

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

MİKROKANALLARDA AKIŞ VE ISI TRANSFERİ

DOKTORA TEZİ

Mete AVCI

**KASIM 2008
TRABZON**

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI



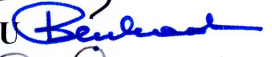
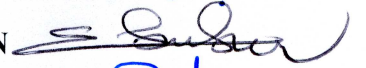

MİKROKANALLARDA AKIŞ VE ISI TRANSFERİ

Makina Yük. Müh. Mete AVCI

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Doktor (Makina Mühendisliği)”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 07.10.2008

Tezin Savunma Tarihi : 03.11.2008

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Orhan AYDIN 
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Sadık KAKAÇ 
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Burhan ÇUHADAROĞLU 
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Erhan COŞKUN 
Jüri Üyesi : Doç. Dr. M. Emin ARICI 

Enstitü Müdürü : Doç. Dr. Salih TERZİOĞLU

Trabzon 2008

ÖNSÖZ

Mikroelektromekanik sistemler (MEMS) dünya çapında milyar dolarlık pazar potansiyeliyle çok çeşitli endüstriyel (silah donanımları, yakıt pilleri, mikrokanalı soğutma sistemleri, vb.) ve tıbbi alanlarda (DNA/RNA analizörü, ilaç sevkiyatı, kimyasal duyurucular, vb.) artan sayıda uygulama alanı bulmaktadır.

Türkiye, bu sistemlerin teknolojisi ve geliştirilmesi aşamasında büyük oranda dışa bağımlıdır. Bu bağlamda yapılacak disiplinler arası çalışmalar, veritabanı oluşumu ve Ar-Ge faaliyetlerine büyük oranda katkı sağlayacaktır.

Bu tez kapsamında, uygulamada yaygın kullanım alanına sahip, bazı temel mikrogeometri akışları deneysel ve teorik olarak incelenmiştir. Yapılan çalışmaların uluslararası literatüre ve ülke katma değerine önemli düzeyde katkı sağlayacağı düşünülmektedir.

Çalışmam süresince yardımlarını esirgemeyen danışman hocam sayın Prof. Dr. Orhan AYDIN'a, manevi desteğinden dolayı aileme ve maddi desteğinden dolayı TÜBİTAK'a (Yurt İçi Doktora Burs Programı kapsamında) teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışma, Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından ve Türkiye Bilimler Akademisi (TÜBA) GEBİP programı kapsamında desteklenmiştir. Desteğinden dolayı TÜBİTAK'a ve TÜBA'ya şükranlarımı sunarım.

Bu çalışmayı biricik kızım Beyza AVCI'ya ithaf ediyorum.

Mete AVCI
Trabzon 2008

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET	VI
SUMMARY	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ	VIII
TABLolar DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER DİZİNİ	XIV
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Mikrokanallarda Tek Fazlı Gaz Akışı.....	5
1.2.1. Mikroskobik Uzunluk Skalaları	5
1.2.2. Seyrek Gazlarda İkili Moleküler Arası Çarpışma.....	6
1.2.3. Süreklilik Yaklaşımı ve Termodinamik Denge	7
1.2.4. Akış Rejimleri ve Modelleri	9
1.2.5. Cidar Etkileri.....	12
1.2.5.1. Uyuşum Katsayıları	12
1.2.6. Yüksek Mertebeden Kayma ve Sıcaklık Sıçraması Sınır Koşulları	15
1.3. Literatür Araştırması.....	19
1.3.1. Teorik Çalışmalar.....	19
1.3.1.1. Seyrelme Etkisi	20
1.3.1.2. Graetz Problemi ve Seyrelme Etkisi	23
1.3.1.3. Termal Sürünme Etkisi	25
1.3.1.4. Eksenel İletim Etkisi (Akışkan ve Cidar İçerisinde).....	25
1.3.1.5. Sıkıştırılabilirlik Etkisi	26
1.3.1.6. Viskoz Yayılım Etkisi.....	26
1.3.1.7. Termofiziksel Özellik Etkisi	27
1.3.2. Deneysel Çalışmalar	28
1.4. Tezin Amacı ve Kapsamı.....	35
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	36

2.1.	Teorik Çalışma.....	36
2.1.1.	Dairesel Kesitli Mikrokanallarda Akış	36
2.1.1.1.	Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış.....	40
2.1.1.2.	Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış	45
2.1.2.	Düzlemsel Mikrokanallarda Akış	51
2.1.2.1.	Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış.....	53
2.1.2.2.	Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış	58
2.1.3.	Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanallarda Akış	62
2.1.4.	Düşey Konumdaki Düzlemsel Mikrokanallarda Karma Taşınım.....	67
2.1.5.	Düşey Konumdaki Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanalda Karma Taşınım	79
2.2.	Deneysel Çalışma.....	84
2.2.1.	Deney Düzenegi ve Çalışma Prensibi.....	85
2.2.1.1.	Test Modülü	87
2.2.2.	Hidrodinamik Gelişme Uzunluğunun Tayini.....	89
2.2.3.	Deneysel Hesaplama Yöntemi	89
2.2.4.	Belirsizlik Analizi	92
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA	95
3.1.	Dairesel Kesitli Mikrokanallarda Akış	95
3.1.1.	Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış.....	95
3.1.2.	Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış	100
3.2.	Düzlemsel Mikrokanalda Akış.....	105
3.2.1.	Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış.....	105
3.2.1.	Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış	108
3.3.	Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanallarda Akış	110
3.4.	Düşey Konumdaki Düzlemsel Mikrokanallarda Karma Taşınım.....	116
3.5.	Düşey Konumdaki Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanalda Karma Taşınım	124
3.6.	Deneysel Çalışma.....	128
4.	SONUÇLAR	130
5.	ÖNERİLER.....	133

6.	KAYNAKLAR	134
7.	EKLER.....	147
ÖZGEÇMİŞ		

ÖZET

Bu çalışmada, pratikte yaygın kullanım alanına sahip bazı temel mikrogeometri (daireysel, düzlemsel ve eşmerkezli halka kesite sahip mikrokanal) akışları teorik ve deneysel olarak incelenmiştir.

Teorik aşama, seyrelme (Kn), viskoz yayılım (Br , Br_q) ve doğal taşınım etkisini kapsayacak formda, sürekli akış ($Kn=0$) ve kaygan akış rejimi ($0 < Kn \leq 0.1$) bölgelerinde gerçekleştirilmiştir. İlgili korunum denklemlerine birinci mertebeden kayma hızı ve sıcaklık sıçraması sınır koşulu olarak yüklenmiştir. Mikrogeometri cidarlarında sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı olmak üzere iki farklı termal sınır koşulu öngörülmüştür. Uygulanan sınır koşuluna bağlı olarak mevcut korunum denklemleri analitik veya nümerik olarak çözülmüştür. Genel karakter olarak her bir mikrogeometri için Knudsen sayısının artışıyla Nusselt sayısının azaldığı belirlenmiştir. Benzer şekilde, viskoz yayılımın pozitif yönde artışıyla (akışkanın ısıtılması) Nusselt sayısının azaldığı, negatif yönde artışıyla (akışkanın soğutulması) Nusselt sayısının arttığı saptanmıştır. Doğal taşınımın ise Nusselt sayısına arttırıcı yönde bir katkı sağladığı belirlenmiştir.

Deneysel aşamada, farklı kanal yüksekliklerine sahip (100-710 μ m) düzlemsel bir mikrokanal akışında, tam gelişmiş sürtünme direncinin ve viskoz yayılım düzeyinin kanal yüksekliği ve Reynolds sayısına bağlı davranışı incelenmiştir. Sürtünme davranışının %10'luk belirsizlik düzeyi içerisinde konvansiyonel değerle ($Pr=24$) uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir. Ayrıca, mevcut geometrik parametreler ve akış koşulları için viskoz yayılımın ihmal edilebilir bir düzeyde olduğu saptanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Mikrokanal, Kayma Hızı, Sıcaklık Sıçraması, Knudsen/Brinkman Sayısı

ABSTRACT

Fluid Flow and Heat Transfer in Microchannels

In this study, flows in some basic microgeometries (circular, planar and concentric annular microduct) which have an extensive usage area in practice are investigated theoretically and experimentally.

The theoretical part covers the continuum flow ($Kn=0$) and slip flow regime ($0 < Kn \leq 0.1$) with the rarefaction (Kn), viscous dissipation (Br , Br_q) and the natural convection effects. The first order velocity slip and temperature jump are applied to the governing equations as boundary conditions. Two different thermal boundary conditions are considered at the microgeometry walls: the constant heat flux and the constant wall temperature. According to the boundary condition, the governing equations are solved analytically or numerically. As a general character for each microgeometry, it is determined that the Nusselt number decreases with increasing Knudsen number. Similarly, the Nusselt number decreases with increasing viscous dissipation in the positive direction (the fluid heating case), while increases with increasing viscous dissipation in the negative direction (the fluid cooling case). It is disclosed that the natural convection had an aiding effect on the Nusselt number.

In the experimental part, the behavior of the fully developed flow resistance and the viscous dissipation level with the channel height and Reynolds number are examined for microplane duct flow of different height (100-710 μ m). The friction behavior is found in a good agreement with the conventional value ($Pr=24$) in a range of %10 uncertainty level. In addition, for the existing geometric parameters and flow conditions, the viscous dissipation is found to be in a negligible level.

Key Words: Microchannel, Velocity Slip, Temperature Jump, Knudsen/Brinkman Number

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1.	100 µm çapa sahip nikel esaslı bir mikro-dişli çark ve karıncanın karşılaştırmalı görünümü (a), Toplam boyutu 200 µm olan bir mikromotor ve insan saçının karşılaştırmalı görünümü (b).....	2
Şekil 1.2.	Yakıt hücresi (cep telefonu) (a), mikro-ısı değıştirici (elektronik devrelerin soğutulması) (b), Mikro-pompa (insülin enjeksiyonu) (c), Yonga laboratuvar (protein analizi) (d), Mikro ivme ölçer (kalp atışlarının düzenlenmesi) (e), Mikro-pompa (morfin enjeksiyonu) (f).....	3
Şekil 1.3.	Mikroskobik akışa ait temel karakteristik uzunluklar (Kandlikar vd., 2006)	5
Şekil 1.4.	Makroskopik niceliğın örneklem hacmine bağılı değışimi (Kandlikar vd., 2006)	8
Şekil 1.5.	Akış rejimleri ve akışkan hareketini temsil eden akış modelleri (Kandlikar vd., 2006).....	10
Şekil 1.6.	Standart koşullar altında He, hava, SO ₂ 'ye ait <i>Kn-L/d</i> değışimi(Kandlikar vd., 2006)	11
Şekil 1.7.	Mikroelektromekanik sistemlere ait karakteristik uzunluklar ve akış rejimleri (Kandlikar vd., 2006)	12
Şekil 1.8.	Katı cidardaki gaz taneciğı yansımaları düzgün yansıma (a), dağınık yansıma (b).....	14
Şekil 1.9.	Mikro/nano ölçekteki bir kanal akışında meydana gelen hidrodinamik sınır tabaka ve sınır tabakaya ait karakteristikler	15
Şekil 2.1.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (dairesel kesitli mikrokanal)	37
Şekil 2.2.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düzlemsel mikrokanal)	51
Şekil 2.3.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düzlemsel mikrokanal) Durum A (a), Durum B (b).....	62
Şekil 2.4.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (asimetrik izotermal yüzey sıcaklığı)	68
Şekil 2.5.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (asimetrik ısı akısı).....	73

Şekil 2.6.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düşey konumdaki eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).....	79
Şekil 2.7.	Deney düzeneğinin fotoğrafı (a) Test bölgesinin fotoğrafı (b).....	86
Şekil 2.8.	Test modülüne ait montaj resmi (a), kesit resmi (b)	88
Şekil 2.9.	Mikrokanal boyunca basınçta meydana gelen değişim	90
Şekil 2.10.	Farklı uzunluğa sahip iki mikrokanal boyunca basınçlarda meydana gelen değişimler	91
Şekil 3.1.	Boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi (dairese kesitli mikrokanal)	95
Şekil 3.2.	Boyutsuz sıcaklığın, Knudsen sayısına bağlı değişimi (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi (b) (dairese kesitli mikrokanal)	96
Şekil 3.3.	Boyutsuz yığın sıcaklığın farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi	97
Şekil 3.4.	Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, farklı Brinkman sayılarında (a), farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında (b) (dairese kesitli mikrokanal).....	98
Şekil 3.5.	Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında, Brinkman sayısına (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına (b) bağlı değişimi (dairese kesitli mikrokanal)	99
Şekil 3.6.	Nusselt sayısının Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (T-tipi, dairese kesitli mikrokanal).....	102
Şekil 3.7.	Nusselt sayısının modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (H1-tipi, dairese kesitli mikrokanal)	103
Şekil 3.8.	Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ için (H1-tipi) (b) (dairese kesitli mikrokanal).....	104
Şekil 3.9.	Nusselt sayısının Prandtl sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ ve $Kn=0.05$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ ve $Kn=0.05$ için (H1-tipi) (b) (dairese kesitli mikrokanal)	104
Şekil 3.10.	Boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi (düzlemsel mikrokanal)	105

Şekil 3.11.	Boyutsuz sıcaklığın, Knudsen sayısına bağlı değişimi (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi (b) (düzlemsel mikrokanal)	106
Şekil 3.12.	Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, farklı Brinkman sayılarında (a), farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında (b) (düzlemsel mikrokanal).....	107
Şekil 3.13.	Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında, Brinkman sayısına (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına (b) bağlı değişimi (düzlemsel mikrokanal)	108
Şekil 3.14.	Nusselt sayısının Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (T-tipi, dairesel kesitli mikrokanal).....	108
Şekil 3.15.	Nusselt sayısının modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (H1-tipi, düzlemsel mikrokanal)	109
Şekil 3.16.	Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ için (H1-tipi) (b) (düzlemsel mikrokanal).....	109
Şekil 3.17.	Nusselt sayısının Prandtl sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ ve $Kn=0.05$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ ve $Kn=0.05$ için (H1-tipi) (b) (düzlemsel mikrokanal)	110
Şekil 3.18.	Boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi ($r^*=0.2$ için) (a), r_m^* 'in farklı Knudsen sayılarında boyutsuz yarıçapa göre değişimi (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).....	111
Şekil 3.19.	Boyutsuz sıcaklığın Knudsen sayısına bağlı değişimi ($Br_q=0$ için), Durum A (a), Durum B (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)	112
Şekil 3.20.	Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında boyutsuz yarıçapa bağlı değişimi ($Br_q=0$ için), Durum A (a), Durum B (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)	113
Şekil 3.21.	Nusselt sayısının farklı çap oranlarında ve modifiye edilmiş Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi, Durum A (a), Durum B (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)	114
Şekil 3.22.	Boyutsuz hızın, karma taşınım parametresi (Gr/Re) (a), karma taşınım parametresi (Aung ve Worku (1986)) (b), sıcaklık oranına (r_T) (c), Knudsen sayısına (d) bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal)	117
Şekil 3.23.	Boyutsuz sıcaklığın, sıcaklık oranına (r_T) (a), Knudsen sayısına (b) bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal).....	119

Şekil 3.24.	Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, farklı karma taşınım parametrelerinde (a), farklı sıcaklık oranlarında (b) (asimetrik yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal).....	119
Şekil 3.25.	Boyutsuz hızın, karma taşınım parametresi (Gr_q/Re) (a), Knudsen sayısına (b) bağlı değişimi (asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal).....	121
Şekil 3.26.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr_q/Re) bağlı değişimi (asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal), Boulama ve Galanis (2004) tarafından elde edilen boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri (c)	122
Şekil 3.27.	Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında karma taşınım parametresine bağlı değişimi ($r_q=1$ için).....	122
Şekil 3.28.	Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında ısı akısı oranına (r_q) bağlı değişimi, 1 nolu cidar için (a), 2 nolu cidar için (b) (asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal).....	123
Şekil 3.29.	Boyutsuz basınç gradyeninin çap oranına bağlı değişimi (a), Zanchini (2008) tarafından yapılan çalışma ($Gr/Re=0,1000$) (b,c) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).....	125
Şekil 3.30.	Boyutsuz hızın, karma taşınım parametresi bağlı değişimi (a), Zanchini (2008) tarafından yapılan çalışma (b) (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).....	126
Şekil 3.31.	Boyutsuz hızın (a), boyutsuz sıcaklığın (b) Knudsen sayısına bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).....	126
Şekil 3.32.	Nusselt sayısının, farklı karma taşınım parametrelerinde, çap oranına bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)	127
Şekil 3.33.	Nusselt sayısının, farklı karma taşınım parametrelerinde Knudsen sayısına bağlı değişimi (a), Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (b) (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).....	127
Şekil 3.34.	Poiseuille sayısının farklı kanal yüksekliklerinde Reynolds sayısına bağlı değişimi, $h=300-710\mu\text{m}$ (a), $h=100-200\mu\text{m}$ (b) (düzlemsel mikrokanal)	128
Ek Şekil 1.	Ağ yapısı	147
Ek Şekil 2.	Nusselt sayısının N sayısına bağlı değişimi	150

TABLULAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1.1.	Sektörlere göre MEMS ürünleri (URL-2, 2007).....	4
Tablo 1.2.	Karakteristik uzunluklarına göre kanalların sınıflandırılması	6
Tablo 1.3.	Bazı gazlara ait ortalama serbest yol değerleri (298K ve 1 atm'de) (Karniadakis vd., 2005).....	9
Tablo 1.4.	Bazı gaz-yüzey çitlerine ait termal ve teğetsel momentum uyumu katsayıları (Karniadakis vd., 2005).....	14
Tablo 1.5.	Mikro-kaygan akış rejiminde yapılan teorik çalışmalar ve incelenen etkiler: Seyrelme	20
Tablo 1.6.	Mikro-kaygan akış rejiminde yapılan teorik çalışmalar ve incelenen etkiler: Diğer etkiler	21
Tablo 1.7.	Poiseuille sayısının belirlenmesi üzerine yapılan deneysel çalışmalar: Gaz akışları	29
Tablo 1.8.	Poiseuille sayısının belirlenmesi üzerine yapılan deneysel çalışmalar: Sıvı akışları	30-31
Tablo 1.9.	Nusselt sayısının belirlenmesi üzerine yapılan deneysel çalışmalar: Gaz ve sıvı akışları (Morini, 2004)	32
Tablo 2.1.	Bazı Gr_q/Re , Kn ve r_q değerleri için hesaplanan C_1 , C_2 , C_3 , C_4 katsayıları	77
Tablo 2.2.	Bazı Gr/Re ve Kn değerleri için hesaplanan C_2 , C_4 , C_5 katsayıları ($r^*=0.5$ için)	84
Tablo 2.3.	Ölçüm cihazlarına ait karakteristikler	87
Tablo 2.4.	Mikrokanala ait geometrik parametreler	88
Tablo 2.5.	İlgili parametrelerin belirsizlik düzeyleri	94
Tablo 3.1.	Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi (mikrotüp, H1- tipi, $Br=Br_q=0.0$).....	98
Tablo 3.2.	Tam gelişmiş Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (T-tipi, dairesel kesitli mikrokanal).....	101

Tablo 3.3.	Tam gelişmiş Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (H1-tipi, dairesel kesitli mikrokanal)	101
Tablo 3.4.	Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (H1-tipi, düzlemsel mikrokanal)	107
Tablo 3.5.	Tam gelişmiş Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (H1-tipi, düzlemsel mikrokanal)	110
Tablo 3.6.	Nusselt sayısının çap oranına bağlı değişimi ($Kn=0.0$, $Br_q=0$).....	113
Tablo 3.7.	Nusselt sayısının farklı Brinkman ve Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (Durum A).....	115
Tablo 3.8.	Nusselt sayısının farklı Brinkman ve Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (Durum B)	116

SEMBOLLER DİZİNİ

a	: boyutsuz grup parametresi
A, A_0, A_1, A_2, A_3	: sabit katsayılar
B	: sabit katsayı
Br	: Brinkman sayısı, $Br = \mu u^2 / k \Delta T$
Br_q	: modifiye edilmiş Brinkman sayısı, $Br_q = \mu u^2 / q_w'' D_h$
C_1, C_2, C_3, C_4	: sabit katsayılar
c_p	: özgül ısı [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$]
d	: ortalama molekül çapı [m]
dA	: diferansiyel alan [m^2]
D_h	: hidrolik çap [m]
DSMC	: Direct Simulation Monte Carlo
Ec	: Eckert sayısı, $Ec = u^2 / c_p \Delta T$
C_f	: Fanning sürtünme katsayısı
Gr, Gr_q	: Grashof sayısı, $Gr = \beta g \Delta T D_h^3 / \nu^2$, $Gr_q = g \beta q_w'' D_h^4 / k \nu^2$
h	: ısı taşınım katsayısı [$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$], kanal yüksekliği [m] (deneysel çalışmaya ait)
k	: ısı iletim katsayısı [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]
Kn	: Knudsen sayısı, $Kn = \lambda / D_h$
KSK	: kayma sınır koşulu
l	: kanal uzunluğu [m]
L	: karakteristik uzunluk [m]
Ma	: Mach sayısı
n	: normal (kanal cidarına dik) eksen [m], moleküler yoğunluk [m^{-3}]
N	: Radyal doğrultudaki ağ sayısı
Nu	: Nusselt sayısı, $Nu = h D_h / k$
p	: basınç [Pa]
Pe	: Peclet sayısı, $Pe = (Re Pr)$

Po	: Poiseuille sayısı, $Po=C_f Re$
Pr	: Prandtl sayısı, $Pr=\mu c_p/k$
q''	: ısı akısı [Wm^{-2}]
Q	: hacimsel debi [m^3s^{-1}]
QGD	: Quasi-gasdynamic equations
QHD	: Quasi-hydrodynamic equations
R	: özgül gaz sabiti [$Jkg^{-1}K^{-1}$], bağımsız değişken fonksiyonu
r^*	: çap oranı, $r^*=r_i/r_o$
r_m^*	: maksimum hızın meydana geldiği boyutsuz yarıçap, $r_m^*=r_m/r_o$
r_q	: ısı akısı oranı, $r_q=q_1''/q_2''$
r_T	: sıcaklık oranı, $r_T=(T_1-T_0)/(T_2-T_0)$
Re	: Reynolds sayısı, $Re=u_m D_H/\nu$
r_i, r_1	: iç çap [m]
r_m	: maksimum hızın meydana geldiği yarıçap [m]
r_o, r_2	: dış çap [m]
s	: kontrol yüzeyi
t	: teğetsel (kanal cidarına paralel) eksen [m]
T	: sıcaklık [K]
U	: boyutsuz hız, $U=u/u_c, U=u/u_m$
u, v	: yatay ve düşey hız bileşeni [ms^{-1}]
ν	: çarpışma oranı [s^{-1}]
$\bar{\nu}$: ortalama termal hız [ms^{-1}]
w	: yarım kanal yüksekliği(düzlemsel mikrokanal için) [m], belirsizlik, sıcaklık oranı
W	: kanal yüksekliği(düzlemsel mikrokanal için) [m], $W=2w$
$x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$: bağımsız değişkenler
y, z, r	: normal, aksenal ve radyal koordinat
Y, Z, R	: boyutsuz normal, aksenal ve radyal koordinat

Yunan sembolleri

α	: ısı yayılım katsayısı [m^2s^{-1}], $\alpha=k/\rho c_p$
β	: ısı genleşme katsayısı [K^{-1}]
β_v, β_T	: boyutsuz değişken
δ	: moleküller arası ortalama mesafe [m]
ΔP	: tam gelişmiş basınç farkı [Pa]
$\Delta P_{kayıp}$: basınç kaybı [Pa]
$\Delta P_{ölç}$: kanal boyunca meydana gelen toplam farkı [Pa]
ΔT	: sıcaklık farkı [K]
ΔZ	: ağ genişliği
Φ	: viskoz yayılım terimi
γ	: özgül ısı oranı
λ	: ortalama serbest yol [m]
μ	: dinamik viskozite [Pa s]
$\theta, \theta^*, \theta_q, \theta_{q,s}, \theta_q^*$: boyutsuz sıcaklık
$\theta_{q,m}, \theta_m^*, \theta_{q,m}^*$: boyutsuz yığın sıcaklığı
ρ	: yoğunluk [kgm^{-3}]
ν	: kinematik viskozite [m^2s^{-1}]
σ_T	: termal uyuşum katsayısı
σ_v	: teğetsel momentum uyuşum katsayısı
ξ	: sabit katsayı

Alt indisler

0	: ortalama
1	: 1 nolu cidara ait özellik ($y=0$ 'da)
2	: 2 nolu cidara ait özellik ($y=W$ 'da)
c	: kanal merkezine ait özellik
Dm, Wm	: ortalama
$e, 0$: kanal girişine ait özellik

k	: kısa kanala ait özellikler
m	: ortalama, yığın
s	: s-yüzeyine ait özellik, cidardaki akışkana ait özellik
s,i, s,o	: iç ve dış kanal cidarındaki akışkana ait özellik (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal için)
$s1, s2$: 1 ve 2 nolu cidardaki akışkana ait özellik (düşey konumdaki düzlemsel mikrokanal için)
u	: uzun kanala ait özellikler
w	: cidara ait özellik

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Üretim teknolojisinde, uzunluk ve zaman ölçeklerinin sınırlarını araştırmak veya zorlamak insanoğlunun tarihsel süreçte her zaman ilgisini çeken bir konu olmuştur. Nanoteknoloji vizyonunun öncüsü kabul edilen ünlü fizikçi Richard Feynman, 1959 yılında malzeme ve cihazların moleküler boyutlarda üretilmesi ile başarılabilecekler konusu üzerine yapmış olduğu konuşmasında (*There is Plenty of Room at the Bottom*);

“Minyatürize edilmiş enstrümanlar ile nano yapıların ölçülebileceği ve yeni amaçlar doğrultusunda kullanılabilceği”,

“Karmaşık hastalıkların teşhis ve tedavisinde küçük programlanabilir tıbbi cihazların "yutulabilir cerrah" ların kullanılabilceği”

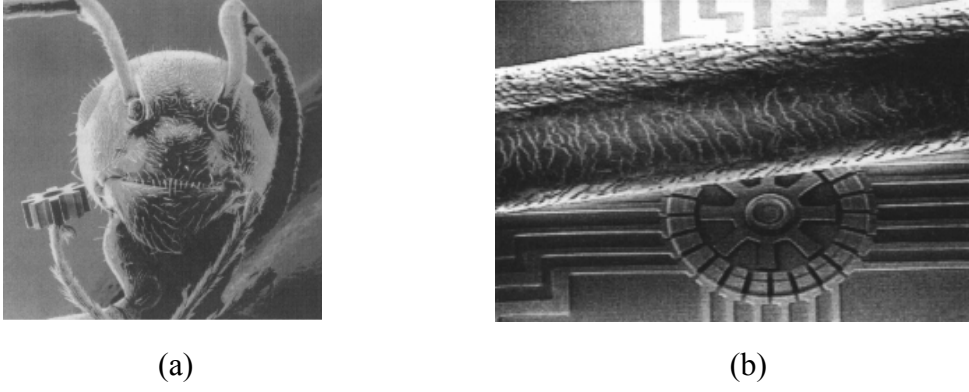
günleri düşlediğini ifade etmiştir (Tabelling, 2005; URL-1, 2007).

İlerleyen süreçte üretim teknolojisinin gelişmesi ve 1981 yılında IBM tarafından “Scanning Tunneling Microscope” (STM) adlı mikroskopun geliştirilmesiyle nanoteknolojinin doğum süreci başlamıştır. Geline nokta artık bütün sistemlerin (mekanik, akış, elektromekanik, vb.) mikron boyutlarda üretimi başlamıştır.

1980’li yıllardaki bu başarımlar, küçük ölçekli elektro-mekanik düzeneklerin ve sistemlerin(MEMS) incelendiği disiplinler arası yeni bir bilim dalının doğmasına önderlik etmiştir. İlgili sistemlerin karakteristik boyutları birkaç mikrondan (μm) birkaç santimetreye (cm) kadar değişebilmektedir. Örneğin, Şekil 1.1’de çapı 100 μm olan nikel esaslı bir mikro-dişli çark ve toplam boyutu 200 μm olan bir mikromotorun karşılaştırmalı görünümü verilmektedir.

İlerleyen süreçte (1990-2008), mikrofabrikasyon ve nanoteknolojide yaşanan gelişmeler paralelinde, kimyasal, biyolojik ve biyomedikal sistemlerde MEMS’lerin çalışma alanına dahil olmuştur. Bünyelerindeki ara donanımlarda akışkan akışı içeren bu sistemler mikroakışkanlı sistemler (*microfluidic systems*) olarak adlandırılmaktadır.

MEMS, dünya çapında milyarlarca dolarlık pazar potansiyeliyle (2003 yılında 12 milyar dolar) çok çeşitli endüstriyel ve tıbbi alanlarda artan sayıda uygulama alanı bulmaktadır (Tabelling, 2005).

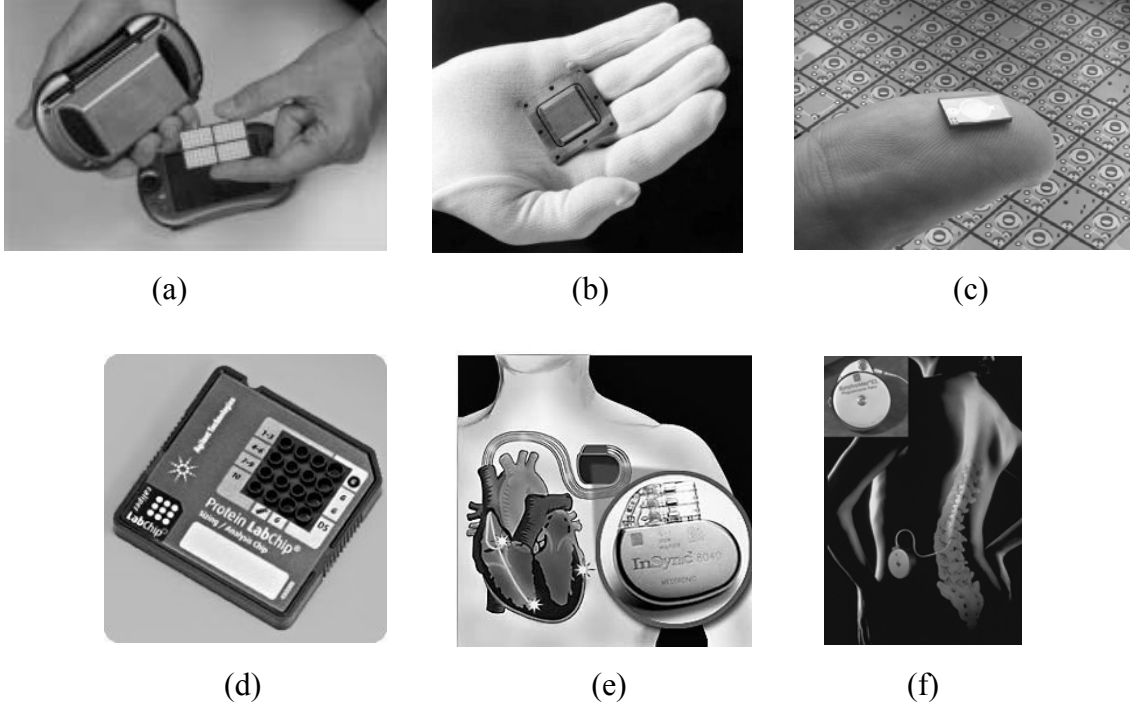


Şekil 1.1. 100 µm çapa sahip nikel esaslı bir mikro-dişli çark ve karıncanın karşılaştırmalı görünümü (a), Toplam boyutu 200 µm olan bir mikromotor ve insan saçının karşılaştırmalı görünümü (b) (Tabelling, 2005).

Otomobil hava yastıkları için ivmeölçerler, anahtarsız giriş sistemleri, yüksek netlikteki optik ekranlar için yoğun mikroayna dizileri, tek bir atomu görüntülemek için tarayıcı elektron mikroskop uçları, elektronik devrelerin soğutulması için mikrosı değiştiricileri, biyolojik hücreleri ayırtmak için reaktörler, kan analizi yapan cihazlar ve sonda uçları için basınç algılayıcıları bugünkü kullanım alanlarından sadece birkaçıdır. Mikroborular, kızıl ötesi detektörlerde, diyot lazerlerinde, minyatür gaz kromatograflarında ve yüksek-frekans akışkan kontrol sistemlerinde kullanılmaktadır. Mikropompalar, mürekkep püskürtmeli baskıda, çevre deneylerinde ve elektronik soğutmada kullanılır. Küçük pompaların potansiyel tıbbi uygulama alanları, çok küçük miktarlarda ilaçlamanın izlenmesi ve kontrollü aktarımı, kimyasalların nanolitre miktarlarında üretilmesi ve yapay pankreasların geliştirilmesini içerir. Uzun zamandır araştırılan yonga-laboratuvar (*lab-on-a-chip*), biyolojinin ve kimyanın otomasyonu açısından, hesaplamanın büyük ölçekli otomasyonunu sağlayan entegre devrelerle aynı doğrultuda ilerlemektedir. Uygulamada kullanılan bazı MEMS ürünleri Şekil 1.2'de ve uygulama alanları özet halinde Tablo 1.1'de verilmektedir.

MEMS boyutlarının giderek küçülmesi (özellikle yüzey alanı), bünyelerinde elektronik çip veya entegre devre bulunan sistemlerde aşırı ısınma problemini de ($100\text{W}/\text{cm}^2$ düzeyinde) beraberinde getirmiştir. Sistemde yer alan bu parçaların, performansı ve güvenliği çalışma ortamı sıcaklığından etkilendiği için, ürettikleri ısının dışarı atılması gerekmektedir (çalışma sıcaklığının 70°C ' nin altında olması gerekir). Isının dışarı atılmasında zorlanmış veya doğal taşınım mekanizmalarının yetersiz kalması,

ısı transferi alanlarının hacimlerine oranı yüksek olan mikrokanallı soğutma sistemlerinin (*microchannel heat sinks*) kullanımını gerekli kılmıştır. Bu sistemler, bünyelerinde farklı geometride birçok mikrokanal içermektedir. Optimum bir dizayn için, bu kanallardaki akış ve ısı transferi karakteristiklerinin (ısı taşınım katsayısı, sürtünme faktörü, hidrolik çap, kanal sayısı, vb) bilinmesi gerekmektedir.



Şekil 1.2. Yakıt hücresi (cep telefonu) (a), mikro-ısı değiştirici (elektronik devrelerin soğutulması) (b), Mikro-pompa (insülin enjeksiyonu) (c), Yonga laboratuvar (protein analizi) (d), Mikro ivme ölçer (kalp atışlarının düzenlenmesi) (e), Mikro-pompa (morfin enjeksiyonu) (f) (Tabelling, 2005).

Mikroskopik cihazlardaki akışkan akışı ve ısı transferi makroskopik cihazlardan farklıdır. MEMS-temelli kanalların, mikro ısı değiştiricilerinin, lülelerin, valflerin, yatakların, turbomakinaların, yanma odalarının ve sentetik jetlerin işletimleri makroskopik cihazlar için uygulanan, gaz/sıvı-katı arayüzünde kaymama sınır şartının geçerli olduğu Navier-Stokes denklemleri gibi, geleneksel akış modelleriyle her zaman tahmin edilemez. Mikrosistemler için yapılan birçok deneysel çalışma bu farklılığı ortaya koymaktadır. Örneğin, uzun bir mikrobordaki basınç basamağı, makrobordan farklı olarak değişken karakterdedir. Benzer şekilde ölçülen debi değeri, sürekli ortam yaklaşımı kullanılarak elde edilen debi değerinden farklılık göstermektedir.

Tablo 1.1. Sektörlere göre MEMS ürünleri (URL-2, 2007).

Alan	Uygulama
Bilişim	Optik esaslı bilgi depolama ve disk sürücü teknolojisi, mürekkep püskürtmeli yazıcılar, ivme duyargaları, dönüölçer (kamera sabitleme sistemleri), antenler, duyarga ağları, mikroaynalar, mikroısı değiştiricileri (elektronik devrelerin soğutulması)
Çevre	İvmeölçerler(depremin algılanması), kimyasal ve biyokimyasal duyargalar, yonga-laboratuar (çevre kirliliğinin algılanması), radyoaktif duyargalar
Otomotiv	Basınç/sıcaklık/nem/ivme duyargalar, manyetik duyargalar, optik duyargalar, mikroenjektör, hava yastıkları, taşıt güdüm teknolojileri, yağmur algılama sistemleri, mikroısı değiştiricileri
Proses kontrolü ve metroloji	İvmeölçerler ve eğiklik duyargaları, gaz duyargaları, manyetik duyargalar, spektrometre, sıcaklık/basınç duyargaları, ultrasonik dönüştürücüler
Savunma, havacılık, uzay	Mikrouydular, radyasyon ölçümü, akıllı giysiler, ivmeölçerler, biyolojik ve biyokimyasal ve duyargalar, yonga-laboratuar (biyolojik ve kimyasal silahların algılanması, ilaç yönetimi), ivmeölçerler, mikrobolometreler (kıızıl ötesi görüntüleme sistemleri), mikro güç kaynakları, optik duyargalar, mikroısı değiştiricileri (elektronik çiplerin soğutulması)
Tıp ve biyoloji	DNA analizi, mikrocerrahi aletler, kimyasal duyurucular, sinirsel elektrotlar/sondalar, insulin pompası, iğnesiz enjektörler, ivmeölçerler (kalp atışlarını düzenleyen cihazlar), işitme cihazları, basınç duyargaları (kalp basıncı), akıllı haplar, biyoçipler, mikroçipler, mikropompalar

Bu nedenle, mikrocihazlardaki akışkan akışı ve ısı transferi karakteristikleri belirlenirken, kullanılan akış modelinin, uygulanan sınır koşullarının ve izlenmesi gereken çözümlerinin doğru bir şekilde tayin edilmesi gerekmektedir.

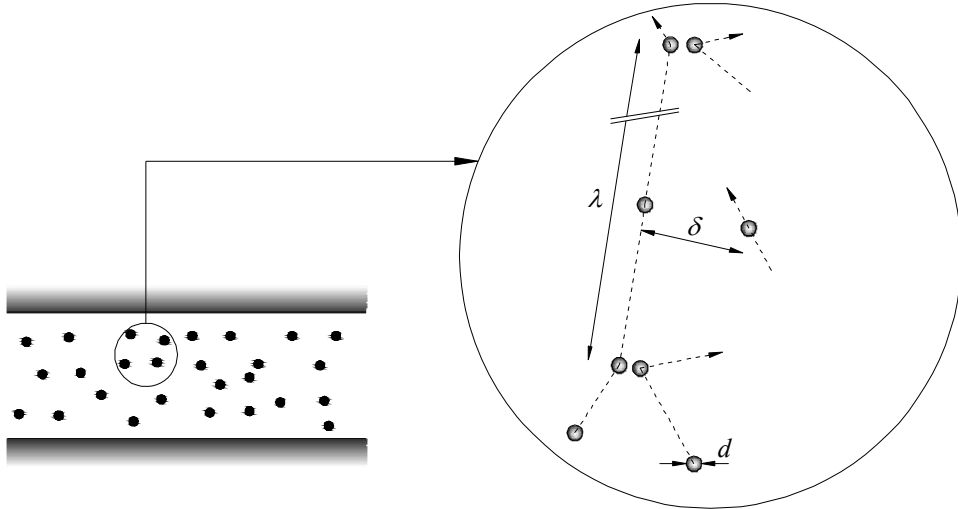
Mikro akışkanlı sistemlerde (*MFD*) yüzey etkileri, akış ve ısı transferi üzerinde baskın bir etkiye sahiptir. Karakteristik uzunluğu 1m olan bir sistemde yüzey/hacim oranı $1m^{-1}$ düzeyinde iken 1 μm boyuta sahip olan MFD için bu oran 10^6m^{-1} düzeyindedir. Cihazın kütesine göre yüzey alanındaki milyon katlık artış yukarıda da ifade edildiği üzere, yüzey boyunca kütle, momentum ve enerji aktarımına büyük ölçüde etki etmektedir. Ölçek etkisi sürekli ortam yaklaşımını tamamen geçersiz kılabilir. Mikrodüzeyde ortaya çıkan kayma akışı, ısıl sürünme, seyrelme, viskoz yayılım, moleküller arası kuvvetler ve

diğer alışılmadık etkiler kütlenin korunumu, Newton'un ikinci yasası ve enerjinin korunumu gibi ilk prensipler kullanılarak hesaba katılır.

1.2. Mikrokanallarda Tek Fazlı Gaz Akışı

1.2.1. Mikroskobik Uzunluk Skalaları

Akışkan içerisindeki momentum ve enerji aktarımı, moleküller-arası etkileşimin bir sonucudur. Mikroakış modellemelerinde, moleküler boyutta etkileşim düzeyini belirleyen, uzunluk skalaları Şekil 1.3'de şematik olarak verilmektedir.



Şekil 1.3. Mikroskobik akışa ait temel karakteristik uzunluklar (Kandlikar vd., 2006).

Burada; L , karakteristik uzunluğu (hidrolik çap), d , ortalama molekül çapını, δ , moleküller arası ortalama mesafeyi ve λ ortalama serbest yolu sembolize etmektedir.

Bir akışkan molekülünün, ardı ardına yapmış olduğu iki çarpışma arasında aldığı ortalama mesafe, *ortalama serbest yol* olarak tanımlanır. Yalnız bir gaz (molekül geometrisi ve kimyasal yapısı aynı olan gaz) için ortalama serbest yol, ortalama molekül çapı ve birim hacim içerisinde yer alan molekül sayısına (moleküller yoğunluk) bağlı olarak değişmektedir.

Moleküler yoğunluk, n , açık formda

$$n = \delta^{-3} \quad (1.1)$$

denklemi ile tanımlanır (Kandlikar vd., 2006). Burada; δ , ortalama moleküller arası mesafeyi sembolize etmektedir.

Karakteristik uzunluklarına göre kanallar Tablo 1.2'de verildiği biçimde sınıflandırılabilir.

Standart koşullar altında(273 K ve 1 atm'de) $1\mu\text{m}^3$ hacim içerisinde 27 milyon hava molekülü yer almaktadır ve ortalama serbest yol 61nm düzeyindedir. Aynı koşullardaki sıvı su için, ortalama molekül çapının havayla yaklaşık olarak aynı olmasına karşın, ortalama moleküller arası mesafe ve ortalama serbest yol havaya kıyasla sırasıyla 10 ve 10^5 kat daha düşüktür.

Tablo 1.2. Karakteristik uzunluklarına göre kanalların sınıflandırılması.

Makrokanallar	$> 3 \text{ mm}$
Minikanallar	$3 \text{ mm} \geq D_h > 200 \mu\text{m}$
Mikrokanallar	$200 \mu\text{m} \geq D_h > 10 \mu\text{m}$
Geçiş mikrokanallar	$10 \mu\text{m} \geq D_h > 1 \mu\text{m}$
Geçiş nanokanallar	$1 \mu\text{m} \geq D_h > 0.1 \mu\text{m}$
Nanokanallar	$0.1 \mu\text{m} \geq D_h$

1.2.2. Seyrek Gazlarda İkili Moleküller Arası Çarpışma

$\delta / d \gg 1$ eşitsizliğini sağlayan gazlar, seyrek gaz (*dilute gas*) olarak adlandırılır. Bu tür gazlarda, moleküller-arası ikili çarpışmalar eş zamanlı moleküller-arası çoklu çarpışmalardan daha olasıdır. Yoğun gazlarda (*dense gas*) ve sıvılarda ise tersi bir durum söz konusudur ve oluşan kaos, çarpışma sonrası moleküler davranışın tayinini oldukça zorlaştırmaktadır. Seyrek gaz yaklaşımı, klasik gaz kinetik teorisi ve Boltzmann eşitliğinin kullanımına olanak sağlamaktadır.

Bu yaklaşım kullanılarak, ortalama serbest yol; ortalama termal hızın, \bar{v} , çarpışma

oranına, ν , oranı şeklinde tanımlanabilir:

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{\nu} = \frac{\sqrt{8RT}}{\nu} \quad (1.2)$$

Ortalama termal hız, sıcaklık ve özgül gaz sabitinin bir fonksiyonudur ve Boltzmann eşitliği ile hesaplanır. Çarpışma oranı, ν , ise molekül geometrisi ve çarpışma davranışına bağlı olarak değişmektedir. Çarpışma davranışına bağlı olarak geliştirilen çarpışma modelleriyle ilgili detaylı bilgi Kandlikar'ın kitabında yer almaktadır (Kandlikar vd., 2006).

1.2.3. Süreklilik Yaklaşımı ve Termodinamik Denge

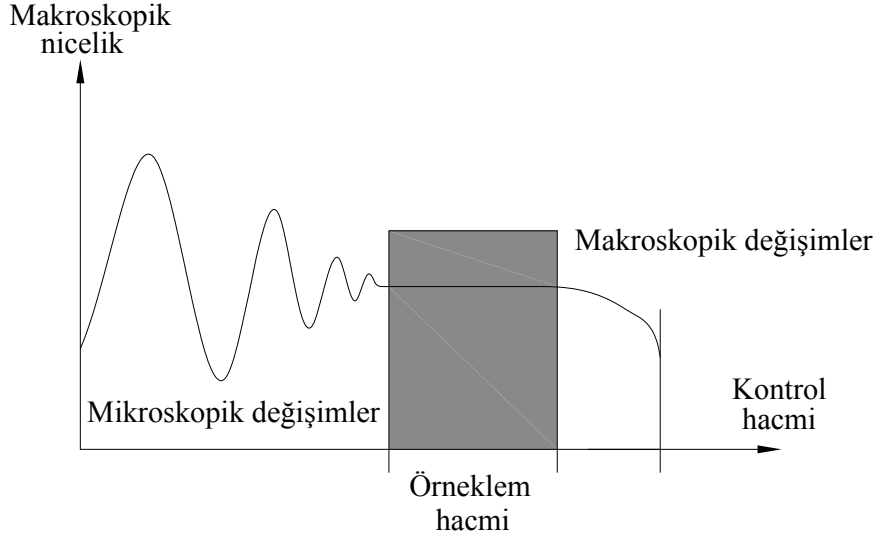
Akışkanlar, gazlarda birbirinden çok uzak, sıvılarda ise birbirine çok yakın molekül kümelerinden meydana gelir. Akış modellemelerinde, akışkanın atomik doğasını göz ardı etmek ve onu sürekli, boşluksuz homojen bir madde yani sürekli ortam olarak dikkate almak son derece kolaylık sağlar.

Sürekli ortam yaklaşımı, akışa ait özellikleri nokta fonksiyonu olarak ele almamıza ve bu özelliklerin uzayda herhangi bir süreksizliğe uğramaksızın değiştiklerini varsaymamıza imkân verir. Bu yaklaşım, ele aldığımız sistem boyutunun moleküller arasındaki mesafeye oranla yeterince büyük olması halinde geçerlidir. Bir başka ifadeyle, ele alınan örneklem hacmi boyutunun, mikroskopik belirsizliklerden etkilenmeyecek kadar büyük, özellik değişimlerini (yoğunluk, basınç, sıcaklık, vb.) gizlemeyecek kadar küçük olması gerekir. Bazı özel durumlar hariç tutulursa, uygulamadaki bütün problemler bu kapsama girer ve sürekli ortam olarak ele alınabilir. Şekil 1.4'de örneklem hacmi sınırları şematik olarak verilmektedir.

Nano/mikro ölçekte veya vakum altındaki sistemlerde, sistem boyutu moleküller arası mesafe ve ortalama serbest yol ile kıyaslanabilir durumdadır. Bu sistemlerde sürekli ortam yaklaşımı geçerliliğini yitirir ve akış modellemesinde moleküler çarpışmayı esas alan seyrek gaz akış teorisi kullanılır (Örneğin, atmosferik hava içerisinde 100 km yüksekte ortalama serbest yol 0.1m düzeyindedir).

Sürekli ortam yaklaşımı ayrıca, seçilen örneklem hacminin termodinamik dengesini

de gerektirir. Hacim içerisinde, moleküller arası çarpışma frekansının termodinamik dengeyi sağlayacak düzeyde olması gerekir.



Şekil 1.4. Makroskopik niceliğin örneklem hacmine bağlı değişimi (Kandlikar vd., 2006).

Yukarıda verilen bilgiler ışığında, sürekli ortam yaklaşımının geçerlilik sınırı, ortalama serbest yol, λ , ve sistemin karakteristik uzunluğu(hidrolik çap), L , esas alınarak

$$\lambda / L \ll 1 \quad (1.3)$$

eşitsizliği ile tanımlanır. Bu oran Knudsen sayısı, Kn ,

$$Kn = \lambda / L \quad (1.4)$$

olarak adlandırılır ve akış rejimlerinin sınıflandırmasında esas teşkil eder. Ortalama serbest yol, sert-küresel molekül yapısına sahip seyrek gaz için, açık formda

$$\lambda = \left[\mu (RT\pi / 2)^{1/2} / p \right] \quad (1.5)$$

denklemleri ile belirlenebilir. Uygulamada, yaygın kullanım alanına sahip bazı gazlar için

ortalama serbest yol değerleri Tablo 1.3’de verilmektedir.

Tablo 1.3. Bazı gazlara ait ortalama serbest yol değerleri (298K ve 1 atm’de) (Karniadakis vd., 2005).

Gaz	Ortalama serbest yol (nm)
Hava	61.11
N ₂	60.44
CO ₂	40.19
O ₂	65.03
He	176.5
Ar	64.41

Knudsen sayısı farklı bir formda, Reynolds sayısı, Re ve Mach sayısının, Ma fonksiyonu olarak,

$$Kn = \frac{\sqrt{\pi\gamma} Ma}{2 Re} \quad (1.6)$$

şeklinde de ifade edilebilir (Kandlikar vd., 2006).

1.2.4. Akış Rejimleri ve Modelleri

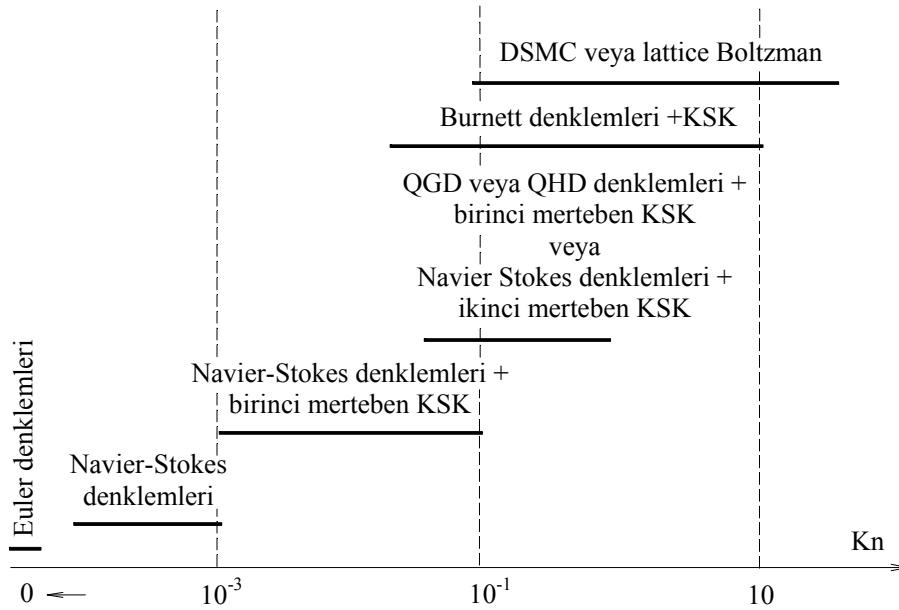
Knudsen sayısı değerine bağlı olarak, akış rejimleri için aşağıdaki sınıflandırma geçerlidir;

- $Kn < 10^{-3}$ aralığında, akış *sürekli ortam akışı* (C) olarak adlandırılır. Bu akış durumunda, akışkan hareketi kayma sınır koşulları dikkate alınmaksızın Navier-Stokes eşitlikleriyle temsil edilebilir.
- $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$ aralığında, akış *kaygan akış* (S) olarak adlandırılır. Bu akış durumunda, akışkan hareketi cidarlarda kayma sınır koşulları dikkate alınarak Navier-Stokes eşitlikleri ile temsil edilebilir. Kayma sınır koşulları, seyrelme etkisinin ilk olarak cidarlarda hissedileceğini göstermektedir.
- $10^{-1} < Kn < 10$ aralığında, akış *geçiş akışı* (T) olarak adlandırılır. Bu bölgede

sürekli ortam yaklaşımı geçerliliğinin kısmen yitirdiği için, akış Navier-Stokes eşitliklerinden daha yüksek mertebeli olan Burnett denklemi veya moleküler yaklaşıma dayalı DSMC (*Direct Simulation Monte Carlo*) yöntemi kullanılarak temsil edilebilir. Moleküller arası çarpışmalar bu rejimde ihmal edilebilir düzeyde değildir ve dikkate alınması gerekir.

- $Kn > 10$ aralığında, akış *serbest moleküler* akış (M) olarak adlandırılır, akışkan hareketi Boltzmann denklemi gibi moleküler modeller kullanılarak temsil edilebilir. Bu bölgede sürekli ortam yaklaşımı geçerliliğini tamamen yitirmektedir. Moleküller arası çarpışma molekül-cidar arası çarpışmaya kıyasla ihmal edilebilir düzeye ulaşmaktadır.

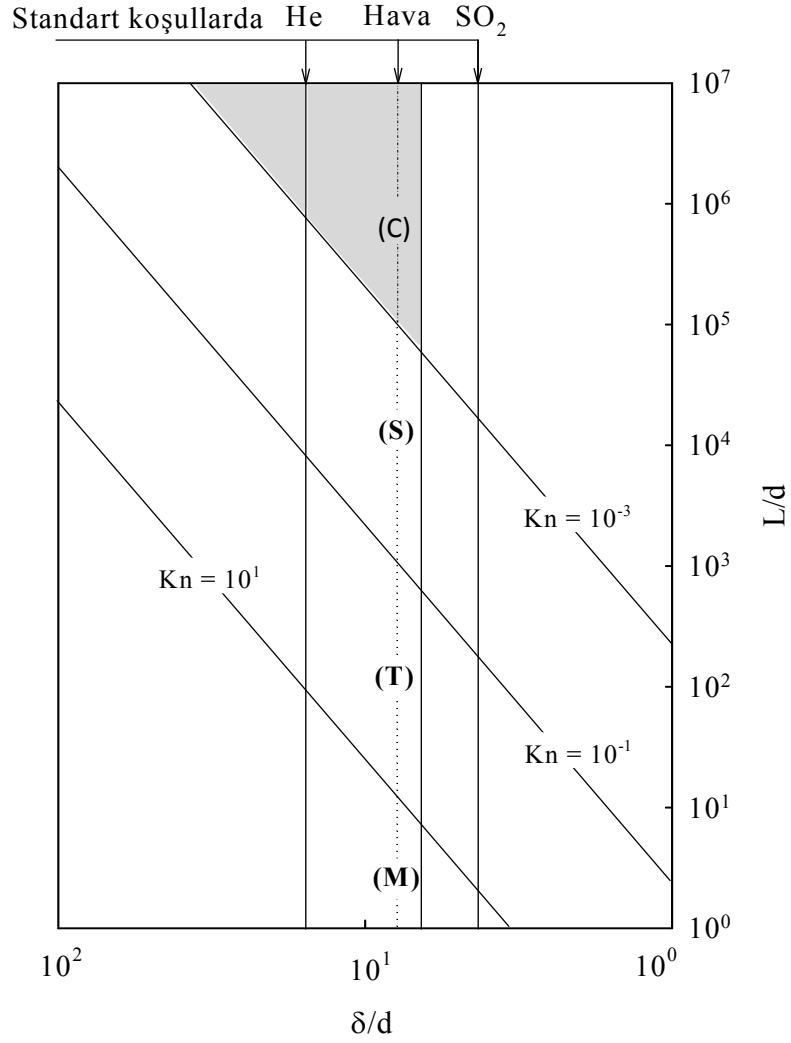
Yukarıda ifade edilen akış rejimleri ve akışkan hareketini temsil eden akış modelleri Şekil 1.5’de şematik olarak verilmektedir.



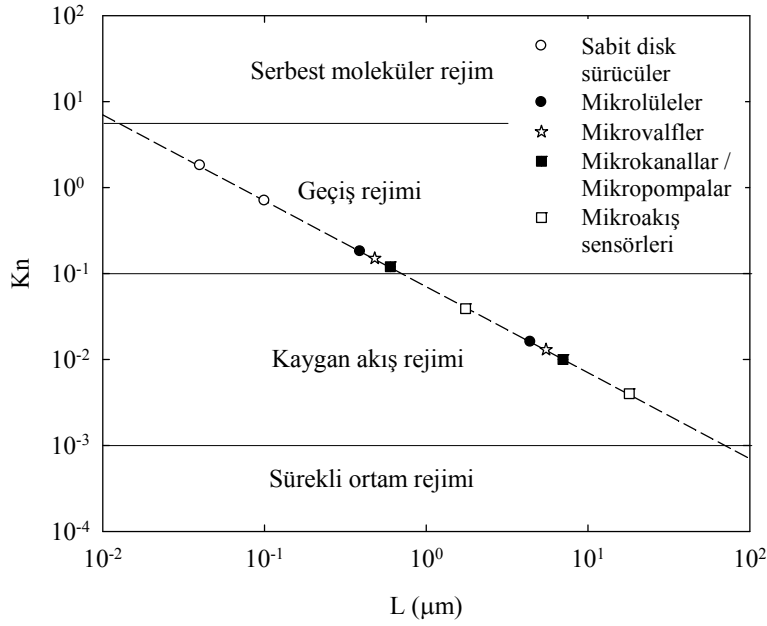
Şekil 1.5. Akış rejimleri ve akışkan hareketini temsil eden akış modelleri (Kandlikar vd., 2006).

Ortalama serbest yolun sabit olduğu düşünülürse (standart koşullarda), akış rejimi üzerindeki belirleyici büyüklük, karakteristik uzunluk olarak karşımıza çıkmaktadır. Kanal akışlarında karakteristik uzunluk, L , genelde kanal derinliği veya hidrolik çap değerine eşit

olmaktadır. Karmaşık geometriler için ise, karakteristik uzunluk yerel gradyenler(yoğunluk gibi ρ : $L = 1/|\nabla\rho/\rho|$) dikkate alınarak belirlenir ve bu şekilde tanımlanan Knudsen sayısı yerel seyrelme sayısı (*local rarefaction number*) olarak adlandırılır. Şekil 1.6'da, standart koşullar altında, He, hava ve SO₂'e ait $Kn-L/d$ değişimi verilmektedir. Burada, taralı kısım klasik sınır koşullarının geçerli olduğu sürekli ortam akışı bölgesini göstermektedir. Ayrıca, ilgili akış rejimlerine ait pratik uygulama alanları Şekil 1.7'de verilmektedir.



Şekil 1.6. Standart koşullar altında He, hava, SO₂'ye ait $Kn-L/d$ değişimi (Kandlikar vd., 2006).



Şekil 1.7. Mikroelektromekanik sistemlere ait karakteristik uzunluklar ve akış rejimleri (Kandlikar vd., 2006).

1.2.5. Cidar Etkileri

MEMS'lerde, sistem boyutlarının küçülmesiyle sürekli ortam yaklaşımı geçerliliğini yitirmekte ve akış içerisinde yerel süreksizlik bölgeleri oluşmaktadır. Süreksizlikler ilk olarak moleküller arası etkileşimin düşük olduğu, termodinamiksel dengenin sağlanamadığı, cidar bölgelerinde meydana gelmektedir. Ayrıca bu sistemlerde yüzey/hacim oranının yüksek olması cidar etkisini dominant hale getirmektedir. Bu nedenle, süreksizliklerin bir ürünü olarak karşımıza çıkan, kayma hızı ve sıcaklık sıçraması sınır koşullarının belirlenmesinde cidar etkilerinin dikkate alınması gerekir. Bu etkiler, akış ve ısı transferi uygulamalarında, cidar yapısı(pürüzlülük)/konumu ve gaz-cidar kimsiyal benzeşimi olarak karşımıza çıkmaktadır.

1.2.5.1. Uyuşum Katsayıları

Mikro/nano ölçekteki kanal akışlarında, gaz tanecikleri ve yüzey arasında gerçekleşen momentum/enerji aktarımı *tanecik-yüzey etkileşim karakteristiklerine* bağlı

olarak değişmektedir. Etkileşim bölgesindeki bu karakteristikler, *teğetsel momentum* ve *termal uyuşum katsayıları* (σ_T , σ_v) olarak tanımlanır (Karniadakis vd., 2005). Aşağıda sırasıyla uyuşum katsayılarının açık formları verilmektedir.

Termal uyuşum katsayısı, σ_T

$$\sigma_T = \frac{dE_i - dE_r}{dE_i - dE_w} \quad (1.7)$$

denklemleri ile tanımlanmaktadır. Burada dE_i ve dE_r sırasıyla birim zamanda yüzeye gelen ve yüzeyden yansıyan gaz taneciklerinin sahip oldukları enerji akılarını ve dE_w yüzeye gelen akışkan taneciklerinin tamamının, yüzeye ısı dengesi halinde (T_w sıcaklığında) yansıması durumunda taşıdıkları enerji akısını sembolize etmektedir. $\sigma_T = 1$ durumu ideal enerji aktarımının gerçekleşmesini, bir başka ifadeyle yüzeye gelen akışkan taneciklerinin tamamının yüzey sıcaklığında yüzeyden ayrıldığını ifade etmektedir.

Teğetsel momentum uyuşum katsayısı, σ_v akışkan tanecikleri ve yüzey arasında gerçekleşen teğetsel momentum aktarımının düzeyini karakterize eder ve

$$\sigma_v = \frac{\tau_i - \tau_r}{\tau_i - \tau_w} \quad (1.8)$$

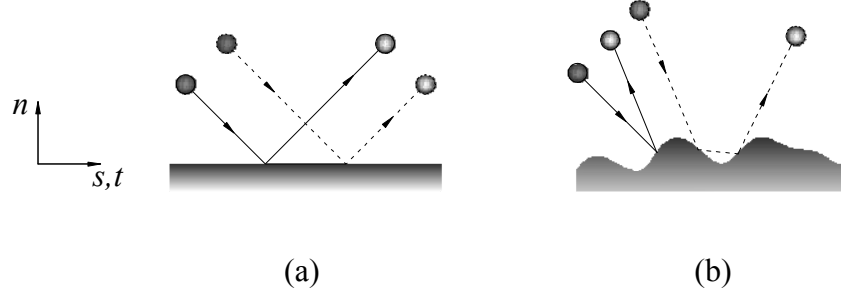
denklemleri ile tanımlanır. Benzer şekilde, τ_i ve τ_r sırasıyla yüzeye gelen ve yüzeyden yansıyan gaz taneciklerinin sahip oldukları teğetsel momentumları ve τ_w yüzeye gelen akışkan taneciklerinin tamamının, yüzeye momentumsal dengesi halinde sahip oldukları teğetsel momentumunu sembolize etmektedir ($\tau_w = 0$ hareketsiz yüzey durumu).

Düzensiz yansıma, $\sigma_v = 0$

Bu tür yansıma, akışkan taneciklerinin yüzeye çarpışması sonucu teğetsel hızlarında bir değişim olmazken normal doğrultudaki hızları aynı doğrultu üzerinde yön değiştirmektedir (Şekil 1.8a). Bir başka ifadeyle, akışkan taneciklerinin teğetsel momentumlarında bir değişim olmamaktadır ve bu durum 0 yüzey sürtünmesi sonucunu doğurmaktadır.

Dağınık yansımada, $\sigma_v = 1$

Bu yansımada, akışkan tanecikleri çarpışma yüzeyinden 0 ortalama teğetsel hızıyla ayrılmaktadır (Şekil 1.8b). Gelen akışkan taneciklerinin, teğetsel momentumlarının yüzey tarafından yutulması yüzey sürtünmesi sonucunu doğurmaktadır.



Şekil 1.8. Katı cidardaki gaz taneciği yansımaları düzgün yansımaya (a), dağınık yansımaya (b)

Teğetsel momentum ve termal uyuşum katsayıları yüzey pürüzlülüğü, gaz ve yüzey sıcaklığı, yerel basınç, akış doğrultusu gibi parametrelere bağlı olarak değişmektedir. Pratikte kullanılan bazı gaz-yüzey çiftlerine ait uyuşum katsayıları Tablo 1.4'de verilmektedir. Tabloda görüldüğü üzere σ_T ve σ_v 0-1 aralığında farklı değerler almaktadır.

Tablo1.4. Bazı gaz-yüzey çiftlerine ait termal ve teğetsel momentum uyuşum katsayıları (Karniadakis vd., 2005).

Gaz	Yüzey	σ_T	σ_v
Hava	Al	0.87-0.97	0.87-0.97
He	Al	0.073	-
Hava	Demir	0.87-0.96	0.87-0.93
H ₂	Demir	0.31-0.55	-
Hava	Bronz	-	0.88-0.95

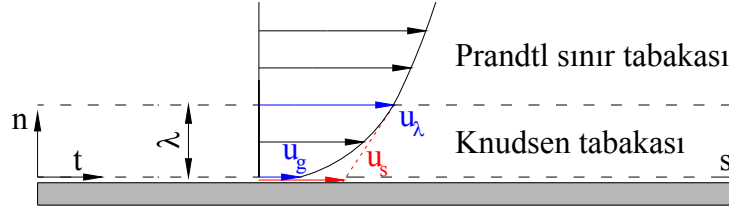
Dağınık yansımada, katı cidar yarı açık kafes davranışı sergilemekte ve akışkan taneciklerinin çoklu/düzensiz çarpışması sonrası oluşan teğetsel momentum elimine

olmaktadır. Bu yansıma türünde yüzeyle çarpışma yoğunluğunun yüksek olması, tanecik-yüzey arasındaki termodinamiksel dengenin sağlanmasına katkı sağlamaktadır.

Uyuşum katsayılarının ölçümleri veya doğrudan teorik yöntemlerle elde edilmeleri oldukça zordur. Literatürde, birinci mertebeden (Arkılıç vd., 2001) ve ikinci mertebeden (Maurer vd., 2003; Colin vd., 2004) kaygan akış teorileri kullanılarak uyuşum katsayılarının dolaylı ölçümü gerçekleştirilmiştir.

1.2.6. Yüksek Mertebeden Kayma ve Sıcaklık Sıçraması Sınır Koşulları

Mikro/nano ölçekteki bir kanal akışında meydana gelen hız(hidrodinamik) sınır tabaka ve sınır tabakaya ait karakteristikler Şekil 1.9'da şematik olarak verilmektedir.



Şekil 1.9. Mikro/nano ölçekteki bir kanal akışında meydana gelen hidrodinamik sınır tabaka ve sınır tabakaya ait karakteristikler (Bayazitoglu vd., 2005).

Dikkat edilecek olursa mikroakışta, makroakıştan farklı olarak yüzey komşuluğunda ve normal doğrultu üzerinde λ kalınlığında ikincil bir sınır tabaka (*Knudsen tabakası*) oluşumu söz konusudur. Burada, sınır tabaka içerisinde yer alan, u_g , u_s ve u_λ sırasıyla, akışkan moleküllerinin cidardaki gerçek hızını, kayma hızını ve λ mesafesindeki hızını sembolize etmektedir.

Mikroakış ve nanoakış uygulamalarında, akışkanın cidardaki gerçek hızının analitik olarak belirlenmesi imkânsızdır. Mevcut bölgede, akış rejimine bağlı olarak, Knudsen tabakası sınır hızı, u_λ ve hız gradyenin Taylor serisine açılımı kullanılarak yakınsak çözüme gidilir. Bu elde edimde izlenen yol aşağıda verilmektedir.

Kontrol yüzeyinde (*s-yüzeyinde*), gazın sahip olduğu teğetsel- momentum akışı

$$\frac{1}{4} n_s m \bar{v}_s u_s \quad (1.9)$$

denklemini ile ifade edilir. Burada n_s moleküler yoğunluğu (birim hacimdeki molekül sayısını), m moleküler kütleyi, \bar{v}_s ortalama termal hızı ve u_s gazın teğetsel (kayma) hızını sembolize etmektedir. Ortalama termal hız, \bar{v} açık formda

$$\bar{v} = (8 / \pi RT)^{0.5} \quad (1.10)$$

şeklindedir.

s -yüzeyi üzerinden geçen moleküllerin yaklaşık olarak yarısı, $n_\lambda = \frac{1}{2} n_s$, gaz-yüzey etkileşimi olmaksızın (Knudsen sınır tabaka karakteristiklerini koruyacak şekilde) teğetsel hareketine devam eder. Bu moleküllerin s -yüzeyi üzerinde oluşturduğu teğetsel momentum akı,

$$\frac{1}{4} n_\lambda m \bar{v}_\lambda u_\lambda \quad (1.11)$$

denklemini ile ifade edilir. Burada; λ , alt indisi Knudsen tabakası sınırındaki özellikleri sembolize etmektedir.

Cidarla etkileşim halinde bulunan diğer moleküllerin, $n_w = \frac{1}{2} n_s$ yüzey üzerinde oluşturduğu teğetsel momentum akı,

$$\frac{1}{4} n_w m \bar{v}_w u_r \quad (1.12)$$

denklemini ile ifade edilir. Burada; w , alt indisi cidara ait özellikleri ve u_r yansıyan moleküllerin ortalama teğetsel hızını sembolize etmektedir. Önceden de ifade edildiği üzere, molekül-cidar etkileşimi sonrası yansıma, dağınık ve düzgün karakterde ortaya çıkmaktadır. Dağınık yansıyan kısım σ_v ve düzgün yansıyan kısım $1-\sigma_v$ olmak üzere yansıyan moleküllerin ortalama teğetsel hızı, u_r , açık formda,

$$u_r = (1 - \sigma_v)u_\lambda + \sigma_v u_w \quad (1.13)$$

şeklinde yazılabilir.

Denklem (1.9-1.13) düzenlenerek s -yüzeyinde toplam teğetsel momentum akı;

$$\frac{1}{4}n_s m \bar{v}_s u_s = \frac{1}{4}n_\lambda m \bar{v}_\lambda u_\lambda + \frac{1}{4}n_w m \bar{v}_w [(1 - \sigma_v)u_\lambda + \sigma_v u_w] \quad (1.14)$$

olarak elde edilir.

Akışkan ve cidar termal dengede kabul edilerek ($\bar{v}_s = \bar{v}_\lambda = \bar{v}_w$), (1.14) numaralı tekrar düzenlenirse, s -yüzeyi üzerinde akışkan moleküllerinin sahip olduğu teğetsel hız(kayma hızı), u_s ;

$$u_s = \frac{1}{2} [u_\lambda + (1 - \sigma_v)u_\lambda + \sigma_v u_w] \quad (1.15)$$

formunda elde edilir (Karniadakis vd., 2005).

Knudsen tabakası sınır hızı u_λ , kayma hızı u_s komşuluğunda Taylor serisine açılarak kayma hızı,

$$u_s = \frac{1}{2} \left[u_\lambda + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_s + \frac{\lambda^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right)_s + \dots \right] + \frac{1}{2} \left\{ (1 - \sigma_v) \left[u_s \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_s + \frac{\lambda^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right)_s + \dots \right] + \sigma_v u_w \right\} \quad (1.16)$$

olarak elde edilir. Burada; n , normal doğrultuyu sembolize etmektedir. Denklem(1.16) düzenlenerek hız farkı formunda,

$$u_s - u_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \left[\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_s + \frac{\lambda^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right)_s + \dots \right] \quad (1.17)$$

olarak yazılabilir. Uygun referans hız (ortalama akış hızı) ve uzunluk (hidrolik çap)

kullanımıyla (1.17) numaralı denklem boyutsuz formda

$$U_s - U_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \left[Kn \left(\frac{\partial U}{\partial n^*} \right)_s + \frac{Kn^2}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial n^{*2}} \right)_s + \dots \right] \quad (1.18)$$

olarak yazılabilir. Mevcut denklemde yüksek mertebeli terimler ihmal edilirse, birinci mertebeden kayma sınır koşulu,

$$U_s - U_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} Kn \left(\frac{\partial U}{\partial n^*} \right)_s \quad (1.19)$$

elde edilir. Hatırlanacağı üzere (1.15) numaralı denklemin elde ediminde izotermal koşulu varsayımı yapılmış idi. İzotermal olmayan akış için (1.15) numaralı denklem

$$u_s = \frac{1}{2} \left[u_\lambda + (1 - \sigma_v) u_\lambda + \sigma_v u_w \right] + \frac{3}{4} \frac{Pr(\gamma - 1)}{\gamma \rho RT_w} (-q_s) \quad (1.20)$$

formunda yazılabilir. Eşitliğin sağ tarafında yer alan ikinci terim termal sürünmeyi (*thermal creep*) ifade etmektedir. Bu büyüklük, basınç gradyeni olmaksızın, izotermal olmayan akış koşullarında teğetsel sıcaklık gradyeninin oluşturduğu hızı karakterize eder. Denklem (1.20) boyutsuz formda

$$U_s - U_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} Kn \left(\frac{\partial U}{\partial n^*} \right)_s + \frac{3}{2\pi} \frac{(\gamma - 1) Kn^2 Re}{\gamma Ec} \frac{\partial T^*}{\partial s^*} \quad (1.21)$$

olarak yazılabilir. Burada; Re , Reynolds sayısı, Ec , Eckert sayısı ve Kn , Knudsen sayısını sembolize etmektedir ve açık formları aşağıdaki gibidir;

$$Re = \frac{\rho u h}{\mu}, \quad Ec = \frac{u^2}{c_p \Delta T}, \quad Kn = \frac{\lambda}{h} \quad (1.22)$$

Kn sayısının küçük değerlerinde (kaygan akış rejiminde, $0.001 < Kn < 0.1$) termal sürünme

etkisi ihmal edilebilir düzeydedir ($\mathcal{O}(Kn^2)$).

Benzer şekilde, gaz kinetik teorisi esas alınarak, yüksek mertebeden sıcaklık sıçraması sınır koşulu;

$$T_s - T_w = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{1}{Pr} \left[Kn \left(\frac{\partial T}{\partial n^*} \right)_s + \frac{Kn^2}{2} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial n^{*2}} \right)_s + \frac{Kn^3}{6} \left(\frac{\partial^3 T}{\partial n^{*3}} \right)_s + \dots \right] \quad (1.23)$$

formunda yazılabilir. Yüksek mertebeli terimler ($\mathcal{O}(Kn^2, Kn^3, \dots)$) ihmal edilirse, birinci mertebeden sıcaklık sıçraması sınır koşulu;

$$T_s - T_w = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{1}{Pr} Kn \left(\frac{\partial T}{\partial n^*} \right)_s \quad (1.24)$$

formunda elde edilir (Karniadakis vd., 2005).

1.3. Literatür Araştırması

Mikroelektromekanik (MEMS) sistemler; üretim teknikleri, uygulama alanları (biyomekanik, biyoloji, kimya, vb.) ve bünyelerinde içerdikleri çeşitli ara donanımlar (elektronik donanımlar, akış içeren donanımlar) nedeniyle farklı disiplinlerin üzerinde çalıştığı bir konu haline almıştır. Bu bağlamda, bu disiplinlerin ortaya koyduğu birçok teorik ve deneysel çalışma mevcuttur.

Çalışma sürecinde, MEMS'lerle ilgili kapsamlı bir literatür araştırması yapılmasına karşın; bu bölümde, tez konusuyla doğrudan ilişkili olan çalışmalara (tek fazlı gaz akışı) yer verilmiştir. İlgili çalışmalar teorik ve deneysel çalışmalar olmak üzere iki ana başlık ve bunları takip eden ara başlıklar altında sunulmuştur.

1.3.1. Teorik Çalışmalar

Literatürde yer alan teorik çalışmalar özet formunda Tablo 1.5 ve 1.6'da ve bunlardan bazıları açık formda aşağıda verilmektedir.

Tablo 1.5. Mikro-kaygan akış rejiminde yapılan teorik çalışmalar ve incelenen etkiler: Seyrelme etkisi

Araştırmacılar	Araştırma alanları ve bulguları
Sparrow ve Lin, 1962; Beskok ve Karniadakis, 1994, 1999; Ho ve Tai, 1998; Gad-el-Hak, 1999; Li vd., 2000; Wleklinski, 2001; Tunc ve Beyazitoglu, 2002; Yu ve Ameen, 2002; Hadjiconstantinou ve Simek, 2002; Karniadakis ve Beskok, 2002; Zhu vd., 2002; Xue vd., 2003; Sharipov ve Kalempa, 2003, 2005; Ghodoossi ve Eğrican, 2005; Colin, 2005; Chen ve Weng, 2005; Cao vd., 2006; Zhu ve Liao, 2006; Zhuo vd., 2006; Bao vd., 2007; Chaudhiri vd., 2007; Wang ve Li, 2007; Mahulikar vd., 2007; Sun vd., 2007	<i>Seyrelme (Kn):</i> Kn sayısının artışıyla, maksimum hız, aksenal basınç gradyanı, Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü azalmaktadır. Nusselt sayısı, kayma hızının artışı ile artmakta, sıcaklık sıçramasının artışıyla azalmaktadır.
Shih vd., 1995; Barron vd., 1996, 1997; Ameen vd., 1997; Morini ve Spiga, 1998; Larrode vd., 2000; Barber ve Emerson, 2002; Yu ve Ameen, 2001a-b; Male vd., 2004; Renksizbulut vd., 2006, Myong vd., 2006	<i>Graetz Problemi ve Seyrelme:</i> Knudsen sayısının artışıyla hidrodinamik ve termal gelişme uzunluğunu artmaktadır.
Vargo vd., 1999; Zhu vd., 2006	<i>Termal sürünme (thermal creep):</i> Akışkanın ısıtılması / soğutulması durumlarında, Nusselt sayısı üzerinde sırasıyla arttırıcı ve azaltıcı etkiye sahiptir. Sürtünme faktörünü arttırmaktadır.

1.3.1.1. Seyrelme Etkisi

Sparrow ve Lin (1962), dairesel kesitli bir mikrokanal akışında taşınım ısı transferini analitik olarak incelemiştir. Analiz, laminer kaygan akış rejiminde

gerçekleştirilmiş ve cidarlarda sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı sınır koşulu öngörülmüştür. Seyrelme düzeyine bağlı olarak ısı transferinin azaldığını belirlemişlerdir. Bu davranış, Kn sayısının artışıyla sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışla ilişkilendirilmiştir. Ayrıca çalışmada, Kn sayısının artışıyla termal gelişme uzunluğunun arttığı tespit edilmiştir.

Tablo 1.6. Mikro-kaygan akış rejiminde yapılan teorik çalışmalar ve incelenen etkiler: Diğer etkiler

Araştırmacılar	Araştırma alanları
Herwig, 2001, 2002; Hadjicostantinou ve Simek, 2002; Liu ve Zhao, 2006; Jeong ve Jeong, 2006; Çetin vd. 2008	<i>Eksenel iletim (akışkan içerisinde):</i> Nu sayısı ve termal gelişme uzunluğu üzerinde artırıcı etkiye sahiptir. <i>Eksenel iletim (cidar içerisinde):</i> Isı transferinde %2 düzeyinde bir azalım oluşturmaktadır (miktüplerde).
Ebert ve Sparrow, 1965; Beskok ve Karniadakis, 1994; Kavehpour vd., 1997; Sun ve Faghri, 2000a- b; Guo ve Li, 2003; Asako vd., 2003; Chen ve Kuo, 2004; Mahulikar vd., 2004; Asako ve Toriyama, 2005; Morini vd., 2006; Zhou vd., 2007	<i>Sıkıştırılabilirlik:</i> Sürtünme faktörü üzerinde artırıcı etkiye sahiptir.
Tunc ve Beyazitoglu, 2001, Xu vd., 2003; Hadjicostantinou, 2003; Chen, 2006; Aynur vd., 2006; Jeong ve Jeong, 2006; Çetin vd. 2006	<i>Viskoz yayılım (Br):</i> Akışkanın ısıtılması/soğutulması durumlarında, Nusselt sayısı üzerinde sırasıyla azaltıcı ve artırıcı etkiye sahiptir.
Toh vd., 2002; Mahulikar ve Herwig, 2005, 2006a-b	<i>Termofiziksel özellik etkisi:</i> Termofiziksel özelliklerin (μ , ρ , c_p , k , ν) yerel değişimleri, hız ve sıcaklık alanını önemli düzeyde etkilemektedir.

Kavehpour vd. (1997), sonsuz genişlikte olan paralel iki plaka arasındaki laminer ve sıkıştırılabilir mikro akışı, kaygan akış rejiminde, sayısal olarak incelemiştir. Kayma hızı ve sıcaklık sıçraması ilgili korunum denklemlerine sınır şartı olarak yüklenmiştir. Yüksek Reynolds sayılarında Mach sayısının ve düşük Reynolds sayılarında seyrelme etkisinin ısı transferi üzerinde azaltıcı yönde bir etki oluşturduğunu belirlemiştir.

Gad-el-Hak (1999), mikroboyuta sahip cihazlardaki transport fenomeninin modellenmesi ve ilgili karakteristiklerin hesaplanabilmesi için mevcut metodolojileri geniş bir şekilde incelemiş ve sunmuştur.

Li vd. (2000) asimetrik sabit ısı akısı sınır koşuluna maruz düzlemsel bir mikrokanalda ısı transferi karakteristiklerini sayısal olarak incelemiştir. Analizde Knudsen sınır tabası içerisinde ısı iletim katsayısının yerel değişimleri dikkate alınmış ve ısı transferi üzerindeki yansımaları araştırılmıştır.

Tunc ve Beyazıtoglu (2002), dikdörtgen kesitli mikrokanallarda kenar oranı ve seyrelme düzeyinin ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak araştırmışlardır. Çalışma, kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş ve kanal cidarlarında H2(aksel ve çevresel yönde sabit ısı akısı) sınır koşulu öngörülmüştür. Kayma hızı ve sıcaklık sıçraması ilgili korunum denklemlerine sınır koşulu olarak yüklenmiş ve integral dönüşüm tekniği yardımıyla çözüm gerçekleştirilmiştir. Kenar oranının (a/b) artışıyla Nusselt sayısının arttığı ve seyrelme etkisinin artışıyla Nusselt sayısının azaldığını belirlemiştir. Bu çalışmada, dikdörtgen kesitli mikrokanallarda, kaygan akış rejiminde, hız profili ilk kez belirlenmiştir. Ghodoossi ve Eğrican (2005), benzer çalışmayı H1(aksel yönde sabit ısı akısı ve çevresel yönde sabit yüzey sıcaklığı) sınır koşulu için gerçekleştirmiştir. İlgili sınır koşulunda kenar oranının (a/b) ve seyrelme etkisinin artışıyla Nusselt sayısının azaldığını belirlemiştir.

Zhu vd. (2002), asimetrik ısı akısı sınır koşuluna maruz, paralel iki plaka arasındaki laminer mikro akışı sayısal olarak incelemiştir. Analiz, $0 \leq Kn \leq 0.15$ aralığında birinci mertebe kayma sınır koşulları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Kn sayısının artışıyla Nu sayısının azaldığı ve uyuşum katsayılarına (σ_v , σ_T) bağlı olarak Nu sayısının önemli değişimler gösterdiği belirlenmiştir. Çalışmada ayrıca, analitik formda $Nu = f(Kn, q_1/q_2, \sigma_v, \sigma_T)$ ifadeleri geliştirilmiştir.

Xue vd. (2003), mikro-Couette akışında seyrelme düzeyinin hız, sıcaklık ve basınç dağılımı üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemiştir. Analiz, kaygan akış ve geçiş rejimini kapsayacak şekilde, süreklilik yaklaşımına dayalı Navier-Stokes ve Burnett

eşitlikleri ve moleküler yaklaşıma dayalı DSMC metodu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Çalışmada, düşük sıcaklık farklarında seyrelme düzeyinin ısı transferi üzerindeki etkisini yitirdiğini saptanmıştır. Ayrıca, kaygan akış rejiminin üst sınırında ($Kn=0.1$) Burnett eşitliklerinin Navier-Stokes eşitliklerine kıyasla daha doğru sonuç verdiği, geçiş bölgesinde ise ($Kn>0.1$) çözümün başarısızlığa uğradığı belirlenmiştir.

Chen ve Weng (2005), asimetrik yüzey sıcaklığına maruz, düşey konumdaki düzlemsel bir mikrokanalda meydana gelen doğal taşınımı analitik olarak incelemiştir. Artan seyrelme etkisi ile hacimsel debinin arttığını ve Nu sayısının azaldığını belirlemiştir.

Zhuo vd. (2006), üçgen ve ikizkenar yamuk kesit geometrisine sahip mikrokanallarda üç boyutlu su akışını nümerik olarak incelemiştir. Çalışmada, kesit etkisi ve Reynolds sayısının akış ve ısı transferi üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Konvansiyonel kanalların aksine, laminer tam gelişmiş bölgede Nusselt sayısının sabit kalmayıp artan Reynolds sayısı ile arttığını belirlemiştir.

Mahulikar vd. (2007) yaptığı derleme çalışmasında, tek fazlı mikrokanal akışlarını seyrelme etkisi ve diğer mikroetkilere göre sınıflandırmış ve özetlemiştir.

1.3.1.2. Graetz Problemi ve Seyrelme Etkisi

Barron vd. (1996,1997), hidrodinamik olarak tam gelişmiş/termal olarak gelişmekte olan bir mikrotüp akışında (Graetz problemi) taşınımsal ısı transferini sayısal olarak incelemiştir. Analiz laminer ve kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiştir. Birinci mertebe kayma hızı momentum denkleminin sınır koşulu olarak dahil edilmiştir. Cidarlarda sabit yüzey sıcaklığının sınır koşulu olarak öngörüldüğü çalışmada, termal gelişme uzunluğunun ve Nusselt sayısının, Knudsen sayısına bağlı artış gösterdiğini belirlemiştir.

Aynı problem sabit ısı akısı sınır koşulu için, Ameer vd. (1997) tarafından analitik olarak incelenmiştir. Barron vd.'den (1996,1997) farklı olarak, sıcaklık sıçraması enerji denkleminin sınır koşulu olarak dahil edilmiştir. Nusselt sayısının artan seyrelme etkisiyle (Kn) azaldığını belirlemiştir ve bu davranış sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışla açıklamışlardır. Knudsen sayısının 0.04 değerinde, bu azalım konvansiyonel değere kıyasla %14 düzeyindedir.

Morini ve Spiga (1998), dikdörtgenel mikrokanalda seyrelme etkisinin sürtünme

faktörü ve hidrodinamik gelişme uzunluğu üzerindeki etkisini sayısal olarak araştırmışlardır. Seyrelme etkisinin artmasıyla sürtünme faktörünün azaldığı ve hidrodinamik gelişme uzunluğunun arttığını belirlemişlerdir. Sürtünme davranışında meydana gelen değişimi, seyrelme düzeyine bağlı olarak hız gradyanında meydana gelen azalımı açıklamışlardır.

Larode vd. (2000), benzer çalışmada seyrelme düzeyinin ve yüzey uyuşum katsayısının ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak araştırmışlardır. Analizde kullanılan mikrogeometri dairesel kesite sahip olup, cidarlarda sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulu öngörülmüştür. Analiz sonucunda, seyrelme etkisinin artışıyla Nusselt sayısının azaldığını tespit etmişlerdir. Bu azalım, cidara yakın bölgede makrokanala kıyasla düşük sıcaklık gradyanı oluşumu ile açıklanmıştır.

Yu ve Ameel (2001a-b), dikdörtgenel kesite sahip bir mikrokanalda taşınımsal ısı transferini sayısal olarak incelemişlerdir. Analiz, laminar kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş ve cidarlarda sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı sınır koşulu öngörülmüştür. Yüzey uyuşum katsayılarına (gaz-yüzey çifti) ve seyrelme etkisine (Kn) bağlı olarak, Nusselt sayısının önemli değişimler gösterdiği belirlenmiştir. Bu değişimler, teğetsel momentum katsayısının artışı ile pozitif yönde, ısı uyuşum katsayısının ve Knudsen sayısının artışı ile negatif yöndedir.

Barber ve Emerson (2002), düzlemsel bir mikro kanalda Knudsen sayısının hidrodinamik gelişme uzunluğu üzerindeki etkisini teorik olarak incelemişlerdir. Kayma rejimin üst sınırında ($Kn=0.1$), gelişme uzunluğunun konvansiyonel teoriye kıyasla %25 daha uzun olduğunu belirlemişlerdir.

Male vd. (2004), asimetrik sıcaklık sınır koşuluna sahip karesel bir mikrokanalda kütle ve ısı transferini sayısal ve deneysel olarak incelemişlerdir. İncelenen geometri ve uygulanan sınır koşulları bir mikroreaktör içerisinde yer alan reaksiyon kanalını karakterize etmektedir. İlgili korunum denklemleri laminar akış koşullarında FLUENT paket programıyla çözümlenmiş ve çözümün deneysel sonuçlarla uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir. Ayrıca çalışmada farklı asimetrik sınır koşulları için Nusselt ve Sherwood korelasyonları geliştirilmiştir.

Renksizbulut vd. (2006), sabit yüzey sıcaklığına maruz dikdörtgenel bir mikrokanalda, gelişmekte olan akış durumu için (simultaneously developing) akış ve ısı transferi karakteristiklerini sayısal olarak incelemişlerdir. Seyrelme etkisinin özellikle giriş bölgesinde Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü üzerinde önemli düzeyde azalım etkisi

oluşturduğu belirlemiştir. Bu davranış, seyrelme düzeyine bağlı olarak köşe noktadaki kayma hızında meydana gelen azalımı açıklanmıştır. Ayrıca çalışmada, dikdörtgen ve ikizkenar yamuk kesit geometrileri için tam gelişmiş Nu ve fRe korelasyonları geliştirilmiştir.

1.3.1.3. Termal Sürünme Etkisi

Zhu vd. (2006), kaygan akış rejiminde, farklı mikrogeometrilere sürtünme davranışını teorik olarak incelemiştir. Analizde termal sürünmeyi ihtiva eden birinci ve ikinci mertebe kayma hızları momentum denkleminde sınır koşulu olarak yüklenmiştir. Seyrelme düzeyinin ve termal sürünmenin artışıyla sürtünme faktörünün azaldığını belirlemiştir. Bu değişim, seyrelme düzeyine bağlı olarak hız gradyanında meydana gelen azalma ile ilişkilendirilmiştir.

1.3.1.4. Eksenel İletim Etkisi (Akışkan ve Cidar İçerisinde)

Hadjiconstantinou ve Simek (2002), iki boyutlu mikro/nanokanallarda taşınım ısı transferi karakteristiklerini sayısal olarak araştırmışlardır. İncelenen mikro/nanokanallar düzlemsel ve dairesel geometriye sahip olup, cidarlarda sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulu öngörülmüştür. Analiz, kaygan akış rejiminde $0.1 \leq Kn \leq 1.0$ Navier-Stokes eşitlikleri ve geçiş rejiminde $0.1 < Kn \leq 10$ moleküler yaklaşıma dayalı Monte Carlo yaklaşımı (DSMC) kullanımıyla gerçekleştirilmiştir. Her iki akış rejiminde de eksenel iletim etkileri analize dahil edilmiştir. Knudsen sayısının ve eksenel iletimin Nusselt sayısı üzerinde sırasıyla azaltıcı ve arttırıcı etki yarattığını belirlemiştir.

Jeong ve Jeong (2006) gelişmekte olan mikrokanal akışında viskoz yayılım ve eksenel iletimin ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemiştir. Çalışma kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş, cidarlarda sırasıyla sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı sınır koşulu öngörülmüştür. Akışkanın ısıtılması durumunda viskoz yayılımın ısı transferi üzerinde azaltıcı bir etki yarattığı tersi durumda ise arttırıcı bir etki yarattığı belirlenmiştir. Eksenel iletimin (Peclet sayısının) her iki durumda da ısı transferini arttırdığını tespit etmişlerdir.

1.3.1.5. Sıkıştırılabilirlik Etkisi

Asako vd. (2003,2005), düzlemsel bir mikrokanal akışında, sıkıştırılabilirlik düzeyinin sürtünme faktörü ve taşınım ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemiştir. Analizde kanal cidarlarında sabit yüzey sıcaklığı ve abiyatik sınır koşulu öngörülmüş ve ilgili korunum denklemleri gelişigüzel Lagrange Euler (ALE) metodu ile çözülmüştür. $Ma > 0.3$ değerlerinde sürtünme faktörünün ve ortalama yığın sıcaklığının konvansiyonel değerlerden farklılık gösterdiklerini belirlemiştir.

Zhou vd. (2007), daralan kesite sahip bir mikrokanalda birleşik (conjugated) ısı transferini teorik olarak incelemiştir. Çalışmada sıkıştırılabilirlik etkisini ihtiva eden ilgili korunum denklemleri katı cidar ve akış alanı için eşzamanlı olarak çözülmüştür. Giriş Mach sayısının artışıyla ısı transferinin arttığı aksel doğrultuda basınç dağılımının lineer yapısının bozulduğunu belirlemiştir.

1.3.1.6. Viskoz Yayılım Etkisi

Tunc ve Beyazitoglu (2001), hirodinamik olarak tam gelişmiş termal olarak gelişmekte olan laminer bir mikrotüp akışında, seyrelme, viskoz yayılım ve Prandtl sayısının taşınım ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemiştir. Analiz kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş ve kanal cidarlarında sırasıyla sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulu öngörülmüştür. İlgili korunum denklemleri integral dönüşüm tekniğiyle çözülmüştür. Sıcak ve soğuk cidar durumları için sırasıyla viskoz yayılımın ısı transferi üzerinde azaltıcı ve arttırıcı bir etki yarattığını belirlemiştir. Benzer şekilde seyrelmenin etkisinin her iki ısı sınır koşulunda ısı transferini azalttığını, Prandtl sayısının ise ısı transferini arttırdığını tespit etmişlerdir.

Hadjiconstantinou (2003), düzlemsel bir mikrokanal akışında viskoz yayılımın taşınım ısı transferi üzerindeki etkisini analitik incelemiştir. Çalışmada kanal cidarlarında sabit ısı akısı sınır koşulu öngörülmüş ve analiz kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiştir. Artan viskoz yayılımın ısı transferi üzerinde azaltıcı bir etki yarattığını belirlemiştir.

Xu vd. (2003), dairesel kesitli bir mikrokanaldaki su akışını teorik olarak incelemiştir. Çalışmada viskoz yayılımın basınç, sıcaklık ve hız gradyanı üzerinde önemli değişimlere neden olduğunu belirlemiştir.

Chen (2006), sabit yüzey sıcaklığına maruz bir mikrotüp akışı sayısal olarak incelemiştir. Çalışma, kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş ve birinci mertebeden kayma hızı ve sıcaklık sıçraması ilgi korunum denklemlerine sınır şartı olarak yüklenmiştir. Kn sayısının artışıyla sürtünme faktörünün ve ısı transferinin azaldığı belirlenmiştir. Bu davranışlar sırasıyla, seyrelme düzeyine bağlı olarak cidardaki hız ve sıcaklık gradyanında meydana gelen azalışla açıklanmıştır.

Aynur vd. (2006), sabit ısı akına maruz dikdörtgen kesitli bir mikrokanal akışında seyrelme düzeyi ve viskoz yayılımın ısı transferi üzerindeki etkisini sayısal olarak araştırmışlardır. Seyrelme düzeyinin artışıyla Nusselt sayısının azaldığını, viskoz yayılımın artışıyla Nusselt sayısının arttığını belirlemiştirler. Bu çalışmada, yukarıda verilen çalışmaların aksine, viskoz yayılımın Nusselt sayısı üzerindeki olumlu etkisi araştırmacıların aksel sıcaklık gradyanını yanlış hesaplamasından kaynaklanmaktadır.

1.3.1.7. Termofiziksel Özellik Etkisi

Toh vd. (2002), dikdörtgen kesitli mikrokanallarda üç boyutlu akışkan akışı ve ısı transferini teorik incelemiştirler. Çalışmada akışkana ait termofiziksel özellikler (dinamik viskozite, yoğunluk, ısı iletim katsayısı ve özgül ısı) sıcaklığın fonksiyonu olarak tanımlanmış ve ilgili korunum denklemleri eşzamanlı olarak çözülmüştür. Adyabatik sınır koşulunda (soğuk akışkan) fRe değerinin konvansiyonel değerle uyum içerisinde olduğu, artan ısı akısıyla fRe değerinin azaldığı belirlenmiştir. Bu davranış, artan akışkan sıcaklığıyla akışkanın viskozitesinde meydana gelen azalışla ilişkilendirilmiştir. Çalışmada ayrıca, diğer termofiziksel özelliklerin sürtünme davranışı önemli düzeyde etkilediği belirlenmiştir.

Mahulikar ve Herwig (2005, 2006a-b), farklı kesit geometrisine sahip mikrokanallarda, termofiziksel özellik değişimlerinin akış ve ısı transferi üzerindeki etkisini nümerik olarak araştırmışlardır. Sabit termofiziksel özellik varsayımına kıyasla, fRe ve Nu üzerinde önemli sapmaların oluştuğunu belirlemiştirler.

1.3.2. Deneysel Çalışmalar

Birçok araştırmacı, farklı kesit alanına sahip mikrogeometrilere akışkan akışı ve ısı transferini deneysel olarak incelemiştir. Bu çalışmada, ilgili deneysel literatür detaylı bir şekilde taranmış ve özet formunda Tablo 1.7-9'da sunulmuştur. Tez konusuyla doğrudan ilişkili olan (tek fazlı gaz akışı ve sürtünme faktörü) çalışmalardan bazıları açık formda aşağıda sunulmaktadır.

Mikrokanallarda, sürtünme faktörünün tayini üzerine ilk deneysel çalışma Wu ve Little (1983) tarafından gerçekleştirilmiştir. Çalışmada hidrolik çapları 55.81, 55.92 ve 72.38 μm olan silikon ve cam esaslı ikizkenaryamuk kesit geometrisine sahip mikrokanallardaki sürtünme davranışı incelenmiştir. Test akışkanı olarak N_2 , H_2 ve Ar gazlarının kullanıldığı çalışmada, ölçülen sürtünme faktörü değerlerinin makrokanal değerlerine kıyasla %10-30 düzeyinde yüksek olduğu gözlenmiştir. Sürtünme faktöründeki bu artış, yüksek relatif pürüzlülük ve asimetrik pürüz dağılım etkisi ile açıklanmıştır.

Acosta vd. (1985), hidrolik çapları 368.9-990.4 μm ve kenar oranları 0.019-0.05 arasında değişen dikdörtgen kesitli mikrokanallarda sürtünme davranışını incelemiştir. Test akışkanı olarak He gazının kullanıldığı çalışmada elde edilen $Po (=fRe)$ değerlerinin konvansiyonel değerlerle uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir.

Pfalher vd. (1990-1991) yaptıkları bir dizi çalışmada, akış direnci davranışını farklı mikrogeometrilere için araştırmıştır. Kullanılan mikrokanallar dikdörtgen ve yamuk kesit geometrisine sahip olup hidrolik çapları 1.6-65 μm arasında değişmektedir. Deneyler sıvı (izopropanol ve silikon yağı) ve gaz akışı (He ve N_2) için $Re= 50-300$ aralığında gerçekleştirilmiştir. Ölçülen sürtünme faktörü değerlerinin konvansiyonel değerlere kıyasla küçük olduğu gözlenmiştir. Ayrıca çalışmada, mikroskalada akışkan viskozitesinin boyut bağımlı değişim gösterdiği ortaya konmuştur.

Choi vd. (1991), 3, 7, 10, 53, 81 μm çapa sahip silika esaslı mikrotüplerde, sürtünme faktörünü deneysel olarak incelemiştir. Çalışma Reynolds sayısının 30-20000 aralığında gerçekleştirilmiş ve test akışkanı olarak nitrojen kullanılmıştır. Laminer akış rejiminde ölçülen tam gelişmiş Poiseuille sayısının ($Po=fRe$) konvansiyonel değere ($fRe=16$) kıyasla daha küçük olduğu gözlenmiştir.

Arkilic vd. (1994), silikon esaslı ve dikdörtgen kesit geometrisine sahip bir mikrokanaldaki ($D_h=2.6 \mu\text{m}$) He akışını incelemiştir. Çalışmada, sürtünme faktörünün konvansiyonel değere kıyasla daha küçük olduğu belirlenmiştir. Ayrıca, mikrokanallarda

kütlesel debinin, kayma sınır koşulları kullanılarak yüksek doğrulukta hesaplanabileceği ortaya konmuştur.

Tablo 1.7. Poiseuille sayısının belirlenmesi üzerine yapılan deneysel çalışmalar: Gaz akışları

Araştırmacılar	Kesit alanı	D_h [μm]	Test akışkanı	$Po(=fRe)$
Wu ve Little, 1983	İkizkenar yamuk	55.8-72.4	N_2 , H_2 , Ar	$\uparrow\uparrow$
Acosta vd., 1985	Dikdörtgen	368.9-990.4	He	\approx
Pfalher vd., 1990a- b, 1991	Dikdörtgen İkizkenar yamuk	1.6-65	N_2 , H_2	$\downarrow\downarrow$
Choi vd., 1991	Daire	3-81	N_2	$\downarrow\downarrow$
Arkilic vd., 1994	Dikdörtgen	2.6	He	$\downarrow\downarrow$
Pong vd., 1994	Dikdörtgen	1.94-2.33	N_2 , He	$\downarrow\downarrow$
Liu vd., 1995	Dikdörtgen	2.33	N_2 , He	$\downarrow\downarrow$
Yu vd., 1995	Daire	19-102	N_2	$\downarrow\downarrow$
Harley vd., 1995	Dikdörtgen İkizkenar yamuk	1.01-35.91	N_2 , He, Ar	$\downarrow\downarrow$
Shih vd., 1996	Dikdörtgen	2.33	N_2 , He	$\downarrow\downarrow$
Araki vd., 2000	İkiz kenar yamuk	3-10	N_2 , He	$\downarrow\downarrow$
Li vd., 2000a	Daire	128.8-179.8	N_2	$\uparrow\uparrow$
Yang vd., 2000	Daire	173-4010	Hava	$\downarrow\downarrow$
Lalonde vd., 2001	Daire	52.8	Hava	\approx
Turner vd., 2001	Dikdörtgen	4-100	Hava, N_2 , He	\approx
Hsieh vd., 2004	Dikdörtgen	80	N_2	$\downarrow\downarrow$
Kohl vd., 2005	Dikdörtgen	25-100	Hava	\approx
Celata vd., 2007	Daire	30-254	He	\approx
Morini vd., 2007	Daire	100-300	N_2	\approx

$\uparrow\uparrow$ Konvansiyonel değere kıyasla büyük

$\downarrow\downarrow$ Konvansiyonel değere kıyasla küçük

\approx Konvansiyonel değerle yaklaşık aynı

Tablo 1.8. Poiseuille sayısının belirlenmesi üzerine yapılan deneysel çalışmalar: Sıvı akışları

	Kesit alanı	D_h [μm]	Test akışkanı	$Po(=fRe)$
Harley ve Bau, 1989	Dikdörtgen İkizkenar yamuk	45-67	İzopropanol	↑↑
Pfalher vd., 1990a-b, 1991	Dikdörtgen İkizkenar yamuk	1.6-65	İzopropanol Silikon yağı	↓↓
Urbanek vd., 1993	İkizkenar yamuk	5-25	İzopropanol	↑↑
Rahman ve Gui, 1993a-b	İkizkenar yamuk	79-325	Su	≈
Wilding vd., 1994	İkizkenar yamuk	26-63	Biyolojik akış., su	↑↑
Peng vd., 1995, 1996	Dikdörtgen	133-367	Su	↑↑
Yu vd., 1995	Daire	19-102	Su	↓↓
Jiang vd., 1995	Dikdörtgen İkizkenar yamuk	20-65	Su	↑↑
Jiang vd., 1997	İkizkenar yamuk	35-120	Su	↓↓
Richter vd., 1997	İkizkenar yamuk	187-116	Su	≈
Harms vd., 1997, 1999	Dikdörtgen	404-1923	Su	≈
Webb ve Zhang, 1998	Dikdörtgen	960-2000	R134a	≈
Pfund vd., 1998	Dikdörtgen	200-900	Su	≈
Flockhart ve Dhariwal, 1998	İkizkenar yamuk	50-120	Su	≈
Mala ve Li, 1999	Daire	50-254	Su	↑↑
Papautsky vd., 1999	Dikdörtgen	50-600	Su	↑↑
Meinhart vd., 1999	Dikdörtgen	54.5	Su	≈
Xu vd., 1999	Dikdörtgen	50-300	Su	↓↓
Qu vd., 2000a	İkizkenar yamuk	51-169	Su	↑↑
Sharp vd., 2000	Daire	75-242	Su	≈
Xu vd., 2000	Dikdörtgen	29.59- 344.3	Su	≈

↑↑ Konvansiyonel değere kıyasla büyük

↓↓ Konvansiyonel değere kıyasla küçük

≈ Konvansiyonel değerle yaklaşık aynı

Tablo 1.8.'in devamı

	Kesit alanı	D_h [μm]	Test akışkanı	$Po(=fRe)$
Ding vd., 2000	Dikdörtgen İkizkenar yamuk	400-600	R134a	↑↑
Celata vd., 2000	Daire	130	R114	≈
Judy vd., 2000	Daire	20-150	İzopropanol Su, Metanol	↓↓
Li vd., 2000b	Daire	79.9-205.3	Su	≈
Yang vd., 2000	Daire	173-4010	Su, R134a	≈
Pfund vd., 2000	Dikdörtgen	128-521	Su	↑↑
Debray vd., 2001	Dikdörtgen	590-2218	Su	≈
Jiang vd., 2001	Dikdörtgen	300	Su	↑↑
Ren vd., 2001	Dikdörtgen	28.1-80.3	Su, KCl çözeltisi	↑↑
Kandlikar vd., 2001	Daire	620-1067	Su	↑↑
Gao vd., 2002	Dikdörtgen	199.2-1923	Su	≈
Warrier vd., 2002	Dikdörtgen	750	FC-84	≈
Judy vd., 2002	Dikdörtgen	47-101	İzopropanol Su, Metanol	≈
Hegab vd., 2002	Dikdörtgen	112-210	R134a	≈
Qu ve Muduwar, 2002	Dikdörtgen	349	Su	≈
Bucci vd., 2003	Daire	290	Su	≈
Wu ve Cheng, 2003a	İkizkenar yamuk	25.9-291	Su	≈
Li vd., 2003	Daire	79.9-166.3	Su	↑↑
Kohl vd., 2005	Dikdörtgen	25-100	Su	≈
Rands vd., 2006	Daire	16.6-32.2	Su	≈
Celata vd., 2006a	Daire	70-326	Su	≈

↑↑ Konvansiyonel değere kıyasla büyük

↓↓ Konvansiyonel değere kıyasla küçük

≈ Konvansiyonel değerle yaklaşık aynı

Tablo 1.9. Nusselt sayısının belirlenmesi üzerine yapılan deneysel çalışmalar: Gaz ve sıvı akışları (Morini, 2004)

	Kesit alanı	D_h [μm]	Test akışkanı	Nu
Wu ve Little, 1984	İkizkenar yamuk	55.8-72.4	N_2	$\uparrow\uparrow$
Acosta vd., 1985	Dikdörtgen	369-990	He	\approx
Choi vd., 1991	Daire	3-81	N_2	$\uparrow\uparrow$
Yu vd., 1995	Daire	19-102	Su, N_2	$\uparrow\uparrow$
Rahman ve Gui, 1993a	İkizkenar yamuk	176-325	Su	$\uparrow\uparrow$
Peng ve Wang, 1993	Dikdörtgen	646	Su	$\downarrow\downarrow$
Wang ve Peng, 1994	Dikdörtgen	311-747	Su, Metanol	$\downarrow\downarrow$
Peng vd., 1995a	Dikdörtgen	311-646	Metanol	$\downarrow\downarrow$
Peng vd., 1995b	Dikdörtgen	133-367	Su	$\downarrow\downarrow$
Peng ve Peterson, 1995	Dikdörtgen	311-747	Su, Metanol	$\downarrow\downarrow$
Peng ve Peterson, 1996	Dikdörtgen	133-367	Su	$\downarrow\downarrow$
Cuta vd., 1996	Dikdörtgen	425	R124	$\uparrow\uparrow$
Ravigururajan vd., 1996	Dikdörtgen	425	R124	$\uparrow\uparrow$
Nguyen vd., 1996	İkizkenar yamuk	690	Su	$\uparrow\uparrow$
Adams vd., 1998	Daire	102-1090	Su	$\uparrow\uparrow$
Harms vd., 1999	Dikdörtgen	404	Su	\approx
Adams vd., 1999	Yarım yamuk	>1200	Su	\approx
Tso ve Mahulikar, 2000	Daire	717-741	Su	$\downarrow\downarrow$
Celata vd., 2000	Daire	130	R114	$\uparrow\uparrow$
Qu vd., 2000b	İkizkenar yamuk	62-169	Su	$\downarrow\downarrow$
Rahman, 2000	Dikdörtgen	299-491	Su	$\uparrow\uparrow$
Debray vd., 2001	Dikdörtgen	590-2218	Su	$\downarrow\downarrow$
Jiang vd., 2001	Dikdörtgen	300	Su	$\uparrow\uparrow$
Kandlikar vd., 2001	Daire	620-1067	Su	$\uparrow\uparrow$
Gao vd., 2002	Dikdörtgen	199.2-1923	Su	$\downarrow\downarrow$
Qu ve Muduwar, 2002	Dikdörtgen	349	Su	\approx
Warrier vd., 2002	Dikdörtgen	750	FC-84	\approx
Bucci vd., 2003	Daire	290	Su	\approx
Wu ve Cheng, 2003b	İkizkenar yamuk	69.2-160	Su	\approx

$\uparrow\uparrow$ Konvansiyonel değere kıyasla büyük

$\downarrow\downarrow$ Konvansiyonel değere kıyasla küçük

\approx Konvansiyonel değerle yaklaşık aynı

Liu vd. (1995), 2.33 μ m hidrolik ϕ ap ve dikdörtgen kesit geometrisine sahip mikrokanalda basınç düşümünü deneysel olarak araştırmıştır. Test akışkanı olarak He gazının kullanıldığı çalışmada basınç düşümlerinin teorik değerlerden daha küçük olduğu gözlenmiştir. Ayrıca çalışmada ölçülen debi oranının, uyuşum katsayısının 1 değeri için kayma sınır koşulları kullanılarak hesaplanan debi oranı ile uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir.

Liu vd.'nin yaptığı çalışma (1995), Shih vd. (1996) tarafından farklı test akışkanı (Helyum ve nitrojen) ve debi değerleri kullanılarak genişletilmiştir. Çalışmada, debi oranının düşük kanal giriş basınç değerlerinde (<0.25MPa) kaygan akış modeliyle uyum içerisinde olduğu, yüksek basınç değerlerinde ise önemli düzeyde sapmaların olduğu ortaya konu.

Yu vd. (1995), farklı ϕ aplara (19-102 μ m) sahip silika esaslı mikrotüplerde nitrojen ve su akışını $Re=250-20000$ aralığında deneysel olarak incelemişlerdir. Deneysel sürtünme faktörünün konvansiyonel değere kıyasla daha düşük olduğunu ortaya koymuşlardır.

Harley vd. (1995), farklı hidrolik ϕ aplardaki ($D_h=1.01-35.91\mu$ m) yamuk ve dikdörtgen kesitli mikrokanallarda sıkıştırılabilirlik ve seyrelme düzeyinin sürtünme davranışı üzerindeki etkisini deneysel olarak incelemişlerdir. Çalışmada test akışkanı olarak nitrojen, helyum ve argon kullanılmıştır. Deneysel sürtünme faktörünün konvansiyonel değere kıyasla daha düşük düzeyde olduğunu belirlemişlerdir. Sürtünme faktöründeki azalım seyrelme etkisi ile açıklanmış ve değişim birinci mertebeden kayma sınır koşulu kullanılarak teorik olarak da desteklenmiştir.

Araki vd. (2000), yamuk kesit alanına sahip mikrokanallarda ($D_h=3-10\mu$ m) nitrojen ve helyum akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Harley vd.'nin (1995) yaptıkları çalışmayla benzer değişimler gözlemlemişlerdir. Sürtünme faktöründeki azalım seyrelme etkisi ile açıklanmıştır.

Li vd. (2000), ϕ apları 80-166 μ m arasında değişen 5 farklı mikrotüpteki nitrojen akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Mach sayısının 0.3'den büyük değerlerinde, tüp boyunca basınç düşümünün lineer olmadığı ve bu değişime bağlı olarak sürtünme faktörünün konvansiyonel değere kıyasla büyük olduğunu belirlediler.

Yang vd. (2000), ϕ apları 173-4010 μ m arasında değişen 10 farklı miktüpteki hava, su ve soğutucu akışkan R134a akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Su ve soğutucu akışkan akışında, laminar ve türbölanslı rejimde, sürtünme faktörünün konvansiyonel değerle uyum içerisinde olduğunu belirlemişlerdir. Hava akışında ise, özellikle türbölanslı rejimde

sürtünme faktörünün konvansiyonel teoriye kıyasla oldukça düşük olduğunu gözlemlemişlerdir.

Lalonde vd. (2001), çapı 52.8 μm olan bir mikrotüpteki hava akışında sürtünme faktörü davranışını deneysel olarak incelemişlerdir. Sonuçların konvansiyonel değerle uyum içerisinde olduğunu belirlemişlerdir.

Benzer bir çalışmada, Turner vd. (2001) hidrolik çapı 4-100 μm arasında değişen pürüzlü ve pürüzsüz dikdörtgen kesitli mikrokanallarda laminer ($Re=0.02-1000$) gaz akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Test akışkanı olarak nitrojen, helyum ve havanın kullanıldığı çalışmada, sürtünme faktörünün pürüzlü ve pürüzsüz kanal için konvansiyonel teoriyle uyum içerisinde olduğunu belirlemişlerdir.

Hsieh vd. (2004), hidrolik çapı 80 μm olan dikdörtgen kesitli bir mikrokanalda, tam gelişmiş laminer N_2 akışını deneysel ve analitik olarak incelemişlerdir. Çalışmanın sayısal analiz kısmında, birinci mertebeden kayma sınır koşulları ve sıkıştırılabilirlik etkilerini ihtiva eden ilgili korunum denklemleri pertürbasyon metoduyla çözülmüştür. Elde edilen sayısal sonuçlarla deneysel sonuçların uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir. Konvansiyonel değerlere kıyasla, artan seyrelme düzeyine bağlı olarak akış direncinin azaldığı gözlenmiştir.

Morini(2004), yaptığı derleme çalışmasında farklı mikrogeometrilere tek-fazlı akışkan akışı ve ısı transferini konu alan çalışmaları detaylı bir şekilde incelemiş ve sunmuştur.

Kohl vd. (2005), farklı hidrolik çaplara sahip dikdörtgen kesitli mikrokanallarda su ve sıkıştırılabilir hava akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Diğer çalışmalardan farklı olarak bu çalışmada, özel tasarımı basınç sensörleri mikroyapı içerisine yerleştirilmiş ve yerel basınç ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu yeni ölçüm tekniğiyle elde edilen deneysel verilerin, sıkıştırılabilir ve sıkıştırılamaz akış durumlarında, konvansiyonel değerlerle uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir. Çalışmada, literatürdeki mevcut çelişkilerin ölçüm cihazları ve yanlış hesaplama tekniklerinden kaynaklandığı vurgulanmıştır.

Morini vd. (2007), çapları 100-300 μm ve uzunluk/çap oranları, L/D , 167-5000 arasında değişen mikrotüplerdeki nitrojen akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Sürtünme faktörünün ve laminar-türbülans geçiş Reynolds sayısının kanal uzunluğundan bağımsız şekilde konvansiyonel kanal değere yakınsadığını belirlemişlerdir.

Celata vd. (2007), aynı geometride helyum akışını deneysel olarak incelemişlerdir. Çalışmada benzer bulgular elde edilmiştir.

1.4. Tezin Amacı ve Kapsamı

Mikroelektromekanik sistemler (MEMS), dünya çapında milyar dolarlık pazar potansiyeliyle çok çeşitli endüstriyel (silah donanımları, yakıt pilleri, mikrokanallı soğutma sistemleri, vb.) ve tıbbi alanlarda (DNA/RNA analizörü, ilaç sevkiyatı, kimyasal duyurucular, vb.) artan sayıda uygulama alanı bulmaktadır.

Gelişen teknolojiye paralel olarak MEMS boyutlarının nano mertebelere ulaşması, bu sistemlerde kütle taşınımı ve aşırı ısınma problemini beraberinde getirmektedir. Konvansiyonel yaklaşımlar esas alınarak yapılan tasarım ve analizler, mevcut gereksinimlerin giderilmesi konusunda yetersiz kalmaktadır. Bu alanda yapılan deneysel çalışmalar, mikrokanal akışlarının makrokanal akışlarından farklı fiziksel mekanizmaları (seyrelme, viskoz ısınma, mikroetkiler) ihtiva ettiğini ortaya koymaktadır.

Mevcut literatürde, farklı kesit geometrisine sahip mikrokanallar için gerek teorik gerekse deneysel çalışmaların azlığı ve sunulan sonuçlar arasında bazı çelişkiler olması, mikrokanallarda akış ve ısı transferinin halen tam anlamıyla anlaşamadığını göstermektedir. Bu tez, bu eksikliklerin ve çelişkilerin giderilmesine yönelik veriler üretmeyi hedefleyen teorik ve deneysel çalışmalardan oluşmaktadır. Bu incelemede, uygulamada yaygın kullanım alanına sahip bazı temel mikrogeometrilere ele alınmıştır.

Teorik aşamada, farklı geometriye sahip mikrokanal akışları (dairesel kesitli mikrokanal, düzlemsel mikrokanal, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal) laminer rejimde, hidrodinamik ve termal açıdan incelenmiştir. Analizler, seyrelme, viskoz yayılım ve doğal taşınım etkisini kapsayacak formda, sürekli ortam akışı ($Kn=0$) ve kaygan akış rejimi ($0 < Kn \leq 0.1$) bölgelerinde gerçekleştirilmiştir. İlgili mikrogeometri cidarlarında sabit ısı akısı (H1-tipi) ve sabit yüzey sıcaklığı (T-tipi) olmak üzere iki tip termal sınır koşulu uygulanmıştır.

Deneysel aşamada, farklı kanal yüksekliklerine sahip (100-710 μ m) düzlemsel bir mikrokanal akışında, laminer tam gelişmiş durum için, sürtünme direncinin kanal yüksekliği ve Reynolds sayısına bağlı değişimi incelenmiştir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Proje kapsamında yapılan çalışmalar, teorik ve deneysel olmak üzere bölüm halinde sunulmaktadır.

2.1. Teorik Çalışma

Bu bölümde, pratikte yaygın kullanım alanına sahip bazı temel mikro-geometrilerin (dairesel, düzlemsel ve eşmerkezli halka kesite sahip mikrokanalların) hidrodinamik ve termal analizleri sunulmaktadır. Analizler, seyrelme, viskoz yayılım ve doğal taşınım etkisini kapsayacak formda, sürekli ortam akışı ($Kn=0$) ve kaygan akış rejimi ($0 < Kn \leq 0.1$) bölgelerinde gerçekleştirilmiştir. İlgili mikro-geometri cidarlarında sabit ısı akısı (H1-tipi) ve sabit yüzey sıcaklığı (T-tipi) olmak üzere iki tip temel termal sınır koşulu uygulanmıştır. Aşağıda sırasıyla her bir mikro-geometri için yapılan sayısal analiz ayrıntılı olarak sunulmaktadır.

2.1.1. Dairesel Kesitli Mikrokanallarda Akış

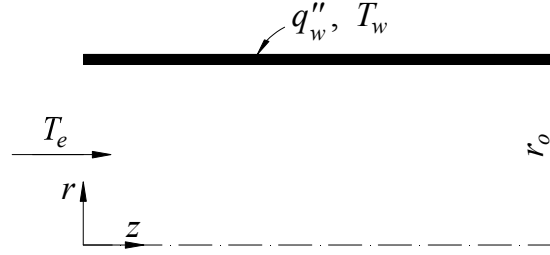
Bu alt bölümde, dairesel kesitli mikrotüplerde, hidrodinamik ve termal olarak tam gelişmiş (*fully developed*) ve hidrodinamik olarak tam gelişmiş/termal olarak gelişmekte olan (*Graetz problem*) tek fazlı laminar gaz akışı sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal analiz kaygan akış (*slip-flow*) rejiminde gerçekleştirilmiş ve cidarlarda sabit ısı akısı (H1-tipi) ve sabit yüzey sıcaklığı (T-tipi) olmak üzere iki tip temel termal sınır koşulu çalışılmıştır. Problemin şematik resmi ve ilgili sınır koşulları Şekil 2.1.'de verilmektedir.

Süreklilik yaklaşımının geçerli olduğu kaygan akış rejiminde, sürekli ortam akış rejiminden farklı olarak, cidar komşuluğundaki akışkan moleküllerinin sahip olduğu hız ve sıcaklık değerleri cidar değerlerine kıyasla farklılık göstermektedir. Bu farklılık düzeyi, kayma hızı ve sıcaklık sıçraması olarak adlandırılmaktadır.

Ameel vd. (1997) tarafından kayma hızı;

$$u_s = -\frac{2-\sigma_v}{\sigma_v} \lambda \frac{du}{dr} \Big|_{r=r_0} \quad (2.1)$$

denklemleri ile tanımlanmaktadır. Burada; u_s , kayma hızını, $Kn = (\lambda / D)$, ortalama serbest yolu ve σ_v , teğetsel momentum uyuşum katsayısını sembolize etmektedir.



Şekil 2.1. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (dairesel kesitli mikrokanal)

Benzer formda, sıcaklık sıçraması:

$$T_s - T_w = -\frac{2-\sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{\lambda}{Pr} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} \quad (2.2)$$

denklemleri ile tanımlanır (Ameel vd., 1997). Burada; T_s , akışkanın cidardaki sıcaklığını, T_w , cidar sıcaklığını ve σ_T , ısı uyuşum katsayısını sembolize etmektedir.

Uyuşum katsayıları (σ_v ve σ_T), yüzey pürüzlülüğü, gaz ve yüzey sıcaklığı, yerel basınç, akış doğrultusu gibi parametrelere bağlı olarak değişmektedir. Pratikte kullanılan gaz-yüzey çiftlerine ait uyuşum katsayıları 0.8-1 düzeyinde olup mevcut analizde 1 olarak alınmıştır.

En genel halde iki boyutlu, daimi, sıkıştırılmaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akışı karakterize eden korunum denklemleri silindirik koordinatlarda;

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (vr) + \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (2.4)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) \quad (2.5)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \left(\frac{\nu}{\text{Pr}} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Phi \quad (2.6)$$

formunda yazılabilir. Denklem (2.6) nın sağ tarafındaki ikinci terim viskoz yayılımı(ısınmayı) ifade etmekte olup açık formu,

$$\Phi = \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right]^2 \right\} \quad (2.7)$$

şeklindedir. Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminar akışta;

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.8a)$$

$$v = 0 \quad (2.8b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2.8c)$$

olduğundan, ilgili denklemler (2.4) numaralı denkleme taşınarak denklem düzenlenirse;

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dz} \quad (2.9)$$

halini alır. Mevcut denklem aşağıda tanımlanan hidrodinamik sınır koşulları:

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da}$$

$$u = u_s \left(= -\lambda \left. \frac{du}{dr} \right|_{r=r_o} \right) \quad r = r_o \text{ 'da} \quad (2.11)$$

ve ortalama hız tanımı:

$$u_m = \frac{\int_0^{r_0} u dA (= 2\pi r dr)}{\int_0^{r_0} dA} \quad (2.12)$$

kullanılarak düzenlenirse, tam gelişmiş hız profili boyutsuz formda

$$U = \frac{u}{u_m} = \frac{2\left(1 - (r/r_0)^2 + 4Kn\right)}{(1 + 8Kn)} \quad (2.13)$$

olarak elde edilir.

Denklem (2.8) de tanımlanan kabuller kullanılarak, (2.6) numaralı enerjinin korunumu denklemi

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \left(\frac{\nu}{Pr}\right) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \quad (2.14)$$

formunda yazılabilir. Pratik koşullar altındaki çoğu akışkan akışında, akış alanı içerisinde aksel doğrultuda iletilen ısı radyal doğrultuda iletilen ısıya kıyasla ihmal edilebilir düzeydedir (Kays ve Crawford, 1993; Oosthuizen ve Naylor, 1999). Bu ihmal matematiksel formda,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilebilir. Denklem (2.14), bu kabul altında tekrar düzenlenerek;

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \left(\frac{\nu}{Pr}\right) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \quad (2.16)$$

formunu alır.

Termal olarak tam gelişmiş akışta, boyutlu sıcaklık dağılımı akış doğrultusunda sürekli bir değişim içerisindeyken, boyutsuz sıcaklık dağılımı sabit bir değişim

göstermektedir (*termal gelişmişlik koşulu*). Bu durum matematiksel formda,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{T_s - T}{T_s - T_c} \right] = 0 \quad (2.17)$$

denklemini ile ifade edilir.

2.1.1.1. Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış

Bu bölümde, hidrodinamik ve termal olarak tam gelişmiş laminer gaz akışı sayısal olarak incelenmiştir. Sabit ısı akısı sınır koşulu için yapılan sayısal analiz aşağıda ayrıntılı olarak sunulmaktadır:

Sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, eksene doğru sıcaklık gradyanları arasında

$$\frac{dT_s}{dz} = \frac{dT_c}{dz} = \frac{dT_m}{dz} = \text{sabit} \quad (2.18)$$

ilişkisi geçerlidir (Ameel vd., 1997).

Denklem (2.18), (2.17) numaralı denklemlere taşınarak düzenlenirse;

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{dT_s}{dz} = \text{sabit} \quad (2.19)$$

halini alır.

Denklem (2.16) nın çözümü için ilgili sınır koşulları;

$$\begin{aligned} T = T_c & \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 & \quad r = 0 \text{ 'da} \\ T = T_s & & \quad r = r_o \text{ 'da} \end{aligned} \quad (2.20)$$

şeklinde yazılabilir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz değişkenler;

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad U = \frac{u}{u_m}, \quad \theta = \frac{T_s - T}{T_s - T_c} \quad (2.21)$$

kullanılarak, (2.16) numaralı enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda

$$\frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) = a \frac{2(R - R^3 + 4KnR)}{(1 + 8Kn)} + 16 Br \frac{R^3}{(1 + 8Kn)^2} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \theta=1 \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=0} &= 0 & R=0 \text{ 'de} \\ \theta=0 & & R=1 \text{ 'de} \end{aligned} \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Denklem (2.22) de yer alan a katsayısı ve Br , sırasıyla; boyutsuz grup parametresi ve Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formları aşağıda verilmektedir.

$$a = - \frac{u_m r_0^2}{\alpha (T_s - T_c)} \frac{dT_s}{dz} \quad (2.24)$$

$$Br = \frac{\mu u_m^2}{k (T_s - T_c)} \quad (2.25)$$

Denklem (2.22), (2.23) numaralı denklemde tanımlanan termal sınır koşullar altında çözümlenerek sıcaklık dağılımı boyutsuz formda;

$$\begin{aligned} \theta(R) = \frac{T_s - T}{T_s - T_c} = \frac{1}{3 + 16Kn} & \left[3 + R^4 - 4R^2 + 16Kn(1 - R^2) \right. \\ & \left. \frac{4Br}{(1 + 8Kn)^2} (R^4 - R^2 + 4Kn(R^4 - R^2)) \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

olarak elde edilir. Mevcut çözümde, a katsayısının ilgili termal sınır koşulları kullanılarak

belirlendiği not edilmelidir.

Benzer hesaplama prosedürü takip edilerek, boyutsuz sıcaklık profili Brinkman sayısının bir başka biçimi olan modifiye edilmiş Brinkman sayısı, Br_q (cidar ısı akısına dayalı) cinsinden de belirlenebilir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz değişkenler;

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad U = \frac{u}{u_m}, \quad \theta_q = \frac{T - T_s}{\frac{q_w'' r_0}{k}} \quad (2.27)$$

kullanılarak, (2.16) numaralı enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda

$$\frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta_q}{dR} \right) = a \frac{2(R - R^3 + 4KnR)}{(1 + 8Kn)} - 32 Br_q \frac{R^3}{(1 + 8Kn)^2} \quad (2.28)$$

$$\theta_q = 0 \quad \left. \frac{\partial \theta_q}{\partial R} \right|_{R=0} = 0 \quad R = 0 \text{ 'da}$$

$$\left. \frac{\partial \theta_q}{\partial R} \right|_{R=1} = 1 \quad R = 1 \text{ 'de} \quad (2.29)$$

olarak yazılabilir. Denklem (2.28) de yer alan a katsayısı ve Br_q , sırasıyla; boyutsuz grup parametresi ve modifiye edilmiş Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formları aşağıda verilmektedir.

$$a = \frac{u_m k r_0}{\alpha q_w''} \frac{dT_s}{dz} \quad (2.30)$$

$$Br_q = \frac{\mu u_m^2}{D q_w''} \quad (2.31)$$

Benzer şekilde (2.28) numaralı enerjinin korunumu denklemi, (2.29) numaralı denklemde tanımlanan termal sınır koşullar altında çözülerek sıcaklık dağılımı boyutsuz formda;

$$\theta_q = \frac{T - T_s}{\frac{q_w'' r_0}{k}} = \left[\frac{4}{1 + 8Kn} + \frac{32Br_q}{(1 + 8Kn)^3} \right] \left[-\frac{3}{16} + \frac{R^2}{4} - \frac{R^4}{16} + Kn(R^2 - 1) \right] - \frac{2Br_q}{(1 + 8Kn)^2} (R^4 - 1) \quad (2.32)$$

olarak elde edilir. Dikkat edilecek olursa (2.26) ve (2.32) numaralı denklemlerde yer alan boyutsuz sıcaklık profilleri T_s 'ye (akışkanın cidardaki sıcaklığına) dayalı denklemlerdir. Denklem (2.2) kullanılarak T_s ve T_w (cidar sıcaklığı) arasında,

$$\frac{T_s - T_w}{T_s - T_c} = \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_{R=1} \quad (2.33a)$$

$$\frac{T_s - T_w}{\frac{q_w'' r_0}{k}} = -\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \quad (2.33b)$$

dönüşüm denklemleri yazılabilir.

Denklem (2.33a-b), sırasıyla (2.26) ve (2.32) numaralı denklemlere taşınarak düzenlenirse T_w 'ye dayalı boyutsuz sıcaklık profilleri,

$$\theta^*(R) = \frac{T_w - T}{T_s - T_c} = \frac{1}{3 + 16Kn} \left[3 + R^4 - 4R^2 + 16Kn(1 - R^2) + \frac{4Br}{(1 + 8Kn)^2} (R^4 - R^2 + 4Kn(R^4 - R^2)) - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \left[-4 - 32Kn + Br \frac{8 + 32Kn}{(1 + 8Kn)^2} \right] \right] \quad (2.34)$$

$$\theta_q^* = \frac{T - T_w}{\frac{q_w'' r_0}{k}} = \left[\frac{4}{1 + 8Kn} + \frac{32Br_q}{(1 + 8Kn)^3} \right] \left[-\frac{3}{16} + \frac{R^2}{4} - \frac{R^4}{16} + Kn(R^2 - 1) \right] - \frac{2Br_q}{(1 + 8Kn)^2} (R^4 - 1) - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \quad (2.35)$$

formunda elde edilir.

Yığın sıcaklığı (Oosthuizen ve Naylor,1999);

$$T_m = \frac{\int_0^{r_o} u T dA (= 2\pi r dr)}{\int_0^{r_o} u dA} \quad (2.36)$$

olmak üzere (2.13), (2.34) ve (2.35) numaralı denklemler ilgili denkleme taşınarak düzenlenirse, boyutsuz yığın sıcaklıkları sırasıyla;

Brinkman sayısı, Br , cinsinden,

$$\theta_m^* = \frac{T_w - T_m}{T_c - T_s} = \frac{11 - 4Br(1 + 4Kn) + 216Kn + 1408Kn^2 + 3072Kn^3}{6(1 + 8Kn)^2(3 + 16Kn)} - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \left[-4 - 32Kn + Br \frac{8 + 32Kn}{(1 + 8Kn)^2} \right] \quad (2.37)$$

modifiye edilmiş Brinkman sayısı, Br_q , cinsinden,

$$\theta_{q,m}^* = \frac{T_m - T_w}{\frac{q_w'' r_0}{k}} = -\frac{1}{4} \left(1 + \frac{16\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \right) - \frac{Br_q}{3(1 + 8Kn)^4} - \frac{Br}{(1 + 8Kn)^3} - \frac{1 + 16Br}{24(1 + 8Kn)^2} - \frac{1}{6(1 + 8Kn)} \quad (2.38)$$

formunda elde edilir.

Isı taşınım katsayısı,

$$h = \frac{k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0}}{T_w - T_m} \quad (2.39)$$

olmak üzere, sabit ısı akısı termal sınır koşulu için θ^* ve θ_q^* 'ya dayalı Nusselt sayıları boyutsuz formda, sırasıyla:

$$Nu = \frac{hD}{k} = -\frac{2 \left. \frac{\partial \theta^*}{\partial R} \right|_{R=1}}{\theta_m^*} \quad (2.40)$$

$$Nu = \frac{hD}{k} = -\frac{2}{\theta_{q,m}^*} \quad (2.41)$$

formunda yazılabilir.

İlgili denklemler, (2.24) ve (2.25) numaralı denklemlere taşınarak düzenlenirse sabit ısı akısı termal sınır koşulu için Nusselt sayısı sırasıyla;

Br , Brinkman sayısı cinsinden

$$Nu = \frac{2 \left[4 + 32Kn - Br \frac{8 + 32Kn}{(1 + 8Kn)^2} \right]}{\left[\frac{11 - 4Br(1 + 4Kn) + 216Kn + 1408Kn^2 + 3072Kn^3}{6(1 + 8Kn)^2(3 + 16Kn)} - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \left[-4 - 32Kn + Br \frac{8 + 32Kn}{(1 + 8Kn)^2} \right] \right]} \quad (2.42)$$

Br_q , modifiye edilmiş Brinkman sayısı cinsinden,

$$Nu = \frac{2}{\frac{1}{4} \left(1 + \frac{16\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \right) + \frac{Br_q}{3(1 + 8Kn)^4} + \frac{Br_q}{(1 + 8Kn)^3} + \frac{1 + 16Br_q}{24(1 + 8Kn)^2} + \frac{1}{6(1 + 8Kn)}} \quad (2.43)$$

formunda elde edilir.

2.1.1.2. Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış

Bu bölümde, hidrodinamik olarak tam gelişmiş ve termal olarak gelişmekte olan laminer gaz akışı sayısal olarak incelenmiştir. Sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulu için yapılan sayısal analiz aşağıda ayrıntılı olarak sunulmaktadır:

a. Sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulu

Sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu için ilgili başlangıç ve sınır koşulları

$$T = T_e \quad z = 0 \text{ 'da} \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da,} \quad T = T_s \quad r = r_o \text{ 'da} \quad (2.45)$$

şeklindedir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz değişkenler kullanılarak,

$$U = \frac{u}{u_m}, \quad \theta = \frac{T_s - T}{T_s - T_e}, \quad R = \frac{r}{D}, \quad Z = \frac{z/D}{RePr} \quad (2.44)$$

(2.14) numaralı enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda, sırasıyla;

$$U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + \frac{1}{(RePr)^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} - Br \left(\frac{dU}{dR} \right)^2 \quad (2.45)$$

$$\theta = 1 \quad Z = 0 \text{ 'da} \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \quad R = 0 \text{ 'da,} \quad \theta = 0 \quad R = 0.5 \text{ 'de} \quad (2.47)$$

olarak elde edilir. Burada; Z , boyutsuz kanal uzunluğunu, Re , Reynolds ve Br , Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formu aşağıdaki gibidir:

$$Br = \frac{\mu u_m^2}{k(T_s - T_e)} \quad (2.46)$$

Denklem (2.45) in sağ tarafında yer alan ikinci terim (eksenel iletimi), yukarıda da belirtildiği üzere çoğu pratik akış koşulunda ihmal edilebilir düzeydedir. Bu eliminasyon Peclet sayısının değeri ile karakterize edilmekte olup, alt sınırı $Pe = (RePr) > 100$

değerindedir. Bu kabul altında (2.45) denklemi tekrar düzenlenirse

$$2 \left[1 - \left(\frac{R}{0.5} \right)^2 \right] \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) - Br \frac{256R^2}{(1+8Kn)^2} \quad (2.47)$$

halini alır.

Akışkana transfer edilen ısı, Fourier kanunu kullanılarak;

$$q_w'' = +k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_o} \quad (2.48)$$

formunda yazılabilir. Denklemden yer alan “+” simgesi ısı geçiş yönünün kanal merkezinden kanal cidarına doğru olduğunu karakterize etmektedir. Denklem (2.28), (2.44) numaralı denklemde tanımlanan boyutsuz değişkenler kullanılarak boyutsuz formda

$$\frac{q_w'' D}{k(T_s - T_e)} = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=0.5} \quad (2.49)$$

şeklinde ifade edilebilir. Dikkat edilecek olursa, (2.49) numaralı denklemin sağ tarafındaki terim, akışkanın cidar sıcaklığı ve kanal giriş sıcaklığı farkına ($T_s - T_e$) dayalı yerel Nusselt sayısını, Nu_D ifade etmektedir. Nu_D açık formda

$$Nu_D = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=0.5} \quad (2.50)$$

şeklinde yazılabilir.

Yığın sıcaklığı boyutlu formda,

$$T_m = \frac{\int_0^{r_o} u T 2\pi r dr}{\int_0^{r_o} u 2\pi r dr} \quad (2.51)$$

olmak üzere, (2.13) ve (2.44) numaralı denklemler kullanılarak boyutsuz formda

$$\frac{T_s - T_m}{T_s - T_e} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta R dR}{\int_0^{0.5} U R dR} \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Denklem (2.2)'de tanımlanan dönüşüm ifadesi, (2.52) numaralı denkleme taşınarak düzenlenirse, cidar sıcaklığına dayalı yığın sıcaklığı boyutsuz formda

$$\frac{T_w - T_m}{T_s - T_e} = \frac{T_s - T_m}{T_s - T_e} - \frac{T_s - T_w}{T_s - T_e} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta R dR}{\int_0^{0.5} U R dR} - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_{R=0.5} \quad (2.53)$$

olarak ifade edilebilir.

Denklem (2.50) ve (2.53) kullanılarak, cidar ve yığın sıcaklığı farkına dayalı farkına dayalı, $T_w - T_m$, ortalama Nusselt sayısı, Nu_{Dm}

$$\begin{aligned} Nu_{Dm} &= \frac{q_w'' D}{k(T_w - T_m)} \\ &= Nu_D \frac{T_s - T_e}{T_w - T_m} = \frac{Nu_D}{\frac{\int_0^{0.5} U \theta R dR}{\int_0^{0.5} U R dR} - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_{R=0.5}} \end{aligned} \quad (2.54)$$

formunda elde edilir.

b. Sabit ısı akısı sınır koşulu

Denklem (2.44) de tanımlanan boyutsuz değişkenler ve aşağıda tanımlanan boyutsuz sıcaklık ifadesi kullanılarak

$$\theta_q = \frac{(T - T_e)}{(q_w'' D / k)} \quad (2.55)$$

(2.16) numaralı enerjinin korunumu denklemi boyutsuz formda

$$U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + Br_q \frac{256R^2}{(1+8Kn)^2} \quad (2.56)$$

şeklinde yazılabilir. Burada; Br_q , modifiye edilmiş Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formu

$$Br_q = \frac{\mu u_m^2}{q_w'' D} \quad (2.57)$$

şeklindedir.

Denklem (2.56) nın çözümü için ilgili başlangıç ve sınır koşulları boyutlu ve boyutsuz formda, sırasıyla;

$$T = T_e \quad z = 0 \text{ 'da} \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da,} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{q_w''}{k} \quad r = r_o \text{ 'da} \quad (2.59)$$

$$\theta_q = 0 \quad Z = 0 \text{ 'da} \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial \theta_q}{\partial R} = 0 \quad R = 0 \text{ 'da,} \quad \frac{\partial \theta_q}{\partial R} = 1 \quad R = 0.5 \text{ 'de} \quad (2.61)$$

şeklinde ifade edilebilir.

T_s akışkanın cidardaki sıcaklığını sembolize etmek üzere, boyutsuz formda

$$\theta_{q,s} = \frac{T_s - T_e}{q_w'' D / k} \quad (2.62)$$

şeklinde yazılabilir.

Yığın sıcaklığı tanımı

$$\theta_{q,m} = \frac{T_m - T_e}{\frac{q_w'' D}{k}} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta R dR}{\int_0^{0.5} U R dR} \quad (2.63)$$

ve (2.2) numaralı dönüşüm denklemi kullanılarak yığın sıcaklığı boyutsuz formda(cidar-yığın sıcaklığı farkına dayalı)

$$\frac{T_w - T_m}{\frac{q_w'' D}{k}} = \frac{T_s - T_m}{\frac{q_w'' D}{k}} - \frac{T_s - T_w}{\frac{q_w'' D}{k}} = \theta_{q,s} - \theta_{q,m} + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \quad (2.64)$$

şeklinde elde edilir. İlgili denklem, aşağıda tanımlanan Nusselt sayısı ifadesine

$$Nu_{Dm} = \frac{hD}{k} = \frac{q_w''}{(T_w - T_m)} \frac{D}{k} \quad (2.65)$$

taşınarak düzenlenirse, Nusselt sayısı nihai formda

$$Nu_{Dm} = \frac{1}{\theta_{q,s} - \theta_{q,m} + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr}} \quad (2.66)$$

olarak yazılabilir.

Her bir termal sınır koşulu için enerji korunum denklemleri, sonlu fark metodu kullanımıyla, nümerik olarak çözülmüştür. Çözüm prosedürü hakkında ayrıntılı bilgi **EK 1**'de ve Oosthuizen ve Naylor'un eserinde yer almaktadır (Oosthuizen ve Naylor, 1999).

Analizde ayrıca (2.14) numaralı denklem üzerinde skala analizi yapılarak mevcut termofiziksel mekanizmada etkili olan boyutsuz sayıların etki mertebesi araştırılmıştır. Denklem (2.14) entalpi akışı, iletimsel ve viskoz yayılım ısı üretimi arasındaki enerji dengesini ifade etmektedir. Bu denge simgesel olarak

$$Q_H \sim Q_K, Q_{VD} \quad (2.67)$$

şeklindedir.

Denklem (2.16) uygun büyüklükler cinsinden

$$u_m \frac{\Delta T}{r_0} \sim \alpha \frac{\Delta T}{r_0^2}, \frac{\nu}{c_p} \left(\frac{u_m}{r_0} \right)^2 \quad (2.68)$$

formunda yazılabilir.

Gerekli boyutsuzlaştırmalar yapıldığında (2.68) numaralı denklem

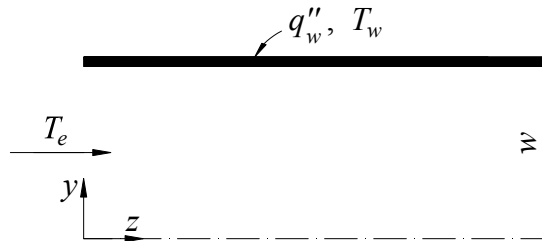
$$Re Pr \sim 1, Br \quad (2.69)$$

halini alır.

Denklem (2.69) incelendiğinde yüksek Reynolds sayılarında (yüksek-hızlı akış) ve Prandtl sayılarında (yüksek viskoziteye sahip akışkanlarda) viskoz yayılımın ısı transferi üzerinde baskın bir role sahip olacağı görülmektedir.

2.1.2. Düzlemsel Mikrokanallarda Akış

Bu bölümde, düzlemsel mikrokanalda (sonsuz genişlikte ve paralel iki plaka arasındaki akış) iki boyutlu, tam gelişmiş ve gelişmekte olan (*Graetz*) tek fazlı laminar akışta akış ve ısı transferi karakteristikleri sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal analiz, kaygan akış (*slip-flow*) rejiminde, sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulları için gerçekleştirilmiştir. Problemin şematik resmi ve ilgili sınır koşulları Şekil 2.2' de verilmektedir.



Şekil 2.2. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düzlemsel mikrokanal)

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş, iki boyutlu, daimi, sıkıştırılmaz ve sabit termofiziksel özellikli laminer akışı karakterize eden korunum(z-doğrultusunda) ve enerji denklemi kartezyen koordinatlarda, sırasıyla;

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.70)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \left(\frac{\nu}{\text{Pr}} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2.71)$$

formunda yazılabilir. Denklem (2.70) ve (2.71)'in elde ediminde yapılan kabüller ve ara işlemler “2.1. Dairesel Kesitli Mikrokanallarda Akış” başlığı altında verildiği için bu bölümde tekrarlanmayacaktır.

Kayma hızı ve sıcaklık sıçraması, kartezyen koordinatlar için, sırasıyla;

$$u_s = - \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \lambda \frac{du}{dy} \Big|_{y=w} \quad (2.72)$$

$$T_s - T_w = - \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=w} \quad (2.73)$$

denklemleri ile tanımlanmaktadır (Hadjiconstantinou, 2001).

Denklem (2.70), aşağıda tanımlanan hidrodinamik sınır koşulları:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dy} \Big|_{y=0} &= 0 & y = 0 \text{ 'da} \\ u &= u_s \left(= -\lambda \frac{du}{dy} \Big|_{y=w} \right) & y = w \text{ 'da} \end{aligned} \quad (2.74)$$

ve ortalama hız tanımı:

$$u_m = \frac{\int_0^w u dy}{\int_0^w dy} \quad (2.75)$$

kullanılarak düzenlenirse, tam gelişmiş hız profili boyutsuz formda

$$U = \frac{u}{u_m} = \frac{3}{2} \left[\frac{1 - (y/w)^2 + 4Kn}{1 + 6Kn} \right] \quad (2.76)$$

olarak elde edilir. Burada; u_m , kesitteki ortalama hızı ve Kn , Knudsen sayısını ifade etmekte olup, açık formu $Kn = \lambda / D_h (= 2w)$ şeklindedir.

2.1.2.1. Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış

Bu bölümde hidrodinamik ve termal olarak tam gelişmiş laminer gaz akışı sayısal olarak incelenmiştir. Sabit ısı akısı sınır koşulu için yapılan sayısal analiz aşağıda sunulmaktadır.

İlgili termal sınır koşulunda aksenal sıcaklık gradyanları sabit olup matematiksel formda

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{dT_s}{dz} = \text{sabit} \quad (2.77)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.77), (2.71) numaralı enerjinin korunumu ifadesine taşınarak düzenlenirse;

$$u \frac{dT_s}{dz} = \left(\frac{\nu}{Pr} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2.78)$$

halini alır. Denklem (2.78) in çözümü ilgili sınır koşulları;

$$\begin{aligned} T = T_c & \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 & \quad y = 0 \text{ 'da} \\ T = T_s & & \quad y = w \text{ 'da} \end{aligned} \quad (2.79)$$

şeklinde yazılabilir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz değişkenler;

$$Y = \frac{y}{w}, \quad U = \frac{u}{u_m}, \quad \theta = \frac{T_s - T}{T_s - T_c} \quad (2.80)$$

kullanılarak, (2.78) numaralı enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda

$$\frac{d^2\theta}{dY^2} = a \frac{3}{2} \left[\frac{1 - Y^2 + 4Kn}{1 + 6Kn} \right] + 9 Br \frac{Y^2}{(1 + 6Kn)^2} \quad (2.81)$$

$$\begin{aligned} \theta=1 \quad \left. \frac{\partial\theta}{\partial Y} \right|_{Y=0} &= 0 & Y=0 \text{ 'da} \\ \theta=0 & & Y=1 \text{ 'de} \end{aligned} \quad (2.82)$$

olarak elde edilir. Denklem (2.81) de yer alan a katsayısı ve Br , sırasıyla; boyutsuz grup parametresi ve Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formları aşağıda verilmektedir.

$$a = - \frac{u_m w^2}{\alpha (T_s - T_c)} \frac{dT_s}{dz} \quad (2.83)$$

$$Br = \frac{\mu u_m^2}{k (T_s - T_c)} \quad (2.84)$$

Denklem (2.81), (2.82) de tanımlanan termal sınır koşulları altında çözülerek sıcaklık dağılımı boyutsuz formda;

$$\begin{aligned} \theta(Y) = \frac{T_s - T}{T_s - T_c} &= \frac{1}{5 + 24Kn} \left[5 - 6Y^2 + Y^4 + 24Kn(1 - Y^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{Br}{(1 + 6Kn)^2} \left(\frac{9}{2} Y^4 - \frac{9}{2} Y^2 + 18Kn(Y^4 - Y^2) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.85)$$

olarak elde edilir.

Benzer şekilde, farklı bir boyutsuz sıcaklık ifadesi kullanılarak (civar ısı akısına dayalı);

$$\theta_q = \frac{T - T_s}{\frac{q_w w}{k}} \quad (2.86)$$

(2.78) numaralı denklem ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda;

$$\frac{d^2 \theta_q}{dY^2} = a \frac{3}{2} \left[\frac{1 - Y^2 + 4Kn}{1 + 6Kn} \right] - 9 Br_q \frac{Y^2}{(1 + 6Kn)^2} \quad (2.87)$$

$$\theta_q = 0 \quad \left. \frac{\partial \theta_q}{\partial Y} \right|_{Y=0} = 0 \quad Y = 0 \text{ 'da}$$

$$\left. \frac{\partial \theta_q}{\partial Y} \right|_{Y=1} = 1 \quad Y = 1 \text{ 'de} \quad (2.88)$$

olarak ifade edilebilir. Burada Br_q , modifiye edilmiş Brinkman sayısının sembolize etmekte olup açık formu aşağıda verilmektedir.

$$Br_q = \frac{\mu u_m^2}{w q_w''} \quad (2.89)$$

Denklem (2.87), (2.88) numaralı denklemde tanımlanan sınır koşulları altında çözümlenerek boyutsuz sıcaklık dağılımı,

$$\theta_q = \frac{T - T_s}{\frac{q_w w}{k}} = \left[\frac{1}{1 + 6Kn} + \frac{3 Br_q}{(1 + 6Kn)^3} \right] \left[-\frac{5}{8} + \frac{3}{4} Y^2 - \frac{1}{8} Y^4 + 3Kn(Y^2 - 1) \right] - \frac{3 Br_q}{4(1 + 6Kn)^2} (Y^4 - 1) \quad (2.90)$$

formunda elde edilir. Dikkat edilecek olursa (2.85) ve (2.90) numaralı denklemler T_s 'ye dayalı ifadelerdir.

Denklem (2.73) de tanımlanan sıcaklık sıçraması, (2.73) ve (2.80) numaralı denklemlerde tanımlanan boyutsuz ifadeler kullanılarak düzenlenirse

$$\frac{T_s - T_w}{T_s - T_c} = \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=1} \quad (2.91a)$$

$$\frac{T_s - T_w}{\frac{q_w'' w}{k}} = -\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \quad (2.91b)$$

halini alır. Denklem (2.91a-b), sırasıyla (2.85) ve (2.90) numaralı denklemlere taşınarak düzenlenirse T_w 'ye dayalı boyutsuz sıcaklık profilleri,

$$\begin{aligned} \theta^*(Y) = \frac{T_w - T}{T_s - T_c} = \frac{1}{5 + 24Kn} & \left[\left[5 - 6Y^2 + Y^4 + 24Kn(1 - Y^2) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{Br}{(1 + 6Kn)^2} \left(\frac{9}{2}Y^4 - \frac{9}{2}Y^2 + 18Kn(Y^4 - Y^2) \right) \right] \right. \\ & \left. - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \left[-8 - 48Kn + Br \frac{9 + 36Kn}{(1 + 6Kn)^2} \right] \right] \end{aligned} \quad (2.92)$$

$$\begin{aligned} \theta_q^* = \frac{T - T_w}{\frac{q_w'' w}{k}} = \left[\frac{1}{1 + 6Kn} + \frac{3Br_q}{(1 + 6Kn)^3} \right] & \left[\left[-\frac{5}{8} + \frac{3}{4}Y^2 - \frac{1}{8}Y^4 + 3Kn(Y^2 - 1) \right] \right. \\ & \left. - \frac{3Br_q}{4(1 + 6Kn)^2} (Y^4 - 1) - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \right] \end{aligned} \quad (2.93)$$

formunda elde edilir.

Yığın sıcaklığı tanımı,

$$T_m = \frac{\int_0^w u T dA (= dy)}{\int_0^w u dA} \quad (2.94)$$

kullanılarak, (2.92) ve (2.93) tekrar düzenlenirse, boyutsuz yığın sıcaklıkları sırasıyla; Brinkman sayısı, Br , cinsinden,

$$\theta_m^* = \frac{T_w - T_m}{T_c - T_s} = \frac{2}{3} + \frac{Br}{35(1+6Kn)^3} - \frac{9Br}{35(1+6Kn)^2} + \frac{2(8+33Br)}{105(1+6Kn)} - \frac{22(1+12Br)}{105(5+48Kn)} - \frac{4\gamma}{\gamma+1} \frac{Kn}{Pr} \left[-8 - 48Kn + Br \frac{9+36Kn}{(1+6Kn)^2} \right] \quad (2.95)$$

modifiye edilmiş Brinkman sayısı, Br_q , cinsinden,

$$\theta_{q,m}^* = \frac{T_m - T_w}{\frac{q_w'' w}{k}} = -\frac{1}{3} \left(1 + \frac{12\gamma}{\gamma+1} \frac{Kn}{Pr} \right) - \frac{2Br_q}{35(1+6Kn)^4} - \frac{11Br_q}{35(1+6Kn)^3} - \frac{2(1+21Br_q)}{105(1+6Kn)^2} - \frac{2}{15(1+6Kn)} \quad (2.96)$$

olarak elde edilir.

Isı taşınım katsayısı,

$$h = \frac{k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=w}}{T_w - T_m} \quad (2.97)$$

olmak üzere θ^* ve θ_q^* 'ya dayalı Nu sayıları, sırasıyla:

$$Nu = \frac{hW(=2w)}{k} = -\frac{2 \left. \frac{\partial \theta^*}{\partial Y} \right|_{Y=1}}{\theta_m^*} \quad (2.98)$$

$$Nu = \frac{hW}{k} = -\frac{2}{\theta_{q,m}^*} \quad (2.99)$$

formunda yazılabilir.

İlgili denklemler, yukarıdaki denklemlere taşınarak düzenlenirse, Nusselt sayıları

nihai formda, sırasıyla;

Brinkman sayısı, Br , cinsinden

$$Nu = \frac{\frac{2}{5+24Kn} \left[8+48Kn - Br \frac{9+36Kn}{(1+6Kn)^2} \right]}{\left[\frac{2}{3} + \frac{Br}{35(1+6Kn)^3} - \frac{9Br}{35(1+6Kn)^2} + \frac{2(8+33Br)}{105(1+6Kn)} - \frac{22(1+12Br)}{105(5+48Kn)} - \frac{4\gamma}{\gamma+1} \frac{Kn}{Pr} \left[-8-48Kn + Br \frac{9+36Kn}{(1+6Kn)^2} \right] \right]} \quad (2.100)$$

modifiye edilmiş Brinkman sayısı, Br_q , cinsinden,

$$Nu = \frac{2}{\frac{1}{3} \left(1 + \frac{12\gamma}{\gamma+1} \frac{Kn}{Pr} \right) + \frac{2Br_q}{35(1+6Kn)^4} + \frac{11Br_q}{35(1+6Kn)^3} + \frac{2(1+21Br_q)}{105(1+6Kn)^2} + \frac{2}{15(1+6Kn)}} \quad (2.101)$$

olarak elde edilir.

2.1.2.2. Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış

Cidarlarında sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen düzlemsel mikrokanaal akışı için yapılan sayısal analiz aşağıda sırasıyla ayrıntılı olarak sunulmaktadır.

a. Sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulu

Aşağıda tanımlanan boyutsuz değişkenler kullanılarak,

$$U = \frac{u}{u_m}, \quad \theta = \frac{(T_s - T)}{(T_s - T_e)}, \quad Y = \frac{y}{W}, \quad Z = \frac{z/W}{Re Pr} \quad (2.102)$$

(2.71) numaralı enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda

$$U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} - Br \frac{144Y^2}{(1+6Kn)^2} \quad (2.103)$$

$$\theta=0 \quad Z=0 \text{ da}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \quad Y=0 \text{ da,} \quad \theta=0 \quad Y=0.5 \text{ de} \quad (2.104)$$

olarak yazılabilir. Burada; Br , Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formu aşağıdaki gibidir:

$$Br = \frac{\mu u_m^2}{k(T_s - T_e)} \quad (2.105)$$

Akışkana transfer edilen ısı, Fourier kanunu kullanılarak;

$$\frac{q_w'' W}{k(T_s - T_e)} = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0.5} \quad (2.106)$$

şeklinde ifade edilebilir. Dikkat edilecek olursa, (2.106) numaralı denklemin sağ tarafındaki terim, akışkanın cidar sıcaklığı ve kanal giriş sıcaklığı farkına ($T_s - T_e$) dayalı yerel Nusselt sayısını, Nu_w ifade etmektedir. Nu_w açık formda

$$Nu_w = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0.5} \quad (2.107)$$

şeklindedir.

Yığın sıcaklığı,

$$T_m = \frac{\int_0^w u T dy}{\int_0^w u dy} \quad (2.108)$$

olmak üzere, (2.76) ve (2.102) numaralı denklemler kullanılarak boyutsuz formda

$$\frac{T_s - T_m}{T_s - T_e} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta dY}{\int_0^{0.5} U dY} \quad (2.109)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (2.73)'de tanımlanan sıcaklık sıçraması ifadesi, (2.109) numaralı denkleme taşınarak düzenlenirse, cidar sıcaklığına dayalı yığın sıcaklığı boyutsuz formda

$$\frac{T_w - T_m}{T_s - T_e} = \frac{T_s - T_m}{T_s - T_e} - \frac{T_s - T_w}{T_s - T_e} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta dY}{\int_0^{0.5} U dY} - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0.5} \quad (2.110)$$

olarak ifade edilebilir. İlgili denklem kullanılarak, cidar ve akışkan sıcaklığı farkına dayalı Nusselt sayısı nihai formda,

$$Nu_{wm} = Nu_w \frac{T_s - T_e}{T_w - T_m} = \frac{Nu_w}{\frac{\int_0^{0.5} U \theta dY}{\int_0^{0.5} U dY} - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0.5}} \quad (2.111)$$

olarak belirlenir.

b. Sabit ısı akısı sınır koşulu

Denklem (2.102)'de tanımlanan boyutsuz değişkenler ve aşağıda tanımlanan boyutsuz sıcaklık ifadesi kullanılarak

$$\theta_q = \frac{(T - T_e)}{(q_w'' W / k)} \quad (2.112)$$

(2.71) numaralı enerjinin korunumu denklemi boyutsuz formda

$$U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + Br_q \frac{144Y^2}{(1+6Kn)^2} \quad (2.113)$$

şeklinde yazılabilir. Burada Br_q modifiye edilmiş Brinkman sayısını sembolize etmekte olup açık formu

$$Br_q = \frac{\mu u_m^2}{q_w'' W} \quad (2.114)$$

şeklindedir.

Denklem (2.113)'ün çözümü için ilgili başlangıç ve sınır koşulları boyutsuz formda, sırasıyla;

$$\theta_q = 0 \quad Z = 0 \text{ 'da} \quad (2.115)$$

$$\frac{\partial \theta_q}{\partial Y} = 0 \quad Y = 0 \text{ 'da,} \quad \frac{\partial \theta_q}{\partial Y} = 1 \quad Y = 0.5 \text{ 'de} \quad (2.116)$$

şeklindedir.

T_s akışkanın cidardaki sıcaklığını sembolize etmek üzere, boyutsuz formda

$$\theta_{q,s} = \frac{T_s - T_e}{q_w'' W / k} \quad (2.118)$$

şeklinde yazılabilir. Boyutsuz yığın sıcaklığı,

$$\theta_{q,m} = \frac{T_m - T_e}{\frac{q_w'' W}{k}} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta dY}{\int_0^{0.5} U dY} \quad (2.119)$$

(2.118) numaralı denklem kullanılarak, boyutsuz yığın sıcaklığı ve Nusselt sayısı cidar akışkan sıcaklık farkına dayalı olarak, sırasıyla;

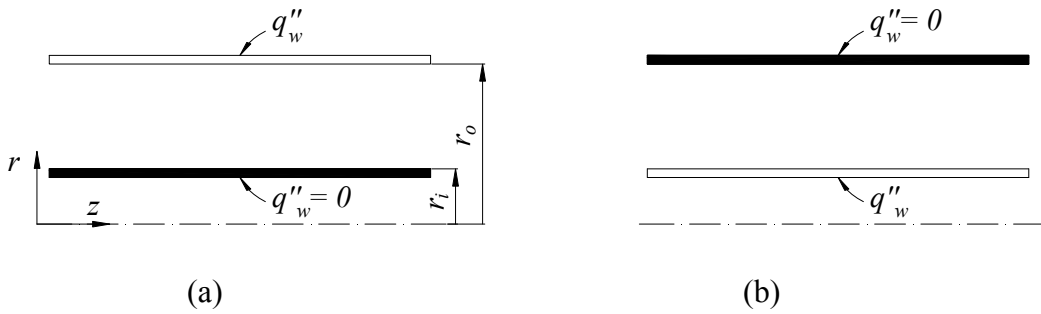
$$\frac{T_w - T_m}{\frac{q_w'' W}{k}} = \frac{T_s - T_m}{\frac{q_w'' W}{k}} - \frac{T_s - T_w}{\frac{q_w'' W}{k}} = \theta_{q,s} - \theta_{q,m} + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \quad (2.120)$$

$$Nu_{wm} = \frac{1}{\theta_{q,s} - \theta_{q,m} + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr}} \quad (2.121)$$

şeklinde ifade edilir.

2.1.3. Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanallarda Akış

Bu bölümde, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanalda, hidrodinamik ve termal olarak tam gelişmiş tek fazlı laminer gaz akışı sayısal olarak incelenmiştir. Analizde, kanal cidarlarında termal sınır koşulu olarak; iç cidarda sabit ısı akısı ve dış cidarda izolasyon (Durum A) ve dış cidarda sabit ısı akısı ve iç cidarda izolasyon (Durum B) olmak üzere iki farklı konfigürasyon öngörülmüştür. Problemin şematik resmi ve ilgili termal sınır koşulları Şekil 2.3’de verilmektedir.



Şekil 2.3. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düzlemsel mikrokanal) Durum A (a), Durum B (b)

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminer akış için akış doğrultusundaki (z-doğrultusu) momentum denklemi,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \quad (2.122)$$

şeklinde ifade edilir.

Aşağıda tanımlanan sınır koşulları

$$\begin{aligned} r = r_i \quad u = u_{s,i} &= \lambda \left(\frac{du}{dr} \right)_{r=r_i} \\ r = r_o \quad u = u_{s,o} &= -\lambda \left(\frac{du}{dr} \right)_{r=r_o} \end{aligned} \quad (2.123)$$

ve boyutsuz büyüklükler

$$R = \frac{r}{r_o}, \quad r^* = \frac{r_i}{r_o}, \quad U = \frac{u}{u_m} \quad (2.124)$$

(2.122) numaralı denkleme taşınarak düzenlenirse boyutsuz hız profili:

$$U = 2(1 - R^2 + 2r_m^{*2} \ln(R) + A) / B \quad (2.125)$$

formunda elde edilir. Burada A ve B sabit katsayılar olup açık formları sırasıyla aşağıda verilmektedir.

$$A = 4Kn(1 - r^*)(1 - r_m^{*2}) \quad (2.126)$$

$$B = \left(1 - r^{*2} - 4r_m^{*2} \left(\frac{1}{2} + \frac{r^{*2}}{1 - r^{*2}} \ln(r^*) \right) + 8Kn(1 - r^*)(1 - r_m^{*2}) \right) \quad (2.128)$$

Mevcut denklemlerde yer alan r_m^* , maksimum hızın meydana geldiği ($\partial u / \partial r = 0$) boyutsuz yarıçapı sembolize etmektedir ve açık formu aşağıdaki gibidir.

$$r_m^* = \frac{r_m}{r_o} = \left(\frac{(1 - r^{*2})(1 + 4Kn)}{2 \ln(1/r^*) - 4Kn \left(\frac{r^{*2} - 1}{r^*} \right)} \right)^{1/2} \quad (2.129)$$

İki boyutlu, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli akış için enerji korunumu denklemi silindirik koordinatlarda

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{v}{c_p} \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \quad (2.130)$$

formunda ifade edilir. Daha önceden de belirtildiği üzere sabit ısı akısı termal sınır koşulu için aksenal sıcaklık gradyeni sabit olup,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{dT_w}{dz} = \frac{dT_s}{dz} = \text{sabit} \quad (2.131)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz sıcaklık ifadesi

$$\theta_q = \frac{T - T_s}{\frac{q_w'' r_o}{k}} \quad (2.132)$$

ve (2.124) numaralı denklemde tanımlanan boyutsuz büyüklükler, (2.132) numaralı denkleme taşınarak düzenlenirse

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta_q}{dR} \right) = aU - Br_q \left(\frac{dU}{dR} \right)^2 \quad (2.133)$$

formunda yazılabilir. Burada; $a = \frac{u_m k r_o}{\alpha q_w''} \frac{dT_s}{dz}$ ve Br , Brinkman sayısını ifade etmekte olup

açık formu aşağıda verilmektedir.

$$Br = \frac{\mu u_m^2}{q_w'' r_o} \quad (2.134)$$

Durum A için, termal sınır koşulları boyutsuz formda aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\begin{aligned} \theta_q = 0 \quad \left. \frac{\partial \theta_q}{\partial R} \right|_{R=1} &= 1 & R=1 \text{ 'de} \\ \left. \frac{\partial \theta_q}{\partial R} \right|_{R=r^*} &= 0 & R=r^* \text{ da} \end{aligned} \quad (2.135)$$

Denklem (2.133), yukarıda verilen sınır koşulları altında çözülerek a katsayısı ve boyutsuz sıcaklık profili sırasıyla:

$$a = \frac{-2B^2 + 8Br(r^{*2} - 1)(1 - 4r_m^{*2} + r^{*2}) + 32Br r_m^{*4} \ln(r^*)}{B((1 + 2A - 2r_m^{*2} - r^{*2})(r^{*2} - 1) + 4B r_m^{*2} r^{*2} \ln(r^*))} \quad (2.136)$$

$$\begin{aligned} \theta_q &= \frac{T - T_{s,o}}{q_w'' r_o / k} \\ &= \frac{a}{2B} \left(\begin{aligned} &-3 - A + 2r_m^{*2} + R^2 (1 + A - 2r_m^{*2} + R^2 / 2) \\ &-\ln R (1 + 2A - 2r_m^{*2} (1 + \ln R)) \end{aligned} \right) \\ &+ \frac{Br}{B^2} \left((1 - R^2)(1 + R^2 - 8r_m^{*2}) + 4 \ln R (1 - 4r_m^{*2}) - 8r_m^{*4} (\ln R)^2 \right) + \ln R \end{aligned} \quad (2.137)$$

formunda elde edilir.

Benzer şekilde Durum B için, termal sınır koşulları boyutsuz formda

$$\begin{aligned} \theta_q = 0 \quad \left. \frac{\partial \theta_q}{\partial R} \right|_{R=r^*} &= -1 & R=r^* \text{ da} \\ \left. \frac{\partial \theta_q}{\partial R} \right|_{R=0} &= 0 & R=1 \text{ 'de} \end{aligned} \quad (2.138)$$

olarak yazılabilir. İlgili sınır koşulları altında (2.133) numaralı denklem çözülerek, a katsayısı ve boyutsuz sıcaklık profili, sırasıyla;

$$a = \frac{-2B^2 r^* + 8Br(r^{*2} - 1)(1 - 4r_m^{*2} + r^{*2}) + 32Br r_m^{*4} \ln(r^*)}{B((1 + 2A - 2r_m^{*2} - r^{*2})(r^{*2} - 1) + 4 r_m^{*2} r^{*2} \ln(r^*))} \quad (2.139)$$

$$\begin{aligned}
\theta_q &= \frac{T - T_{s,i}}{q_w'' r_o / k} \\
&= \frac{a}{2B} \left((R^2 - r^{*2})(1 + A - 2r_m^{*2}) - (R^2 - r^{*2}) - (\ln R - \ln r^*)(1 + 2A - 2r_m^{*2}) \right) \\
&\quad + \frac{Br}{B^2} \left((R^2 - r^{*2})(8r_m^{*2} - (R^2 + r^{*2})) + 4(\ln R - \ln r^*)(1 - 4r_m^{*2}) \right) \\
&\quad - \frac{8r_m^{*4}}{B^2} \left((\ln R)^2 - (\ln r^*)^2 \right)
\end{aligned} \tag{2.140}$$

olarak elde edilir.

Dikkat edilecek olursa, (2.137) ve (2.149) numaralı denklemlerde yer alan boyutsuz ifadelerinin T_s 'ye (akışkanın cidardaki sıcaklığı) dayalı bir fonksiyonu olduğu görülmektedir. Denklem (2.2) kullanılarak T_s ve T_w arasında,

$$\frac{T_{s,o} - T_w}{q_w'' r_o / k} = -\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} (1 - r^*) \tag{2.141a}$$

$$\frac{T_{s,i} - T_w}{q_w'' r_o / k} = -\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} (1 - r^*) \tag{2.141b}$$

dönüşüm denklemleri yazılabilir. Mevcut denklemler, (2.137) ve (2.140) numaralı denklemlere taşınarak düzenlenirse Durum A ve Durum B için boyutsuz sıcaklık ifadeleri, sırasıyla;

$$\begin{aligned}
\theta_q^* &= \frac{T - T_{s,o}}{q_w'' r_o / k} + \frac{T_{s,o} - T_w}{q_w'' r_o / k} = \frac{T - T_w}{q_w'' r_o / k} \\
&= \frac{a}{2B} \left(-3 - A + 2r_m^{*2} + R^2 (1 + A - 2r_m^{*2} + R^2 / 2) \right) \\
&\quad - \ln R (1 + 2A - 2r_m^{*2} (1 + \ln R)) \\
&\quad + \frac{Br}{B^2} \left((1 - R^2)(1 + R^2 - 8r_m^{*2}) + 4 \ln R (1 - 4r_m^{*2}) - 8r_m^{*4} (\ln R)^2 \right) + \ln R \\
&\quad - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} (1 - r^*)
\end{aligned} \tag{2.142}$$

ve

$$\begin{aligned}
\theta_q^* &= \frac{T - T_{s,i}}{q_w'' r_o / k} + \frac{T_{s,i} - T_w}{q_w'' r_o / k} = \frac{T - T_w}{q_w'' r_o / k} \\
&= \frac{a}{2B} \left((R^2 - r^{*2})(1 + A - 2r_m^{*2}) - (R^2 - r^{*2}) - (\ln R - \ln r^*) \right) \\
&\quad + \frac{Br}{B^2} \left((R^2 - r^{*2})(8r_m^{*2} - (R^2 + r^{*2})) + 4(\ln R - \ln r^*)(1 - 4r_m^{*2}) \right) \\
&\quad - \frac{4\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} (1 - r^*)
\end{aligned} \tag{2.143}$$

olarak elde edilir.

Yığın sıcaklığı boyutsuz formda,

$$\theta_{q,m}^* = \frac{\int_1^{r^*} U \theta_q^* R dR}{\int_1^{r^*} U R dR} \tag{2.144}$$

olmak üzere cidar ve yığın sıcaklık farkına dayalı Nusselt sayısı Nu sayısı,

$$Nu = \frac{q_w'' D_h}{(T_w - T_m) k} = -\frac{2}{\theta_{q,m}^*} (1 - r^*) \tag{2.145}$$

olarak belirlenir.

Denklem (2.144) ve (2.145) kullanılarak elde edilen ifadelerin, kompleks yapıda olmaları nedeniyle açık formları verilmemiştir.

2.1.4. Düşey Konumdaki Düzlemsel Mikrokanallarda Karma Taşınım

Bu bölümde, düşey konumdaki düzlemsel bir mikrokanalda meydana gelen tam gelişmiş laminer karma taşınım sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal analiz, kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş ve kanal cidarlarında asimetrik izotermal ($T_2 > T_1$) ve asimetrik ısı akısı termal sınır koşulu ($q_1'' \leq q_2''$) öngörülmüştür.

Hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş, daimi, sıkıştırılmaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akışı karakterize eden korunum denklemleri kaldırma kuvvetlerini kapsayacak formda,

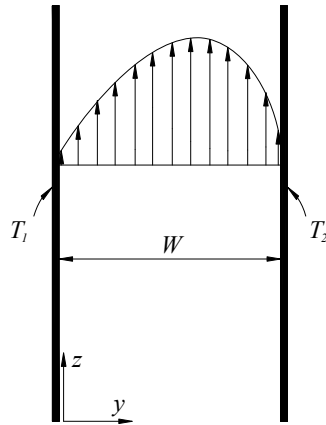
$$0 = -\frac{dp}{dz} + \mu \frac{d^2u}{dy^2} \pm \beta g \rho (T - T_0) \quad (2.146)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \left(\frac{k}{\rho c_p} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2.147)$$

şeklinde ifade edilebilir (Aung ve Worku, 1986). Denklem (2.146)'da yer alan (+/-) simgesi sırasıyla, akışın kaldırma kuvvetiyle aynı/ters yönlü olduğunu karakterize etmektedir. Mevcut analizde viskoz yayılım etkileri ve eksenel iletim ihmal edilmiştir. Her bir sınır koşulu için yapılan sayısal analiz aşağıda ayrıntılı olarak sunulmaktadır.

a. Asimetrik izotermal sınır koşulu

Cidarlarında asimetrik izotermal sınır koşulu öngörülen düzlemsel mikrokanala ait akış alanı şematik olarak Şekil 2.4'de verilmektedir.



Şekil 2.4. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (asimetrik izotermal yüzey sıcaklığı)

Denklem (2.146) ve (2.147)'de verilen korunum denklemleri için ilgili sınır koşulları:

$$\begin{aligned} u &= u_{s1} & y &= 0 \text{ da} \\ u &= u_{s1} & y &= W \text{ da} \end{aligned} \quad (2.148a)$$

$$\begin{aligned} T &= T_{s1} & y &= 0 \text{ da} \\ T &= T_{s2} & y &= W \text{ da} \end{aligned} \quad (2.148b)$$

şeklinde yazılabilir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz büyüklükler kullanılarak,

$$\begin{aligned} Y &= \frac{y}{W}, \quad \theta = \frac{T-T_0}{T_2-T_0}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad Kn = \frac{\lambda}{W}, \quad \beta_v = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v}, \quad \beta_t = \frac{2-\sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{1}{Pr} \\ Z &= \frac{z}{ReW}, \quad P = \frac{p}{\rho u_0^2}, \quad Gr = \frac{\beta g (T_2 - T_0) W^3}{\nu^2}, \quad Re = \frac{u_0 W}{\nu} \end{aligned} \quad (2.149)$$

(2.146) ve (2.147) numaralı denklemler düzenlenirse,

$$0 = -\frac{dP}{dZ} + \frac{d^2U}{dY^2} + \frac{Gr}{Re} \theta \quad (2.150)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \left(\frac{1}{Pr} \right) \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (2.151)$$

formunda ifade edilebilir. Termal açıdan tam gelişmiş akışta (sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulunda)

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0 \quad (2.152)$$

olacağından (2.151) numaralı denklem tekrar düzenlenirse

$$0 = \frac{d^2\theta}{dY^2} \quad (2.153)$$

halini alır (Aung ve Worku, 1986). Denklem(2.150)'de yer alan $-dP/dZ$ aksel basınç gradyeninin sembolize etmekte olup tam gelişmiş laminer akışta sabit bir değere sahiptir. Denklem (2.72) ve (2.73)'de tanımlanan kayma hızı ve sıcaklık sıçraması ifadeleri kullanılarak (2.148) numaralı denklemde tanımlanan sınır koşulları boyutsuz formda

$$\begin{aligned} U &= \beta_v Kn \frac{dU}{dY} & Y = 0 \text{ da} \\ U &= -\beta_v Kn \frac{dU}{dY} & Y = l \text{ de} \end{aligned} \quad (2.154a)$$

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{T_{s1} - T_0}{T_2 - T_0} = r_T + \beta_T Kn \frac{d\theta}{dY} & Y = 0 \text{ da} \\ \theta &= \frac{T_{s2} - T_0}{T_2 - T_0} = 1 - \beta_T Kn \frac{d\theta}{dY} & Y = l \text{ de} \end{aligned} \quad (2.154b)$$

olarak yazılabilir. Burada r_T , boyutsuz sıcaklık oranını ifade etmekte olup açık formu

$$r_T = \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} \quad (2.155)$$

şeklindedir.

Denklem (2.153) iki kez integre edilip, (2.154b) numaralı denklemde tanımlanan termal sınır koşulları altında düzenlenirse,

$$\theta = A_0 + A_1 Y \quad (2.156)$$

halini alır. Burada A_0 ve A_1 sabit katsayılar olup açık formları aşağıda verilmektedir.

$$A_0 = r_T + \frac{(1 - r_T)\beta_T Kn}{(1 + 2\beta_T Kn)}, \quad A_1 = \frac{1 - r_T}{1 + 2\beta_T Kn} \quad (2.157)$$

Denklem (2.156), (2.150) numaralı momentum denklemine taşınarak (2.154a) numaralı denklemde tanımlanan sınır koşulları altında düzenlenirse,

$$U = -\frac{Gr}{Re} \left(A_0 \frac{Y^2}{2} + A_1 \frac{Y^3}{6} \right) + \frac{dP}{dZ} \frac{Y^2}{2} + A_2 Y + A_3 \quad (2.158)$$

olarak elde edilir. Denklemde yer alan A_2 ve A_3 katsayılarının açık formları sırasıyla aşağıdaki gibidir:

$$A_2 = \frac{-\frac{Gr}{Re} \frac{A_1}{4} \left(\beta_v Kn + \frac{1}{6} \right) + 3(1 + 2\beta_v Kn)}{\frac{1}{2} + 4\beta_v Kn + 6\beta_v^2 Kn^2} \quad (2.159a)$$

$$A_3 = \frac{-\frac{Gr}{Re} \frac{A_1}{4} \left(\beta_v Kn + \frac{1}{6} \right) + 3(1 + 2\beta_v Kn)}{4 + \frac{1}{2\beta_v Kn} + 6\beta_v Kn} \quad (2.159b)$$

Kanal kesitindeki ortalama hız boyutsuz formda,

$$U_m = \frac{u_m}{u_0 (= u_m)} = \int_0^1 U dY = 1 \quad (2.160)$$

denklemini ile belirlenebilir. Denklem (2.156), mevcut denkleme taşınarak düzenlenirse tam gelişmiş basınç gradyeni boyutsuz formda,

$$\frac{dP}{dZ} = \frac{Gr}{Re} \left(A_0 + \frac{A_1}{4} \right) - 3A_2 - 6A_3 + 6 \quad (2.161)$$

olarak belirlenir. İlgili denklem, (2.158) numaralı denkleme taşınarak düzenlenirse tam gelişmiş hız profili boyutsuz formda,

$$U = -\frac{GrA_1}{Re} \left(\frac{Y^3}{6} - \frac{Y^2}{8} \right) - A_2 \left(\frac{3Y^2}{2} - Y \right) - A_3 (3Y^2 - 1) + 3Y^2 \quad (2.162)$$

halini alır.

Düzlemsel mikrokanal akışı için boyutsuz yığın sıcaklığı

$$\theta_m = \frac{\int_0^1 U \theta dY}{\int_0^1 U dY} \quad (2.163)$$

formunda yazılabilir. Denklem (2.156) ve (2.162), mevcut denkleme taşınarak düzenlenirse, yığın sıcaklığı boyutsuz formda

$$\theta_m = \frac{T_m - T_0}{T_2 - T_0} = A_0 + A_1 \left(-\frac{Gr}{Re} \frac{A_1}{480} - \frac{A_2}{24} - \frac{A_3}{4} + \frac{3}{4} \right) \quad (2.164)$$

olarak belirlenir.

Sıcak cidar için (T_2 sıcaklığına sahip cidar) ısı taşınım katsayısı, Newton Soğuma Kanunu kullanılarak

$$h = \frac{-k \frac{dT}{dy} \Big|_{y=W}}{T_2 - T_m} = \frac{-k \frac{d\theta}{dY} \Big|_{Y=1}}{1 - \theta_m} \quad (2.165)$$

formunda ifade edilebilir. Mevcut denklem ve ilgili denklemler Nusselt ifadesine

$$Nu = \frac{hD_h (=W)}{k} = \frac{-k \frac{d\theta}{dY} \Big|_{Y=1}}{1 - \theta_m} \quad (2.166)$$

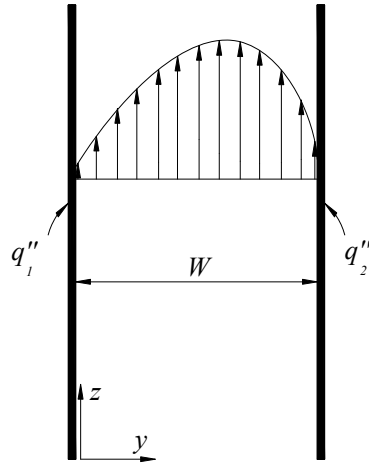
taşınarak düzenlenirse, Nusselt sayısı nihai formda

$$Nu = - \frac{A_1}{1 - \left(A_0 + A_1 \left(- \frac{Gr}{Re} \frac{A_1}{480} - \frac{A_2}{24} - \frac{A_3}{4} + \frac{3}{4} \right) \right)} \quad (2.167)$$

olarak elde edilir.

b. Asimetrik ısı akısı sınır koşulu

Cıdarlarında asimetrik ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen düzlemsel mikrokanala ait akış alanı şematik olarak Şekil 2.5’de verilmektedir.



Şekil 2.5. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (asimetrik ısı akısı)

Denklem (2.146) ve (2.147)’de verilen korunum denklemleri için ilgili sınır koşulları:

$$\begin{aligned} u &= u_{s1} & y &= 0 \text{ da} \\ u &= u_{s2} & y &= W \text{ da} \end{aligned} \quad (2.168a)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial y} &= -\frac{q_1''}{k} & y = 0 \text{ da} \\ \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{q_2''}{k} & y = W \text{ da}\end{aligned}\quad (2.168b)$$

şeklinde yazılabilir.

Sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, aksenal sıcaklık gradyeni ve cidar ısı akıları arasında

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{q_1'' + q_2''}{\rho c_p u_m W} \quad (2.169)$$

ilişkisi geçerlidir (Boulama ve Galanis, 2004).

Aşağıda tanımlanan boyutsuz değişkenler,

$$\begin{aligned}Z &= z / (D_h \text{ Re}), Y = \frac{y}{D_h}, r_q = \frac{q_1''}{q_2''}, P = (p + \rho g z) / \rho u_0^2, \theta_q = \frac{T - T_{s1}}{q_2'' D_h / k} \\ U &= \frac{u}{u_0}, Kn = \frac{\lambda}{D_h}, Pr = \frac{\mu c_p}{k}, Gr_q = \frac{g \beta q_2'' D_h^4}{k \nu^2}, Re = \frac{u_0 D_h}{\nu} \\ \beta_v &= \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v}, \beta_t = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr}\end{aligned}\quad (2.170)$$

kullanılarak, (2.146) ve (2.147) numaralı korunum denklemleri boyutsuz formda

$$-\frac{dP}{dZ} + \frac{d^2 U}{dY^2} + \frac{Gr_q}{Re} \theta_q = 0 \quad (2.171)$$

$$\frac{d^2 \theta_q}{dY^2} = 2 \left(1 + \frac{q_1''}{q_2''} \right) \quad (2.172)$$

olarak yazılabilir.

Benzer şekilde ilgili sınır koşulları boyutsuz formda

$$\begin{aligned}
 U_{s1} &= \beta_v Kn \frac{dU}{dY} & Y = 0 \text{ da} \\
 U_{s2} &= -\beta_v Kn \frac{dU}{dY} & Y = 0.5 \text{ de}
 \end{aligned} \tag{2.173a}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d\theta_q}{dY} &= -\frac{q_1''}{q_2''} = -r_q & Y = 0 \text{ da} \\
 \frac{d\theta_q}{dY} &= 1 & Y = 0.5 \text{ de}
 \end{aligned} \tag{2.173b}$$

olarak elde edilir.

Denklem (2.171) düzenlenerek, sıcaklık dağılımını, θ_q ;

$$\theta_q = \frac{\text{Re}}{Gr_q} \left(\frac{dP}{dZ} - \frac{d^2U}{dY^2} \right) \tag{2.174}$$

formunda yazılabilir. Denklem (2.174)'ün Y 'ye göre iki kez türevi alınıp, (2.172) numaralı denkleme taşınırsa

$$\frac{d^4U}{dY^4} = -2 \frac{Gr_q}{\text{Re}} \left(1 + \frac{q_1''}{q_2''} \right) U \tag{2.175}$$

formunda yazılabilir. ξ sabit bir katsayı olmak üzere

$$\xi = \left[\frac{Gr_q}{2\text{Re}} \left(1 + \frac{q_1''}{q_2''} \right) U \right]^{1/4} \tag{2.176}$$

olmak üzere ilgili denklem tekrar düzenlenirse

$$\frac{d^4U}{dY^4} = -4\xi^4 U \tag{2.177}$$

halini alır. Denklem (2.177)'in genel çözümü aşağıdaki gibidir;

$$U = C_1 e^{\xi Y} \cos(\xi Y) + C_2 e^{-\xi Y} \cos(\xi Y) + C_3 e^{\xi Y} \sin(\xi Y) + C_4 e^{-\xi Y} \sin(\xi Y) \quad (2.178)$$

Burada, ilgili sınır koşulu $q_2 \geq |q_1|$ olduğundan ξ gerçekte bir sayıyı ifade ettiği not edilmelidir. Denklem (2.178), (2.173) numaralı denklemlerde tanımlanan sınır koşulları altında çözülerek C_1 , C_2 , C_3 ve C_4 katsayıları belirlenir. Mevcut katsayıların açık formları kompleks yapıda olduğu için burada verilmemektedir. Gr_q/Re , Kn and r_q nün bazı değerleri için ilgili katsayıların değerleri Tablo 2.1’de verilmektedir.

Denklem (2.171) kullanılarak boyutsuz aksenal basınç gradyeni, $-dP/dZ$, $Y=0$ değeri için

$$\frac{dP}{dZ} = 2\xi^2 (C_3 - C_4) \quad (2.179)$$

olarak belirlenir. Burada, $-dP/dZ$ ’in tam gelişmiş akış koşulunda sabit bir değere sahip olduğu bir başka ifadeyle Y ’den bağımsız olduğu hatırlanmalıdır

Denklem (2.178) ve (2.179), (2.174) numaralı enerjinin korunumu denkleminde taşınarak düzenlenirse tam gelişmiş boyutsuz sıcaklık

$$\theta_q = -\frac{Re}{Gr_q} \left(2\xi^2 e^{-\xi Y} \left((C_4 - C_3) e^{\xi Y} + (C_3 e^{2\xi Y} - C_4) \cos(\xi Y) \right) + (C_2 - C_1 e^{2\xi Y}) \sin(\xi Y) \right) \quad (2.180)$$

olarak belirlenir.

Denklem (2.73)’de tanımlanan sıcaklık sıçraması ifadesi (2.180) numaralı denkleme taşınarak, cidar sıcaklığına dayalı boyutsuz sıcaklık aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} \theta_q^* &= \frac{T - T_1}{q_2'' D_h / k} = \frac{(T - T_{s1})}{q_2'' D_h / k} + \frac{(T_{s1} - T_1)}{q_2'' D_h / k} \\ &= \frac{Re}{Gr_q} \left(2\xi^2 e^{-\xi Y} \left((C_4 - C_3) e^{\xi Y} + (C_3 e^{2\xi Y} - C_4) \cos(\xi Y) \right) + (C_2 - C_1 e^{2\xi Y}) \sin(\xi Y) \right) \\ &\quad - \beta_t Kn (q_1'' / q_2'') \end{aligned} \quad (2.181)$$

Tablo 2.1 Bazı Gr_q/Re , Kn ve r_q değerleri için hesaplanan C_1 , C_2 , C_3 , C_4 katsayıları

$r_q=0.0$					
Gr_q/Re	Kn	C_1	C_2	C_3	C_4
1	0.00	3.56532	-3.56532	-13.38252	20.51316
	0.02	2.97156	-2.77816	-10.78692	16.53665
	0.06	2.28121	-1.86303	-7.76875	11.91299
	0.10	1.89216	-1.34734	-6.06755	9.30705
50	0.00	1.29901	-1.29901	-0.94282	3.54083
	0.02	1.13344	-0.94733	-0.72772	2.80849
	0.06	0.94099	-0.54284	-0.47635	1.96018
	0.10	0.83253	-0.31800	-0.33367	1.48420
$r_q=0.5$					
1	0.00	3.14584	-3.14584	-10.56372	17.16560
	0.02	2.61851	-2.42500	-8.50416	13.85787
	0.06	2.00538	-1.58690	-6.10936	10.01184
	0.10	1.65983	-1.11458	-4.75956	7.84418
50	0.00	1.00047	-1.00047	-0.60638	3.43220
	0.02	0.85921	-0.66729	-0.45242	2.80379
	0.06	0.69508	-0.28235	-0.27305	2.07535
	0.10	0.60259	-0.06705	-0.17163	1.66614
$r_q=1.0$					
1	0.00	2.87634	-2.87634	-8.90402	15.15670
	0.02	2.39220	-2.19857	-7.16036	12.25113
	0.06	1.82928	-1.41051	-5.13293	8.87272
	0.10	1.51201	-0.96634	-3.99024	6.96858
50	0.00	0.82091	-0.82091	-0.42563	3.39702
	0.02	0.69563	-0.49796	-0.30682	2.82999
	0.06	0.55026	-0.12322	-0.16895	2.17201
	0.10	0.46847	0.08763	-0.09137	1.80179

Boyutsuz yığın sıcaklığı

$$\theta_{q,m}^* = \frac{T_m - T_1}{(q_2'' D_h / k)} = \frac{\int_0^{0.5} U \theta_q^* dY}{\int_0^{0.5} U dY} \quad (2.182)$$

olmak üzere ısı taşınım katsayısı sağ ve sol cidar için, sırasıyla;

$$h_1 = \frac{-k \frac{dT}{dy} \Big|_{y=0}}{T_1 - T_m} = -\frac{1}{\theta_{q,m}^*} \frac{k(q_1'' / q_2'')}{D_h} \quad (2.192)$$

$$h_2 = \frac{k \frac{dT}{dy} \Big|_{y=W}}{T_2 - T_m} = -\frac{k \frac{dT}{dy} \Big|_{y=W}}{(T_m - T_1) - (T_{s2} - T_1) + (T_{s2} - T_2)} = -\frac{k / D_h}{\theta_{q,m}^* - \theta_q^*(0.5) - \beta_t Kn} \quad (2.193)$$

denklemleri ile belirlenebilir. Mevcut denklemler aşağıda tanımlanan Nusselt sayısı ifadelerine taşınarak

$$Nu_1 = \frac{h_1 D_h (= 2W)}{k}, \quad Nu_2 = \frac{h_2 D_h}{k} \quad (2.194)$$

nihai formda, sırasıyla;

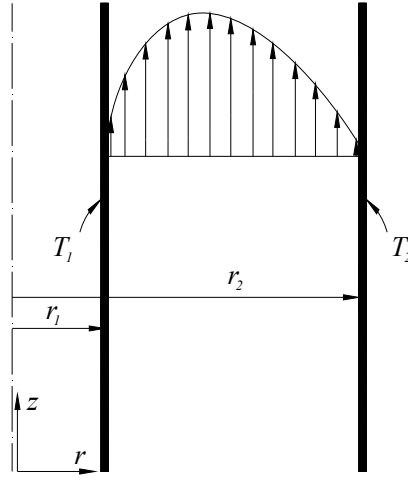
$$Nu_1 = -\frac{(q_1'' / q_2'')}{\theta_{q,m}^*} \quad (2.195)$$

$$Nu_2 = -\frac{1}{\theta_{q,m}^* - \theta_q^*(0.5) - \beta_t Kn} \quad (2.196)$$

olarak belirlenir.

2.1.5. Düşey Konumdaki Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanalda Karma Taşınım

Bu bölümde, düşey konumdaki eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanalda meydana gelen tam gelişmiş laminer karma taşınım sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal analiz, kaygan akış rejiminde gerçekleştirilmiş ve kanal cidarlarında asimetrik izotermal ($T_1 > T_2$) sınır koşulu öngörülmüştür. İlgili mikrokanala ait akış alanı ve sınır koşulları Şekil 2.6'da verilmektedir.



Şekil 2.6. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (düşey konumdaki eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)

Boussinesq yaklaşımı kullanılarak, tam gelişmiş akış için korunum denklemleri

$$0 = -\frac{dp}{dz} + \frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) \pm \beta g \rho (T - T_0) \quad (2.197)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \left(\frac{\nu}{Pr} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.198)$$

formunda yazılabilir. Burada T_0 kanal kesitindeki ortalama sıcaklığı sembolize etmektedir ve açık formu

$$T_0 = \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{r_2} T r dr \quad (2.199)$$

şeklindedir (Barletta ve Zanchini, 1999).

Denklem (2.197) ve (2.198) numaralı denklemlerde verilen korunum denklemleri için ilgili sınır koşulları:

$$\begin{aligned} u &= u_{s1} & r &= r_1' \text{ de} \\ u &= u_{s1} & r &= r_2' \text{ de} \end{aligned} \quad (2.200a)$$

$$\begin{aligned} T &= T_{s1} & r &= r_1' \text{ de} \\ T &= T_{s2} & r &= r_2' \text{ de} \end{aligned} \quad (2.200b)$$

şeklinde yazılabilir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz parametreler kullanılarak,

$$\begin{aligned} R &= \frac{r}{r_2}, \quad r^* = \frac{r_1}{r_2}, \quad Z = \frac{z}{\text{Re } D_h}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_1 - T_2}, \quad U = \frac{u}{u_m}, \quad Kn = \frac{\lambda}{D_h}, \\ \beta_v &= \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v}, \quad \beta_t = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{\text{Pr}}, \quad P = \frac{p}{\rho u_m^2}, \quad Gr = \frac{\beta g (T_2 - T_0) D_h^3}{\nu^2}, \\ \text{Re} &= \frac{u_m D_h}{\nu}, \quad w = \frac{T_1 - T_0}{T_1 - T_2}, \quad D_h = 2(r_2 - r_1) \end{aligned} \quad (2.201)$$

(2.197) ve (2.198) numaralı korunum denklemleri, sırasıyla;

$$0 = -\frac{dP}{dZ} + (2(1 - r^*))^2 \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) + \frac{Gr}{\text{Re}} \theta \quad (2.202)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{D_h}{r_2} \right)^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \quad (2.203)$$

halini alır. Termal açıdan tam gelişmiş akışta $\partial \theta / \partial Z = 0$ olduğundan (2.203) numaralı denklem tekrar düzenlenerek

$$0 = \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) \Rightarrow \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) = 0 \quad (2.204)$$

formunda yazılabilir.

Benzer şekilde (2.201) numaralı denklemde verilen boyutsuz değişkenler ve (2.2) numaralı denklemde tanımlanan sıcaklık sıçraması ifadesi kullanılarak sınır koşulları boyutsuz formda, sırasıyla;

$$\begin{aligned} U_{s1} &= 2\beta_v Kn(1-r^*) \frac{dU}{dR} & R = r^* \text{ da} \\ U_{s2} &= -2\beta_v Kn(1-r^*) \frac{dU}{dR} & R = l \text{ de} \end{aligned} \quad (2.205)$$

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{T_{s1} - T_0}{T_1 - T_2} = w + 2\beta_T Kn(1-r^*) \frac{d\theta}{dR} & R = r^* \text{ da} \\ \theta &= \frac{T_{s2} - T_0}{T_2 - T_0} = w - 1 - 2\beta_T Kn(1-r^*) \frac{d\theta}{dR} & R = l \text{ de} \end{aligned} \quad (2.206)$$

olarak ifade edilebilir.

Denklem (2.204) incelendiğinde boyutsuz sıcaklığın kanal kesitinde logaritmik karaktere sahip olduğu görülmektedir. Denklem ilgili sınır koşulları altında iki kez integre edilirse boyutsuz sıcaklık,

$$\theta = C_0 + C_1 \ln R \quad (2.207)$$

formunda elde edilir. Burada, C_0 ve C_1 sabit katsayılar olup açık formları aşağıda verilmektedir;

$$C_0 = C_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{r^{*2} \ln r^*}{1-r^{*2}} \right), \quad C_1 = \frac{1}{\ln r^* - 2\beta_T Kn(1-r^*)(1+1/r^*)} \quad (2.208)$$

Denklem (2.193) boyutsuz formda

$$\int_{r^*}^1 \theta R dR = 0 \quad (2.209)$$

olmak üzere w sıcaklık oranı sabit katsayılar cinsinden,

$$w = 1 + C_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{r^{*2} \ln r^*}{1 - r^{*2}} + 2\beta_T Kn(1 - r^*) \right) \quad (2.210)$$

olarak belirlenir.

$Kn = 0$ değeri için (makrokanal durumu) (2.207) numaralı denklem düzenlenirse boyutsuz sıcaklık profili

$$\theta = \frac{\ln R}{\ln r^*} + \frac{r^{*2}}{1 - r^{*2}} + \frac{1}{2 \ln r^*} \quad (2.211)$$

formunda elde edilir (Zanchini, 2008).

Denklem (2.207), (2.202) numaralı momentum denkleminde taşınarak düzenlenirse mevcut denklem,

$$0 = -\frac{dP}{dZ} + (2(1 - r^*))^2 \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) + \frac{Gr}{Re} (C_0 + C_1 \ln R) \quad (2.212)$$

halini alır. Mevcut denklem kendi içerisinde tekrar düzenlenerek, sade formda;

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) = C_2 - C_3 (C_0 + C_1 \ln R) \quad (2.213)$$

olarak yazılabilir. Burada, C_2 ve C_3 sabit katsayılar olup açık formları aşağıda verilmektedir:

$$C_2 = \frac{1}{(2(1 - r^*))^2} \frac{dP}{dZ}, \quad C_3 = \frac{1}{(2(1 - r^*))^2} \frac{Gr}{Re} \quad (2.214)$$

Denklem (2.213) iki kez integre edilerek boyutsuz hız:

$$U = \frac{C_2}{4} R^2 - \frac{C_3}{4} ((C_0 - C_1) R^2 + C_1 R^2 \ln R) + C_4 \ln R + C_5 \quad (2.215)$$

olarak elde edilir.

Ortalama boyutsuz hız tanımı:

$$U_m = \frac{\int_{r^*}^1 U R dR}{\int_{r^*}^1 R dR} = 1 \quad (2.216)$$

ve (2.205) numaralı denklemde tanımlanan sınır koşulları kullanılarak, (2.215) numaralı denklemde yer alan C_2 , C_4 , C_5 katsayıları hesaplanabilir. Gr/Re ve Kn 'nin bazı değerleri için hesaplanan katsayılar Tablo 2.2'de verilmektedir.

Boyutsuz yığın sıcaklığı tanımı kullanılarak;

$$\theta_b = \frac{T_b - T_0}{T_1 - T_2} = \frac{\int_{r^*}^1 U \theta R dR}{\int_{r^*}^1 U R dR} \quad (2.217)$$

kanal iç cidarında (sıcak cidar) ısı taşınım katsayısı;

$$h = \frac{-k \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_1}}{T_1 - T_b} = \frac{k C_1}{r_1} \frac{1}{\theta_b - w} \quad (2.218)$$

formunda yazılabilir. Mevcut denklem aşağıda tanımlanan Nusselt sayısı ifadesine;

$$Nu = \frac{h D_h}{k} \quad (2.219)$$

taşınarak düzenlenirse, iç cidara ait Nusselt sayısı nihai formda;

$$Nu = \frac{2C_1(1/r^*-1)}{\theta_b - w} \quad (2.220)$$

olarak belirlenir.

Tablo 2.2. Bazı Gr/Re ve Kn değerleri hesaplanan C_2 , C_4 , C_5 katsayıları($r^*=0.5$ için)

Gr/Re	Kn	C_2	C_4	C_5
0	0.00	-47.6250	12.8828	11.9063
	0.02	-38.3741	10.3177	9.7709
	0.05	-29.7304	7.9338	7.7792
	0.10	-21.6300	5.7171	5.9173
50	0.00	-46.5350	22.3444	24.8173
	0.02	-37.4624	18.4998	21.0372
	0.05	-29.0206	14.7286	17.2394
	0.10	-21.1376	11.0051	13.3837
100	0.00	-45.4449	31.8059	37.7282
	0.02	-36.5507	26.6820	32.3035
	0.05	-28.3109	21.5234	26.6997
	0.10	-20.6453	16.2931	20.8502

2.2. Deneysel Çalışma

Bu bölümde, düzlemsel bir mikrokanaldaki hava akışı, hidrodinamik açıdan deneysel olarak incelenmiştir. Deneyler 100-700 μ m arasında değişen farklı kanal yüksekliklerinde ve laminer akış koşullarında ($Re=30-2300$) gerçekleştirilmiştir. Mikrokanal imalatında ana bileşen olarak Pleksiglass levha kullanılmış ve kanal açıklıkları kalınlık masterlarıyla sabitlenmiştir. Ölçümler, basınç farkı, hacimsel debi ve sıcaklık olmak üzere, sürekli rejimde yapılmıştır.

2.2.1. Deney Düzeneği ve Çalışma Prensibi

Akış direnci ölçümü için tasarlanan deney düzeneğinin fotoğrafı Şekil 2.7a'da verilmektedir. Ünite sırasıyla, vidalı kompresör, hava tankı, makro-filtre, kurutucu, basınç düzenleyici, mikro-filtre, mikro-valf, hacimsel debi kontrolörü-ayar modülü, manometre ve test bölgesinden oluşmaktadır. Üniteye yer alan cihazların görevleri sırasıyla;

Makro ve mini filtreler: hacimsel debi kontrolörü, ölçüm cihazları ve test bölgesine zarar verebilecek su, yağ ve toz gibi partiküllerin $d=0.1\mu\text{m}$ (mertebesinde) tutulumu,

Hava şartlandırıcısı: havanın istenilen kuruluk derecesine ulaştırılması,

Basınç regülatörü: kompresör tarafından sağlanan basınçlı havanın basıncının istenilen düzeye düşürülmesi, (hacimsel debi kontrolörü çalışma aralığı 0-125 psig) ve basınç dalgalanmalarının elimine edilmesi,

Hacimsel debi kontrolörü ve ayar modülü (CZ-32907-25): istenilen hacimsel debinin sağlanması ve ölçümü,

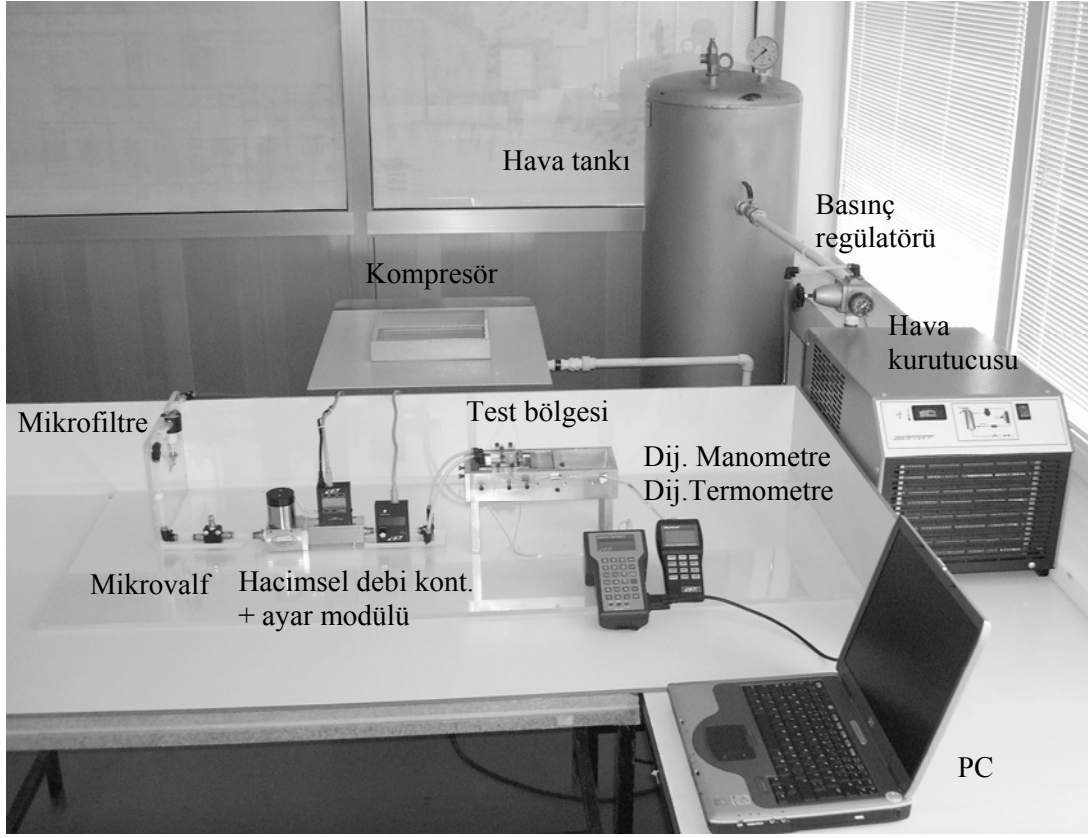
Manometre: basınç farkının belirlenmesi şeklinde verilebilir.

Deney düzeneğinin çalışma prensibi kısaca aşağıdaki gibidir;

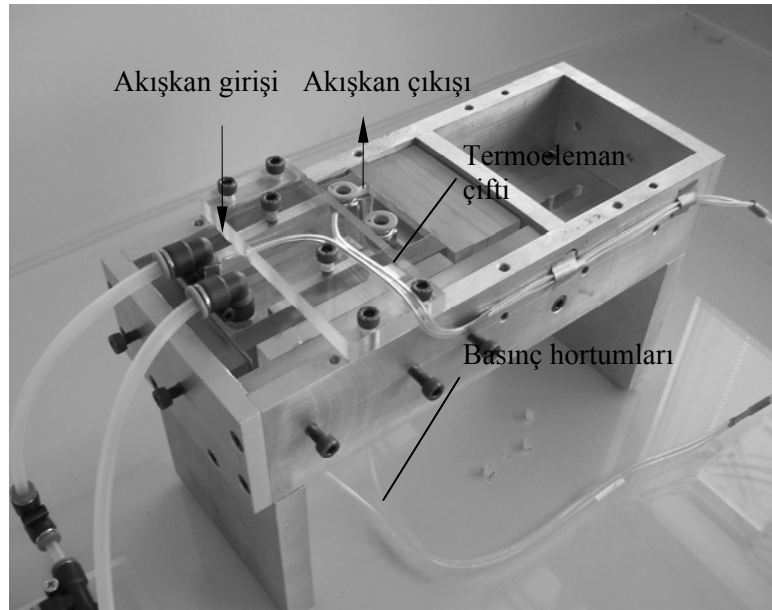
Kompresör vasıtasıyla belirli basınca (5 atm) sıkıştırılan hava sırasıyla; hava tankı, makro-filtre, kurutucu, basınç düzenleyici, mikro-filtre, mikro-valf hacimsel debi kontrolörü+ayar modülünden geçmekte ve test bölgesine ulaşmaktadır. Akışkanın test bölgesine girişi, test modülü giriş haznesi üzerinde yer alan 5mm çapına sahip iki kanalla sağlanmaktadır (Şekil 2.7b). Hazne, boyutları itibarıyla akışkanın homojen karışımını ve mikrokanala uniform girişini sağlamaktadır. Mikrokanal içinden geçen hava benzer şekilde çıkış haznesindeki iki kanaldan dış ortama (atmosfere) verilmektedir.

Deneylerde hacimsel debi, sıcaklık ve basınç olmak üzere 3 ana ölçüm yapılmıştır. Hacimsel debi ölçümü, hacimsel debi kontrolörü vasıtasıyla gerçekleştirilmektedir. Düşük debilerde (0-1 l/dk, 0-10 l/dk) kontrolü için ayrıca iki adet klasik tip debi ölçer (FF-32460-42, EW-32460-46) kullanılmıştır. Sıcaklık ölçümü, giriş ve çıkış haznelerinin tavan yüzeylerine monte edilen iki adet K-tipi termoeleman ve bunlara bağlı bir dijital termometre ile yapılmaktadır. Basınç ölçümü ise benzer şekilde giriş ve çıkış haznelerinin taban yüzeylerine açılan iki adet basınç prizi ve bunlara bağlı dijital manometrelerle

gerçekleştirilmektedir.



(a)



(b)

Şekil 2.7. Deney düzeneğinin fotoğrafı (a) Test bölgesinin fotoğrafı (b)

Kanal yüksekliğine bağlı olarak basınç düşümlerinin oldukça geniş bir aralıkta seyretmesi, farklı ölçüm aralıklarına sahip üç manometre kullanımını gerektirmiştir. Ölçüm cihazlarına ait karakteristikler Tablo 2.3’de verilmektedir.

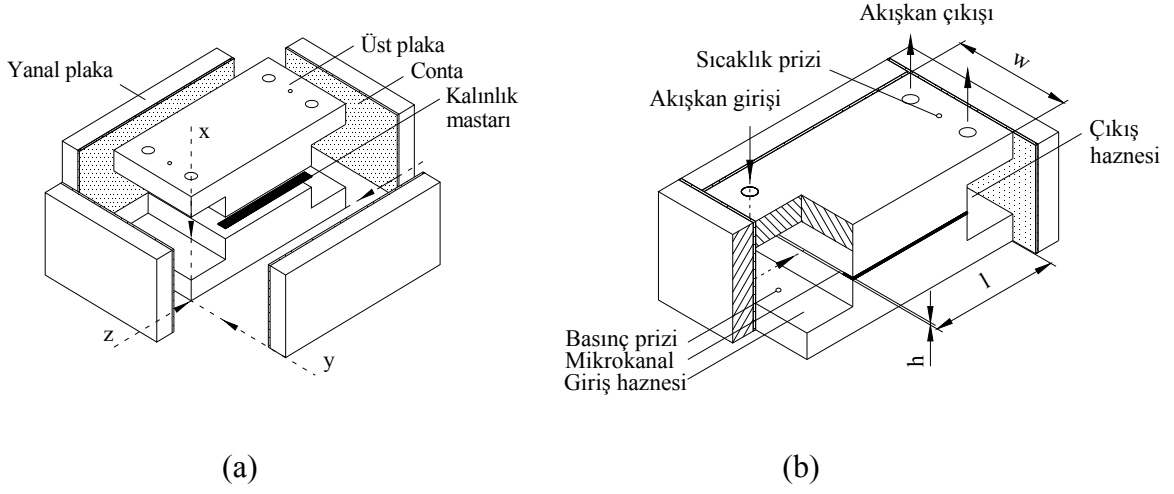
Basınç ve sıcaklık ölçümleri, sürekli rejim durumunda, 3’er dakikalık ölçümlerin ortalaması şeklinde alınmıştır.

Tablo 2.3. Ölçüm cihazlarına ait karakteristikler

Ölçüm cihazı	Cihaz Kodu	Ölçüm aralığı	Hassasiyeti
Hacimsel debi kontrolörü	<i>CZ-32907-25</i>	0 – 100 l/dk	±0.8%*
Manometre	<i>WZ-68035-00</i>	0 - ±5 inçH ₂ O	±0.1%*
	<i>EW-10400-02 R</i>	0 - ±15 inçH ₂ O	±0.1%*
	<i>Comark C9505/IS</i>	0 - ±830 inçH ₂ O	±0.2%*
Dijital termometre	<i>91100-40</i>	-250 - 1372°C	±0.1%*
Yüzey pürüzlülük ölçüm cihazı	<i>Marsurf Profilometre M2</i>	0 – 150µm	±0.012µm
* Tüm skalada			

2.2.1.1. Test Modülü

Şekil 2.8a ve 2.8b’de sırasıyla test modülüne ait montaj ve kesit resimleri verilmektedir. Test modülü ana hatlarıyla giriş haznesi, düzlemsel mikrokanal ve çıkış haznesi olmak üzere 3 bölümden oluşmaktadır. Giriş ve çıkış hazneleri 20x20x(37-47) mm³ boyutlarına sahip olup alt ve üst tabanlarında 1’er adet basınç ve sıcaklık prizi bulunmaktadır. Mikrokanal, paralel iki Pleksiglass levha arasına farklı ölçülerde kalınlık masterları yerleştirmek suretiyle oluşturulmuştur. Kanal genişliği/yükseklik oranı, w/h oldukça büyük tutularak dikdörtgensel kesitten düzlemsel kesite geçiş sağlanmıştır. Mikrokanala ait geometrik parametreler Tablo 2.4’de verilmektedir. Tam gelişmiş basınç kaybı belirleme yöntemi gereği, uzun ve kısa kanal barındıran iki adet test modülü oluşturulmuştur. Test modülünün montajında bağlantı elemanı kullanılmamıştır. Modül özel olarak tasarlanan yarı açık bir hacim içerisine sıkıştırma yöntemi ile sabitlenmiştir (Şekil 2.7b).



Şekil 2.8. Test modülüne ait montaj resmi (a), kesit resmi (b)

Montajda yer alan bütün parçalar hassas talaşlı imalat tekniği ile üretilmiştir. Sızdırmazlığı sağlamak için yanal parça iç yüzeyleri 1mm kalınlığında conta ile kaplanmıştır. Ayrıca, kanal yüzey pürüzlülükleri yüzey pürüzlülük ölçme cihazı (Marsurf Perthometer M2) ile belirlenmiştir.

Tablo 2.4. Mikrokanala ait geometrik parametreler

Yükseklik $h \pm 3(\mu\text{m})$	Genişlik $w \pm 0.05(\text{mm})$	w/h	Uzunluk $l \pm 0.05(\text{mm})$	
			Kısa, l_k	Uzun, l_u
100	37	370.0	30	50
200	37	185.0	30	50
300	37	123.3	30	50
400	37	92.5	30	50
500	37	74.0	30	50
710	47	66.2	40	60

Ortalama yüzey pürüzlülüğü (μm) = ± 0.19

2.2.2. Hidrodinamik Gelişme Uzunluğunun Tayini

Düzlemsel makrokanallar için, tam gelişmiş laminar akış rejiminde, hidrodinamik gelişme uzunluğu Chen(1973) tarafından

$$\frac{l}{D_h} = \frac{0.315}{0.0175 Re + 1} + 0.011 Re \quad (2.221)$$

olarak verilmektedir. Burada, l hidrodinamik gelişme uzunluğunu, $D_h (=2h)$ hidrolik çapı ve Re Reynolds sayısını sembolize etmektedir.

Bu çalışmada, (2.131) numaralı denklem referans alınarak, laminar akış rejim sınırında ($Re=2300$), farklı kanal yükseklikleri için kritik kanal boyları belirlenmiştir. Çalışmada kullanılan kısa ve uzun kanal boylarının kritik kanal boyundan (hidrodinamik gelişme uzunluğu) daha büyük olduğu not edilmelidir.

2.2.3. Deneysel Hesaplama Yöntemi

Mikroyapıya sahip kanallarda, gerek imalat imkânsızlıkları gerekse ölçüm imkânsızlıkları doğrudan kanal cidarlarında basınç dağılımının tayinini olanaksız kılmaktadır. Bu nedenle kanal boyunca basınçta meydana gelen azalmalar, kanal giriş ve çıkışında yer alan haznelere ölçülen basınç değerleri kullanılarak, dolaylı olarak elde edilir (Celata vd., 2006a, 2007). Bu elde edimde izlenen prosedür aşağıdaki verilmektedir.

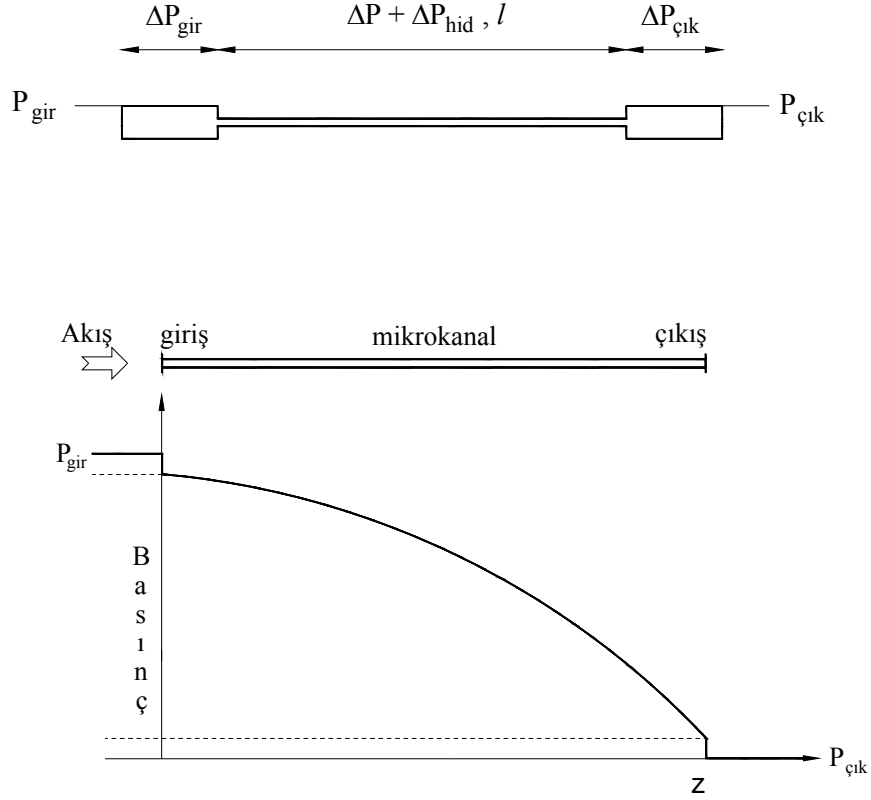
En genel halde, sıkıştırılabilir akış için, l uzunluğundaki bir mikrokanal boyunca, basınçta meydana gelen değişim şematik olarak Şekil 2.9'da verilmektedir.

Şekilde verilen mikrokanal geometrisi için tam gelişmiş basınç düşümü

$$\Delta P = \Delta P_{ölç} - \Delta P_{kayıp} \quad (2.222)$$

denklemleri ile belirlenir. Burada ΔP tam gelişmiş basınç kaybını, $\Delta P_{ölç}$ kanal boyunca meydana gelen toplam basınç düşümünü ve $\Delta P_{kayıp}$ sırasıyla giriş ve çıkış kesiti ve gelişme uzunluğu boyunca meydana gelen toplam basınç kaybını ifade etmektedir. $\Delta P_{ölç}$ ve $\Delta P_{kayıp}$ açık formda aşağıda verilmektedir.

$$\begin{aligned}\Delta P_{ölç} &= P_{gir} - P_{çık} \\ \Delta P_{kayıp} &= \Delta P_{gir} + \Delta P_{hid} + \Delta P_{çık}\end{aligned}\quad (2.223)$$



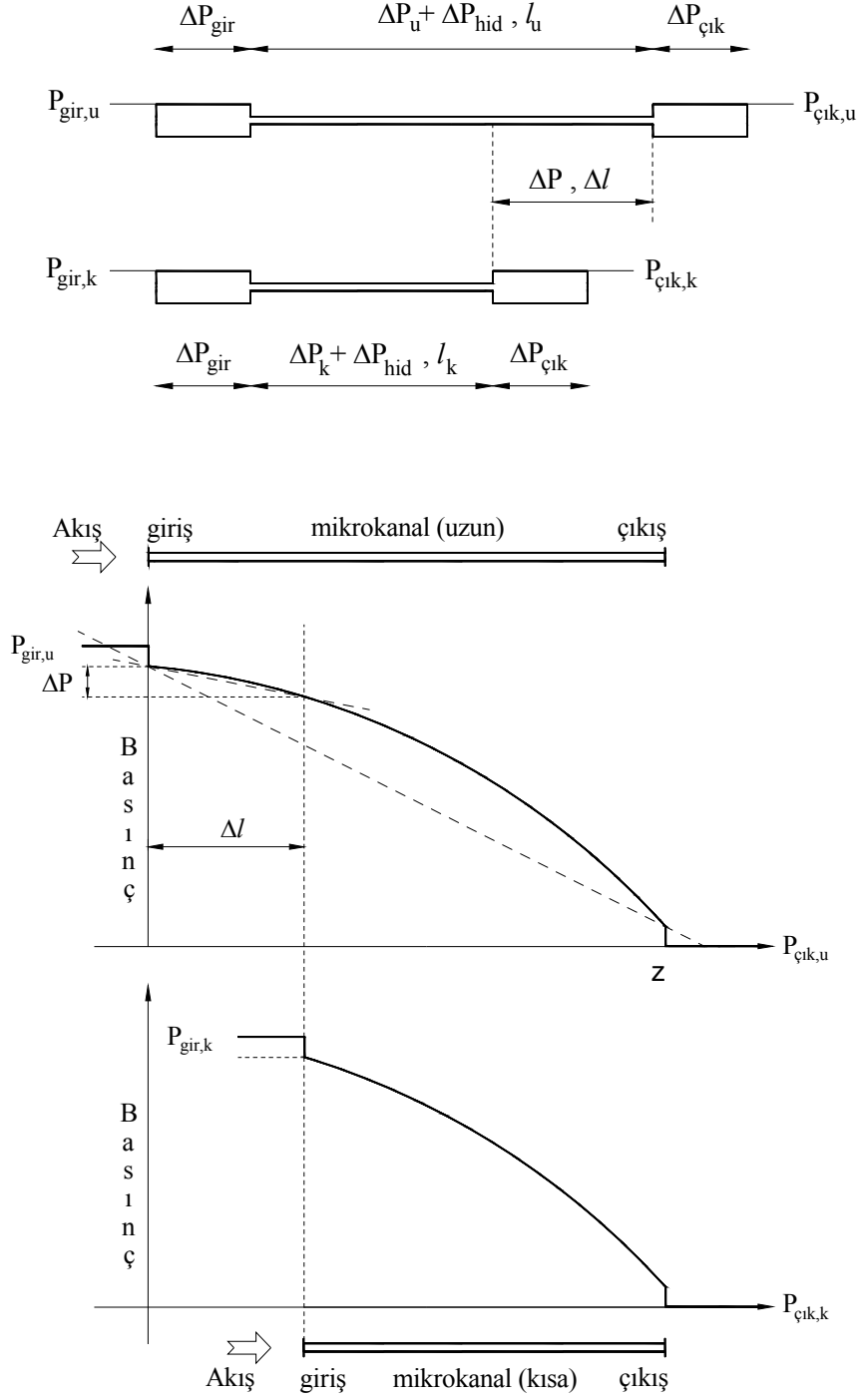
Şekil 2.9. Mikrokanal boyunca basınçta meydana gelen değişim

Yukarıda da ifade edildiği üzere, mikroyapıya sahip kanallarda gerek lokal basınç kayıplarının gerekse hidrodinamik gelişme uzunluğu boyunca meydana gelen basınç kaybının belirlenmesinde karşılaşılan zorluklar, tek bir kanal kullanılarak tam gelişmiş basınç düşümünün tayinini olanaksız kılmaktadır. Bu nedenle tam gelişmiş basınç düşümünü, farklı uzunluğa sahip iki mikrokanal kullanılarak belirlenmiştir (Celata vd., 2006a, 2007).

Aynı geometrik parametrelere sahip, farklı uzunluktaki iki mikrokanalda meydana gelen basınç değişimleri şematik olarak Şekil 2.10'da verilmektedir. Uzun ve kısa mikrokanal boyunca meydana gelen toplam basınç düşümleri sırasıyla $\Delta P_{ölç,u}$ ve $\Delta P_{ölç,k}$ olmak üzere $\Delta l (= l_u - l_k)$, tam gelişmiş uzunluk boyunca meydana gelen basınç kaybı;

$$\Delta P = \Delta p_{ölç,u} - \Delta p_{ölç,k} \quad (2.224)$$

denklemleri ile belirlenir.



Şekil 2.10. Farklı uzunluğa sahip iki mikrokanal boyunca basınçlarda meydana gelen değişimler

Dikkat edilecek olursa, aynı akış koşulları için bu fark giriş ve çıkış kesiti ve hidrodinamik gelişme uzunluğu boyunca meydana gelen basınç kayıplarını elimine etmektedir.

Denklem (2.224) kullanılarak düzlemsel mikrokanal için C_f , Fanning sürtünme katsayısı ve $Po (=C_f Re)$, Poiseuille sayısı, sırasıyla;

$$C_f = \frac{\Delta P}{\Delta l} \frac{D_h}{2\rho u_m^2} \quad (2.225)$$

$$Po(=C_f Re) = \frac{\Delta P}{\Delta l} \frac{D_h^2}{2\mu u_m} = \frac{\Delta P}{\Delta l} \frac{2h^3 w}{\mu Q} \quad (2.226)$$

ifadeleri ile belirlenir. Burada, Q hacimsel debiyi, w kanal genişliğini, h kanal yüksekliğini, μ akışkana ait dinamik viskoziteyi ve Re Reynolds sayısını sembolize etmekte olup açık formu aşağıda verilmektedir.

$$Re = \frac{u_m D_h}{\nu} = \frac{2Q}{\nu w} \quad (2.227)$$

2.2.4. Belirsizlik Analizi

Deneysel çalışmalarda, elde edilen sonuçların doğruluğunu etkileyen hata derecelerinin ve miktarlarının belirlenmesi oldukça önemlidir. Standartlara uygun olarak kurulan bir deney düzeneğinde, yapılan deneyler sonucunda elde edilen verilerde hatalar iki farklı şekilde ortaya çıkmaktadır. Bunlar; deney düzeneğinin ve ölçü araçlarının yapısından kaynaklanan kaçınılmaz hatalar ve deney yapan kişiden kaynaklanan hatalardır (Holman ve Gajda (1989)). Bu hataların değerlendirilmesi için yapılan *Belirsizlik Analizi* sonuçların yorumlanması açısından oldukça önemlidir.

Belirsizlik analizi kısaca şöyle yapılabilir: Sonuç R , $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ şeklinde bağımsız değişkenlerin bir fonksiyonu olarak,

$$R = R(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (2.228)$$

şeklinde tanımlanabilir. $w_1, w_2, w_3, \dots, w_n$ sözü edilen bağımsız değişkenlerin belirsizlikleri olmak üzere R için toplam belirsizlik,

$$w_R = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} w_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.229)$$

ifadesi ile belirlenebilir.

Bu çalışmada, basınç farkı, hacimsel debi ve sıcaklık olmak üzere, sürekli rejimde, 3 ana ölçüm yapılmıştır. Elde edilen deneysel veriler kullanılarak Re , Reynolds sayısı ve Po , Poiseuille sayısı belirlenmiştir.

Bağımsız değişkenler (ölçülen değerler) cinsinden elde edilen belirsizlik ifadeleri aşağıda verilmektedir:

Denklem (2.224), (2.229) numaralı denklem cinsinden yazılarak, tam gelişmiş basınç farkı için toplam belirsizlik

$$\frac{w_{\Delta P}}{\Delta P} = \left[\left(\frac{w_{\Delta P_{ölç, \mu}}}{\Delta P} \right)^2 + \left(\frac{w_{\Delta P_{ölç, k}}}{\Delta P} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.230)$$

formunda elde edilir. Benzer şekilde (2.226) ve (2.227) numaralı denklemler, (2.229) numaralı denklem cinsinden yazılarak Poiseuille sayısı ve Reynolds sayısı için toplam belirsizlik ifadeleri, sırasıyla;

$$\frac{w_{Po}}{Po} = \left[\left(\frac{w_{\Delta P}}{\Delta P} \right)^2 + 9 \left(\frac{w_h}{h} \right)^2 + \left(\frac{w_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{w_{\Delta l}}{\Delta l} \right)^2 + \left(\frac{w_\mu}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{w_Q}{Q} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.231)$$

$$\frac{w_{Re}}{Re} = \left[\left(\frac{w_Q}{Q} \right)^2 + \left(\frac{w_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{w_\nu}{\nu} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.232)$$

formlarında elde edilir.

İlgili denklemler kullanılarak Po , ΔP ve Re için hesaplanan belirsizlik düzeyleri Tablo 2.5'de verilmektedir. Dikkat edilecek olursa, Poiseuille sayısının toplam belirsizliği

üzerinde h , kanal yüksekliğinin baskın bir etkiye sahip olduğu görülmektedir. ((2.231) numaralı denklemden kanal yüksekliği 9 ile çarpılmaktadır). Bu sonuç, mikroakış uygulamalarında hidrolik çap ölçümünün oldukça hassas bir şekilde yapılması gerektiğini ortaya koymaktadır.

Tablo 2.5. İlgili parametrelerin belirsizlik düzeyleri

Q	$\pm 0.8\%$
ΔP	$\pm 2.9\%$
Re	$\pm 1.8\%$
Po	$\pm 9.7\%$
Tekrarlanabilirlik, $\pm 3\%$	

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

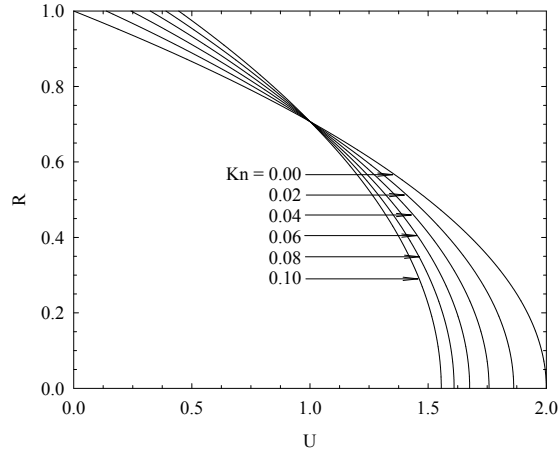
Farklı kesit alanına sahip mikro-geometriler için yapılan sayısal analiz ve deneysel çalışma bulguları aşağıdaki bölümlerde ayrıık formda ayrııntılı olarak sunulmaktadır.

3.1. Dairesel Kesitli Mikrokanallarda Akış

3.1.1. Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış

Bu bölümde, kanal cidarında sabit ısı akısı termal sınır koşulu (H1-tipi) öngörülen tam gelişmiş laminar, mikrotüp akışına ait bulgular grafiksel ve tablosal formda sunulmaktadır.

Tam gelişmiş boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi Şekil 3.1’de verilmektedir. Burada; $Kn=0$ ’ın makrotüp akışını (sürekli akış rejimini) ve $Kn=0.1$ ’in ise kaygan akış rejiminin üst sınırını karakterize ettiği hatırlanmalıdır.



Şekil 3.1. Boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi (dairesel kesitli mikrokanal)

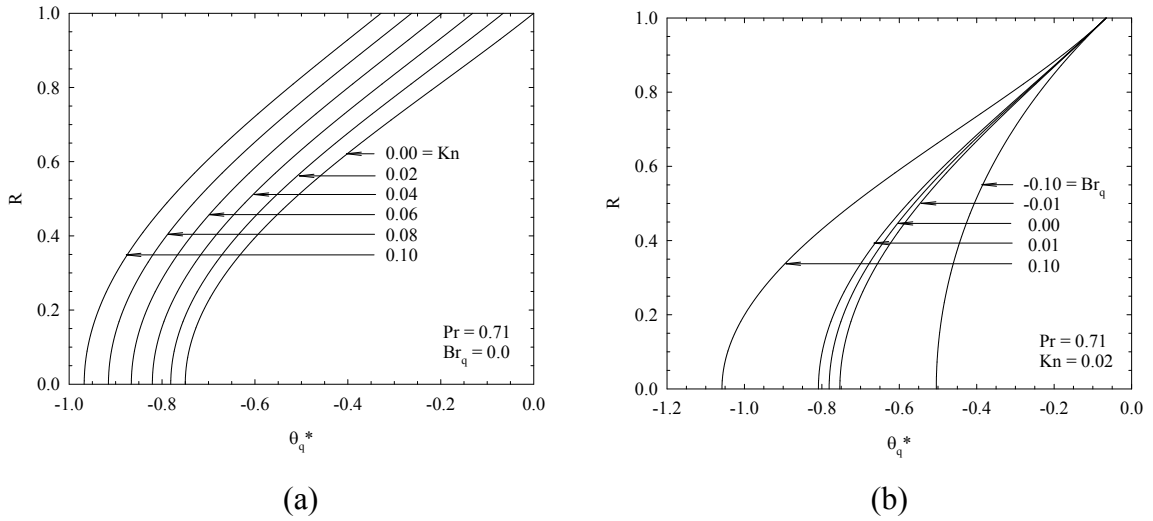
Şekilde görüldüğü üzere, Knudsen sayısının (seyrelme düzeyinin) artışıyla kanal cidarında kayma hızı artmakta, maksimum hız (kanal merkezinde) ise azalmaya eğilimi sergilemektedir. Bu değişim düzeyleri niceliksel olarak, Knudsen sayısının 0 ve 0.1 değeri

için, sırasıyla; 0-0.444 ve 2.0-1.556 değerindedir. Benzer şekilde, Knudsen sayısının artışıyla kanal cidarında hız gradyenleri azalmaktadır. Bu davranışın sonucu olarak, kaygan akış rejimini kapsayan mikrokanal akışlarında, sürtünme katsayısının (C_f) azalacağı açıkça görülmektedir ($C_f = a.(du/dr)_{r=r_0}$).

Dikkat edilecek olursa, radyal doğrultu üzerindeki bir noktada boyutsuz hızların Knudsen sayısından (seyrelme etkisinden) bağımsız olarak aynı değere yakınsadığı görülmektedir. Bu kesişim noktası ($R \approx 0.7$), akışkan hızının ortalama akışkan hızına karşılık geldiği ($u = u_m$) yeri karakterize etmektedir.

Mevcut çalışmada, teğetsel uyuşum katsayısının, σ_v , 1 alındığı (dağınmık yansıma durumu) hatırlanmalıdır. Farklı uyuşum katsayıları için (2.13) numaralı denklem kullanılarak farklı formlarda hız profilleri elde edilebilir.

Knudsen sayısının ve modifiye edilmiş Brinkman sayısının boyutsuz sıcaklık profili üzerindeki etkisi, sırasıyla, Şekil 3.2a ve b'de verilmektedir.



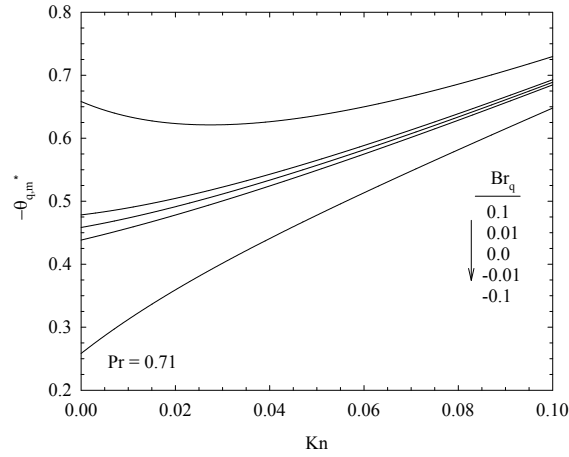
Şekil 3.2. Boyutsuz sıcaklığın, Knudsen sayısına bağlı değişimi (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi (b) (dairesel kesitli mikrokanal)

Görüleceği üzere, Knudsen sayısının artışıyla sıcaklık sıçraması artış eğilimi sergilemektedir (Şekil 3.2a). Sıcaklık sıçramasının $T_s - T_w$ (cidar sıcaklığı ve cidarındaki akışkan sıcaklığı farkı) olduğu hatırlanırsa, aynı T_w için Kn sayısının artışıyla daha düşük yığın sıcaklıklarına ulaşılabileceği ve bu davranışın ısı transferini olumsuz yönde etkileyeceği

açıktır.

Şekil 3.2b'de ise $Kn=0.02$ için modifiye edilmiş Brinkman sayısının boyutsuz sıcaklık profili üzerindeki etkisi görülmektedir. Burada; $Br_q = 0$ viskoz yayılımsız durumu, $Br_q > 0$ akışkanın ısıtılması ($T_w > T_m$) ve $Br_q < 0$ ise akışkanın soğutulması ($T_w < T_m$) durumunu karakterize etmektedir. Br_q 'nin pozitif yönde artışı ile boyutsuz sıcaklık gradyeni artmakta iken negatif yönde artışı ile tersi bir davranış sergilemektedir. Bu davranışın nedeni ileride ayrıntılı olarak açıklanacaktır.

Isı transferinde sürücü potansiyelin cidar ve akışkan yığın sıcaklığı farkı ($T_w - T_m$) olduğu hatırlanırsa, ısı geçişinin değerlendirilmesi açısından mevcut sıcaklık skalasının yığın sıcaklığı ($\theta_{q,m}^* = f(T_w - T_m)$) olarak düzenlenmesi daha uygun olacaktır. Bu doğrultuda elde edilen davranışlar Şekil 3.3'de sunulmaktadır. Görüldüğü üzere, Knudsen sayısının ve modifiye edilmiş Brinkman sayısının pozitif yönde artışıyla $T_w - T_m$ artış eğilimi sergilemektedir. Akışkana transfer edilen ısının sabit olduğu ($q_w'' = \text{sabit}$) düşünülürse, bu farkın ısı transferini azaltıcı yönde etkileyeceği açıkça görülmektedir ((2.41) numaralı denklem).

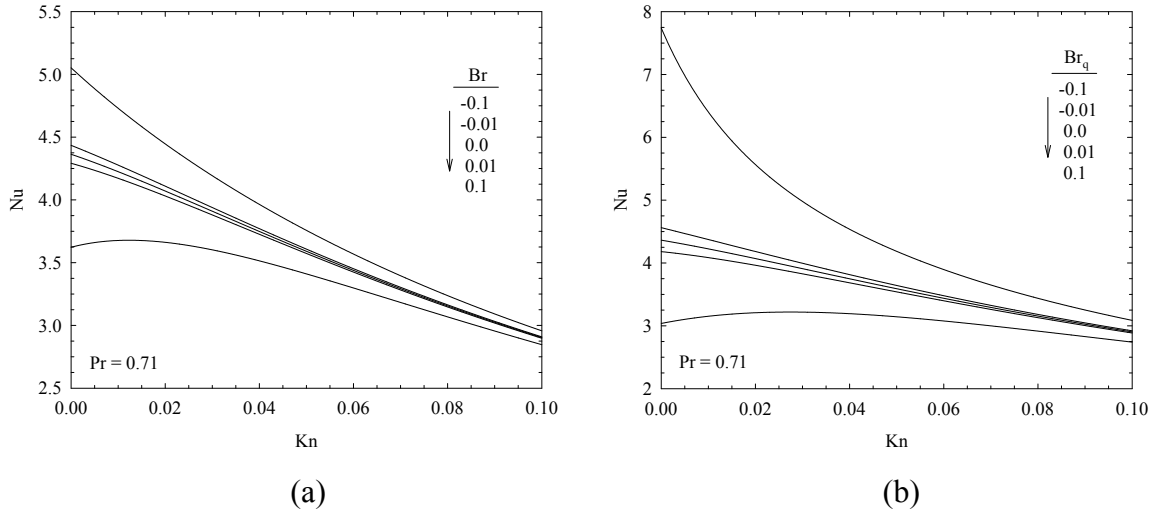


Şekil 3.3. Boyutsuz yığın sıcaklığının farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi

Nusselt sayısının farklı viskoz yayılım düzeylerinde (Br , Br_q) Knudsen sayısına bağlı değişimi Şekil 3.4'de verilmektedir. Ayrıca, aynı geometri ve sınır koşulunda (H1-tipi), ilgili literatür karşılaştırması limit durumlar için Tablo 3.1'de sunulmaktadır.

Burada, elde edilen mevcut analitik çözümün ((2.42) ve (2.43) numaralı denklem)

viskoz yayılımı (Br, Br_q) ve seyrelme düzeyini (Kn) ihtiva eden ilk çözüm olduğu belirtilmelidir.



Şekil 3.4. Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, farklı Brinkman sayılarında (a), farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında (b) (dairesel kesitli mikrokanal)

Tablo 3.1. Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi (mikrotüp, H1-tipi, $Br=Br_q=0.0$)

Kn	Mevcut çalışma	Ameel vd. (1997)	Tunc ve Bayazitoglu (2001)
0.00	4.364	4.364	4.3627
0.02	4.071	4.071	4.0701
0.04	3.749	3.749	3.7483
0.06	3.439	3.439	3.4383
0.08	3.156	3.156	3.1554
0.10	2.904	2.904	2.9035
0.12	2.681	2.681	2.6813

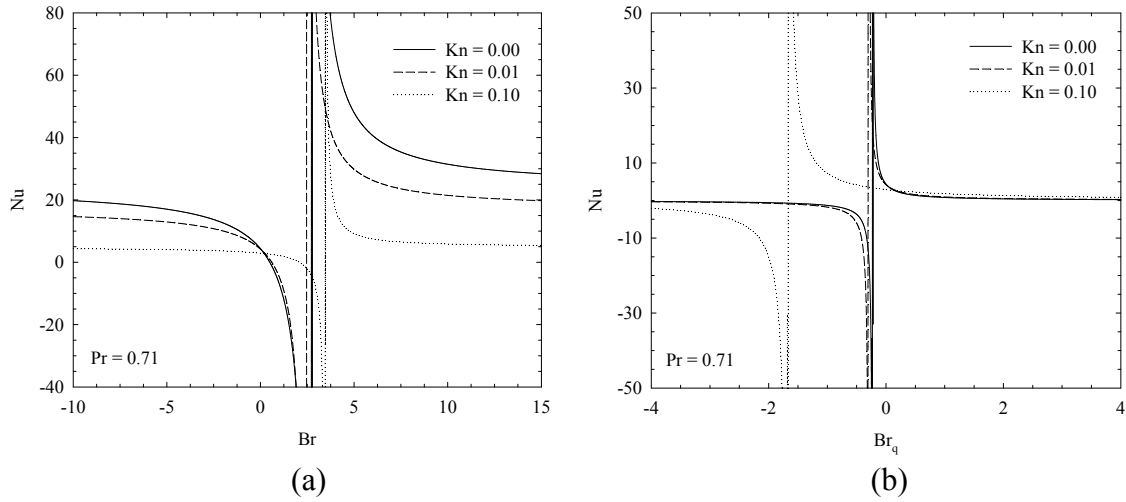
Viskoz yayılım, akışkan tabakalarının birbirine sürtünmesi sonucu ortaya çıkan pasif bir ısı kaynağıdır. Özellikle cidara yakın bölgelerde yüksek kayma gerilmelerinin (viskoz

yayılm) oluşumu, bu bölgelerdeki akışkan ve cidar sıcaklığının artımına neden olmaktadır. Bu davranış, akışkanın ısıtılması ($Br, Br_q > 0$) ve soğutulması ($Br, Br_q < 0$) durumlarında Nusselt sayısı üzerinde farklı etkiler oluşturmaktadır (Şekil 3.4a-b).

İlgili sıcaklıklar bağımsız olarak değerlendirilirse; viskoz ısınmanın özellikle cidara yakın bölgelerde baskın karakterde olmasıyla, cidar sıcaklığının yığın sıcaklığına kıyasla daha yüksek olacağı ifade edilebilir.

Brinkman sayısının küçük değerlerinde, akışkanın ısıtılması ve soğutulması durumlarında, viskoz yayılım etkisi ihmal edilebilir düzeydedir. Niceliksel olarak $Kn=0$ için, $Br=0-0.01$ aralığında Nusselt sayısı üzerindeki değişim yaklaşık olarak %1.6 mertebesindedir. Dikkat edilecek olursa, Knudsen sayısının küçük değerlerinde viskoz yayılım etkisi baskın karakterdeyken, Knudsen sayısının artışı ile bu etki en aza inmiş olmaktadır. Bu davranış, Knudsen sayısının artmasıyla, Şekil 3.1’de de görüldüğü üzere, cidara yakın bölgede hız gradyeninde meydana gelen azalım ile açıklanabilir.

Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında Brinkman sayısına bağlı değişimi Şekil 3.5’de verilmektedir.



Şekil 3.5. Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında, Brinkman sayısına (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına (b) bağlı değişimi (dairesel kesitli mikrokanal)

Brinkman sayısı (Br ve Br_q) aralığının oldukça geniş tutulduğu bu grafiklerde, bazı Br ve Br_q değerlerinde Nusselt sayısı üzerinde yön değişim ve süreksizlik noktalarının ortaya çıktığı görülmektedir. Herhangi bir Knudsen sayısında, Brinkman sayısının pozitif yönde

artışıyla Nusselt sayısının azaldığı, belirli bir değerde 0'a ulaştığı, ardından belirli bir noktada süreksizliğin oluştuğu ve bu noktadan sonra yine Nusselt sayısının azalış davranışı sergilediği görülmektedir. Nusselt sayısında meydana gelen yön değişimi, viskoz yayılım sonucu açığa çıkan ısının, kanal cidarından akışkana geçmek isteyen ısı akısına eşit olduğu ($q_w'' = q_{vis}''$) noktayı karakterize etmektedir. Enerji dengesi dikkate alındığında, bu noktada ısı transferinin sıfır olacağı açıktır. Bu noktadan itibaren viskoz yayılım sonucu açığa çıkan ısı kanal cidarından geçmek isteyen ısı akısına üstünlük sağlamakta ($q_{vis}'' > q_w''$) ve ısı geçiş yönü değişmektedir. Viskoz yayılım daha da artmasıyla, yığın sıcaklığı kanal cidar sıcaklığıyla denge haline ulaşmakta ($T_w = T_m$) ve süreksizlik meydana gelmektedir. Niceliksel olarak süreksizliğin oluştuğu noktalar, (2.42) ve (2.43) numaralı denklemlerin paydaları 0'a eşitlenerek belirlenir. Örneğin, $Kn=0$ için süreksizlik $Br=11/4$ noktasında meydana gelmektedir.

3.1.2. Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış

Bu bölümde, hidrodinamik olarak tam gelişmiş ve termal olarak gelişmekte olan (Graetz), dairesel kesitli mikrokanal akışına ait bulgular sunulmaktadır. İlgili mikrogeometri cidarlarında sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı olmak üzere iki tip termal sınır koşulu öngörülmektedir.

Mevcut sınır koşulları için Knudsen ve Brinkman sayılarının bazı limit değerlerinde Nusselt sayısına ait literatür karşılaştırması, sırasıyla, Tablo 3.2 ve 3.3'de verilmektedir. Burada, Ameel vd., 1997 viskoz yayılım etkisini dikkate almadığı, Tunc ve Bayezitoglu'nun (2001) dar ve pozitif bir Brinkman sayısı aralığında ($0.01 \leq Br \leq 0.01$) çalıştığı ve Zanchini'nin (1997) ise makro boyutta çalıştığı ($Kn=0$) not edilmelidir.

Sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu için farklı Brinkman sayılarında yerel Nusselt sayısının kanal boyunca değişimi Şekil 3.6'da verilmektedir. Burada, pozitif Brinkman sayılarının akışkanın ısıtılması ve negatif Brinkman sayılarının akışkanın soğutulması durumunu, Kn sayısının ise seyrelme düzeyini karakterize ettiği hatırlanmalıdır.

Tablo 3.2. Tam gelişmiş Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (T-tipi, dairesel kesitli mikrokanal)

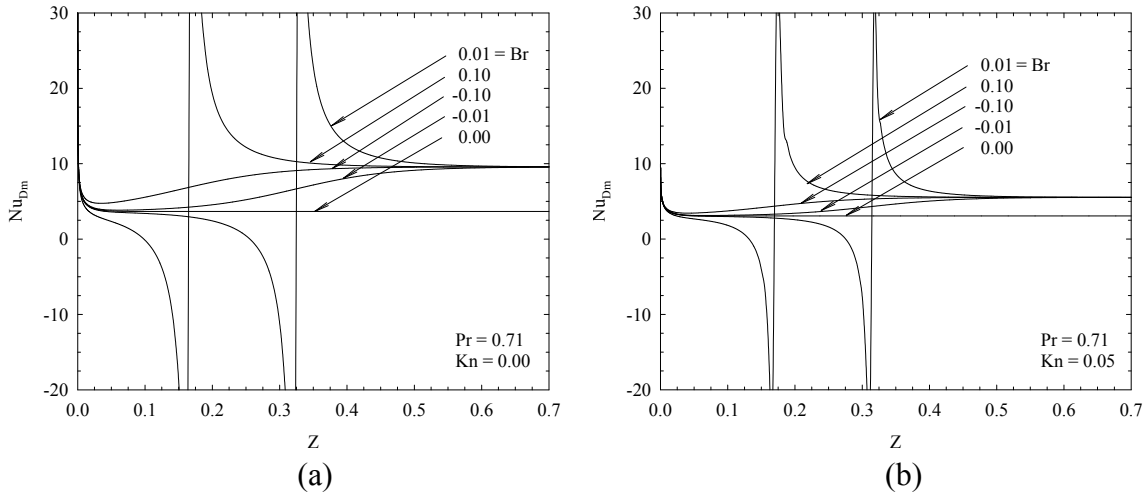
Br	0.00		-0.10,-0.01,0.01,0.10	
Kn	Mevcut çalışma	Tunc ve Bayazitoglu (2001)	Mevcut çalışma	Zanchini (1997)
0.00	3.6584	3.6751	9.5884	9.6000
0.02	3.4180	3.4317	7.4187	-
0.04	3.1720	3.1833	6.0259	-
0.06	2.9390	2.9482	5.0614	-
0.08	2.7254	2.7332	4.3574	-
0.10	2.5330	2.5397	3.8208	-
0.12	2.3611	2.3667	3.3998	-

Tablo 3.3. Tam gelişmiş Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (H1-tipi, dairesel kesitli mikrokanal)

Br_q	-0.1		0.1		-0.01		0.00		0.01		
Kn	Mevcut çalışma	Mevcut çalışma	Mevcut çalışma	Zanchini (1997)	Tunc ve Bayazitoglu (2001)	Mevcut çalışma	Ameel vd. (1997)	Tunc ve Bayazitoglu (2001)	Mevcut çalışma	Zanchini (1997)	Tunc ve Bayazitoglu (2001)
0.00	7.7419	3.0380	4.5627	4.5627	4.7481	4.3636	4.364	4.3627	4.1812	4.1812	4.0353
0.02	5.5665	3.2086	4.1832	-	4.2897	4.0708	4.071	4.0701	3.9642	-	3.8720
0.04	4.5373	3.1937	3.8151	-	3.8783	3.7488	3.749	3.7483	3.6847	-	3.6268
0.06	3.8956	3.0776	3.4794	-	3.9337	3.4386	3.439	3.4383	3.3987	-	3.3617
0.08	3.4381	2.9161	3.1818	-	3.2069	3.1556	3.156	3.1554	3.1300	-	3.1056
0.10	3.0870	2.7409	2.9210	-	2.9377	2.9037	2.904	2.9035	2.8865	-	2.8701
0.12	2.8051	2.5681	2.6933	-	2.7047	2.6814	2.681	2.6813	2.6696	-	2.6583

Şekilde görüldüğü üzere, genel karakter olarak kanal girişinde maksimum değerini alan Nusselt sayısının kanal boyunca azalış eğilimi sergilediği ve nihai olarak sabit bir değere yakınsadığı (tam gelişmiş Nusselt sayısı) görülmektedir. Bu davranış klasik iç akış problemlerinde beklenen bir durumdur (Kays ve Crawford (1993)).

Dikkat edilecek olursa, bu yakınsama $Br \neq 0$ için, akışkanın termofiziksel özelliklerinden ve yığın sıcaklığından bağımsızdır (Tablo 3.2). Benzer sonuçlar makrokanal durumu için ($Kn=0$) Zanchini (1997), Lin vd. (1983) ve Basu ve Roy (1985) tarafından elde edilmiş ve mevcut davranış termal denge ile açıklanmıştır.



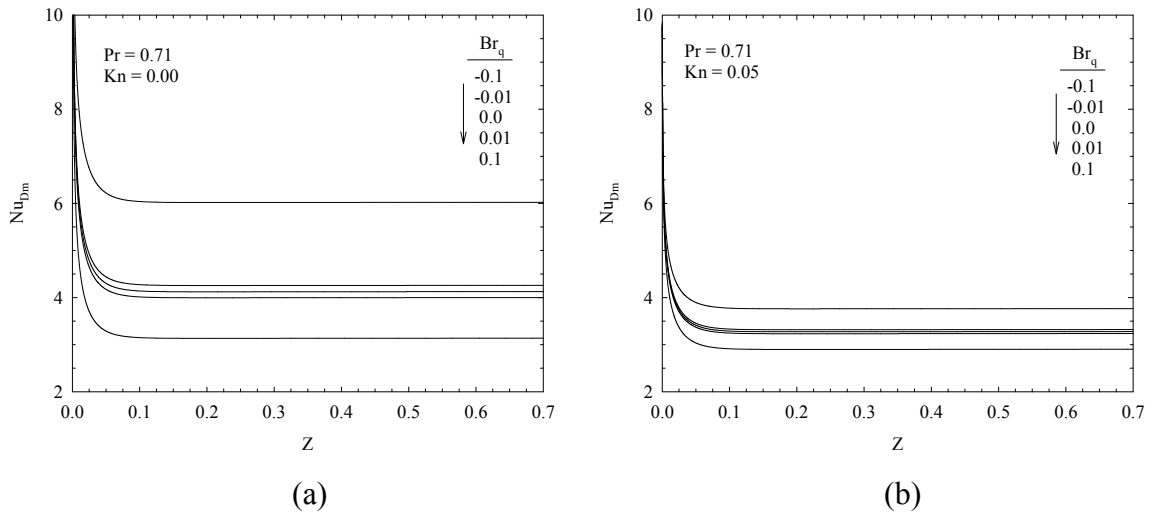
Şekil 3.6. Nusselt sayısının Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (T-tipi, dairesel kesitli mikrokanal)

Brinkman sayısının pozitif değerlerinde, Nusselt sayısı kanal boyunca bazı noktalarda süreksiz davranışlar sergilemektedir. Bu süreksizlik noktaları, bir önceki bölümde de detaylı olarak irdelendiği üzere, viskoz yayılım sonucu özellikle kanal cidarına yakın bölgede meydana gelen pasif ısı üretiminden kaynaklanmaktadır. Bu bölgede viskoz ısı, cidardan akışkana geçmek isteyen ısıya karşı bir direnç vazifesi sergilemekte ve viskoz yayılım düzeyine bağlı olarak süreksizliklerin oluşumuna neden olmaktadır. İlgili süreksizlik noktalarında viskoz yayılım sonucu akışkanın yığın sıcaklığı artmakta ve cidar sıcaklığına eşit olmaktadır. Brinkman sayısının negatif değerlerinde ise Nusselt sayısı kanal boyunca önce bir azalış davranışı sergilemekte sonrasında artarak sabit bir değere yakınsamaktadır. İlgili Nusselt değerleri Tablo 3.2’de $0 \leq Kn \leq 0.1$ aralığında verilmektedir.

Akışkanın ısıtılması ($Br>0$) veya soğutulması durumlarında ($Br<0$), şekilde görüldüğü üzere, Brinkman sayısının pozitif yönde artışıyla termal gelişme uzunluğu viskoz yayılımsız duruma kıyasla artış sergilemektedir. Bu davranış, viskoz ısınma düzeyine bağlı olarak kanal boyunca meydana gelen termal kararsızlıktan kaynaklanmaktadır.

Şekil 3.7a-b'de, sırasıyla $Kn=0$ ve 0.05 için farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında yerel Nusselt sayısının kanal boyunca değişimi verilmektedir. Görüldüğü üzere, genel karakter olarak yerel Nusselt sayısı kanal boyunca azalmakta ve belirli bir kanal mesafesinden sonra sabit bir değere (tam gelişmiş) yakınsamaktadır. Farklı Br_q ve Kn değerlerinde ilgili yakınsama değerleri Tablo 3.3'de verilmektedir.

Dikkat edilecek olursa, sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşuluna kıyasla, mevcut termal sınır koşulunda süreksizlik noktalarının oluşmadığı ve Nusselt sayısının farklı modifiye edilmiş Brinkman sayıların da farklı Nusselt sayısı değerlerine yakınsadığı görülmektedir.

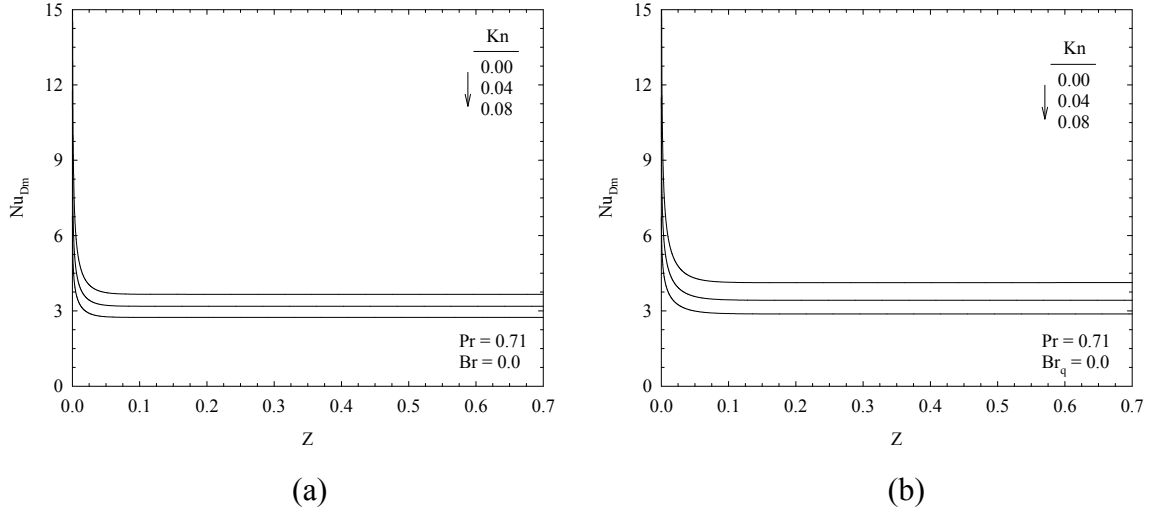


Şekil 3.7. Nusselt sayısının modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (H1-tipi, dairesel kesitli mikrokanal)

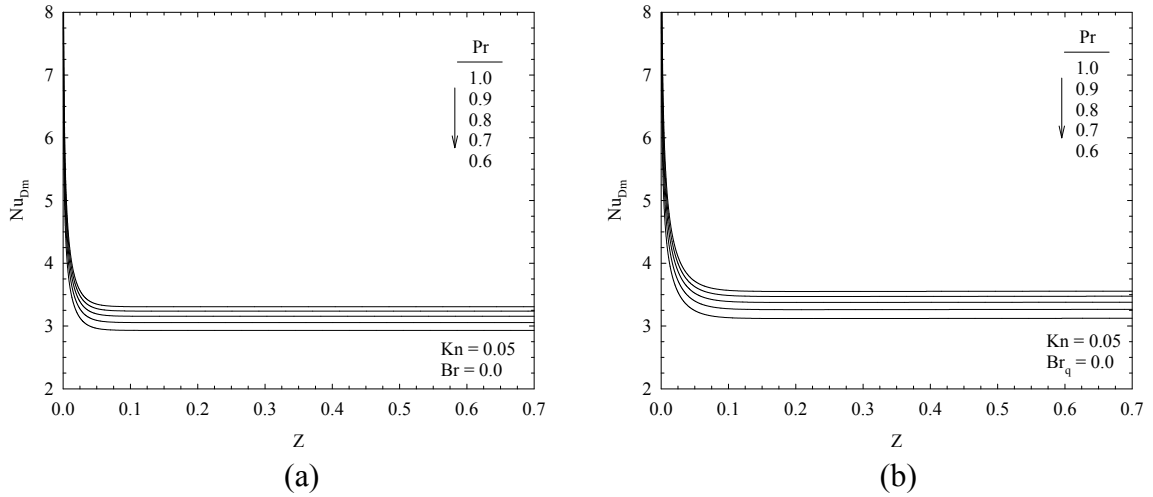
Süreksizlik noktalarının oluşmaması, seçilen modifiye edilmiş Brinkman sayılarının dar bir aralığı ($-0.1 \leq Br_q \leq 0.1$) kapsamından kaynaklanmaktadır. Daha açık bir ifadeyle, bu aralıkta oluşan viskoz ısınma kanal cidarından verilen ısı akısına üstün gelememektedir.

Viskoz yayılımsız durum için ($Br=Br_q=0$), yerel Nusselt sayısının Knudsen sayısına

bağlı değişimi sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulu için sırasıyla Şekil 3.8a ve b'de verilmektedir.



Şekil 3.8. Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ için (H1-tipi) (b) (dairesel kesitli mikrokanal)



Şekil 3.9. Nusselt sayısının Prandtl sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ ve $Kn=0.05$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ ve $Kn=0.05$ için (H1-tipi) (b) (dairesel kesitli mikrokanal)

Görüldüğü üzere, her iki termal sınır koşulunda Knudsen sayısının artışı ile Nusselt sayısı azalmaktadır. Bu azalış, Knudsen sayısının artışı ile sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışın bir sonucudur. Hatırlanacağı üzere sıcaklık sıçraması, cidar ve cidardaki

akışkan sıcaklığının ($T_s - T_w$) farkını karakterize etmektedir (denklem (2.2)). Bu fark dikkate alındığında, aynı cidar sıcaklığında (T_w) Knudsen sayısının artışı ile daha düşük akışkan cidar sıcaklıklarının (T_s) ve buna bağlı olarak daha düşük akışkan yığın sıcaklıklarının (T_m) oluşacağı açıktır. Mevcut davranış, (2.54) ve (2.65) numaralı denklemlere taşınırsa Nusselt sayısında meydana gelen azalım açıkça görülebilir.

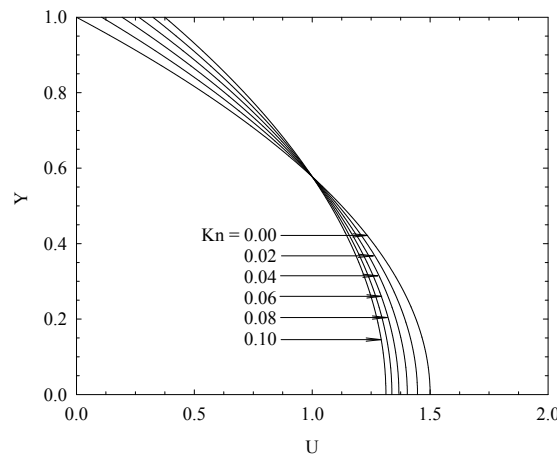
Yerel Nusselt sayısının Prandtl sayısına bağlı değişimi sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulu için sırasıyla, Şekil 3.9a-b'de verilmektedir. Görüldüğü üzere Prandtl sayısının artışıyla her iki sınır koşulunda da tam gelişmiş Nusselt sayıları artış trendi sergilemektedir. Bu davranış, Prandtl sayısının artışı ile sıcaklık sıçramasında meydana gelen azalımla ilişkilendirilebilir (denklem (2.54) ve (2.66)).

3.2. Düzlemsel Mikrokanalda Akış

3.2.1. Hidrodinamik ve Termal Olarak Tam Gelişmiş Akış

Bu bölümde, sabit ısı akısı termal sınır koşuluna maruz, tam gelişmiş düzlemsel bir mikrokanal (sonsuz genişlikte olan iki paralel plaka arasındaki mikroakış) akışına ait hidrodinamik ve termal bulgular sunulmaktadır.

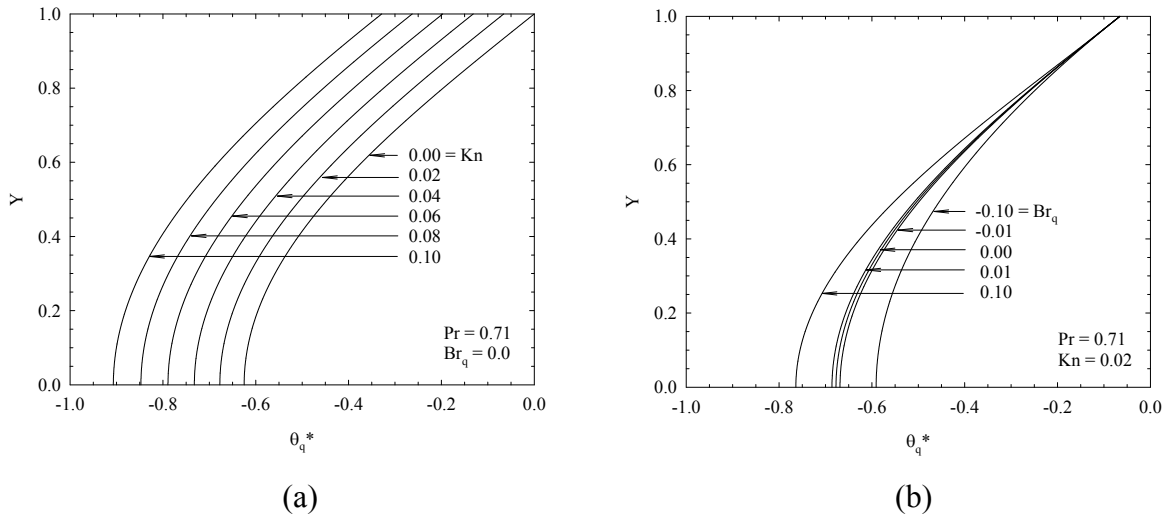
Knudsen sayısının tam gelişmiş boyutsuz hız profili üzerindeki etkisi Şekil 3.10'da verilmektedir.



Şekil 3.10. Boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi (düzlemsel mikrokanal)

Görüldüğü üzere, seyrelme düzeyinin artışıyla akışkan hızı kanal cidarlarında artmakta iken kanal merkezinde azalış eğilimi sergilemektedir. Kütle korunumu prensibi dikkate alındığında, bu davranış beklenen bir sonuçtur.

Şekil 3.11a ve b’de, sırasıyla, boyutsuz sıcaklığın Knudsen sayısı ve modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi verilmektedir. İlgili parametrelerin artışına bağlı olarak kanal cidarlarında sıcaklık sıçraması ve sıcaklık gradyeni artış eğilimi sergilemektedir.

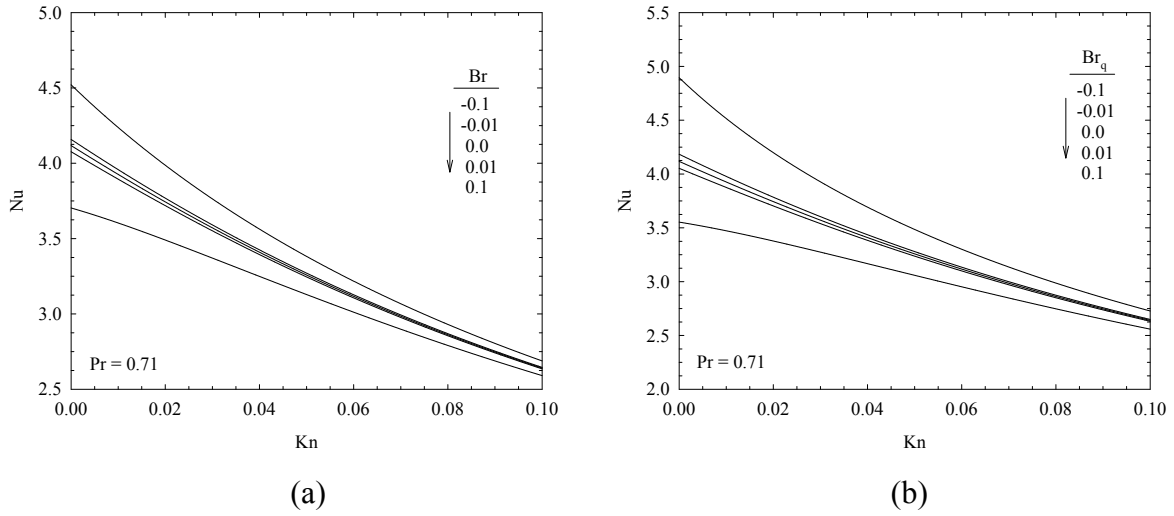


Şekil 3.11. Boyutsuz sıcaklığın, Knudsen sayısına bağlı değişimi (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi (b) (düzlemsel mikrokanal)

Nusselt sayısının, farklı Brinkman ve modifiye edilmiş Brinkman sayılarında, Knudsen sayısına bağlı değişimi, sırasıyla, Şekil 3.12 a-b’de verilmektedir.

Genel karakter olarak Nusselt sayısı, viskoz yayılım düzeyinin pozitif yönde artışıyla (akışkanın ısıtılması) azalmakta iken, negatif yönde artışıyla (akışkanın soğutulması) artış eğilimi sergilemektedir. Mevcut davranışın nedeni, bir önceki bölümde ayrıntılı olarak açıklanmaktadır. Ayrıca, elde edilen Nusselt sayılarının ilgili literatür karşılaştırması Tablo 3.4’de verilmektedir.

Dairesel kesitli mikrokanal akışına benzer şekilde, düzlemsel mikrokanal akışında da viskoz yayılım düzeyine bağlı olarak ısı transferinde yön değişim ve süreksizlik noktalarının oluşumu söz konusudur (Şekil 3.13).

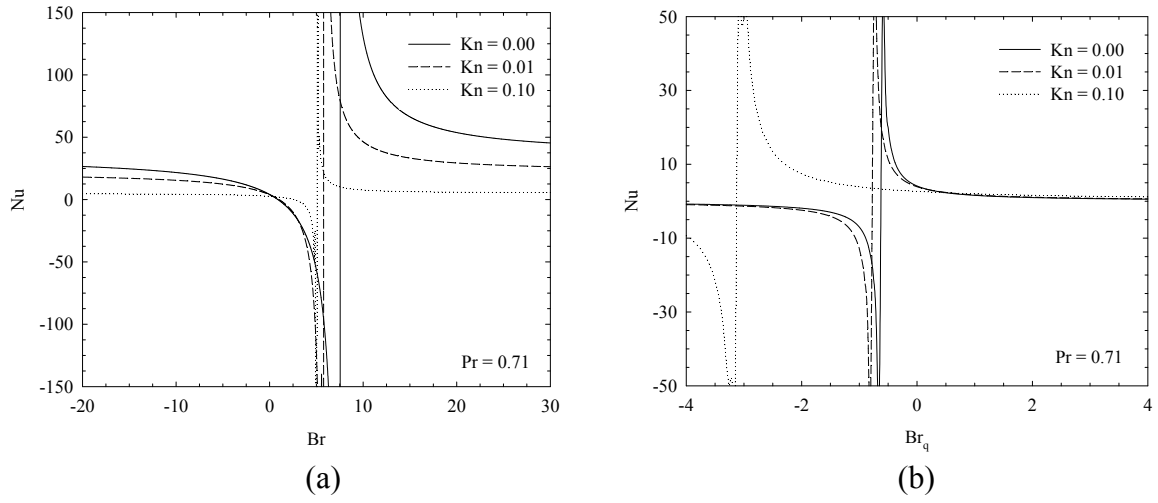


Şekil 3.12. Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, farklı Brinkman sayılarında (a), farklı modifiye edilmiş Brinkman sayılarında (b) (düzlemsel mikrokana)

Tablo 3.4. Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (H1-tipi, düzlemsel mikrokana)

Kn	Mevcut çalışma		Hadjiconstantinou (2003)	Mevcut çalışma	Hadjiconstantinou (2003)
	$Br = 0.0$	$Br_q = 0.0$	$Br = 0.0$	$Br_q = 0.01$	$Br = 0.01$
0.00	4.118	4.118	4.118	4.078	4.086
0.02	3.750	3.750	3.750	3.725	3.729
0.04	3.421	3.421	3.421	3.405	3.405
0.06	3.131	3.131	3.131	3.120	3.119
0.08	2.878	2.878	2.878	2.869	2.869
0.10	2.657	2.657	2.657	2.652	2.651

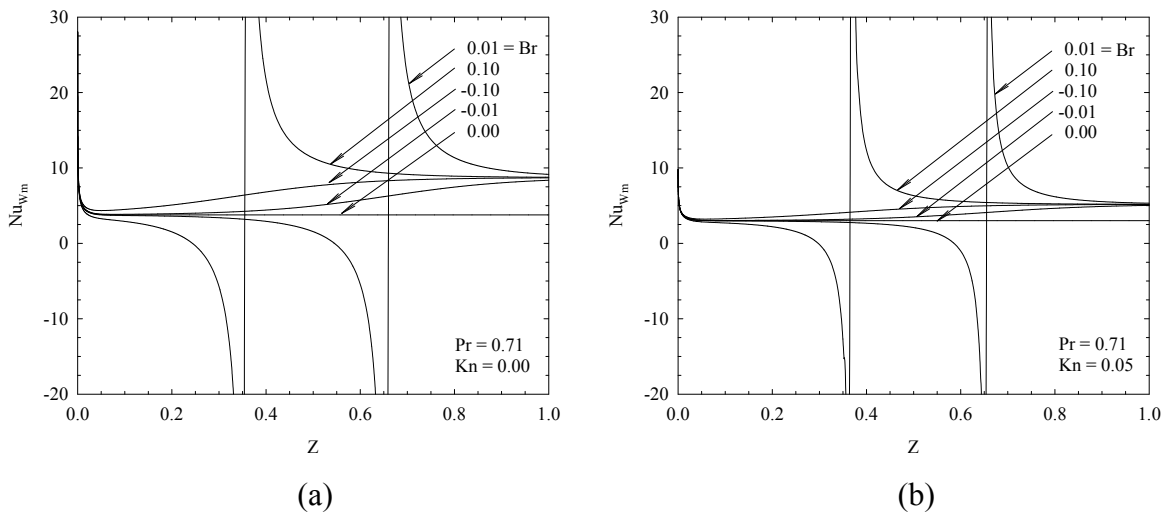
Dikkat edilecek olursa, bu noktalar Knudsen sayısının değerine bağlı olarak daha düşük viskoz yayılım düzeylerinde meydana gelmektedir. Visköz terimin hız gradyenin bir fonksiyonu olduğu hatırlanırsa (denklem (2.71), Knudsen sayısının artışına bağlı olarak viskoz yayılım etkisinin daha düşük düzeylerde olacağı açıktır (Şekil 3.10). Örneğin, $Kn=0$ ve 0.1 için süreksizlik noktaları, sırasıyla, Brinkman sayısının 7.56 ve 5.0 değerlerinde meydana gelmektedir. Mevcut fiziksel mekanizma, Şekil 3.12'de daha açık formda görülmektedir. Burada, Knudsen sayısının artışına bağlı olarak viskoz yayılım etkisi ortadan kalkmaktadır.



Şekil 3.13. Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında, Brinkman sayısına (a), modifiye edilmiş Brinkman sayısına (b) bağlı değişimi (düzlemsel mikrokanal)

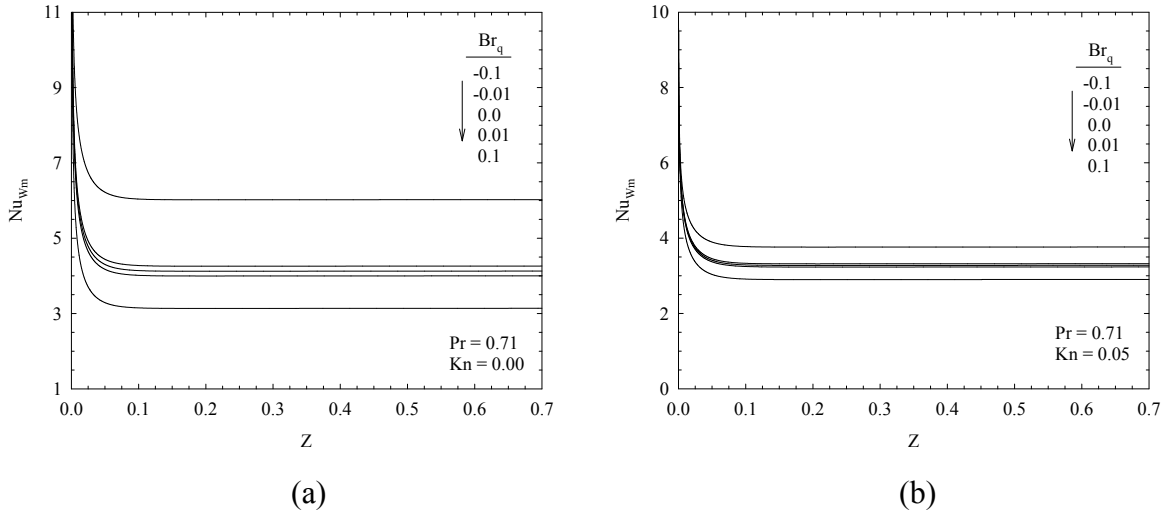
3.2.1. Hidrodinamik Olarak Tam Gelişmiş ve Termal Olarak Gelişmekte Olan Akış

Sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, farklı viskoz yayılım (Br , Br_q) ve seyrelme düzeylerinde (Kn) ve Prandtl sayılarında (Pr), yerel Nusselt sayısının kanal boyunca değişimi, sırasıyla, Şekil 3.14-17'de verilmektedir.

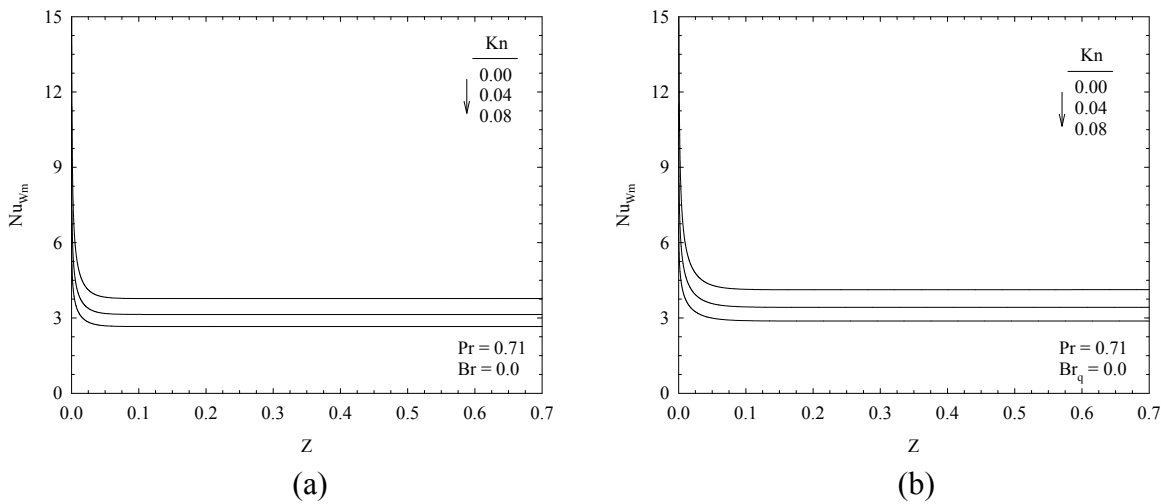


Şekil 3.14. Nusselt sayısının Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (T-tipi, dairesel kesitli mikrokanal)

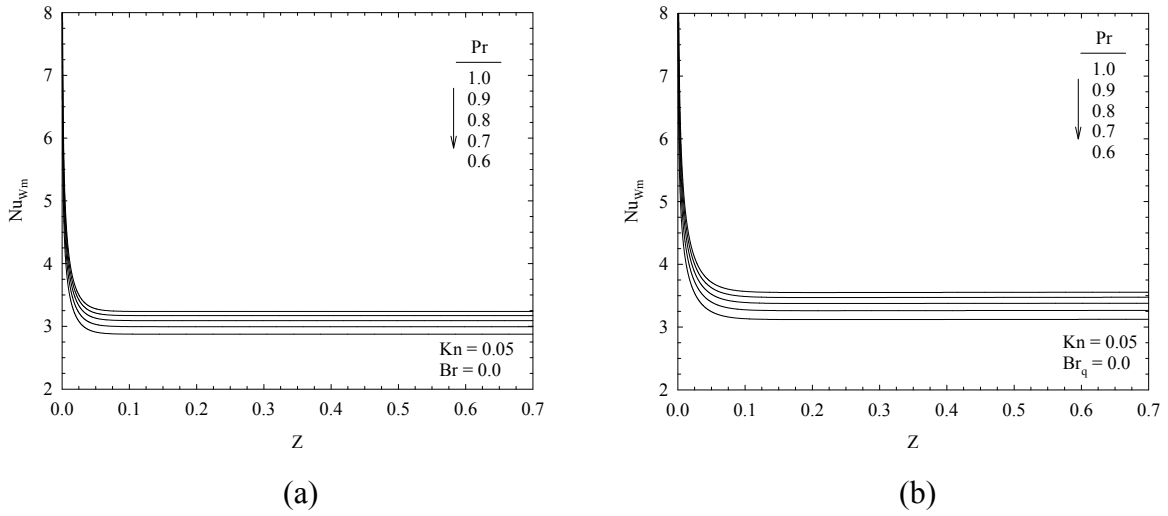
Görüldüğü üzere, her iki termal sınır koşulu için elde edilen Nusselt sayısı davranışları bir önceki bölümde incelenen mikrotüp akışıyla paralellik içermektedir. Bu nedenle bu bölümde, Knudsen sayısı, Brinkman sayısı ve Prandtl sayısının Nusselt sayısı üzerindeki etkileri yalnızca grafiksel formda sunulacaktır, gerçekleşen fiziksel mekanizmalar irdelenmeyecektir.



Şekil 3.15. Nusselt sayısının modifiye edilmiş Brinkman sayısına bağlı değişimi, $Kn=0$ için (a), $Kn=0.05$ için (b) (H1-tipi, düzlemsel mikrokanel)



Şekil 3.16. Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ için (H1-tipi) (b) (düzlemsel mikrokanel)



Şekil 3.17. Nusselt sayısının Prandtl sayısına bağlı değişimi, $Br=0$ ve $Kn=0.05$ için (T-tipi) (a), $Br_q=0$ ve $Kn=0.05$ için (H1-tipi) (b) (düzlemsel mikrokanal)

Sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, $Kn=0$ ve $Br_q=0$ değerinde, yapılan literatür karşılaştırması Tablo 3.5’de verilmektedir.

Tablo 3.5. Tam gelişmiş Nusselt sayısının farklı Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi (H1-tipi, düzlemsel mikrokanal)

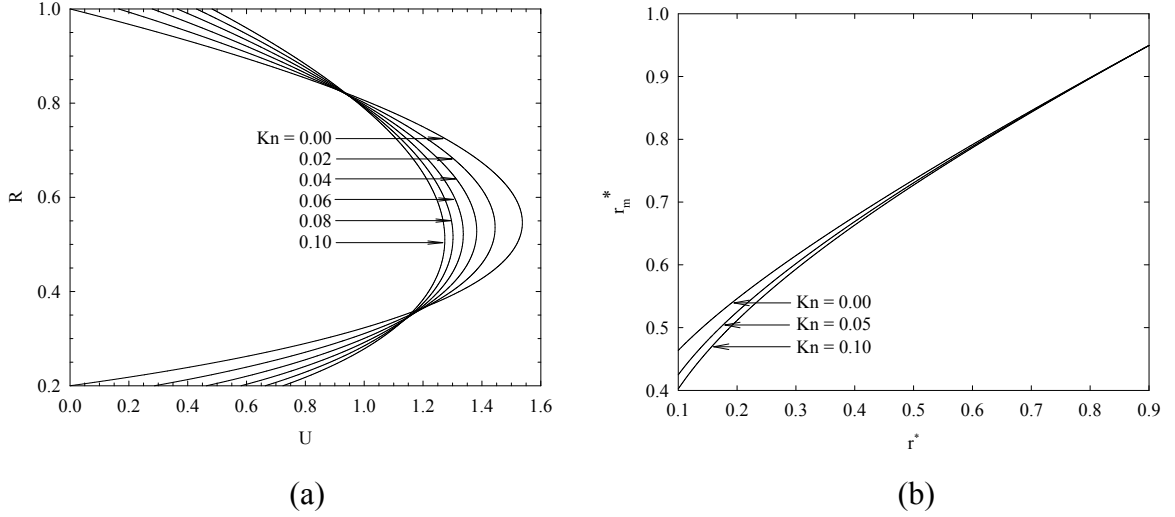
Z	Mevcut çalışma	Cotta ve Özışık (1986)
0.000001	149.02	148.78
0.000010	69.176	69.011
0.000100	32.264	32.156
0.001000	15.487	15.427
0.010000	8.8072	8.8031
0.050000	8.2358	8.2355
0.150000	8.2356	8.2353
0.200000	8.2354	8.2353

3.3. Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanallarda Akış

Bu bölümde, hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip bir mikrokanal akışına ait bulgular grafiksel ve tablosal formda sunulmaktadır. İlgili mikrogeometri cidarlarında termal sınır koşulu olarak; iç cidarda sabit ısı akısı ve dış

cidarda izolasyon (Durum A) ve dış cidarda sabit ısı akısı ve iç cidarda izolasyon (Durum B) olmak üzere iki farklı ısıl konfigürasyon öngörülmektedir.

Şekil 3.18'de Knudsen sayısının boyutsuz hız profili ve r_m^* (maksimum hızın meydana geldiği boyutsuz yarıçap) üzerindeki etkisi verilmektedir.



Şekil 3.18. Boyutsuz hızın Knudsen sayısına bağlı değişimi ($r^*=0.2$ için) (a), r_m^* 'in farklı Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)

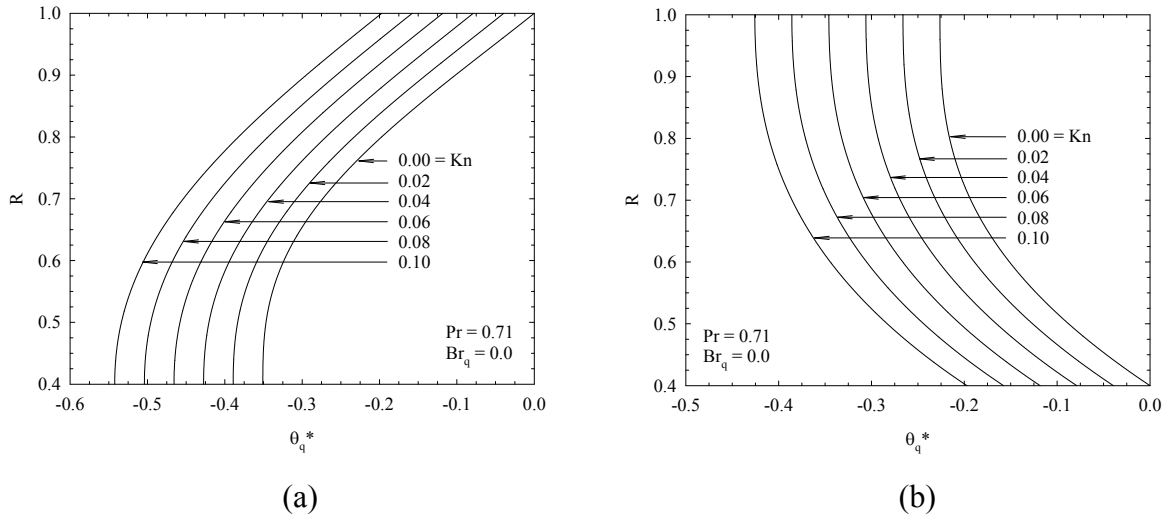
Eşmerkezli halka kanal akışlarında, sürtünme yüzey alanına bağlı olarak cidar yüzeylerinde farklı kalınlıklarda sınır tabakaların gelişimi, kanal içerisinde asimetric bir hız profilinin oluşmasına neden olmaktadır. Bu durum maksimum hızın oluştuğu lokasyona bakılarak açıkça görülebilir. $r^*=0.2$ ve $Kn=0$ için maksimum hız, iç kanal cidarına daha yakın bir lokasyonda ($R=0.547$) meydana gelmektedir. Bir başka ifadeyle, iç cidara yakın bölgede daha yüksek hız gradyanları oluşmaktadır(Şekil 3.18a).

Şekilde görüldüğü üzere, Knudsen sayısının artışıyla, iç ve dış kanal cidarında akışkanın kayma hızı artmakta iken maksimum hızı azalmaktadır. Dikkat edilecek olursa, iç kanal cidarında($R=0.2$) akışkanın kayma hızı niceliksel olarak daha yüksek artımlar sergilemektedir. Bu davranış, yukarıda da belirtildiği üzere, iç cidara yakın bölgelerde yüksek hız gradyanlarının oluşumundan kaynaklanmaktadır (Denklem (2.123)).

r_m^* 'in, farklı Knudsen sayılarında, çap oranına (r^*) bağlı değişimi Şekil 3.18b'de

verilmektedir. $r^* < 0.7$ değerlerinde, Knudsen sayısının artışıyla r_m^* azalmakta iken $r^* > 0.7$ değerlerinde r_m^* Knudsen sayısından bağımsız olarak sabit bir değişim sergilemektedir. Ayrıca, bütün Knudsen sayılarında çap oranının artışıyla r_m^* 'in iç ve dış kanalın orta eksenine $((r_i + r_o)/2)$ kaydığı açıkça görülmektedir ($r^* = 0.2$ değerinde $r_m^* = 0.547$ iken $r^* = 0.8$ değerinde $r_m^* = 0.898$ olmaktadır).

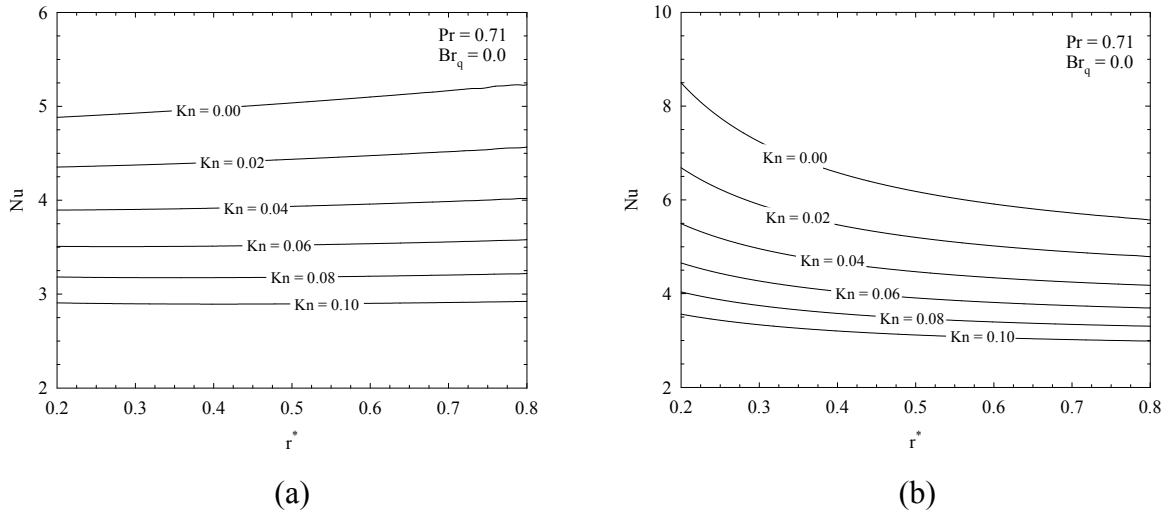
Viskoz yayımsız durum için ($Br_q = 0$), boyutsuz sıcaklığın Knudsen sayısına bağlı değişimi Durum A ve Durum B için sırasıyla, Şekil 3.19a ve b'de verilmektedir.



Şekil 3.19. Boyutsuz sıcaklığın Knudsen sayısına bağlı değişimi ($Br_q = 0$ için), Durum A (a), Durum B (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)

İncelenen diğer mikrogeometrilere benzer şekilde, Knudsen sayısının artışı ile sıcaklık sıçramasının cidarlarda arttığı görülmektedir. Bu artımın, ısı transferi üzerindeki etkisi çap oranına bağlı olarak Şekil 3.20'de verilmektedir. Görüldüğü üzere, Knudsen sayısının artışıyla her iki termal konfigürasyonda da Nusselt sayısı azalış trendi sergilemektedir. Knudsen sayısına bağlı bu davranış beklenen bir durumdur ve nedeni önceki bölümlerde (3.1.1 ve 3.1.2. nolu bölüm) detaylı olarak irdelenmiştir.

$Kn = 0$ ve $Br_q = 0$ için elde edilen sonuçların literatür karşılaştırması Tablo 3.6'da verilmektedir.



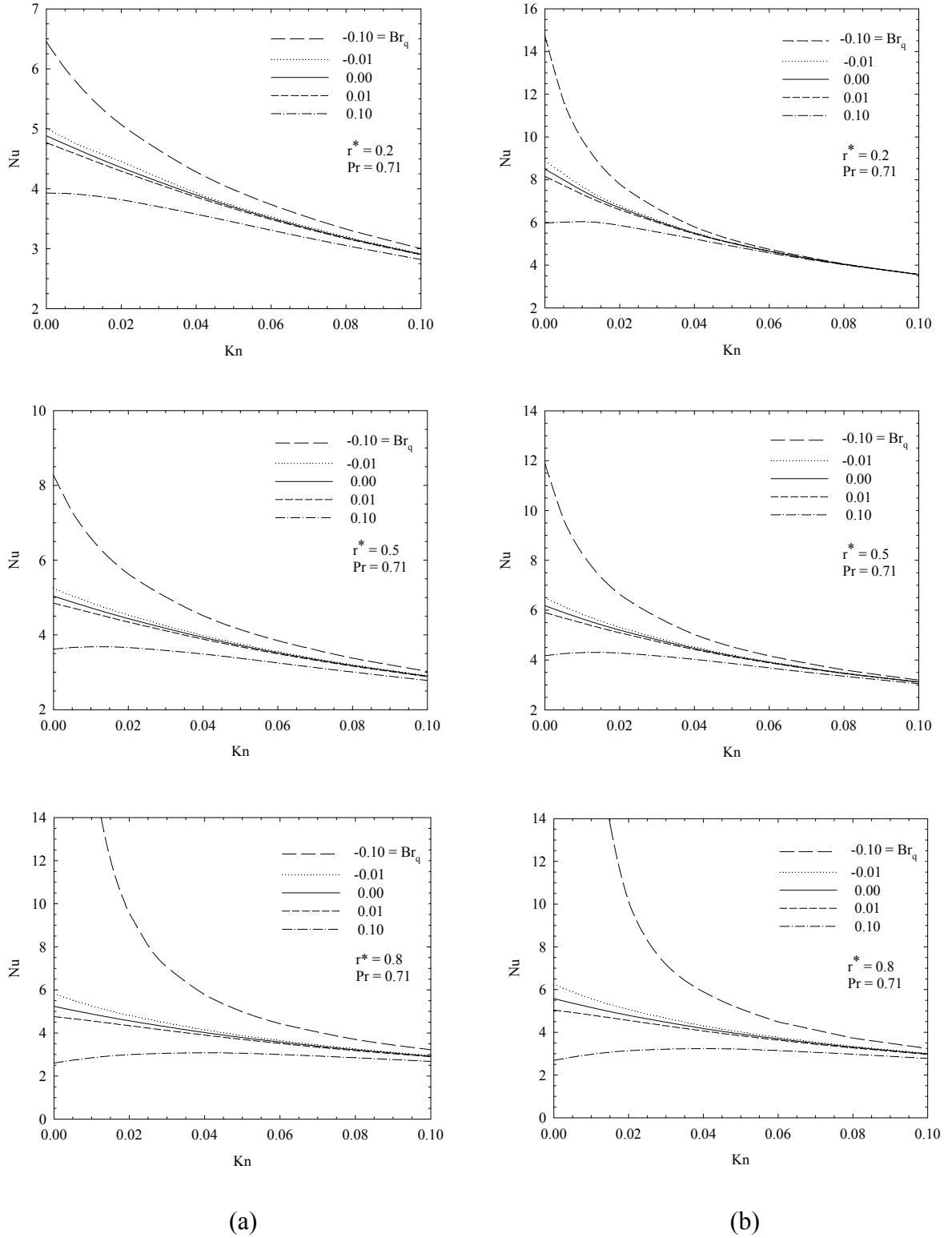
Şekil 3.20. Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi ($Br_q=0$ için), Durum A (a), Durum B (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)

Tablo 3.6. Nusselt sayısının çap oranına bağlı değişimi ($Kn=0.0$, $Br_q=0$)

r^*	Durum A		Durum B	
	Mevcut çalışma	Shah ve London (1978)	Mevcut çalışma	Shah ve London (1978)
0	4.36364	4.36364	∞	∞
0.2	4.88259	4.88259	8.49892	8.49892
0.4	4.97917	4.97917	6.58330	6.58330
0.6	5.09922	5.09922	5.91171	5.91171
0.8	5.23654	5.23654	5.57849	5.57849
1.0	5.38462	5.38462	5.38462	5.38462

İlgili şekil ve tabloda görüldüğü üzere, çap oranının artışına bağlı olarak Nusselt sayısı her iki termal konfigürasyon (Durum A ve Durum B) için farklı davranışlar sergilemektedir. Bu davranışlar, çap oranının artışı ile dış cidara yakın bölgede termal sınır tabaka incelmesinin, iç cidara yakın bölgede ise termal sınır tabakanın kalınlaşmasının bir sonucudur. Burada, Durum A için Nusselt sayısının dış cidara Durum B için ise Nusselt sayısının iç cidara ait olduğu hatırlanmalıdır.

Şekil 3.21’de Durum A ve B için, farklı r^* ve Br_q değerlerinde, Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi verilmektedir.



Şekil 3.21. Nusselt sayısının farklı çap oranlarında ve modifiye edilmiş Brinkman sayılarında Knudsen sayısına bağlı değişimi, Durum A (a), Durum B (b) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)

Genel karakter olarak Knudsen sayısının artışı ile Nusselt sayısı azalış davranışı sergilemektedir. Knudsen sayısına bağlı bu azalış daha önceki bölümlerde de belirtildiği üzere sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışın bir sonucudur.

Viskoz yayılım düzeyine bağlı olarak Nusselt sayısının değişimi, yine önceki bölümlerde görüldüğü üzere, Br_q 'nin pozitif yönde artışı ile azalma negatif yönde artışı ile ise artış yönündedir. Burada, viskoz yayılım sonucu özellikle cidara yakın bölgede oluşan viskoz ısının cidar ve akışkan yığın sıcaklığını arttırdığının hatırlanması faydalı olacaktır.

Şekil 3.21'de görülen değişimler, bazı Knudsen sayıları için sayısal formda Tablo 3.7 ve 3.8'de verilmektedir.

Tablo 3.7. Nusselt sayısının farklı Brinkman ve Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (Durum A)

r^*	Br_q	Kn					
		0.00	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10
0.2	-0.10	6.4516	5.0669	4.2784	3.7348	3.3255	3.0016
	-0.01	5.0043	4.4518	3.9302	3.5296	3.1962	2.9159
	0.00	4.8826	4.3530	3.8950	3.5082	3.1824	2.9067
	0.01	4.7667	4.2925	3.8604	3.4870	3.1688	2.8975
	0.10	3.9274	3.8154	3.5746	3.3075	3.0512	2.8176
0.5	-0.10	8.2731	5.6285	4.5136	3.8444	3.3766	3.0224
	-0.01	5.2416	4.5321	3.9859	3.5518	3.1994	2.9081
	0.00	5.0365	4.4361	3.9348	3.5221	3.1808	2.8960
	0.01	4.8469	4.3441	3.8850	3.4928	3.1625	2.8839
	0.10	3.6202	3.6606	3.4876	3.2496	3.0065	2.7797
0.8	-0.10	-491.8396	9.5661	5.7775	4.4318	3.6984	3.2163
	-0.01	5.8253	4.8150	4.1441	3.6480	3.2610	2.9491
	0.00	5.2365	4.5663	4.0197	3.5800	3.2196	2.9226
	0.01	4.7559	4.3364	3.8991	3.5100	3.1775	2.8957
	0.10	2.6044	2.9962	3.0799	2.9996	2.8493	2.6773

Tablo 3.8. Nusselt sayısının farklı Brinkman ve Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (Durum B)

r^*	Br_q	Kn					
		0.00	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10
0.2	-0.10	14.7379	7.7895	5.7899	4.7393	4.0540	3.5576
	-0.01	8.8746	6.7831	5.5218	4.6637	4.0386	3.5620
	0.00	8.4989	6.6870	5.4935	4.6554	4.0369	3.5625
	0.01	8.1538	6.5937	5.4656	4.6472	4.0352	3.5630
	0.10	5.9712	5.8580	5.2260	4.5744	4.0199	3.5675
0.5	-0.10	11.8893	6.6322	5.0209	4.1642	3.6017	3.1913
	-0.01	6.4927	5.3149	4.5178	3.9328	3.4829	3.1255
	0.00	6.1810	5.2001	4.4680	3.9087	3.4702	3.1183
	0.01	5.8979	5.0902	4.4194	3.8848	3.4575	3.1112
	0.10	4.1760	4.2767	4.0248	3.6827	3.3479	3.0486
0.8	-0.10	-72.7854	10.1193	5.8938	4.4815	3.7280	3.2376
	-0.01	6.2516	5.0586	4.3034	3.7599	3.3435	3.0120
	0.00	5.5785	4.7881	4.1783	3.6945	3.3054	2.9889
	0.01	5.0363	4.5527	4.0599	3.6301	3.2686	2.9660
	0.10	2.6863	3.1396	3.2360	3.1417	2.9692	2.7755

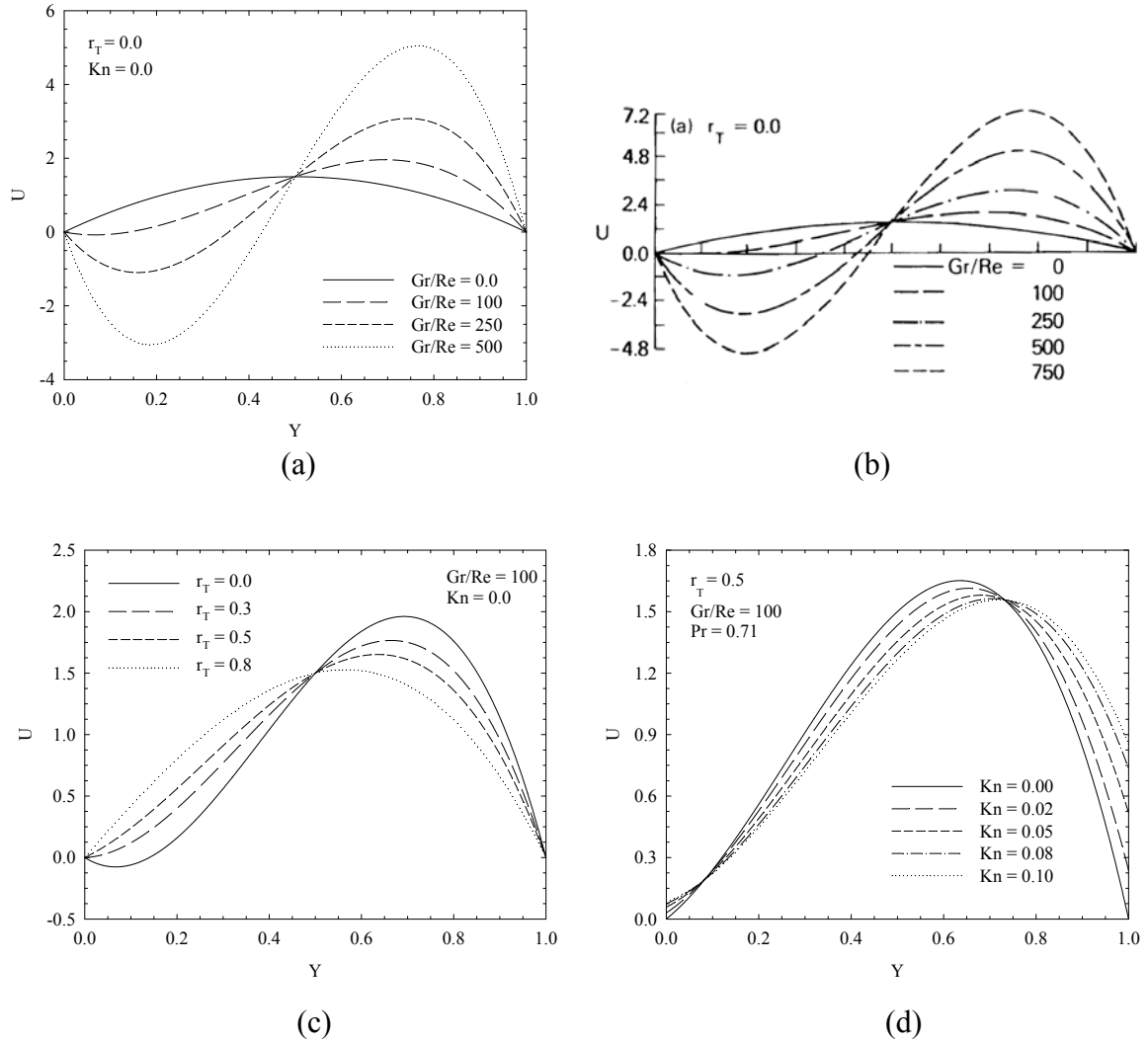
3.4. Düşey Konumdaki Düzlemsel Mikrokanallarda Karma Taşınım

Bu bölümde, düşey konumdaki düzlemsel bir mikrokanalda meydana gelen tam gelişmiş laminer karma taşınımına ait hidrodinamik ve termal bulgular sunulmaktadır. İlgili mikrogeometri cidarlarında asimetric izotermal ($T_2 > T_1$) ve asimetric ısı akısı ($q_1'' \leq q_2''$) termal sınır koşulu öngörülmektedir.

a. Asimetric izotermal sınır koşulu

Karma taşınım parametresi (Gr/Re), sıcaklık oranı (r_T) ve Knudsen sayısının boyutsuz hız profili üzerindeki etkisi sırasıyla Şekil 3.22a,b ve c'de verilmektedir.

Bilindiği üzere doğal taşınım mekanizmasında, akışkan hareketi sıcaklık farkından (yoğunluk farkı) kaynaklanan kaldırma kuvvetlerinin bir sonucudur. İlgili kuvvetler karma taşınımında, sıcak cidara yakın bölgede akışa pozitif yönde, soğuk cidara yakın bölgede ise akışa negatif yönde momentum katkısı sağlarlar. Bu kuvvetlerin etki düzeyi Gr/Re ile sembolize edilir.



Şekil 3.22. Boyutsuz hızın, karma taşınım parametresi (Gr/Re) (a), karma taşınım parametresi (Aung ve Worku, 1986) (b), sıcaklık oranına (r_T) (c), Knudsen sayısına (d) bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal).

$Gr/Re=0$ için (yalnız zorlanmış taşınım etkili) Şekil 3.22a 'da görüleceği üzere boyutsuz hız profili akış doğrultusunda simetrik bir yapıya sahiptir. Artan Gr/Re ile mevcut yapı form değiştirmekte ve ters simetrik bir yapıya dönüşmektedir. Bu değişim, yukarıda da ifade edildiği üzere, sıcak cidara (sağ cidar) yakın bölgede doğal taşınımın akışa pozitif yönde, soğuk cidara yakın bölgede ise negatif yönde momentum katkısından kaynaklanmaktadır. Mevcut şekilde, hızın yön değiştirdiği Gr/Re değeri,

$$\left(\frac{dU}{dY}\right)_{Y=0} < 0 \quad (3.1)$$

koşulu kullanılarak belirlenebilir. Mevcut denklem (2.162) numaralı boyutsuz hız profili ifadesine taşınırsa, Gr/Re

$$\frac{Gr}{Re} = \frac{72}{1-r_T} (1 + 2\beta_T Kn) \quad (3.2)$$

olarak elde edilir. Makrokanal durumu için ($Kn=0$), benzer ifade Aung ve Worku (1986) tarafından

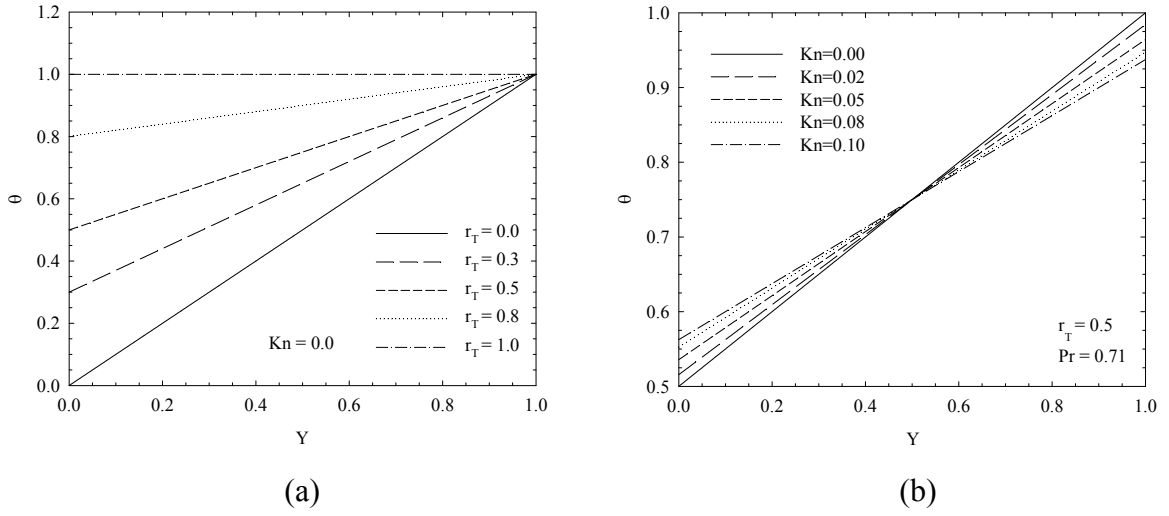
$$\frac{Gr}{Re} = \frac{72}{1-r_T} \quad (3.3)$$

olarak verilmektedir.

$Gr/Re=100$ ve $Kn=0$ için, sıcaklık oranının (r_T) boyutsuz hız profili üzerindeki etkisi Şekil 3.22b'de verilmektedir. Görüleceği üzere, sıcaklık oranının (soğuk cidar/sıcak cidar) azalmasıyla boyutsuz hız profili sıcak cidara doğru iyice yaklaşmaktadır. Sıcaklık oranına bağlı bu değişim, sıcak cidara yakın bölgede kaldırma kuvvetlerinin daha etkili hale gelmesinin bir sonucudur.

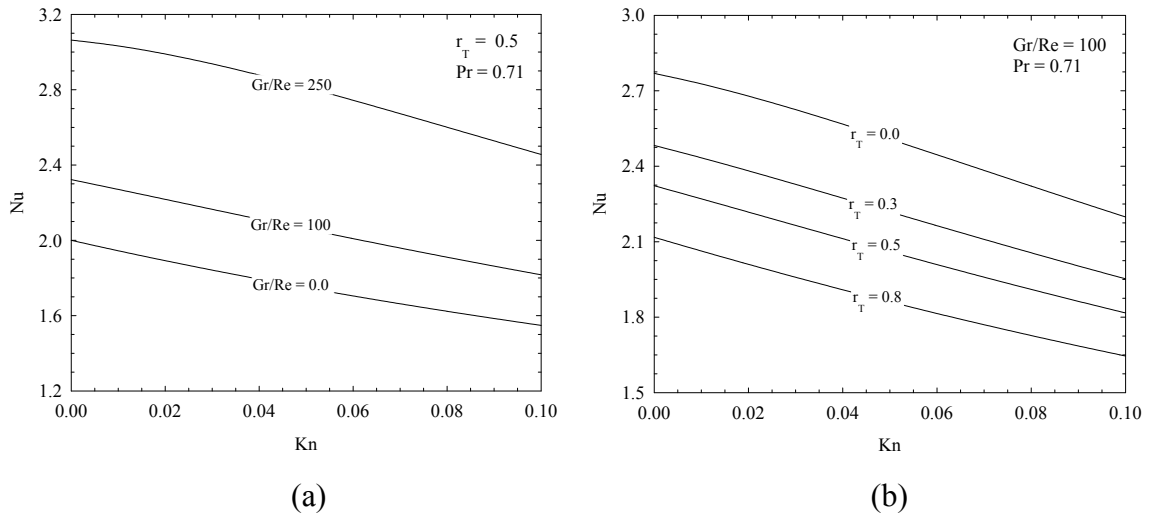
Knudsen sayısının boyutsuz hız profili üzerindeki etkisi ise, $Gr/Re = 100$ ve $r_T=0.5$ için, Şekil 3.22c'de verilmektedir. Burada, Knudsen sayısının artışıyla akışkan kayma hızının, sıcak ve soğuk cidarda sırasıyla, pozitif ve negatif yönde artış eğilimi sergilediği görülmektedir. İlgili değişimler, Şekil 3.22b'de görüleceği üzere, sıcak ve soğuk cidara yakın bölgede oluşan hız gradyenlerinin yönünden kaynaklanmaktadır.

Tam gelişmiş laminer karma taşınımında, boyutsuz sıcaklık profili lineer bir yapıya sahiptir (Aung ve Worku, 1986). Sıcaklık oranı ve Knudsen sayısının, mevcut yapı üzerindeki etkisi Şekil 3.23'de verilmektedir. Görüldüğü üzere, Knudsen sayısının artışı ile sıcak cidarda sıcaklık sıçraması pozitif yönde, soğuk cidarda ise negatif yönde artmaktadır.



Şekil 3.23. Boyutsuz sıcaklığın, sıcaklık oranına (a), Knudsen sayısına (b) bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal)

Nusselt sayısının, farklı Gr/Re ve r_T 'lerde, Knudsen sayısına bağlı değişimi Şekil 3.24'de verilmektedir.



Şekil 3.24. Nusselt sayısının Knudsen sayısına bağlı değişimi, farklı karma taşınım parametrelerinde (a), farklı sıcaklık oranlarında (b) (asimetrik yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal)

Görüldüğü üzere, genel karakter olarak her iki grafikte de Knudsen sayısının artışıyla Nusselt sayısı azalmaktadır. Bu davranış, önceki bölümlerde de belirtildiği üzere

sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışın bir sonucudur.

Ayrıca, karna taşınım parametresi (Gr/Re) ve sıcaklık oranının (r_T) Nusselt sayısı üzerinde sırasıyla, arttırıcı ve azaltıcı etki oluşturduğu ilgili şekilde açıkça görülmektedir. Niceliksel olarak, $Kn=0$ ve $r_T=0.5$ için, $Gr/Re=0-250$ aralığında Nusselt sayısında meydana gelen artış %53.2 düzeyinde iken, benzer şekilde, $Kn=0$ ve $Gr/Re=100$ için, $r_T=0.0-0.8$ aralığında %23.53 düzeyinde bir azalış söz konusu olmaktadır. Gr/Re ve r_T 'ye bağlı bu davranışlar, Şekil 3.22a ve b'de görüldüğü üzere, taşıyıcı mekanizmanın (hız profilinin) sırasıyla, sıcak cidara yaklaşması ve uzaklaşması ile açıklanabilir. Burada Nusselt sayısının sıcak cidar bölgesinde tanımlandığı hatırlanmalıdır ($Nu=f(T_2-T_m)$).

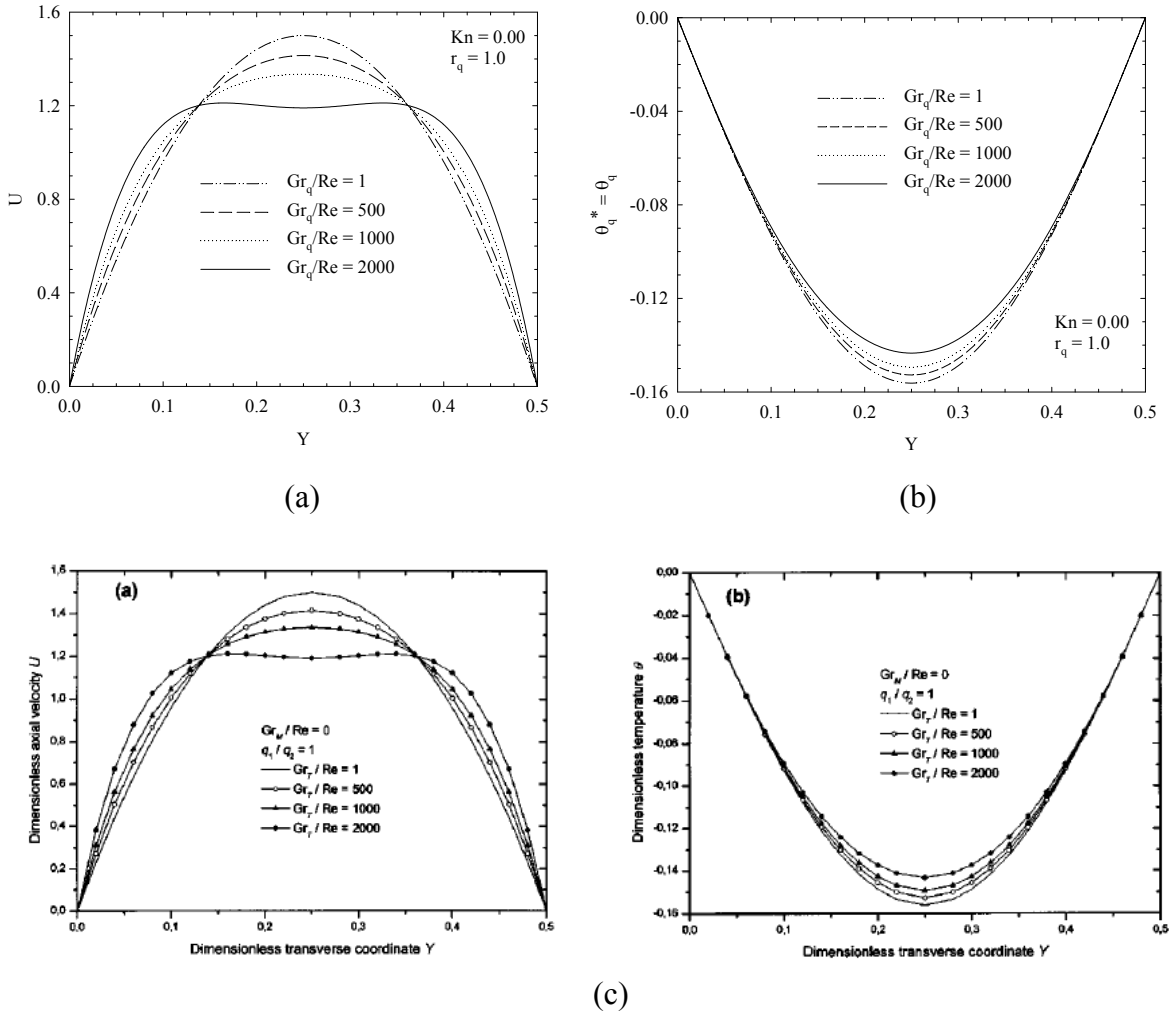
b. Asimetrik ısı akısı sınır koşulu

Makrokanal durumu ($Kn=0$) için, simetrik ısı akısı sınır koşulunda ($r_q=1$), boyutsuz hız ve sıcaklık profilinin karma taşınım parametresine bağlı değişimi Şekil 3.25'de verilmektedir.

Karma taşınım parametresinin (Gr_q/Re) artışa bağlı olarak, kanal cidarına yakın bölgede akışkan hızı artmakta iken, kanal merkezinde akışkan hızı azalış eğilimi sergilemektedir. Mevcut davranış, önceki bölümde de belirtildiği üzere, sıcak cidara yakın bölgede etkili olan kaldırma kuvvetlerinin bir sonucudur. Benzer şekilde, Gr_q/Re 'nin artışına bağlı olarak kanal cidarlarında sıcaklık gradyeninin azaldığı görülmektedir. Mevcut davranışlar, aynı geometri ve sınır koşulunda, Boulama ve Galanis (2004) tarafından yapılan çalışmayla örtüşmektedir (Şekil 3.25c).

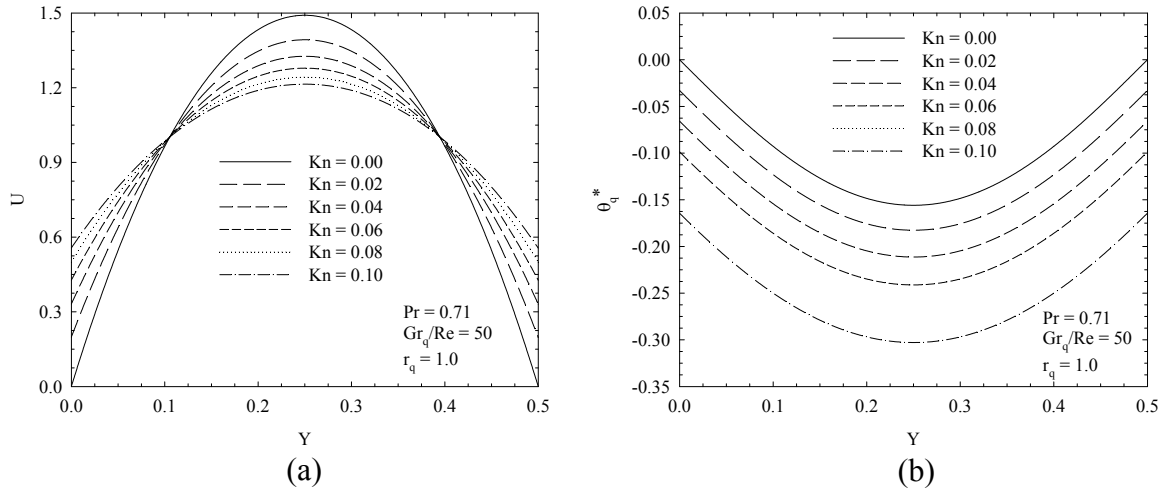
$Gr_q/Re=50$ için, mevcut profillerin Knudsen sayısına bağlı değişimi Şekil 3.26'da verilmektedir. Görüldüğü üzere, Knudsen sayısının artışına bağlı olarak, kanal cidarlarında akışkan hızı ve sıcaklık sıçraması artış eğilimi sergilemektedir.

$r_q=1$ için, karma taşınım parametresi ve Knudsen sayısının Nusselt sayısı üzerindeki bütünleşik etkisi Şekil 3.27'de verilmektedir. Burada, ısı akısı oranına bağlı olarak ($r_q = q_1'' / q_2''$) her iki cidarda Nusselt sayısının aynı olduğu ve ortak bir skalanın kullanıldığı belirtilmelidir.

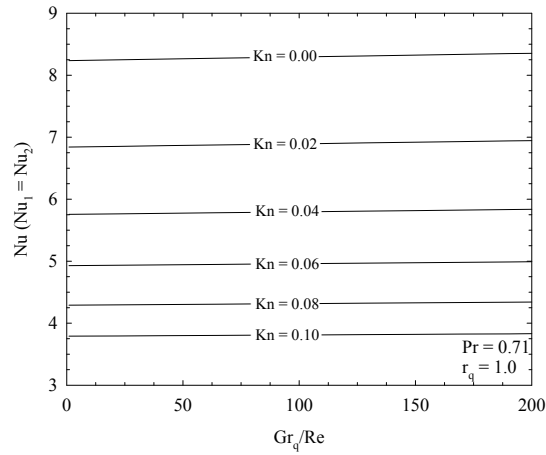


Şekil 3.25. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr_q/Re) bağlı değişimi (asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal), Boulama ve Galanis (2004) tarafından elde edilen boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri ($Kn=0$ için) (c).

Knudsen sayısının artışı ile Nusselt sayısı azalmakta iken, karma taşınım parametresinin (Gr_q/Re) artışı ile Nusselt sayısı ihmal edilebilir düzeyde bir artış eğilimi sergilemektedir. Düşük düzeyli bu artım, mikrokanal akışlarında karakteristik uzunluğa bağlı olarak düşük Gr_q/Re değerlerinin ve kaldırma kuvvetlerinin oluşmasından kaynaklanmaktadır. Niceliksel olarak bu artış, $Kn=0.02$ için $Gr_q/Re=0-200$ aralığında %2 mertebesindedir.

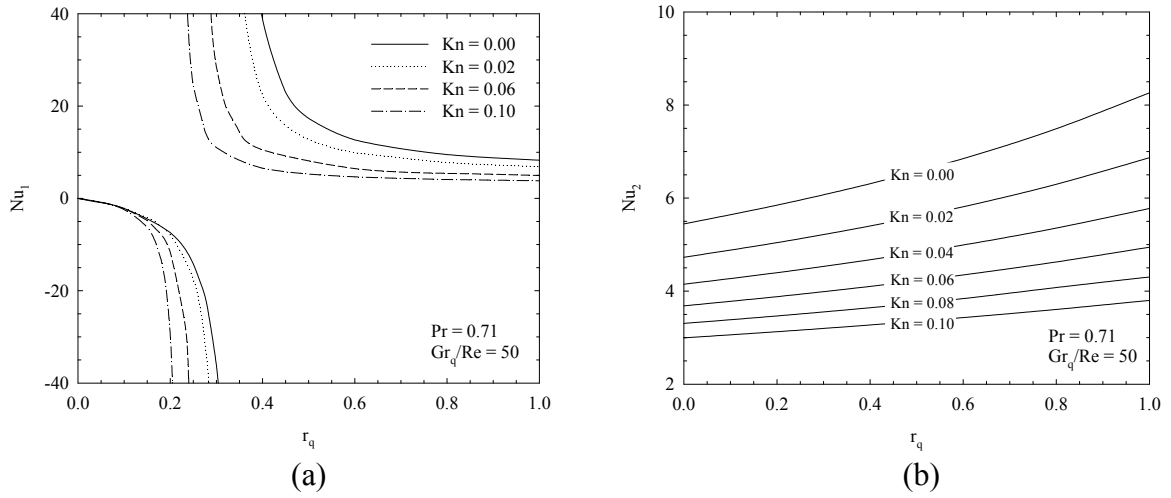


Şekil 3.26. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Knudsen sayısına (Kn) bağlı değişimi (asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal)



Şekil 3.27. Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında karma taşınım parametresine bağlı değişimi ($r_q=1$ için, asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal)

Benzer şekilde, farklı Knudsen sayılarında, ısı akısı oranının 1 ve 2 nolu cidara ait Nusselt sayısı üzerindeki etkisi Şekil 3.28'de verilmektedir. Genel karakter olarak, Knudsen sayısının artışıyla her iki cidarda da Nusselt sayısı azalım eğilimi sergilemektedir. Bu azalım, Knudsen sayısının artışıyla sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışın bir sonucudur. Bir başka ifadeyle, aynı yüzey sıcaklığında daha düşük yığın sıcaklıklarının oluşumu söz konusudur.



Şekil 3.28. Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında ısı akısı oranına (r_q) bağlı değişimi, 1 nolu cidar için (a), 2 nolu cidar için (b) (asimetrik ısı akısı, düzlemsel mikrokanal)

Isı akısı oranına ($r_q = q_1''/q_2''$) bağlı olarak Nusselt sayısı, şekilde görüldüğü gibi, 1 ve 2 nolu cidarda farklı davranışlar sergilemektedir. 1 nolu cidarda (sol cidar) r_q 'nin artışıyla Nusselt sayısı, Knudsen sayısının değerine bağlı olarak belirli bir süreksizlik noktasına kadar negatif yönde artmakta, ardından yön değiştirip azalım eğilimi sergilemektedir. İlgili süreksizlik noktası Knudsen sayısının artışıyla azalmaktadır. 1 nolu cidarda sıcaklığının T_l ve akışkan yığın sıcaklığının T_m olduğu hatırlanırsa, düşük r_q 'larda $T_m > T_l$ olacağı ve buna bağlı olarak Nusselt sayısının negatif değerler alacağı açıktır (denklem (2.192)). r_q 'nin artışına paralel olarak cidar sıcaklığı artmakta ve ilgili süreksizlik noktasında akışkan yığın sıcaklığına eşit olmaktadır ($T_l = T_m$). Bu noktadan itibaren r_q 'ya bağlı olarak artışına devam eden cidar sıcaklığı akışkan yığın sıcaklığına üstün gelmekte ($T_l > T_m$) ve ısı transferi yön değiştirmektedir.

2 nolu cidarda (sağ cidar) ise r_q 'nin artışıyla Nusselt sayısı artış eğilimi sergilemektedir. İlgili cidarda Nusselt sayısının,

$$Nu_2 = \frac{q_2'' D_h}{k(T_2 - T_m)} \quad (3.4)$$

olduğu hatırlanırsa, r_q 'nin artışıyla (q_1'' artışıyla) akışkan yığın sıcaklığın (T_m) artacağı ve

buna paralel olarak Nusselt sayısının artacağı açıktır.

3.5. Düşey Konumdaki Eşmerkezli Dairesel Halka Kesite Sahip Mikrokanalda Karma Taşınım

Bu bölümde, düşey konumda tutulan, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip bir mikrokanalda meydana gelen tam gelişmiş laminer karma taşınımına ait bulgular sunulmaktadır. Kanal cidarlarında asimetrik sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülmektedir ($T_1 > T_2$).

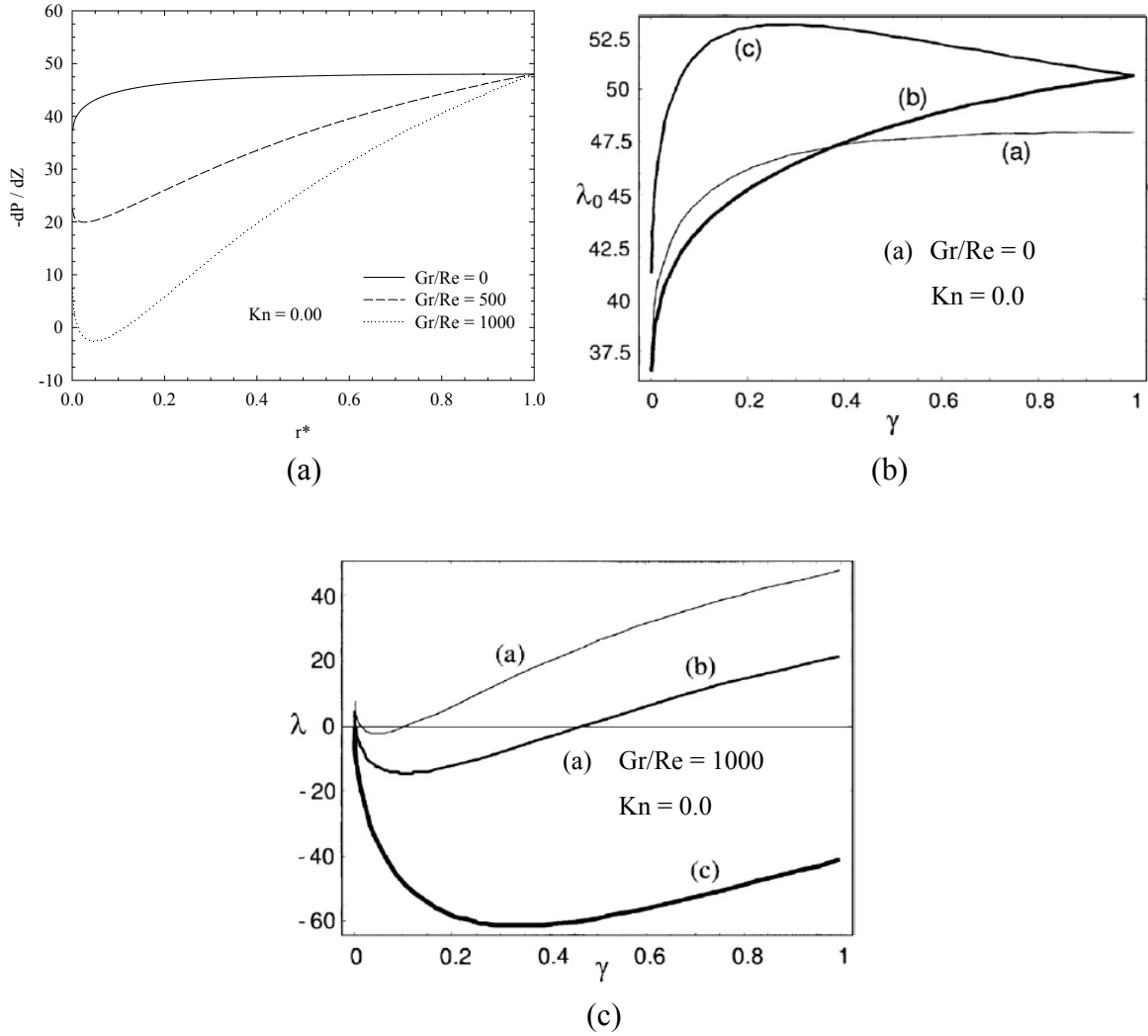
Makroakışa ait ($Kn=0$) boyutsuz basınç gradyeninin ($-dP/dZ$), farklı karma taşınım parametrelerinde (Gr/Re), çap oranına bağlı ($r^*=r_1/r_2$) değişimi Şekil 3.29'da verilmektedir.

Genel karakter olarak, Gr/Re artışı ile $-dP/dZ$ azalış eğilimi sergilemektedir. Bu azalış, çap oranının düşük değerlerinde oldukça yüksek düzeyde iken, çap oranının artışına bağlı olarak etkisini yitirmekte ve $r^*=1$ 'de sabit bir değere (=48) yakınsamaktadır. Şekil 3.29 b ve c'de aynı sınır koşulları ve geometri için Zanchini (2008) tarafından elde edilen $\lambda - \gamma (= -dP/dZ - r^*)$ değişimleri verilmektedir ($Gr/Re=0$ ve 1000 için). Görüldüğü üzere mevcut çalışmada elde edilen değişimler ilgili çalışmayla örtüşmektedir. Burada, çap oranına ait limit değerlerin, $r^* \rightarrow 0$ ve $r^* \rightarrow 1$, sırasıyla, dairesel kesitli kanal akışını ve düzlemsel kanal akışını karakterize ettiği belirtilmelidir.

$Kn=0$ ve $r^*=0.25$ için, farklı Gr/Re değerlerinde, eksenel hızın radyal doğrultudaki değişimi Şekil 3.30a'da verilmektedir. Görüldüğü üzere Gr/Re sayısının artışıyla, akışkan hızı sıcak cidara yakın bölgede artış, soğuk cidara yakın bölgede ise azalış eğilimi sergilemektedir. Bu davranış, daha önceki bölümlerde ayrıntılı olarak değinilen kaldırma kuvvetlerinin bir sonucudur. Gr/Re sayısının değerine bağlı olarak bu azalış, soğuk cidara yakın bölgede ters akış alanlarının oluşmasına neden olmaktadır. Şekil 3.30b'de ise, aynı sınır koşulu ve geometri için Zanchini (2008) tarafından elde edilen $U-R$ değişimi verilmektedir.

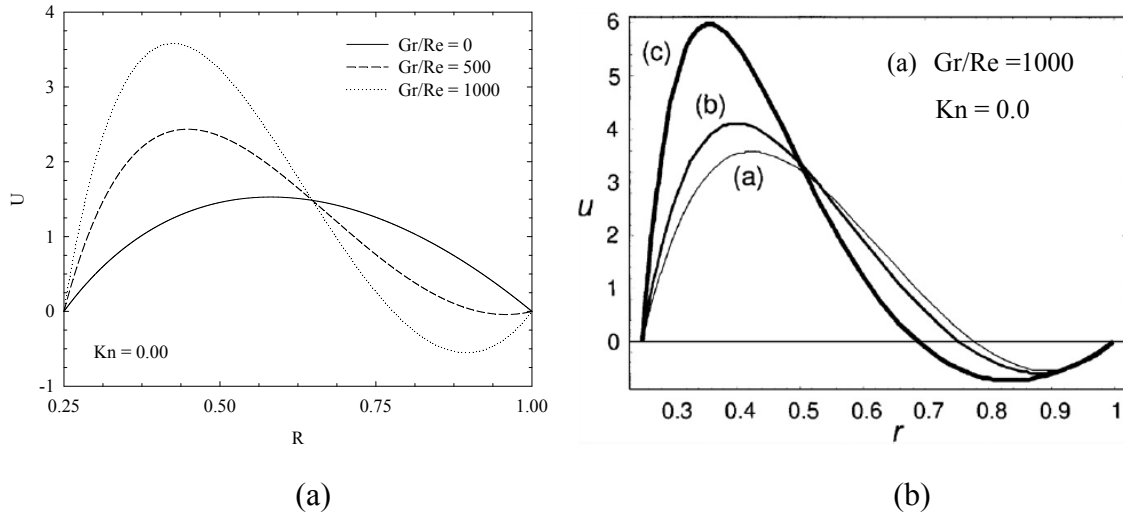
Knudsen sayısının boyutsuz hız ve sıcaklık profili üzerindeki etkisi, sırasıyla, Şekil 3.31a ve b'de verilmektedir. Knudsen sayısının artışıyla kanal cidarlarında, akışkan kayma hızı ve sıcaklık sıçraması artış eğilimi sergilemektedir. Dikkat edilecek olursa kayma hızında meydana gelen artım, hız gradyenine bağlı olarak sıcak cidarda daha yüksek düzeydedir (denklem (2.205)). Ayrıca Knudsen sayısının artışı maksimum hızın azaldığı ve

sıcak cidara (sol cidar) yaklaştığı ilgili şekilde açıkça görülmektedir.

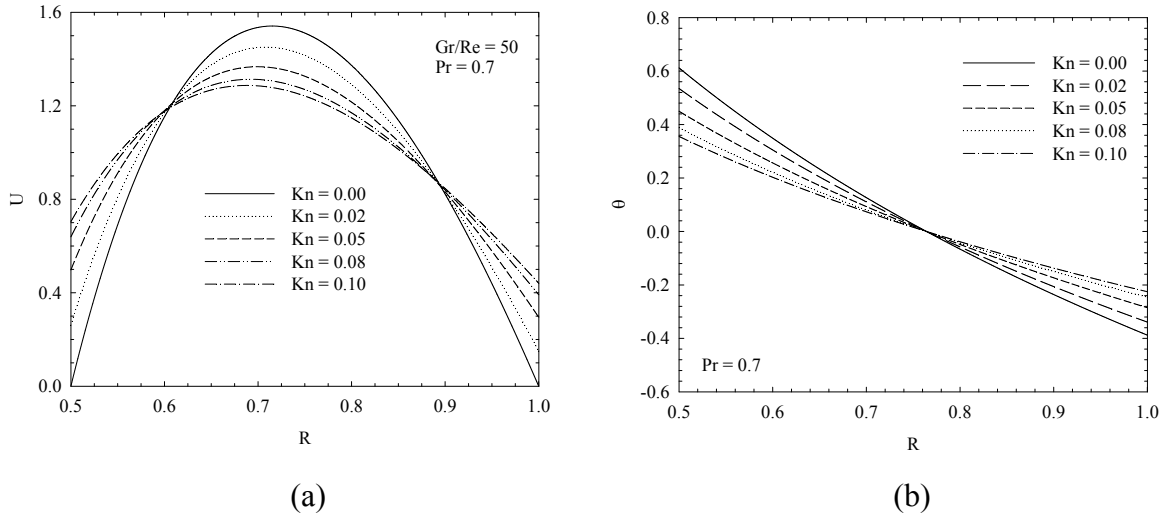


Şekil 3.29. Boyutsuz basınç gradyeninin çap oranına bağlı değişimi (a), Zanchini (2008) tarafından yapılan çalışma ($Gr/Re=0,1000$) (b,c) (eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal).

Nusselt sayısının, farklı karma taşınım parametrelerinde, çap oranına bağlı değişimi Şekil 3.32'de verilmektedir. Görüldüğü üzere Nusselt sayısı, Gr/Re sayısının artışına bağlı olarak artım, çap oranının artışına bağlı olarak ise azalım eğilimi sergilemektedir. Bu davranış, Gr/Re sayısının artışıyla ısıyı taşıyan mekanizmanın (hız profilinin) sıcak cidara, çap oranının artışıyla mevcut mekanizmanın kanal merkezine doğru kaymasının bir sonucudur. Ayrıca, ilgili grafikte elde edilen sonuçların literatürle uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

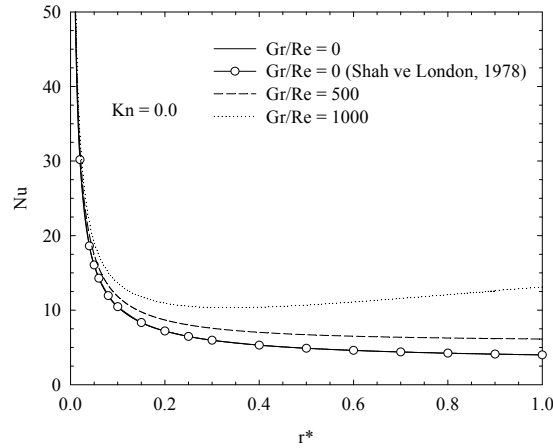


Şekil 3.30. Boyutsuz hızın karma taşınım parametresi bağlı değişimi (a), Zanchini (2008) tarafından yapılan çalışma (b) (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokana1).

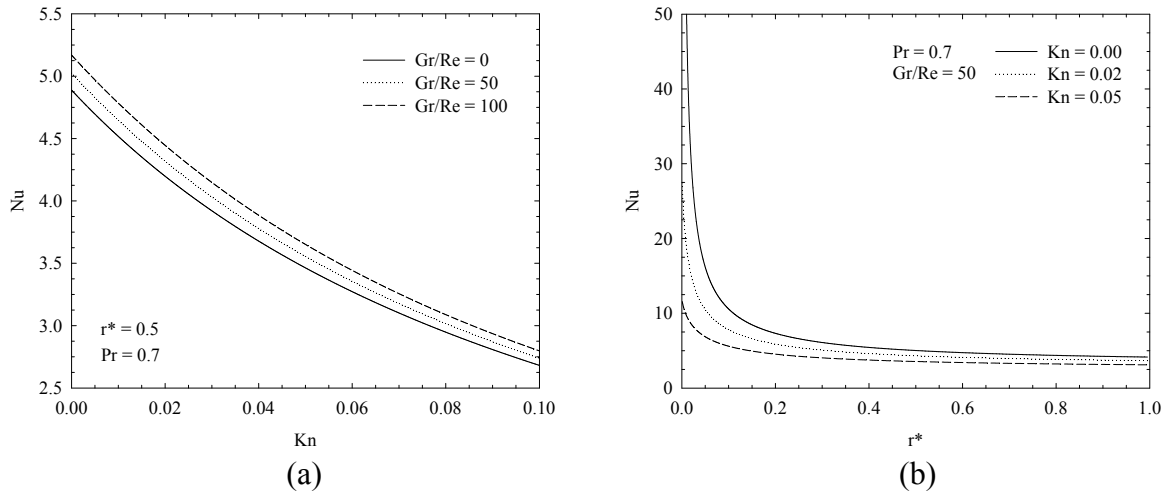


Şekil 3.31. Boyutsuz hızın (a), boyutsuz sıcaklığın (b) Knudsen sayısına bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokana1)

Knudsen sayısının Nusselt sayısı üzerindeki etkisi Şekil 3.33a ve b'de verilmektedir.



Şekil 3.32. Nusselt sayısının, farklı karma taşınım parametrelerinde, çap oranına bağlı değişimi (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)



Şekil 3.33. Nusselt sayısının, farklı karma taşınım parametrelerinde Knudsen sayısına bağlı değişimi (a), Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında çap oranına bağlı değişimi (b) (asimetrik yüzey sıcaklığı ısı akısı, eşmerkezli dairesel halka kesite sahip mikrokanal)

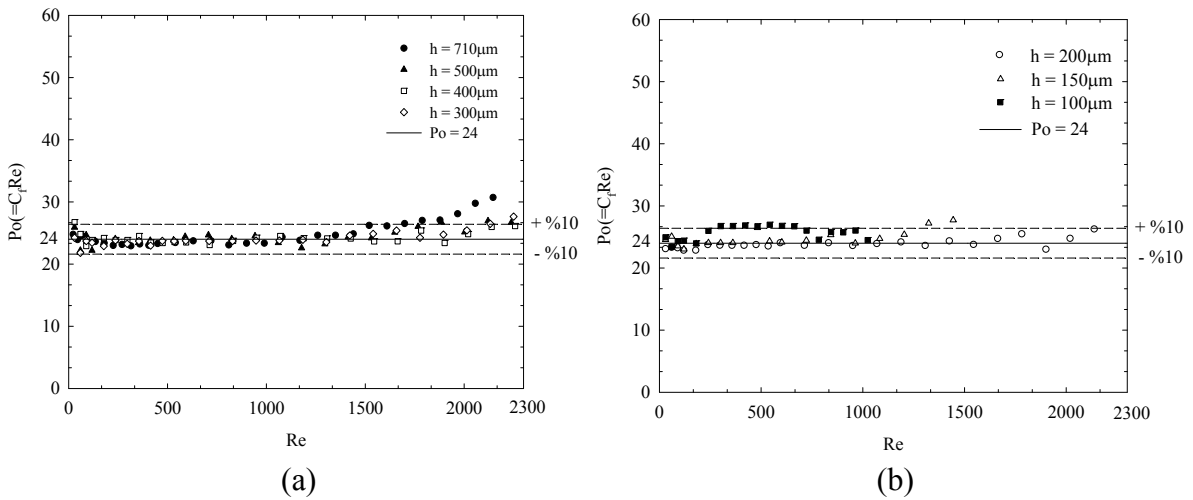
Görüldüğü üzere her iki grafikte de, Knudsen sayısının artışına bağlı olarak, Nusselt sayısı azalım eğilimi göstermektedir. Bu azalım, önceki bölümlerde de bahsedildiği üzere, Knudsen sayısının artışına bağlı olarak sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışın bir sonucudur. Bir başka ifadeyle, Knudsen sayısının artışıyla aynı yüzey sıcaklıklarında daha düşük akışkan yığın sıcaklıklarının oluşumu söz konusudur. Isı transferinde sürücü

potansiyeli (T_2-T_m) olduğu hatırlanırsa, mevcut değişimin ısı transferini azaltacağı açıktır.

3.6. Deneysel Çalışma

Bu bölümde, hidrodinamik açıdan tam gelişmiş, hava kullanımlı düzlemsel bir mikrokanal akışına ait hidrodinamik bulgular sunulmaktadır. Kanal yüksekliği 100-700 μm arasında değişmekte olup, kanal cidarlarında izolasyon termal sınır koşulu öngörülmektedir.

Farklı kanal yükseklikleri için (100 μm , 150 μm , 200 μm , 300 μm , 400 μm , 500 μm ve 710 μm), Poiseuille sayısının ($Po=C_f Re$) Reynolds sayısına (Re) bağlı değişimi Şekil 3.34a ve b'de verilmektedir.



Şekil 3.34. Poiseuille sayısının farklı kanal yüksekliklerinde Reynolds sayısına bağlı değişimi, $h=300-710\mu\text{m}$ (a), $h=100-200\mu\text{m}$ (b) (düzlemsel mikrokanal)

Görüldüğü üzere, elde edilen değişimler %10 belirsizlik düzeyi içerisinde konvansiyonel (makrokanal akışı) değerle, $Po=24$, ile uyum içerisinde. Bu davranış, mikrokanal içerisinde ulaşılan maksimum Knudsen sayısı değerinin 0.002 düzeyinde olmasının bir sonucudur. İlgili değer, hatırlanacağı üzere, makroakış sınırına ($Kn=0$) oldukça yakın bir değerdir.

Her bir deney esnasında, viskoz yayılım etkisinin belirlenebilmesi için ayrıca kanal giriş ve çıkış haznesinde sıcaklık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Sıcaklık değişiminin % 1

mertesinin altında olması, mevcut geometri ve akış koşulları için viskoz yayılımın ihmal edilebilir düzeyde olduğunu göstermiştir.

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, pratikte yaygın kullanım alanına sahip bazı temel mikro-geometrilerdeki (dairesel, düzlemsel ve eşmerkezli halka kesite sahip mikrokanalların), akış ve ısı transferi incelenmiştir.

Teorik aşamada, seyrelme etkisi (Knudsen sayısı), viskoz yayılım (Brinkman sayısı) ve karma taşınım parametresinin (Gr/Re) akış ve ısı transferi karakteristikleri üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Kanal cidarlarında sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı olmak üzere iki tip termal sınır koşulu öngörülmüştür. Sayısal analiz kaygan akış rejimini kapsayacak formda ($0 < Kn \leq 0.1$) tam gelişmiş laminer akış bölgesinde gerçekleştirilmiştir.

Deneysel aşamada, farklı kanal yüksekliklerine sahip (100-710 μ m) düzlemsel bir mikrokanal akışında (sonsuz genişlikte paralel iki plaka arasındaki mikroakış) sürtünme direncinin kanal yüksekliği ve Reynolds sayısına bağlı davranışı incelendi.

Teorik ve deneysel aşamada elde edilen sonuçlar özet halinde aşağıdaki gibidir:

1. Hidrodinamik ve termal olarak tam gelişmiş laminer akış rejiminde, sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, seyrelme (Kn) ve viskoz yayılım (Br , Br_q) etkisini ihtiva eden Nusselt sayısı ifadeleri geliştirilmiştir (dairesel kesitli ve düzlemsel mikrokanal için). Burada, elde edilen analitik bağıntıların literatürde ilk olduğu vurgulanmalıdır.
2. Doğal taşınım etkisi zorlanmış taşınımına dâhil edilerek, farklı iki mikro geometri için (düşey konumdaki düzlemsel mikrokanal ve eşmerkezli halka kesite sahip mikrokanal), sabit yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşullarında Nusselt ifadeleri geliştirilmiştir. Burada yine, elde edilen analitik bağıntıların literatürde ilk olduğu vurgulanmalıdır.
3. Her bir mikrogeometri akışı için, seyrelme etkisinin (Knudsen sayısı, Kn) artışıyla;
 - akışkan hızı, kanal cidarlarında (kayma hızı) artmakta kanal merkezinde ise azalmaktadır,
 - kanal cidarlarında hız gradyanları azalmaktadır. Bu davranışın sürtünme katsayısını azaltacağı açıktır ($C_f = a.(\partial u / \partial r)_{r=r_0}$),
 - akışkanın kanal cidarındaki sıcaklığı azalmaktadır (sıcaklık sıçraması artmaktadır),

- Nusselt sayısı azalım eğilimi sergilemektedir. Bu azalım, seyrelme etkisine bağlı olarak sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışla ilişkilidir,
 - viskoz yayılım etkisi azalmaktadır.
4. Hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş laminer akış rejiminde, sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, Nusselt sayısının viskoz yayılımın pozitif yönde artışıyla (akışkanın ısıtılması, $Br, Br_q > 0$) azaldığı, negatif yönde artışıyla (akışkanın soğutulması, $Br, Br_q < 0$) arttığı belirlenmiştir.
 5. Tam gelişmiş ve gelişmekte olan akış rejiminde (*Graetz problem*), viskoz yayılım düzeyine bağlı olarak bazı noktalarda Nusselt sayısının süreksiz davranışlar gösterdiği belirlenmiştir. Mevcut davranış, ısı balansı dikkate alınarak irdelenmiştir.
 6. Gelişmekte olan akış rejiminde, sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu için, $Br \neq 0$ değerlerinde Nusselt sayısının Brinkman sayısından bağımsız olarak sabit bir değere yakınsadığı belirlenmiştir.
 7. Sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu için Brinkman sayısının pozitif değerlerinde yerel Nusselt sayısının kanal boyunca bazı noktalarda süreksiz davranışlar gösterdiği belirlenmiştir. Knudsen sayısının artışıyla Brinkman sayısına bağlı bu süreksizliklerin daha kısa kanal mesafelerinde meydana geldiği belirlenmiştir.
 8. Prandtl sayısının artışıyla Nusselt sayısının arttığı belirlenmiştir. Bu davranış, Prandtl sayısının artışına bağlı olarak sıcaklık sıçramasında meydana gelen azalışla ilişkilendirilmiştir.
 9. Eşmerkezli halka kesite sahip mikrokanal akışında Knudsen sayısının artışıyla maksimum hızın iç kanal cidarına doğru kaydığı belirlenmiştir. Bu davranış, dış cidara kıyasla iç cidarda oluşan yüksek hız gradyanları ile ilişkilendirilmiştir.
 10. Çap oranının (r^*) artışıyla Nusselt sayısının Durum A (dış cidarda sabit ısı akısı iç cidarda izolasyon termal sınır koşulu) için arttığı, Durum B (iç cidarda sabit ısı akısı dış cidarda izolasyon termal sınır koşulu) için ise azaldığı belirlenmiştir (eşmerkezli halka kesite sahip mikrokanal akışında).
 11. Karma taşınım parametresinin ($Gr/Re, Gr_q/Re$) artışıyla maksimum hızın sıcak cidara doğru kaydığı belirlenmiştir. Bu davranış, kaldırma kuvvetlerinin cidara yakın bölgedeki baskın etkisiyle ilişkilendirilmiştir.

12. Sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu için, karma taşınım parametresini artışıyla Nusselt sayısının arttığı belirlenmiştir.
13. Farklı kanal yüksekliklerine sahip düzlemsel mikrokanal akışında Poiseuille sayısının mevcut geometrik parametrelerde ve deneysel koşullarda makrokanal değeriyle ($Pr=24$) uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir.

5. ÖNERİLER

Bu çalışmada, pratikte yaygın kullanım alanına sahip bazı temel mikrojeometri akışlarının hidrodinamik ve termal analizleri sunulmaktadır. İncelenen problemlerin daha gerçekçi sonuçlar vermesi açısından aşağıda verilen önerilerin dikkate alınması faydalı olacaktır.

1. Bu çalışmada, ilgili korunum denklemlerinin çözümünde bütün termofiziksel özellikler sabit olarak dikkate alınmıştır. Termofiziksel özelliklerin değişimlerinin dikkate alınması daha gerçekçi sonuçların belirlenmesine katkı sağlayacaktır.
2. Bu çalışmada, akışkan içerisindeki aksel iletim etkisi ihmal edilmiştir ($(Pe(=RePr)>100)$). Düşük hızlı akışlar ($Pe<100$) için akışkan içerisindeki aksel iletim etkisi probleme dahil edilerek çalışmanın kapsamı genişletilebilir.
3. Uygulamada yer alan mikrokanaallarda, cidar et kalınlığı kanal iç çapına oranla çok büyüktür. Bu bağlamda, daha gerçekçi sonuçların elde edilebilmesi açısından kanal cidarı içerisindeki aksel iletim etkisinin dikkate alınması faydalı olacaktır (*conjugate problem*).
4. Pratikte maruz kalınan termal sınır koşulları genellikle zaman bağımlı bir karaktere sahiptir. Mevcut problemlerde, bu bağımlılık dikkate alınabilir.
5. Farklı termal sınır koşulları (değişken ısı akısı ve yüzey sıcaklığı) ve giriş akış koşullarının (atımlı veya titreşimli) akış ve ısı transferi karakteristikleri üzerindeki etkisi araştırılabilir.
6. Pratikte kullanılan farklı kesit geometrisine sahip (kare, yamuk, vb.) mikrokanal akışları mevcut sınır koşullarında incelenebilir.
7. Yapılan sayısal çalışmaların geçerlilik düzeyi deneysel çalışmalarla desteklenmelidir. Yapılacak deneysel çalışmalar, uygulanan fiziksel ve matematiksel modelin geliştirilmesinde yapılan kabullerin ne derece doğru olduğu hakkında bilgi verecektir.
8. Mevcut literatür ayrıntılı olarak incelendiğinde, mikrosıvı akışı üzerine çok az sayıda çalışmanın yapıldığı görülmüştür. Bu doğrultuda yapılacak kapsamlı bir deneysel çalışmayla, literatüre mikrosıvı akışını karakterize eden matematiksel ve fiziksel modellerin kazandırılabilacağı düşünülmektedir.

6. KAYNAKLAR

- Acosta, R.E., Muller, R.H. ve Tobias, W.C., 1985. Transport Processes in Narrow(Capillary) Channels, AICHE J., 31, 3, 473–482.
- Adams, T.M., Abdel-Khalik, S.I., Jeter, S.M. ve Qureshi, Z.H., 1998. An Experimental Investigation of Single-Phase Forced Convection in Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 41, 851–857.
- Adams, T.M., Dowling, M.F., Abdel-Khalik, S.I. ve Jeter, S.M., 1999. Applicability of Traditional Turbulent Single Phase Forced Convection Correlations to Non-Circular Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 42, 4411–4415.
- Ameel, T.A., Wang, X.M., Barron, R.F. ve Warrington, R.O., 1997. Laminar Forced Convection in a Circular Tube with Constant Heat Flux and Slip-Flow, Microscale Thermophys. Eng., 1, 4, 303–320.
- Araki, T., Soo, K.M., Hiroshi, I. ve Kenjiro, S., 2000. An Experimental Investigation of Gaseous Flow Characteristics in Microchannels, in: G.P. Celata, et al. (Eds.), Proceedings of International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Begell House, New York-USA, 155–161.
- Arkilic, E.B., Breuer, K. ve Schmidt, M.A., 2001. Mass Flow Tangential Momentum Accommodation in Silicon Micromachined Channels, J. Fluid Mech., 437, 29-43.
- Arkilic, E.B., Breuer, K. ve Schmidt, M.A., 1994. Gaseous Flow in Microchannels, in: Application of Microfabrication to Fluid Mechanics, ASME FED, 197, 57–66.
- Asako, Y. ve Toriyama, H., 2005. Heat Transfer Characteristics of Gaseous Flows in Microchannels, Microscale Thermophys. Eng., 9, 1-4, 15-31.
- Asako, Y., Pi, T., Turner, S.E. ve Faghri, M., 2003. Effect of Compressibility on Gaseous Flows in Micro-Channels, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, 16, 3041-3050.
- Aung, W. ve Worku, G., 1986. Theory of Fully Developed, Combined Convection Including Flow Reversal, ASME J. Heat Transfer, 108, 485–488.
- Aynur, T.N., Kuddusi, L. ve Eğrican, N., 2006. Viscous Dissipation Effect on Heat Transfer Characteristics of Rectangular Microchannels under Slip Flow Regime and H1 boundary Conditions, Heat Mass Transfer, 42, 12, 1093-1101.
- Bao, F.B., Lin, J.Z. ve Shi, X., 2007. Burnett Simulation of Flow and Heat Transfer in Micro Couette Flow Using Second-Order Slip Conditions, Heat Mass Transfer, 43, 559–566.

- Barber, R.W. ve Emerson, D.R., 2002. The Influence of Knudsen Number on the Hydrodynamic Development Length within Parallel Plate Micro-Channels, Advances in Fluid Mechanics IV, 207-216.
- Barletta, A. ve Zanchini, E., 1999. On the Choice of the Reference Temperature for Fully Developed Mixed Convection in a Vertical Channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 42, 3169-3181.
- Barron, R.F., Wang, X.M., Warrington, R.O. ve Ameel, T.A., 1996. Evaluation of the Eigenvalues for the Graetz Problem in Slip-Flow, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 23, 4, 563–574.
- Barron, R.F., Wang X.M., Ameel, T.A. ve Warrington, R.O., 1997, The Graetz Problem Extended to Slip-Flow, Int. J. Heat Mass Transfer, 40, 8, 563–574.
- Basu, T. ve Roy, D.N., 1985. Laminar Heat Transfer in a Tube with Viscous Dissipation, Int. J. Heat Mass Transfer, 28, 699-701.
- Bayazitoglu, Y., Tunc, G., Wilson, K. ve Tjahjono, I., 2005. Convective Heat Transfer for Single-Phase Gases in Microchannel Slip Flow. In: Kakac, S., Vasiliev, L., Bayazitoglu, Y. ve Yener, Y., Editors, *Microscale Heat Transfer: Fundamentals and Applications*, Series II vol. 193, Springer, Dordrecht, Netherlands, 125-127.
- Beskok, A. ve Karniadakis, G.E., 1994. Simulation of Heat and Momentum Transfer in Complex Microgeometries, AIAA J. Thermophys. Heat Transfer, 8, 4, 647–655.
- Beskok, A. ve Karniadakis, G.E., 1999. A Model for Flows in Channels, Pipes and Ducts at Micro and Nano Scale, Microscale Thermophys. Eng., 3, 1, 43–77.
- Boulama, K. ve Galanis, N., 2004. Analytical Solution for Fully Developed Mixed Convection Between Parallel Vertical Plates With Heat and Mass Transfer, ASME J. Heat Transfer, 126, 381–388.
- Bucci, A., Celata, G.P., Cumo, M., Serra, E. ve Zummo, G., 2003. Fluid Flow and Single-Phase Flow Heat Transfer of Water in Capillary Tubes, in: *Proceedings of the Int. Conference on Minichannels and Microchannels*, Rochester-USA, ICMM-1037.
- Cao, B.Y., Chen, M. ve Guo, Z.Y., 2006. Effect of Surface Roughness on Gas Flow in Microchannels by Molecular Dynamics Simulation, Int. J. Eng. Sci., 44, 13-14, 927–937.
- Celata, G.P., Cumo, M., Guglielmi, M. ve Zummo, G., 2000. Experimental Investigation of Hydraulic and Single Phase Heat Transfer in 0.130mm Capillary Tube, in: G.P. Celata, et al. (Eds.), *Proceedings of International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale*, Begell House, New York-USA, 108–113.
- Celata, G. P., Cumo, M., McPhail, S.J. ve Zummo, G., 2006a. Characterization of Fluid Dynamic Behaviour and Channel Wall Effects in Microtube, Int. J. Heat and Fluid Flow, 27, 135-143.

- Celata, G.P., Cumo, Marconi, V., M., McPhail, S.J. ve Zummo, G., 2006b. Microtube Liquid Single-Phase Heat Transfer in Laminar Flow, Int. J. Heat and Mass Transfer, 49, 3538-3546.
- Celata, G.P., Cumo, M., McPhail, S.J., Tesfagabir, L. ve Zummo, G., 2007. Experimental Study on Compressible Flow in Microtubes, Int. J. Heat and Fluid Flow, 28, 28-36.
- Celata, G.P., Cumo, M., McPhail, S.J. ve Zummo, G., 2007. Single-Phase Laminar and Turbulent Heat Transfer in Smooth and Rough Microtubes, Microfluidics Nanofluidics, 3, 697-707.
- Cetin, B., Yuncu, H. ve Kakac S., 2006. Gaseous Flow in Microconduits with Viscous Dissipation, Int. J. Transport Phenomena, 8, 297-315.
- Cetin, B., Yazicioglu, A.G. ve Kakac, S., 2008. Fluid Flow in Microtubes with Axial Conduction Including Rarefaction and Viscous Dissipation, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 35, 535-544.
- Chaudhuri, A., Guha, C. ve Dutta, T.K., 2007. Finite Volume Simulation of Supersonic to Hypersonic Gas Flow and Heat Transfer through Microchannels, Chem. Eng. Technol., 30, 1, 41-45.
- Chen, C.H., 2006. Slip-Flow Heat Transfer in a Microchannel with Viscous Dissipation, Heat Mass Transfer, 42, 9, 853-860.
- Chen, C.K. ve Weng, H.C., 2005. Natural Convection in a Vertical Microchannel, ASME J. Heat Transfer, 127, 9, 1053-1056.
- Chen, C.S. ve Kuo, W.J., 2004. Heat Transfer Characteristics of Gaseous Flow in Long Mini- and Microtubes, Numer. Heat Transf. A, 46, 5, 497-514.
- Chen, R.Y., 1973. Flow in the Entrance Region at Low Reynolds Numbers, J. Fluids Engineering, 95, 153-158.
- Choi, S.B., Barron, R.F. ve Warrington, R.O., 1991. Fluid Flow and Heat Transfer in Microtubes, in: Micromechanical Sensors, Actuators and Systems, ASME DSC, 32 , 123-134.
- Colin, S., 2005. Rarefaction ve Compressibility Effects on Steady and Transient Gas Flows in Microchannels, Microfluidics Nanofluidics, 1, 3, 268-279.
- Colin, S., Lalonde, P. ve Caen, R., 2004. Validation of a Second-order Slip Flow Model in Rectangular Microchannels, Heat Transfer Engineering, 25, 3, 23-30.
- Cotta, R.M. ve Özişik, M.N., 1986. Laminar Forced Convection to Non-Newtonian Fluids in Ducts with Prescribed Wall Heat Flux, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 13, 325-334.

- Cuta, J.M., McDonald, C.E. ve Shekarriz, A., 1996. Forced Convection Heat Transfer in Parallel Channel Array Microchannel Heat Exchanger, in: *Advances in Energy Efficiency, Heat/Mass Transfer Enhancement*, ASME-PID, 338, 17–23.
- Debray, F., Franc, J.P., Maitre, T. ve Reynaud, S., 2001. Mesure des Coefficient de Transfer Thermique par Convection Forcée en Mini-Canaux, Mec. Ind., 2, 443–454.
- Ding, L.S., Sun, H., Sheng, X.L. ve Lee, B.D., 2000. Measurement of Friction Factors for R134a and R12 Through Microchannels, in: *Proceedings of Symposium on Energy Engrg. in the 21st Century*, 2, 650–657.
- Ebert, W.A. ve Sparrow, E.M., 1965. Slip-Flow in Rectangular and Annular Ducts, ASME J. Basic Eng., 87, 1018–1024.
- Flockhart, S.M. ve Dhariwal, R.S., 1998. Experimental and Numerical Investigation into the Flow Characteristics of Channels Etched in <100> Silicon, J. Fluid Engrg., 120, 291–295.
- GadelHak, M., 1999. The Fluid Mechanics of Microdevices-The Freeman Scholar lecture, ASME J. Fluids Eng., 121, 1, 6–33.
- Gao, P., Le Person, S. ve Favre-Marinet, M., 2002. Scale Effects on Hydrodynamics and Heat Transfer in Two-Dimensional Mini and Microchannels, Int. J. Thermal Sci., 41, 1017–1027.
- Ghodoosi, L. ve Eğrican, N., 2005. Prediction of Heat Characteristics in Rectangular microchannels for Slip Flow Regime and H1 Boundary Condition, Int. J. Therm. Sci., 44, 513-520.
- Gui, F.J. ve Scaringe, R.P., 1995. Enhanced Heat Transfer in the Entrance Region of Microchannels, in: *Proceedings of the 30th Intersociety Energy Conversion Eng. Conf.*, 2, 289–294.
- Guo, Z.Y. ve Li, Z.X., 2003. Size Effect on Single-Phase Channel Flow and Heat Transfer at Microscale, Int. J. Heat Fluid Flow, 24, 3, 284–298.
- Hadjiconstantinou, N.G. ve Simek, O, 2002. Constant-Wall-Temperature Nusselt Number in Micro and Nano-Channels, ASME J. Heat Transfer, 124, 2, 356–364.
- Hadjiconstantinou, N.G., 2003. Dissipation in Small Gaseous Flows, ASME J. Heat Transfer, 125, 5, 944-947.
- Harley, J. ve Bau, H.H., 1989. Fluid Flow in Micron and Sub-Micron Size Channels, in: *Proceedings of IEEE, MEMS*, 25–28.
- Harley, J., Huang, Y., Bau, H.H. ve Zemel, J.N., 1995. Gas Flow in Microchannels, J. Fluid Mech., 284, 257–274.

- Harms, T.M., Kazmierczak, M.J., Gerner, F.M., Holke, A., Henderson, H.T., Pilchowski, J. ve Baker, K., 1997, Experimental Investigation of Heat Transfer and Pressure Drop Through Deep Microchannels in a <110> silicon Substrate, ASME HTD, 351, 1, 347–357.
- Harms, T.M., Kazmierczak, M.J. ve Gerner, F.M., 1999. Developing Convective Heat Transfer in Deep Rectangular Microchannels, Int. J. Heat Fluid Flow, 20, 149–157.
- Herwig, H., 2001. Flow and Heat Transfer in Micro Systems: Is Everything Different or Just Smaller?, J. Appl. Math. Mech., 82, 9, 579–586.
- Herwig, H. ve Hausner, O., 2003. Critical View on ‘New Results in Microfluid Mechanics’: An Example, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, 5, 935–937.
- Hegab, H.E., Bari, A. ve Ameel, T., 2002. Friction and Convection Studies of R134a in Microchannels within the Transition and Turbulent Flow Regimes, Exp. Heat Transfer, 15, 245–259.
- Ho, C.M. ve Tai, Y.C., 1998. Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS) and Fluid Flows, Annu. Rev. Fluid Mech., 30, 579–612.
- Holman, J.P. ve Gajda, W.J., 1989. Experimental Methods for Engineers, McGraw-Hill, New York, 1989, 37-49.
- Hsieh, S.S., Tsai, H.H., Lin, C.Y., Huang, C.F. ve Chien, C.M., 2004. Gas Flow in a Long Microchannel, Int. J. Heat Mass Transfer, 47, 3877-3887.
- Jeong, H.E. ve Jeong, J.T., 2006. Extended Graetz Problem Including Streamwise Conduction and Viscous Dissipation in Microchannel, Int. J. Heat Mass Transfer, 49, 13-14, 2151-2157.
- Jiang, P.X., Fan, M.H., Si, G.S. ve Ren, Z.P., 2001. Thermal-Hydraulic Performance of Small Scale Micro-Channel and Porous-Media Heat Exchangers, Int. J. Heat Mass Transfer, 44, 1039–1051.
- Jiang, X.N., Zhou, Z.Y., Yao J., Li, Y. ve Ye, X.Y., 1995. Micro-Fluid Flow in Microchannel, in: Proceedings of Transducers '95, Stockholm-Sweden, 317–320.
- Jiang, X.N., Zhou, Z.Y., Huang, X.Y. ve Liu, C.Y., 1997. Laminar Flow through Microchannels Used for Microscale Cooling Systems, in: Proceedings of 97 IEEE/CPMT Electronic Packaging Technology Conference, 119–122.
- Judy, J., Maynes, D. ve Webb, B.W., 2000. Liquid Flow Pressure Drop in Microtubes, in: G.P. Celata, et al. (Eds.), Proceedings of International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Begell House, New York-USA, 149–154.
- Judy, J., Maynes, D. ve Webb B.W., 2002. Characterization of Frictional Pressure Drop for Liquid Flows Through Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 3477–3489.

- Kandlikar, S.G., Joshi, S. ve Tian, S., 2001. Effect of Channel Roughness on Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics at Low Reynolds Numbers in Small Diameter Tubes, in: Proc. of 35th National Heat Transfer Conference, Anaheim CA-USA, paper 12134.
- Kandlikar, S.G., Garimella, S., Li, D., Colin, S. ve King, M.R., 2006. Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels, Elsevier, Oxford.
- Karniadakis, G.E. ve Beskok, A., 2002. Microflows: Fundamentals and Simulation, Springer-Verlag, New York.
- Karniadakis, G., Beskok, A. ve Aluru, N., 2005. Microflows and Nanoflows: Fundamentals and Simulation, Springer, New York.
- Kavehpour, H.P., Faghri, M. ve Asako, Y., 1997. Effects of Compressibility and Rarefaction on Gaseous Flows in Microchannels, Numer. Heat Transfer A Appl., 32, 7, 677–696.
- Kays, V.M. ve Crawford, M.E., 1993. Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York, 121-122.
- Kohl, M.J., Abdel-Khalik, S.I., Jeter, S.M. ve Sadowski, D.L., 2005. An Experimental Investigation of Microchannel Flow with Internal Pressure Measurements, Int. J. Heat Mass Transfer, 48, 1518-1533.
- Lalonde, P., Colin, S. ve Caen R., 2001. Mesure de Debit de Gaz Dans es Microsystemes, Mec. Ind., 2, 355–362.
- Larode, F.E., Housiadas, C. ve Drossinos, Y., 2000. Slip-Flow Heat Transfer in Circular tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, 43, 15, 2669–2680.
- Li, J.M., Wang, B.X. ve Peng, X.F., 2000. Wall-adjacent Layer Analysis for Developed Flow Laminar Heat Transfer of Gases in Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 43, 5, 839–847.
- Li, Z.X., Du, D.X. ve Guo, Z.Y., 2000a. Characteristics of Frictional Resistance for Gas Flow in Microtubes, in: Proceedings of Symposium on Energy Engrg. in the 21st Century, 2, 658–664.
- LI, Z.X., Du, D.X. ve Guo, Z.Y., 200b. Experimental Study on Flow Characteristics of Liquid in Circular Microtubes, in: G.P. Celata, et al. (Eds.), Proceedings of International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Begell House, New York-USA, 162–168.
- Lin, T.F., Hawks, K.H. ve Leidenfrost, W., 1983. Analysis of Viscous Dissipation Effect on the Thermal Entrance Heat Transfer in Laminar Pipe Flows with Convective Boundary Conditions, Warme und Stoffübertragung, 17, 97-105.

- Liu, J., Tai, Y.C. ve Ho, C.M., 1995. MEMS for Pressure Distribution Studies of Gaseous Flows through Uniform Microchannels, in: Proceedings of 8th Ann. Int. Workshop MEMS, IEEE, 209–215.
- Mahulikar, S.P., Herwig, H., Hausner, O. ve Kock, F., 2004. Laminar Gas Microflow Convection Characteristics due to Steep Density Gradients, Europhys. Lett., 68, 6, 811–817.
- Mahulikar, S.P. ve Herwig, H., 2006a. Physical Effects in Laminar Microconvection due to Variations in Incompressible Fluid Properties, Phys. Fluids, 18, 7, 073601.
- Mahulikar, S.P. ve Herwig, H., 2006b. Physical Effects in Pure Continuum-Based Laminar Micro-Convection due to Variation of Gas Properties, J. Phys. D, 39, 18, 4116–4123.
- Mahulikar, S.P. ve Herwig, H., 2005. Theoretical Investigation of Scaling Effects from Macro-to-Microscale Laminar Convection due to Variations in Incompressible Fluid Properties, Appl. Phys. Lett., 86, 1, 014105.
- Mahulikar, S.P., Herwig, H. ve Hausner, O., 2007. Study of Microconvection for Synthesis of Rarefaction and Nonrarefaction Effects, J. Microelectromech. Syst., 16, 6, 1543-1556.
- Mala, G.M. ve Li, D., 1999. Flow Characteristics of Water in Microtubes, Int. J. Heat Fluid Flow, 20, 142–148.
- Male, P.V., Croon, M.H.J.M., Tiggelaar, R.M., Berg, A.V.D. ve Schouten, J.C., 2004. Heat and Mass Transfer in a Square Microchannel with Asymmetric Heating, Int. J. Heat Mass Transfer, 47, 87-99.
- Maurer, J., Tabelling, P., Joseph, P ve Willaime, H., 2003. Second-order Slip Laws in Microchannels for Helium and Nitrogen, Phys. Fluids, 15, 9, 2613-2621.
- Meinhart, C.D., Wereley, S.T. ve Santiago J.G., 1999. PIV Measurements of a Microchannel Flow, Experiments Fluids, 27, 414–419.
- Morini, G.L. ve Spiga, M., 1998. Slip-Flow in Rectangular Microtubes, Microscale Thermophys. Eng., 2, 4, 273–82.
- Morini, G.L., 2004. Single-Phase Convective Heat Transfer in Microchannels: A Review of Experimental Results, Int. J. Thermal Sci., 43, 631–651.
- Morini, G.L., Lorenzi, M., Colin, S. ve Geoffroy, S., 2007. Experimental Analysis of Pressure Drop and Laminar to Turbulent Transition for Gas Flows in Smooth Microtubes, Heat Transfer Eng., 28, 670-679.
- Myong, R.S., Lockerby, D.A. ve Reese, J.M., 2006. The Effect of Gaseous Slip on Microscale Heat Transfer: An Extended Graetz Problem, Int. J. Heat Mass Transfer, 49, 15-16, 2502–2513.

- Nguyen, N.T., Bochnia, D., Kiehnscherrf, R. ve Dözel, W., 1996. Investigation of Forced Convection in Microfluid Systems, Sensors Actuators A, 55, 49–55.
- Oosthuizen, P.H. ve Naylor, D., 1999. Introduction to Convective Heat-transfer Analysis, : McGraw- Hill, New York.
- Owhaib, W. ve Palm, B., 2004. Experimental Investigation of Single-Phase Convective Heat Transfer in Circular Microchannels, Experimental Thermal Fluid Science, 28, 105-110.
- Papautsky, I., Brazzle, J., Ameal, T. ve Frazier, A.B., 1999. Laminar Fluid Behavior in Microchannels Using Micropolar Fluid Theory, Sensors Actuator A, 73, 101–108.
- Peng, X.F. ve Wang, B.X., 1993. Forced Convection and Flow Boiling Heat Transfer for Liquid Flowing Through Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 36, 3421–3427.
- Peng, X.F. ve Peterson, G.P., 1995. The Effect of Thermofluid and Geometrical Parameters on Convection of Liquids Through Rectangular Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 38, 755–758.
- Peng, X.F., Peterson, G.P. ve Wang, B.X., 1995a. Frictional Flow Characteristics of Water Flowing Through Rectangular Microchannels, J. Exp. Heat Transfer, 7, 249–264.
- Peng, X.F., Wang, B.X., Peterson, G.P. ve Ma H.B., 1995b. Experimental Investigation of Heat Transfer in Flat Plates with Rectangular Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 38, 127–137.
- Peng, X.F. ve Peterson G.P., 1996. Convective Heat Transfer and Flow Friction for Water Flow in Microchannel Structures, Int. J. Heat Mass Transfer, 39, 2599–2608.
- Pfalher, J., Harley, J., Bau, H.H. ve Zemel, J.N., 1990a, Liquid Transport in Micron and Submicron Channels, Sensors Actuators A, 21–23, 431–434.
- Pfalher, J., Harley, J., Bau, H.H. ve Zemel, J.N., 1990b, Liquid and Gas Transport in Small Channels, ASME DSC, 31, 149–157.
- Pfalher, J., Harley, J., Bau, H.H. ve Zemel, J.N., 1991, Gas and Liquid Flow in Small Channels, in: Micromechanical Sensors, Actuator and Systems, ASME DSC, 32, 49–60.
- Pfund, D.A., Shekarriz, A., Popescu, A. ve Welty, J.R., 1998. Pressure Drops Measurements In microchannels, in: Proceedings of MEMS, ASME DSC, 66, 193–198.
- Pfund, D., Rector, D., Shekarriz, A., Popescu, A. ve Welty J., 2000. Pressure Drop Measurements in a Microchannel, AIChE J., 46, 1496–1507.
- Pong, K., Ho, C., Liu, J. ve Tai Y., 1994. Non-linear Pressure Distribution in Uniform Microchannels, in: Application of Microfabrication to Fluid Mechanics, ASME FED, 197, 51–56.

- Qu, W. ve Mudawar I., 2002. Experimental and Numerical Study of Pressure Drop and Heat Transfer in a Single-Phase Micro-Channel Heat Sink, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 2549–2565.
- Qu, W., Mala, M. ve Li, D., 2000a. Pressure-Driven Water Flows in Trapezoidal Silicon Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 43, 353–364.
- Qu, W., Mala, G.M. ve Li, D., 2000b. Heat Transfer for Water Flow in Trapezoidal Silicon Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 43, 3925–3936.
- Rahman, M.M. ve Gui, F.J., 1993a. Experimental Measurements of Fluid Flow and Heat Transfer in Microchannel Cooling Passages in a Chip Substrate, in: Advances in Electronic Packaging, ASME EEP, 199, 685–692.
- Rahman, M.M. ve Gui, J.F., 1993b. Design Fabrication and Testing of Microchannel Heat Sink for Aircraft Avionics Cooling, in: Proceedings of the 28th Intersociety Energy Conversion Eng. Conf., 1, 1–6.
- Rahman, M.M., 2000. Measurements of Heat Transfer in Microchannel Heat Sinks, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 27, 495–506.
- Rands, C., Webb, B.W. ve Maynes, D., 2006. Characterization of Transition to Turbulance in Microchannels, Int. J. Heat and Mass Transfer, 49, 2924-2930.
- Ravigururajan, T.S., Cuta, J.M., McDonald, C.E. ve Dorst, M.K., 1996. Single Phase Thermal Performance Characteristics of a Parallel Micro-Channel Heat Exchanger, in: Proc. of US National Heat Transfer Conference, ASME-HTD, 329, 157–166.
- Ren, L., Qu W. ve Li, D., 2001. Interfacial Electrokinetic Effects on Liquid Flow in Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 44, 3125–3134.
- Renksizbulut, M., Niazmand, H. ve Tercan, G., 2006. Slip-Flow and Heat Transfer in Rectangular Microchannels with Constant Wall Temperature, Int. J. Therm. Sci., 45, 9, 870–881.
- Richter, M., Woias, P. ve Weift, D., 1997. Microchannels for Applications in Liquid Dosing and Flow-Rate Measurements, Sensors Actuators A, 62, 480–483.
- Shah, R.K. ve London, A.L., 1978. Laminar Flow Forced Convection in Ducts, Advances in Heat Transfer (suppl. 1), Academic Press, New York, 290-293.
- Sharipov, F. ve Kalempa, D., 2003. Velocity Slip and Temperature Jump Coefficients for Gaseous Mixtures. I. Viscous Slip Coefficient, Phys. Fluids, 15, 6, 1800–1806.
- Sharipov, F. ve Kalempa, D., 2005. Velocity Slip and Temperature Jump Coefficients for Gaseous Mixtures. IV. Temperature Jump Coefficient, Int. J. Heat Mass Transfer, 48, 6, 1076-1083.

- Sharp, K.V., Adrian, R.J. ve Beebe, D.J., 2000. Anomalous Transition to Turbulence in Microtubes, in: Proceedings of Int. Mech. Eng. Cong. Expo., 5th Micro-Fluidic Symp., Orlando-FL, 150–158.
- Shih, Y.P., Huang, C.C. ve Tsay, S.Y., 1995. Extended Leveque Solution for Laminar Heat Transfer to Power-law Fluids in Pipes with Wall Slip, Int. J. Heat Mass Transfer, 38, 3, 403–408.
- Shih, J.C., Ho, C.M., Liu, J. ve Tai, Y.C., 1996. Monatomic and Polyatomic Gas Flow Through Uniform Microchannels, ASME DSC, 59, 197–203.
- Sparrow, E.M., Lin, S.H., 1962. Laminar Heat Transfer in Tubes under Slip-Flow Conditions, ASME J. Heat Transfer, 84, 4, 363–369.
- Sun, H. ve Faghri, M., 2000. Effects of Rarefaction and Compressibility of Gaseous Flow in Microchannel Using DSMC, Numer. Heat Transfer A, 38, 2, 153–168.
- Sun, W., Kakac, S. ve Yazicioglu, A.G., 2007. A Numerical Study of Single-phase Convective Heat Transfer in Microtubes for Slip Flow, Int. J. Therm. Sci., 46, 1084–1094.
- Tabelling, P., 2005. Introduction to Microfluidics, Oxford, New York, 4-6.
- Tison, S.A., 1993. Experimental Data and Theoretical Modeling of Gas-Flows through Metal capillary leaks, Vacuum, 44, 11-12, 1171–1175.
- Toh, K.C., Chen, X.Y. ve Chai, J.C., 2002. Numerical Computation of Fluid Flow and Heat Transfer in Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 26, 5133-5141.
- Tso, C.P. ve Mahulikar, S.P., 2000. Experimental Verification of the Role of Brinkman Number in Microchannels Using Local Parameters, Int. J. Heat Mass Transfer, 43, 1837–1849.
- Tunc, G. ve Bayazitoglu, Y., 2001. Heat Transfer in Microtubes with Viscous Dissipation, Int. J. Heat Mass Transfer, 44, 13, 2395–2403.
- Tunc, G. ve Bayazitoglu, Y., 2002. Heat Transfer in Rectangular Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 4, 765–773.
- Turner, S.E., Sun, H., Faghri, M. ve Gregory, O.J., 2001. Compressible Gas Flow Through Smooth and Rough Microchannels, in: Proceedings of IMECE 2001, New York-USA, HTD-24145.
- Urbanek, W., Zemel, J.N. ve Bau, H.H., 1993. An Investigation of the Temperature Dependence of Poiseuille Numbers in Microchannel Flow, J. Micromech. Microengr., 3, 206–209.
- URL-1, www.zyvex.com/nanotech/feynman.html 10 Ekim 2007.

- URL-2, www.bilgiekonomisi.googlepages.com/mekatronik.pdf, 10 Ekim 2007.
- Vargo, S.E., Muntz, E.P., Shiflett, G.R. ve Tang, W.C., 1999. Knudsen Compressor as a Micro- and Macroscale Vacuum Pump without Moving Parts or Fluids, J. Vac. Sci. Technol. A, 17, 4, 2308–2313.
- Wang, B.X. ve Peng, X.F., 1994. Experimental Investigation on Liquid Forced Convection Heat Transfer Through Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 37, 73–82.
- Wang, M. ve Li, Z., 2007. An Enskog Based Monte Carlo Method for High Knudsen Number Non-Ideal Gas Flows, Comput. Fluids, 36, 8, 1291–1297.
- Warrier, G.R., Dhir, V.K. ve Momoda, L.A., 2002. Heat Transfer and Pressure Drop in Narrow Rectangular Channels, Exp. Thermal Fluid Sci., 26, 53–64.
- Webb, R.L. ve Zhang, M., 1998. Heat Transfer and Friction in Small Diameters Channels, Microscale Thermophys. Engrg., 2, 189–202.
- Wilding, P., Pfalher, J., Zemel, J.N., Bau, H.H. ve Kricka, L.J., 1994. Manipulation and Flow of Biological Fluids in Straight Channels Micromachined in Silicon, Clin. Chem., 40, 43–47.
- Wleklinski, J.J., 2001, A Calculation of Gaseous Slip Velocity and Microscale Flow Fields From a Molecular-Continuum Matching Analysis, Phys. A, 291, 1-4, 197–210.
- Wu, H.Y. ve Cheng, P., 2003a. Friction Factors in Smooth Trapezoidal Silicon Microchannels with Different Aspect Ratios, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, 2519–2525.
- Wu, H.Y. ve Cheng, P., 2003b. An Experimental Study of Convective Heat Transfer in Silicon Microchannels with Different Surface Conditions, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, 2547–2556.
- Wu, P. ve Little, W.A., 1983. Measurement of Friction Factors for the Flow of Gases in Very Fine Channels Used for Microminiature Joule–Thompson Refrigerators, Cryogenics, 23, 273–277.
- Wu, P. ve Little, W.A., 1984. Measurement of the Heat Transfer Characteristics of Gas Flow in Fine Channel Heat Exchangers Used for Microminiature Refrigerators, Cryogenics, 24, 415–420.
- Xu, B., Ooi, K.T., Mavriplis, C. ve Zaghoul, M.E., 2003. Evaluation of Viscous Dissipation in Liquid Flow in Microchannels, J. Micromech. Microeng., 13, 1, 53-57.
- Xu, B., Ooi, K.T., Wong, N.T. ve Choi, W.K., 2000. Experimental Investigation of Flow Friction for Liquid Flow in Microchannels, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 27, 1165–1176.

- Xu, B., Ooi, K.T., Wong, N.T., Liu, C.Y. ve Choi, W.K., 1999. Liquid Flow in Microchannels, in: Proceedings of the 5th ASME/JSME Joint Thermal Engrg. Conference, San Diego-CA, 150–158.
- Xue, H., Ji, H. ve Shu, C., 2003. Prediction of Flow and Heat Transfer Characteristics in Micro-Couette Flow, Microscale Thermophys. Eng., 7, 51-68.
- Yang, C.Y., Chien, H.T., Lu, S.R. ve Shyu, R.J., 2000. Friction Characteristics of Water, R134a and Air in Small Tubes, in: G.P. Celata, et al. (Eds.), Proceedings of International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Begell House, New York, USA, 168–174.
- Yu, D., Warrington, R.O., Barron, R. ve Ameel, T., 1995. An Experimental and Theoretical Investigation of Fluid Flow and Heat Transfer in Microtubes, in: Proceedings of ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conf., Maui-HI, 523–530.
- Yu, S. ve Ameel, T.A., 2001a. Slip-Flow Heat Transfer in Rectangular Microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 44, 22, 4225–4234.
- Yu, S. ve Ameel, T.A., 2001b. A Universal Entrance Nusselt Number for Internal Slip-Flow, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 28, 7, 905–910.
- Yu, S. ve Ameel, T.A., 2002. Slip-Flow Convection in Isoflux Rectangular Microchannels, ASME J. Heat Transfer, 124, 2, 346–355.
- Zanchini, E., 1997. Effect of Viscous Dissipation on the Asymptotic Behavior of Laminar Forced Convection in Circular Tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, 40, 169-178.
- Zanchini, E., 2008. Mixed Convection with Variable Viscosity in a Vertical Annulus with Uniform Wall Temperatures, Int. J. Heat Mass Transfer, 51, 1-2, 30-40.
- Zhiang, L., Ning, G. ve Takei, M., 2007. An Experimental Investigation of Single-Phase Heat Transfer in 0.045mm to 0.141mm Microtubes, Nanoscale Microscale Thermophys. Eng., 11, 333-349.
- Zhu, W., Xin, M.D. ve Liao, Q., 2002. Analysis of Heat Transfer between Two Unsymmetrically Heated Parallel Plates with Microspacing in the Slip Flow Regime, Microscale Thermophys. Eng., 6, 4, 287–301.
- Zhu, X. ve Liao, Q., 2006. Heat Transfer for Laminar Slip-Flow in a Microchannel of Arbitrary Cross Section with Complex Thermal Boundary Conditions, Appl. Therm. Eng., 26, 11-12, 1246–1256.
- Zhu, X., Liao, Q. ve Xin, M.D., 2006. Gas Flow in Microchannel of Arbitrary Shape in Slip Flow Regime, Nanoscale Microscale Thermophys. Eng., 10, 1, 41-54.
- Zhuo, L., Quan, T.W. ve Ling, H.Y., 2006. A Numerical Study of Laminar Convective Heat Transfer in Microchannel with Non-Circular Cross-Section, Int. J. Therm. Sci., 45, 12, 1140-1148.

Zhou, J., Zhang, Y. ve Chen, J.K., 2007. Numerical Simulation of Compressible Gas Flow and Heat Transfer in a Microchannel Surrounded by Solid Media, Int. J. Heat Fluid Flow, 28, 6, 1484-1491.

7. EKLER

Ek 1. Sayısal Çözüm Yöntemi

İki boyutlu ısı transferi problemlerinin çözümü, korunum denklemlerinin yapısı, uygulanan sınır koşulları (başlangıç ve sınır koşulları), termofiziksel özellikler ve geometri farklılıkları nedeniyle sayısal yaklaşımları gerekli kılmaktadır.

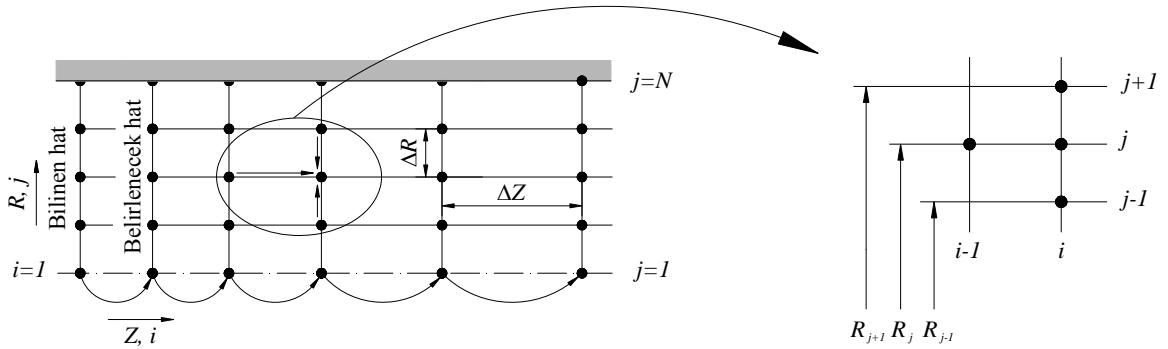
Çalışmada, akışa dik doğrultuda eşdağılı (*uniform*) akış doğrultusunda ise eşdağılı olmayan (*non-uniform*) bir ağ yapısı kullanılmıştır. İlgili ağ yapıları Ek Şekil 1'de verilmektedir. Kanal girişinde yüksek sıcaklık gradyanlarının (basamaklarının) oluşumu bu bölgede sık bir ağ yapısının kullanılmasını gerekli kılmaktadır. Bu gerek şart dikkate alınarak, çalışmada kullanılan eşdağılı olmayan ağ yapısı;

$$\Delta Z = 0.0001$$

$$\Delta Z = 1.01 \times \Delta Z \quad (E.1)$$

$$Z = Z + \Delta Z$$

eşitliği ile dikkate alınmıştır. Burada, ΔZ , akış doğrultusundaki değişken ağ genişliğini sembolize etmektedir.



Ek Şekil 1. Ağ yapısı

Ek-1'in devamı

Çalışmada, enerji denklemi sonlu fark yöntemi kullanılarak, çözüm bölgesi için N sayıda lineer cebrik denklem takımı oluşturulmuştur. Implicit (kapalı) yöntemle, bilinen hat ve sınır koşulları kullanılarak bir sonraki hat değerleri belirlenmiştir (Ek Şekil 1).

Sabit ısı akısı termal sınır koşulu için, enerjinin korunumu denklemi boyutsuz formda;

$$U \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + Br_q \frac{256R^2}{(1+8Kn)^2} \quad (E.2)$$

olarak ifade edilebilir. Denklem (E.2) sonlu fark kullanılarak düzenlenirse

$$2(1-4R_j^2) \frac{(\theta_{i,j} - \theta_{i-1,j})}{\Delta Z} = \frac{1}{R_j} \frac{(\theta_{i,j+1} - \theta_{i,j-1})}{2\Delta R} + \frac{(\theta_{i,j+1} + \theta_{i,j-1} - 2\theta_{i,j})}{\Delta R^2} + \frac{256Br_q}{(1+8Kn)^2} R_j^2 \quad (E.3)$$

halini alır.

Denklem (E.3) genel formda

$$A_j \theta_{i,j} + B_j \theta_{i,j+1} + C_j \theta_{i,j-1} = D_j \quad (E.4)$$

olarak yazılabilir. Burada A_j , B_j , C_j ve D_j ayrıklaştırılmış denklem katsayılarını sembolize etmekte olup açık formları,

$$A_j = \frac{2}{\Delta Z} (1-4R_j^2) + \frac{2}{\Delta R^2}$$

$$B_j = -\frac{1}{2R_j \Delta R} - \frac{1}{\Delta R^2}$$

$$C_j = \frac{1}{2R_j \Delta R} - \frac{1}{\Delta R^2}$$

$$D_j = \frac{2}{\Delta Z} (1-4R_j^2) \theta_{i-1,j} + \frac{256Br_q}{(1+8Kn)^2} R_j^2$$

Ek-1'in devamı

şeklindedir.

Her bir düğüm noktası için elde edilen cebirsel eşitlikler üç köşegenli bant matris algoritması (TDMA) yardımıyla çözülür.

(E.2) nolu denklemin çözümü için ilgili başlangıç ve sınır koşulları kanal girişinde, kanal merkezinde ve kanal cidarında, sırasıyla;

$$\begin{aligned}\theta|_{Z=0} &= 1 \\ \frac{\partial \theta}{\partial R}\bigg|_{R=0} &= 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial R}\bigg|_{R=0.5} &= 1\end{aligned}\tag{E.5}$$

olarak yazılabilir. Sonlu fark yaklaşımı kullanılarak (E.5) nolu denklem düzenlenirse, kanal merkezinde ve cidarında sınır koşulları

$$\begin{aligned}\theta_{i,1} &= \theta_{i,2} \\ \theta_{i,N} &= \theta_{i,N-1} + \Delta R\end{aligned}\tag{E.6}$$

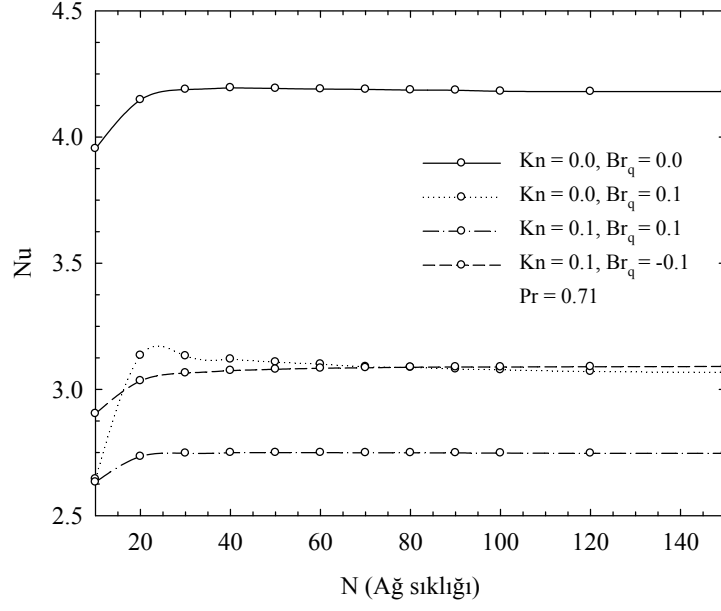
halini alır. (E.4) nolu denklem dikkate alınarak, ayrıklaştırılmış denklem katsayıları kanal merkezinde ve cidarında, sırasıyla;

$$\begin{aligned}A_1 &= 1, & B_1 &= -1, & C_1 &= 0, & D_1 &= 0 \\ A_N &= 1, & B_N &= 0, & C_N &= -1, & D_N &= \Delta R\end{aligned}\tag{E.7}$$

yazılır.

Kullanılan sayısal kodun doğruluğu ağ bağımsız çözüm yapılarak test edilmiştir. Ek Şekil 2'de Nusselt sayısının radyal doğrultudaki düğüm sayısına bağlı değişimi verilmektedir. Knudsen ve Brinkman sayısının farklı değerlerinde $N \geq 80$ çözümün ağ bağımsız olduğu görülmektedir. Bu çalışmada $N=100$ olarak alınmıştır.

Ek-1'in devamı



Ek Şekil 2. Nusselt sayısının N sayısına bağlı değişimi

ÖZGEÇMİŞ

Mete AVCI, 1978 yılında Rize’de doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimi aynı ilde tamamladı. 1996 yılında girdiği Karadeniz Teknik Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü’nden 2000 yılında mezun oldu. 2001 yılında K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 2003 yılında Yüksek Lisans Eğitimini tamamlayıp aynı yıl K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilim Dalı’nda Doktora eğitimine başladı. 2001 yılından itibaren K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilim Dalı’nda Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır. Halen aynı görevine devam etmekte olup, İngilizce bilmektedir. Evli ve bir çocuk babasıdır.