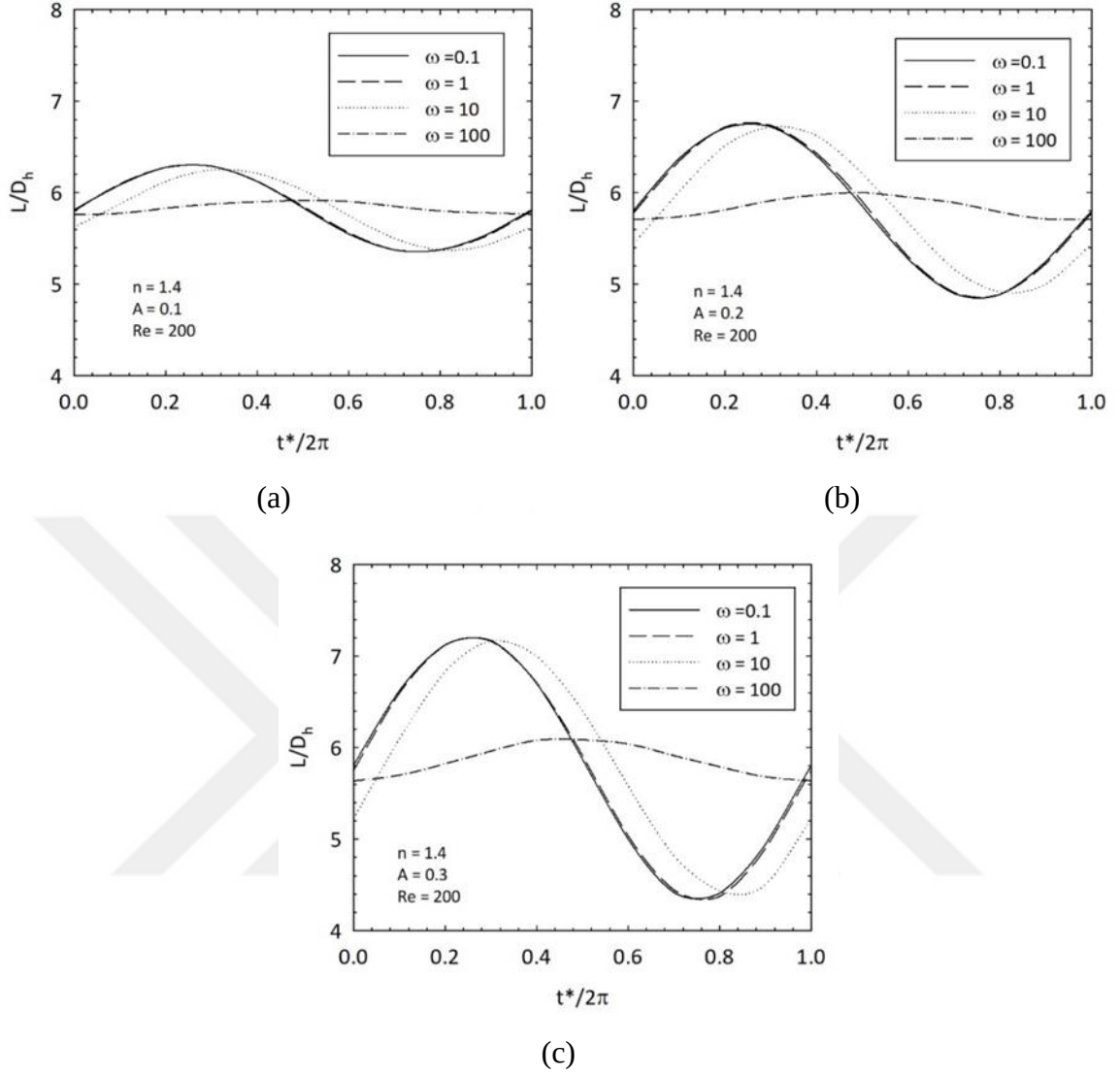
$Re = 200$ ve farklı genlik değerlerinde boyutsuz gelişme uzunluğunun frekansla değişimi $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için, sırasıyla Şekil 3.25, 3.26 ve 3.27’de verilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi, incelen ve Newtonumsu akışkan için $\omega = 100$ rad/s değerinde frekansın gelişme uzunluğu üzerindeki etkisi ihmal edilebilir düzeydedir. Frekansın artmasıyla üç farklı akışkan türü için de gelişme uzunluğunun değeri azalmaktadır. Çünkü frekans arttıkça salınımlı sınır tabaka daha da incilir (Gerrard & Hughes, 1971). Böylece, yüksek frekanslı akışlarda atımlı akış etkisi cidarların yakınındaki bu ince tabakada hissedilir (Cho & Hyun, 1990) ve atımlı akış girişten kısa bir mesafede tamamen gelişir.



Şekil 3.25. $n = 0.7$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

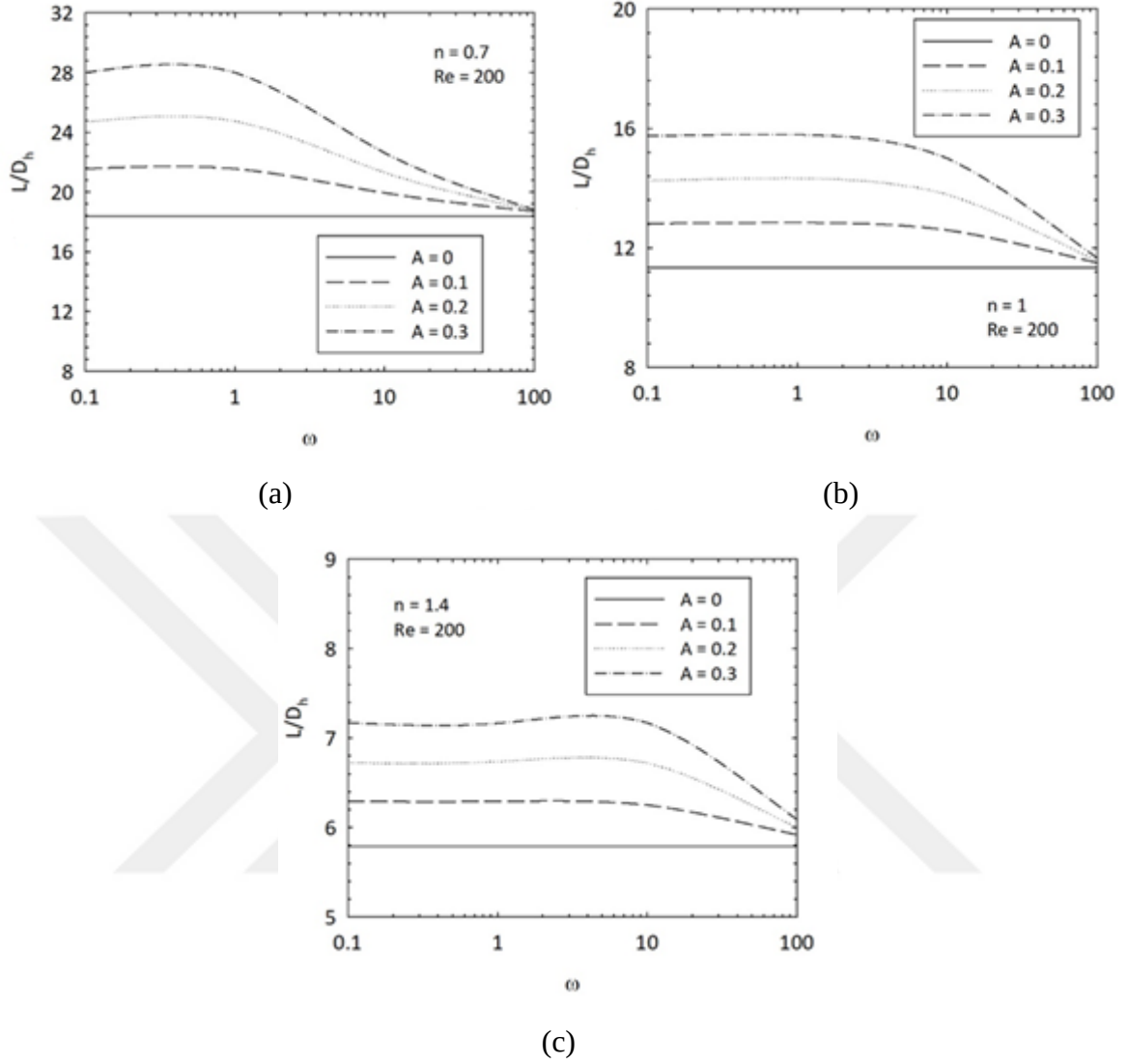


Şekil 3.26. $n = 1$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



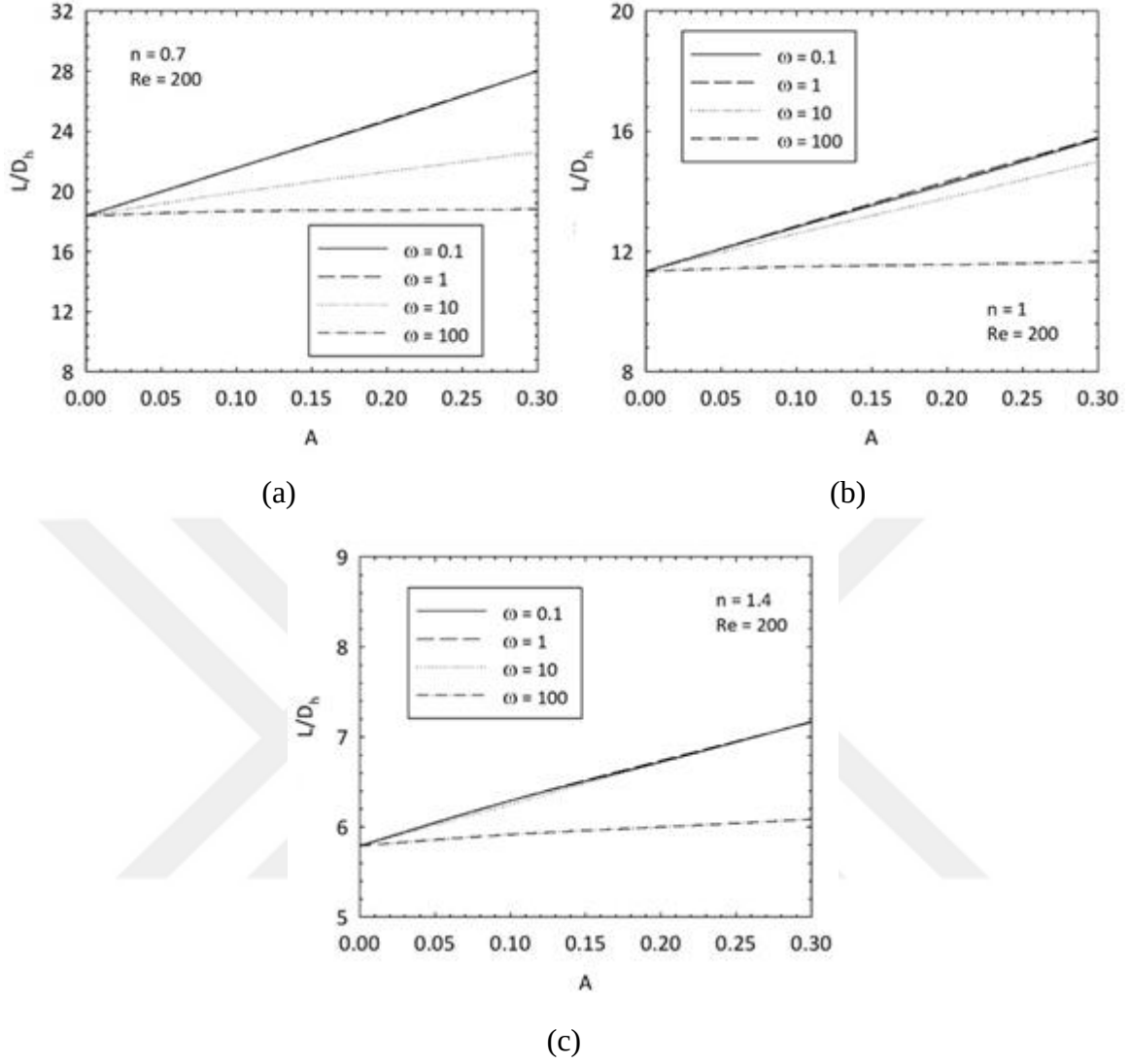
Şekil 3.27. $n = 1.4$ için boyutsuz gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca değişimi ($A = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

Üç farklı akışkan türü için hidrodinamik gelişme uzunluğunun boyutsuz frekansa bağlı değişimi Şekil 3.28’de verilmektedir. İlgili grafik, gelişme uzunluğunun bir periyot boyunca ulaştığı maksimum değerler dikkate alınarak düzenlenmiştir. Atımlı akışta L/D_h değeri daimi akıştaki değerinden önemli ölçüde farklıdır. Genliğin artışıyla, gelişme uzunluğu artmaktadır. Belirli bir ω değerine kadar frekansın gelişme uzunluğu üzerindeki etkisi neredeyse ihmal edilebilir düzeydedir. Bu değerler $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için sırasıyla $\omega = 0.668, 2.64$ ve 6.936 rad/s’dir. İlgili değerden sonra ise frekansın artışıyla gelişme uzunluğu azalmaktadır. Power-law indeksi arttıkça frekansın gelişme uzunluğu üzerinde etkili olduğu aralık azalmaktadır.



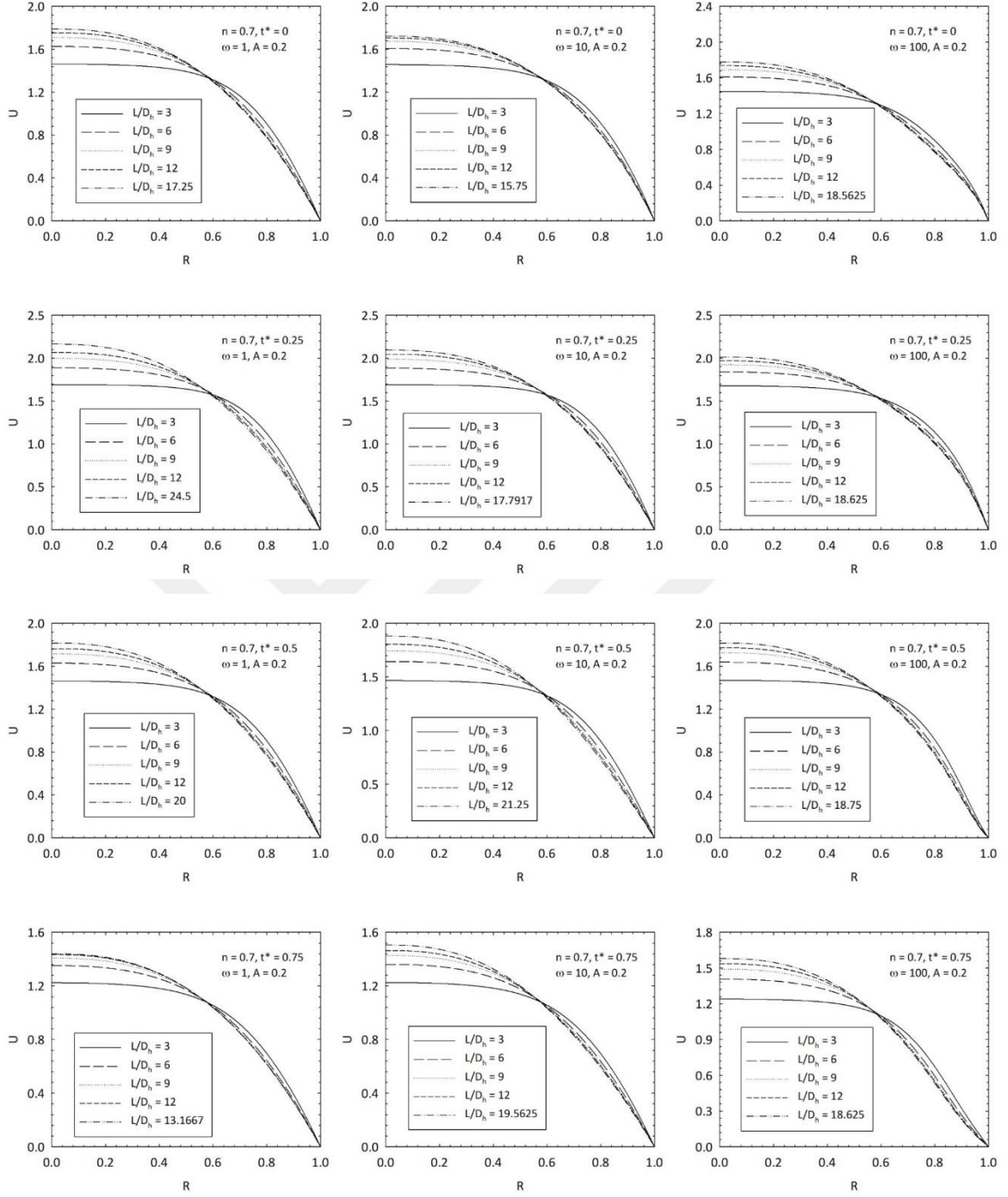
Şekil 3.28. $Re = 200$ için gelişme uzunluğunun frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.29’da, $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için farklı frekans değerlerinde gelişme uzunluğunun boyutsuz genliğe bağlı değişimi sunulmaktadır. İlgili grafiğin de, benzer şekilde bir periyot boyunca ulaşılan maksimum gelişme uzunluğu değerleri dikkate alınarak düzenlendiği not edilmelidir. Şekilden de görüldüğü gibi, $n = 0.7$ ve 1 değerleri için genlik arttıkça gelişme uzunluğu $\omega = 0.1$, 1 ve 10 rad/s’de artmaktadır. Dikkate alınan en yüksek ω değerinde ($\omega = 100$ rad/s) genliğin L/D_h üzerindeki etkisi ihmal edilebilir düzeydedir. $n = 1.4$ değeri için genlik arttıkça gelişme uzunluğu tüm frekans değerlerinde artmaktadır. Ayrıca grafikten, artan power-law indeksine bağlı olarak gelişme uzunluğunun azalan bir davranış sergilediği görülmektedir.

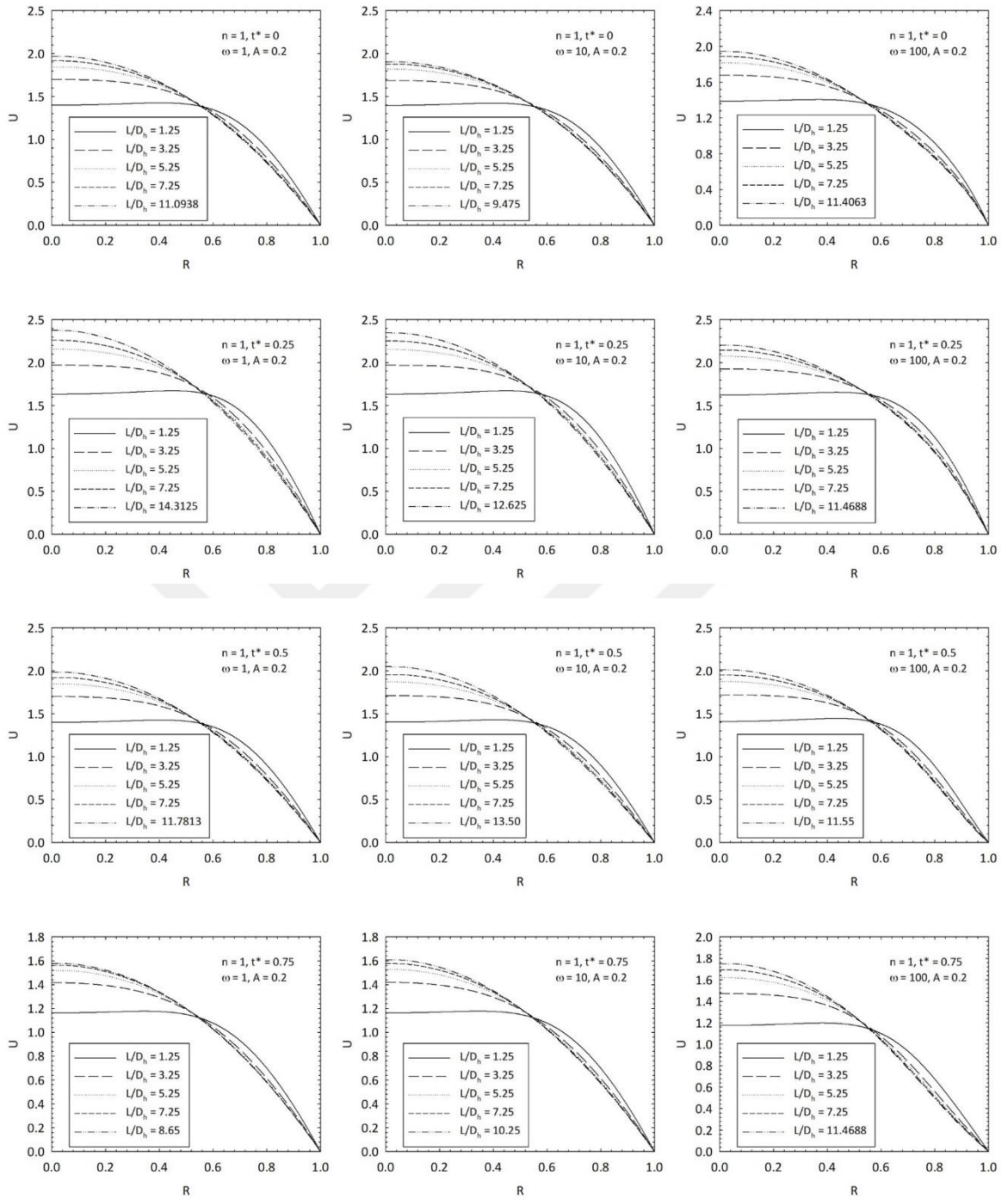


Şekil 3.29. $Re = 200$ için gelişme uzunluğunun genliğe bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

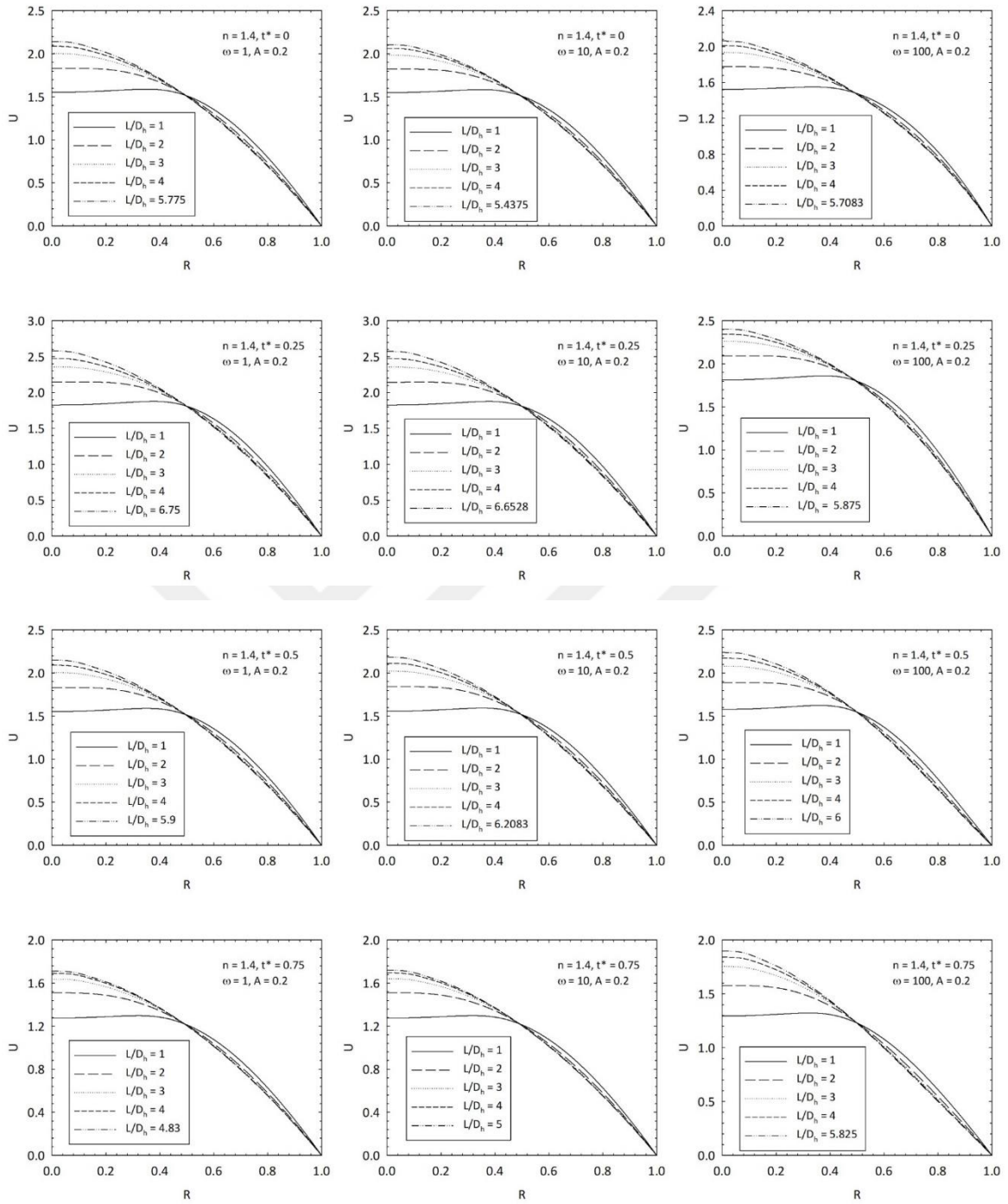
Boyutsuz hız dağılımının $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için farklı zaman adımlarındaki aksenal konuma göre değişimi, sırasıyla, Şekil 3.30, 3.31 ve 3.32’de verilmektedir. Grafiklerden de görülebileceği gibi, akış yönü boyunca gelişme bölgesi üzerinde hız dağılımları değişmekte ve tam gelişmiş bölgede artık hız profilleri kanal uzunluğu boyunca değişmemektedir. Üç akışkan türü için de $t^* = 0.25$ faz aşısına kadar merkez hızı artarken ilgili faz açısından sonra merkez hızı azalmaktadır. Power-law indeksi azaldıkça her bir konumdaki profiller daha düzleşir ve akışın gelişimi daha yavaş ilerler (gelişme uzunluğu artar).



Şekil 3.30. $n = 0.7$ ve $Re = 200$ için farklı faz açılarındaki boyutsuz hız profillerinin eksenel konuma göre değişimi



Şekil 3.31. $n = 1$ ve $Re = 200$ için farklı faz açılarındaki boyutsuz hız profillerinin eksenel konuma göre değişimi

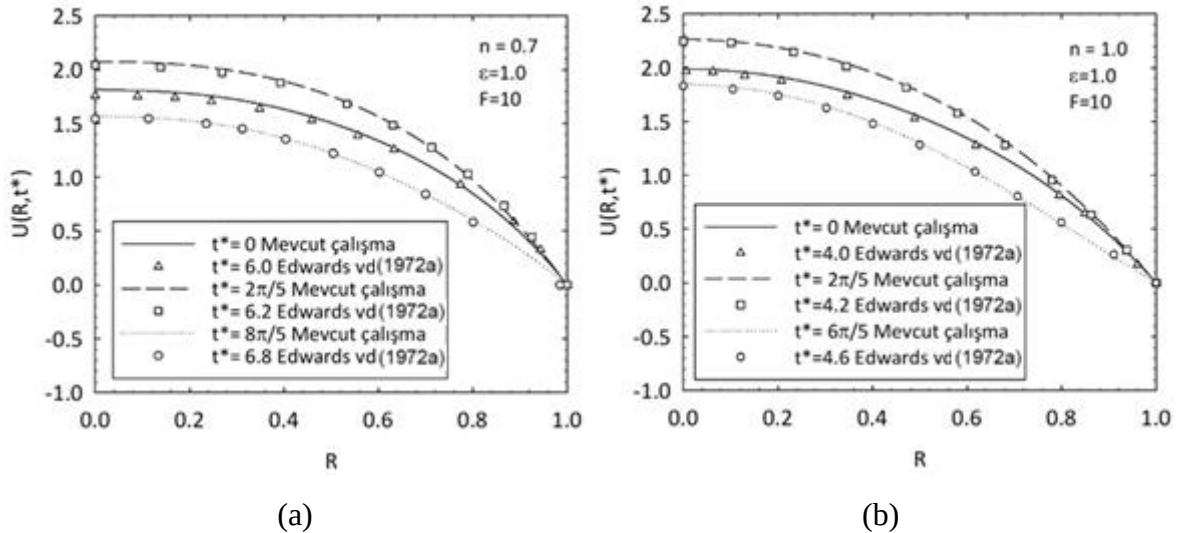


Şekil 3.32. $n = 1.4$ ve $Re = 200$ için farklı faz açılarındaki boyutsuz hız profillerinin aksenal konuma göre değişimi

b. Hidrodinamik ve ısıl inceleme

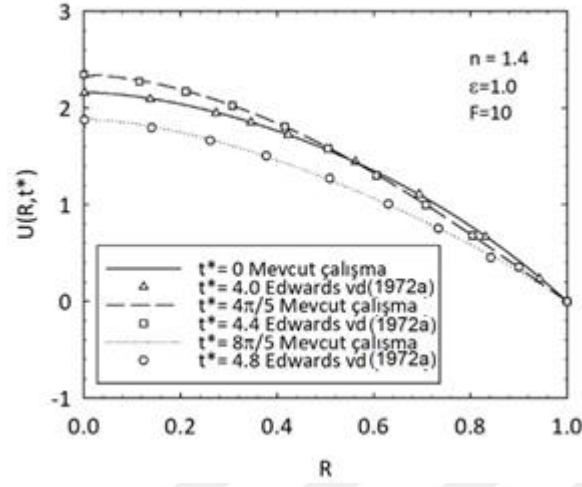
Bu bölümde, cidarlarında sabit ısı akısı ısıl sınır koşulu öngörülen dairesel kesitli bir kanalda tam gelişmiş laminar atımlı akış power-law modeli dikkate alınarak incelenmiştir. Power-law indeksi n , genlik ε ve frekansın F ısı transferi üzerindeki etkileri incelenmiştir. İlk olarak, bazı limit durumları için sonuçlar mevcut literatürde, özellikle Edwards vd. (1972a) ve Nield ve Kuznetsov (2007) çalışmalarının sonuçlarıyla karşılaştırarak analiz doğrulanmıştır. Daha önce verildiği gibi, Edwards vd. (1972a) dairesel kesitli bir kanal içinde atımlı akış koşulları altında power-law akışkan akışını incelemişlerdi. Şekil 3.33'te görüldüğü gibi, Power-law indeksi ve faz açısının farklı değerleri için elde edilen boyutsuz hız dağılımları, referans çalışma ile mükemmel bir uyum göstermektedir.

Diğer bir literatür karşılaştırması, Nield ve Kuznetsov (2007) tarafından Newtonumsu akışkan davranışı ($n = 1$) için yapılan çalışma ile yapılmıştır. Nield ve Kuznetsov (2007), sabit ısı akısı ısıl sınır koşulunun uygulandığı cidarlarda zorlanmış taşınım problemini analitik olarak çözmüşlerdir. Farklı Prandtl sayısı değerleri için, $n = 1$ limit durumundaki mevcut çalışma ile Nield ve Kuznetsov (2007) çalışmasından elde edilen Nusselt sayının boyutsuz frekans ile değişimi Şekil 3.34'te karşılaştırılmıştır. İlgili grafikten sonuçların örtüştüğü olduğu görülmektedir.

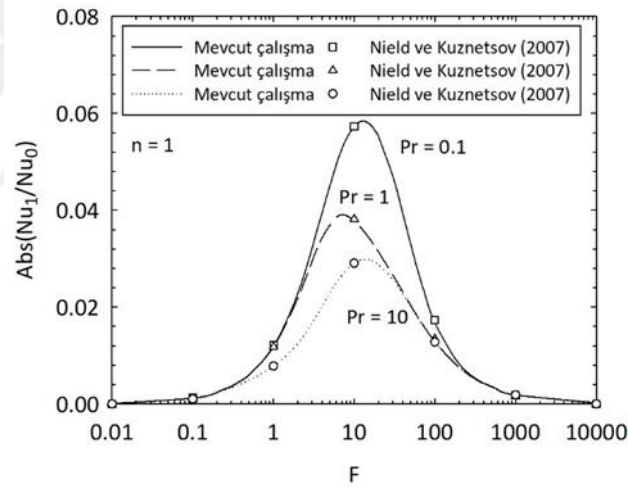


Şekil 3.33. $\varepsilon = 1$ ve $F = 10$ için boyutsuz hızın faz açısına bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c)), Edwards vd. (1972a)

Şekil 3.33'ün devamı



(c)

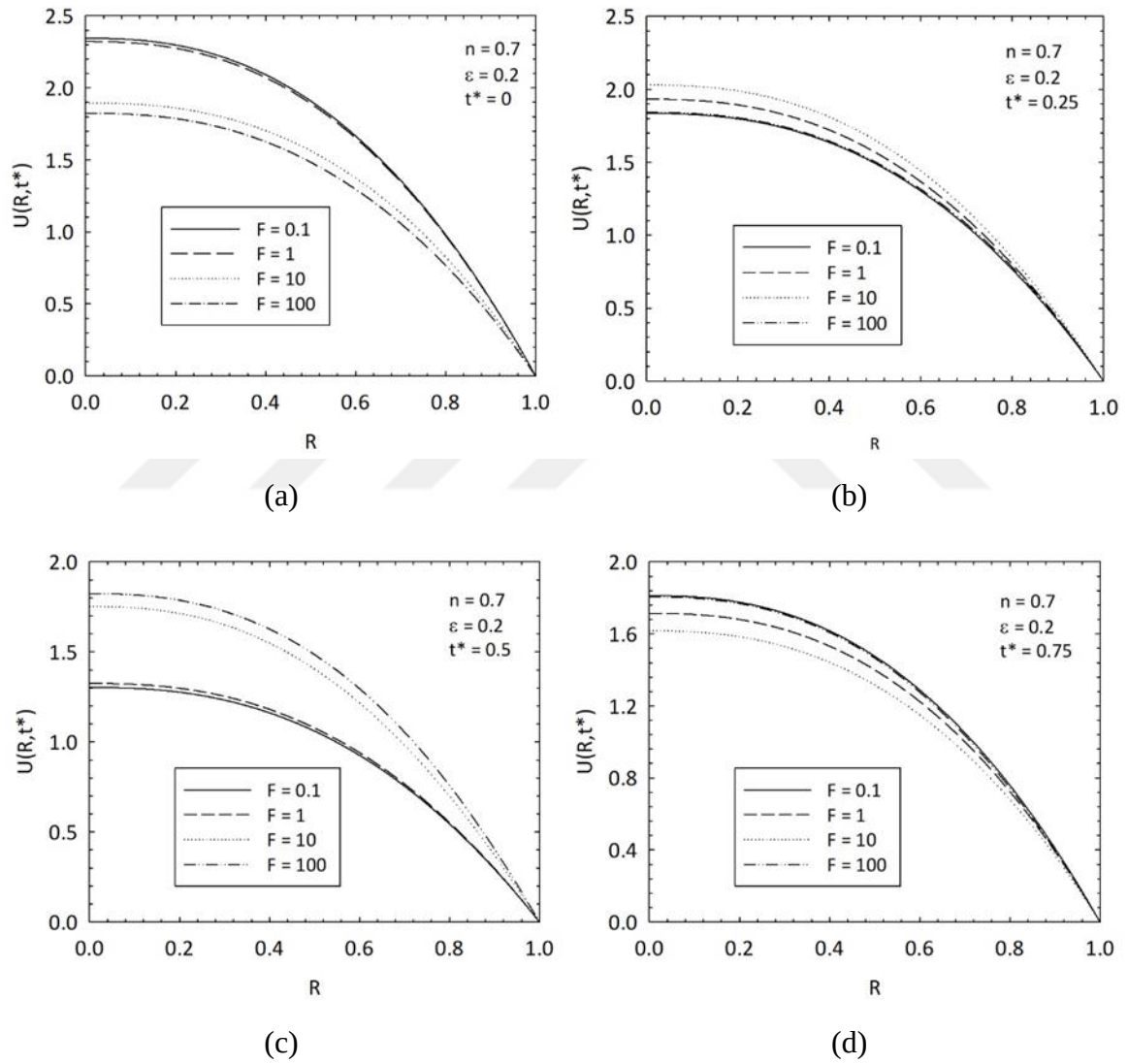


Şekil 3.34. $n = 1$ için Nusselt sayısının farklı Pr değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi, Nield ve Kuznetsov (2007)

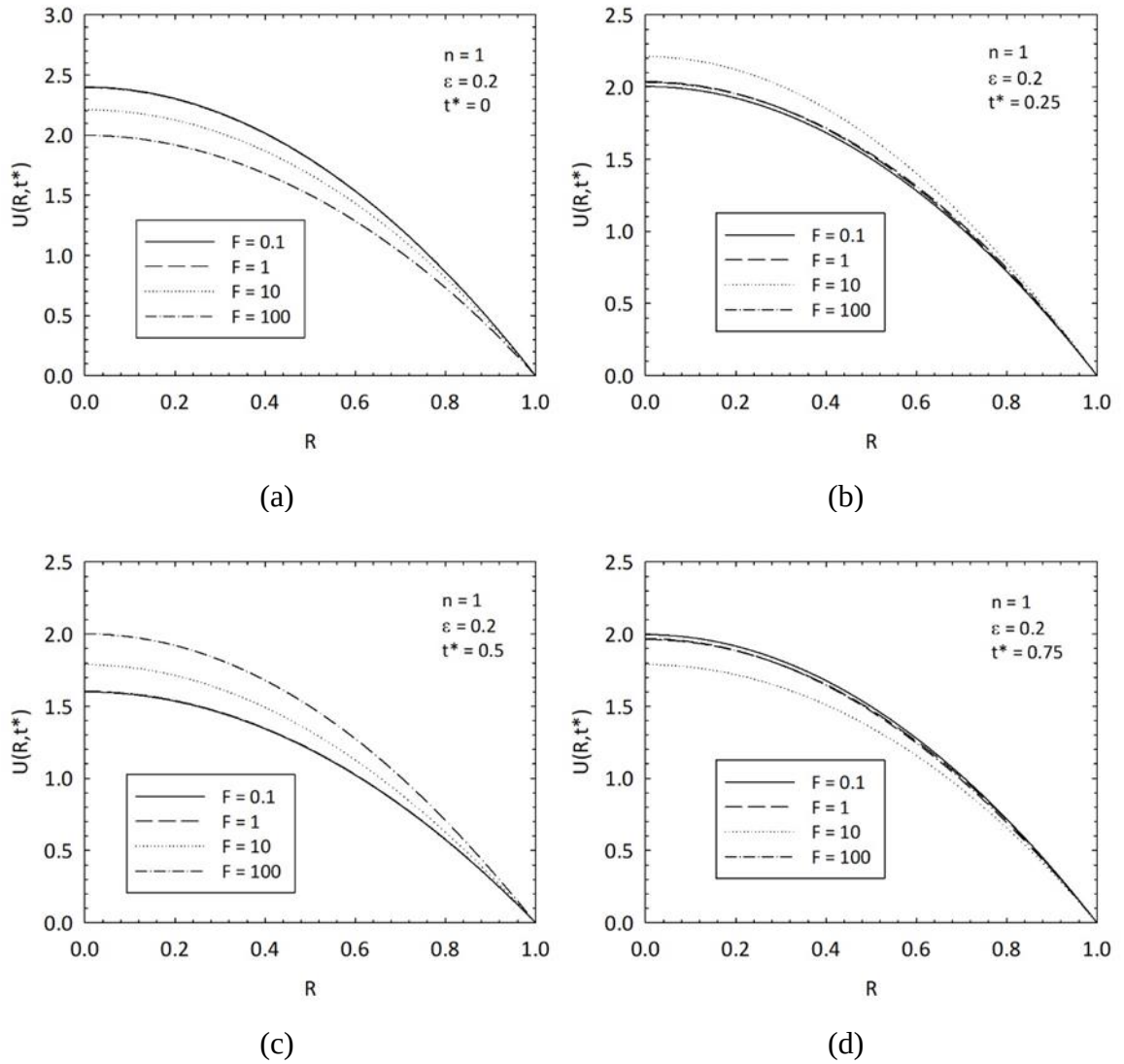
İzlenen metodolojiye ek bir doğrulama sağlamak için, $\varepsilon = 0$ için cidarda sabit ısı akısı ısı sınır koşuluna sahip dairesel kesitli bir kanaldaki power-law akışkan akışı için Nusselt sayısı değerleri Grigull (1956)'nın değerleri ile karşılaştırılmıştır. Tablo 3.1'de görüldüğü gibi, sonuçlar Grigull (1956)'nın sonuçları ile örtüşmektedir.

Tablo 3.1. Nusselt sayısının power-law indeksine bağlı değişimi

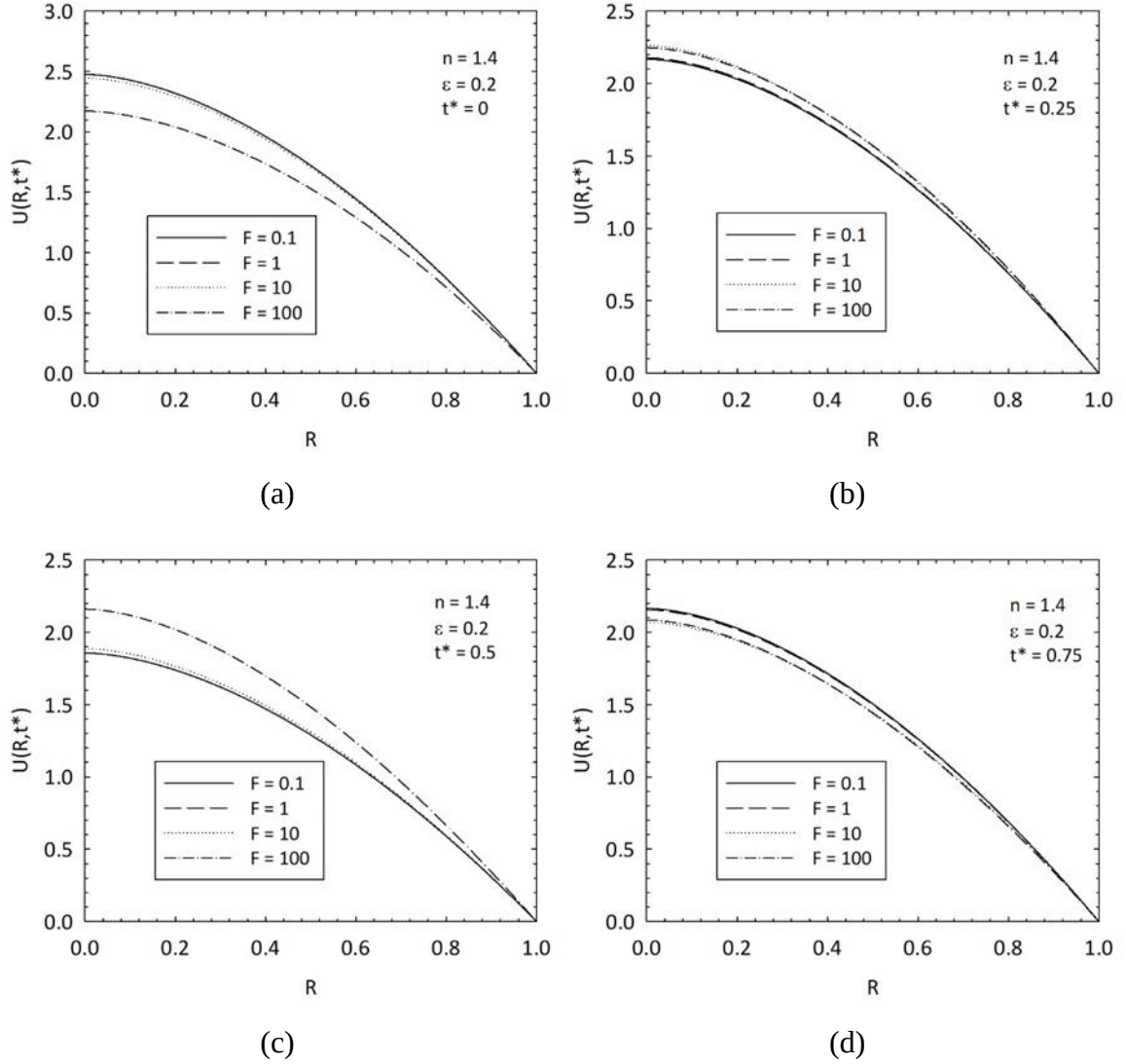
n	Mevcut çalışma	Grigull (1956)
0.7	4.53843	4.53843
1	4.36364	4.36364
1.4	4.23625	4.23625

Şekil 3.35. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

Şekil 3.35, 3.36 ve 3.37’de $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için farklı faz açılarında hız profilinin frekansla değişimi verilmektedir. Bir önceki bölümde bahsedildiği gibi, sabit genlik değerinde ($\varepsilon = 0.2$) farklı boyutsuz frekans değerlerinin hızın salınım genliği üzerinde önemli düzeyde rol oynadığı görülmektedir. Frekans arttıkça, hızın salınım genliği $n = 0.7$ ve 1 için $t^* = 0$ ’da azalır ve $t^* = 0.5$ ’te artar, $t^* = 0.25$ ’de $F = 10$ ’a kadar artar, daha sonra azalır, $t^* = 0.75$ ’de tam tersi durum söz konusudur. $n = 1.4$ için $F \neq 100$ değerlerinde boyutsuz frekansın, hızın salınım genliği üzerindeki etkisi ihmal edilebilir seviyededir.



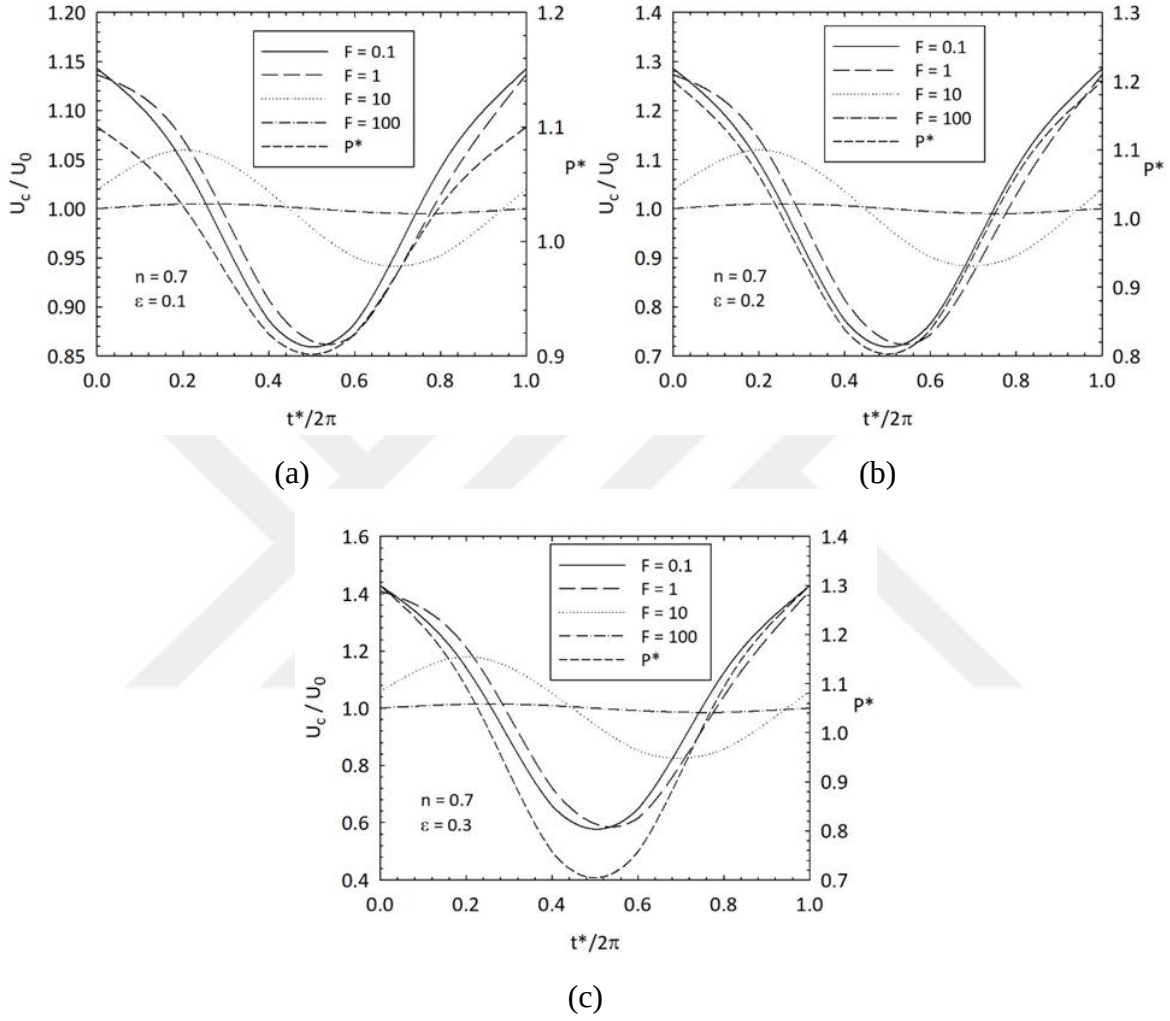
Şekil 3.36. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))



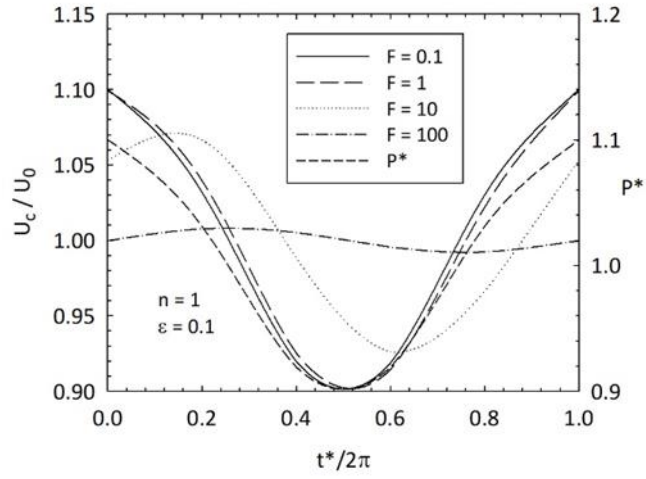
Şekil 3.37. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

Şekil 3.38, 3.39 ve 3.40, sırasıyla incelen akışkan ($n = 0.7$), Newtonumsu akışkan ($n = 1$) ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için bir periyot boyunca boyutsuz merkez hızının boyutsuz frekans F 'nin farklı değerlerinde değişimini göstermektedir. İlgili grafiklerden de görüldüğü gibi, F 'nin en düşük değerinde ($F = 0.1$) merkezdeki boyutsuz hız ve uygulanan basınç gradyanı aynı fazdadır; diğer bir ifadeyle sanki-daimi durumdadır. Boyutsuz frekans arttıkça, merkez hızın salınım genliği azalmaktadır. Sonuç olarak, minimum noktalar azalırken maksimum noktalar artmaktadır. Ayrıca, F arttıkça uygulanan basınç gradyanına göre boyutsuz merkez hızının periyodik değişimi için bir faz gecikmesi gözlenmektedir. Artan genlikte benzer davranışlar sergilemektedir.

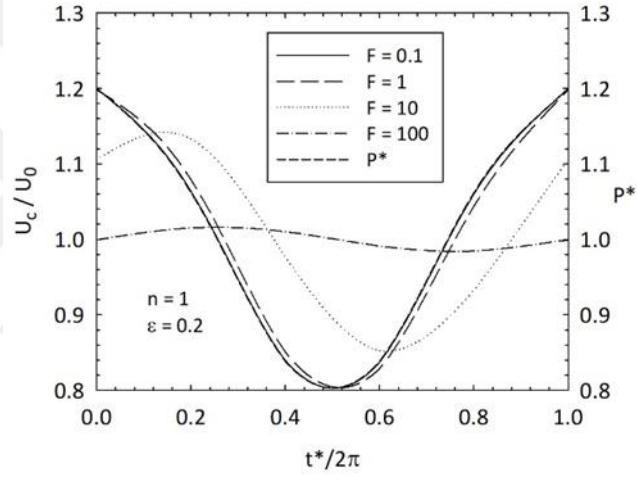
Benzer şekilde, $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için boyutsuz frekans F 'in farklı değerlerinde bir periyot boyunca boyutsuz ortalama hızın ve cidar kayma gerilmesinin değişimi Şekil 3.41, 3.42 ve 3.43'te sunulmaktadır.



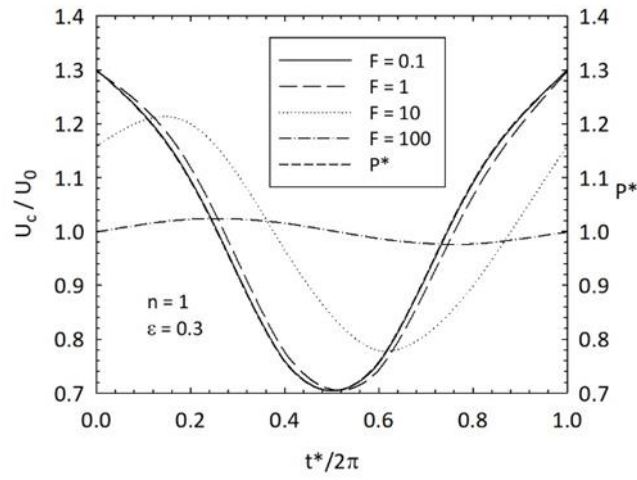
Şekil 3.38. $n = 0.7$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



(a)

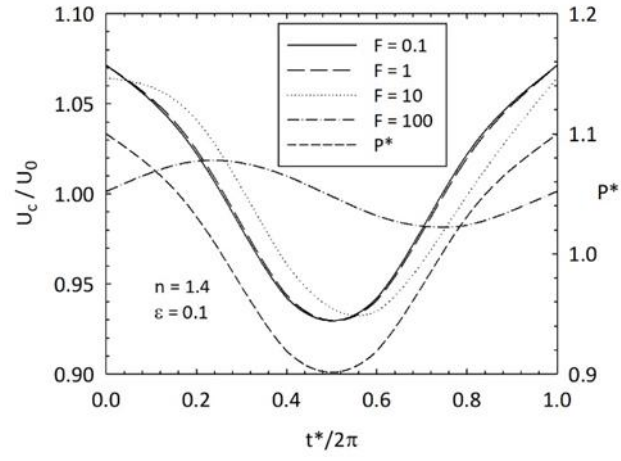


(b)

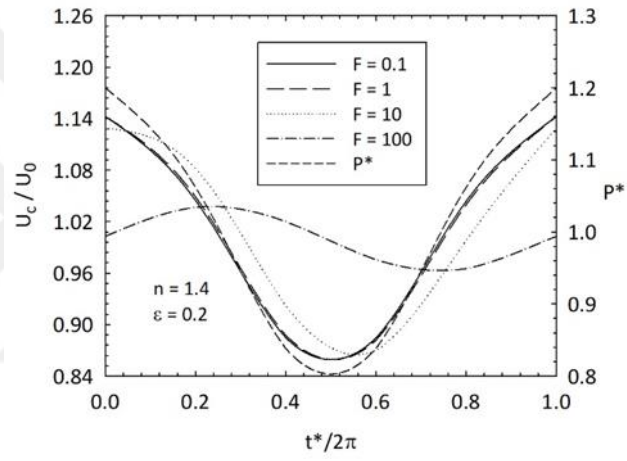


(c)

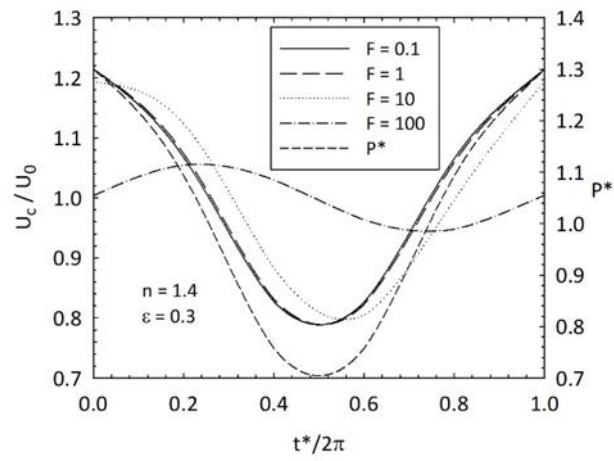
Şekil 3.39. $n = 1$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



(a)

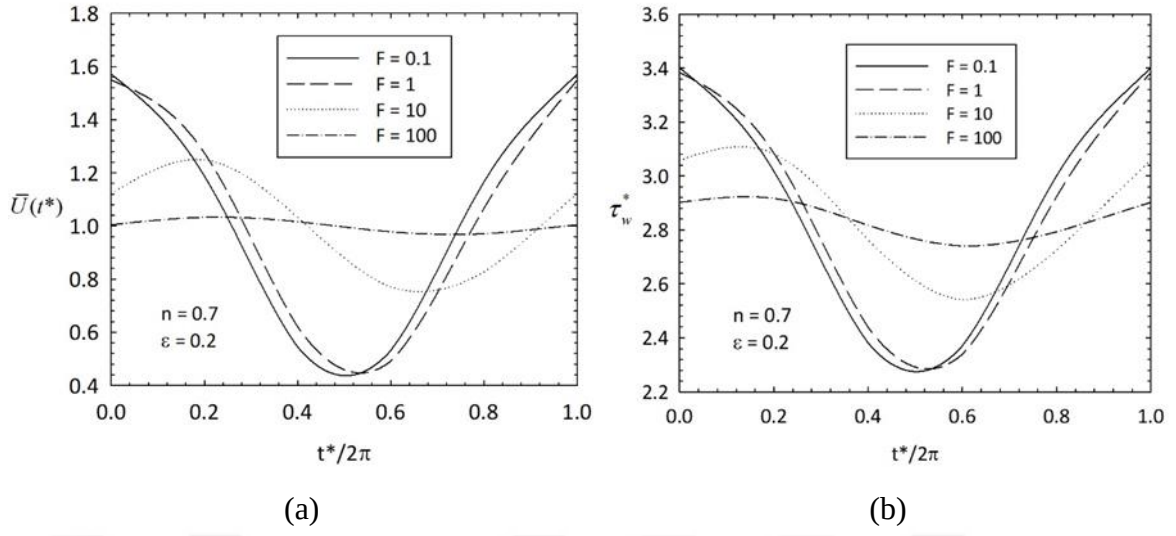


(b)

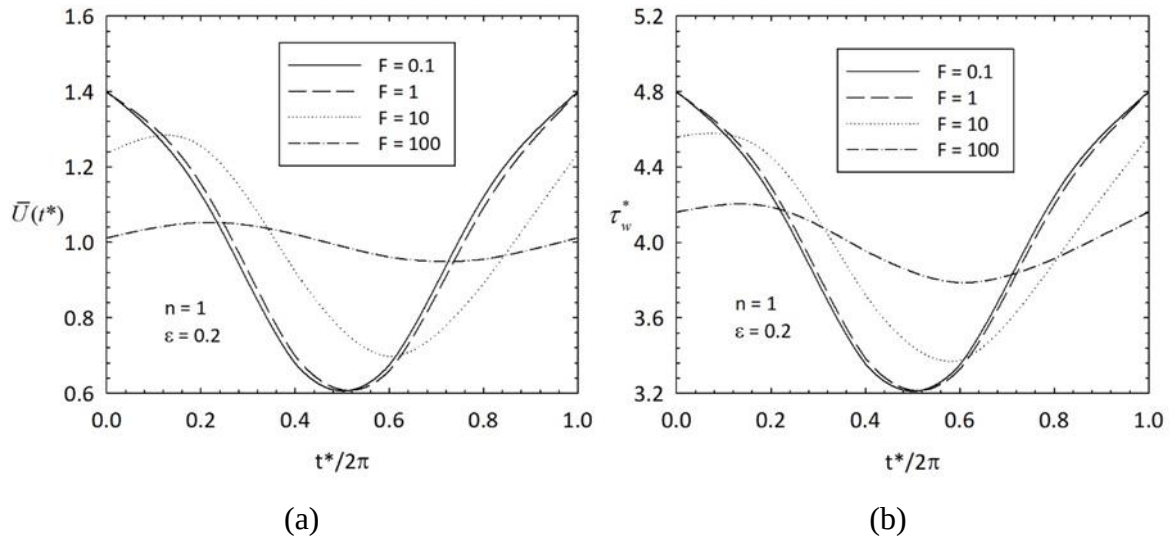


(c)

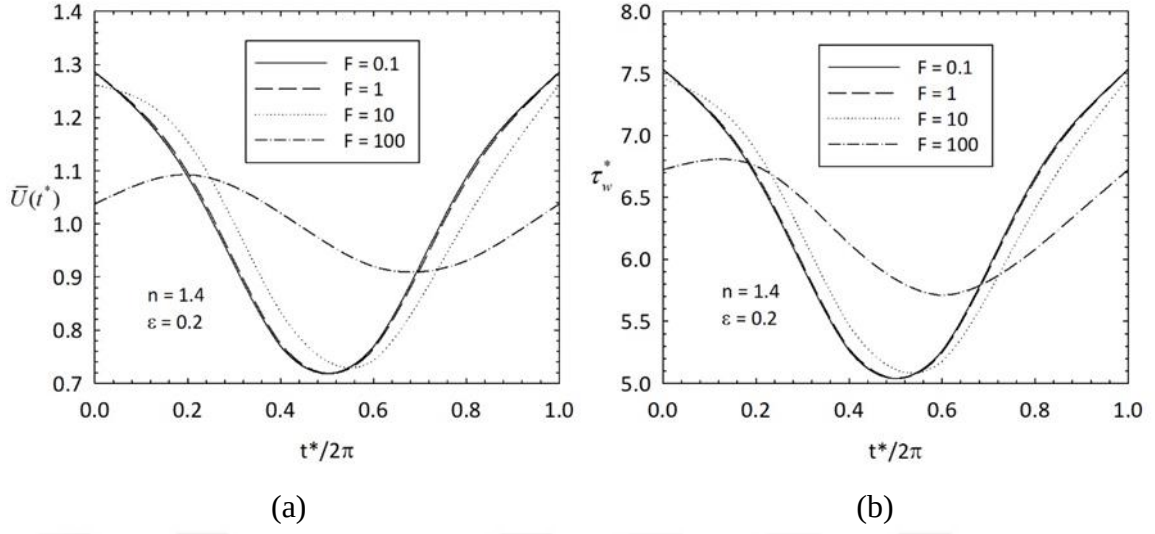
Şekil 3.40. $n = 1.4$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\epsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



Şekil 3.41. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi



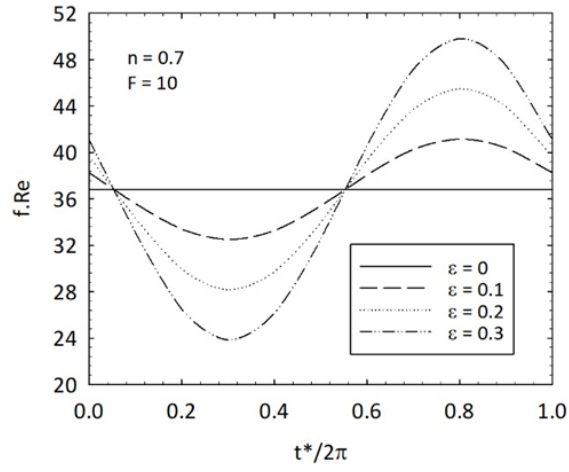
Şekil 3.42. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi



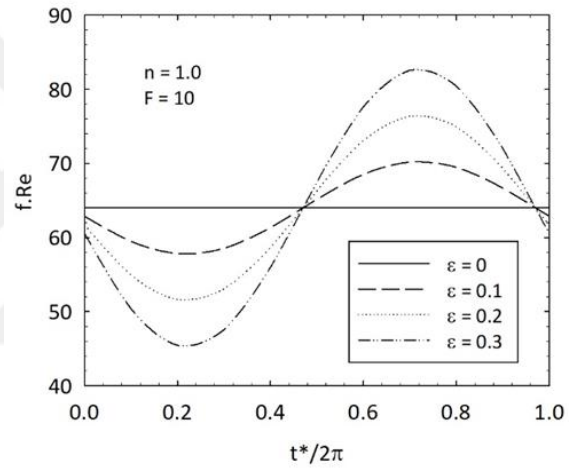
Şekil 3.43. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın (a) ve boyutsuz cidar kayma gerilmesinin (b) bir periyot boyunca değişimi

Etkili bir tasarım ve verimli bir süreç için kritik olan gerekli pompalama gücünün hesaplanmasında sürtünme faktörüne ait maksimum ve minimum değerlere ihtiyaç duyulmaktadır. Bu nedenle, $F = 10$ 'da genliğin farklı değerlerinde $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için bir periyot boyunca fRe 'nin değişimi Şekil 3.44'te gösterilmektedir. Beklenildiği gibi, artan genlikle, fRe 'nin salınım genliği de artmaktadır.

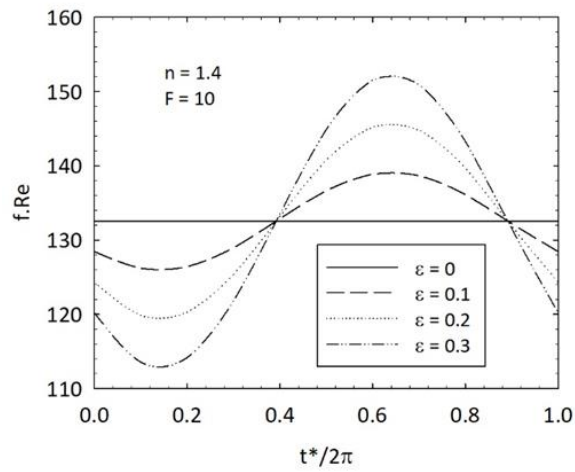
Benzer şekilde, Şekil 3.45, $\varepsilon = 0.2$ ve boyutsuz frekansın farklı değerlerinde $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için bir periyot boyunca fRe 'nin değişimini göstermektedir. Şekilden de anlaşılacağı gibi, fRe 'nin değişimi power-law indeksine bağlı olarak önemli ölçüde değişmektedir. İncelen akışkan ($n = 0.7$) için frekansın artışıyla faz kayması meydana gelmekte ve bu duruma azalan bir değişim genliği eşlik etmektedir (fRe 'nin en yüksek değeri ve en düşük değeri azalmaktadır). Newtonumsu akışkan ($n = 1$) için faz kayması yeniden farkedilebilir. Ancak, sabit maksimum ve minimum noktalarla değişim genliğinde herhangi bir değişiklik gözlenmemektedir. Kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için, benzer şekilde, artan frekans ile faz kayması hala devam etmektedir. Ancak, artan frekans genliğin artmasına neden olmaktadır. Sürtünme faktöründeki bu davranış, fRe 'yi etkileyen parametrelerin bütünleşik etkisi ile açıklanabilmektedir ((2.91) numaralı denklem).



(a)

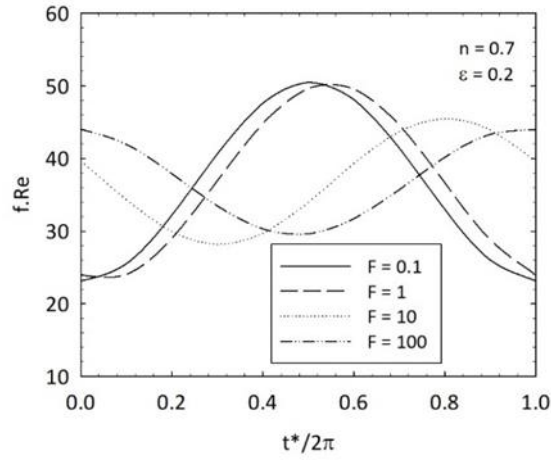


(b)

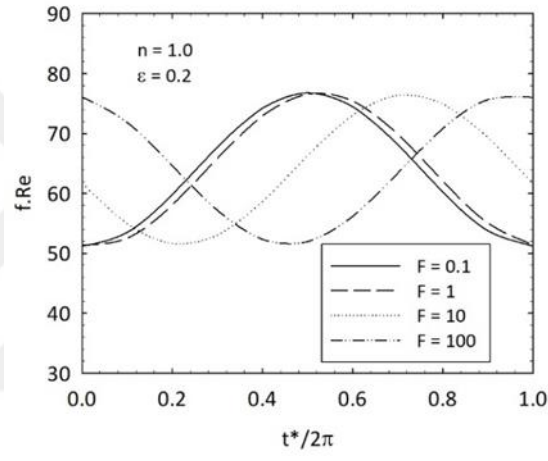


(c)

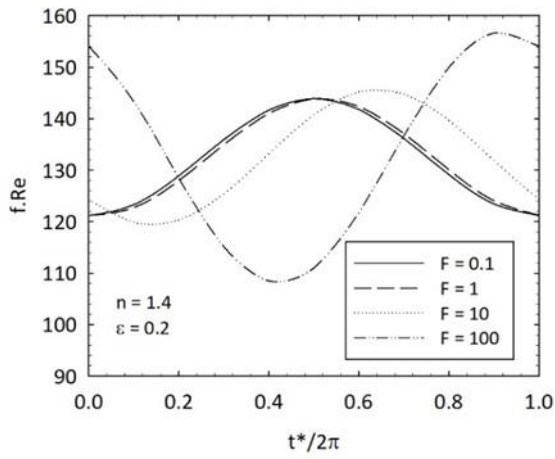
Şekil 3.44. $F = 10$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))



(a)



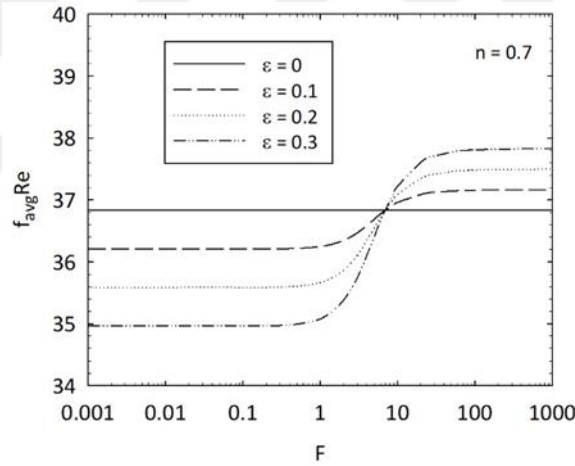
(b)



(c)

Şekil 3.45. $\varepsilon = 0.2$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

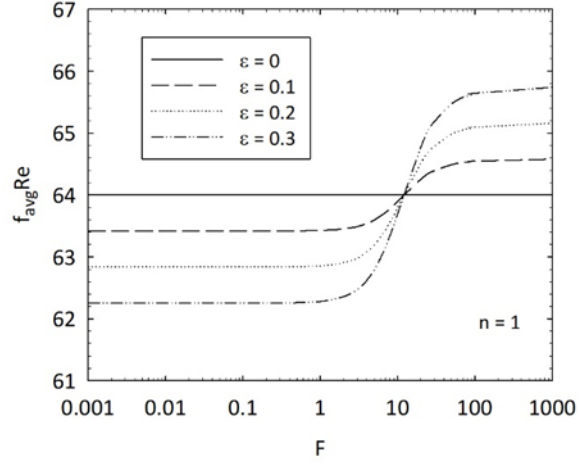
Farklı genlik değerlerinde ortalama sürtünme faktörünün $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için boyutsuz frekans ile değişimi Şekil 3.46’da gösterilmektedir. Genlik artışıyla $f_{avg}Re$ belirli bir frekans değerine kadar azalırken, ilgili frekans değerinden sonra artmaktadır. Bu frekans değerleri yaklaşık olarak, sırasıyla, incelen akışkan ($n = 0.7$) için $F = 6.85$, Newtonumsu akışkan ($n = 1$) için $F = 12.286$ ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için $F = 22.279$ ’dir. $n = 0.7$ için $f_{avg}Re$, $0 \leq F \leq 0.659$ için sabit olmaktadır. $0.659 \leq F \leq 51.288$ aralığı için artmakta ve son olarak $F > 51.288$ için tekrar sabit hale gelmektedir. Bu durum, frekansın yalnızca belirli bir değer aralığında etkili olduğu anlamına gelmektedir. $n = 1$ ve $n = 1.4$ için F ’ye bağlı sırasıyla $1.352 \leq F \leq 114.48$ ve $3.562 \leq F \leq 266.518$ aralıklarıyla benzer davranışlar elde edilmektedir. Bu aralıkların dışında, F ’den bağımsız bir davranış devam etmektedir. F ’ye bağlı aralığın, power-law indeksi n ’deki bir artışla genişlediğine dikkat edilmelidir. Ayrıca, power-law indeksinin artması sürtünmenin artmasına neden olmaktadır.



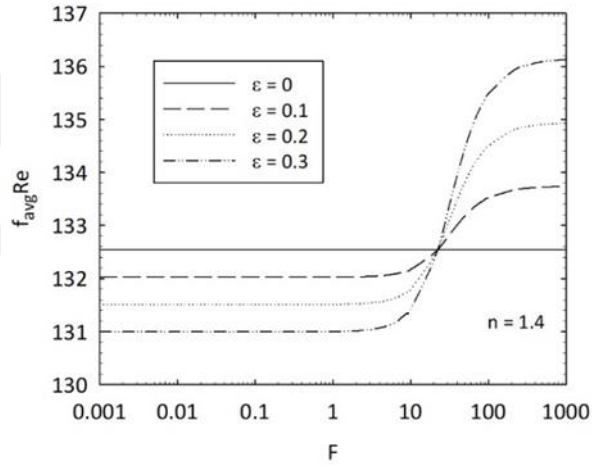
(a)

Şekil 3.46. Ortalama sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansla değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.46'nın devamı



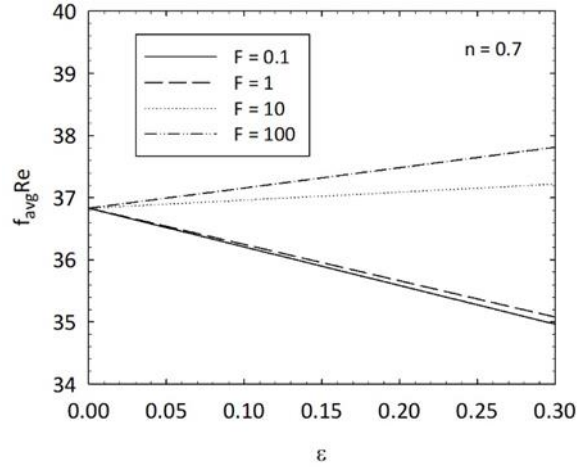
(b)



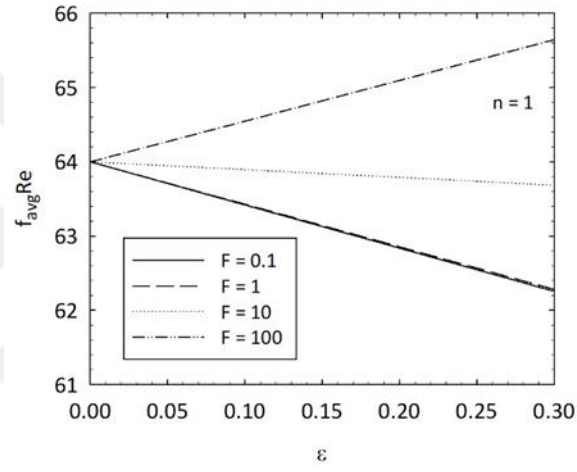
(c)

Şekil 3.47, boyutsuz frekans F 'nin farklı değerlerinde, sırasıyla, $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için genlik ile ortalama sürtünme faktörünün değişimlerini göstermektedir. Artan ε ile $f_{avg} Re$, frekansın düşük değerlerinde ($F = 0.1$ ve 1) azalmaktayken; dikkate alınan tüm akışkan türleri ($n = 0.7, 1$ ve 1.4) için $F = 100$ 'de artmaktadır. $F = 10$ için genlikteki artış $n = 0.7$ ve 1 için $f_{avg} Re$ 'de artışa neden olurken; $n = 1.4$ için azalışla sonuçlanmaktadır.

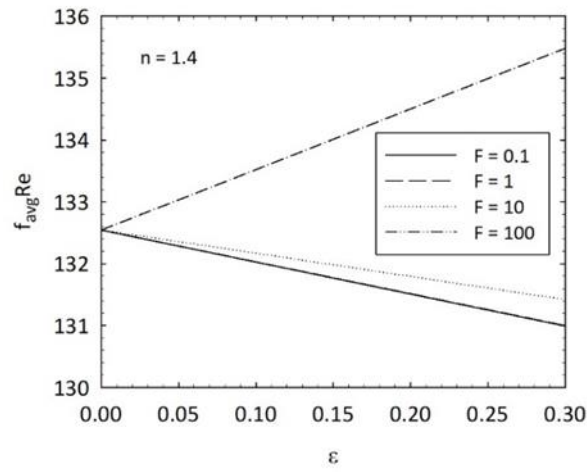
$n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c) için frekansın pertürbasyon sıcaklık profili üzerindeki etkisi Şekil 3.48'de sunulmaktadır. Bir önceki bölümde bahsedildiği gibi, frekansın $F = 1-10$ değerleri aralığında çok ilginç bir davranış ortaya çıkmaktadır.



(a)



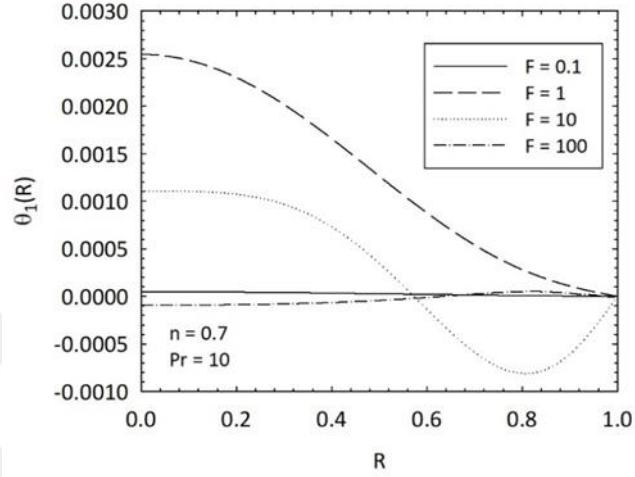
(b)



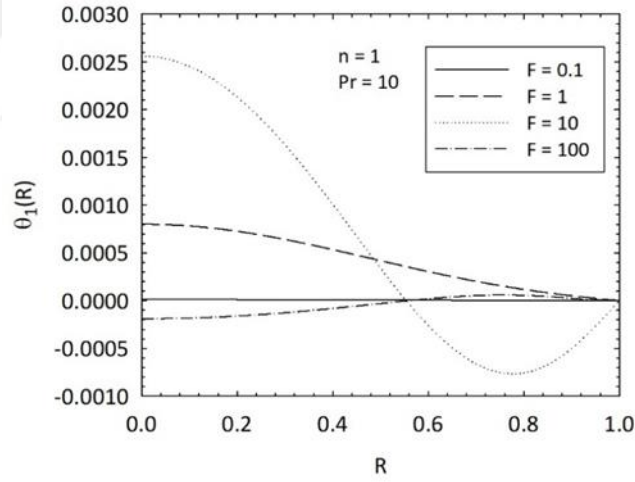
(c)

Şekil 3.47. Ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde boyutsuz genlikle değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Özellikle $F = 10$ 'da cıdar yakınında oluşan ters akış sıcaklık dağılımını etkilemektedir. Bu durum, yüksek sıcaklık gradyanlarının oluşmasına neden olmaktadır. Çok düşük ($F \leq 0.1$) ve çok yüksek frekans değerlerinde ($F \geq 100$), frekansın sıcaklık profili üzerindeki etkisi neredeyse yok denecek kadar azdır.



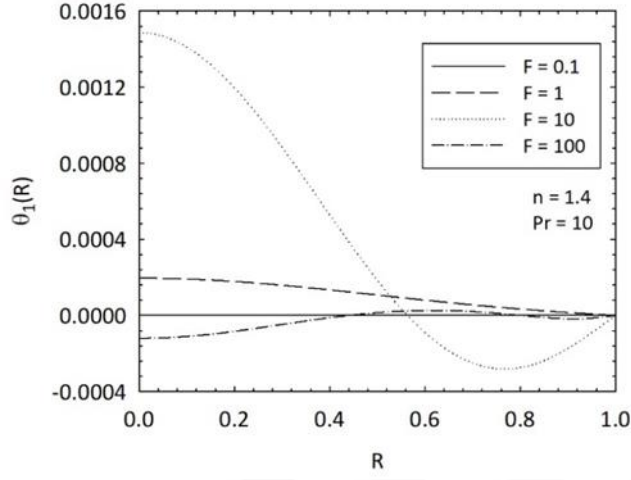
(a)



(b)

Şekil 3.48. $Pr = 10$ için boyutsuz pertürbasyon sıcaklığının boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.48'in devamı

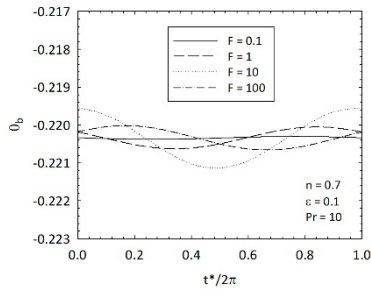
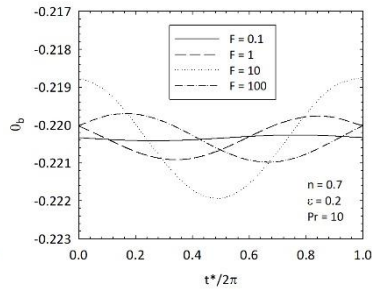
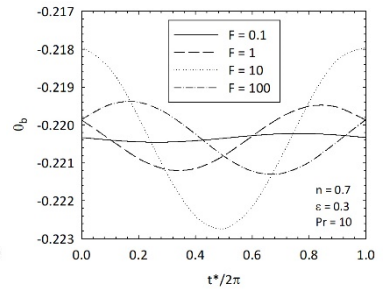
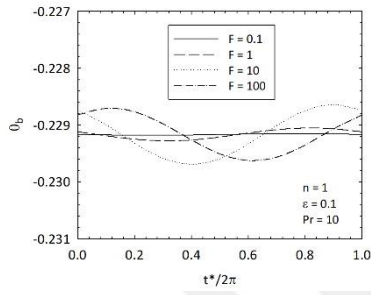
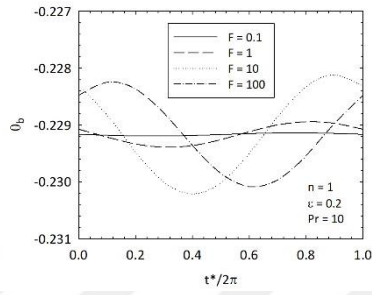
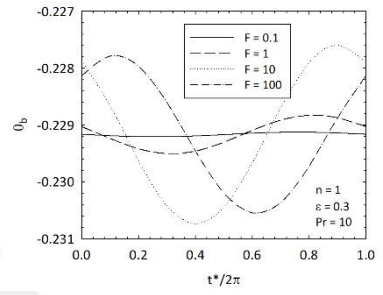
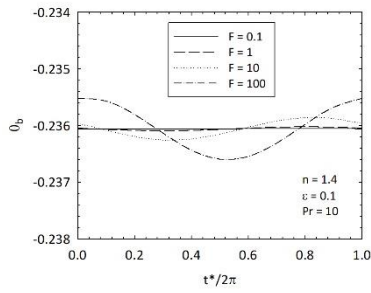
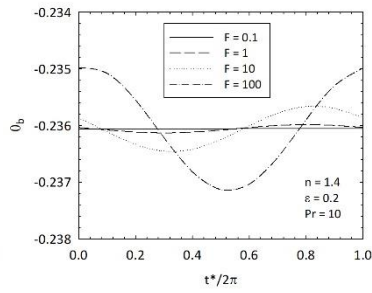
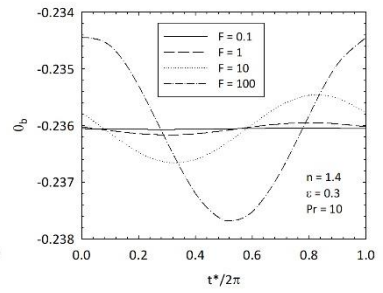


(c)

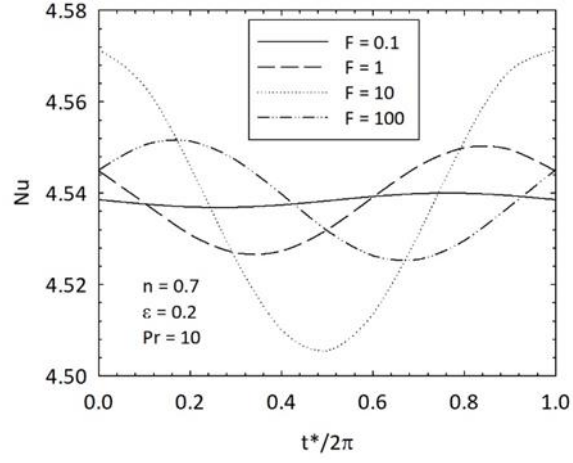
Boyutsuz frekans ve genliğin ısı transferi üzerindeki etkilerini anlamak için öncelikle boyutsuz yığın sıcaklıkları çizilmiştir. Şekil 3.49'da sırasıyla, incelen akışkan ($n = 0.7$), Newtonumsu akışkan ($n = 1$) ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca değişimini göstermektedir.

Şekil 3.50'de, $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için boyutsuz frekansın farklı değerlerinde Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi gösterilmektedir. $n = 0.7$ ve 1 için $F = 10$ 'a kadar frekans arttıkça Nusselt sayısının salınım genliği artmaktadır. $n = 1.4$ için frekans arttıkça salınım genliği artmaktadır. Cidar ve akışkan yığın sıcaklığı arasındaki farka dayalı olan Nusselt sayısının bu davranışı yığın sıcaklık profillerindeki (Şekil 3.49) benzer davranış ile açıklanabilir.

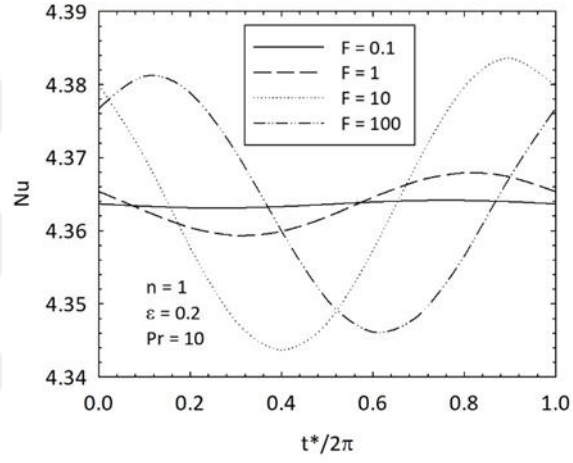
İncelen, Newtonumsu ve kalınlaşan akışkan davranışları için, genliğin Nusselt sayısı üzerindeki etkisi Şekil 3.51'de sunulmaktadır. Grafikte görüldüğü gibi, Nusselt sayısının salınım genliğinin azalan boyutsuz genlikle birlikte azalacağı beklenen bir durumdur. Artan power-law indeksi ısı transferi üzerinde azaltıcı yönde bir etki oluşturmaktadır.

(a) $n = 0.7, \varepsilon = 0.1$ (b) $n = 0.7, \varepsilon = 0.2$ (c) $n = 0.7, \varepsilon = 0.3$ (d) $n = 1, \varepsilon = 0.1$ (e) $n = 1, \varepsilon = 0.2$ (f) $n = 1, \varepsilon = 0.3$ (g) $n = 1.4, \varepsilon = 0.1$ (h) $n = 1.4, \varepsilon = 0.2$ (i) $n = 1.4, \varepsilon = 0.3$

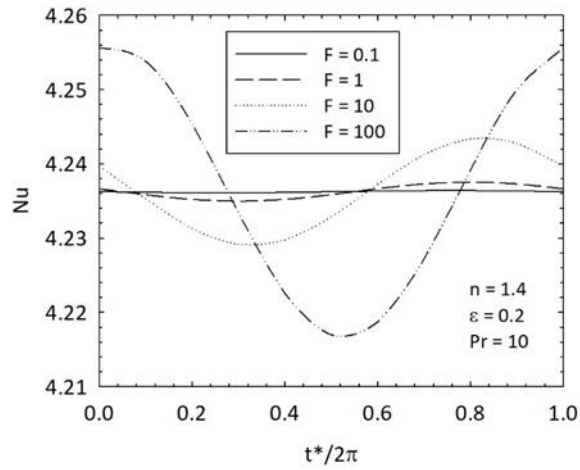
Şekil 3.49. $Pr = 10$ için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi



(a)

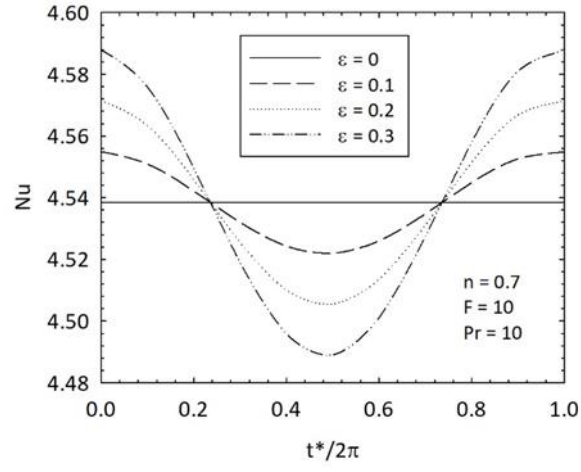


(b)

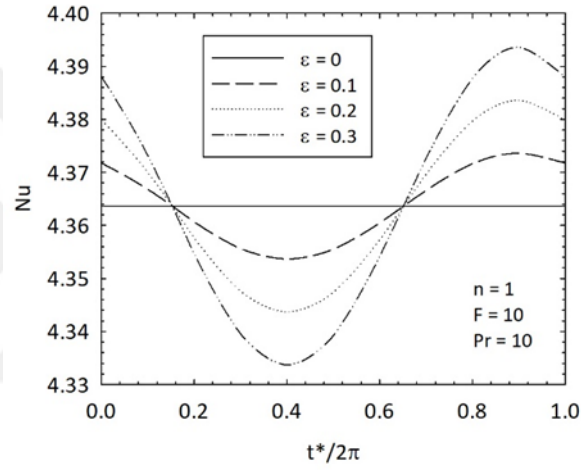


(c)

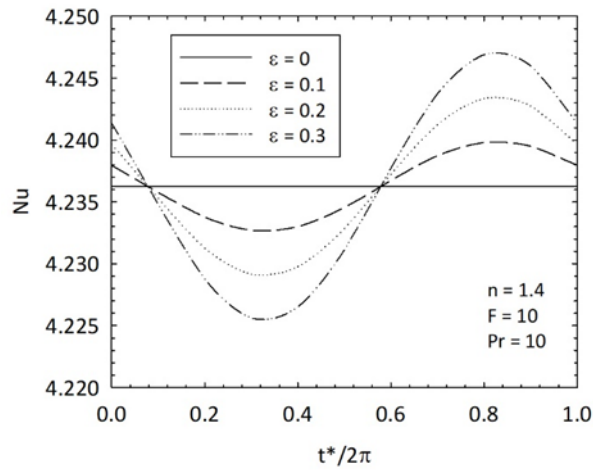
Şekil 3.50. $Pr = 10$ ve $\varepsilon = 0.2$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))



(a)



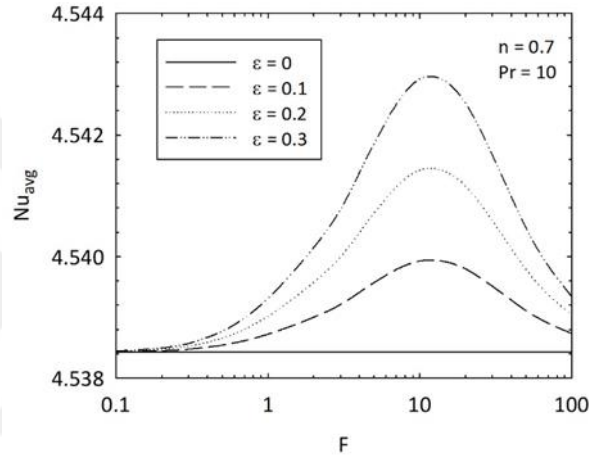
(b)



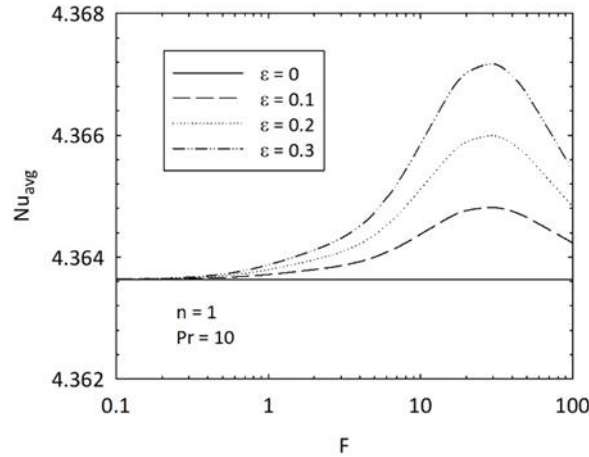
(c)

Şekil 3.51. $Pr = 10$ ve $F = 10$ için Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

$n = 0.7, 1$ ve 1.4 için değişken genlik değerlerinde ortalama Nusselt sayısının boyutsuz frekans ile değişimi Şekil 3.52’de sunulmaktadır. Genlik artışıyla, ortalama Nusselt sayısının tüm dikkate alınan akışkan türleri için arttığı gözlenmektedir. Artan frekans ile Nu_{avg} , kritik bir F değerine kadar artmakta; daha sonra azalmaktadır. F için bu kritik değer, $n = 0.7, 1$ ve 1.4 değerleri için sırasıyla, $11.708, 28.349$ ve 76.268 ’dir ve ilginç bir şekilde ε genliğinden bağımsızdır. Benzer bir davranış, hem dairesel kesitli kanal hem de düzlemsel kanalda Newtonumsu akışkan akışının atımlı akış durumu için Nield ve Kuznetsov (2007) tarafından ifade edilmiştir.



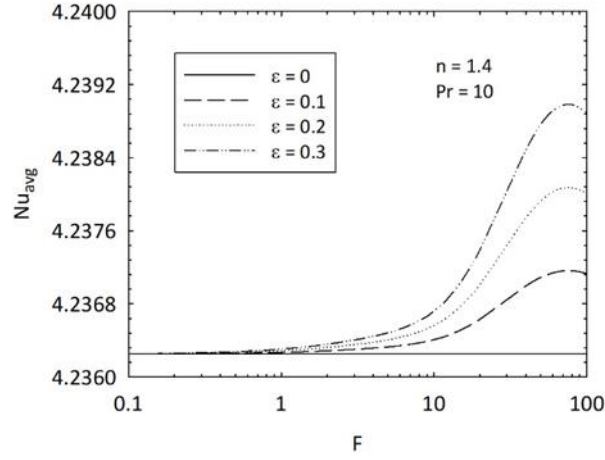
(a)



(b)

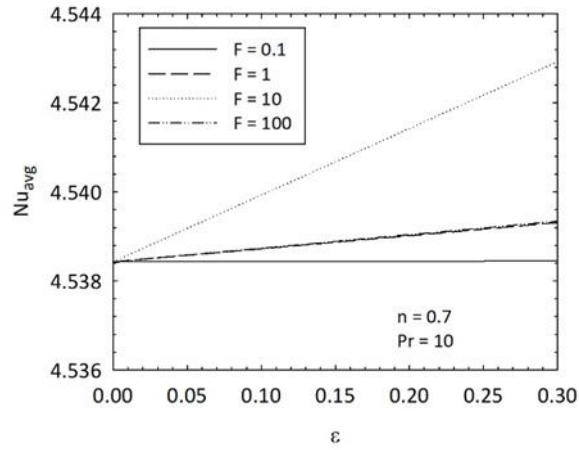
Şekil 3.52. $Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansla değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.52'nin devamı



(c)

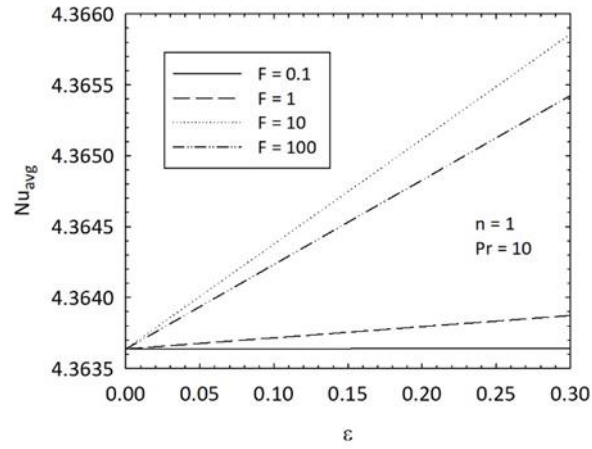
Şekil 3.53, boyutsuz frekans F 'nin farklı değerlerinde, sırasıyla $n = 0.7$, 1 ve 1.4 için genlik ile ortalama Nusselt sayısının değişimlerini göstermektedir. Artan ε ile Nu_{avg} , frekansın düşük değerinde ($F = 0.1$) sabit iken, dikkate alınan tüm akışkan türleri ($n = 0.7$, 1 ve 1.4) için $F = 10$ ve 100'de artmaktadır. $F = 1$ için genlikteki artış $n = 0.7$ ve 1 değerlerinde Nu_{avg} 'de artışa neden olurken; $n = 1.4$ değerinde genliğin Nu_{avg} üzerindeki etkisi neredeyse yok denecek kadar azdır.



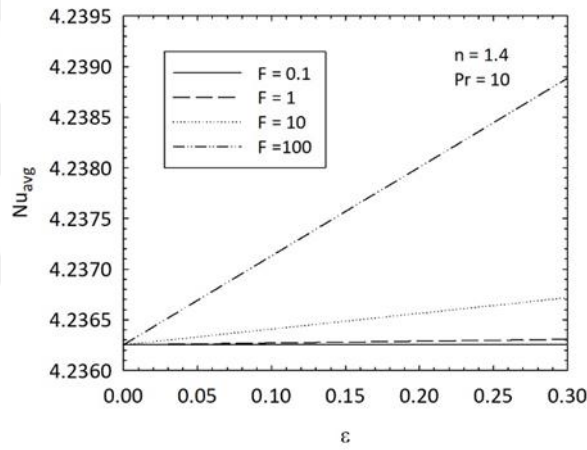
(a)

Şekil 3.53. $Pr = 10$ için ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genlikle değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.53'ün devamı



(b)

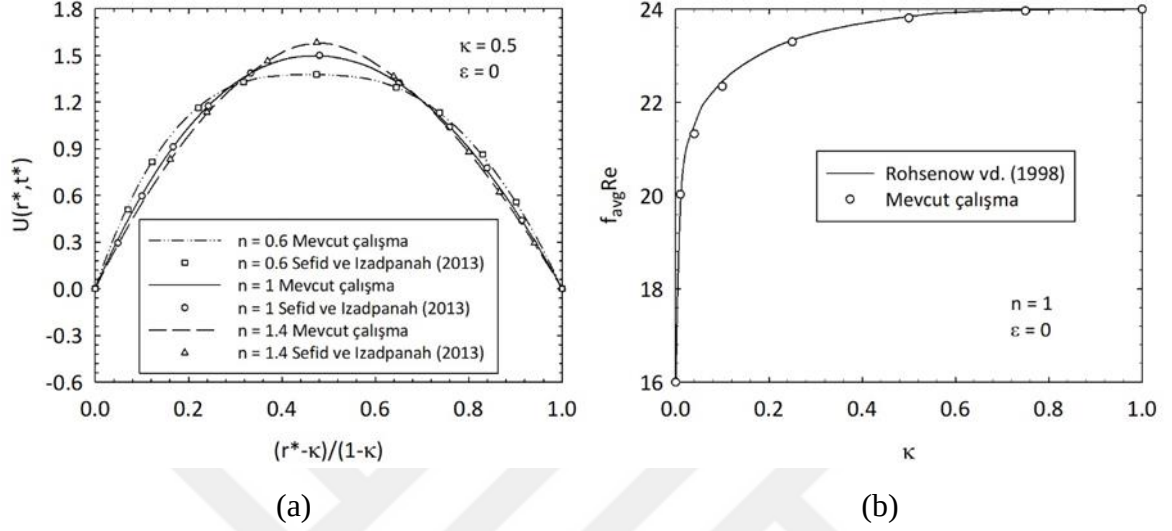


(c)

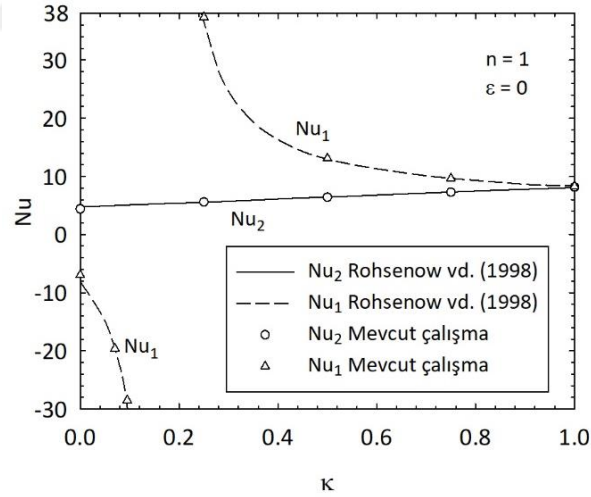
3.3. Eş Merkezli Halkasal Kesitli Kanalda Atımlı Newtonumsu Olmayan Akışkan Akışı

Bu bölümde, cidarlarında sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu öngörülen eş merkezli halkasal kesitli bir kanalda tam gelişmiş laminar atımlı akış power-law modeli dikkate alınarak incelenmiştir. Öncelikle, bazı limit durumlar için üretilen sonuçlar hidrodinamik açıdan Rohsenow vd. (1998) ile Sefid ve Izadpanah (2013) ve ısııl açıdan Rohsenow vd. (1998) gibi mevcut literatürdekilerle karşılaştırarak analiz doğrulanmıştır. Şekil 3.54a'da, üç farklı akışkan türü (incelen, Newtonumsu ve kalınlaşan) için boyutsuz hız ve Şekil 3.54b'de, farklı yarıçap oranlarında ortalama sürtünme faktörü açısından sonuçlar Rohsenow vd. (1998) ve Sefid ve Izadpanah (2013) ile mükemmel bir uyum içindedir. Newtonumsu akışkan için

iç ve dış cidara ait Nusselt sayısının yarıçap oranına bağlı değişimine ait sonuçların karşılaştırılması Şekil 3.55'te grafiksel olarak sunulmaktadır. İlgili grafikte, Rohsenow vd. (1998) ile elde edilen sonuçların örtüştüğü olduğu görülmektedir.



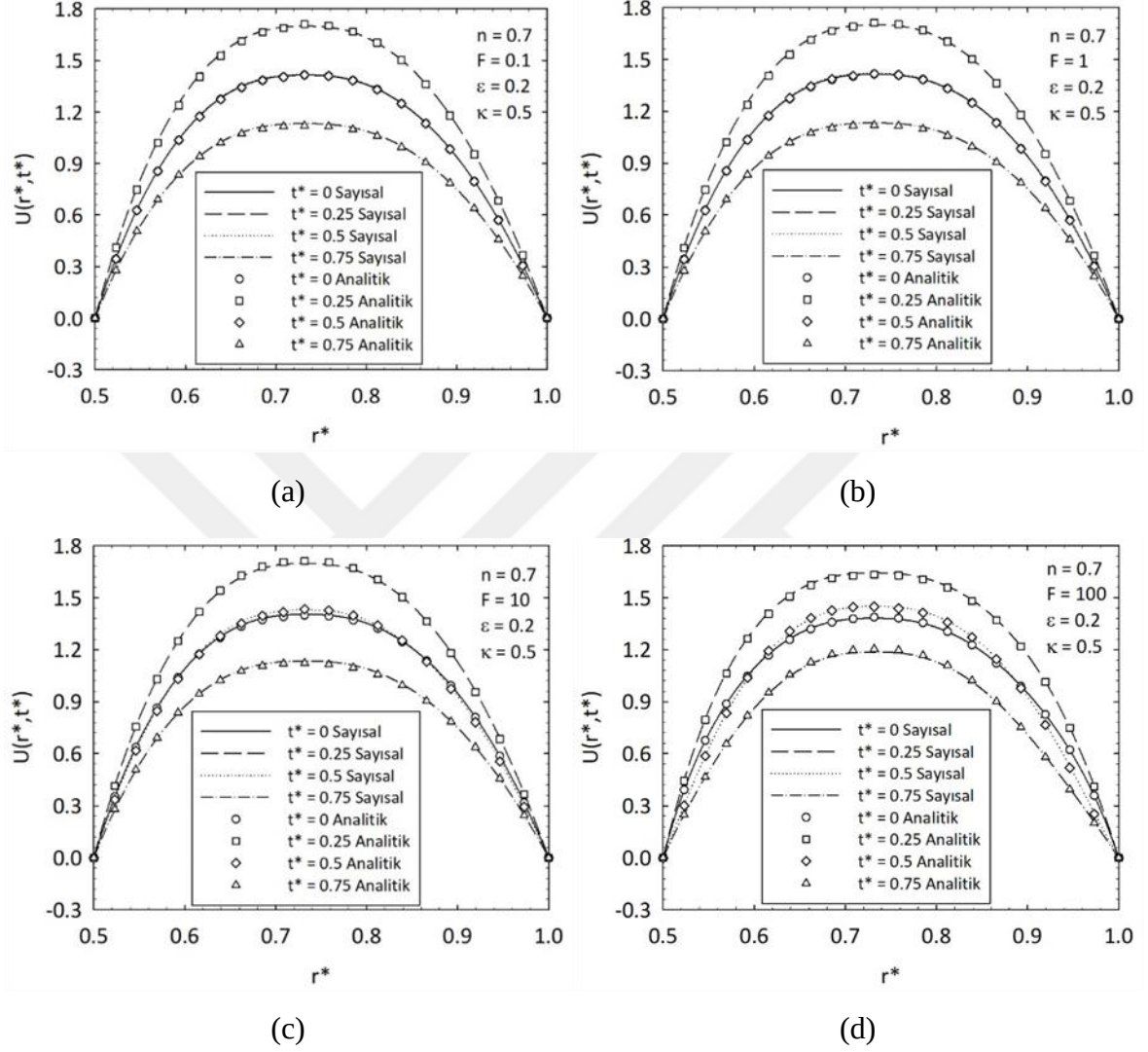
Şekil 3.54. Boyutsuz hızın (a) power-law indeksine, Sefid ve Izadpanah (2013) ve ortalama sürtünme faktörünün (b) yarıçap oranına bağlı değişimi, Rohsenow vd. (1998)



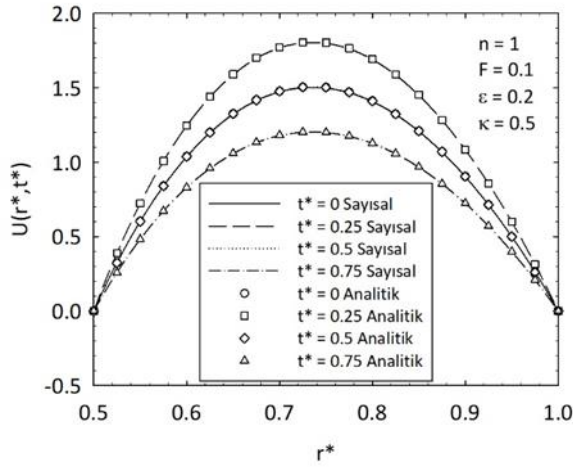
Şekil 3.55. $n = 1$ için iç ve dış cidara ait Nusselt sayısının yarıçap oranına bağlı değişimi, Rohsenow vd. (1998)

Diğer bir karşılaştırma için, atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı durumunda halkasal kesitli kanala ait boyutsuz hız profilleri Fluent yazılımı kullanılarak sayısal olarak elde edilmiştir. Şekil 3.56, 3.57 ve 3.58'de farklı power-law indeksi ve farklı frekans değerleri için boyutsuz hız profilinin faz açısına bağlı değişimine ait sayısal ve analitik

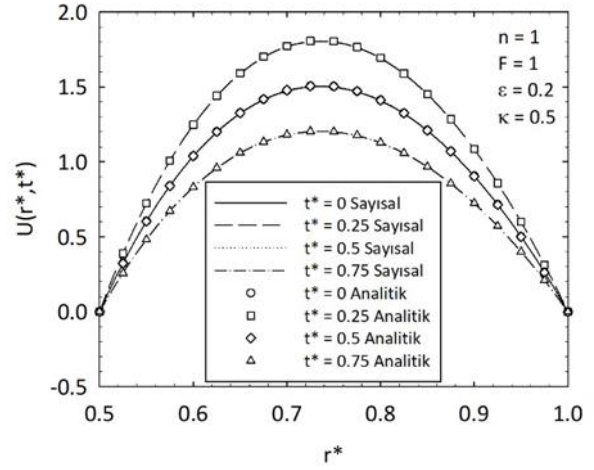
sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekilde görüldüğü üzere mevcut analize ait sonuçlar birebir örtüşmektedir.



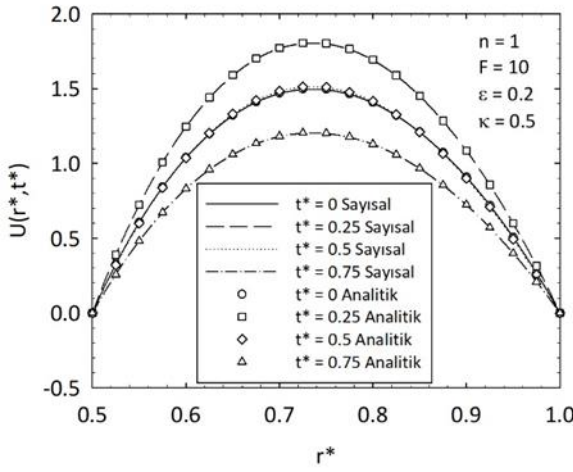
Şekil 3.56. $n = 0.7$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın periyoda bağlı değişiminin analitik ve sayısal olarak karşılaştırılması ($F = 0.1$ (a), 1 (b), 10 (c) ve 100 (d))



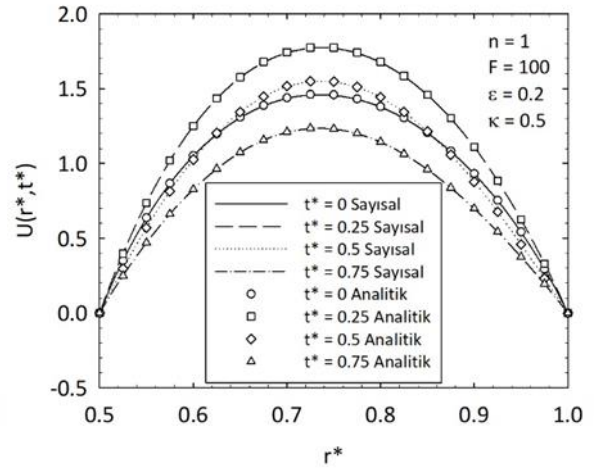
(a)



(b)

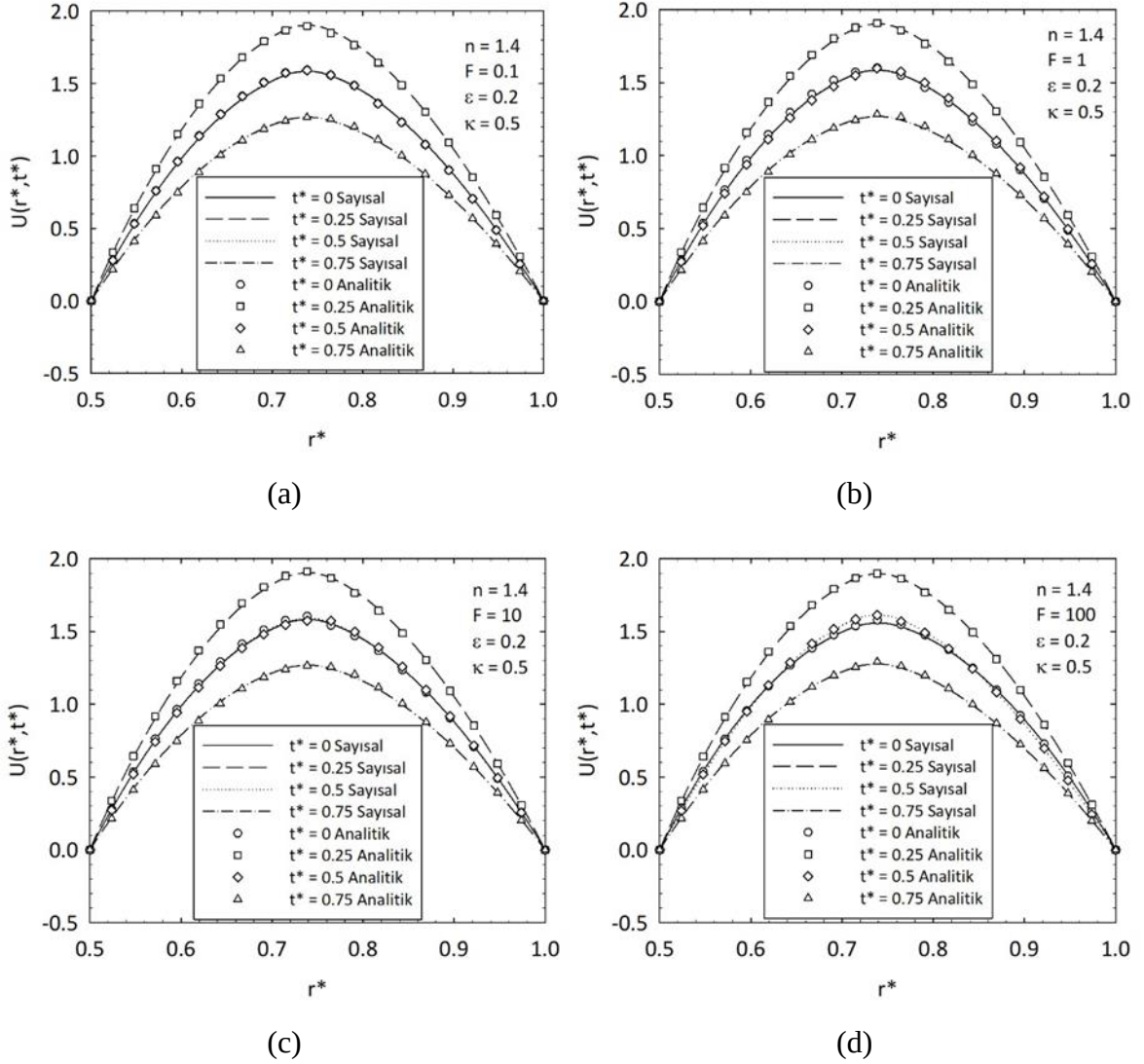


(c)



(d)

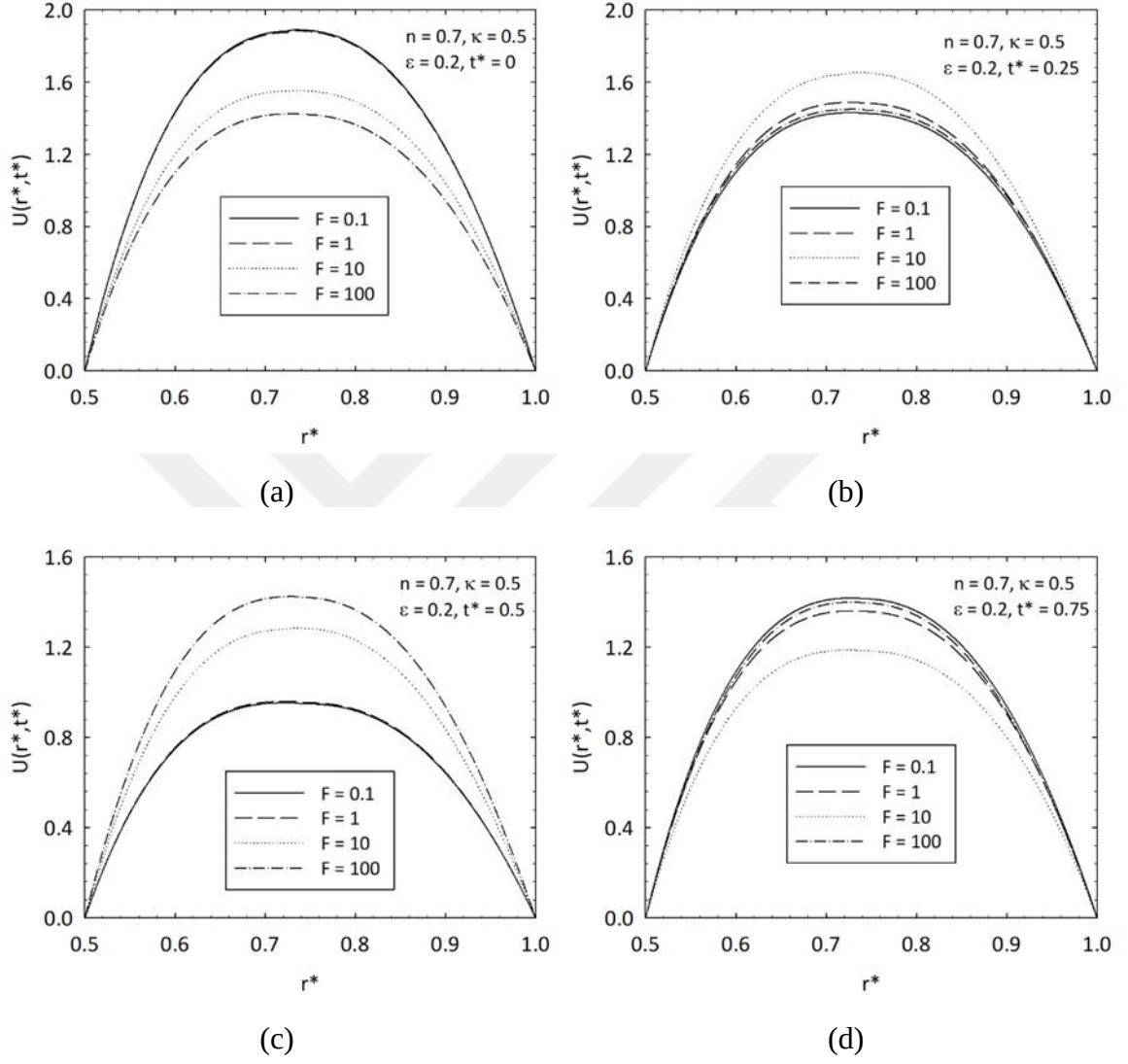
Şekil 3.57. $n = 1$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın periyoda bağlı değişiminin analitik ve sayısal olarak karşılaştırılması ($F = 0.1$ (a), 1 (b), 10 (c) ve 100 (d))



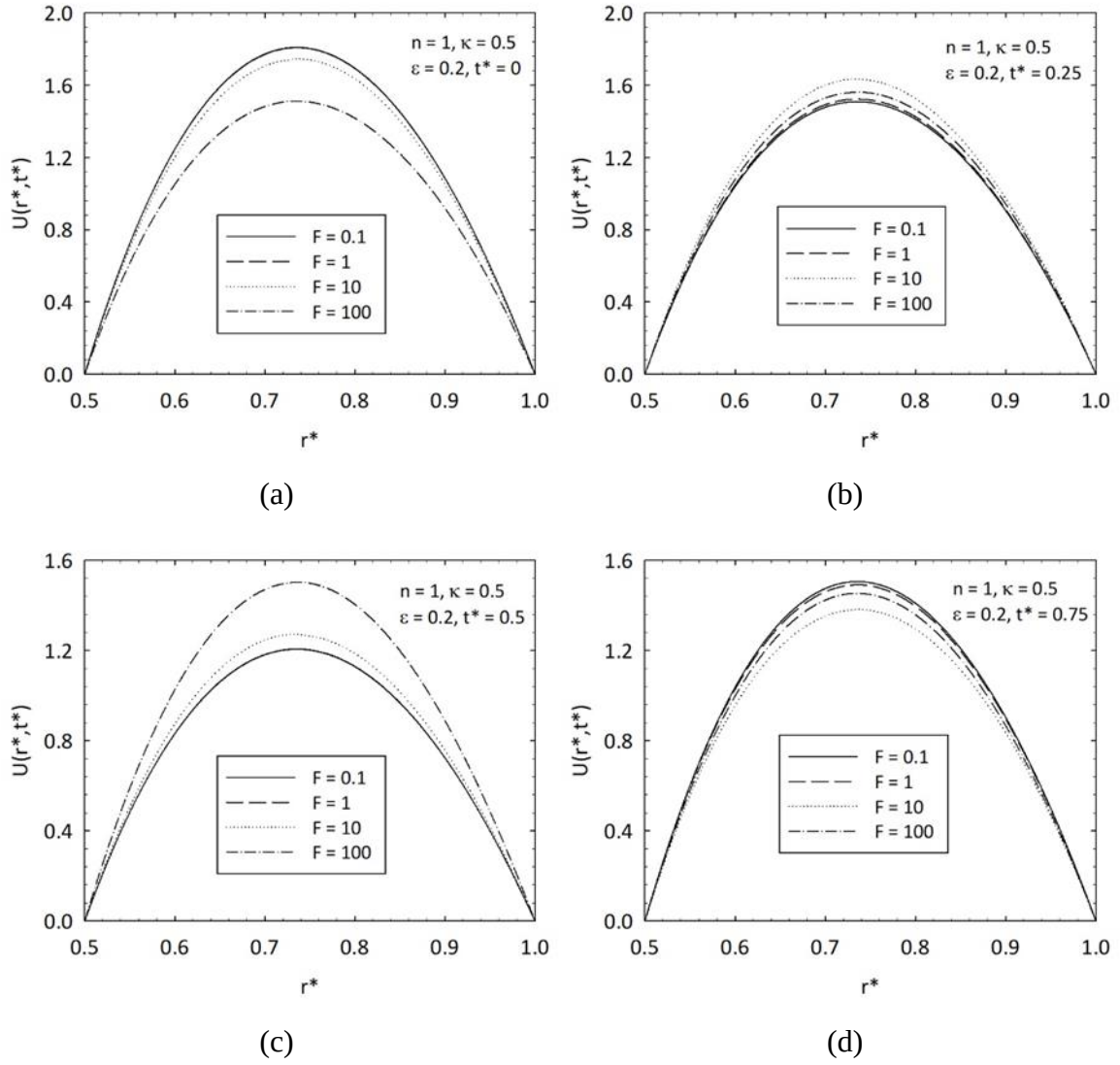
Şekil 3.58. $n = 1.4$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın periyoda bağlı değişiminin analitik ve sayısal olarak karşılaştırılması ($F = 0.1$ (a), 1 (b), 10 (c) ve 100 (d))

$n = 0.7, 1$ ve 1.4 için farklı faz açılarında frekansın hız profili üzerindeki etkisi Şekil 3.59, 3.60 ve 3.61'de gösterilmektedir. İlgili grafiklerden power-law indeksinin artışıyla hız profilinin değiştiği görülmektedir. İncelen akışkan için hız profili, kanal merkezine yakın bölgede daha düz ve Newtonumsu veya kalınlaşan akışkana kıyasla daha yüksek hız gradyanına sahip olduğu cidara yakın bölgede daha dik olmaktadır. Bu nedenle, kalınlaşan veya Newtonumsu akışkanlarla karşılaştırıldığında incelen akışkan için taşınım ile enerji aktarımı daha yüksek olmaktadır. İncelen ve kalınlaşan akışkanların hız profilleri arasındaki fark, kayma hızına bağlı olan kayma gerilmesinden kaynaklanmaktadır. Beklenildiği üzere, eş merkezli halkasal kesitli bir kanalda maksimum hızın kanal iç cidarına daha yakın bir bölgede olduğu not edilmelidir.

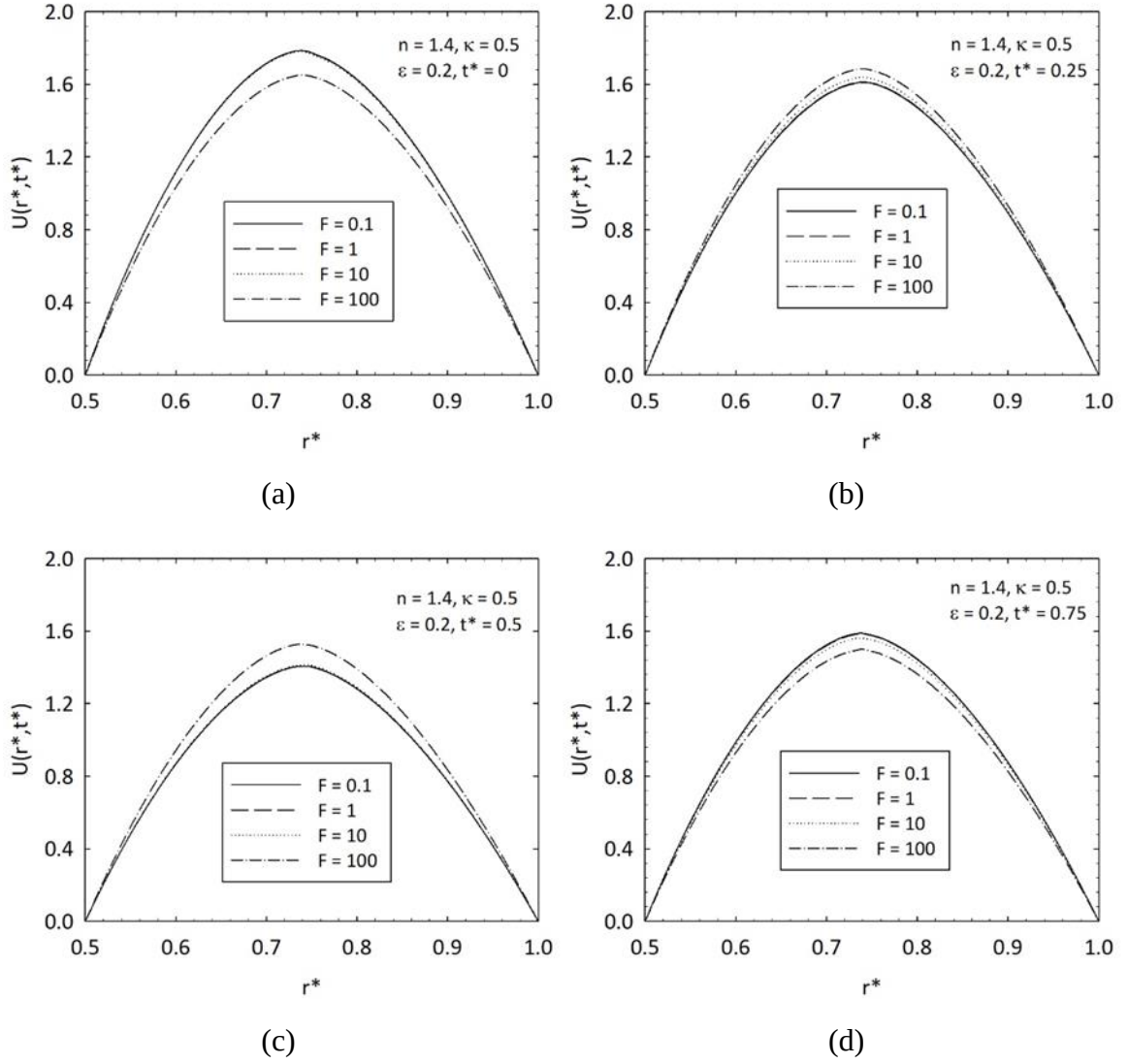
Sabit genlik değerinde ($\varepsilon = 0.2$) farklı boyutsuz frekans değerlerinin hızın salınım genliği üzerindeki etkisi dairesel kesitli kanal akışına benzer olmaktadır.



Şekil 3.59. $n = 0.7$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

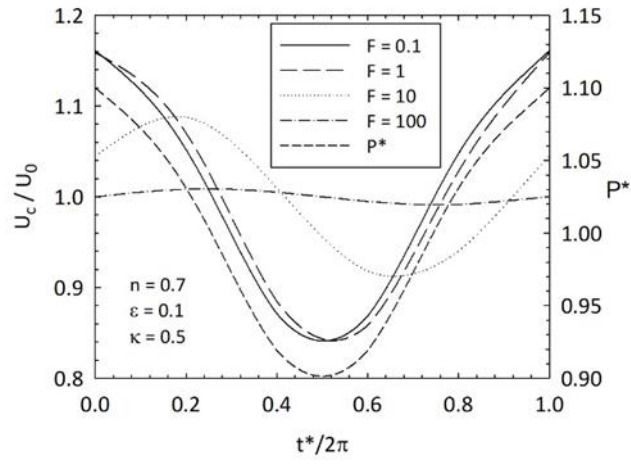


Şekil 3.60. $n = 1$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

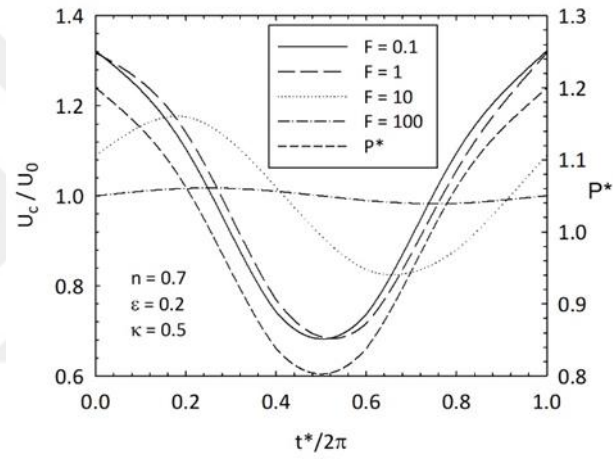


Şekil 3.61. $n = 1.4$ için, $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ 'de boyutsuz hızın frekansa bağlı değişimi ($t^* = 0$ (a), 0.25 (b), 0.5 (c) ve 0.75 (d))

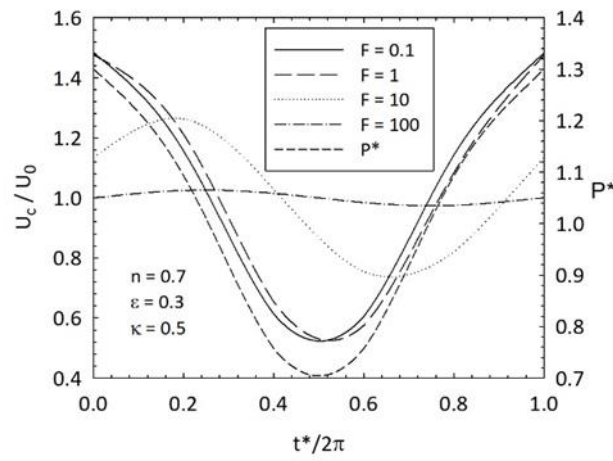
Farklı frekans değerlerinde boyutsuz merkez hızının $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için bir periyot boyunca değişimi, sırasıyla, Şekil 3.62, 3.63 ve 3.64'te sunulmaktadır. İncelen akışkan için frekansın birden küçük değerlerinde ($F < 1$) merkez hızı ile uygulanan basınç gradyanının aynı fazda olduğu görülmektedir. Bu durumun aynı zamanda sanki-daimi olarak adlandırıldığı bir önceki bölümlerde belirtilmiştir. Frekans arttıkça merkezdeki akışkan ataletinin basınç gradyanını takip etmesi zorlaşır ve gecikme miktarı artar. Aynı zamanda akışkanın salınım genliği azalır. Newtonumsu akışkan davranışında $F = 1$ değerinden sonra merkez hızı basınç gradyanı arasında bir faz farkı oluşmaktadır. Benzer durum, kalınlaşan akışkan için $F \geq 10$ değerlerinde görülmektedir.



(a)

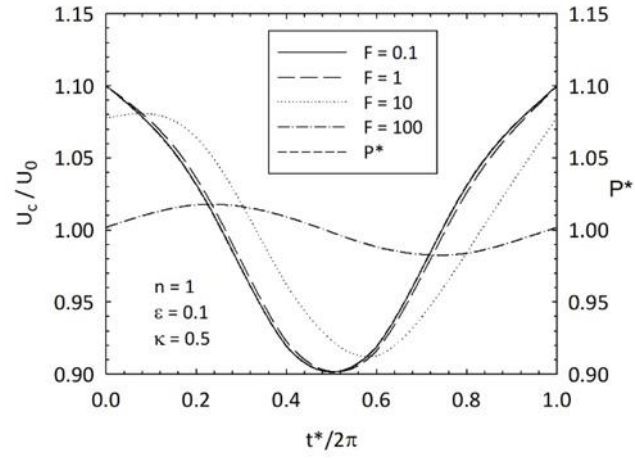


(b)

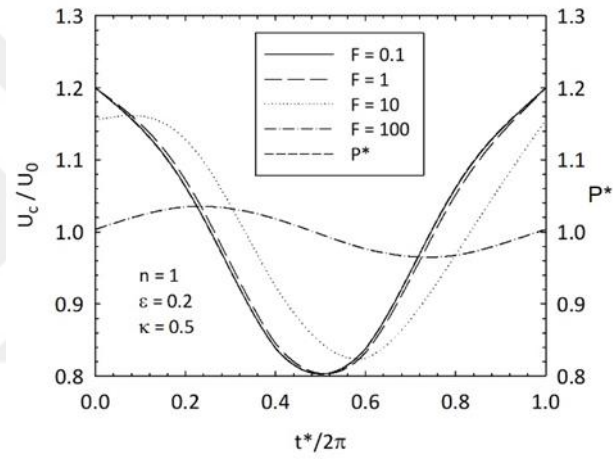


(c)

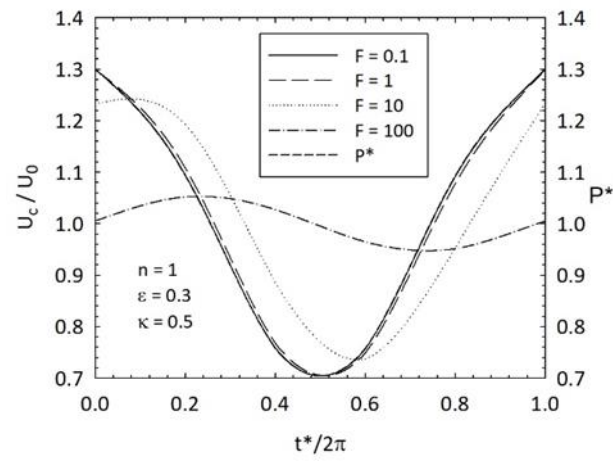
Şekil 3.62. $n = 0.7$ ve $\kappa = 0.5$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\epsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



(a)

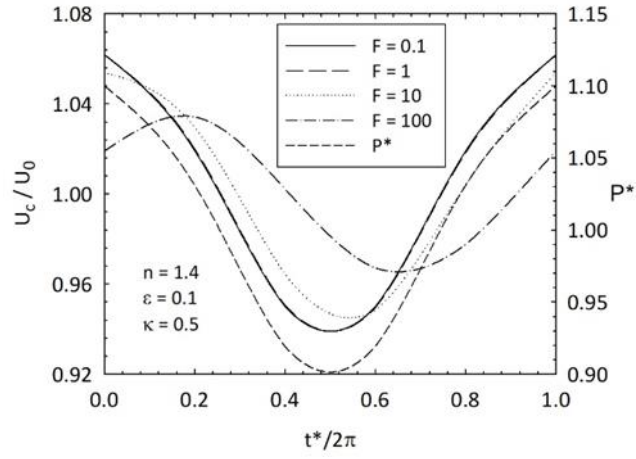


(b)

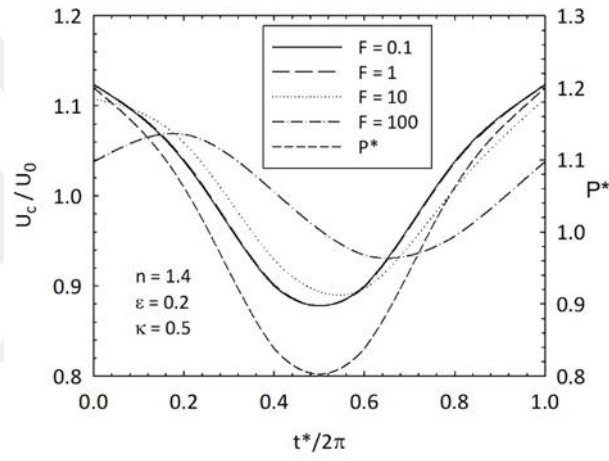


(c)

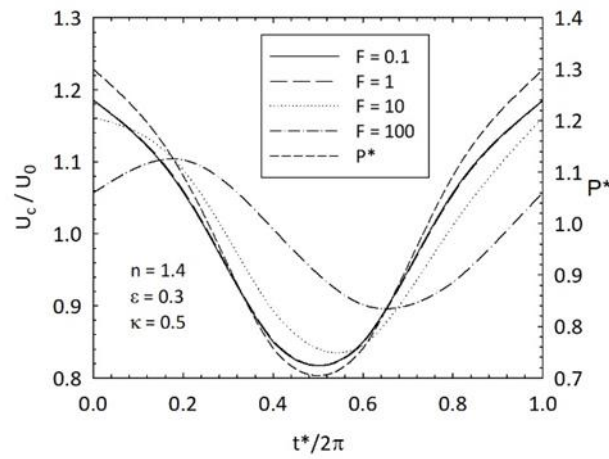
Şekil 3.63. $n = 1$ ve $\kappa = 0.5$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\varepsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))



(a)



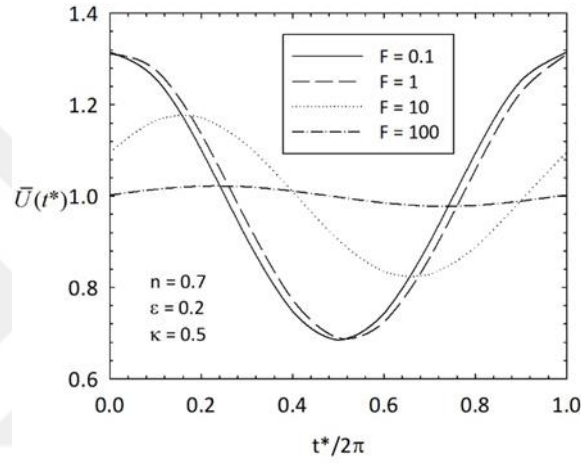
(b)



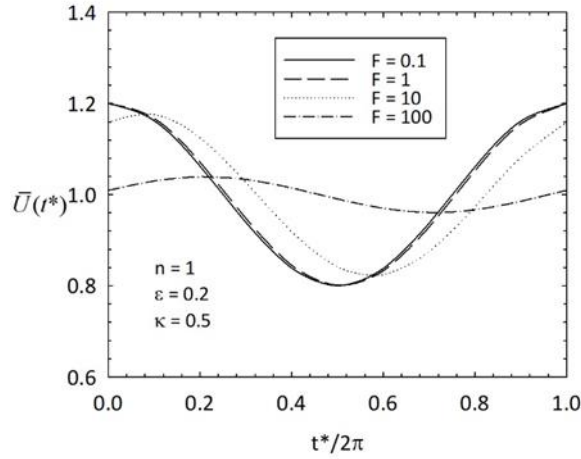
(c)

Şekil 3.64. $n = 1.4$ ve $\kappa = 0.5$ için merkezdeki boyutsuz hızın bir periyot boyunca değişimi ($\epsilon = 0.1$ (a), 0.2 (b) ve 0.3 (c))

$n = 0.7, 1$ ve 1.4 için, $\varepsilon = 0.2$ ve farklı frekans değerlerinde zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın bir periyot boyunca değişimi Şekil 3.65'te ve iç ve dış cidara ait kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi Şekil 3.66, 3.67 ve 3.68'de verilmektedir. Düşük frekans değerlerinde ($F < 1$) zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızda ve cidarlara ait kayma gerilmesinde faz farkı meydana gelmemektedir. Frekans arttıkça ($F \geq 1$) faz farkının arttığı, her iki fonksiyona ait grafikte salınım genliğinin azaldığı görülmektedir. $F = 100$ değerinde her üç akışkan türüne (incelen, Newtonumsu ve kalınlaşan) ait ortalama hız neredeyse daimi durumdaki hız ile benzer olmaktadır.



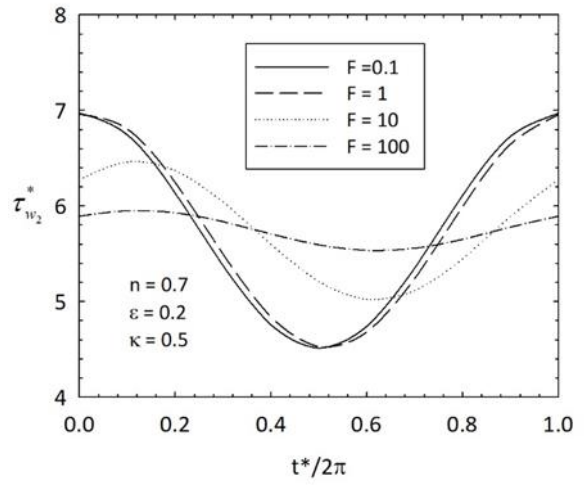
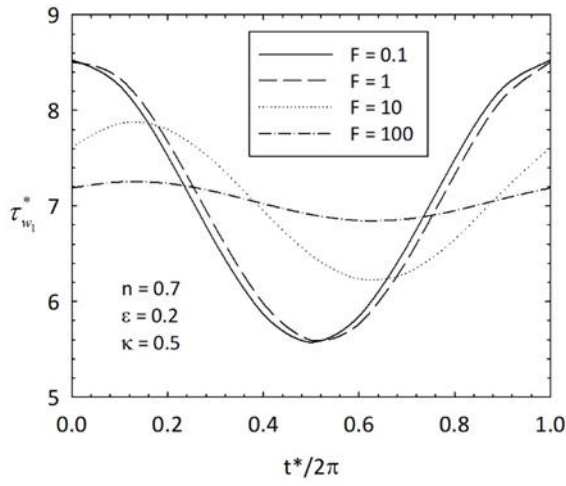
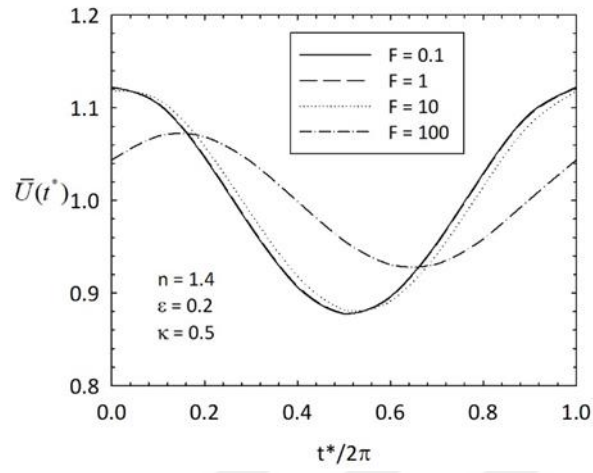
(a)



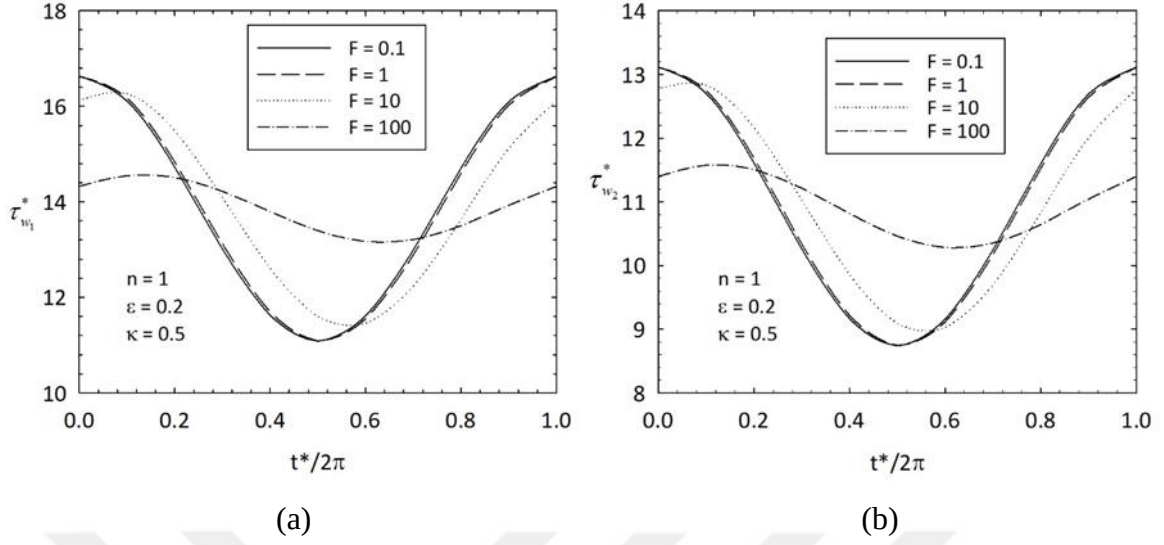
(b)

Şekil 3.65. $\kappa = 0.5$ ve $\varepsilon = 0.2$ için zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın bir periyot boyunca değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

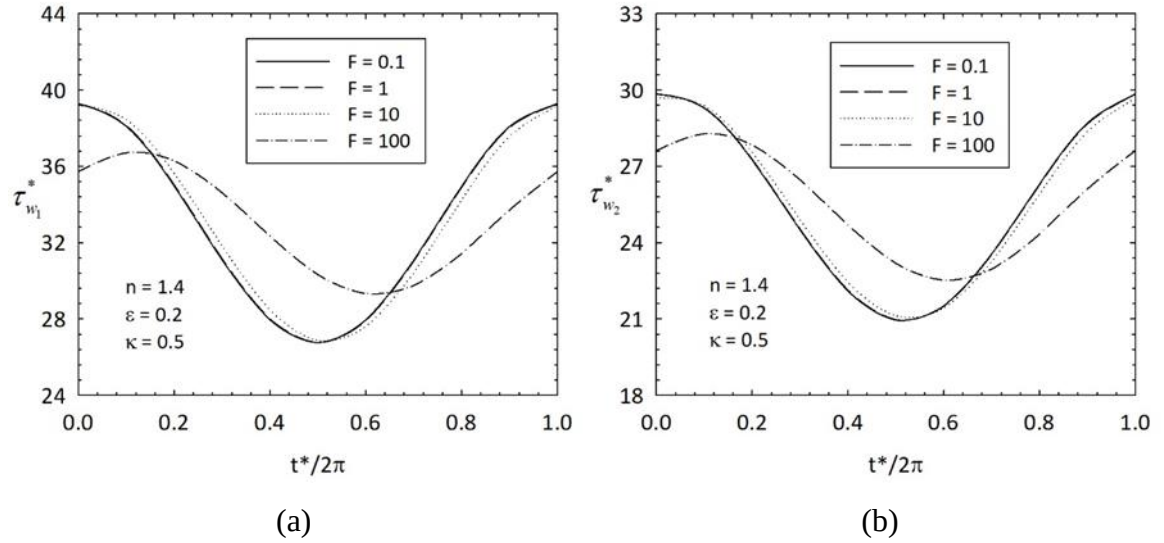
Şekil 3.65'in devamı



Şekil 3.66. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz cidar kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi



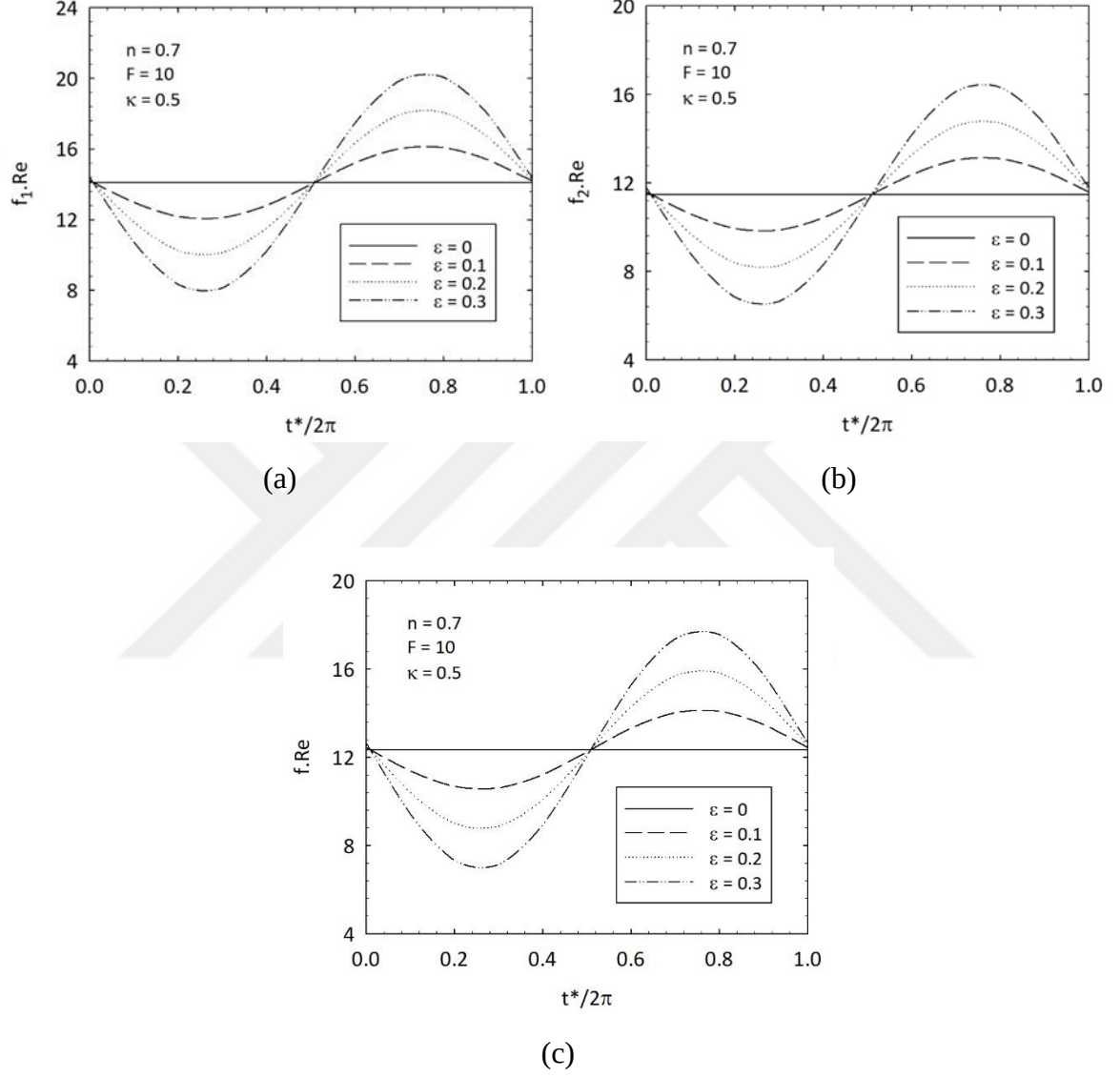
Şekil 3.67. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidara (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz cidar kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi



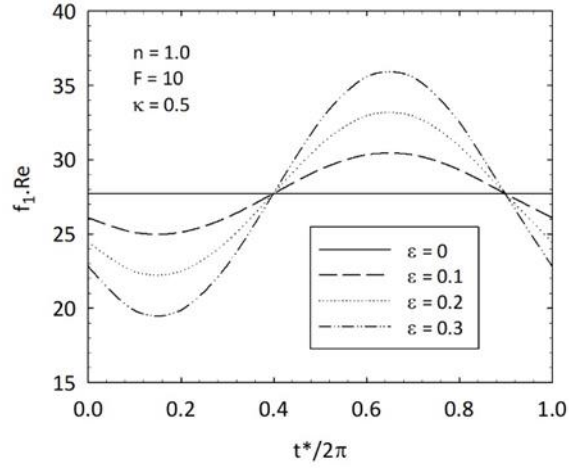
Şekil 3.68. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidara (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz cidar kayma gerilmesinin bir periyot boyunca değişimi

Genliğin sürtünme faktörü üzerindeki etkisini tartışmak için Şekil 3.69, 3.70 ve 3.71’de, sırasıyla, power-law indeksinin farklı değerleri için ($n = 0.7, 1$ ve 1.4), iç ve dış cidara ait sürtünme faktörünün ve ortalama sürtünme faktörünün $F = 10$ değerinde genliğe bağlı değişimi verilmektedir. Her üç durumda da genlik arttıkça sürtünme faktörünün salınım genliğinin arttığı görülmektedir. İncelen akışkan davranışından kalınlaşan akışkan davranışına gidildikçe sürtünme faktörünün arttığı görülmektedir. Bu davranış önceki

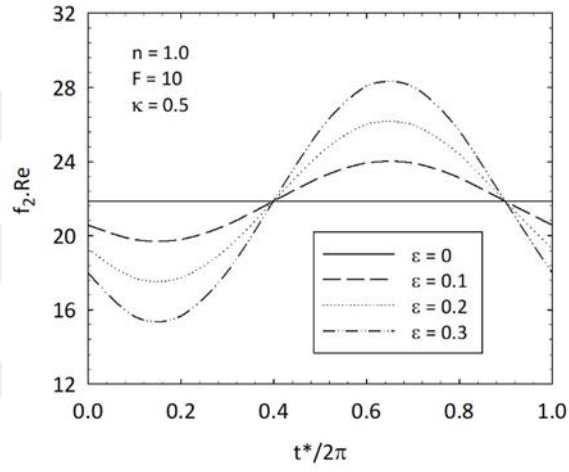
bölümlerde bahsedildiği gibi, ortalama hız ve cidar kayma gerilmesi parametrelerinin (2.153) numaralı denklemlerde tanımlanan sürtünme faktörü üzerindeki birleşik etkisiyle açıklanabilir.



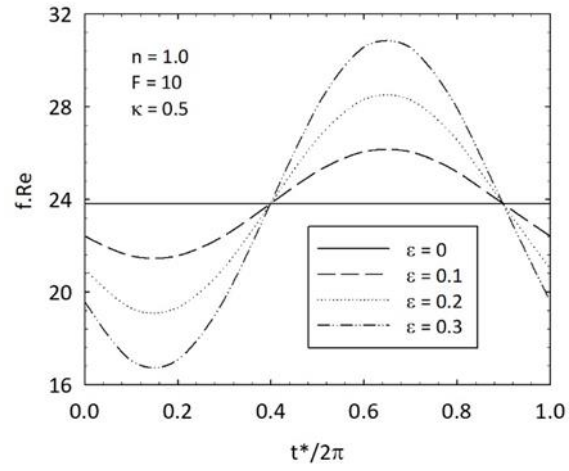
Şekil 3.69. $n = 0.7$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))



(a)

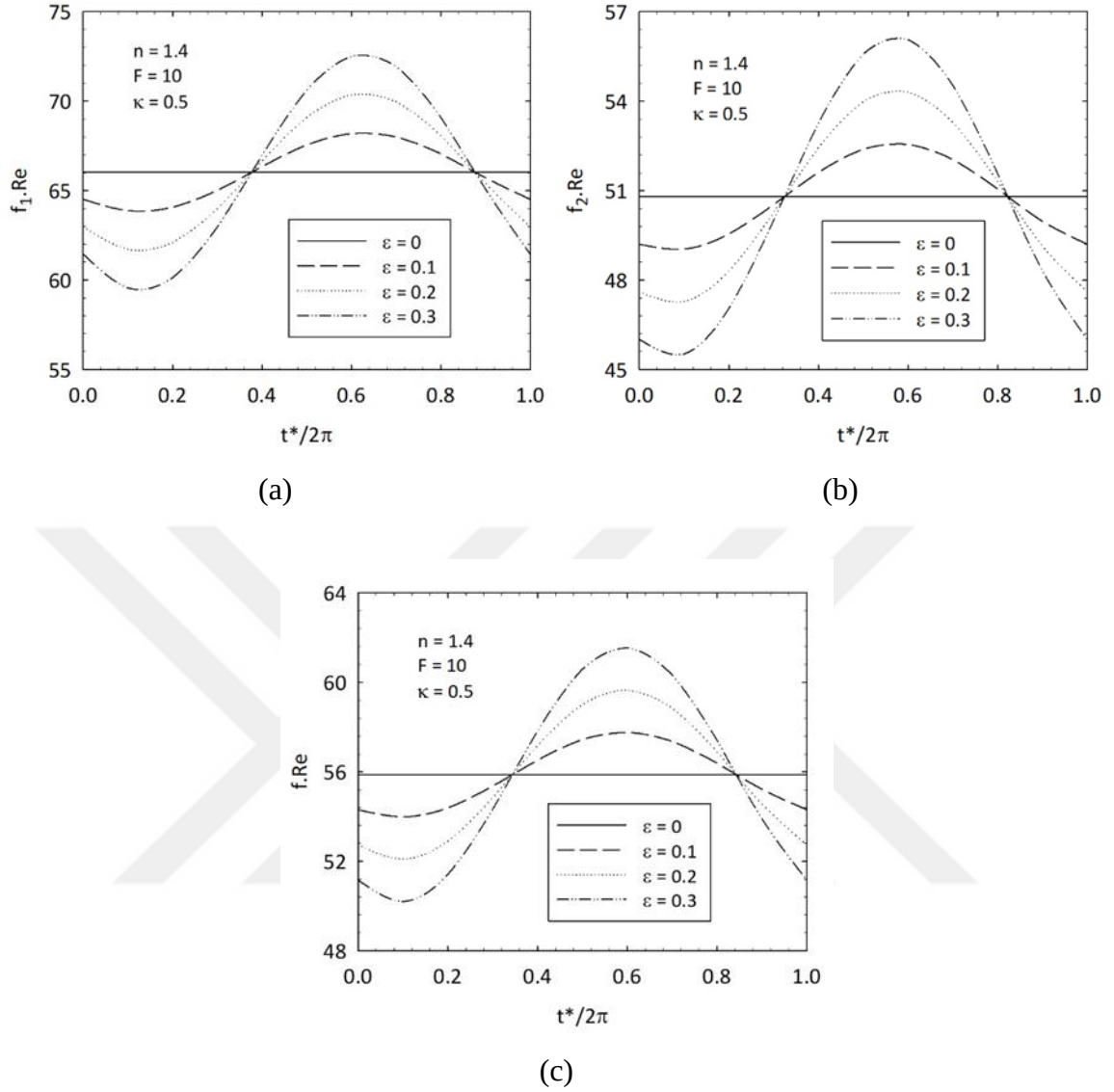


(b)



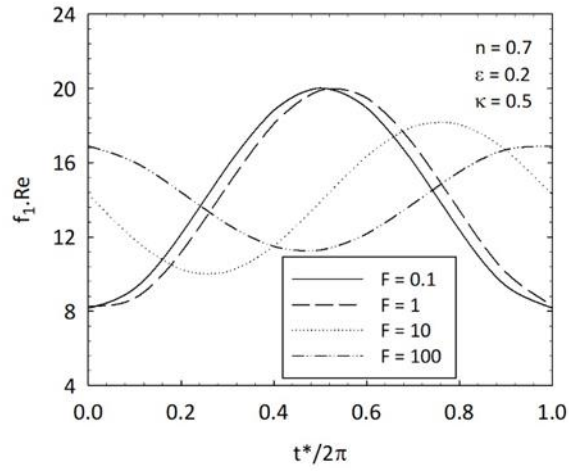
(c)

Şekil 3.70. $n = 1$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))

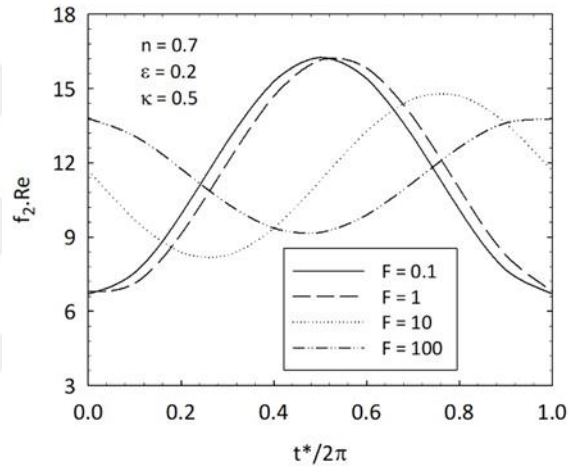


Şekil 3.71. $n = 1.4$ 'te, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))

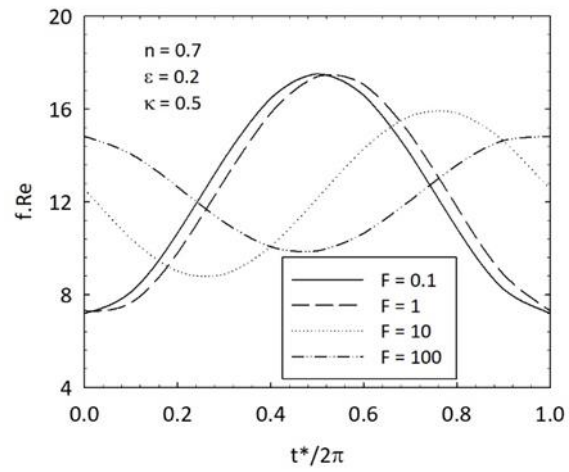
Frekansın, sürtünme faktörü üzerindeki etkisi incelen, Newtonumsu ve kalınlaşan akışkan davranışları için, sırasıyla, Şekil 3.72, 3.73 ve 3.74'te sunulmaktadır. Grafiklerden, fRe değişiminin power-law indeksinden önemli ölçüde etkilendiği görülmektedir. Frekansın 0.1 ile 1 değerlerinde her üç akışkan türü için sürtünme faktörü neredeyse aynı fazdadır. Bu durum, kayma gerilmesi ile zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın ilgili frekans değerlerinde aralarında bir faz farkı olmamasının bir sonucudur. Frekansın artışıyla, fRe 'nin salınım genliği, $n = 0.7$ 'de azalırken; $n = 1.4$ 'te artmaktadır. $n = 1$ 'de ise neredeyse tüm frekanslarda aynı kalmaktadır.



(a)



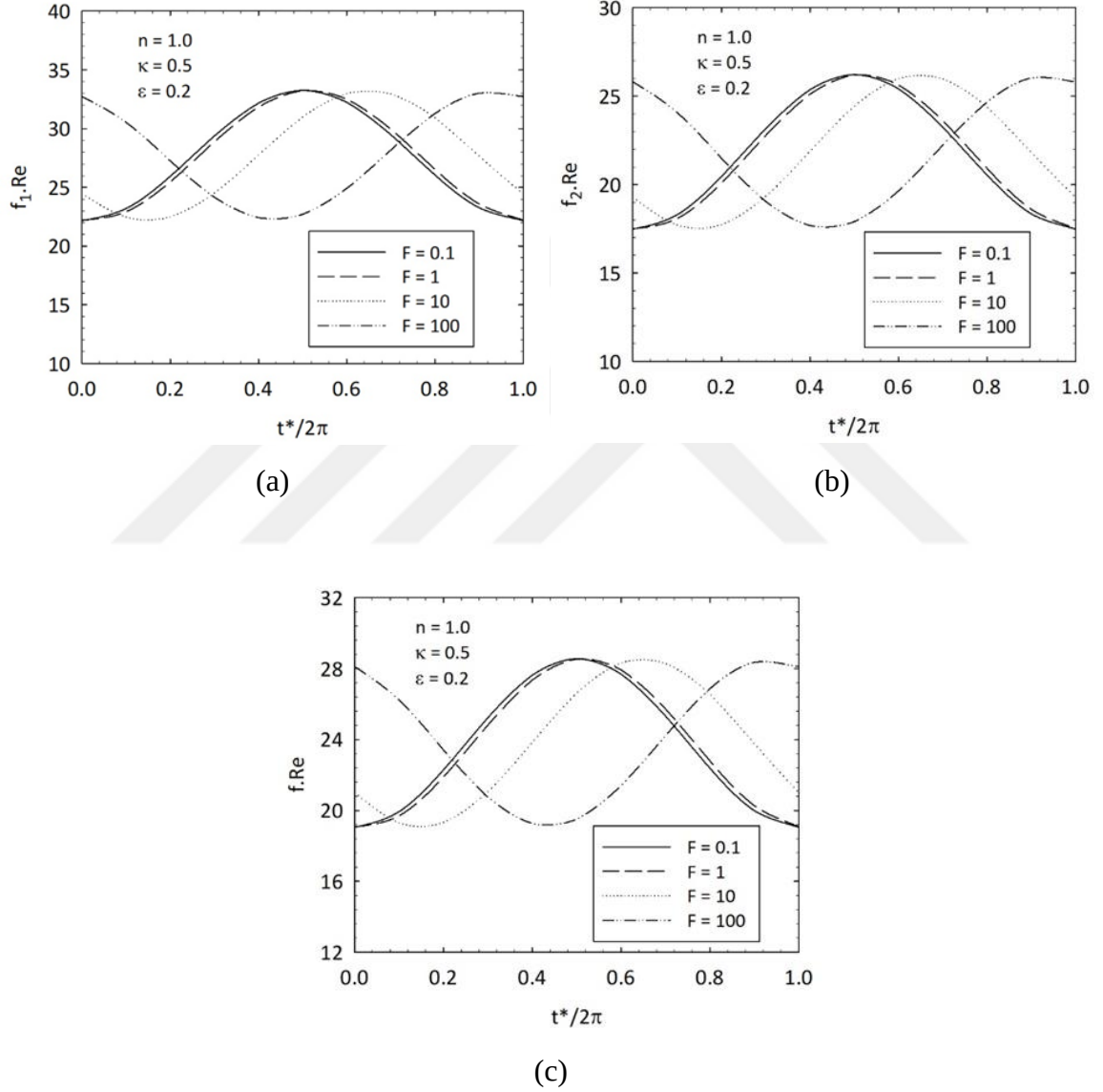
(b)



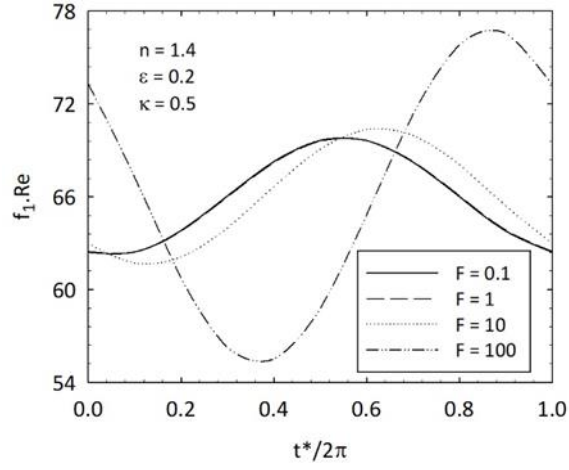
(c)

Şekil 3.72. $n = 0.7$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))

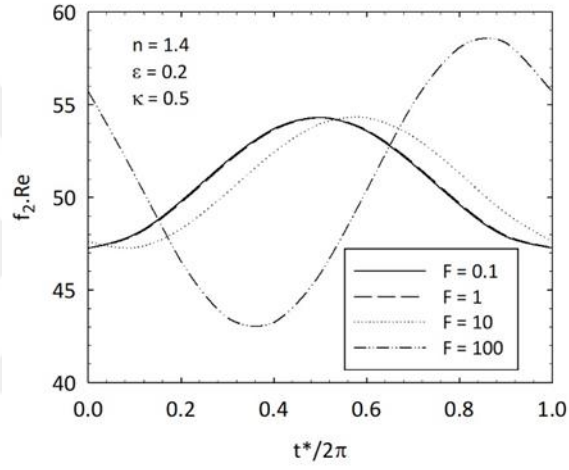
Elde edilen sürtünme faktörünün, cidardaki hız gradyanının ve zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hızın bir fonksiyonu olduğu hatırlanacak olursa ((2.153) numaralı denklem), fRe 'nin maksimum değeri için hız gradyanının yüksek veya ortalama hızın düşük olması, minimum değeri için tersi durumun oluşmasıyla açıklanabilir. İlgili davranışlar Şekil 3.65 ve Şekil 3.66, 3.67 ve 3.68 'den açık bir şekilde görülmektedir.



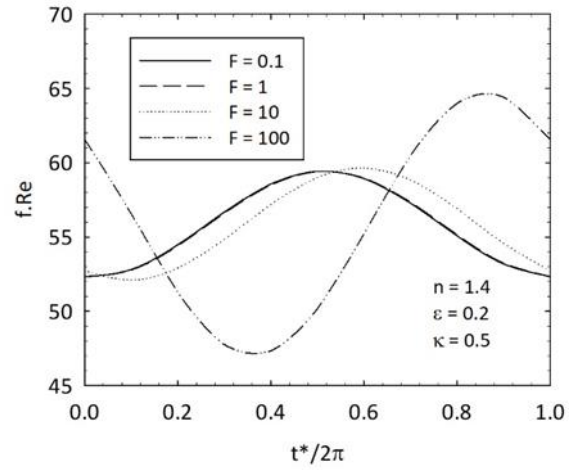
Şekil 3.73. $n = 1$ 'de, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))



(a)



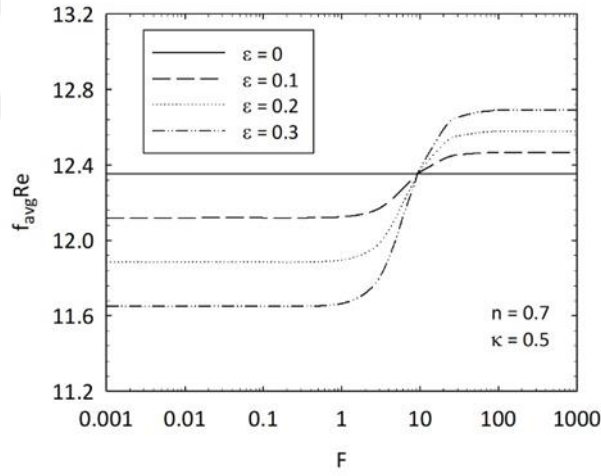
(b)



(c)

Şekil 3.74. $n = 1.4$ 'te, $F = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde bir periyot boyunca değişimi (iç cidarda (a), dış cidarda (b) ve ortalama (c))

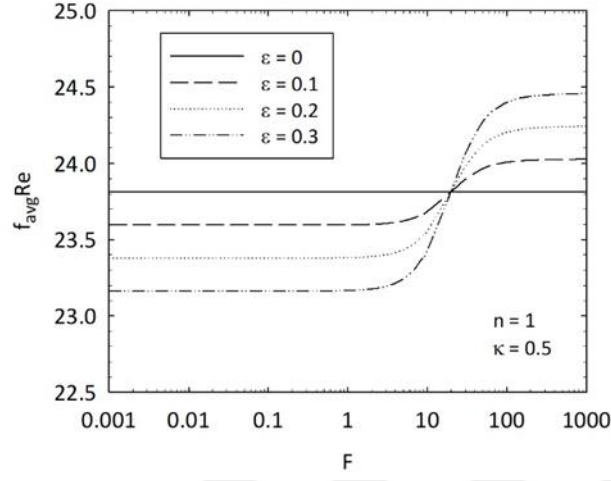
Şekil 3.75'te $n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c) için ortalama sürtünme faktörünün frekansla değişimi sunulmaktadır. Genlik artışıyla, ortalama sürtünme faktörü belirli frekans değerine kadar azalmaktayken; ilgili frekans değerinden sonra artış göstermektedir. Bu frekans değerleri yaklaşık olarak; incelen akışkan davranışında $F = 9.409$, Newtonumsu akışkan davranışında $F = 20.137$ ve kalınlaşan akışkan davranışında ise $F = 40.627$ olmaktadır. $f_{avg}Re$, frekans arttıkça her üç akışkan türü için de belirli bir frekans aralığında sabit, sonra artan ve daha sonra yine sabit bir davranış sergilemektedir. $n = 0.7$ için $f_{avg}Re$, $0.001 \leq F \leq 1.178$ aralığında sabit, daha sonra $1.178 \leq F \leq 28.603$ aralığında artmakta ve son olarak $F \geq 28.603$ için tekrar sabit olmaktadır. Bir önceki bölümlerde de bahsedildiği gibi F 'nin etkisi belirli bir aralıkla sınırlıdır. $n = 1$ ve $n = 1.4$ için F 'ye bağlı sırasıyla $3.387 \leq F \leq 77.274$ ve $9.678 \leq F \leq 352.901$ aralıklarıyla benzer davranışlar görülmektedir. Bu aralıkların dışında, F 'nin $f_{avg}Re$ üzerindeki etkisi ihmal edilebilir seviyededir. Artan power-law indeksi ile F 'ye bağlı aralığın genişlediği not edilmelidir.



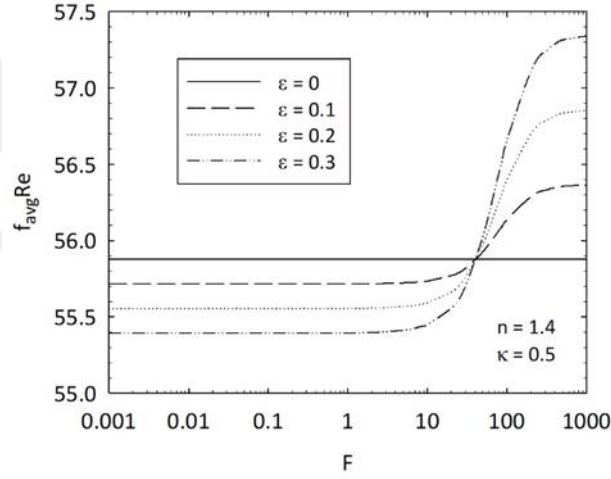
(a)

Şekil 3.75. $\kappa = 0.5$ için ortalama sürtünme faktörünün farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansa bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.75'in devamı

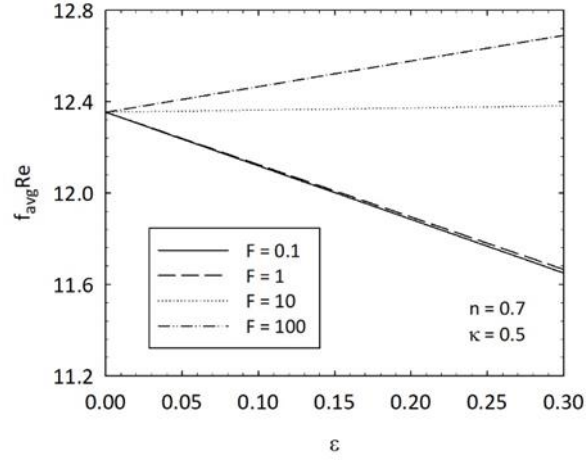


(b)

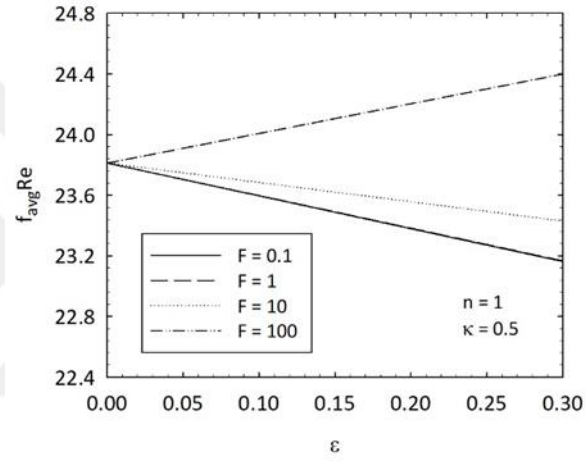


(c)

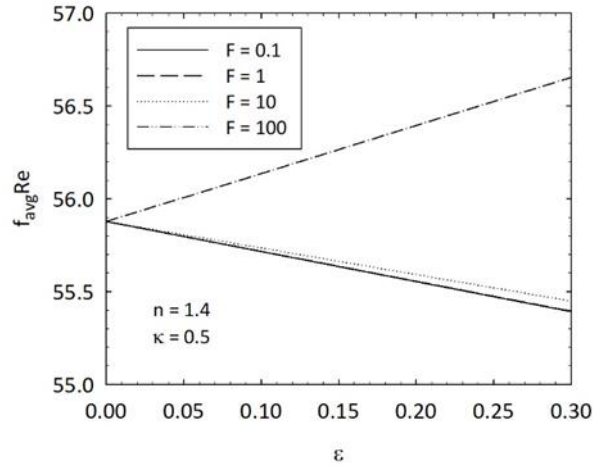
İncelen ($n = 0.7$), Newtonumsu ($n = 1$) ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) davranışları için ortalama sürtünme faktörünün genliğe bağlı değişimi Şekil 3.76'da verilmektedir. Genel karakter olarak, $f_{avg} Re$, $n = 0.7$ için frekansın düşük değerlerinde ($F = 0.1-1$) genlik artışıyla azaldığı; frekansın yüksek değerlerinde ($F = 10-100$) ise arttığı görülmektedir. $n = 1$ için $F \leq 10$ değerinde azaldığı, $F = 100$ değerinde ise arttığı görülmektedir. $n = 1.4$ değerinde ise bu durum Newtonumsu akışkan davranışı ile benzerdir. Frekans artışına bağlı olarak, her üç akışkan davranışında da $f_{avg} Re$ 'nin arttığı, ancak $F = 0.1-1$ değerlerinde frekansın ortalama sürtünme faktörü üzerinde aynı düzeyde bir etkiye sahip olduğu görülmektedir.



(a)



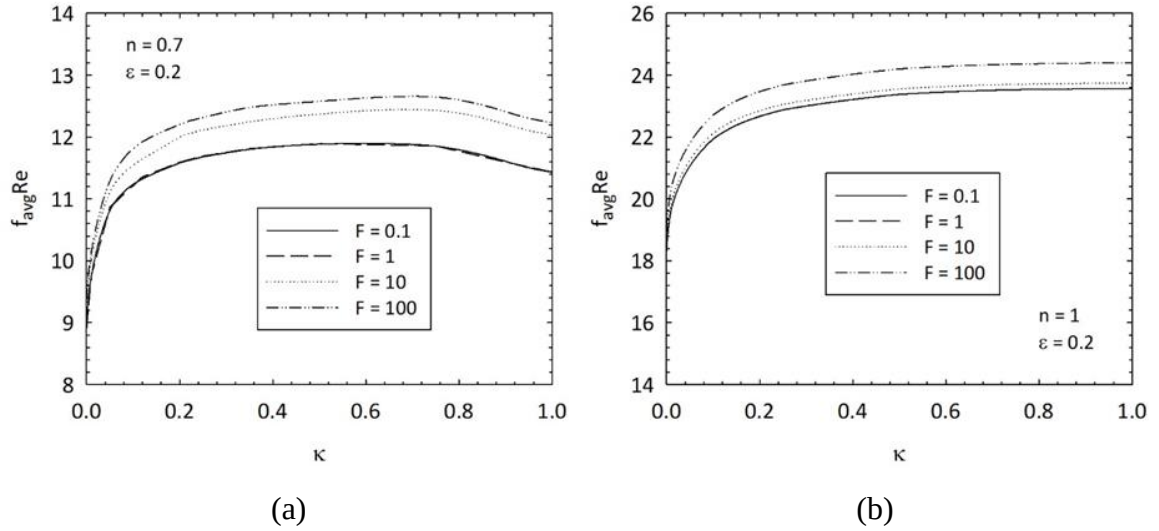
(b)



(c)

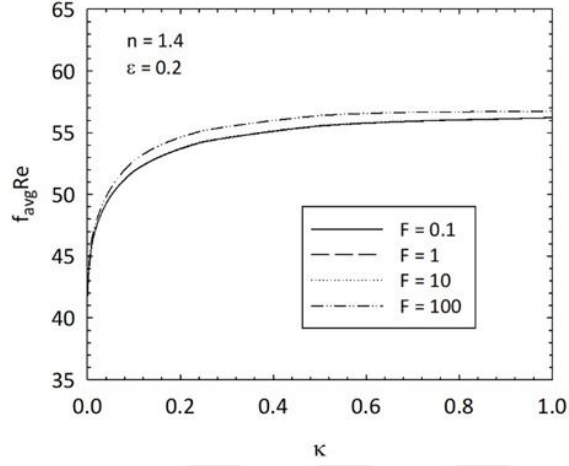
Şekil 3.76. $\kappa = 0.5$ için ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

$n = 0.7, 1$ ve 1.4 için, frekansın farklı değerlerinde ve $\varepsilon = 0.2$ 'de κ 'nın ortalama sürtünme faktörü üzerindeki etkisi Şekil 3.77'de gösterilmektedir. $n = 0.7$ ve 1 için $F \leq 1$ ve $n = 1.4$ için $F \leq 10$ değerlerinde frekansın $f_{avg}Re$ üzerindeki etkisi ihmal edilebilir düzeydedir. Her üç akışkan türü için, $F = 100$ değerinde ortalama sürtünme faktörü daha yüksek değerler almaktadır. κ 'nın artışıyla, $n = 1$ ve $n = 1.4$ için $f_{avg}Re$, sırasıyla $\kappa = 0.619$ ve $\kappa = 0.524$ değerine kadar artmakta ve ilgili değerlerden sonra neredeyse sabit kalmaktadır. $n = 0.7$ için ortalama sürtünme faktörü, sırasıyla, $0 \leq \kappa \leq 0.406$ aralığında artmakta, $0.406 \leq \kappa \leq 0.728$ aralığında neredeyse sabit ve $\kappa = 0.728$ değerinden sonra ise azalan bir değişim göstermektedir. Power-law indeksinin artması sürtünme faktörünün artmasına neden olmaktadır.



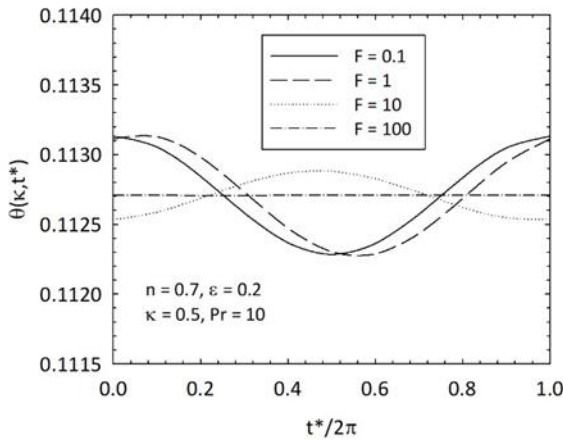
Şekil 3.77. $\varepsilon = 0.2$ için ortalama sürtünme faktörünün farklı frekans değerlerinde κ ile değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

Şekil 3.77'nin devamı

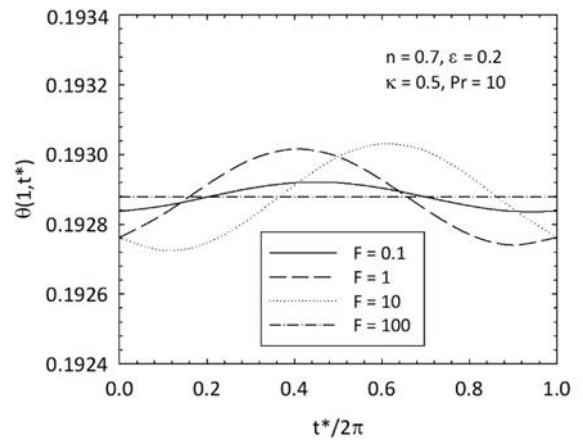


(c)

Sabit ısı akısı ısııl sınır koşulu için, farklı frekans değerlerinde iç ve dış cidara ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca değişimi sırasıyla, Şekil 3.78, 3.79 ve 3.80'de verilmektedir. Power-law indeksi arttıkça her iki cidarda da sıcaklık artmaktadır. Beklenildiği gibi, iç cidardaki sıcaklık dış cidara göre daha düşük olmaktadır. $n = 0.7$ için sıcaklık profilinin maksimum ve minimum noktaları iç cidarda $F = 0.1-1$, dış cidarda ise $F = 1-10$ aralığında en yüksek değerini almaktadır. $n = 1$ ve 1.4 için sırasıyla bu aralık, $F = 10$ (iç ve dış cidar için) ve $F = 0.1-1$ (iç ve dış cidar için) olmaktadır.

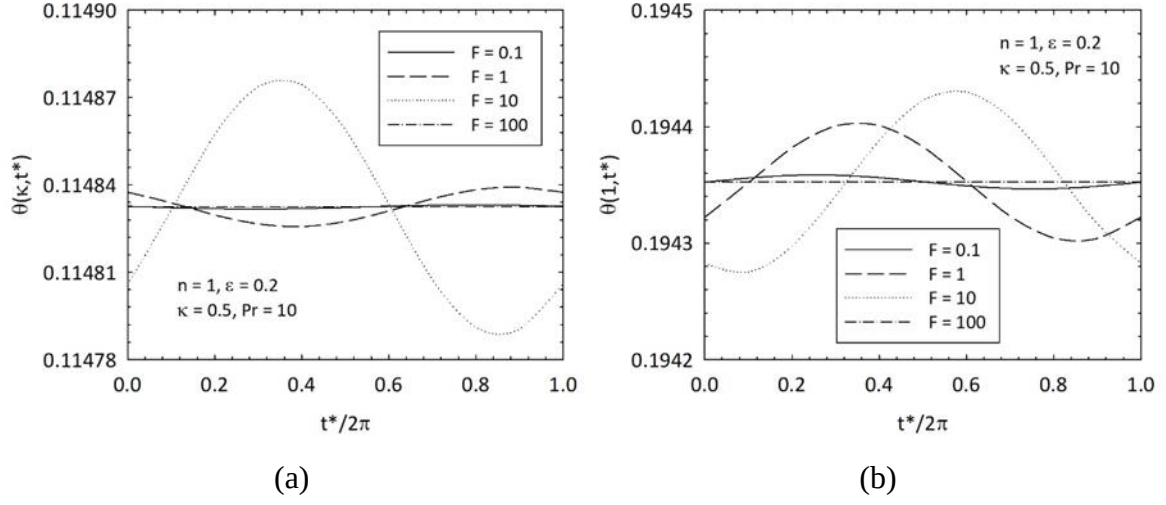


(a)

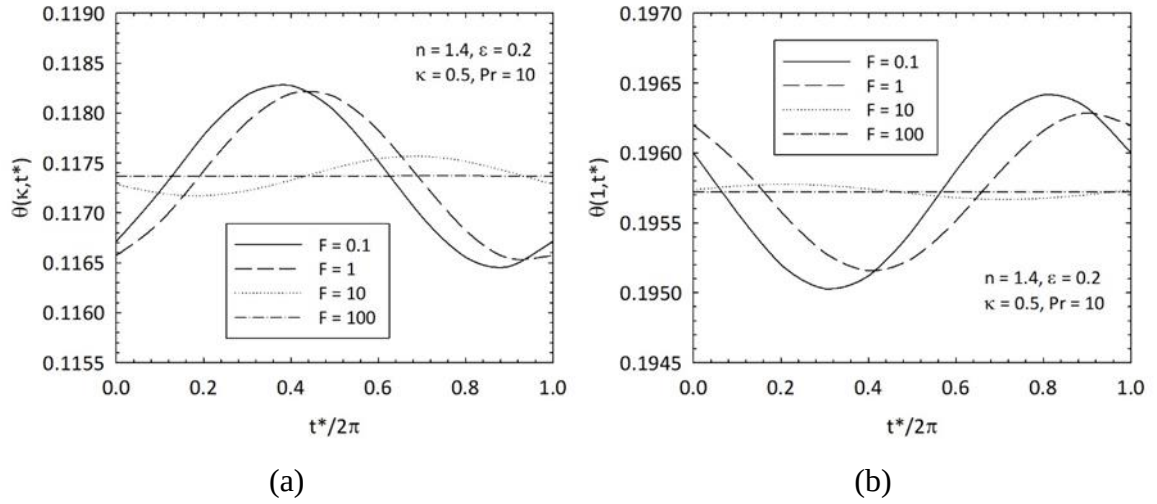


(b)

Şekil 3.78. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi



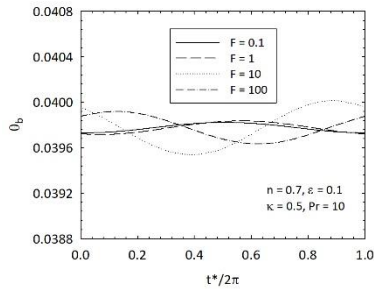
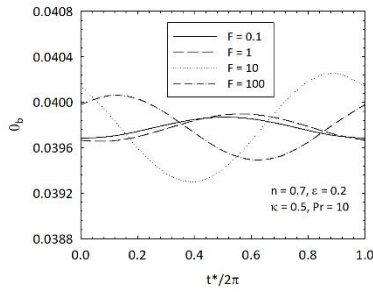
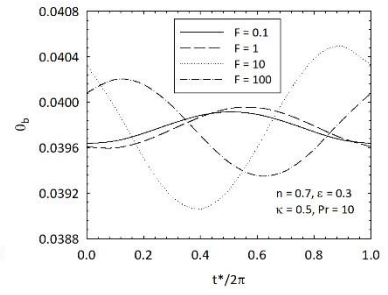
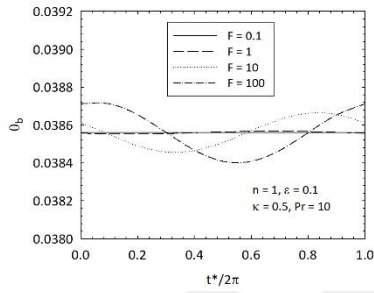
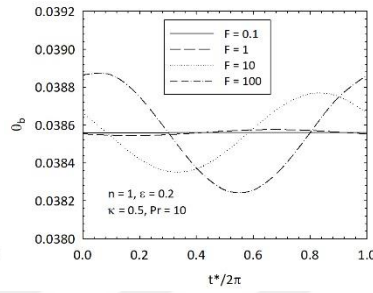
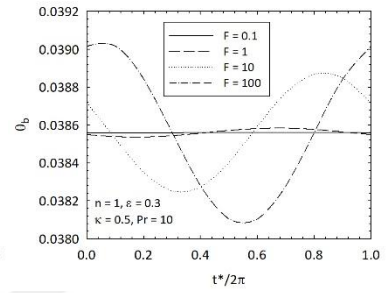
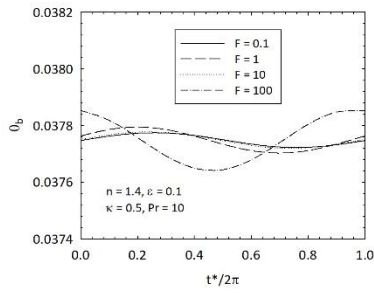
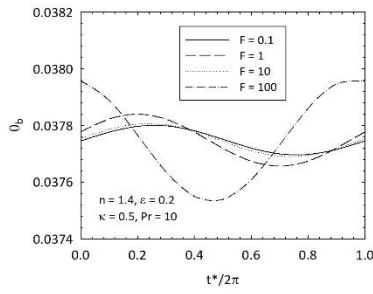
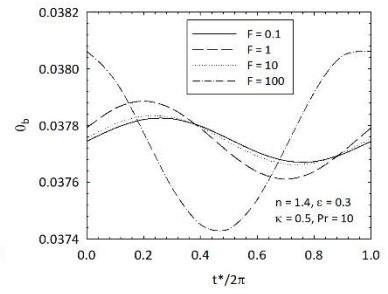
Şekil 3.79. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi



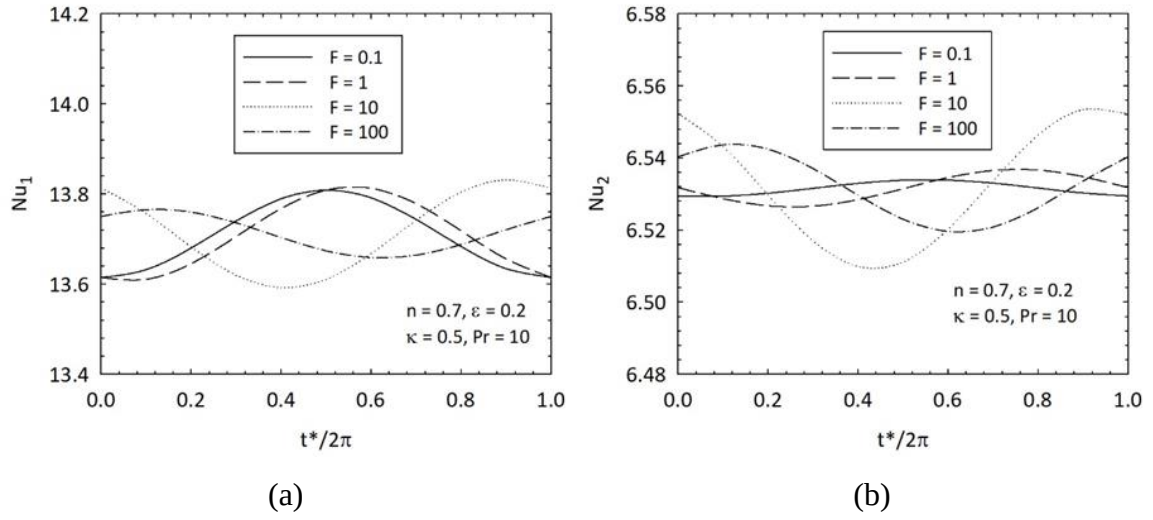
Şekil 3.80. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait boyutsuz sıcaklığın bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi

Nusselt sayısına ait bulguların yorumlanmasında önemli bir değişken olarak göze çarpan boyutsuz yığın sıcaklık profilleri farklı frekans ve genlik değerlerinde $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için Şekil 3.81’de sunulmaktadır.

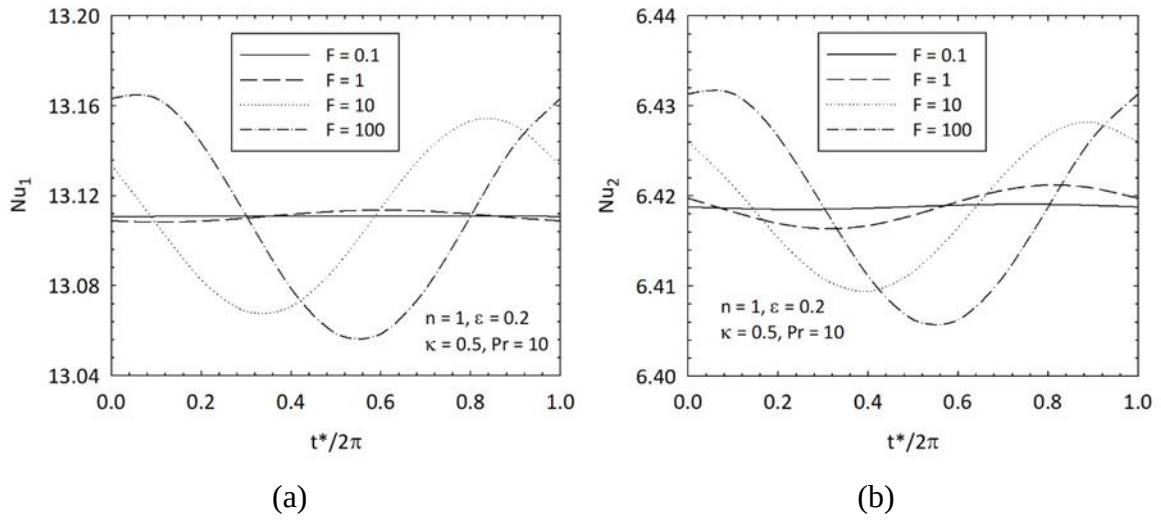
Şekil 3.82, 3.83 ve 3.84’te, $Pr = 10$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç ve dış cidara ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca değişimi gösterilmektedir. İç ve dış cidara ait Nusselt sayısının salınım genliği; incelen akışkan için frekansın $F = 10$, Newtonumsu akışkan için $F = 100$ ve kalınlaşan akışkan için $F = 0.1$ değerlerinde maksimum değerini aldığı görülmektedir.

(a) $n = 0.7, \varepsilon = 0.1$ (b) $n = 0.7, \varepsilon = 0.2$ (c) $n = 0.7, \varepsilon = 0.3$ (d) $n = 1, \varepsilon = 0.1$ (e) $n = 1, \varepsilon = 0.2$ (f) $n = 1, \varepsilon = 0.3$ (g) $n = 1.4, \varepsilon = 0.1$ (h) $n = 1.4, \varepsilon = 0.2$ (i) $n = 1.4, \varepsilon = 0.3$

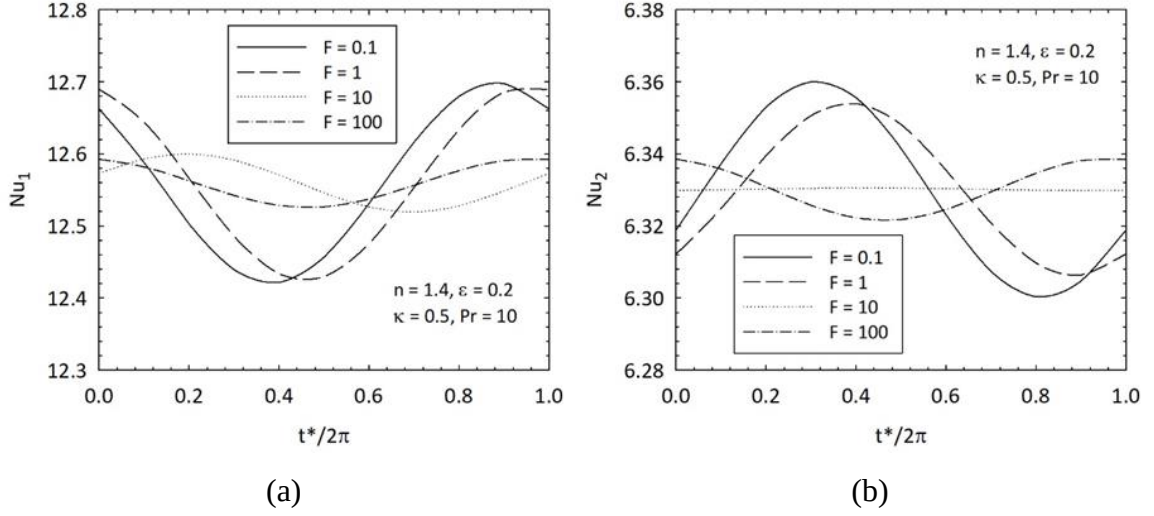
Şekil 3.81. $Pr = 10$ için boyutsuz yığın sıcaklığının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi



Şekil 3.82. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi

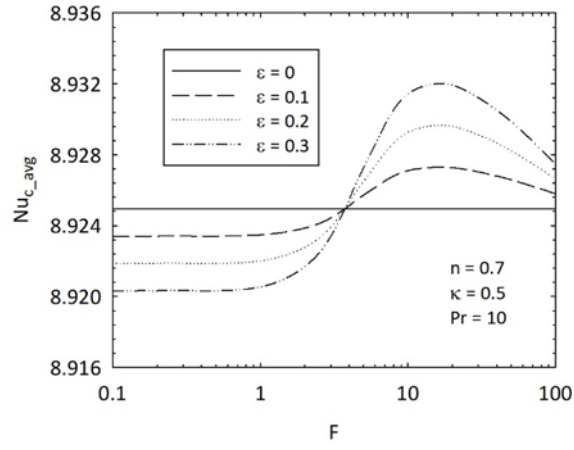


Şekil 3.83. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi

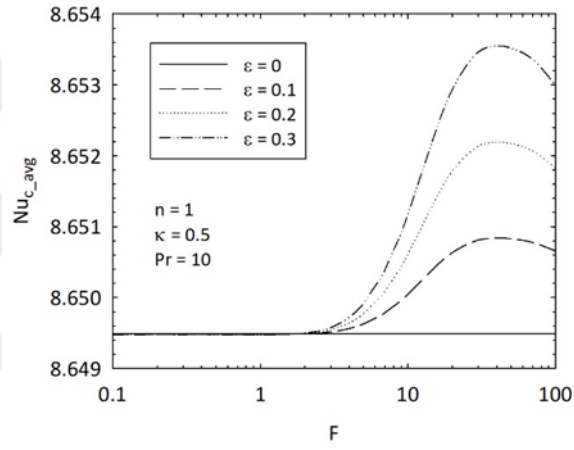


Şekil 3.84. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait Nusselt sayısının bir periyot boyunca frekansa bağlı değişimi

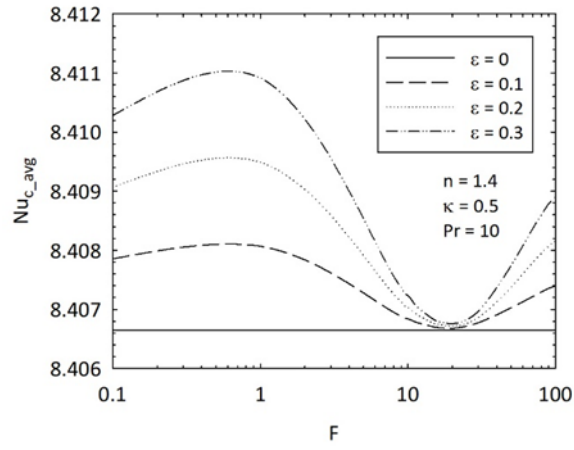
Ortalama Nusselt sayısının zamana bağlı ortalaması $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için frekansa bağlı değişimi, Şekil 3.85’te sunulmaktadır. Genliğin artışıyla, ortalama Nusselt sayısı; $n = 0.7$ için kritik bir frekans değerine kadar önce azalıp sonrasında arttığı, $n = 1$ ve 1.4 için arttığı görülmektedir. Ortalama Nusselt sayısı frekans değerine bağlı olarak incelen ve Newtonumsu akışkan davranışında; sırasıyla, önce sabit bir değişim sergilemekte, daha sonrasında artmakta ve belli frekans değerinden sonra da azalış göstermektedir. Örnek olarak, $n = 0.7$ için ortalama Nusselt sayısı, frekans değerine bağlı olarak; sırasıyla, $0.1-0.856$ aralığında sabit, $0.856-14.843$ aralığında ani bir artış ve 14.843 değerinden sonra ise azalan bir davranış göstermektedir. $n = 1$ için $0.1-1.805$ aralığında sabit, $1.805-39.986$ aralığında ani bir artış ve 39.986 değerinden sonra ise azalan bir değişim görülmektedir. $n = 1.4$ için ortalama Nusselt sayısı, frekans değerine bağlı olarak; sırasıyla, $0.1-0.608$ aralığında artmakta, $0.608-19.681$ aralığında azalmakta ve 19.681 değerinden sonra tekrar artmaktadır. Bu davranış, önceki kanal akışlarına benzer şekilde, ilgili frekans aralığında meydana gelen cidar sıcaklığı ile akışkan yığın sıcaklığı arasındaki farkın ($T_w - T_b$) azalıp artmasının bir sonucudur.



(a)



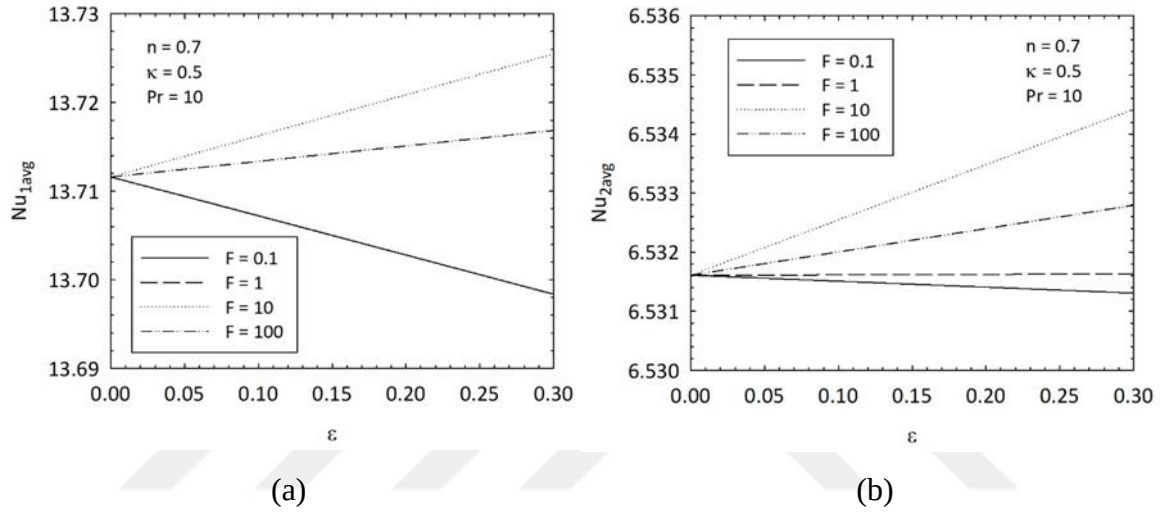
(b)



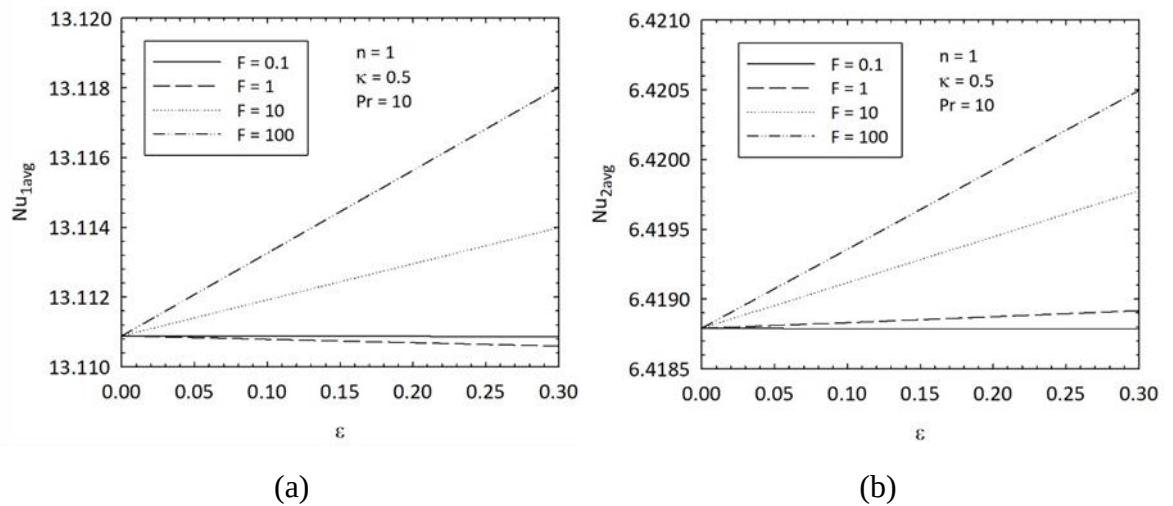
(c)

Şekil 3.85. $Pr = 10$ ve $\kappa = 0.5$ için ortalama Nusselt sayısının farklı genlik değerlerinde boyutsuz frekansla değişimi ($n = 0.7$ (a), 1 (b) ve 1.4 (c))

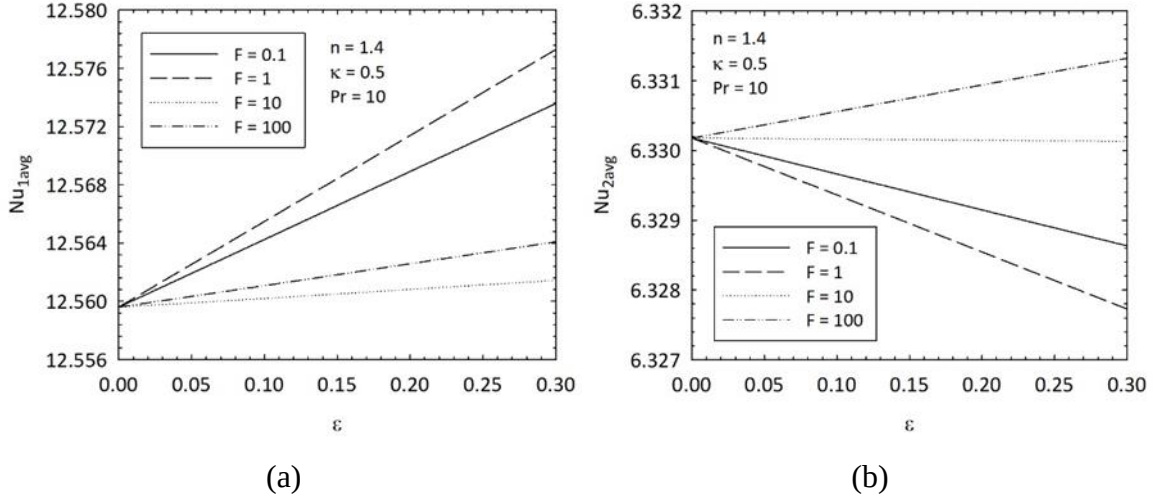
İncelen ($n = 0.7$), Newtonumsu ($n = 1$) ve kalınlaşan akışkan ($n = 1.4$) davranışları için ortalama Nusselt sayısının iç (a) ve dış (b) cidar için genliğe bağlı değişimi, sırasıyla, Şekil 3.86, 3.87 ve 3.88’de verilmektedir. Genel karakter olarak, iç ve dış cidara ait Nu_{avg} , $n = 0.7$ ve 1 için frekansın düşük değerlerinde ($F = 0.1-1$) genliğin artışıyla azaldığı; frekansın yüksek değerlerinde ($F = 10-100$) ise arttığı görülmektedir. $n = 1.4$ için iç ve dış cidarda Nu_{avg} , frekansın $F = 100$ değerinde arttığı ve $F = 0.1, 1$ ve 10 değerlerinde ise iç cidarda arttığı dış cidarda azaldığı görülmektedir.



Şekil 3.86. $n = 0.7$ ve $\kappa = 0.5$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi

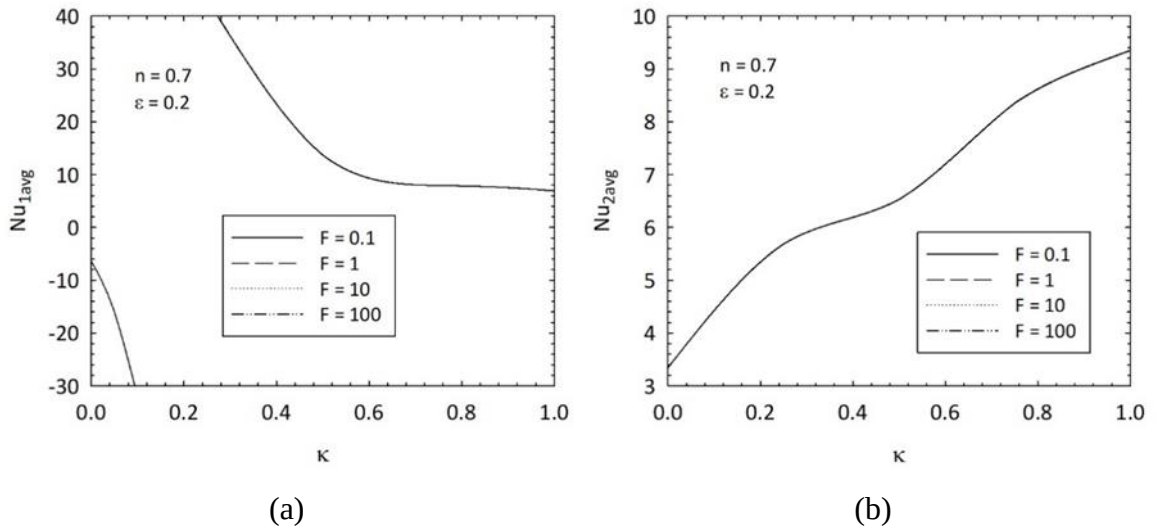


Şekil 3.87. $n = 1$ ve $\kappa = 0.5$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi

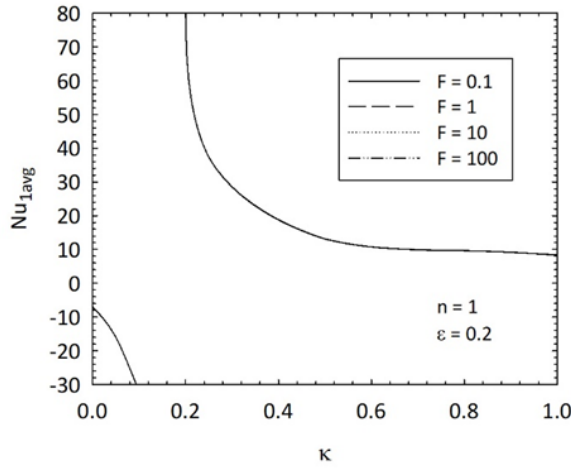


Şekil 3.88. $n = 1.4$ ve $\kappa = 0.5$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde boyutsuz genliğe bağlı değişimi

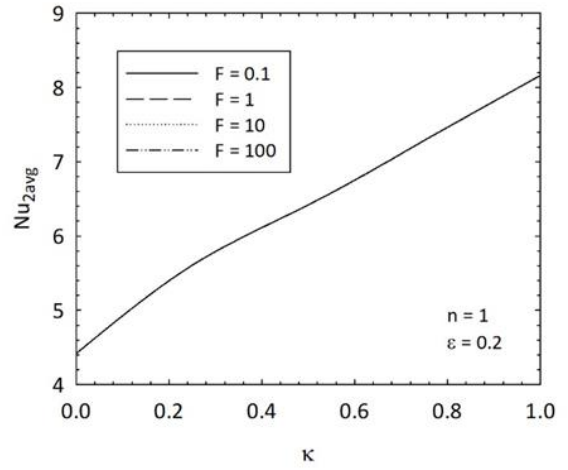
$n = 0.7, 1$ ve 1.4 için, frekansın farklı değerlerinde κ 'nın iç (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi Şekil 3.89, 3.90 ve 3.91'de gösterilmektedir. Her iki cidar için de frekansın ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi aynı olmaktadır. Genel davranış olarak, tüm frekans değerleri ve her üç akışkan türü için κ 'daki artış dış cidarda Nu_{2avg} 'de artışa neden olurken; iç cidarda Nu_{1avg} 'nin belirli κ değerlerinde süresiz bir karaktere sahip olduğu görülmektedir. İlgili süresizlikler, test edilen çalışma koşulu için cidar ve akışkan yığın sıcaklığının yaklaşık olarak aynı değere yakınsamasının bir sonucudur.



Şekil 3.89. $n = 0.7$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde yarıçap oranı ile değişimi

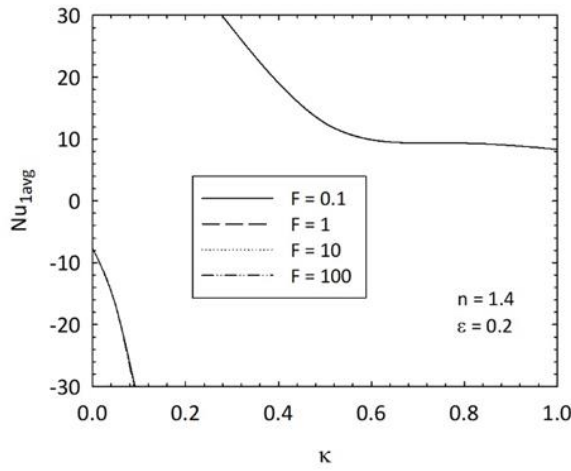


(a)

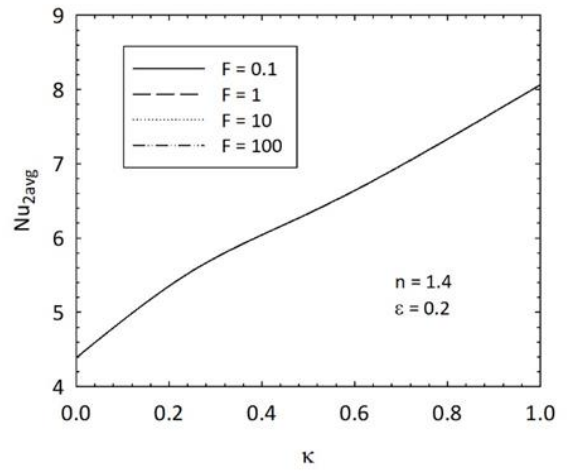


(b)

Şekil 3.90. $n = 1$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde yarıçap oranı ile değişimi



(a)



(b)

Şekil 3.91. $n = 1.4$ ve $\varepsilon = 0.2$ için iç cidar (a) ve dış cidara (b) ait ortalama Nusselt sayısının farklı frekans değerlerinde yarıçap oranı ile değişimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, power-law modeline uygun Newtonumsu olmayan akışkanın farklı kesit geometrisine sahip kanallardaki (düzlemsel kanal, dairesel kesitli kanal ve eş merkezli halkasal kesitli kanal) tam gelişmiş laminar atımlı akışının akış ve ısı transferi üzerindeki etkisi analitik ve sayısal olarak incelenmiştir. İlgili kanalların cidarlarında sabit ısı akısı (H1-tipi) ısıl sınır koşulu öngörülmüştür. Analizde, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli akışı karakterize eden korunum denklemleri tanımlanan sınır koşulları altında yarı analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi ile çözülerek hız, sürtünme faktörü ve sıcaklık dağılımları elde edilmiştir. Çalışma parametreleri olan frekans F , genlik ε , ve power-law indeksinin n , sürtünme faktörü ve Nusselt sayısı üzerindeki etkileri belirlenmiştir. Ayrıca, dairesel kesitli kanalda ilgili çalışma parametreleri dikkate alınarak; hidrodinamik gelişme uzunluğu sayısal olarak incelenmiştir.

Çalışma kapsamında elde edilen bulgular aşağıdaki gibi özetlenebilir:

1. Düzlemsel kanalda;

- Farklı faz açılarındaki; hızın salınım genliği boyutsuz frekansın etkisiyle değişken karakter sergilemektedir.
- Artan F ile, uygulanan basınç gradyanına göre merkezdeki boyutsuz hızın periyodik değişiminde bir faz gecikmesi oluşmakta ve merkezdeki hızın salınım genliği azalmaktadır. Bu davranış, akışı etkilemeye başlayan atalet kuvvetlerinin bir sonucudur.
- Genlik artışıyla, fRe 'nin salınım genliği artmaktadır. Power-law indeksindeki artış da sürtünme faktörünün artmasına neden olmaktadır.
- Frekans arttıkça, salınım genliği $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için sırasıyla, azalmakta, değişmemekte ve artmaktadır. Bu durum, fRe 'yi etkileyen zaman bağımlı alan ağırlıklı ortalama hız ile kayma gerilmesi arasındaki karmaşık yapı ile açıklanabilir. Her üç akışkan türü için F arttıkça faz kayması fark edilir hale gelmektedir.
- Frekansın $f_{avg}Re$ üzerindeki etkisi belirli bir F aralığı ile sınırlı kalmaktadır. $n = 0.7$ için $f_{avg}Re$, $0.001 \leq F \leq 0.132$ aralığında sabittir, daha sonra $0.132 \leq F \leq 19.525$ aralığında artar ve son olarak $F \geq 19.525$ için tekrar sabit olur. $n = 1$ ve

$n = 1.4$ için, F 'ye bağlı sırasıyla $0.616 \leq F \leq 36.928$ ve $1.375 \leq F \leq 90.683$ aralıklarıyla benzer davranışlar elde edilmektedir. Bu aralıkların dışında, F 'nin $f_{avg}Re$ üzerindeki etkisi ihmal edilebilir seviyededir.

- Boyutsuz frekansa bağlı olarak genliğin ortalama sürtünme faktörü üzerindeki etkisi değişmektedir. İncelenen tüm n değerleri için ε arttıkça ortalama sürtünme faktörü $F = 0.1$ ve 1 'de azalırken, dikkate alınan en yüksek F değerlerinde ($F = 10$ ve 100) artmaktadır
- Power-law indeksi arttıkça ortalama sürtünme faktörü artmaktadır.
- Orta frekans değerlerinde ($F = 1-10$) ters akış nedeniyle yüksek sıcaklık gradyanları oluşmaktadır. Çok düşük ($F \leq 0.1$) ve çok yüksek frekans değerlerinde ($F \geq 100$), frekansın sıcaklık profili üzerindeki etkisi neredeyse yok denecek düzeydedir.
- Her üç akışkan türü için de genlik arttıkça akışkan yığın sıcaklığının salınım genliği artmaktadır. $n = 0.7$ ve 1 için düşük ve orta frekans değerlerinde ($F \leq 10$) akışkan yığın sıcaklığının salınım genliği artmaktayken; yüksek frekans değerinde ($F = 100$) azalmaktadır. $n = 1.4$ için artan frekansla yığın sıcaklığının salınım genliği artmaktadır.
- Nusselt sayısı, power-law indeksinin artışıyla azalmaktadır. Boyutsuz genliğin artışıyla, Nusselt sayısının salınım genliği artmaktadır.
- $n = 0.7$ ve 1 için düşük ve orta frekans değerlerinde ($F \leq 10$) Nusselt sayısının salınım genliği artmakta iken yüksek frekans değerinde ($F = 100$) azalmaktadır. $n = 1.4$ için frekans arttıkça salınım genliği artmaktadır. Bu durum, atımın hız ve sıcaklık profillerini değiştirerek ısı transferini etkilemesinden kaynaklanmaktadır.
- Boyutsuz frekans arttıkça, Nu_{avg} kritik bir F değerinde maksimum değerine ulaşmakta ve daha sonra azalmaktadır. İlgili kritik değerler, $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için sırasıyla $7.566, 14.821$ ve 36.963 'tür. Bu değer power-law indeksi ile artarken ε genliğinden etkilenmediği görülmektedir.
- Nu_{avg} belirli frekans aralığında artması, ilgili frekans aralığında meydana gelen daha yüksek akışkan yığın sıcaklığının bir sonucudur. Bu frekans aralıklarında hız ve sıcaklık daha yüksek değerlere sahip olduğundan, ilgili değerlerin

çarpımları daha yüksek olacaktır. Böylece aynı cidar sıcaklığı için $T_w - T_b$ azalacak; buna göre, ortalama Nusselt sayısı artacaktır.

- İncelenen tüm n değerleri için genlik arttıkça ortalama Nusselt sayısı $F = 1, 10$ ve 100 'de artmaktadır. Dikkate alınan en düşük F değerinde ($F = 0.1$) genliğin Nu_{avg} üzerindeki etkisi ihmal edilebilir düzeydedir.

2. Dairesel kesitli kanalda;

- Üç akışkan türü için gelişme uzunluğunun değeri artan frekans ile azalmaktadır. Bunun nedeni, frekans arttıkça salınımlı sınır tabaka incelerek; atımlı akış etkisinin cidarların yakınındaki bu ince tabakada hissedilmesi ile açıklanabilir. İncelen akışkanlarda gelişme uzunluğu, kalınlaşan akışkanlara göre daha yüksek değerler almaktadır.
- Genliğin artışıyla, gelişme uzunluğu artmaktadır. Belirli bir ω değerine kadar frekansın gelişme uzunluğu üzerindeki etkisi neredeyse ihmal edilebilir düzeydedir. Bu değerler $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için sırasıyla $\omega = 0.668, 2.64$ ve 6.936 rad/s'dir. İlgili değerlerden sonra ise frekansın artışıyla gelişme uzunluğu azalmaktadır.
- Power-law indeksi arttıkça gelişme uzunluğu değeri ve frekansın gelişme uzunluğu üzerinde etkili olduğu aralık azalmaktadır.
- Düzlemsel kanala benzer şekilde, boyutsuz frekans değerleri hızın salınım genliği üzerinde önemli düzeyde rol oynamaktadır.
- Boyutsuz frekans arttıkça, uygulanan basınç gradyanı ile merkezdeki boyutsuz hız arasında faz gecikmesi meydana gelmekte ve merkez hızın salınım genliği azalmaktadır.
- Genlik arttıkça, fRe 'nin salınım genliği de artmaktadır. Power-law indeksinin artması sürtünmenin artmasına neden olmaktadır. Frekans arttıkça, salınım genliği $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için sırasıyla, azalmakta, değişmemekte ve artmaktadır.
- Boyutsuz frekans, belirli bir aralıkta ortalama sürtünme faktörü üzerinde etkili olmaktadır. $n = 0.7$ için $f_{avg}Re$, $0 \leq F \leq 0.659$ için sabit olmakta, $0.659 \leq F \leq 51.288$ aralığı için artmakta ve son olarak $F > 51.288$ için tekrar sabit hale gelmektedir. $n = 1$ ve $n = 1.4$ için, F 'ye bağlı sırasıyla $1.352 \leq F \leq 114.48$ ve $3.562 \leq F \leq 266.518$ aralıklarıyla benzer davranışlar elde edilmektedir. Bu aralığın spektrumu, power-law indeksindeki artışla genişlemektedir.

- Genliğin sürtünme faktörü üzerindeki etkisi F 'ye göre değişmektedir. Artan ε ile $f_{avg}Re$, frekansın düşük değerlerinde ($F = 0.1$ ve 1) azalmakta iken, dikkate alınan tüm akışkan türleri ($n = 0.7, 1$ ve 1.4) için $F = 100$ 'de artmaktadır. $F = 10$ için, genlikteki artış $n = 0.7$ ve 1 için $f_{avg}Re$ 'de artışa neden olurken, $n = 1.4$ için azalışla sonuçlanmaktadır.
- Power-law indeksinin artışı ortalama sürtünme faktörünün artmasına ve Nusselt sayısının azalmasına neden olmaktadır.
- Bir önceki kanalda bahsedildiği gibi, özellikle $F = 10$ 'da cidar yakınında oluşan ters akış sıcaklık dağılımını etkilemektedir. Bu durum, yüksek sıcaklık gradyanlarının oluşmasına neden olmaktadır. Çok düşük ($F \leq 0.1$) ve çok yüksek frekans değerlerinde ($F \geq 100$), frekansın sıcaklık profili üzerindeki etkisi neredeyse yok denecek kadar azdır.
- Nusselt sayısının salınım genliği; frekans arttıkça $n = 1.4$ için artarken; $n = 0.7$ ve 1 için $F = 10$ 'a kadar artıp, sonrasında ise azalmaktadır. Cidar ve akışkan yığın sıcaklığı arasındaki farka dayalı olan Nusselt sayısının bu davranışı yığın sıcaklık profillerindeki benzer davranış ile açıklanabilir.
- Nusselt sayısının salınım genliğinin azalan boyutsuz genlikle birlikte azalacağı beklenen bir durumdur. Artan power-law indeksi ısı transferi üzerinde azaltıcı yönde bir etki oluşturmaktadır.
- Boyutsuz frekansın artışıyla, ortalama Nusselt sayısının kritik bir frekans değerine kadar arttığı ve daha sonra bu değerin azaldığı gözlenmiştir. F için bu kritik değer $n = 0.7, 1$ ve 1.4 için sırasıyla, 11.708, 28.349 ve 76.268'dir ve bu kritik değer, ε genliğinden ilginç bir şekilde bağımsız olmasına rağmen power-law indeksi ile artma eğilimindedir.
- Artan ε ile Nu_{avg} , frekansın düşük değerinde ($F = 0.1$) sabit iken, dikkate alınan tüm akışkan türleri ($n = 0.7, 1$ ve 1.4) için $F = 10$ ve 100 'de artmaktadır. $F = 1$ için, genlikteki artış $n = 0.7$ ve 1 için Nu_{avg} 'de artışa neden olurken, $n = 1.4$ için genliğin Nu_{avg} üzerindeki etkisi neredeyse yok denecek kadar azdır.

3. Eş merkezli halkasal kesitli kanalda;

- Power-law indeksinin artışıyla $n = 0.7$ için, hız profili kanal merkezine yakın bölgede daha düz ve $n = 1$ veya 1.4 'e kıyasla cidara yakın bölgede (yüksek hız gradyanına sahip olduğu bölge) daha dik olmaktadır. $n = 0.7$ ve $n = 1.4$ 'e ait

hız profilleri arasındaki fark, kayma hızına bağlı olan kayma gerilmesinden kaynaklanmaktadır. $n = 0.7$ için, $n = 1.4$ 'ten farklı olarak, kayma hızı arttıkça görünür viskozite (kayma gerilmesinin kayma hızına oranı) azalmaktadır.

- Frekans arttıkça merkezdeki akışkan ataletinin basınç gradyanını takip etmesi zorlaşmakta ve gecikme miktarı artmaktadır. Aynı zamanda akışkanın salınım genliği azalmaktadır. İncelen akışkan için $F \geq 1$ değerinden sonra merkezi hız ile basınç gradyanı arasında bir faz farkı oluşmaktadır. Benzer durum, Newtonumsu akışkan davranışı için $F = 1$ ve kalınlaşan akışkan için $F \geq 10$ değerlerinde görülmektedir.
- Her üç akışkan türü için de genlik arttıkça sürtünme faktörünün salınım genliği artmaktadır. İncelen akışkan davranışından kalınlaşan akışkan davranışına gidildikçe sürtünme faktörünün arttığı görülmektedir.
- fRe 'nin salınım genliği, frekans arttıkça; $n = 0.7$ 'de azalır, $n = 1$ 'de neredeyse sabit ve $n = 1.4$ 'te artmaktadır.
- $f_{avg}Re$, frekans arttıkça her üç akışkan türü için de belirli bir frekans aralığında sabit, sonra artan daha sonra yine sabit bir davranış sergilemektedir. $n = 0.7$ için $f_{avg}Re$, $0.001 \leq F \leq 1.178$ aralığında sabit, daha sonra $1.178 \leq F \leq 28.603$ aralığında artmakta ve son olarak $F \geq 28.603$ için tekrar sabit olmaktadır. Bir önceki bölümlerde de bahsedildiği gibi F 'nin etkisi belirli bir aralıkla sınırlıdır. $n = 1$ ve $n = 1.4$ için, F 'ye bağlı sırasıyla $3.387 \leq F \leq 77.274$ ve $9.678 \leq F \leq 352.901$ aralıklarıyla benzer davranışlar görülmektedir. Bu aralıkların dışında, F 'nin $f_{avg}Re$ üzerindeki etkisi ihmal edilebilir seviyededir. Artan power-law indeksi ile F 'ye bağlı aralığın genişlediği not edilmelidir.
- Genliğin artışıyla $f_{avg}Re$, $n = 0.7$ için frekansın düşük değerlerinde ($F = 0.1-1$) azaldığı; frekansın yüksek değerlerinde ($F = 10-100$) ise arttığı görülmektedir. $n = 1$ için $F \leq 10$ değerinde azaldığı, $F = 100$ değerinde ise arttığı görülmektedir. $n = 1.4$ değerinde ise bu durum Newtonumsu akışkan davranışı ile benzerdir. Frekansın artışına bağlı olarak, her üç akışkan davranışında da $f_{avg}Re$ 'nin arttığı, ancak $F = 0.1-1$ değerlerinde frekansın ortalama sürtünme faktörü üzerinde aynı düzeyde bir etkiye sahip olduğu görülmektedir.
- Yarıçap oranı κ 'nın artışıyla, $n = 1$ ve $n = 1.4$ için $f_{avg}Re$, sırasıyla $\kappa = 0.619$ ve $\kappa = 0.524$ değerine kadar artmakta ve ilgili değerlerden sonra neredeyse sabit

kalmaktadır. $n = 0.7$ için ortalama sürtünme faktörü, sırasıyla, $0 \leq \kappa \leq 0.406$ aralığında artmakta, $0.406 \leq \kappa \leq 0.728$ aralığında neredeyse sabit ve $\kappa = 0.728$ değerinden sonra ise azalan bir değişim göstermektedir. Bu davranış, power-law indeksine bağlı olarak hız gradyanında meydana gelen değişim ile açıklanabilir.

- Power-law indeksi arttıkça iç ve dış cidarda sıcaklık artmaktadır. İç cidardaki sıcaklık dış cidara göre daha düşük olmaktadır. $n = 0.7$ için, sıcaklık profilinin maksimum ve minimum noktaları iç cidarda $F = 0.1-1$, dış cidarda ise $F = 1-10$ aralığında en yüksek değerini almaktadır. $n = 1$ ve 1.4 için sırasıyla bu aralık, $F = 10$ (iç ve dış cidar için) ve $F = 0.1-1$ (iç ve dış cidar için) olmaktadır.
- İç ve dış cidara ait Nusselt sayısının salınım genliği; $n = 0.7$ için frekansın $F = 10$, $n = 1$ için $F = 100$ ve $n = 1.4$ için $F = 0.1$ değerlerinde maksimum değerini aldığı görülmektedir. Bu durum, boyutsuz frekans değerlerinin hız gradyanları üzerindeki etkisi ile açıklanabilir.
- Ortalama Nusselt sayısı frekans değerine bağlı olarak $n = 0.7$ ve 1 için; sırasıyla, önce sabit bir değişim sergilemekte, daha sonrasında artmakta ve belli frekans değerinden sonra da azalış göstermektedir. $n = 0.7$ için bu değerler sırasıyla, $0.1 \leq F \leq 0.856$; $0.856 \leq F \leq 14.843$ ve $F \geq 14.843$, $n = 1$ için sırasıyla, $0.1 \leq F \leq 1.805$; $1.805 \leq F \leq 39.986$ ve $F \geq 39.986$ olmaktadır. $n = 1.4$ için ise ortalama Nusselt sayısı, frekans değerine bağlı olarak; sırasıyla, $0.1 \leq F \leq 0.608$ aralığında artmakta, $0.608 \leq F \leq 19.681$ aralığında azalmakta ve $F \geq 19.681$ değerinden sonra tekrar artmaktadır. Bu davranış, önceki kanal akışlarına benzer şekilde, ilgili frekans aralığında meydana gelen cidar sıcaklığı ile akışkan yığın sıcaklığı arasındaki farkın ($T_w - T_b$) azalıp artmasının bir sonucudur.
- Artan genlik ile iç ve dış cidara ait Nu_{avg} 'nin, $n = 0.7$ ve 1 için frekansın düşük değerlerinde ($F = 0.1-1$) azaldığı; frekansın yüksek değerlerinde ($F = 10-100$) ise arttığı görülmektedir. $n = 1.4$ için iç ve dış cidarda Nu_{avg} , frekansın $F = 100$ değerinde arttığı ve $F = 0.1$, 1 ve 10 değerlerinde ise iç cidarda arttığı dış cidarda azaldığı görülmektedir.
- κ 'daki artış dış cidardaki Nu_{avg} 'de artışa neden olurken, iç cidarda ise Nu_{avg} 'nin belirli κ değerlerinde süresiz bir karaktere sahip olduğu görülmektedir. İlgili

süreksizlikler, test edilen çalışma koşulu için cidar ve akışkan yığın sıcaklığının yaklaşık olarak aynı değere yakınsaması ile açıklanabilir.



5. ÖNERİLER

Bundan sonraki çalışmalar için öneriler şu şekilde sıralanabilir:

1. Mevcut sınır koşullarında atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı farklı kanal geometrileri (kare, dikdörtgen, üçgen, yamuk vb.) için incelenebilir.
2. Bu çalışmada, Newtonumsu olmayan akışkanlardan incelen ve kalınlaşan akışkan türleri incelenmiştir. Birçok uygulamada kullanılan diğer akışkan türleri de (Bingham, viskoelastik akışkanlar vb.) dikkate alınabilir. Özellikle son zamanlarda, nanoakışkanlara olan ilginin artmasından dolayı ilgili akışkanların atımlı akış ve ısı transferi çalışmalarına ihtiyaç duyulmaktadır.
3. Mevcut analiz, laminar akış koşulları altında gerçekleştirilmiş olup, türbülanslı akış durumu için de incelenebilir.
4. Bu çalışmada, incelen ve kalınlaşan akışkanların davranışını tanımlamak için power-law matematiksel modeli kullanılmıştır. Carreau, Cross ve Ellis gibi matematiksel modeller de kullanılarak aynı problem incelenebilir.
5. Mevcut analize, gözenekli yapı, karma taşınım, MHD ve viskoz yayılım gibi etkiler dahil edilerek çalışmanın kapsamı genişletilebilir.
6. Sinüzoidal dalga formu yerine farklı dalga giriş profillerinin (üçgen, kare vb.) etkisi incelenebilir.
7. Power-law indeksi, frekans ve genlik etkilerinin belirgin olduğu çalışma aralıkları daha detaylı incelenebilir.
8. İlgili kanalların cidarlarında farklı (ısı akışı ve yüzey sıcaklığı) ve değişken (zaman ve konum bağımlı) sınır koşulları kullanılarak Newtonumsu olmayan atımlı akışkan akışı problemi incelenebilir.
9. Endüstriyel uygulamalarda yaygın olarak kullanılan jet akışı birçok araştırmacı tarafından incelenmektedir. Bu bağlamda, Newtonumsu olmayan akışkanların atımlı jet akışının araştırılması faydalı olacaktır.
10. Gerçek koşullar altında (kan akışı, ısı değiştirici, mini reaktörler, vb.) atımlı Newtonumsu olmayan akışkan akışı ve ısı transferini içeren deneysel çalışmalar yapılabilir.

6. KAYNAKLAR

- Abdollahi-Moghaddam, M., Rejvani, M., & Alamdari, P. (2018). Determining optimal formulations and operating conditions for Al₂O₃/water nanofluid flowing through a microchannel heat sink for cooling system purposes using statistical and optimization tools. *Thermal Science and Engineering Progress*, 8, 517-524.
- Adusumilli, R. S., & Hill, G. A. (1984). Transient laminar flows of truncated power law fluids in pipes. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 62(5), 594-601.
- Afrouzi, H. H., Ahmadian, M., Moshfegh, A., Toghraie, D., & Javadzadegan, A. (2019). Statistical analysis of pulsating non-Newtonian flow in a corrugated channel using Lattice-Boltzmann method. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 535, 122486.
- Akbar, N. S., Iqbal, Z., Ahmad, B., & Maraj, E. N. (2019). Mechanistic investigation for shape factor analysis of SiO₂/MoS₂-ethylene glycol inside a vertical channel influenced by oscillatory temperature gradient. *Canadian Journal of Physics*, 97(9), 950-958.
- Al-Sumaily, G. F., & Thompson, M. C. (2013). Forced convection from a circular cylinder in pulsating flow with and without the presence of porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61, 226-244.
- Amiri, M. H., Keshavarzi, A., Karimipour, A., Bahiraei, M., Goodarzi, M., & Esfahani, J. A. (2019). A 3-D numerical simulation of non-Newtonian blood flow through femoral artery bifurcation with a moderate arteriosclerosis: investigating Newtonian/non-Newtonian flow and its effects on elastic vessel walls. *Heat and Mass Transfer*, 55, 2037-2047.
- Atabek, H. B., & Chang, C. C. (1961). Oscillatory flow near the entry of a circular tube. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 12, 185-201.
- Aygun, C., & Aydin, O. (2014a). Hydrodynamics of piston-driven laminar pulsating flow: Part 1. Developing flow. *Nuclear Engineering and Design*, 274, 164-171.
- Aygun, C., & Aydin, O. (2014b). Hydrodynamics of piston-driven laminar pulsating flow: Part 2. Fully developed flow. *Nuclear Engineering and Design*, 274, 172-180.
- Aydin, O., & Aygun, C. (2014c). On the hydrodynamical development length for pressure-driven pulsating laminar flow in a pipe. *Journal of Thermal Science and Technology*, 34(1), 85-91.
- Balmer, R. T., & Florina, M. A. (1980). Unsteady flow of an inelastic power-law fluid in a circular tube. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 7(2-3), 189-198.
- Barnes, H. A., & Walters, K. (1967). Flow of elastic liquids through curved pipes. *Nature*, 216(5113), 366-367.

- Barnes, H. A., Townsend, P., & Walters, K. (1969). Flow of non-Newtonian liquids under a varying pressure gradient. *Nature*, 224(5219), 585-587.
- Barnes, H. A., Townsend, P., & Walters, K. (1971). On pulsatile flow of non-Newtonian liquids. *Rheologica Acta*, 10, 517-527.
- Bird, R. B., Stewart, W. E., Lightfoot, E. N., & Meredith, R. E. (1961). Transport phenomena. *Journal of The Electrochemical Society*, 108(3), 78.
- Blythman, R., Persoons, T., Jeffers, N., & Murray, D. B. (2019). Heat transfer of laminar pulsating flow in a rectangular channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 128, 279-289.
- Brereton, G. J., & Jiang, Y. (2006). Convective heat transfer in unsteady laminar parallel flows. *Physics of Fluids*, 18(10).
- Celnik, M. S., Patel, M. J., Pore, M., Scott, D. M., & Wilson, D. I. (2006). Modelling laminar pulsed flow for the enhancement of cleaning. *Chemical engineering science*, 61(6), 2079-2084.
- Chan, W. K., Lee, S. L., & Liu, C. Y. (2002). Effects of frequency and amplitude of oscillation on low Reynolds number pulsating flow in a circular pipe. *Engineering Computations*, 119-132.
- Chang, W., Pu-Zhen, G., Si-Chao, T., & Chao, X. (2012). Theoretical analysis of phase-lag in low frequency laminar pulsating flow. *Progress in Nuclear Energy*, 58, 45-51.
- Chattopadhyay, H., Durst, F., & Ray, S. (2006). Analysis of heat transfer in simultaneously developing pulsating laminar flow in a pipe with constant wall temperature. *International communications in heat and mass transfer*, 33(4), 475-481.
- Chhabra, R. P. (2006). *Bubbles, drops, and particles in non-Newtonian fluids*. CRC press.
- Chhabra, R. P., & Richardson, J. F. (2008). *Non-Newtonian Flow and Applied Rheology: Engineering Applications*. Amsterdam: Elsevier.
- Chen, J., Wu, J., Ji, X., Lu, X., & Wang, C. (2017). Mechanism of waste-heat recovery from slurry by scraped-surface heat exchanger. *Applied Energy*, 207, 146-155.
- Chen, J., Lu, X., & Ji, X. (2020). Heat transfer enhancement with pulsating flow in twisted hexagonal tube for manure slurry from biogas plants. In *12th International Conference on Applied Energy (ICAE2020), Bangkok, Thailand, Virtual, April 1-10, 2020*.
- Cho, H. W., & Hyun, J. M. (1990). Numerical solutions of pulsating flow and heat transfer characteristics in a pipe. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 11(4), 321-330.
- Christopherson, D.G., Gement, A., Hogg, A.H.A. & Southwell, R.V. (1938). Oscillatory motions of a fluid along a circular tube. *Proceedings of the Royal Society*, 351-378.

- Chung, J. H., & Hyun, J. M. (1994). Heat transfer from a fully-developed pulsating flow in a curved pipe. *International journal of heat and mass transfer*, 37(1), 43-52.
- Craciunescu, O. I., & Clegg, S. T. (2001). Pulsatile blood flow effects on temperature distribution and heat transfer in rigid vessels. *J. Biomech. Eng.*, 123(5), 500-505.
- Çarpinlioğlu, M. Ö., & Gündoğdu, M. Y. (2001). A critical review on pulsatile pipe flow studies directing towards future research topics. *Flow Measurement and Instrumentation*, 12(3), 163-174.
- Çarpinlioğlu, M. Ö. (2003). An approach for transition correlation of laminar pulsatile pipe flows via frictional field characteristics. *Flow Measurement and Instrumentation*, 14(6), 233-242.
- Çelebi, N. (2023, Mayıs 02). *Reoloji*.
https://e-kutuphane.teb.org.tr/pdf/tebakademi/modern_farmasotk/23.pdf adresinden alınmıştır.
- Daily, J. W., & Harleman, D., R., F. (1966). *Fluid dynamics*. Amerika: Addison-Wesley Publishing.
- Daprà, I., & Scarpi, G. (2006). Pulsatile pipe flow of pseudoplastic fluids. *Meccanica*, 41, 501-508.
- Davidson, D. H., & Parker, R. O. (1971). Heat transfer to a laminar incompressible fully developed pulsating flow between parallel flat plates. *Journal of the Franklin Institute*, 291(1), 57-78.
- Deterre, R., Nicoleau, F., Lin, Q., Allanic, N., & Mousseau, P. (2020). The flow of power-law fluids in concentric annuli: A full analytical approximate solution. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 285, 104392.
- Dodge, D. W. (1958). *Turbulent flow of non-Newtonian fluids in smooth round tubes*. Delaware Üniversitesi, Doktora Tezi, Amerika Birleşik Devletleri.
- Duffy, D. G. (2015). *Green's functions with applications*. CRC press.
- Durst, F., Ray, S., Ünsal, B., & Bayoumi, O. A. (2005). The development lengths of laminar pipe and channel flows.
- Edwards, M. F., Nellist, D. A., & Wilkinson, W. L. (1972a). Unsteady, laminar flows of non-Newtonian fluids in pipes. *Chemical Engineering Science*, 27(2), 295-306.
- Edwards, M. F., Nellist, D. A., & Wilkinson, W. L. (1972b). Pulsating flow on non-Newtonian fluids in pipes. *Chemical Engineering Science*, 27(3), 545-553.
- Elshafei, E. A., Mohamed, M. S., Mansour, H., & Sakr, M. (2008). Experimental study of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4), 1029-1038.

- Esfe, M. H., Bahiraei, M., Torabi, A., & Valadkhani, M. (2021). A critical review on pulsating flow in conventional fluids and nanofluids: Thermo-hydraulic characteristics. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 120, 104859.
- Faghri, A., Faghri, M., & Javdani, K. (1980). Effect of flow pulsation on laminar heat transfer between two parallel plates. *Wärme-und Stoffübertragung*, 13(1-2), 97-103.
- Forooghi, P., Abkar, M., & Saffar-Avval, M. (2011). Steady and unsteady heat transfer in a channel partially filled with porous media under thermal non-equilibrium condition. *Transport in porous media*, 86, 177-198.
- Foucault, E., Huberson, S., Braud, P., & Coisne, D. (2017). On the pulsatile flow through a coronary bifurcation with stent. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 61, 177-186.
- Galindo, J., Fajardo, P., Navarro, R., & Garcia-Cuevas, L. M. (2013). Characterization of a radial turbocharger turbine in pulsating flow by means of CFD and its application to engine modeling. *Applied Energy*, 103, 116-127.
- Gerrard, J. H., & Hughes, M. D. (1971). The flow due to an oscillation piston in a cylindrical tube: a comparison between experiment and a simple entrance flow theory. *Journal of fluid mechanics*, 50(1), 97-106.
- Gheynani, A. R., Akbari, O. A., Zarringhalam, M., Shabani, G. A. S., Alnaqi, A. A., Goodarzi, M., & Toghraie, D. (2018). Investigating the effect of nanoparticles diameter on turbulent flow and heat transfer properties of non-Newtonian carboxymethyl cellulose/CuO fluid in a microtube. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 29(5), 1699-1723.
- Gillham, C. R., Fryer, P. J., Hasting, A. P. M., & Wilson, D. I. (2000). Enhanced cleaning of whey protein soils using pulsed flows. *Journal of Food Engineering*, 46(3), 199-209.
- González, R., Tamburrino, A., Vacca, A., & Iervolino, M. (2020). Pulsating Flow of an Ostwald—De Waele Fluid between Parallel Plates. *Water*, 12(4), 932.
- Goodarzi, M., Javid, S., Sajadifar, A., Nojoomizadeh, M., Motaharipour, S. H., Bach, Q. V., & Karimipour, A. (2018). Slip velocity and temperature jump of a non-Newtonian nanofluid, aqueous solution of carboxy-methyl cellulose/aluminum oxide nanoparticles, through a microtube. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 29(5), 1606-1628.
- Grace, S. F. (1928). Oscillatory motion of a viscous liquid in a long straight tube. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 5(31), 933-939.
- Grigull, U. (1956). Wärmeübergang an nicht-Newtonsche Flüssigkeiten bei laminarer Rohrströmung. *Chemie Ingenieur Technik*, 28(8-9), 553-556.

- Guo, Z., Kim, S. Y., & Sung, H. J. (1997). Pulsating flow and heat transfer in a pipe partially filled with a porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(17), 4209-4218.
- Habib, M. A., Attia, A. M., Eid, A. I., & Aly, A. Z. (2002). Convective heat transfer characteristics of laminar pulsating pipe air flow. *Heat and mass transfer*, 38(3), 221-232.
- Haddad, K., Ertunç, Ö., Mishra, M., & Delgado, A. (2010). Pulsating laminar fully developed channel and pipe flows. *Physical Review E*, 81(1), 016303.
- Haghighi, A. R., Kabdool, A. A., Asl, M. S., & Kiyasatfar, M. (2016). Numerical investigation of pulsatile blood flow in stenosed artery. *International Journal of Applied and Computational Mathematics*, 2, 649-662.
- Hammad, K. J., & Vradis, G. C. (1998). Asymptotic flow regimes in pulsatile flows of bingham plastics.
- Han, R., Hagos, K., Ji, X., Zhang, S., Chen, J., Yang, Z., & Wang, C. (2016). Review on heat-utilization processes and heat-exchange equipment in biogas engineering. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 8(3), 032701.
- He, X., & Ku, D. N. (1994). Unsteady entrance flow development in a straight tube.
- Hemida, H. N., Sabry, M. N., Abdel-Rahim, A., & Mansour, H. (2002). Theoretical analysis of heat transfer in laminar pulsating flow. *International journal of heat and mass transfer*, 45(8), 1767-1780.
- Huang, P. C., & Yang, C. F. (2008). Analysis of pulsating convection from two heat sources mounted with porous blocks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(25-26), 6294-6311.
- Huang, S. B., Gong, L., & Li, Z. M. (2013). Numerical Study on Pulsating Laminar Flow in Annular Space for Power-Law Fluid. *Applied Mechanics and Materials*, 394, 86-91.
- Jafari, M., Farhadi, M., & Sedighi, K. (2013). Pulsating flow effects on convection heat transfer in a corrugated channel: A LBM approach. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 45, 146-154.
- Kakac, S., Shah, R. K., & Aung, W. (1987). *Handbook of single-phase convective heat transfer*. New York: JohnWiley.
- Kajiuchi, T., & Saito, A. (1984). Flow Enhancement Of Laminar Pulsating Flow Of Bingham Plastic Fluids. *Journal Of Chemical Engineering Of Japan*, 17(1), 34-38.
- Karagoz, I. (2001). Variation of momentum and thermal boundary layers for oscillatory flows in a channel. *International communications in heat and mass transfer*, 28(3), 379-388.
- Karami, M., Jarrahi, M., Habibi, Z., Shirani, E., & Peerhossaini, H. (2014, August). Chaotic heat transfer in a laminar pulsating flow with constant wall temperature. In *Fluids*

Engineering Division Summer Meeting (Vol. 46223, p. V01BT14A006). American Society of Mechanical Engineers.

- Khosravi-Bizhaem, H., Abbassi, A., & Ravan, A. Z. (2019). Heat transfer enhancement and pressure drop by pulsating flow through helically coiled tube: An experimental study. *Applied Thermal Engineering*, 160, 114012.
- Kim, S. Y., Kang, B. H., & Hyun, J. M. (1993). Heat transfer in the thermally developing region of a pulsating channel flow. *International journal of heat and mass transfer*, 36(17), 4257-4266.
- Kita, Y., Hayashi, T., & Hirose, K. (1982). Heat transfer in pulsating laminar flow in a pipe: a constant wall temperature. *Bulletin of JSME*, 25(200), 217-224.
- Krijger, J. K. B., Hillen, B., & Hoogstraten, H. W. (1991). Pulsating entry-flow in a plane channel. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 42, 139-153.
- Kurtulmuş, N., & Sahin, B. (2020). Experimental investigation of pulsating flow structures and heat transfer characteristics in sinusoidal channels. *International Journal of Mechanical Sciences*, 167, 105268.
- Kuznetsov, A. V., & Nield, D. A. (2006). Forced convection with laminar pulsating flow in a saturated porous channel or tube. *Transport in porous media*, 65, 505-523.
- Lambossy, P. (1952). Oscillations forcees d'un liquide incompressible et visqueux dans un tube rigide et horizontal. *Calcul de la force de frottement, Helvetica Physica Acta*, 25, 371-386.
- Li, G., Zheng, Y., Hu, G., & Zhang, Z. (2013). Experimental investigation on heat transfer enhancement from an inclined heated cylinder with constant heat input power in infrasonic pulsating flows. *Experimental thermal and fluid science*, 49, 75-85.
- Liao, Q. D., Yang, K. T., & Nee, V. W. (1994). An analysis of conjugate heat transfer from a heated wall in a channel with zero-mean oscillatory flow for small oscillatory flow Reynolds numbers. *International journal of heat and mass transfer*, 37, 415-423.
- Lin, Y. C., Khanafer, K. M., Bartlett, R. H., Hirschl, R. B., & Bull, J. L. (2011). An investigation of pulsatile flow past two cylinders as a model of blood flow in an artificial lung. *International journal of heat and mass transfer*, 54(15-16), 3191-3200.
- Liu, Y., Chen, J., Song, J., Hai, Z., Lu, X., Ji, X., & Wang, C. (2019). Adjusting the rheological properties of corn-straw slurry to reduce the agitation power consumption in anaerobic digestion. *Bioresource Technology*, 272, 360-369.
- Mackley, M. R., Tweddle, G. M., & Wyatt, I. D. (1990). Experimental heat transfer measurements for pulsatile flow in baffled tubes. *Chemical Engineering Science*, 45(5), 1237-1242.

- Maghmoumi, Y., Alavi, S. M. A., Safaei, M., & Nourollahi, I. (2008). Numerical analyses of steady non-Newtonian flow over flat plate on intermediate Reynolds numbers by finite volume method. *ADMT Journal*, 1(4).
- Majdalani, J. (2008). Exact navier-stokes solution for the pulsatory viscous channel flow with arbitrary pressure gradient. *Journal of propulsion and power*, 24(6), 1412-1423.
- Maleki, H., Safaei, M. R., Alrashed, A. A., & Kasaeian, A. (2019). Flow and heat transfer in non-Newtonian nanofluids over porous surfaces. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135, 1655-1666.
- Marelli, S., & Capobianco, M. (2011). Steady and pulsating flow efficiency of a waste-gated turbocharger radial flow turbine for automotive application. *Energy*, 36(1), 459-465.
- Mehta, B., & Khandekar, S. (2010, January). Effect of periodic pulsations on heat transfer in simultaneously developing laminar flows: a numerical study. *International Heat Transfer Conference* (Vol. 49378, pp. 569-576).
- Metzner, A. B. (1965). Heat transfer in non-Newtonian fluids. In *Advances in Heat Transfer*, 2, 357-397.
- Moschandreou, T., & Zamir, M. (1997). Heat transfer in a tube with pulsating flow and constant heat flux. *International journal of heat and mass transfer*, 40(10), 2461-2466.
- Mostafa, H. M., Abd-Elsalam, K. M., & Torki, A. M. (2007, January). Theoretical study of laminar pulsating flow in a pipe. In *2007 International Conference on Thermal Issues in Emerging Technologies: Theory and Application* (pp. 219-224). IEEE.
- Mousa, M. H., Miljkovic, N., & Nawaz, K. (2021). Review of heat transfer enhancement techniques for single phase flows. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 137, 110566.
- Myrum, T. A., Acharya, S., & Inamdar, S. (1997). Laminar pulsed forced and mixed convection in a vertical isothermal tube. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 11(3), 423-428.
- Nakamura, M., & Sawada, T. (1987). Numerical study on the laminar pulsatile flow of slurries. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 22(2), 191-206.
- Nandakumar, N., Sahu, K. C., & Anand, M. (2015). Pulsatile flow of a shear-thinning model for blood through a two-dimensional stenosed channel. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 49, 29-35.
- Nield, D. A., & Kuznetsov, A. V. (2007). Forced convection with laminar pulsating flow in a channel or tube. *International Journal of Thermal Sciences*, 46(6), 551-560.
- Ohmi, M., Iguchi, M., & Usui, T. (1981a). Flow Pattern And Frictional Losses In Pulsating Pipe Flow: Part 5, Wall Shear Stress And Flow Pattern In A Laminar Flow. *Bulletin Of Jsme*, 24(187), 75-81.

- Ohmi, M., & Iguchi, M. (1981b). Flow Pattern And Frictional Losses In Pulsating Pipe Flow: Part 6 Frictional Losses In A Laminar Flow. *Bulletin Of Jsme*, 24(196), 1756-1763.
- Ohmi, M., Iguchi, M., & Urahata, I. (1982). Transition To Turbulence In A Pulsatile Pipe Flow Part 1, Wave Forms And Distribution Of Pulsatile Velocities Near Transition Region. *Bulletin Of Jsme*, 25(200), 182-189.
- Patankar, S. V., & Spalding, D. B. (1983). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. In *Numerical prediction of flow, heat transfer, turbulence and combustion*, 54-73.
- Phan-Thien, N. (1980). Flow enhancement mechanisms of a pulsating flow of non-Newtonian liquids. *Rheologica Acta*, 19(3), 285-290.
- Phan-Thien, N., & Dudek, J. (1982). Pulsating flow of a plastic fluid. *Nature*, 296(5860), 843-844.
- Phillips, E. M., & Chiang, S. H. (1973). Pulsatile Newtonian frictional losses in a rigid tube. *International Journal of Engineering Science*, 11(6), 579-589.
- Pontrelli, G. (1998). Pulsatile blood flow in a pipe. *Computers & fluids*, 27(3), 367-380.
- Poole, R. J., & Ridley, B. S. (2007). Development-length requirements for fully developed laminar pipe flow of inelastic non-Newtonian liquids.
- Prakash, J., & Ogulu, A. (2007). A study of pulsatile blood flow modeled as a power law fluid in a constricted tube. *International communications in heat and mass transfer*, 34(6), 762-768.
- Rahgoshay, M., Ranjbar, A. A., & Ramiar, A. (2012). Laminar pulsating flow of nanofluids in a circular tube with isothermal wall. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39(3), 463-469.
- Ray, S., Ünsal, B., & Durst, F. (2012). Development length of sinusoidally pulsating laminar pipe flows in moderate and high Reynolds number regimes. *International journal of heat and fluid flow*, 37, 167-176.
- Razavi, A., Shirani, E., & Sadeghi, M. R. (2011). Numerical simulation of blood pulsatile flow in a stenosed carotid artery using different rheological models. *Journal of biomechanics*, 44(11), 2021-2030.
- Richardson, E. G. (1927). The amplitude of sound waves in resonators. *Proceedings of the Physical Society*, 40(1), 206.
- Richardson, E. G., & Tyler, E. (1929). The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established. *Proceedings of the Physical Society*, 42(1), 1.
- Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P., & Cho, Y. I. (1998). *Handbook of heat transfer*. New York: Mcgraw-hill.

- Roy, R., Riahi, D. N., & Carrasquero, N. (2014). Mathematical modeling of blood flow in an artery with an unsteady stenosis using power-law fluid model. *SOP Transactions on Applied Mathematics*, 1(1), 2373-8480.
- Sano, K., Homma, J., Sekine, H., Kobayashi, E., & Shimizu, T. (2020). Intermittent application of external positive pressure helps to preserve organ viability during ex vivo perfusion and culture. *Journal of Artificial Organs*, 23, 36-45.
- Schonfeld, J.C. (1949). Resistance and inertia of the flow of liquids in a tube or open canal. *Applied Sciences*, 169-197.
- Seang, Ong Ern.(2009). *The rheology and dynamic properties of biopolymers in a colloidal suspension*. Yeni Güney Galler Üniversitesi, Doktora Tezi, Avustralya.
- Sefid, M., & Izadpanah, E. (2013). Developing and fully developed non-Newtonian fluid flow and heat transfer through concentric annuli. *Journal of Heat Transfer*, 135(7).
- Sert, C., & Beskok, A. (2003). Numerical simulation of reciprocating flow forced convection in two-dimensional channels. *J. Heat Transfer*, 125(3), 403-412.
- Sexl, T. (1930). Über den von EG Richardson entdeckten. *Zeitschrift für Physik*, 61, 349-362.
- Shahin, G. A. (2000). *The effect of pulsating flow on forced convective heat transfer*. Western Ontario Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi, Canada.
- Shajari, G., Abbasi, M., & Khaki Jamei, M. (2023). Pulsatile developing channel flows in low Reynolds Number regime. *Journal of Computational & Applied Research in Mechanical Engineering*, 12(2), 237-245.
- Shelton, C. M., & Majdalani, J. (2021). Different perspectives on predicting the thermoacoustic energy conversion response in a Rijke tube. *Physics of Fluids*, 33(11), 114110.
- Siegel, R., & Perlmutter, M. (1962). Heat transfer for pulsating laminar duct flow. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 111-122.
- Sobolík, V., Wein, O., & Mitschka, P. (1982). Periodic flows of pseudoplastic fluids in pipes. *Rheologica Acta*, 21, 521-523.
- Sochi, T. (2015). Variational approach for resolving the flow of generalized Newtonian fluids in circular pipes and plane slits. *Mathematical Problems in Engineering*, 1-11.
- Sorour, M. M., & Estafanous, S. F. (1988). Heat transfer between two parallel plates with laminar pulsating flow. *International journal of energy research*, 12(1), 11-21.
- Sundstrom, D. W., & Kaufman, A. (1977). Pulsating flow of polymer solutions. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 16(3), 320-325.

- Szymanski, F. (1932). Quelques solutions exactes des equations del'hydrodynamique de fluide visqueux dans le cas d'un tube cylindrique. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, 11(9), 67-107.
- Thurston, G.B. (1952). Periodic fluid flow through circular tubes. *Journal of the Acoustical Society of America*, 24(6), 653-657.
- Uchida, S. (1956). Pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, 2, 403-422.
- Valueva, E. P., & Purdin, M. S. (2015). The pulsating laminar flow in a rectangular channel. *Thermophysics and Aeromechanics*, 22(6), 733-744.
- Wagshul, M. E., Eide, P. K., & Madsen, J. R. (2011). The pulsating brain: a review of experimental and clinical studies of intracranial pulsatility. *Fluids and Barriers of the CNS*, 8(1), 1-23.
- Warsi, Z. U. A. (1994). Unsteady flow of power-law fluids through circular pipes. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 55(2), 197-202.
- Womersley, J.R. (1955a). Oscillatory motion of a viscous liquid in a thin-walled elastic tube. *Philosophical Magazine*, 46(7), 199-221.
- Womersley, J. R. (1955b). Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. *The Journal of physiology*, 127(3), 553.
- Yadav, P. K., Sharma, B. D., & Filippov, A. N. (2020). Oscillatory Viscoelastic Model of Blood Flow in Stenotic Artery. *Colloid Journal*, 82, 617-625.
- Yakhot, A., Arad, M., & Ben-Dor, G. (1999). Numerical investigation of a laminar pulsating flow in a rectangular duct. *International journal for numerical methods in fluids*, 29(8), 935-950.
- Yamanaka, G., Kikura, H., Takeda, Y., & Aritomi, M. (2002). Flow measurement on an oscillating pipe flow near the entrance using the UVP method. *Experiments in fluids*, 32(2), 212-220.
- Yan, B. H., Yu, L., & Yang, Y. H. (2010). Heat transfer with laminar pulsating flow in a channel or tube in rolling motion. *International journal of thermal sciences*, 49(6), 1003-1009.
- Yan, B. H., Yu, L., & Yang, Y. H. (2011). Forced convection with laminar pulsating flow in a tube. *Heat and mass transfer*, 47, 197-202.
- Ye, Q., Zhang, Y., & Wei, J. (2021). A comprehensive review of pulsating flow on heat transfer enhancement. *Applied Thermal Engineering*, 196, 117275.
- Yin, D., & Ma, H. B. (2013). Analytical solution of oscillating flow in a capillary tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 66, 699-705.

- Yu, L., Bian, Y., Liu, Y., & Xu, X. (2020). Experimental analysis on fluid flow and mass transfer characteristics of CMC solutions in wavy-walled tubes for steady and pulsating flow by PIV. *Applied Thermal Engineering*, 171, 115098.
- Yu, J. C., Li, Z. X., & Zhao, T. S. (2004). An analytical study of pulsating laminar heat convection in a circular tube with constant heat flux. *International journal of heat and mass transfer*, 47(24), 5297-5301.
- Yu, S. C. M. (2000). Steady and pulsatile flow studies in abdominal aortic aneurysm models using particle image velocimetry. *International journal of heat and fluid flow*, 21(1), 74-83.
- Yuan, H., Tan, S., Wen, J., & Zhuang, N. (2016). Heat transfer of pulsating laminar flow in pipes with wall thermal inertia. *International Journal of Thermal Sciences*, 99, 152-160.
- Zamir, M. (2000). *The Physics of Pulsatile Flow (Biological Physics Series)*. New York: Springer.
- Zhao, T. S., & Cheng, P. (1998). Heat transfer in oscillatory flows. *Annual Review of Heat Transfer*, 9, 1-64.
- Zheng J., Zeng D., Wang P. & Gao H. (2004). An experimental study of heat transfer enhancement with a pulsating flow. *Heat Transfer-Asian Research*, 33(5), 279–286.
- Zhuang, N., Tan, S., & Yuan, H. (2016). The friction characteristics of low-frequency transitional pulsatile flows in narrow channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 76, 352-364.
- Zohir, A.E., Abdel Aziz, A.A., & Habib, M.A. (2015). Heat transfer characteristics and pressure drop of the concentric tube equipped with coiled wires for pulsating turbulent flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 65, 41–51.

ÖZGEÇMİŞ

Ayşe Nur ALTUNKAYA, 2006 yılında Trabzon Fatih Lisesi'nden birincilikle mezun olduktan sonra 2007 yılında Yıldız Teknik Üniversitesi Kimya Metalurji Fakültesi Matematik Mühendisliği Bölümü'nde lisans öğrenimine başladı ve 2012 yılında mezun oldu. 2014 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Yüksek lisans eğitimini 2017 yılında tamamlayarak aynı sene doktora eğitimine devam etti. 2019 yılında Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. İngilizce bilmektedir. Evli ve iki çocuk annesidir.

Altunkaya, A., Aydın, O., ve Avcı, M., (2023). Pulsating flow and heat transfer of power-law fluid in a circular pipe. *Nonlinear Analysis: Modelling and Control*, 28, 56-73.