

**T.C.
HARRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**POLİMERİK AKIŞKANLARIN LİNEER OLMAYAN DİNAMİKLERİNİN
MODELLENMESİ**

Yusuf İŞİKER

MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ŞANLIURFA
2007**

**T.C.
HARRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**POLİMERİK AKIŞKANLARIN LİNEER OLMAYAN DİNAMİKLERİNİN
MODELLENMESİ**

Yusuf İŞİKER

MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ŞANLIURFA
2007**

Doç. Dr. Bülent YEŞİLATA danışmanlığında, Yusuf İŞIKER'in hazırladığı "Polimerik Akışkanların Lineer Olmayan Dinamiklerinin Modellenmesi" konulu bu çalışma 23/01/2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Makine Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Doç. Dr. Bülent YEŞİLATA

Üye : Doç. Dr. Hüsamettin BULUT

Üye : Doç. Dr. Haşim YILMAZ

Bu Tezin Makine Mühendisliği Anabilim Dalında Yapıldığını ve Enstitümüz Kurallarına Göre Düzenlendiğini Onaylarım.

Prof. Dr. İbrahim BOLAT
Enstitü Müdürü

Bu çalışma HÜBAK tarafından desteklenmiştir.
Proje No: 671

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖZ	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	v
SİMGELER DİZİNİ	vi
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	4
3. MATERYAL ve YÖNTEM	10
3.1. Akış Problemlerinin Çözümünde Kullanılan Temel Denklemler	10
3.1.1. Süreklilik denklemi	10
3.1.2. Momentum denklemi	10
3.1.3. Enerji denklemi	11
3.1.4. Newtonian olmayan akışkan için (üs kanunu) bünye denklemi	11
3.2. Newtonian Olmayan Bir-Boyutlu ve İzotermal Akışa Ait Çözümler	12
3.2.1. Paralel iki levha arası akış	12
3.2.2. Dairesel boru içerisindeki akış	14
3.2.3. Koaksiyal levha-levha arası torsiyonal akış	17
3.2.4. Koaksiyal koni-levha arası torsiyonal akış	19
3.3. Newtonian Olmayan ve Sıcaklık Değişimi Mevcut (İzotermal olmayan) Akışa Ait Çözüm	21
3.4. Polimerik (Viskoelastik) ve Sıcaklık Değişimi Mevcut (İzotermal Olmayan) Akışa Ait Modelleme	25
3.5. Deneysel çalışma	29
3.5.1. Deney setinin tasarımı	30
3.5.2. Polimerik akışkanın yapımı	32
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA	34
4.1. Paralel İki Levha Arası Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi	34
4.2. Dairesel Boru İçi Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi	37
4.3. Koaksiyal Levha-Levha Arası Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi	39
4.3. Koaksiyal Koni-Levha Arası Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi	41
4.6. Deneysel Çalışma	45
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER	48
5.1. Sonuçlar	48
5.2. Öneriler	52
KAYNAKLAR	53
ÖZGEÇMİŞ	55
ÖZET	56
SUMMARY	58

ÖZ
Yüksek Lisans Tezi

**POLİMERİK AKIŞKANLARIN LİNEER OLMAYAN DİNAMİKLERİNİN
MODELLENMESİ**

Yusuf İŞİKER

Harran Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Bülent YEŞİLATA
Yıl : 2007, Sayfa : 59

Bu tez çalışmasında birden fazla akışkanlar dinamiği problemi göz önüne alınmıştır. İlk aşamada, Newtonian olmayan akışkanların, bir-boyutlu, tam gelişmiş, laminar ve izotermal akım bölgesinde bazı temel akış geometrileri için hız profilleri belirlenmiştir. Bu akışlar şunlardır: düzlemsel kanal içi akış, silindirik boru içi akış, koaksiyel levha-levha arası torsiyonel akış ve koaksiyel koni-levha arası torsiyonel akış. Çözümlerde Newtonian olmayan akışa ait üs kanunu (power-law) bünye denklemi kullanılmıştır. Daha sonra silindirik boru içi akış için, viskoz ısınma etkisi de hesaba katılarak, hız ve sıcaklık profilleri için analitik çözüm elde edilmiştir. Üçüncü aşamada; bir polimerik akışkanın silindirik boru içi akışı için viskoelastik bir bünye denklemi olan Oldroyd-B kullanılarak problemin modellenmesi yapılmıştır. Elde edilen matematiksel modelin bir-boyutlu akış koşulları için geçerli diferansiyel denklemleri türetilmiştir. Son aşama olarak; polimerik akışkanları, diğer basit akışkanlardan ayırt etmede kullanılan temel bir düzenek olan 'dönen mile tırmanma' aparatı imal edilmiştir. Bu aparat kullanılarak; polimerik bir akışkanın dönen mile tırmanma davranışı incelenmiştir.

ANAHTAR KELİMELEER : Polimerik akışkan, Newtonian olmayan akış, üs-kanunu modeli, mile tırmanma, matematiksel modelleme

ABSTRACT
Master Thesis

MODELING OF NONLINEAR DYNAMICS OF POLYMERIC FLUIDS

Yusuf İŞIKER

Harran University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Mechanical Engineering

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Bülent YEŞİLATA
Year: 2007, Page : 59

Several fluid dynamic problems are considered in this thesis. In the first step, velocity profiles of non-Newtonian flows in some basic geometries are determined by using one-dimensional, fully-developed laminar, and isothermal flow assumptions. The flows studied are as follows: planar and circular channel flows, torsional flows between coaxial plate-plate and cone-plate geometries. The power-law constitutive equation is used as non-Newtonian model in formulations. An analytical solution is next obtained for non-isothermal flows in a circular channel. Velocity and temperature profiles are determined by considering viscous heating effect. In third step of the study; polymeric flow in a circular channel is modeled by a viscoelastic constitutive equation, known as Oldroyd-B model. Valid differential equations of this flow are derived from obtained mathematical model for one-dimensional flow case. As a final step, a rod-climbing apparatus, which is used to distinguish polymeric fluids from other basic fluids, is manufactured. Rod-climbing behavior of a polymeric fluid is examined with this apparatus.

KEY WORDS : Polymeric fluids, non-Newtonian flow, power-law, rod-climbing, mathematical modeling

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının tım aşamalarında benden zamanımı, bilgisini ve desteğini esirgemeyen danıőmanım Doç. Dr. Bülent YEŞİLATA'ya, çalıőmanın tamamlanmasında birçok farklı noktadaki katkılarından dolayı Doç. Dr. Hüsamettin BULUT (HRÜ), Doç. Dr. Murat KISA (HRÜ), Doç. Dr. Haőım YILMAZ (HRÜ), Yrd. Doç. Dr. Feridun DEMİR (HRÜ) ve Yrd. Doç. Dr. Tanfer TANRIVERDİ 'ye, başta Arő. Görevlileri Ümran ATAY ve Muhsin NAZ olmak üzere Mühendislik Fakültesindeki tım Araştırma Görevlisi arkadaşlarıma, Makine Mühendisi arkadaşım Hacı GERGER'e can-ı gönülden teşekkür ediyorum. Ayrıca tım öğrenim hayatım boyunca benden maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen ailemin tım bireyelerine őükranlarımı sunuyorum.

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa No
Şekil 3.1. Paralel iki levha arası akışa ait geometri	12
Şekil 3.2. Boru içerisinden akan akışkanın geometrisi.....	14
Şekil 3.3. Levha - levha arası akışın geometrisi	17
Şekil 3.4. Koni-levha arası akışın geometrisi	19
Şekil 3.5. Mil tırmanma (Rod –Climbing) aparatı	30
Şekil 3.6. Otomatik kontrol ünitesi	31
Şekil 3.7. Sıcaklık değişimi için rezistans	31
Şekil 3.8. Deneylerde kullanılan millerin genel görünümü.....	32
Şekil 3.9. Deney seti tablası	32
Şekil 4.1. Paralel iki levha içerisindeki akışkanın hızının farklı n değerlerinde yükseklikle değişimi	35
Şekil 4.2. Paralel iki levha arasındaki akışlarda farklı n değerlerine göre gerilmenin şekil değiştirme hızı ile değişimi	36
Şekil 4.3. Paralel iki levha arasından geçen akışkanın $v_x/U-y/h$ grafiği.....	37
Şekil 4.4. Boru içerisinden geçen akışkanın hızının, boru çapındaki değişimi	38
Şekil 4.5. Boru içerisinden geçen akışkanın $v_z/U-y/h$ grafiği.....	39
Şekil 4.6. Koaksiyal levha-levha arası torsiyonal akışın $z/H-v$ grafiği	40
Şekil 4.7. Koaksiyal levha-levha arasındaki akışkanın viskozitesinin açısal eformasyonla değişimi	40
Şekil 4.8. Koni-levha arası torsiyonal akışın hızının açıyla değişimi.....	41
Şekil 4.9. Koni-levha arası torsiyonal akışın $M-\Omega/\theta$ değişimi	42
Şekil 4.10. Boru içerisinden geçen akışkana ait hız profili	43
Şekil 4.11. Silindirik boru içerisindeki akışa ait sıcaklık profilleri; a) $n=0.5$, b) $n=1$ ve c) $n=1.5$..	44
Şekil 4.12. Düşük hızlarda tırmanma miktarı.....	45
Şekil 4.13. Yüksek hızlarda tırmanma miktarı	46
Şekil 4.14. Farklı hızlarda dönen milde akışkanın tırmanma miktarı.....	47
Şekil 4.15. Motor yağının dönen mildeki hareketi	47

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 4.1. Akışkan özellikleri	34
--	----

SİMGELER DİZİNİ

ρ	Yoğunluk
$\nabla\nabla$	Hız gradient tensörü
c_1, c_2	Sabit katsayılar
g_x, g_y, g_z	x, y ve z yönündeki yer çekim ivmesi
g_r, g_θ, g_ϕ	r, θ ve ϕ yönündeki yer çekim ivmesi
τ	Kayma gerilmesi
k	Isı iletim katsayısı
m	Power-law viskozite katsayısı
L	Silindirin veya kanalın boyu
n	Power-law katsayısı
P	Basınç
T	Sıcaklık
\dot{S}	Stres Tensörü
η	Newtonian olmayan viskozite
v_x, v_y ve v_z	x, y ve z yönündeki hız
v_r, v_θ, v_ϕ	r, θ ve ϕ yönündeki hız
\dot{V}	Kanal akışlar için debi
\bar{U}	Kanal akışlar için ortalama hız
A	Alan
ΔP	Basınç farkı
h	Kanallar arası mesafe
u^*	Boyutsuz hız katsayısı
y^*	Eksenel yükseklik
Q	Boru akışlar için debi
\bar{V}	Boru akışlar için ortalama hız
R	Yarıçap
λ	Hafıza etkisi
τ_R	Cidar kayma direnci
$\dot{\gamma}$	Açısal deformasyon
v_{max}	Maksimum Hız
H	Koaksiyal levha-levha arası mesafe
Ω	Açısal hız
M	Moment
θ_o	Koni açısı
Θ	Sıcaklık değişimi
De	Deborah sayısı
λ	Akışkanın karakteristik zaman sabitini
t_{flow}	Akış prosesindeki karakteristik zaman
a	Sabit katsayı
a_k	Eigen value
ζ	Boyutsuz eksenel koordinat parametresi
ξ	Boyutsuz radyal koordinat parametresi
\underline{S}	Deviatorik stres tensörünü
β_T	Polimerik akışkan viskozitesinin, toplam viskoziteye katkı oranı
η_p	Polimer viskozitesi
η_s	Newtonian çözücü viskozitesi
a_T	Sıcaklık değişim (Arrhenius) faktörü
Pe	Peclet sayısı
Na	Nahme-Griffth Sayısı

α	Koni açısı
$\underline{\dot{\gamma}}$	Deformasyon tensörü

1. GİRİŞ

Polimer endüstrisi son yıllarda tüm gelişmiş ülkelerde ekonomiyi sürükleyen endüstri dallarının en önemlilerinden biri olma konumuna ulaşma başarısını göstermiştir. Bu konuma ulaşmada en önemli faktör polimerik malzemelerin (plastikler, elastomerler ve fiberler) elde edilmesinde geliştirilen yeni kimyasal, termal ve mekanik tekniklerdir. Bu tekniklerle iç yapılarının arzu edilen şartlara getirilebilmesi mümkün olabilmektedir. Günümüzde birçok polimerik malzeme, mekanik özellikleri açısından klasik metallere ve alaşımlardan daha dayanıklı yapılabilmektedir. Ayrıca ekonomik, hafif ve korozyona dayanıklı olması ile daha fazla tercih edilmektedir. Bu özelliklerinden dolayı, polimerik malzemeler artık ileri teknoloji ürünü olarak adlandırılan uçak, otomobil, türbin, bilgisayar ve motor parçalarının yapımında ve iletişim teknolojisinde (elektronik çip, transistör ve uydu kaplama) yaygın olarak kullanılabilir (Kuyulu, 2001)

Klasik bir polimer prosesinde başlıca 3 temel aşama söz konusudur: i) katı haldeki polimerik malzeme ısı enerjisi verilerek eritilir; ii) sıvı haldeki malzeme (polimerik akışkan) basınç uygulanarak çeşitli basit ya da kompleks geometrilerden (prosesin tipine bağlı olarak) geçirilerek ürüne son şeklin verileceği hacime ulaştırılır; iii) bu noktada akışkandan ısı enerjisi çekilerek katılaşma sağlanır ve istenilen geometride ürün elde edilmiş olur. Ürünün bu halinden sonraki işlemler genel olarak temel safhalar içerisinde değerlendirilemeyeceği gibi, işlemlerin detayı ürünün kullanılma yerine bağlı olarak önemli değişiklikler gösterebilir. Polimer proseslerinde akış safhasında prosesin tipine (ekstrüzyon, enjeksiyonla kalıplama ve fiber üretimi) bağlı olarak değişik akış problemleri söz konusu olmaktadır. (Tadmor ve Gogos, 1979)

Yukarıda sözü edilen temel safhaların her biri özel öneme sahip olmakla birlikte, polimerik malzemenin sıvı halde akışı sırasındaki transfer olaylarının elde edilen ürünün morfolojik yapısı ve kalitesini direkt olarak etkilediği son yıllarda yapılan çalışmalarla kanıtlanmıştır. Bu nedenle özellikle son çeyrek asırda polimerik akışkanların mekaniği ile ilgili çok sayıda çalışma mevcuttur. Buna karşın, polimerik akışkanların teorik modellemeleri üzerindeki zorluklar halen tamamen aşılamamıştır.

Polimerik akışkanların çeşitli geometrilere akışlarının doğru olarak modellenmesi, başta polimer endüstrisi diğer birçok endüstriyel uygulama açısından büyük önem taşımaktadır. Bu tez çalışmasında, gerçek polimerik akış koşullarının modellenmesindeki zorluklardan dolayı, aşağıda belirtilen sistematik aşamalar takip edilerek, öncelikle Newtonian olmayan bazı temel akış problemleri analiz edilmiştir. Daha sonra, polimerik akışa ait karmaşık bir modelleme gerçekleştirilmiştir. Teorik modelleme de izlenen aşamalar şunlardır:

a) Tam gelişmiş, laminar ve izotermal akım bölgesinde bazı temel geometrilere akış için Newtonian olmayan akışkanlara ait (stress-deformasyon arası ilişkiyi veren) modellerden ‘üs kanunu modeli (power-law)’ kullanılarak, geometri içerisindeki hız profilleri analitik olarak çözülmüştür. Analizi yapılan akış geometrileri, reometrik cihazları olarak ta bilinen koni – levha ve koaksiyal levha-levha arası torsiyonal akışlar olup, bu akış geometrileri kapalı akım çizgili akışları temsil etmektedirler. Açık akım çizgili akışları temsilen çalışılan geometriler ise homojen kesitli düzlemsel ve dairesel kanal içi akışlardır.

b) Madde (a)’da belirtilen çözümler kullanılarak, hız profilleri üzerinde basit Newtonian akışa göre farklılığa sebep olan (Newtonian olmayan akışa ait) parametrelerin etkisi araştırılmıştır.

c) Madde (a)’ belirtilen geometrilere dairesel kanal içi akış için (boru içi), Newtonian olmayan üs kanunu (power-law) modeli kullanılarak, bu defa izotermal olmayan akış koşulları altında, analitik yöntemle, hız profiline ek olarak sıcaklık

profilleri de belirlenmiştir. Mevcut çözüm yardımıyla termal sınır şartlarının akış üzerindeki etkisi araştırılmıştır.

d) Madde (c)'de belirtilen geometri için bu defa daha karmaşık bir problem (izotermal olmayan polimerik akış problemi) göz önüne alınmıştır. Polimerik akışkana ait bir bünye denklemi kullanılarak, problemin modellenmesi yapılmıştır.

Yukarıda belirtilen modelleme çalışmalarına ek olarak; polimerik akışkanların, diğer basit ve kompleks akışkanlara göre farklılıklarını sergileyen temel deney düzeneklerinden 'akışkan tırmanma (rod-climbing) deney düzeneği' imalatı yapılarak, bir deneysel çalışma da gerçekleştirilmiştir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Polimerik (viskoelastik) akışkanlar birçok karmaşık özellikleri ile diğer akışkanlardan farklıdırlar. Örneğin Newtonian bir akışta, akışı tanımlamak açısından bir sabit özelliğin (viskozitenin) bilinmesi yeterli iken, bir viskoelastik akış için ilave bir zaman sabitine ihtiyaç vardır. Bu zaman sabitinin gerekliliği, viskoelastik akışkanların akış sırasında uğradığı deformasyonları akışın ileri safhalarına taşıyabilme özelliğine sahip olmasından kaynaklanmaktadır. Viskoelastik akışkanların viskoziteleri, Newtonian akışlardan farklı olarak, akışın deformasyon oranı ile değişir. Bu değişim genellikle kayma miktarı ile ters orantılı ve uzama miktarı ile doğru orantılıdır. Bu özelliklere ek olarak kaymaya maruz viskoelastik akışlar için normal gerilme farklarının değeri sıfırdan farklıdır. Bir viskoelastik akışkanın yukarıda bahsedilen istisnai özellikleri nedeniyle çeşitli akış ortamlarındaki davranışlarını tanımlamak için bazı basit akışları simüle eden cihazlar (reometreler) kullanılır ve bu cihazlar yardımıyla deformasyon oranı ile akışkan özellikleri arasındaki ilişki deneysel olarak tespit edilir (Bird ve ark., 1987).

Viskoelastik akışkanların teorik analizi bahsedilen bu karmaşık özellikleri sonucu oldukça güçtür. Klasik akış problemlerinin çözümünde kullanılan temel denklemlere (süreklilik, momentum ve enerji) ek olarak, akışkanın gerilme ve deformasyon oranı arasındaki ilişkisini tanımlayan bir bünye denklemi gereklidir. Bu ilişki lineer olmayan zamana bağlı bir özellik taşıdığından, bünye denklemleri genellikle çözümü daha karmaşık duruma getirirler. Literatürde önerilen denklemlerden bir kısmı daha basit formda olmakla birlikte, bu tür denklemlerin gerçek akışı tanımlamadaki başarısı elastik etkilerin arttığı noktadan itibaren önemli ölçüde azalır (Bird ve ark., 1987).

Bir polimerik proseste, elastik etkilerin önemi Deborah sayısı (De) olarak adlandırılan bir boyutsuz sayı ile tanımlanır, $De = \lambda / t_{\text{flow}}$. Bu eşitlikte λ akışkanın karakteristik zaman sabitini (relaxation time), t_{flow} ise akış prosesindeki karakteristik zamanı göstermektedir. De sayısının limit değerleri akışın taşıdığı karakteri tanımlamak açısından oldukça önemlidir. $De \rightarrow 0$ şartlarında akışkan Newtonian karakter gösterirken, $De \rightarrow \infty$ elastik katı malzeme gibi davranır. Bu iki limit değer arasında ise akışkan hem viskoz hem de elastik karaktere sahip olup, viskoz ve elastik etkiler $De = O(1)$ şartlarında kıyaslanabilir seviyededir. Fiziksel anlam itibariyle, De akıştaki elastik kuvvetin viskoz kuvvete olan oranını ifade eder. De sayısının artışıyla, akışkanın elastik bir katı malzemeye benzer davranış gösterme eğilimi akışta düzensizlik ve kararsızlıklara sebep olur. Bu durumda akışın davranışı Reynolds (Re) sayısından bağımsızdır ve hatta birçok tipik polimerik akışta, akışkanın yüksek viskozitesinden dolayı $Re \ll 1$ değeri söz konusudur (Yeşilata, 2002).

Bir polimerik proseste akışın kararlılığının bozulduğu şartlar için tanımlanan kritik Deborah sayısının (De_{cr}) üzerine çıkılması halinde ürün kalitesinde önemli ölçüde bozulmalar söz konusu olduğundan, De_{cr} aynı zamanda (özellikle hassas üretimlerde) üretim hızı limitini belirler. De_{cr} prosesin tipine ve proseste kullanılan polimerik akışkanın reolojik özelliklerine bağlı olarak 1-10 arasında değişir (Petrie ve Denn, 1976; Larson, 1992; Shaqfeh, 1996). De_{cr} değerinin tespiti için bugüne kadar çok çeşitli prosesleri içeren değişik akış geometrileri üzerinde deneyler yapılmasına karşın, bu değer nicelik olarak tespitinde sonuç alınmış deneysel yöntemlerin sayısı oldukça azdır.

Polimerik (kompleks) akışkanlar 20. yüzyıl içerisinde keşfedilmiş olup, akış kararsızlıkları 1990 yıllarında Larson ve ark. (1990) tarafından rapor edilen bir deneysel çalışma sonrasında gündeme gelmiştir. Son on yılda sayısal ve deneysel tekniklerde büyük ilerlemeler kaydedilmesine karşın, endüstriyel uygulamalarda söz konusu tüm etkileri birlikte (üç boyutlu, zamana bağlı ve izotermal olmayan akış) analiz etme şansı henüz mevcut bulunmamaktadır. Yeşilata ve çalışma arkadaşları

tarafından yapılan çalışmalardan (Yeşilata ve ark., 1999; Yeşilata, 2000; Yeşilata ve ark; 2000; Yeşilata, 2002) derlenen temel sebepler aşağıda belirtilmektedir:

- i) Akışkanın reolojik özellikleri basit kayma (paralel levha-levha, koni-levha, dönen silindirler arası akış) ve uzantısal akış (kapılar akış) geometrilerinde ölçülmekte ve bu akış geometrilerinde bile akış kararsızlıkları ve termal etkiler (genellikle viskoz ısınma etkisi) nedeniyle akışkan özelliklerinin tespitinde hatalar ortaya çıkmaktadır. Ancak polimerik akışkanların bu basit geometrilerdeki izotermal akış analizleri kararsızlıkların fiziksel mekanizmalarının belirlenmesine ışık tutmuş olup, reolojik özelliklerin tespitinde kullanılan denklemler için gerekli modifikasyonu sağlayacak deneysel aşamaya henüz gelinmiştir.
- ii) Akışkanın stres-deformasyon ilişkisini veren çok sayıda bünye denklemlerinden hangisinin ne şartlarda kullanılması gerektiği konusunda henüz bir standart söz konusu değildir. Bu duruma etki eden en önemli sebepler olan standart akışkan ve standart geometri seçimi (paralel-levha ve koni-levha arası dönel akışlar) konusunda son yıllarda sağlanan birliktelik sonucu hassas ve kanıtlanmış deneysel tekniklerden elde edilecek sonuçlara bağlı olarak uygun bünye denklemi seçimi mümkün olabilecektir.
- iii) Son yıllara kadar termal etkilerin polimerik akış problemlerinin analizine matematiksel olarak dahil edilmesi hayal gibi gözükmesine karşın, termal etkileri içeren bünye denklemlerinin türetiminde önemli aşamalar kaydedilmiştir. Termal etkileri içeren bünye denklemlerinin geçerliliğinin izotermal olmayan akış deneyleriyle denenmesi aşamasına henüz gelinmiştir.
- iv) Akış kararsızlıkların başladığı koşullar birçok akış geometrisi için izotermal şartlarda tespit edilmiş olup, termal etkilerin bu koşullara etkisi ve akış kararsızlıklarını kontrol ve gidermede kullanımı konusunda deneysel çalışmalara gereksinim duyulmaktadır.

Termal etkileri içeren bünye denklemlerinin türetiminde kaydedilen önemli aşamalar doğrultusunda, polimerik (viskoelastik) akışkanlarla ilgili gerçekleştirilen bazı çalışmalar aşağıda özetlenmektedir:

Olagunju (2003) paralel – plaka ve koni – plaka viskometrelerde, viskoelastik akışkanların torsiyonal akışta viskoz ısı etkisini hesaba katarak çözüme gitmiştir. Bu modellemede; Oldroyd-B denge denklemleri ile sıcaklığa bağlı viskozite ve zaman sabiti için Nahme tipi kanunlar kullanılarak, çözüme ulaşılmıştır. Analitik çözümlerde akışkan – hava yüzeyi arasındaki üniform serbest yüzey kabulüne uygun olarak, küçük Nahme Griffith sayısı kullanılmıştır.

Olagunju (2004) α açılı koni ve plaka arasındaki viskoelastik torsiyonal akışta elastik kararsızlığı incelemiştir. Eksenel simetrik ve atalet etkisi olmayan bir akış varsayımı kullanılarak; $\alpha=1$ için akım fonksiyonunu, eşdeğer vektör şeklinde türetmişlerdir. Nümerik yöntemle, radyal sonsuz uzunlukta bir levha alanı varsayımıyla, çözüme gidilmiştir.

Hashemabadi ve ark. (2004), iki paralel plaka arasında viskoelastik akışkanların tam gelişmiş, sürekli ve laminer şartlarda analitik çözümünü yapmışlardır. Plakalardan biri hareketsiz olup, sabit ısı akısı uygulanmakta; diğer plaka ise sabit hızla hareket etmekte olup, yalıtılmıştır. Viskoelastik akış için gerçeğe en uygun modellerden biri olarak bilinen basit Phan-Thien-Tanner (SPTT) modeli kullanılmıştır. Akışkanın reolojik davranışı modellemede göz önüne alınarak; enerji denklemi Brinkman sayısı, boyutsuz viskoelastik sayı ve boyutsuz basınç düşümünün bir fonksiyonu olarak ifade edilmiştir. Nusselt Sayısının, viskoz ısınma etkisiyle değişiminin araştırıldığı çalışmada; Brinkman sayısı artıkça, akışkandan transfer edilen ısı miktarının azaldığı belirlenmiştir.. Ayrıca, Deborah sayısı ve kayma modülü katsayısının Nusselt Sayısını etkilediği sonucuna ulaşılmıştır.

Polimerik akışkanların teorik modellemeleri üzerindeki zorluklar nedeniyle; literatürdeki çalışmaların bir çoğu, bu tez çalışmasında da uygulandığı üzere, farklı

Newtonian olmayan akış modelleri kullanarak çözüme ulaşmaya çalışmıştır. Bu kapsamda, özellikle son dönemde yapılmış olan ve tez konusu ile direkt ilişkili az sayıda çalışmaya rastlanmış olup, bu çalışmalar aşağıda özetlenmiştir.

İmal (2004) ile İmal ve Pınarbaşı (2004) düzlemsel bir kanal içerisinde, basınç gradyanı altındaki Newtonian olmayan bir akışkanın, kararlı, izotermal olmayan, akışını, viskoz ısınma etkisini de hesaba katarak, araştırmıştır. Akışkanın viskozitesi hem sıcaklığa, hem de kayma oranına bağlı olarak ifade edilmiştir. Arrhenius Law kullanılarak, viskozitenin sıcaklığa üstel olarak bağlı olduğu kabul edilmiştir. Akışkanın Newtonian olmayan davranışı iki sabit parametreye bağlı olan Carreau bağıntılarıyla modellenmiştir. Akış modelinin birbirine bağımlı hareket ve enerji denklemleri, lineer olmayan sınır değer problemi olarak elde edilmiş ve problem Chebyshev polinomlarını esas alan pseudo-spectral metot kullanılarak, ardışık noktalar metoduyla, nümerik olarak çözülmüştür. Aktivasyon enerji parametresi ve Brinkman sayısına ek olarak; üs kanunu (power law) indeksi ve akışkan zaman sabitinin, akış üzerindeki etkisi incelenmiştir. Basınç gradyanı – debi grafiği çizilmiş ve akışı kontrol eden bu parametreler arasındaki ilişkinin genel anlamda monotonik olduğu, fakat belli değerler için doğrusal olmayan sıçramalar yaptığı gösterilmiştir.

Jambal ve ark. (2005) ise, paralel plaka ve dairesel boru için, sabit cidar sıcaklıklarında laminar ısı transferini araştırmışlardır. Brinkman sayısı ve Peclet sayısı için sonlu-farklar yöntemiyle, nümerik sonuç elde etmişlerdir. Nusselt sayısı üzerinde, Newtonian olmayan akışkanlar için kullanılan üs kanunu (power law) indeksinin ($n=0.5$, $n=1$ ve $n=1.5$ değerleri için), Peclet sayısının ($Pe=10$ ve $Pe \rightarrow \infty$ değerleri için), ve Brinkman sayısının ($Br=0$, $Br=\pm 0.5$ ve $Br=\pm 1$ değerleri için) etkisi detaylı grafiklerle rapor edilmiştir.

Bu tez çalışmasında; Newtonian olmayan akış için üs kanunu (power-law) modeli kullanılarak, öncelikle temel akış geometrileri için izotermal hız profilleri belirlenmiştir. Çözümler daha sonra, dairesel kanal içi akış geometrisi için izotermal olmayan koşullara genişletilerek, analitik çözüm elde edilmiştir. Teorik analizin son aşamasında, daha karmaşık bir problem (izotermal olmayan polimerik akış problemi)

göz önüne alınmıştır. Polimerik akışkana ait bir bünye denklemi kullanılarak, problemin modellenmesi yapılmıştır. Teorik modelleme çalışmalarına ek olarak; polimerik akışkanların, diğer basit ve kompleks akışkanlara göre farklılıklarını sergileyen temel deney düzeneklerinden ‘akışkan tırmanma (rod-climbing) deney düzeneği’ imalatı yapılarak, bir deneysel çalışma da gerçekleştirilmiştir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Akış Problemlerinin Çözümünde Kullanılan Temel Denklemler

Newtonian olmayan akışkanların; teorik analizi değişken viskoziteye sahip olmaları nedeniyle basit akışkanlara nazaran oldukça güçtür. Klasik akış problemlerinin çözümünde kullanılan temel denklemlere (süreklilik, momentum ve enerji) ek olarak, akışkanın gerilme ve deformasyon oranı arasındaki ilişkisini tanımlayan bir bünye denklemi gereklidir. Temel akış denklemleri ve bu tez çalışmasında kullanılan Newtonian olmayan akışkana ait üs kanunu (power-law) bünye denklemi aşağıda verilmiştir.

3.1.1. Süreklilik denklemi

Sonsuz küçük bir denetim hacmi için kütle korunumundan hareket edilerek süreklilik denklemi ortaya çıkar. Süreklilik denkleminin en genel hali aşağıda verilmiştir (Tadmor ve Gogos, 1979).

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \tilde{\nabla} \cdot \tilde{V} = 0 \quad (3.1)$$

Akışın kararlı ve sıkıştırılamaz durumları için geçerli süreklilik denklemi ise,

$$(\nabla \cdot v) = 0 \quad (3.2)$$

şeklindedir.

3.1.2. Momentum denklemi

Momentum denkleminde akışkana etkiyen net kuvvet, hacim kuvvetleri ve yüzeysel kuvvetlerin toplamına eşittir. Momentum denkleminde viskozitenin sabit olması durumunda Navier-Stokes denklemleri ortaya çıkar. Viskozitenin sıfıra gitmesi durumunda ise Euler denklemi ortaya çıkar. Momentum denkleminin Newtonian olmayan akışlara uygulanabilmesi için, aşağıdaki denklemin, kayma

gerilmesinin bir fonksiyonu olarak verilen formuyla kullanımı gereklidir (Tadmor ve Gogos, 1979)

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\nabla p - [\nabla \cdot \tau] + \rho g \quad (3.3)$$

3.1.3. Enerji denklemi

Enerji denklemi sonsuz küçük bir denetim hacminde, birim alan başına ısı akışı ve birim alan başına birim zamandaki viskoz işin yapmış olduğu değişimden türemiş bir denklemdir. Enerji denkleminin kayma gerilmesi cinsinden en genel hali,

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} = (\nabla \cdot k \nabla T) - (\tau : \nabla v) + \dot{S} \quad (3.4)$$

şeklindedir (Tadmor ve Gogos, 1979).

3.1.4. Newtonian olmayan akışkan için (üs kanunu) bünye denklemi

Akışkanların kullanıldığı hemen hemen bütün endüstriyel problemlerde viskozite (η) ve açısal deformasyon (γ) arasındaki ilişki karşımıza çıkmaktadır [Bird ve ark., 1987]. Lineer olmayan çalışmalarda bu ilişki değişik yöntemlerle bulunmaya çalışılmıştır. Bu yöntemlerin başında üs kanunu modeli bulunmaktadır. Bu modele ait denklem bir boyutlu basit kayma gerilmeli akışlar için aşağıda verilmiştir.

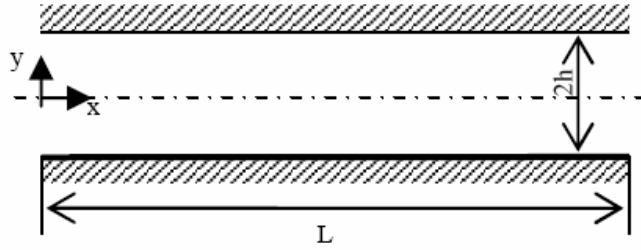
$$\tau_{yx} = m \dot{\gamma}_{yx}^n = m (dv_x / dy)^n \quad (3.5)$$

Denklem, iki üs kanunu parametresinden oluşmaktadır: m (Pa.s^n) ve n (boyutsuz). Denklemdeki “ n ” katsayısının değerine göre akışkanın tipi belirlenmektedir. $n < 1$ olduğunda akışkanın viskozitesi artan gerilme ile azalır ve bu akışkana sanki-plastik (shear- thinning) denir. Tam tersi durumda ise, yani $n > 1$ olduğunda; akışkanın viskozitesi uygulanan gerilmenin artmasıyla, artar ve bu tip akışkanlara ise kabaran (shear-thickening) akışkan denir. $n=1$ olduğunda ise; akışkanın viskozitesi sabit kalır, bu tip akışkanlar basit ya da klasik akışkan olarak bilinen Newtonian akışkan olarak isimlendirilir.

3.2. Newtonian Olmayan Bir-Boyutlu ve İzotermal Akışa Ait Çözümler

3.2.1. Paralel iki levha arası akış

Paralel iki levha arasından tam gelişmiş, kararlı ve laminer akış şartlarında geçen Newtonian olmayan akışkanın geometrisi şekil 3.1’de gösterilmiştir. Bir boyutlu akış durumunda; hız bileşenlerinden $v_z = 0$ ve $v_y = 0$ olur. Yerçekimi ivmesi bileşenleri ise $g_x = g_z = 0$ ve $g_y = -g$ şeklindedir.



Şekil 3.1. Paralel iki levha arası akışa ait geometri

Paralel iki levha arasındaki Newtonian olmayan akışa ait hız dağılımını bulmak için, ilk önce denklem 3.2 ‘de verilen süreklilik denklemi kullanılmalıdır. Süreklilik denkleminde, kanal içerisindeki akış olduğundan, koordinat sistemi olarak kartezyen koordinat sistemi kullanılmaktadır.

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.6)$$

Hız ifadeleri denklem 3.6.’ya uygulandığında süreklilik denklemi aşağıdaki şekle indirgenir.

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 \quad (3.7)$$

Denklem 3.3 ‘teki momentum denkleminin x,y ve z koordinatlarındaki açılımı aşağıda verilmiştir.

x yönü için;

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) + \rho g_x \quad (3.8a)$$

y yönü için;

$$\rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) + \rho g_y \quad (3.8b)$$

z yönü için;

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + \rho g_z \quad (3.8c)$$

Hız bileşenlerin değerleri denklem 3.8.'e uygulandığında sadece aşağıdaki x yönü momentum denkleminin çözümü gerekecektir.

$$-\frac{\partial P}{\partial x} + \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) = 0 \quad (3.9)$$

Sabit basınç gradyanını gösteren $\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\Delta P}{L}$ dönüşümü ve $y=0$ ' da $\tau_{yx} = 0$ sınır şartı kullanıldığında,

$$\tau_{yx} = \frac{\Delta P}{L} y \quad (3.10)$$

elde edilir. Denklem 3.5'deki bünye denklemini kullanıldığında, hız profiline ait diferansiyel denkleme ulaşılır. Bu diferansiyel denklemin genel çözümüyle ortaya çıkan integral sabitinin bulunması için gerekli sınır şartı; $y=\pm h$ 'ta $v_x = 0$ şeklindedir. İntegral sabitinin değeri, denkleme yerleştirildiğinde kanal içindeki hız profiline veren,

$$v_x = v_x(y) = \left(\frac{h \Delta P}{m L} \right)^{1/n} \frac{nh}{n+1} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^{\frac{n}{n+1}} \right] \quad (3.11)$$

denkleminde ulaşılır. Kanal içerinden geçen akışkanın debisi ise,

$$\dot{V} = \int_A \tilde{V} \cdot d\tilde{A} = \int_{-h}^{+h} v_x \cdot dy = \left(\frac{h \Delta P}{m L} \right)^{1/n} \frac{2nh^2}{n+1} \left[1 - \frac{n}{2n+1} \right] \quad (3.12)$$

şeklinde bulunur. Ortalama hız tanımından

$$\bar{U} = \frac{\dot{V}}{A} = \left(\frac{h \Delta P}{m L} \right)^{1/n} \frac{nh}{n+1} \left[1 - \frac{n}{2n+1} \right] \quad (3.13)$$

denklemini elde edilir. Denklem 3.11'deki hız profilinin genelleştirilebilmesi için, boyutsuz hız değerinin kullanılması gerekmektedir. Hızın boyutsuzlaştırılmasında, ortalama hız değerinden yararlanılırsa, aşağıdaki boyutsuz hız profilini veren denkleme ulaşılır.

$$u^* = \frac{v_x}{U} = \frac{2n+1}{n+1} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (3.14)$$

Ayrıca koordinat için $y^* = y/h$ boyutsuz parametresi kullanırsa, denklem

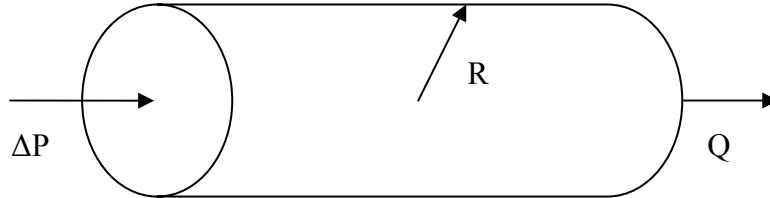
$$u^* = \frac{v_x}{U} = \frac{2n+1}{n+1} \left[1 - (y^*)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (3.15)$$

formuna indirgenir.

Sonuç olarak paralel iki levha arasından geçen izotermal, Newtonian olmayan akışta hız ifadesi; sadece üs kanunu indeksi 'n' ve 'y' koordinatının bir fonksiyonu olarak değişmektedir. Bu parametrelere bağlı olarak çizilen hız profilleri 4. Bölümde sunulmuştur.

3.2.2. Dairesel boru içerisindeki akış

İkinci olarak çözümü yapılacak geometri ise şekil 3.2 'de görünen bir boru içerisinde, tam gelişmiş, kararlı ve laminar akış şartlarında geçen Newtonian olmayan akış olup, bir önceki akışta olduğu gibi hız profili, akış debisi ve ortalama hız değerlerinin türetimi yapılacaktır.



Şekil 3.2. Boru içerisindeki akan akışkanın geometrisi

İlk olarak Newtonian olmayan akışkan bir boru içerisinde geçtiğinden dolayı seçilecek koordinat sistemi silindirik koordinat sistemi olacaktır. Bir-boyutlu akış

koşullarında, hız bileşenleri $v_z = v_z(r), v_\theta = 0, v_r = 0$ ve yerçekim ivme bileşenleri ise, $g_r = g \sin \theta$, $g_\theta = g \cos \theta$ ve $g_z = 0$ şeklindedir.

Problemi çözmek için ilk seçilecek denge denklemi, denklem 3.2'deki süreklilik denklemidir. Bu denklemin silindirik koordinatlardaki açılımı

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.16)$$

şeklindedir. Gerekli sadeleştirmeler yapılırsa

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.17)$$

elde edilir

İkinci aşamada, denklem 3.3 'teki momentum denklemi kullanılır. Bu denklemin silindirik koordinatlarda açılımı aşağıda verilmiştir.

r yönü için;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \\ = -\frac{\partial P}{\partial r} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \right) + \rho g_r \end{aligned} \quad (3.18a)$$

θ yönü için;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r \cdot v_\theta}{r} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) \\ = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \tau_{r\theta}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} \right) + \rho g_\theta \end{aligned} \quad (3.18b)$$

z yönü için;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ = -\frac{\partial P}{\partial z} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + \rho g_z \end{aligned} \quad (3.18c)$$

Denklem 3.18 'de gerekli sadeleştirmeler yapıldıktan sonra, z yönü için momentum denklemi yazılırsa ve sabit basınç gradyanı $\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\Delta P}{L}$ şartı kullanılırsa,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{rz}) = \frac{\Delta P}{L} \quad (3.19)$$

denklemleri elde edilir. Kayma gerilmesi denklemlerden çekilerek

$$\tau_{rz}(r) = \frac{\Delta P}{L} \frac{r}{2} = \tau_R \left(\frac{r}{R} \right) \quad (3.20)$$

eşitliği elde edilir. Burada τ_R cidardaki kayma direncini göstermekte ve $\tau_R = \frac{\Delta PR}{2L}$

ile ifade edilmektedir. Denklem çözülürken uygulanan sınır şartı, bir önceki akışa benzer şekilde $r=0$ ' da $\tau_{rz} = 0$ şartıdır. Kayma gerilmesinin değeri, silindirik boru içi akış için, üs kanunu bünye denklemleri yardımıyla yazılırsa,

$$\tau_{rz}(r) = \eta \frac{dv_z}{dr} = m \dot{\gamma}^{n-1} \frac{dv_z}{dr} = m \left(\frac{dv_z}{dr} \right) \quad (3.21)$$

ve denklem 3.20 ile eşitlenirse, boru içerisinde 'z' yönündeki hızın "r" ye göre değişimini veren,

$$v_z = \left(\frac{\tau_r}{mR} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{R^{\frac{1}{n}+1} - r^{\frac{1}{n}+1}}{\frac{1}{n}+1} \quad (3.22)$$

denklemleri bulunur. Denklem 3.22 elde edilirken, ortaya çıkan integral sabiti bir önceki akışa benzer şekilde, $r=R$ 'de $v_z = 0$ şartıdır. Boru içerisinden geçen akışkanın debisi,

$$Q = \int_0^R v_z 2\pi r dr = \frac{\pi R^3}{\frac{1}{n}+3} \left(\frac{\Delta PR}{2mL} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.23)$$

eşitliği ile bulunur. Ortama hız ise;

$$\bar{V} = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{R}{\frac{1}{n}+3} \left(\frac{\Delta PR}{2mL} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.24)$$

denklemleri hesaplanabilir. Boyutsuz hız profili bir önceki akışa benzer şekilde;

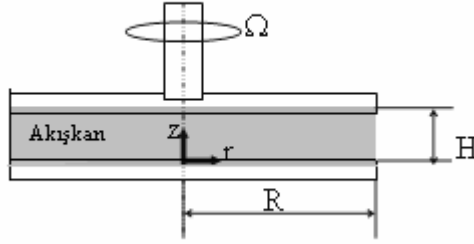
$$u^* = \frac{v_z}{\bar{V}} = \frac{3n+1}{n+1} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (3.25)$$

olarak bulunur. Sonuç olarak silindirik boru içi, izotermal ve Newtonian olmayan bir akışta hız ifadesi; sadece üs kanunu indeksi 'n' ve 'r' koordinatının bir fonksiyonu

olarak değişmektedir. Bu parametrelere bağlı olarak çizilen hız profilleri 4. Bölümde sunulmuştur.

3.2.3. Koaksiyal levha-levha arası torsiyonel akış

Bu kısımda koaksiyal levha-levha torsiyonel akışa ait, Newtonian olmayan akışkanın hız profilinin tespitine yönelik denklemler verilmektedir. Bu tür bir akışta; Şekil 3.3 'te gösterildiği üzere; üst levha sabit bir açısal hız ile dönmekte, alt levha ise sabit kalmaktadır. Bu tip sistemler viskometrik ya da geniş kapsamda reometrik akışları temsil etmektedir. Problemin silindirik koordinat sisteminde çözümü uygundur. Bir boyutlu akışa ait hız bileşenleri $v_r = 0$, $v_z = 0$ ve $v_\theta = v_\theta(r, z)$ şeklindedir. Levhalar arası bölgede bulunan akışkan miktarı çok az olduğundan, yerçekimi bileşenlerinin her üçünün de etkisi ihmal edilecek seviyededir..



Şekil 3.3. Levha - levha arası akışın geometrisi

İlk aşamada denklem 3.16 'daki süreklilik denklemine hız bileşenlerinin değerleri yerleştirilirse,

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (3.26)$$

elde edilir. Daha sonra denklem 3.18 'deki momentum denklemini kullanılır ve gerekli sadeleştirmeler yapılırsa,

r yönü için;

$$-\rho \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{\partial P}{\partial r} \quad (3.27a)$$

θ yönü için;

$$0 = \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} \quad (3.27b)$$

z yönü için;

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial z} \quad (3.27c)$$

denklemlerine ulaşılır. Gerekli işlemler yapılırsa, hız profiline ait

$$\tau_{\theta z} = c_1 \Rightarrow v_{\theta} = (c_1)^{1/n} z + c_2 \quad (3.28)$$

denklemleri elde edilir. İntegral sabitlerinin bulunması için; $z=0$ ' da $v_{\theta} = 0$ ve $z=H$ ' da

$v_{\theta} = \Omega r$ sınır şartları uygulanırsa; hız denklemi,

$$v_{\theta} = \frac{\Omega r z}{H} \quad (3.29)$$

şeklinde bulunur.

Bu tür akışlarda; hız ifadesi “ n ” den bağımsız çıkmaktadır. “ n ” parametresi bu sistemlerde, viskozite ile moment arasındaki ilişkiyi belirleyen denklemden bulunmaktadır. Denklem 3.30a’ daki kayma gerilmesi denklemi; 3.30b ‘deki momentum denkleminde yerine yerleştirilirse;

$$\tau_{\theta z} = \eta \dot{\gamma} = m \dot{\gamma}^{n-1} \dot{\gamma} = m \left(\frac{\Omega r}{H} \right)^n \quad (3.30a)$$

elde edilir. Üst levhayı döndürmek için uygulanması gereken moment

$$M = 2\pi \int_0^R \tau_{\theta z} r^2 dr \quad (3.30b)$$

hesaplanır ve viskozite denklemden çekilirse;

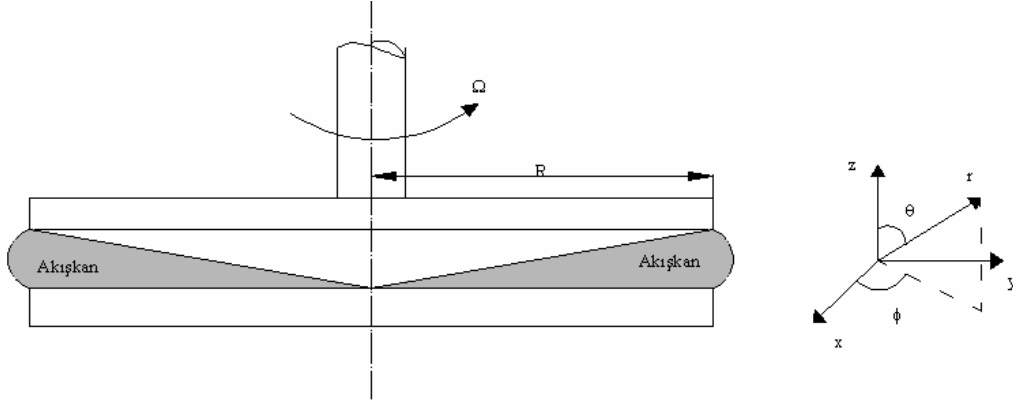
$$\eta = \frac{M(3+n)}{2\pi R^3 \dot{\gamma}_R} \quad (3.31)$$

elde edilmiş olur. Bu denklemde $\dot{\gamma}_R$ etkin deformasyon oranı olarak tanımlanmaktadır.

Sonuç olarak koaksiyal levha-levha arası, izotermal ve Newtonian olmayan bir akışta hız ifadesi; sadece ‘ r ’ ve ‘ z ’ koordinatlarının bir fonksiyonu olarak değişmektedir. Bu parametrelere bağlı olarak çizilen hız profilleri 4. Bölümde sunulmuştur.

3.2.4. Koaksiyal koni-levha arası torsiyonal akış

İzotermal akış kapsamında, son olarak incelenen koaksiyal koni-levha arası torsiyonal akışa ait, Newtonian olmayan akışkan için elde edilen hız profiline ait denklem aşağıda verilmektedir. Bu tür bir akışta; Şekil 3.4 'de gösterildiği gibi, koni dönmekte ve levha ise sabit kalmaktadır. Dönel koni kullanıldığından; küresel koordinatların kullanılması gerekmektedir.



Şekil 3.4. Koni-levha arası akışın geometrisi

Süreklilik denkleminin küresel koordinatlarda açılımı,

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (3.32)$$

denklemini ile ifade edilmektedir. Denklemdaki hız bileşenleri $v_r = 0$, $v_\theta = 0$ ve

$v_\phi = v_\phi(r, \theta)$ şeklindedir. Dolayısıyla süreklilik denklemini,

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (3.33)$$

şeklinde sadeleşir. Yerçekim ivmelerine ait bileşenler, bir önceki akışta olduğu gibi ihmal edilecek seviyededir. Momentum denklemini küresel koordinatlarda açılımı bu durumda aşağıdaki şekilde yazılabilir:

r yönü için;

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{rr}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\tau_{r\theta} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \tau_{r\phi}}{\partial \phi} - \frac{\tau_{\theta\theta} + \tau_{\phi\phi}}{r} \right) + \rho g_r \quad (3.34a)$$

θ yönü için;

$$\rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} + \frac{v_r v_\theta}{r} - \frac{v_\phi^2 \cot \theta}{r} \right) = - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{r\theta}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\tau_{\theta\theta} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \tau_{\theta\phi}}{\partial \phi} + \frac{\tau_{r\theta}}{r} - \frac{\cot \theta}{r} \tau_{\phi\phi} \right) + \rho g_\theta \quad (3.34b)$$

ϕ yönü için;

$$\rho \left(\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{v_\phi v_r}{r} + \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta \right) = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \phi} - \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{r\phi}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\phi}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \tau_{\phi\phi}}{\partial \phi} + \frac{\tau_{r\phi}}{r} + \frac{2 \cot \theta}{r} \tau_{\theta\phi} \right) + \rho g_\phi \quad (3.34c)$$

Gerekli işlemler yapıldığında momentum denklemleri aşağıdaki şekilde sadeleşir:

r yönü için;

$$\rho \left(\frac{v_\phi^2}{r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} - \left(- \frac{\tau_{\phi\phi}}{r} \right) \quad (3.35a)$$

θ yönü için;

$$\rho \left(- \frac{v_\phi^2 \cot \theta}{r} \right) = - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \left(- \frac{\cot \theta}{r} \tau_{\phi\phi} \right) \quad (3.35b)$$

ϕ yönü için;

$$0 = - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\phi}}{\partial \theta} + \frac{2 \cot \theta}{r} \tau_{\theta\phi} \right) \quad (3.35c)$$

$\theta \ll 1$ olduğundan sadece ϕ yönüne ait momentum denkleminin kullanımı gereklidir. Bu durumda,

$$v_{\phi} = \left(\frac{c_1}{m}\right)^{1/n} r\theta + c_2 \quad (3.36)$$

elde edilir. İntegral sabitlerinin bulunabilmesi için; $v(\pi/2 - \theta_0, r) = \Omega r$ ve $v(\pi/2, r) = 0$ sınır şartları uygulanırsa, hız dağılımı, aşağıdaki gibi bulunur;

$$v_{\phi} = \frac{\Omega r}{\theta} \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) \quad (3.37)$$

Hız ifadesi “n” den bağımsız çıkmıştır. Bu tür akışlarda da, bir önceki akışta olduğu gibi; üs katsayısının değişimi, momente bağlı olmaktadır. Denklem 3.30b ‘den moment bulunarak, açısal hızın üs kanunu parametresine bağlı olarak değişimini veren,

$$\frac{\Omega}{\theta_0} = \left(\frac{3M}{2\pi R^3 m}\right)^{1/n} \quad (3.38)$$

denklemini tespit edilir.

Sonuç olarak koaksiyal koni-levha arası, izotermal ve Newtonian olmayan bir akışta hız ifadesi; sadece ‘r’ ve ‘θ’ koordinatlarının bir fonksiyonu olarak değişmektedir. Bu parametrelere bağlı olarak çizilen hız profilleri 4. Bölümde sunulmuştur.

3.3. Newtonian Olmayan ve Sıcaklık Değişimi Mevcut (İzotermal olmayan) Akışa Ait Çözüm

Bu kısımda yukarıda çözümü yapılan temel akış problemlerinden, silindirik boru içerisindeki izotermal olmayan akış problemi incelenmektedir. Söz konusu geometri göz önüne alınarak; Newtonian olmayan bir akışkanın, izotermal olmayan koşullardaki hız ve sıcaklık profillerine ait çözümler yapılmaktadır. Akış hidrodinamik açıdan bir boyutlu olup, termal etkilere viskoz ısınmadan kaynaklanan sıcaklık değişimleri dahil edilmiştir. Çözüm için Bird ve ark. (1987) tarafından önerilen notasyon tekniği kullanılmıştır.

Çözümü yapılacak denklemlere ulaşılma aşamalarında hız profili için kısım 3.2.2’de yapılan işlemler tekrar edilmeyecektir. 3.19 ‘da ‘z’ yönündeki momentum

denklemleri ile enerji denklemi (denklem 3.4) alınarak, bir boyutlu akışa ait hız ve yerçekimi ivmesi bileşenlerinin değerleri uygulandığında, enerji denklemi için,

$$\rho c_p \left(v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 \quad (3.39)$$

diferansiyel denklemi elde edilir. Hız profili için, kısım 3.2.2’de bulunan boyutlu hız ifadesinde $s = 1/n$ dönüşümü yapılır ve ortalama hız yerine; maksimum hızı veren, $v_{\max} = [(p_0 - p_L)R / 2mL]^s [R / (s + 1)]$ eşitliği boyutsuzlaştırmada kullanılırsa;

$$u = \frac{v_z}{v_{\max}} = \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{s+1} \right] \quad (3.40)$$

denkleme ulaşılır. Sıcaklık dağılımına ait 3.39 denkleminin çözümündeki zorluklardan dolayı, boyutlu parametrelerle çözüm yapmak pratik değildir. Bu nedenle; aşağıdaki boyutsuzlaştırılmış değerler kullanılarak 3.39 denklemi boyutsuzlaştırılır,

$$\xi = \frac{r}{R}, \quad \zeta = \frac{\alpha z}{v_{\max} R^2}, \quad \Theta = \frac{T - T_0}{\Delta T_0}, \quad \phi = \frac{v_z}{v_{\max}}$$

Bu durumda boyutsuz enerji denklemi için,

$$(1 - \xi^{s+1}) \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + (s + 1) \xi^{s+1} \quad (3.41)$$

ifadesi elde edilir. Denklem için gerekli sınır şartları şunlardır:

1. sınır şartı $\zeta = 0$ iken $\Theta = 0$
2. sınır şartı $\xi = 0$ iken $\partial \Theta / \partial \xi = 0$
3. sınır şartı $\xi = 1$ iken $\Theta = 0$

Denklem 3.41 ‘in çözümü için değişkenlere ayırma yönteminin kullanımı mümkündür. Bu durumda;

$$\Theta(\xi, \zeta) = \Theta_1(\xi) - \Theta_2(\xi, \zeta) \quad (3.42)$$

tanımlaması yapılır. $\zeta \gg 1$ varsayımı kullanılırsa, Θ_1 için $\zeta = 0$ gider. Yukarıda belirtilen 2. ve 3. sınır şartları kullanılarak, Θ_1 fonksiyonunun çözümü,

$$\Theta_1(\xi) = \frac{(s + 1)^{\frac{1}{s} + 1}}{(s + 3)^2} (1 - \xi^{(s+3)}) \quad (3.43)$$

şeklinde elde edilir. Θ_2 fonksiyonunun bulunması için; 3.42 ve 3.43 denklemleri, denklem 3.41’de yerine yerleştirilirse

$$(1 - \xi^{s+1}) \frac{\partial \Theta_2}{\partial \xi} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Theta_2}{\partial \xi} \right) \quad (3.44)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemin çözümü için $\Theta_2(\xi, \zeta) = X(\xi)Z(\zeta)$ tanımlaması yapılarak, yine değişkenlere ayırma yöntemi ile çözüm yapılabilir. Bu durumda yeni denklem,

$$\frac{1}{Z} \frac{dZ}{d\zeta} = \frac{1}{X} \frac{1}{(1 - \xi^{s+1})} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial X}{\partial \xi} \right) = -a \quad (3.45)$$

formuna dönüşür. Denklem 3.45 de görüldüğü gibi eşitlik ‘a’ gibi sabit bir katsayı ile ifade edilir. Mevcut denklem böylece, $X(\xi)$ ve $Z(\zeta)$ için geçerli iki farklı diferansiyel denkleme ayrılmış olur. X fonksiyonuna ait denklemde sınır şartları; $X(\xi) = 0$ da $\xi = 1$, ve $X'(\xi) = 0$ da $\xi = 0$ şeklindedir. Bu sınır değer probleminde, $X_k(\xi)$ için sonsuz çözüm vardır ve bu çözümlerin bulunması amacıyla özdeğer (eigenvalue) matris katsayılarının (a_k) tespiti gereklidir. $X_k(\xi)$ için diklik ortogonalite koşulunun uygulanmasıyla;

$$\int_0^1 (1 - \xi^{s+1}) \xi X_k(\xi) X_l(\xi) d\xi = 0 \quad (k \neq l) \quad (3.46)$$

denkleminde ulaşılır. Ayrıca, denklem 3.45 ’ten $Z(\zeta) = e^{a_k \zeta}$ bulunur. Sonuçta, $\Theta(\xi, \zeta)$ fonksiyonu, bulunan değerler yerlerine yazılırsa;

$$\Theta(\xi, \zeta) = \frac{(s+1)^{\frac{1}{s+1}}}{(s+3)^2} (1 - \xi^{(s+3)}) - \sum_{k=1}^{\infty} B_k X_k(\xi) e^{-a_k \zeta} \quad (3.47)$$

şeklinde ifade edilebilir. Denklem 3.47 ’de $\zeta = 0$ alınır ve X_l değerinin bulunabilmesi için, denklem; $\xi(1 - \xi^{s+1})$ ile çarpılıp bölünürse ve ξ için 0 dan 1 ‘e integral alınır,

$$B_l = \frac{(s+1)^{\frac{1}{s+1}} \int_0^1 X_l (1 - \xi^{(s+3)}) (1 - \xi^{(s+1)}) \xi}{(s+3)^2 \int_0^1 X_l^2 (1 - \xi^{(s+1)}) \xi} \quad (3.48)$$

elde edilir. X_l fonksiyonunu bulabilmek için, güç serileri yöntemi kullanılmaktadır. Böylece,

$$X_l(\xi) = \sum_{k=0}^{\infty} b_{ik} \xi^k \quad (3.49)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadedeki X_l değerleri, denklem 3.45' te yerine yerleştirilirse, b_{ik} değerleri tespit edilebilir. En kolay çözüm, $n=1/2$ değeri kullanarak yapılmaktadır. Bu değer kullanılırsa; b_{ik} değeri için,

$$b_{ik} = -\left(\frac{a_i}{k^2}\right)(b_{i,k-2} - b_{i,k-5}) \quad (3.50)$$

formülü elde edilir. Denklemden; $k < 0$ değerleri için $b_{ik} = 0$, $k=0$ değeri için $b_{i0} = 1$ ve $\xi = 0$ sınır değeri için $b_{i1} = 0$ olur. Buradan $X_l(\xi)$ serisini açarsak, b_{ik} değerleri a_i (eigen value) cinsinden aşağıdaki şekilde bulunur:

$$b_{i2} = -\frac{1}{4}a_i, \quad b_{i3} = 0, \quad b_{i4} = \frac{1}{64}a_i^2, \quad b_{i5} = \frac{1}{25}a_i, \\ b_{i6} = -\frac{1}{2304}a_i^3, \quad b_{i7} = -\frac{29}{4900}a_i^2 \quad (3.51)$$

$\xi = 1$ sınır şartı değeri için $\sum_{k=0}^{\infty} b_{ik} = 0$ olur. Denklem 3.51 'deki değerler yerine yazılarak, $a_i = 5.97$ değeri bulunur. Daha sonra a_i değerlerinin bir fonksiyonu olarak verilen b_{ik} değerleri bulunarak, denklem 3.49 'dan X_l değerleri tespit edilir. Bu değerlerle; denklem 3.48 çözülerek $B_l = 0.283$ değeri bulunur. Son olarak bulunan değerlerle, denklem 3.47 çözülür. Böylece; $n=1/2$ için boru içerisindeki sıcaklık dağılımını veren,

$$\Theta(\xi, \zeta) = \frac{(s+1)^{\frac{1}{s+1}}}{(s+3)^2} (1 - \xi^{(s+3)}) - (0.283) \left[\begin{array}{l} \left((5.97) * \left(\frac{-1}{4} \xi^2 + \frac{1}{25} \xi^5 \right) \right) \\ + \left((5.97)^2 * \left(\frac{1}{64} \xi^4 - \frac{29}{4900} \xi^7 \right) \right) \\ + \left((5.97)^3 * \left(-\frac{1}{2304} \xi^6 \right) \right) \end{array} \right] e^{-5.97\zeta} \quad (3.52)$$

denkleme ulaşılır. Aynı aşamalar kullanılarak, "n" katsayısının farklı değerleri için de çözüm yapılabilir. Ancak; bu tür bir çözümde ortaya çıkan denklemi oluşturan

terimlerin sayısı ile sayısal değerlerdeki basamak sayısı artmakta ve işlem zamanı çok uzamaktadır.

Silindirik boru içi Newtonian olmayan ve sıcaklık değişimi bulunan akış için analitik çözüm elde edilmiş ve bu çözüme bağlı olarak çizilen hız ve sıcaklık profilleri 4. Bölümde sunulmuştur.

3.4. Polimerik (Viskoelastik) ve Sıcaklık Değişimi Mevcut (İzotermal olmayan) Akışa Ait Modelleme

Bu kısımda, bir boru içerisinde akmakta olan polimerik akışkanın modellemesinin yapılması için; viskoelastik bir bünye denklemi olan Oldroyd-B modeli kullanılmıştır. Mevcut modellemede, ortaya çıkan denklemlerdeki terim fazlalığının önüne geçmek amacıyla; denklemlerin boyutsuz formu kullanılmıştır. Modelleme; en genel akış durumu olan 3 boyutlu akış için yapılmış olup, viskoz ısınma etkisinden kaynaklanan sıcaklık değişimleri de modellemeye dahil edilmiştir. Modelleme, vektör ve tensör büyüklükleri içerdiğinden; Yeşilata (2002) tarafından önerilen notasyon tekniği kullanılmıştır. Bu teknik doğrultusunda; vektör için bir alt çizgili (örneğin, \underline{v}), tensör için ise iki alt çizgili (örneğin, $\underline{\underline{\dot{\gamma}}}$) notasyonlar kullanılmıştır.

Modelleme için öncelikle; denklem 3.1, 3.2 ve 3.3 'te verilen süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin aşağıda verilen boyutsuz formları kullanılmıştır. Boyutsuz momentum denkleminde; atalet kuvveti ile ilgili terim, polimerik akışlarda $Re \approx 0$ olduğundan, ihmal edilmiştir.

$$(\underline{\nabla} \cdot \underline{v}) = 0 \quad (3.53)$$

$$-\underline{\nabla} p + \underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{S}} + \underline{\nabla} \cdot (1 - \beta_T) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} = 0 \quad (3.54)$$

$$Pe \frac{DT}{Dt} - \nabla^2 T - Na \left[\underline{\underline{S}} : \underline{\underline{\nabla v}} + (1 - \beta_T) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} : \underline{\underline{\nabla v}} \right] = 0 \quad (3.55)$$

Deklemlerde; \underline{v} hız vektörünü, p basıncı, $\underline{\underline{S}}$ polimerik akışkan için deviatorik stres tensörünü, β_T farklı sıcaklıklarda, polimerik akışkan viskozitesinin, toplam viskoziteye katkı oranını göstermektedir. Toplam viskozite; $(\eta = \eta_p + \eta_s)$, polimer

viskozitesi (η_p) ve Newtonian çözücü viskozitesi (η_s) toplamını temsil etmektedir. Denklemlerdeki diğer parametreler; sıcaklık değişim (Arrhenius) faktörü (a_T), deformasyon tensörü ($\underline{\dot{\gamma}}$), boyutsuz sıcaklık (T), Peclet sayısı (Pe) ve Nahme-Griffith sayısı (Na) ile ilgili tanımlamalar aşağıda verilmiştir:

$$\beta_T = a_T [\eta_p / \eta] = a_T \beta, \quad a_T = \exp \left[C \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

$$T = \frac{\tilde{T} - \tilde{T}_0}{\Delta \tilde{T}}, \quad \Delta \tilde{T} = \frac{1}{(da_T / d\tilde{T})_{\tilde{T}=\tilde{T}_0}}, \quad \dot{\underline{\gamma}} = \underline{\nabla v} + (\underline{\nabla v})^T,$$

$$Pe = \frac{\rho c_p \bar{V} L}{k}, \quad Na = \frac{\eta \bar{V}^2}{k \Delta \tilde{T}_0}.$$

Polimerik akışkana ait bünye denklemi olarak Oldroyd-B modeli seçilmiştir. İzotermal olmayan koşullarda, Oldroyd-B modelinin boyutsuz formu;

$$[1 - De_T \frac{D(\ln T)}{Dt}] \underline{S} + De_T [\underline{v} \cdot \underline{\nabla S} - \underline{S} \cdot \underline{L} - (\underline{S} \cdot \underline{L})^T] = \beta_T \dot{\underline{\gamma}} \quad (3.56)$$

şeklindedir (Yeşilata, 2002). Verilen süreklilik denklemin 3-boyutlu akış durumunda açılımı ise şu şekildedir:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.57)$$

Momentum denkleminin 3-boyuttaki açılımları ise aşağıda verilmiştir:

r yönü için;

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r S_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{S_{\theta\theta}}{r} \frac{\partial S_{rz}}{\partial z} \right) + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial [r(1-\beta_T)\dot{\gamma}_{rr}]}{\partial r} + \frac{\partial (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{rz}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{(1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\theta\theta}}{r} \right) = 0 \quad (3.58a)$$

θ yönü için;

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 S_{r\theta})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial S_{\theta z}}{\partial z} \right) + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial [r^2 (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{r\theta}]}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\theta z}}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.58b)$$

z yönü için;

$$\begin{aligned}
& -\frac{\partial P}{\partial z} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rS_{rz})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_{\alpha z}}{\partial \theta} + \frac{\partial S_{zz}}{\partial z} \right) \\
& + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial[r(1-\beta_T)\dot{\gamma}_{rz}]}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\alpha z}}{\partial \theta} + \frac{\partial(1-\beta_T)\dot{\gamma}_{zz}}{\partial z} \right) = 0
\end{aligned} \tag{3.58c}$$

Momentum denklemlerinde bulunan deformasyon tensörü bileşenlerinin tanımlamaları ise,

$$\begin{aligned}
\dot{\gamma}_{rr} &= 2 \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \dot{\gamma}_{\theta\theta} = 2 \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \dot{\gamma}_{zz} = 2 \frac{\partial v_z}{\partial z}, \quad \dot{\gamma}_{r\theta} = \dot{\gamma}_{\theta r} = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right), \\
\dot{\gamma}_{rz} &= \dot{\gamma}_{zr} = \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}, \quad \dot{\gamma}_{\alpha z} = \dot{\gamma}_{z\alpha} = 2 \frac{\partial v_\theta}{\partial z},
\end{aligned}$$

şekindedir. Benzer şekilde enerji denkleminin üç boyutlu akış için açılımı yapılsa;

$$\begin{aligned}
& Pe \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - Na \left\{ [S_{rr} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{rr}] \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right. \\
& + [S_{r\theta} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{r\theta}] \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + [S_{rz} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{rz}] \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + [S_{\alpha r} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\alpha r}] \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r} \right) \\
& + [S_{\theta\theta} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\theta\theta}] \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} \right) + [S_{\alpha z} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{\alpha z}] \left(\frac{\partial v_z}{\partial \theta} \right) + [S_{zr} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{zr}] \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \\
& \left. + [S_{z\alpha} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{z\alpha}] \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) + [S_{zz} + (1-\beta_T)\dot{\gamma}_{zz}] \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\} = 0
\end{aligned} \tag{3.59}$$

elde edilir. Son olarak; denklem 3.56 'da verilen Oldroyd-B bünye denklemi 3 boyutlu olarak açılırsa denklem 3.60 ile verilen altı eşitlik ortaya çıkar.

$$\Gamma S_{rr} + De_T \left\{ -2 \frac{v_\theta}{r} S_{rr} - 2(S_{rr}L_{rr} + S_{r\theta}L_{r\theta} + S_{rz}L_{rz}) \right\} = \beta_T \dot{\gamma}_{rr} \tag{3.60a}$$

$$\Gamma S_{r\theta} + De_T \left\{ \frac{v_\theta}{r} (S_{rr} - S_{\theta\theta}) - (S_{rr}L_{r\theta} + S_{r\theta}(L_{\theta\theta} + L_{rr}) + S_{rz}L_{z\theta} + S_{\theta\theta}L_\theta + S_{\alpha z}L_{zr}) \right\} = \beta_T \dot{\gamma}_{r\theta} \tag{3.60b}$$

$$\Gamma S_{rz} + De_T \left\{ -\frac{v_\theta}{r} S_{\alpha z} - (S_{rr}L_{r\theta} + S_{rz}L_{\alpha z} + S_{rz}(L_{rr} + L_{zz}) + S_{\alpha z}L_\theta + S_{zz}L_{zr}) \right\} = \beta_T \dot{\gamma}_{rz} \tag{3.60c}$$

$$\Gamma S_{\theta\theta} + De_T \left\{ 2 \frac{v_\theta}{r} S_{r\theta} - 2(S_{r\theta}L_{r\theta} + S_{\theta\theta}L_{\theta\theta} + S_{\alpha z}L_{z\theta}) \right\} = \beta_T \dot{\gamma}_{\theta\theta} \tag{3.60d}$$

$$\Gamma S_{\alpha z} + De_T \left\{ \frac{v_\theta}{r} S_{rz} - (S_{\alpha z}L_{rz} + S_{\theta\theta}L_{\alpha z} + S_{\alpha z}(L_{\theta\theta} + L_{zz}) + S_{rz}L_{r\theta} + S_{zz}L_{z\theta}) \right\} = \beta_T \dot{\gamma}_{\alpha z} \tag{3.60e}$$

$$\Gamma S_{zz} + De_T \left\{ -2(S_{zr}L_{rz} + S_{z\theta}L_{\alpha z} + S_{zz}L_{zz}) \right\} = \beta_T \dot{\gamma}_{zz} \tag{3.60f}$$

Denklemlerin yazımında basitlik sağlamak amacıyla kullanılan; $\underline{\underline{L}} = \nabla v$ tensörünün bileşenleri;

$$\begin{aligned} L_{rr} &= \frac{\partial v_r}{\partial r}, L_{r\theta} = \frac{\partial v_\theta}{\partial r}, L_{rz} = \frac{\partial v_z}{\partial r}, L_{\theta r} = \frac{1}{2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r}, L_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r}, \\ L_{\theta z} &= \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta}, L_{zr} = \frac{\partial v_r}{\partial z}, L_{z\theta} = \frac{\partial v_\theta}{\partial z}, L_{zz} = \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.61)$$

şeklindedir. Diğer taraftan Γ parametresi; $\Gamma = \{1 - De_T (v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial}{\partial z}) \ln(T)\}$ eşitliğiyle tanımlanmıştır.

Modelin uygulanmasına örnek olarak sistem bir boyutlu akış olarak düşünüldüğünde, yukarıda verilen denklemlerde boru içerisindeki bir boyutlu akış için hız ifadeleri; $v_r = v_\theta = 0$ ve $v_z(r)$ şeklinde olur. Bu hız bileşenlerine ait değerler, 3.57 -3.61 denklemlerine uygulanırsa; akışa ait diferansiyel denklemler elde edilmiş olur. Bu işlemlerin yapılmasıyla; denklem 3.60' taki polimerik akışkana ait kayma gerilmesi bileşenleri için,

$$S_{rr} = 0, S_{r\theta} = 0, S_{rz} = \beta_T \frac{\partial v_z}{\partial r}, S_{\theta\theta} = 0, S_{\theta z} = 0, S_{zz} = 2De_T (\beta_T \frac{\partial v_z}{\partial r}) (\frac{\partial v_z}{\partial r}) \quad (3.62)$$

değerleri elde edilir. Bulunan bu değerler; momentum ve enerji denklemlerine uygulandıktan sonra elde edilen süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin en son şekli aşağıda verilmiştir:

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.63)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial r} = 0, -\frac{\partial P}{\partial \theta} = 0, -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial v_z}{\partial r}) = 0 \quad (3.64)$$

$$Pe \left[v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right] - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) - Na \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 \right] = 0 \quad (3.65)$$

Sonuç olarak; mevcut karmaşık modelleme probleminin bir boyutlu akışa uygulanacak diferansiyel denklemleri elde edilmiştir. Çözüm için;

- a) Sıcaklığın hız profili üzerindeki etkisi genellikle ihmal edilebilir seviyede bir etkidir ve bu nedenle 3.64 denkleminin çözümü, Kısım 3.3.2' de verildiği gibidir.
- b) Bu durumda hız profiline ait denklem kullanılarak 3.65 denklemi sıcaklık profilini bulmak için tek başına çözümlenmelidir. Sıcaklık profili 'r ve z' değişkenlerine doğrusal olmayan bir formla bağımlı olduğundan, nümerik çözüm yapılması gereklidir.

3. 5. Deneysel Çalışma

Polimerik akışkanların en belirgin özellikleri arasında yüksek viskozite ve elastisiteye sahip olmaları gösterilebilir. Bu özelliklerinden dolayı polimerik akışkanlar aynı zamanda viskoelastik akışkanlar (bir kısım literatürde ise kompleks akışkanlar) olarak adlandırılırlar. Polimerik akışkanlar; eriyikler yada solüsyonlar olarak iki farklı sınıflandırmaya tabii tutulabilirler. Polimerik eriyikler; katı halde bulunan polimerlerin yüksek sıcaklıklarda eritilmeleri sonucu elde edilirler. Dolayısıyla oda sıcaklığında katı haldedirler. Polimerik solüsyonlar ise; katı polimerik partiküllerin bir çözücü sayesinde kimyasal ve mekanik yolla eritilmesinden oluşurlar. Oda sıcaklığında sıvı haldedirler. Her iki polimerik akışkan türünü; klasik akışkanlardan ayıran en önemli özelliklerden biri; dönen bir mil üzerinde tırmanma etkisi (Weissenberg etkisi) göstermeleridir. Bu tırmanma olayı; polimerik akışkanın elastik olmasından dolayı sahip olduğu 'normal gerilme' etkisiyledir. Newtonian akışkanlar, polimerik bir yapıya sahip olmamalarından dolayı akış çizgilerinden kaynaklanan bir tırmanma gözlemlenmez. Bu nedenle 'dönen mile tırmanma deneyi' polimerik akışkanlara uygulanan basit ve temel testlerden biridir.

Bu tez çalışmasında; polimerik akışkanlara ait temel test düzeneklerinden biri olması dolayısıyla; bir 'akışkan-dönel mil' deney düzeneği imalatı yapılmıştır. Polimerik ve polimerik olmayan iki akışkan ile basit tırmanma deneyleri gerçekleştirilmiştir. İmal edilen deney düzeneğinin bu amaçla kullanılan benzerlerinden en önemli farkı; istenildiğinde dönen mile takılabilecek bir rezistans

yardımıyla, milin ısıtılarak, farklı sıcaklıklarda da tırmanma deneylerine olanak sağlamasıdır.

3.5.1. Deney setinin tasarımı

İmalatı yapılan mil-tırmanma aparatı Şekil 3.5 'te gösterilmiştir. Aparat; 3 fazlı, 220V nominal gerilimle çalışan, düşey yerleştirilmiş bir AC motora bağlı bir mandren ve mandrene bağlı milin daldırıldığı bir akışkan haznesinden oluşmaktadır. Kullanılan motorun gücü, maksimum devri ve çektiği akım maksimum değerleri sırasıyla; 0.75kW, 2800 dev/dak ve 5.05 A' dir.



Şekil 3.5. Mil tırmanma (Rod-Climbing) aparatı

Deney düzeneği üzerinde, bir motor hız kontrol ünitesi bulunmaktadır. Ayrıca motor devrini 0-2800 dev/dak değerleri arasında ayarlayabilen bir elektronik kontrol ünitesi mevcuttur. Hız değerlerinin değiştirilebilmesi için kontrol ünitesine bir potansiyometre yerleştirilmiştir. Ayarlanan devir değerini görebilmek için kontrol ünitesi üzerine, Şekil 3.6 'da gösterildiği gibi dijital bir gösterge yerleştirilmiştir.



Şekil 3.6. Otomatik kontrol ünitesi

Motor ile mil arasındaki bağlantı elemanı olarak, matkap tezgahlarında kullanılan mandren mekanizması yerleştirilmiştir. Bu sayede farklı çaplardaki miller için de akışkan deneylerini yapmak mümkün olmaktadır. Farklı mil yüzeyi sıcaklıklarında deneyler için; Şekil 3.7 'de gösterilen ve mil yüzeyini saracak şekilde halka biçimli bir rezistans kullanılmaktadır. Bu düzenlemeyle; sıcaklık parametresinin, polimerik akışkanın dönen mile tırmanması üzerindeki etkisi incelenebilmektedir. Kullanılan rezistans, kontrol ünitesinde bulunan PTC sensörlü bir termostat ile kontrol edilebilecek özelliktedir.



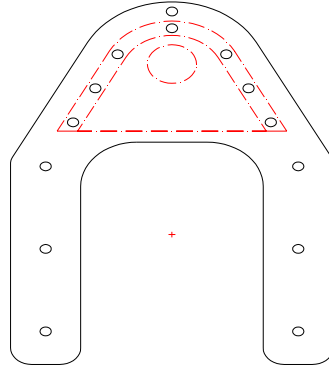
Şekil 3.7. Sıcaklık değişimi için rezistans

Deneyleerde kullanmak üzere Şekil 3.8 'de gösterildiği gibi farklı çaplarda miller imal edilmiştir. Bu millerin uzunlukları 150 mm olup; çapları ise 10mm, 12mm ve 15mm değerlerine sahiptir. Miller; hafif ve kolay işlenebilir olmasından dolayı, pirinç malzemedan yapılmıştır.



Şekil 3.8. Deneylerde kullanılan millerin genel görünümü

Deney cihazı, portatif ve düz bir sehpa yüzeyine monte edilebilir özellikte imal edilmiştir. Motorda oluşabilecek titreşimlerin yayılmaması için, deney cihazının alt yüzeyinde, şekil 3.9 da gösterilen plastik veya kauçuk esaslı ayaklar kullanılmıştır.



Şekil 3.9. Deney seti tablası

Dönel millerin değiştirilmesi için şekil 3.10a'da gösterildiği gibi bağlantı sökme elemanları kullanılmaktadır. Akışkanın yüksekliğinin tespitinde kullanılan hassas cetvel ve bölüntüler, şekil 3.10b 'de gösterilmiştir.

3.5.2. Polimerik akışkanın yapımı

Deneylerde kullanılan polimerik akışkan polyacrylamide akışkan olup, anyonik bir polimerin su içerisinde çözülmesiyle elde edilmiş, konsantre bir çözeltilidir. Bu konsantre polimer çözeltisi; akışkana hem viskoz hem de elastik bir yapı kazandırmaktadır. Polimerik akışkan yapımı için, % 0.5 oranında kristal halinde

polimer suyun içine katılarak, manyetik bir karıştırıcıda, uzun süre karıştırılmıştır. Kristal halde bulunan polimer suda yavaşça çözüldüğünden; istenilen homojenliğe yaklaşık olarak 24 saat içerisinde ulaşılmıştır.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Paralel İki Levha Arası Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi

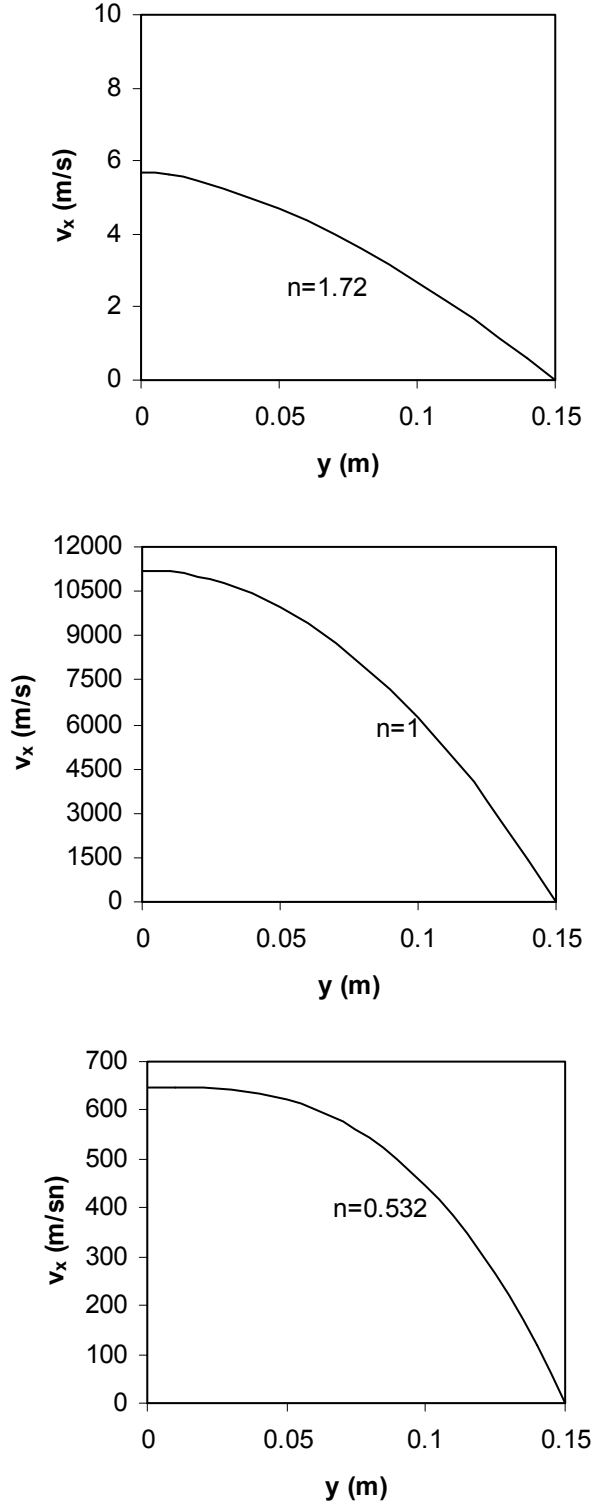
Paralel iki levha arasındaki akış için bir önceki bölümde elde edilen çözümler; farklı akışkan türleri için boyutlu ve boyutsuz hız değerlerinin tespitinde kullanılmıştır. Hesaplama için seçilen akışkanlara ve kanal geometrisine ilişkin değişik kaynaklardan (Bird ve ark., 1987; Steffe, 1996) belirlenen özellikler çizelge 4.1’de verilmiştir

Çizelge 4.1. Akışkan özellikleri

Akışkan parametreleri	Azalan Viskoziteli (shear-thinning)	Sabit Viskoziteli (Newtonian)	Artan Viskoziteli (shear-thickening)
Akışkanın ticari ismi	Polyethylene oxide	Saf su	Mısır nişastası (konsantre çözeltisi)
n (-)	0.532	1	1,72
m (Pa.s ⁿ)	0.994	1,003.10 ⁻³	0.131
Akış kanalı için seçilen değerler (her üç akışkan için aynı)			
Kanal uzunluğu (L)	Kanal yüksekliği (h)		Basınç farkı (ΔP)
1 m	0.15 m		1 kPa

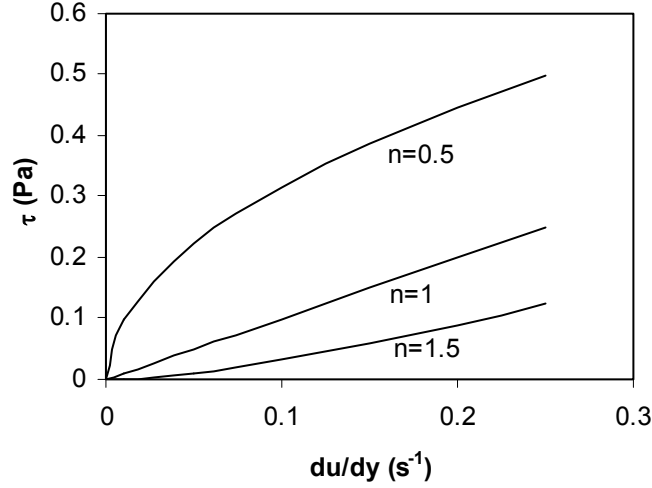
Öncelikle; akışkanlar için (Denklem 3.11 kullanılarak) boyutlu olarak hesaplanmış hız profillerine ait grafikler Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Hız profillerinin ortak özelliği; beklenildiği üzere hızın kanal cidarında ‘0’ olan değerinin, kanal merkezinde maksimum değere ulaşmasıdır. Ancak hız eksenindeki değerler incelendiğinde; elde edilen hız büyüklükleri arasında çok büyük farklar söz konusudur. Bu farkların oluşmasında birinci derecede etkili parametre; akışkanların viskozitelerinin bir ölçüsü olan ‘m’ parametrelerindeki farklılıklardır. Hız profillerinde diğer dikkat edilmesi gereken ‘n’ parametresinin etkisidir. Hız değerlerinin cidardan, merkeze doğru artış hızı (hız eğrisinin yerel eğimi); Newtonian akışkan için değişmemektedir. Ancak viskozitesi azalan akışkan durumunda (n<1), hızdaki değişim gittikçe azalmakta ve merkeze doğru iyice

yavaşlamaktadır. Viskozitesi artan akışkan için ise; durum tam tersidir. Merkeze yaklaştıkça, hızdaki değişim oranı önemli seviyede yükselmektedir.



Şekil 4.1. Paralel iki levha içerisindeki akışkanın hızının farklı n değerlerinde yükseklikle değişimi

Farklı ‘n’ değerine sahip bu üç akışkanın; hız profillerindeki farklılığa açıklık getirmek amacıyla; kanal içindeki kayma gerilmesinin (τ); hız eğrisi eğimine, yani deformasyon oranına bağlı değişimini gösteren grafik çizilmiş ve Şekil 4.2’de gösterilmiştir. Merkeze doğru ($n<1$, $n=1$ ve $n>1$ için) hız değişimlerdeki sırasıyla; azalma, sabit kalma ve artma, kayma gerilmesinin davranışı ile paralel seyretmektedir.

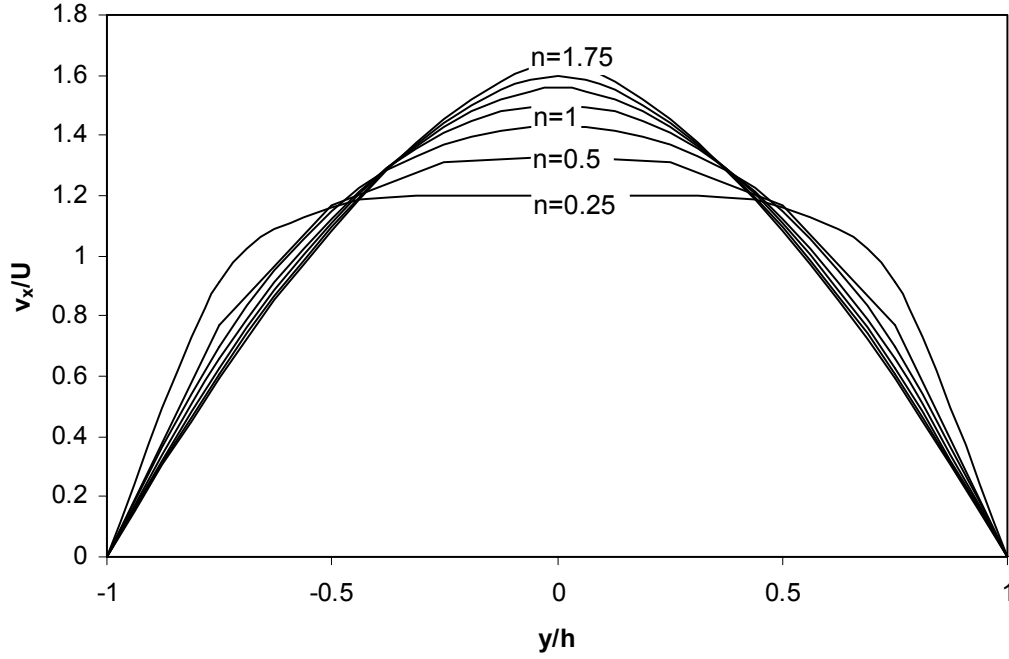


Şekil 4.2. Paralel iki levha arasındaki akışlarda farklı n değerlerine göre gerilmenin şekil değiştirme hızı ile değişimi

Şekil 4.1’de gösterilen boyutlu hız profillerinde; akışkanın parametreleri arasındaki farktan dolayı, genel bir değerlendirme yapmak zordur. Hız şiddetleri arasındaki büyük farklar; kıyaslamayı güçleştirmektedir. Bu durumun önüne geçmek ve hız profillerini sadece akışkan türünü belirleyen ‘n’ parametresine bağımlı kılmak için; (denklem 3.15 kullanılarak) Şekil 4.3’de gösterilen boyutsuz hız grafiği çizilmiştir.

Üs kanunun farklı değerlerine karşılık gelen “n” katsayıları ($n<1$, $n=1$ ve $n>1$) için çizilen grafikte; $n=0.25$, $n=0.5$, $n=0.75$, $n=1$, $n=1.25$, $n=1.5$ ve $n=1.75$ değerleri kullanılmıştır. Grafikten görüleceği üzere; Newtonian akışkanlar için $n=1$ de, hız profili parabol şeklindedir. Newtonian olmayanlarda $n<1$ iken akım ortada düzdür, ve çepere yaklaştıkça ($y/h=1$) sifıra doğru azalmaktadır. Paralel iki levhanın ortasına yakın yerlerde kayma gerilmesi etkisi minimum, cidara yaklaştıkça ise maksimumdur. $n>1$ iken akım paralel iki levhanın ortasında, “ $n=1$ ”den daha sivri bir

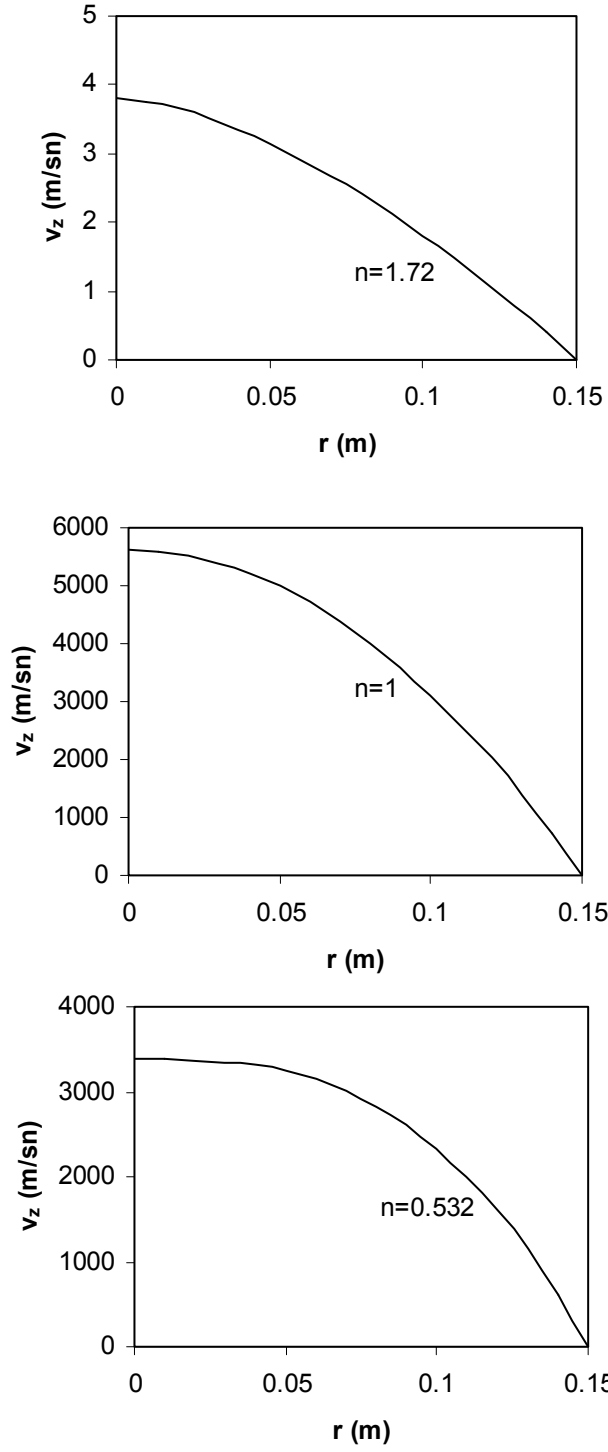
profile sahiptir. Çepere yaklaştıkça “n=1” durumunda olduğu gibi hız sıfıra doğru gitmektedir.



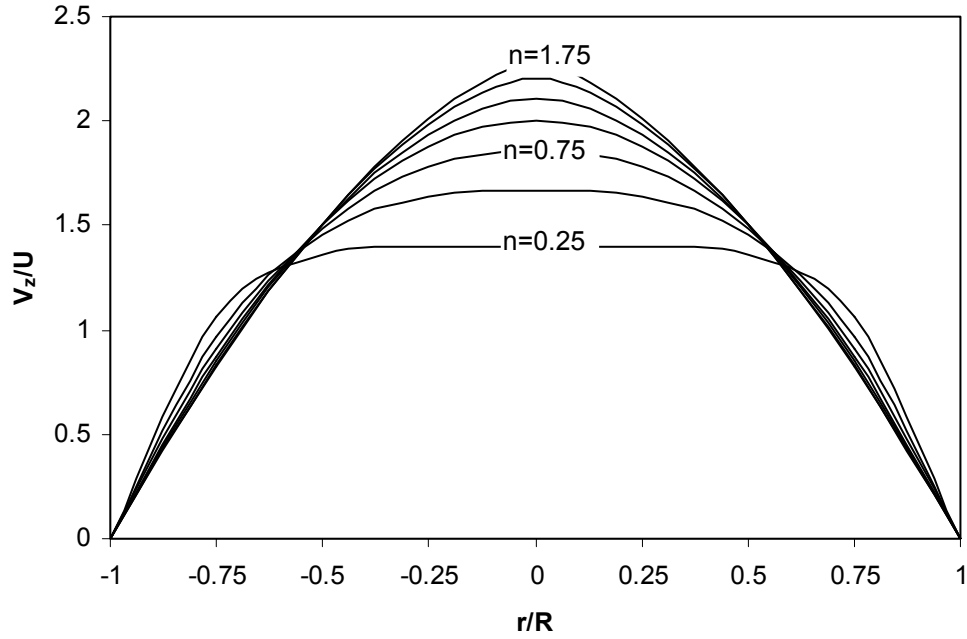
Şekil 4.3. Paralel iki levha arasından geçen akışkanın v_x / U -y/h grafiği

4.2. Dairesel Boru İçi Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi

Boru içerisinden geçen akışkanın boyutlu hızlarının tespitinde; Tablo 4.1’de bulunan değerler kullanılmış; ancak, kanal yüksekliği değeri, boru içi akışta, boru yarıçapı olarak ($R=15$ cm) kullanılmıştır. Denklem 3.22 kullanılarak elde edilen boyutlu hız profilleri Şekil 4.4’de; Denklem 3.25 kullanılarak elde edilen boyutsuz hız profilleri ise Şekil 4.5’de gösterilmiştir. Beklenildiği üzere; boru içi akışta hız profilleri bir önceki geometriye benzer bir seyir izlemiştir. Aradaki en önemli fark; hız şiddetlerinin değerlerindeki farklılıktır. Boyutsuz hız değerlerinde de bu farklılık göze çarpmaktadır. Boru içi akışta; yerel hızların ortalama hıza oranı, kanal içi akışa kıyasla, ‘n’ parametresinin bütün değerleri için, daha yüksektir



Şekil 4.4. Boru içerisinde geçen akışkanın hızının, boru çapındaki değişimi



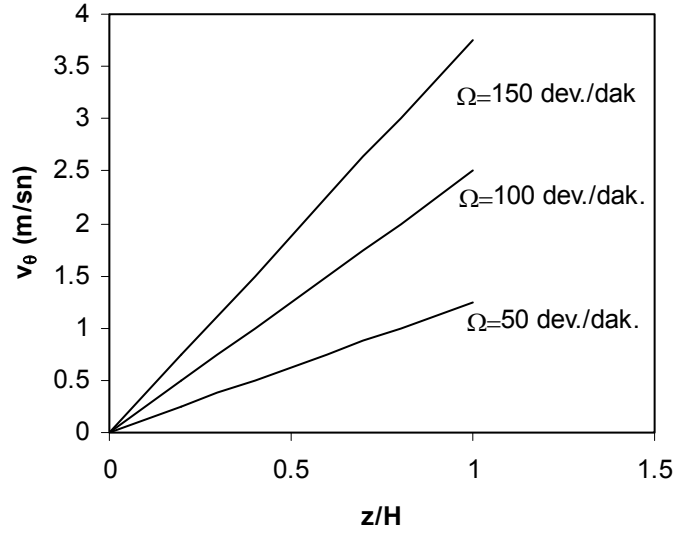
Şekil 4.5. Boru içerisinde geçen akışkanın $v_z/U-y/h$ grafiği

4.3. Koaksiyal Levha-Levha Arası Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi

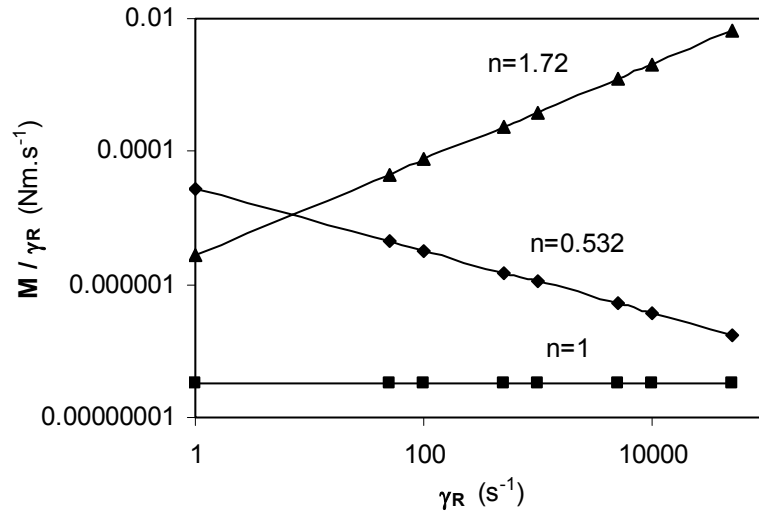
Koaksiyal levha-levha arasındaki akış için; Denklem 3.29 'da tespit edildiği üzere; hız profili “n” parametresinden bağımsızdır. Bu nedenle, hız profilini etkileyen diğer parametreler (z, H ve Ω) göz önüne alınarak çizilen hız profili Şekil 4.6'da gösterilmiştir. Hesaplamalarda; her iki levhanın yarıçap değeri olarak, reometre uygulamalarına uygun bir değer olan $R=25$ mm değeri kullanılmıştır. Hız profilinden anlaşılacağı üzere; alt levha yüzeyinde akışkan hızı '0' iken, üst levha yüzeyinde, levhanın çevresel hızına eşittir. İki levha arası hız değişimi koordinatla doğrusal değişmektedir. Ayrıca; açisal hızın artışıyla doğru orantılı olacak bir şekilde hız değerleri artmaktadır.

Koaksiyal levha-levha arasındaki akış; daha önce bahsedildiği üzere, viskometre ve reometre uygulamalarında yoğun olarak kullanılmaktadır. Bu nedenle denklem 3.31 kullanılarak, levhanın döndürülmesi için gerekli moment, deformasyon oranına bağlı olarak hesaplanmış ve elde edilen logaritmik ölçekli grafik Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Grafiğin çiziminde gerekli akışkan özellikleri, önceki kısımlarda olduğu gibi, Tablo 4.1'den alınmış ve farklı 'n' değerleri için eğriler elde edilmiştir.

Düşey eksendeki M / γ_R oranı akışkanın viskozite davranışını gösteren bir ölçüdür. Beklenildiği üzere; M / γ_R oranı Newtonian akışkan ($n=1$) için sabit kalmaktadır. Newtonian olmayan akışkanlarda; $n>1$ için deformasyon oranı ile artmakta ve $n<1$ için ise azalmaktadır.



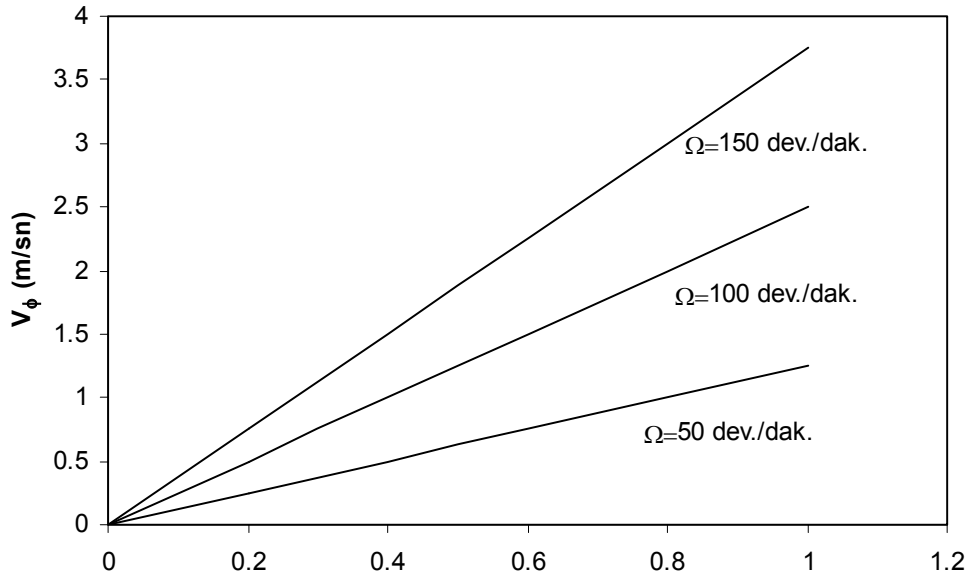
Şekil 4.6. Koaksiyal levha-levha arası torsiyonel akışın z/H-v grafiği



Şekil 4.7. Koaksiyal levha-levha arasındaki akışkanın viskozitesinin açısal deformasyonla değişimi

4.3. Koaksiyal Koni-Levha Arası Akışta Hız Profillerinin Belirlenmesi

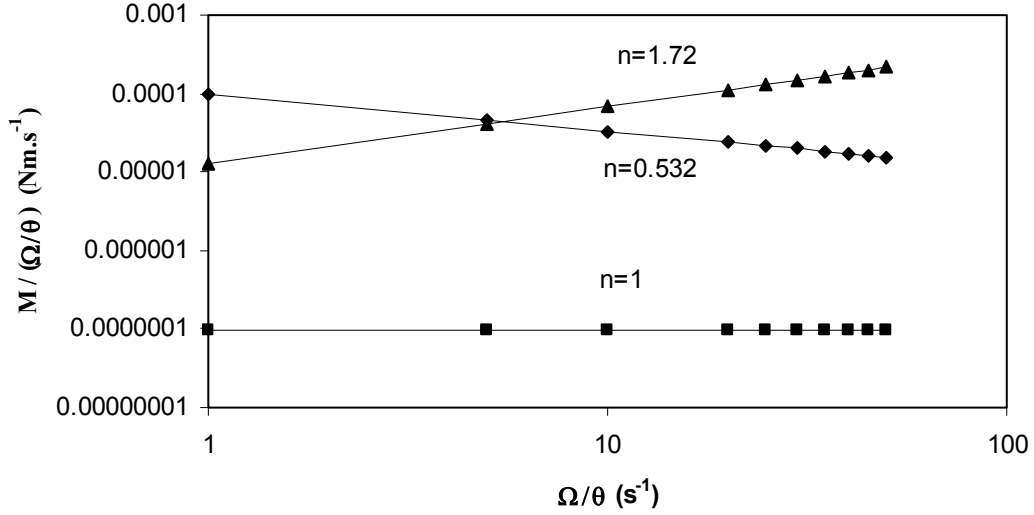
Koaksiyal koni-levha arasındaki akış için; Denklem 3.32 'de tespit edildiği üzere; hız profili “n” parametresinden bağımsızdır. Bu nedenle, bir önceki akışta olduğu gibi, hız profilini etkileyen diğer parameteler (θ_0, θ ve Ω) göz önüne alınarak çizilen hız profili Şekil 4.8’da gösterilmiştir. Hız profilinin çizimi için kullanılan ‘a’ parametresi; $a = (\pi/2 - \theta_0)/\theta$ şeklinde tanımlanmıştır. Ayrıca alt levha yarıçapı olarak; bir önceki akışta olduğu gibi, R=25 mm değeri kullanılmıştır. Hız profilleri; $\Omega=50$ dev/dak, $\Omega=150$ ve $\Omega=100$ dev/dak, değerleri için çizilmiştir. Şekilden görüleceği üzere; koni-levha arasındaki hız değerleri; alt levha yüzeyinde ‘0’ değerinden başlayarak, koni yüzeyinde, çevresel dönme hızına eşit olmaktadır. Ayrıca; açısız hızların artması; hız değerinin doğrusal olarak artmasına sebep olmaktadır.



Şekil 4.8. Koni-levha arası torsiyonel akışın hızının açıyla değişimi

Koaksiyal koni-levha arasındaki akış; bir önceki akış geometrisine benzer şekilde, viskometre ve reometre uygulamalarında yoğun olarak kullanılmaktadır. Bu akış için de; Tablo 4.1’de belirtilen akışkanlar kullanılarak, koninin döndürülmesi için gerekli moment, hesaplanmıştır. Elde edilen logaritmik ölçekli grafik Şekil 4.9’da gösterilmiştir. Bu grafikte, bir önceki akışta kullanılan fiziksel mantık

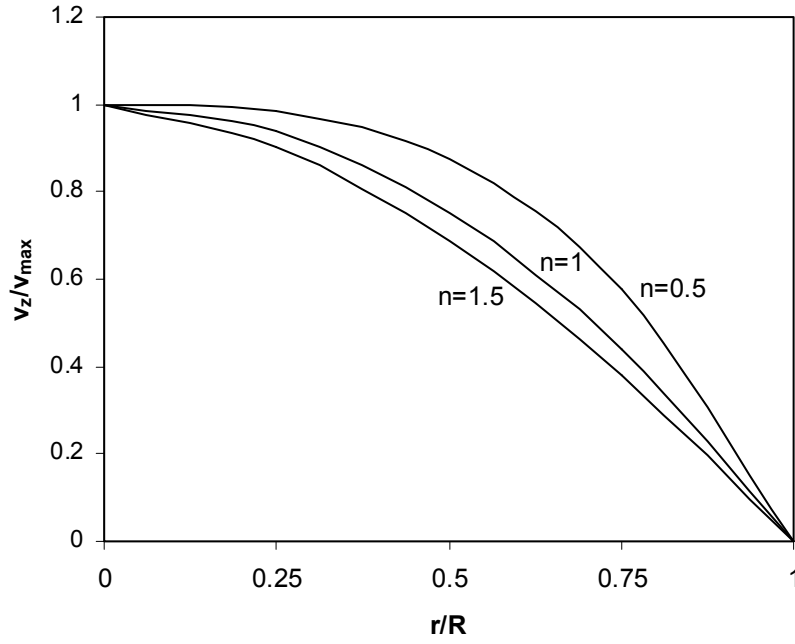
korunmuş ve $M/(\Omega/\theta)$ oranının, Ω/θ değerinin bir fonksiyonu olarak değişimi gösterilmiştir. Farklı 'n' değerleri için elde edilen sonuçlar; akışkanın viskozite davranışına uygun bir seyir izlemiştir.



Şekil 4. 9. Koni-levha arası torsiyonal akışın M-Ω/θ değişimi

4.5. Newtonian Olmayan ve Sıcaklık Değişimi Mevcut (İzotermal Olmayan) Akışta Sıcaklık Profillerinin Belirlenmesi

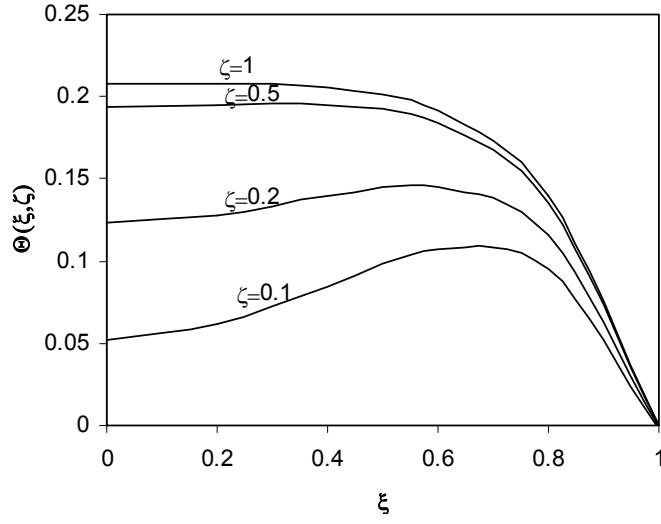
Bu kısımda silindirik boru içerisindeki izotermal olmayan akış problemine ait sıcaklık profili incelenmektedir. Söz konusu geometri göz önüne alınarak; Newtonian olmayan bir akışkanın, izotermal koşullarda kısım 3.3'de elde edilen hız profili çözümü aynen geçerlidir. Bu durum, sıcaklığın hız profilini etkilemediği varsayımından kaynaklanmıştır. Silindirik boru için elde edilen çözüm kullanılarak; üs parametresinin farklı üç değeri için (n=0.5, n=1 ve n=1.5) elde edilen hız profilleri Şekil 4.10'da gösterilmiştir. Şekilde gösterilen boyutsuz hız grafiğinin; Kısım 4.2'de verilen profillerden en önemli farkı, boyutsuzlaştırmada ortalama hız yerine maksimum hızın kullanılmasıdır. . Çünkü; sıcaklık profilleri elde edilirken, çözümde kolaylık sağlamak amacıyla karakteristik hız olarak maksimum hız kullanılmıştır. Bu değişiklik, hız profilinin davranışını etkilememiş, fakat boyutsuz hız şiddetlerinde bir farklılık olmuştur. Ayrıca; akış simetrik olduğundan, sadece boru merkezinden üst cidara kadar olan kısım için hız profili (yani $\xi = r/R = 0$ ile $\xi = r/R = 1$ arası) çizilmiştir.



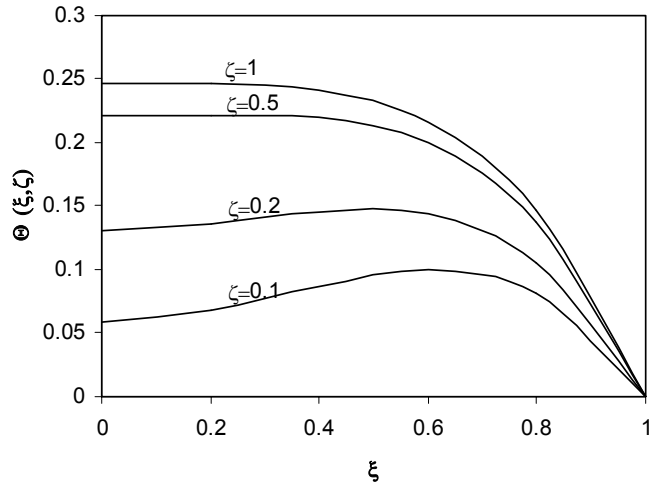
Şekil 4.10. Boru içerisinden geçen akışkana ait hız profili

İzotermal olmayan silindirik boru içerisindeki akışa ait sıcaklık profilleri ise Şekil 4.11’de gösterilmiştir. Sıcaklık profilleri; sabit cidar sıcaklığı koşulları altında, $n=0.5$, $n=1$ ve $n=1.5$ değerleri için ayrı ayrı verilmiştir. Farklı ‘n’ değerleri için elde edilen profillerin davranışı birbirine yakın olup, ‘n’ parametresinin sıcaklık üzerindeki etkisi çok büyük değildir. Çizilen grafiklerin her biri; boru içerisinde farklı ζ değerlerine ait radyal yöndeki profilleri göstermektedir. Sıcaklık profilleri aksel ve radyal koordinatlara bağlı boyutsuz parametrelerdeki (ζ ile ξ) değişimlerden büyük oranda etkilenmektedir. Genel olarak; $\zeta = 0.1$ için boru çeperinden uzaklaştıkça sıcaklık artmakta ve belli bir değere ulaştıktan sonra, boru merkezine kadar, bu sıcaklık değeri yavaşça düşmektedir. $\xi = 0.2$ değeri için, boru merkezindeki sıcaklık değişimi, $\zeta = 0.1$ ‘deki değerinden yüksek çıkmış ve boru çeperine yaklaşıldıkça, sıcaklık değişimi sıfıra doğru gitmiştir. $\zeta = 0.5$ değeri için, sıcaklık boru çeperinden uzaklaştıkça artmakta fakat belli bir noktadan itibaren merkeze kadar sabit kalmaktadır. $\zeta = 0.5$ ile $\zeta = 1$ durumları için; sıcaklık değişimi boru merkezinde çok az artmaktadır. $\zeta > 1$ olduğu durumlarda borunun orta noktasında sıcaklık değişim miktarındaki artış yok denecek kadar azdır. Borunun orta noktasındaki sıcaklık değerleri; ‘n’ değerinin yükselmesiyle küçük miktarda da olsa artmaktadır.

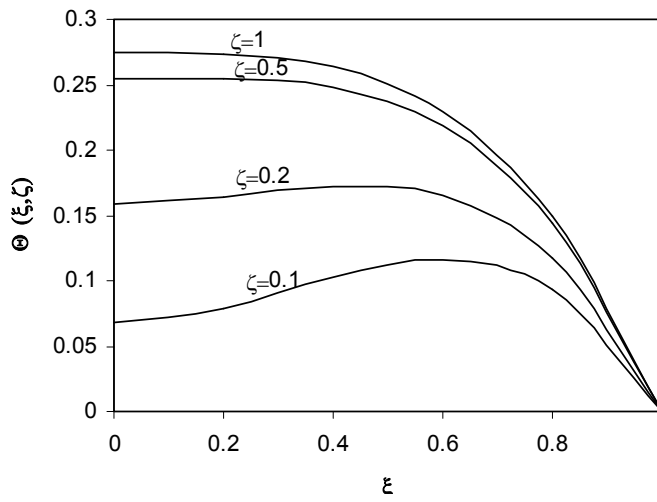
(a)



(b)



(c)

Şekil 4.11. Silindirik boru içerisindeki akışa ait sıcaklık profilleri; a) $n=0.5$, b) $n=1$ ve c) $n=1.5$

4.6. Deneysel Çalışma

Hazırlanan polimerik çözeltinin farklı mil çapları ve farklı mil devirlerinde, mil üzerinde tırmanma miktarları belirlenmiştir. Deneyleerde 10 mm, 12 mm ve 15 mm çaplarında miller kullanılmıştır. Bu miller polimerik akışkanın içerisine, 40 mm kadar daldırılmış ve farklı mil devirleri uygulanmıştır. Deneyleer sırasında sıcaklık etkisi araştırılmamış ve mil sıcaklığı 22-23 °C arasında korunmuştur. Kap içerisinde bulunan dönen mil istenen hıza ayarlandıktan sonra, akışkan kabının çok yakınından mil üzerinde meydana gelen tırmanma miktarları fotoğraflanmıştır. Tırmanma yüksekliği, akışkan kabına monte edilmiş hassas bir ölçek sayesinde belirlenmiştir. Bu işlem, çekilen fotoğraflar bilgisayar ortamına aktarıldıktan sonra uygulanmıştır. Şekil 4.12 ve şekil 4.13 'te verilen fotoğraflardan anlaşılacağı üzere; polimerik akışkan, milin etrafında oluşturduğu akış çizgilerinden (streamlines) ve mille akışkan arasında meydana gelen normal stres etkilerinden dolayı mile tırmanmaktadır.

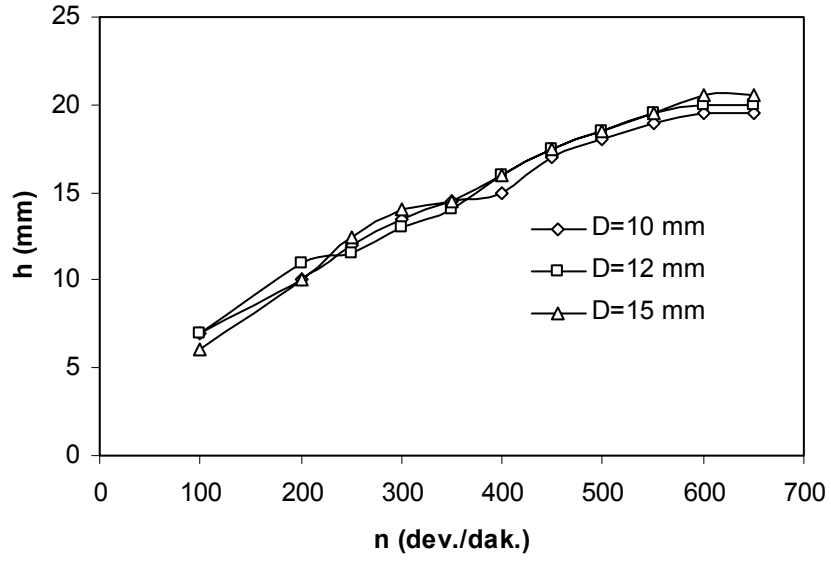


Şekil 4.12. Düşük hızlarda tırmanma miktarı



Şekil 4.13. Yüksek hızlarda tırmanma miktarı

Farklı mil çaplarında ve farklı dönme hızlarında elde edilen tırmanma miktarı ölçüm sonuçları Şekil 4.14 'de gösterilmiştir. Farklı çaplardaki millerin döndürülmesinde, düşük devirlerde millerin çaplarındaki değişimden meydana gelen tırmanma miktarları arasında fazla farkın olmadığı görülmüştür. Milin 400 dev/dak. civarlarındaki hızlarda, 10 mm çapındaki milin diğer millere göre tırmanma miktarında azalma gözlenmektedir. Bunun nedeni şekil 4.13 'de görüldüğü üzere; yüksek hızda tırmanan akışkanın milde yükseleceği maksimum noktaya ulaştığı anda, arkasından gelen yeni akışkan kütesinin etkisiyle yan tarafa sıçraması gösterilebilir. Bu durum büyük çaptaki milde, daha yüksek hızda meydana gelmektedir. Çok yüksek hızlara çıkıldıkça, bütün mil çaplarında bu olay gerçekleşmekte ve bu yüzden hız artıkça milde meydana gelen tırmanma miktarı sabitleşmektedir.



Şekil 4.14. Farklı hızlarda dönen milde akışkanın tırmanma miktarı

Deneylerde ayrıca, polimerik akışkanla kimyasal yapısı ve reolojik davranışı farklı olan, viskoelastik davranış göstermeyen ve Newtonian bir akışkan olan motor yağının mile tırmanma davranışı incelenmiştir. Motor yağının, polimerik bir yapıya sahip olmamasından dolayı, akış çizgilerinden kaynaklanan bir tırmanma gözlemlenmemiştir. Bunun yanı sıra, Şekil 4.15 'de gösterildiği gibi akışkanın Newtonian olmasından dolayı, milin dönmesiyle mil etrafında normal stres etkileri meydana gelmemiş ve merkezkaç kuvveti etkisiyle akışkanın aşağı doğru bir akışı gözlemlenmiştir.



Şekil 4.155. Motor yağının dönen mildeki hareketi

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

Bu tez çalışmasının ilk aşamasında; tam gelişmiş, laminar ve izotermal akım bölgesinde verilen, açık akım çizgili akışları temsilen paralel iki levha ve boru içerisinde geçen Newtonian ve Newtonian olmayan akışkanların hız profili, denge denklemleri (süreklilik, momentum) kullanılarak, üs kanunu (power-law) modeli ile analitik olarak çözüldü. Denge denklemleri oluşturulurken paralel iki levha arası akışlarda Kartezyen koordinatlar ve boru içerisindeki akışlar için silindirik koordinatlarda çalışıldı. Hız ifadesinin bulunmasında, akışın tek boyutlu olduğu varsayımı kullanıldı. Hız profilini veren denklem; farklı 'n' değerlerine sahip üç akışkana uygulandı. n=1 değerini temsil eden Newtonian akışkan olarak su göz önüne alındı. Newtonian olmayan akışkanların seçiminde; n<1 durumu için 1% polietilen oksit ve n>1 'durumu için ise, konsantre mısır nişastası çözeltisi seçildi. Seçilen akışkanlara ait boyutlu hız değerleri belirlendi. Aynı şartlarda akmakta olan bu akışkanların elde edilen hız değerleri arasındaki farkın büyük olduğu gözlemlendi. Bu farkın; seçilen akışkanların gerilme – şekil değiştirme davranışlarındaki farktan kaynaklandığı sonucuna varıldı. Bu davranışı belirleyen üs kanun parametrelerinden; 'm' parametresinin hız şiddeti değerleri üzerindeki etkisinin, 'n' parametresine kıyasla daha büyük olduğu gözlemlendi. Bu gözleme paralel olarak; seçilen akışkanlar arasında, en yüksek hız değerleri su için ve en düşük hız değerleri ise nişasta çözeltisi için elde edildi.

Boyutlu hız değerleri arasındaki büyük farklar; çözümün genelleştirilmesini zorlaştırdığından; yukarıda belirtilen geometriler için belirlenen hız profilleri boyutsuzlaştırıldı. Boyutsuzlaştırma için; bulunan hız profili denklemi; ortalama hız denklemine oranlandı. Belirlenen bu boyutsuz hız ifadesi; farklı üs-kanunu katsayıları (n<1, n=1 ve n>1) için analiz edildi. Viskozitesi azalan (shear-thinning)

akışkanlar için $n=0.25$, $n=0.5$ ve $n=0.75$ değerleri; viskozitesi artan (shear-thickening) akışkanlar için $n=1.25$, $n=1.5$ ve $n=1.75$ değerleri kullanıldı. Newtonian akışkanları temsilen, $n=1$ değeri de analize dahil edildi. Seçilen bu farklı 'n' değerleri ile; aksel hızın paralel levhanın yüksekliğine ve borunun çapına bağımlı değişimleri tespit edildi ve aynı 'n' bölgesindeki akışkanlar kendi aralarında kıyas edildi.

Newtonian akışkanlar ($n=1$) için elde edilen parabolik hız profilini, Newtonian olmayan için, $n<1$ durumunda kanal merkezine doğru düzleşmektedir. Düzleşme eğilimi, 'n' in küçük değerlerinde iyice yükselmektedir. $n>1$ durumunda ise parabolik profil, kanal merkezine doğru sivrileşmektedir. Çepere yaklaştıkça hızlar sıfıra doğru keskin bir gidiş sergilemektedir. Bu durumda 'n' parametresinin etkisi ihmal edilecek seviyeye inmektedir. Paralel iki levha ve boru içi akış geometrilerindeki hız profilleri kendi aralarında kıyaslandığında ise; boru içi akışta; yerel hızların ortalama hıza oranı, kanal içi akışa kıyasla, 'n' parametresinin bütün değerleri için, daha yüksektir.

İzotermal akış koşullarında, diğer çalışılan akışlar; koaksiyal levha-levha ve koni-levha arasındaki torsiyonal akışlardır. Bu geometrilerdeki akışlar; kapalı akım çizgili akışları temsil etmekte ve reometrik cihazlar olarak ta bilinmektedir. Her iki akış için; alt levha sabit, üst levha/koni sabit açısız hızla dönmektedir. Tam gelişmiş, laminer ve izotermal akım bölgesinde bu geometriler için akışkanın hız dağılımı tespit edilmiştir. Hız dağılımı tespit edilirken, bir önceki geometrilerde olduğu gibi; süreklilik, momentum ve üs kanunu modeli ile çözüme gidilmiştir. Koaksiyal levha-levha arasındaki torsiyonal akışlarda; denge denklemleri silindirik koordinatlarda, koni-levha arasındaki torsiyonal akışlarda ise küresel koordinatlar da çözülmüştür. Her iki akış için bulunan hız ifadelerinde, hızın "n" den bağımsız olduğu tespit edilmiştir.

Koaksiyal levha-levha arası akışkanlar için, iki levha arasındaki yüksekliğin açısız hızın değişimine bağımlı hız ifadesi tespit edilmiştir. Tespit edilen bu değerlerde hızın yüksekliğe bağımlı değişiminin doğrusal çıktığı gözlenmiştir. Hız

değerleri, açısal hızla doğru orantılı olarak artmaktadır. Farklı 'n' değerleri için; dönme momenti ile deformasyon oranı arasındaki ilişki araştırılmıştır. Akışkanın viskozite davranışını onaylayan bu analiz ile; dönme momenti, Newtonian akışkan ($n=1$) için sabit kalmaktadır. Newtonian olmayan akışkanlarda; $n>1$ için deformasyon oranı ile artmakta ve $n<1$ için ise azalmaktadır.

Koni-levha arası akışkanlar için yapılan analizlerde; akışkanların gerilme-deformasyon oranı davranışları kapsamında elde edilen sonuçlar; levha-levha arası torsiyonal akışa benzerdir. Bu geometri için; hız değerleri ile boyutsuzlaştırılmış açı arasındaki ilişki; farklı açısal hızlar için tespit edilmiştir. Hızın açığa bağımlı değişiminin doğrusal çıktığı gözlenmiş ve açısal hızın artırılmasıyla hızın arttığı görülmüştür.

İkinci aşamada; mevcut akış problemindeki izotermal olma şartı kaldırılarak, daha zor bir akış göz önüne alınmıştır. Bu kapsamda; silindirik boru içi akışta, viskoz ısınma (viscous dissipation) etkisi hesaba katılarak; izotermal olmayan koşul için hız ve sıcaklık dağılımı tespit edilmiştir. Sıcaklık dağılımının tespitinde, bağımsız olarak çözülen hız denklemi, enerji denkleminde yerleştirilerek analitik çözüme ulaşılmıştır. Modelleme yapılırken; denge denklemleri boyutsuzlaştırılmış formu kullanılmıştır. Cidarlara sabit sıcaklık sınır şartı uygulanmıştır. Modellemede kullanılan varsayım ve sınır şartları sonucu, ortaya çıkan diferansiyel denklemin analitik çözümü; değişkenlere ayırma yöntemi ile ortaya çıkan güç serilerine ait katsayıların tespit edilmesi sonrasında elde edilmiştir. Böylece boru içi akışta; viskoz ısınma etkisiyle oluşan iki-boyutlu sıcaklık profilleri değerlendirilmiştir.

Farklı üs kanunu katsayılarına ($n=0.5$, $n=1$ ve $n=1.5$) ve eksenel koordinat parametrelerine (ζ) bağlı, radyal doğrultudaki (ξ) sıcaklık dağılımları tespit edilmeye çalışılmıştır. Farklı 'n' değerleri için elde edilen profillerin davranışı birbirine yakın olup, 'n' parametresinin sıcaklık üzerindeki etkisi çok büyük değildir. Diğer taraftan; sıcaklık profilleri, boyutsuz eksenel ve radyal koordinat parametrelerindeki (ζ ile ξ) değişimlerden büyük oranda etkilenmektedir.

Üçüncü aşama olarak; bir kademe daha ileri seviye olan akış problemi çalışılmıştır. Bir önceki aşamada geçerli olan silindirik boru içi izotermal olmayan akış problemi, polimerik akışkanları daha iyi temsil eden, fakat çok daha karmaşık terimlere sahip Oldroyd-B bünye denklemi kullanılarak modellenmiştir. Modelleme; en genel akış durumu olan 3 boyutlu akış için, viskoz ısınma etkisinden kaynaklanan sıcaklık değişimleri de göz önüne alınarak yapılmıştır. Literatürde analitik çözümü henüz bulunmayan bu akış modelinin, bir-boyutlu akışa indirgenmesi ile ilgili cebirsel işlemler örnek uygulama kapsamında gerçekleştirilmiş ve sonuç diferansiyel denklemleri sunulmuştur. Ulaşılan denklemlerden, bir-boyutlu akış durumunda dahi, nümerik çözüm tekniği kullanılması gerektiği ve analitik çözüm için ek varsayımlar gerektiği gözlemlenmiştir.

Son ve ek aşama olarak; bu tez çalışmasının içeriğinde yer alan polimerik akışkanların, diğer basit ve kompleks akışkanlara göre farklılıklarını sergileyen deneysel bir çalışma gerçekleştirilmiştir. Bu deneysel çalışma için, özgün bir mil-tırmanma (rod-climbing) aparatının tasarımı ve imalatı gerçekleştirilmiştir. Dönen milin bir polimerik (viskoelastik) akışkanın tırmanma davranışı üzerindeki etkisi incelenmiştir. Anyonik bir polimerin su içerisinde çözülmesiyle elde edilmiş, konsantre bir çözelti, polimerik akışkan olarak kullanılmıştır. Bu konsantre polimer çözeltisinin; akışkana hem viskoz hem de elastik bir yapı kazandırdığı gözlemlenmiştir.

Gerçekleştirilen deneysel çalışmada; hazırlanan polimerik çözeltinin farklı mil çapları ve farklı mil devirlerinde, mil üzerinde tırmanma miktarları belirlenmiştir. Deneysel çalışmada 10 mm, 12 mm ve 15 mm çaplarında farklı miller kullanılmıştır. Bu miller, polimerik akışkanın içerisine daldırılarak, farklı mil devirleri uygulanmıştır. Her mil devrinde elde edilen tırmanma miktarı, akışkan kabına monte edilmiş hassas bir ölçek ile belirlenmiştir. Kullanılan polimerik akışkanın, elastik yapısından dolayı meydana gelen normal stres etkilerinden dolayı mile tırmandığı gözlemlenmiştir. Tırmanma miktarı, devir artışıyla doğrusal olmayan bir ilişki sergileyecek şekilde artmaktadır. Mil çapının, tırmanma miktarı üzerindeki etkisinin büyük olmadığı gözlemlenmiştir. Ayrıca polimerik akışkanla, kimyasal yapısı ve reolojik davranışı farklı

olan, Newtonian bir akışkanın (motor yağı), dönen mile tırmanma davranışı da araştırılmıştır. Motor yağının elastik özelliğinin bulunmamasından dolayı, bir tırmanma gözlemlenmemiş; aksine merkezkaç kuvvet etkisiyle akışkanın aşağı doğru bir akışı gözlemlenmiştir.

5.2. Öneriler

Mevcut tez kapsamında çalışılan akış problemleri ile ilgili gelecekteki çalışmalara ışık tutması açısından aşağıdaki öneriler yapılabilir:

- a) Birinci aşamada çözümü yapılan izotermal akış problemleri konusunda bilimsel temeller literatür açısından olgunlaşmış durumdadır. Elde edilen hız profillerinin; reolojisi yeni çalışılan akışkanlara uygulanması dışında, bu kapsamda bir genişleme beklenmemektedir.
- b) İkinci aşamada çözümü yapılan sıcaklık değişimi mevcut akış problemi ile ilgili literatürde sınırlı sayıda çalışma söz konusudur. Kullanılan üs kanunu modeli yerine; diğer Newtonian olmayan modellerle (Örneğin; Ellis, Carreau Yasuda modelleri) çözümün genişletilmesi mümkündür. Ayrıca; bu çalışmada uygulanan sabit cidar sıcaklığı sınır şartı yerine, sabit ısı akısı sınır şartı ile sıcaklık profillerindeki farklılık araştırılmalıdır.
- c) Üçüncü aşamada modellemesi yapılan silindirik boru içi polimerik akış probleminin çözümü basit nümerik tekniklerle mümkün gözükmemektedir. Ancak; bir-boyutlu akış koşulunda elde edilen diferansiyel denklemin analitik çözümü bazı ek varsayımlarla mümkündür.
- d) Son aşamada gerçekleştirilen deneysel çalışma henüz başlangıç seviyesindedir. Gelecekteki çalışmalarda daha hassas sonuçların alınması açısından, kullanılan görüntüleme tekniğinin geliştirilmesi gereklidir. Ayrıca, daha fazla sayıda akışkan kullanılarak deneylerin genişletilmesi gereklidir. Gelecekte yapılacak çalışmaların en önemli hedefi; mevcut milin farklı sıcaklıklarda ısıtılması ile mile tırmanma davranışındaki değişimin araştırılması olmalıdır.

KAYNAKLAR

- BIRD, R.B., ARMSTRONG, R.C., and HASSAGER, O., 1987. Dynamics of Polymeric Liquids: Fluid Mechanics. Wiley Interscience, 672p, NewYork.
- BIRD, R.B., CURTISS, C.F., ARMSTRONG R.C., and HASSAGER, O., 1987. Dynamics of Polymeric Liquids: Kinetic Theory. Wiley&Sons, 464p, NewYork.
- HASHEMABADI, S.H., ETEMAD, S.GH., and THIBAUT, C., 2004. Forced Convection Heat Transfer of Couette-Poiseuille Flow of Nonlinear Viscoelastic Fluids Between Parallel Plates. International Journal of Heat and Mass Transfer, 47:3985-3991.
- İMAL, M., ve PINARBAŞI, A., 2004. Newtonyen Olmayan Bir Akışkanın İki Paralel Levha Arasındaki Akışına Viskoz Isınma Etkisi. İtüdergisi/d mühendislik, 3 (1):15-21.
- İMAL, M., 2004. Linear Stability Analysis of a Non-Newtonian Fluid With Viscous Heating. Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Adana, 139s.
- JAMBAL, O., SHIGECHI, T., DAVAA, G., and MOMOKI, S., 2005. Effects of Viscous Dissipation and Fluid Axial Heat Conduction on Heat Transfer for Non-Newtonian Fluids in Ducts With Uniform Wall Temperature, Part I: Parallel Plates and Circular Ducts. International Communications in Heat and Mass Transfer, 32:1165-1173.
- KUYULU, A., 2001. Polimerlerin İşlenmesi. www.kimyamuhendisi.com .
- LARSON, R.G., SHAQFEH, E.S.C. and MULLER, S.J., 1990. A Purely elastic instability in Taylor-Couette flow. J. Fluid Mech., 218: 573-600.
- LARSON, R.G., 1992. Instabilities in viscoelastic flows. Rheol. Acta, 31: 213-263.
- OLAGUNJU, D.O., 2003. Analytical Solutions For Non-Isothermal Viskoelastik Torsional Flow In a Bounded Domain. J. Non-Newtonian Fluid Mech., 112:85-100.
- OLAGUNJU, D.O., 2004. Linear Stability of Viscoelastic Cone and Plate Flow in a Bounded Domain. J. Non-Newtonian Fluid Mech., 116:329-345.
- PETRIE, CJS., DENN, M.M., 1976. Instabilities in Polymer Processing. A.I.Ch.E. Journal, 22 : 209-235.
- SHAQFEH, E.S.C., 1996. Purely Elastic Instabilities in Viscometric Flows. Ann. Rev. Fluid Mech., 28: 129-185.
- STEFFE, J.F., 1996. Rheological Methods in Food Process Engineering. Freeman Prees, 418p.
- TADMOR, Z., and GOGOS, G. G., 1979. Principles of Polymer Processing. Wiley&Sons, 961p, NewYork.
- YESILATA, B., OZTEKİN, A., NETİ, S., 1999. Instabilities in Viscoelastic Flow Through an Axisymmetric Sudden Contraction. J Non-Newtonian Fluid Mech., 87(1):35-62
- YESILATA, B., ÖZTEKİN, A., NETİ, S., 2000. Nonisothermal Viscoelastic Flow through an Axisymmetric Sudden Contraction. J Non-Newtonian Fluid Mech., 89 (1-2):133-164.

- YEŞİLATA, B., 2000. Polimerik Malzemelerin Üretiminde Akış Fazındaki Kararsızlıkların Ürün Kalitesine Etkileri. Politeknik Dergisi, 3(1):83-90.
- YESILATA, B., 2002. Effect of viscous dissipation on polymeric flows between two rotating coaxial parallel discs. International Communications in Heat and Mass Transfer, 29(5):589-600.
- YESILATA, B., 2002. Nonlinear Dynamics of a Highly Viscous and Elastic Fluid in Pipe Flow. Fluid Dynamics Research, 31: 41-64.
- YESILATA, B., 2002. Temperature Induced Viscosity Variation in a Polymeric Flow. Communications in Heat and Mass Transfer, 29(3):323-334.

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Mardin doğdu. İlkokul, Orta ve Lise öğrenimini Mardin’de tamamladı. 1999 yılında ÖSS sınavı ile Harran Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makine Mühendisliği Bölümü’nü okumaya hak kazandı. Bölümü bölüm birincisi olarak tamamladı. 2003-2004 bahar döneminde Harran Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisansa başladı. Bu sırada Harran Üniversitesinde 50/d kapsamında açılan Araştırma Görevliliği sınavını kazandı. Daha sonra Harran Üniversitesinde Mühendislik Fakültesinde 33 madde kapsamında açılan Araştırma Görevliliği sınavını kazandı. Halen aynı kurumda görev yapmaktadır.

ÖZET

Bu tez çalışmasında birden fazla akışkanlar dinamiği problemi göz önüne alınmıştır. İlk aşamada, Newtonian olmayan akışkanların, bir-boyutlu, tam gelişmiş, laminar ve izotermal akım bölgesinde bazı temel akış geometrileri için hız profilleri belirlenmiştir. Bu akışlar şunlardır: düzlemsel kanal içi akış, silindirik boru içi akış, koaksiyel levha-levha arası torsiyonal akış ve koaksiyel koni-levha arası torsiyonal akış. Çözümlerde Newtonian olmayan akışa ait üs kanunu (power-law) bünye denklemi kullanılmıştır.

Elde edilen hız profillerinin; düzlemsel kanal içi akış ve silindirik boru içi akış için üs-kanunu parametrelerinin (n ve m) bir fonksiyonu olduğu görülmüştür. Akışkan türünü belirleyen ' n ' parametresi arttıkça hız profilleri kanal merkezlerinde yerel bir maksimum oluşturmaktadır. ' n ' parametresi azaldıkça; kanal çeperlerinden uzak noktalarda hız profili üniform hale gelmektedir. Hız profilleri, kapalı akım çizgili akışları temsil eden koaksiyel levha-levha ve koaksiyel koni-levha arası torsiyonal akışlar için, ' n ' katsayısından bağımsızdır. Hızın şiddeti, açısız hız ile doğrusal olarak artmaktadır.

Daha sonra silindirik boru içi akış için, viskoz ısınma etkisi de hesaba katılarak, izotermal olmayan akış koşullarında hız ve sıcaklık profilleri için analitik çözüm elde edilmiştir. Sıcaklık profillerinin aksel ve radyal koordinatlara bağlı boyutsuz parametrelerdeki değişimlerden büyük oranda etkilendiği görülmüştür.

Üçüncü aşamada; bir polimerik akışkanın silindirik boru içi akışı için viskoelastik bir bünye denklemi olan Oldroyd-B kullanılarak problemin modellenmesi yapılmıştır. Elde edilen matematiksel modelin bir-boyutlu akış koşulları için geçerli diferansiyel denklemleri türetilmiştir. Ulaşılan denklemlerden, bir-boyutlu polimerik akış durumunda dahi, nümerik çözüm tekniği kullanılması gerektiği sonucuna varılmıştır.

Son aşama olarak; polimerik akışkanları, diğer basit akışkanlardan ayırt etmede kullanılan temel bir düzenek olan ‘dönen mile tırmanma’ aparatı imal edilmiştir. Bu aparat kullanılarak; polimerik bir akışkanın dönen mile tırmanma davranışı incelenmiştir. Kullanılan polimerik akışkanın, elastik yapısından dolayı meydana gelen normal stres normal stres etkisi ile mile tırmandığı gözlemlenmiştir. Tırmanma miktarı, devir artışıyla doğrusal olmayan bir ilişki sergileyecek şekilde artmaktadır. Mil çapının, tırmanma miktarı üzerindeki etkisinin büyük olmadığı gözlenmiştir. Deneylede ayrıca kıyaslama amacıyla bir Newtonian akışkan olan motor yağının tırmanma davranışı da araştırılmıştır. Ancak yüksek viskoziteye sahip olmasına karşın, elastik olmayan motor yağının, dönen mile tırmanmadığı ve merkezkaç kuvveti etkisiyle mil etrafında içe doğru alçaldığı görülmüştür.

SUMMARY

Several fluid dynamic problems are considered in this thesis. In the first step, velocity profiles of non-Newtonian flows in some basic geometries are determined by using one-dimensional, fully-developed, laminar and isothermal flow assumptions. The flows studied are as follows: planar and circular channel flows, torsional flows between coaxial plate-plate and cone-plate geometries. The power-law constitutive equation is used as non-Newtonian model in formulations.

The velocity profiles obtained for planar and circular channel flows vary with power-law parameters of 'm' and 'n'. A local maximum in velocity profiles at channel-center is observed with increasing value of 'n', which points type of fluid. On the other hand, nearly uniform velocities far away from channel-walls are observed with decreasing value of 'n'. Velocity profiles of torsional flows between coaxial plate-plate and cone-plate geometries are found to be independent of 'n' values. Magnitudes of velocity linearly increase with angular velocity.

An analytical solution is next obtained for non-isothermal flows in a circular channel. Velocity and temperature profiles are determined by considering viscous heating effect. It is found that temperature profiles are greatly affected from dimensionless parameters of axial and radial coordinates.

In third step of the study; polymeric flow in a circular channel is modeled by a viscoelastic constitutive equation, known as Oldroyd-B model. Valid differential equations of this flow are derived from obtained mathematical model for one-dimensional flow case. It is concluded that a numerical solution technique must be used even for one-dimensional flow of a polymeric fluid.

As a final step, a rod-climbing apparatus, which is used to distinguish polymeric fluids from other basic fluids, is manufactured. Rod-climbing behavior of a polymeric fluid is examined with this apparatus. The polymeric fluid climbs on the rod due to normal stress effect resulting from its elastic nature. The climbing-height

nonlinearly increases with rotational speed of the rod. Rod-diameter does not have significant effect on the climbing-height. Engine-oil with high viscosity as a Newtonian fluid is also tested for comparison purpose. However, the oil does not climb on the rod, instead moves downward around the rod since it is not elastic.