

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**KARE MİNİ KANALDA KABARCİK DİZİSİ AKIŞININ
KARARLILIĞININ SAYISAL OLARAK
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mak.Müh. Murat Can ÖZTAŞKIN

Enstitü Anabilim Dalı : MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ
Enstitü Bilim Dalı : ENERJİ
Tez Danışmanı : Prof.Dr. Hasan Rıza GÜVEN

Haziran 2009

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KARE MİNİ KANALDA KABARCİK DİZİSİ AKIŞININ
KARARLILIĞININ SAYISAL OLARAK
İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mak.Müh. Murat Can ÖZTAŞKIN

Enstitü Anabilim Dalı : MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ

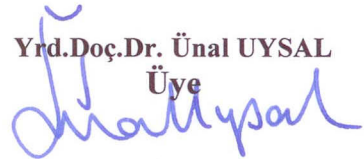
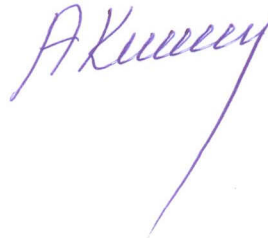
Enstitü Bilim Dalı : ENERJİ

Bu tez 19 / 06 /2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof.Dr. H.Rıza GÜVEN
Jüri Başkanı

Yrd.Doç.Dr. Ahmet KOLİP
Üye

Yrd.Doç.Dr. Ünal UYSAL
Üye



ÖNSÖZ

Teknolojik gelişmeler ışığında, giderek daha da önem kazanan mikro proses mühendisliği alanında; tıp, nükleer reaktörler, otomotiv endüstrisi gibi önemli sektörlerde değerlendirilebilecek bu çalışmamı tamamlamamda desteklerini esirgemeyen ve uluslararası bir işbirliği çerçevesinde gerçekleşmesini sağlayan değerli hocalarım Prof.Dr.Hasan Rıza GÜVEN, Yrd.Doç.Dr.Hakan Serhad SOYHAN ve Almanya Karlsruhe Araştırma Merkezi Reaktör Güvenliği Enstitüsünden Dr.Martin WÖRNER'e teşekkür etmeyi bir borç bilirim. Literatürde yer edinmiş, kabarcık dizisi akışı konusundaki çalışmaların, Türk araştırmacılar arasında da artarak, dünyadaki takip edilme hızıyla aynı oranda, ülkemizde de yaygınlaşmasını temenni ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
TABLolar LİSTESİ.....	ix
ÖZET.....	x
SUMMARY.....	xi
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
TEMEL KAVRAMLAR.....	7
2.1. Sütun (Monolith) Reaktörler	7
2.2 Çok Fazlı Akışın Temelleri	10
2.2.1 Giriş	10
2.2.2. Akış yolları tanımlamaları	10
2.2.3. Kabarcık akışı	12
2.2.4. Çok fazlı akışlarda kuvvetler	12
2.2.5. Boyutsuz sayılar	14
2.2.6. Hava kabarcığının serbest yükselişi	16
BÖLÜM 3.	
KABARCİK DİZİSİ AKIŞININ NÜMERİK SİMÜLASYONU	18
3.1. Ana Denklemler ve Nümerik Metod.....	18
3.2. Sayısal Kurulum ve Test Durumları	22

BÖLÜM 4.	
KABARCİK DİZİSİ AKIŞI KARARLILIĞI	27
4.1. Kabarcık Hızları ve Sıvı Ortalama Hızlarının Zaman ile Değişimi	27
4.2. Sıvı Ara Uzunluğunun Zaman ile Değişimi	29
BÖLÜM 5.	
TARTIŞMA	35
5.1. Sıvı Ara Uzunluğunun Bağlı Hıza Etkisi	35
5.2. Kabarcık Hacminin Kabarcık Bağlı Hızına Etkisi	38
5.3. Uzun Nüfuz Alanındaki Küçük Kabarcıkların Akışının Kararlılığı	40
5.4. Sıvı Ara Uzunluğu Akışı Yapısı	41
BÖLÜM 6.	
SONUÇLAR	51
KAYNAKLAR.....	53
ÖZGEÇMİŞ.....	58

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

D	: çap
L_s	: sıvı ara uzunluğu
Re	: Reynolds sayısı
Ca	: Capillary sayısı
h_∞	: sıvı film kalınlığı
U	: hız
R	: kanal çapı
ρ	: yoğunluk
μ	: vizkozite
σ	: yüzey gerilim katsayısı
m	: sıvı katsayısı
\mathbf{v}	: kütle merkezi hızı
f	: sıvı hacimsel kesri
We	: Weber sayısı
$Eö$: Eötvös sayısı
Fr	: Froude sayısı
Eu	: Euler sayısı
θ	: birimsiz zaman
$\hat{\mathbf{n}}_i$: sıvıdaki ara yüzeyde belirlenmiş birim normal vektörü
P	: birimsiz indirgenmiş basınç
p	: birimli fiziksel basınç
$\hat{\mathbf{e}}_{ek}$: aksenal yönde birim normal vektörü
g	: yerçekimi ivmesi

Q	: hacimsel debisi
J	: teğetsel hız
A_{kn}	: kanal kesit alanı
ε	: boşluk çarpanı
t	: zaman
λ	: oran
U_{cl}	: tam gelişmiş laminer akışın merkezindeki hız
L	: uzunluk
D_h	: hidrolik çap

Alt İndisler

b	: kabarcık
B	: kabarcık
g	: gaz fazı
G	: gaz fazı
l	: sıvı fazı
L	: sıvı fazı
m	: karışım
r	: bağıl
ref	: referans
ekl	: eksenel
h	: hidrolik
$film$: sıvı filmi
UC	: birim hücre
$ön$: önden giden
$arka$: arkadan takip eden
$eş$: eşit

Kısaltmalar

VOF	: Akışkan Hacim
CFD	: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
EPIRA	: Gerçek Düzlem Arayüzey Yapılandırma Algoritması

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1	Farklı tipteki reaktörler	8
Şekil 2.2	Tipik sütun reaktör örnekleri	8
Şekil 2.3	Düşey yöndeki genel gaz sıvı akış rejimleri	11
Şekil 2.4	Yatay yöndeki genel gaz sıvı akış rejimleri	12
Şekil 2.5	20 °C sudaki izole edilmiş hava kabarcıklarının artan son hızı	17
Şekil 3.1	Sayısal nüfuz alanı, sınır şartları ve kabarcıkların başlangıç konumları. (a) Perspektif görünüş, (b) yanal görünüş	24
Şekil 4.1	Durum-A nın çeşitli simülasyonlarında, sıvı ortalama hızı U_L ve her iki hava kabarcığı hızı U_{B1} , U_{B2} zaman ile değişim grafiği..	28
Şekil 4.2	Durum-B nin çeşitli simülasyonlarında, sıvı ortalama hızı U_L ve her iki hava kabarcığı hızı U_{B1} , U_{B2} zaman ile değişim grafiği..	29
Şekil 4.3	Durum-A nın çeşitli simülasyonlarında, sıvı ara uzunluklarının L_{S1} ve L_{S2} zaman ile değişim grafiği	32
Şekil 4.4	Durum-B nin çeşitli simülasyonlarında, sıvı ara uzunluklarının L_{S1} ve L_{S2} zaman ile değişim grafiği	33
Şekil 5.1	Wörner ve arkadaşlarının [36] yaptıkları simülasyon sonuçlarından yola çıkarak birimsiz sıvı ara uzunluğunun fonsksiyonu olarak birimsiz bağıl hız grafiği	37
Şekil 5.2	Durum-C1 ve durum-C2 sıvı ara uzunlukları L_{S1} ve L_{S2} nin zaman ile değişim grafiği	41
Şekil 5.3	(a) durum-A4 ($t/t_{ref} = 1.235$) , (b) durum-A0g ($t/t_{ref} = 2.365$) için $z/L_{ref} = 5$ düzleminde referans çerçevesinde, parçacık yörüngelerinin gösterimi (sol yarım), hız vektörleri (sağ yarım) ve dikey hız (sağ taraftaki renklendirme)	42

- Şekil 5.4 (a) durum-B3 ($t/t_{ref} = 2.575$) , (b) durum-B4 ($t/t_{ref} = 1.67$) için $z/L_{ref} = 5$ düzleminde referans çerçevesinde, parçacık yörüngelerinin gösterimi (sol yarım), hız vektörleri (sağ yarım) ve dikey hız (sağ taraftaki renklendirme) 44
- Şekil 5.5 (a) durum-C1 ($t/t_{ref} = 0.955$) , (b) durum-C2 ($t/t_{ref} = 0.37$) için $z/L_{ref} = 5$ düzleminde referans çerçevesinde, parçacık yörüngelerinin gösterimi (sol yarım), hız vektörleri (sağ yarım) ve dikey hız (sağ taraftaki renklendirme) 44
- Şekil 5.6 Her iki sıvı ara uzunluğunun ortasındaki normalize dikey hız, v/U_G profillleri. Zaman adımları durum-A0g ve -B4 için şekil.4.3(b) ve .4.4(b) ile örtüşmektedir. z-yönündeki pozisyon $z/L_{ref} = 0.49$ (çakışmayacak şekilde düzenlenmiş ağdan dolayı) dur. Çizgili yatay çizgi, tam gelişmiş Poiseuille akış profili için maksimum hızı vermektedir 48
- Şekil 5.7 Her iki sıvı ara uzunluğunun ortasındaki normalize dikey hız, v/U_G profillleri. Zaman adımları durum-C1 ve -C2 için şekil.4.5(a) ve .4.5(b) ile örtüşmektedir. z-yönündeki pozisyon $z/L_{ref} = 0.49$ (çakışmayacak şekilde düzenlenmiş ağdan dolayı) dur. Çizgili yatay çizgi, tam gelişmiş Poiseuille akış profili için maksimum hızı vermektedir 49

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 2.1. Boyutsuz sayılar	15
Tablo 3.1. Simülasyon parameterleri ve sonuçları. Belirtilen U_L , U_G ve J , son zaman adımı değerleridir.....	26

ÖZET

Anahtar kelimeler: kabarcık dizisi akışı, akış kararsızlığı, mikrokanal akışı

Düz kare bir mini kanal içinde sürekli sıvı fazında akan, eş büyüklükteki ve değişken uzaklıklardaki gaz kabarcıkları dizisinin kararlılığı akışkan hacim metodu ile nümerik olarak araştırılmıştır. Akış laminar, eş-yönlü yukarı doğru, basınç gradyeni ve kaldırma kuvveti etkisinde hareket etmektedir. Simülasyonlar, akışkan durağan haldeyken, kanal çapına yakın çaplara sahip, eş büyüklükteki iki kabarcığın, sayısal nüfuz alanının eksen merkezine yerleştirilmiş konumda başlatılmıştır. Dikey yönde, periyodik sınır şartları geçerlidir. Bu durum, başlangıç konumundaki kabarcıklar arası mesafelere bağlı olarak, değişken uzunluktaki iki sıvı ara uzunluğunu ortaya çıkarmıştır. Simülasyon boyunca, her iki sıvı ara uzunluğunun zaman ile değişimi, neticede kabarcık dizisi akışının “kararlı” (her iki sıvı ara uzunluğunun nihai boylarının aynı olması) veya “kararsız” (kabarcıkların birbirine değip birleşmesi) olduğunu ortaya koymaktadır. Kabarcık büyüklüğü, nüfuz alanı genişliği, başlangıç kabarcık şekline ve ayırımına bağlı olarak değişen birçok test durumu ele alınmıştır. Tüm durumlarda Capillary sayısının 0.11-0.23 aralığında değiştiği, ekstenel simetrik kabarcıklar mevcuttur. Sonuçlar, sıvı ara uzunluğunun, kanal genişliğinin 10-20% si civarlarındaki bir kritik değeri geçtiğinde, sıvı ara uzunluğunda bir sirkülasyon modelinin geliştiğini göstermiştir. Her iki sıvı ara uzunluğunda, sirkülasyon modeli oluşursa kabarcık dizisi akışı kararlı olmaktadır. Bir sıvı ara uzunluğunda, sirkülasyon diğerinde baypas akışı görüldüğü durumlarda, sıvı ara uzunluğunda, kanal merkez çizgisine yakın bölgelerdeki, yerel akış alanına bağlı olarak, kabarcık dizisi akışı kararlı veya kararsız olabilmektedir. Bu sonuçlar, kabarcık dizisi akışının kararlılığının, sadece Capillary ve Reynolds sayıları cinsinden formüller ile genel bir kritere bağlanmasının mümkün olmadığını ve sıvı ara uzunluklarının etkisinin de dikkate alınmasını gerekliliğini ortaya koymuştur.

NUMERICAL INVESTIGATION OF THE STABILITY OF BUBBLE TRAIN FLOW IN A SQUARE MINI CHANNEL

SUMMARY

Key Words: bubble train flow, flow instability, microchannel flow

The stability of a train of equally sized and variably spaced gas bubbles that translate within a continuous wetting liquid phase through a straight square mini-channel is investigated numerically. The flow is laminar and co-current upwards and driven by a pressure gradient and buoyancy. The simulations start from fluid at rest with two identical bubbles placed on the axis of the computational domain, the size of the bubbles being comparable to that of the channel. In vertical direction, periodic boundary conditions are used. These result in two liquid slugs of variable length, depending on the initial bubble-to-bubble distance. The time evolution of the length of both liquid slugs during the simulation indicates if the bubble train flow is stable (equal terminal length of both liquid slugs) or unstable (coalescence of both bubbles). Several cases are considered, which differ with respect to bubble size, domain size, initial bubble shape and separation. All cases lead to axisymmetric bubbles and the capillary number is in the range 0.11 – 0.23. The results show that a recirculation pattern in the slug develops when the liquid slug length exceeds a critical value that is about 10-20% of the channel width. If a recirculation pattern exists in both liquid slugs, then the bubble train flow is stable. When there is a recirculation pattern in one liquid slug and a bypass flow in the other, the bubble train flow may be stable or not depending on the local flow field in the liquid slug close to the channel centerline. These results suggest that a criterion for the stability of bubble train flow cannot be formulated in terms of the Capillary and Reynolds number only, but must take into account the length of the liquid slugs.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

“Taylor akışı” terimi ince bir kanalda, neredeyse tüm kanal kesit alanını kaplayacak şekilde ve uzunlamasına kabarcıkların dizisi akışı anlamına gelir. Literatürde sık sık kullanılan diğer isimleri sürüklenen akış, ayrık akış ve kabarcık dizisi akışıdır [1] . Bu çalışmada, kabarcığın uzunlamasına (Taylor kabarcıkları) olmasından bağımsız olarak, kanalın hidrolik çapına yakın bir çapta olan kabarcıkların düzgün sıralı akışını anımsattığından dolayı “kabarcık dizisi akışı” terimi kullanılacaktır. Kabarcık akışı birçok teknik uygulama ve cihazda kullanılmaktadır. Örnek olarak özellikle otomotiv emisyonlarının azaltılmasında kullanılan sütun yapılarda [2] (son zamanlarda kullanım alanı genişleyerek; çok fazlı sütun reaktörlerde [3,4]), mikro kabarcık kolonları [5] (özellikle birim hacim başına çok yüksek yüzeysel alan sağlanmasında), mikro akışkan kanalları [6,7] ve ayrık gaz-sıvı akışlı şebekeler [8,9] (genel olarak canlı bilimi ve mikro proses mühendisliği uygulamalarında) ve benzeri alanlar. İdeal bir bakış açısıyla bakacak olursak, bu cihazlardaki akışlar, aynı büyüklük ve şekilde olan ve kanal boyunca aynı eksenel hızla hareket eden ve birbirlerinden eşit uzunluktaki sıvı ara uzunluklarıyla ayrılan kabarcıklardan oluşmalıdır. Bu şekildeki bir ideal kabarcık dizisi akışının hidrodinamikleri, içinde bir kabarcık ve bir sıvı ara uzunluğu olan, bir birim hücre (BH) ile tanımlanır. İdeal sıralı kabarcık akışı, sadece bir tane birim hücredeki ilgili transfer özelliklerinin tanımlanması ile sayı arttırarak bir sütunun ve dolayısıyla tüm reaktörün davranışlarını tahmin etmeyi sağladığı için çok kullanışlıdır. Teknik cihazlarda, her bir kabarcığın gaz-sıvı karıştırıcıları, T-bağlantıları [10] ve diğer cihazların kullanımı, gaz girişindeki basınç değişimlerine [11] ve kabarcık şeklinde [5] genel bozulmalara neden olduğundan dolayı ideal kabarcık dizisi akışını sağlamak çok zordur. Bu nedenle pratik uygulamalarda, kabarcık dizisi akışı karakterini oluşturan kabarcıkların büyüklüklerindeki ve sıvı ara uzunluğundaki çeşitlilikler, kabarcıklardaki bağıl hareketlenmeleri etkileyerek, kabarcıkların birleşmesini sağlayabileceğinden dolayı, çok büyük öneme sahiptir. Bir sütun reaktörde veya bir

mikro-reaktördeki gaz-sıvı reaksiyonunda kabarcıkların birleşmesi, toplam arayüzey alanını azaltması ile reaktörün verimini düşürdüğünden dolayı istenmeyen bir durumdur.

İnce kanalda ilerleyen birbirine karışmayan iki sıvıya ait damlacıkların dizisi akışı, canlı bilimi ve “lab-on-a-chip” uygulamalarında kullanılmaktadır. Akışta birbirini takip eden damlacıklar arası bağıl hız ile damlacıklar zamanla birbirlerine yetişerek birleşmesi [12] bazı uygulamalar için istenen bir durumdur. Bu tip uygulamalarda damlacıklar arası bağıl hız yararlı olabilmektedir. Proteinlerin kristalize edilmesi gibi bazı diğer uygulamalarda bu durum (damlacık birleşmesi) istenmez ve prosese, gaz kabarcıkları [13] veya üçüncü karışmayan bir sıvı [14] enjekte edilerek engellenmeye çalışılır. Ho ve Leal [15] ın yaptığı deneysel çalışmaya göre basınç gradyeni ile ilerleyen doğal hareketli damlacıkların sürünme akışında, tüp çapından daha büyük bir mesafe ile ayrılmış olan eş damlacıkların kullanıldığı 1mm iç çapında dairesel kılcal boruda, dönüşüm hızları aynıdır ve etkileşimleri ihmal edilebilir. Bu sonuç Hyman ve Skalac [16] ın yaptığı analitik araştırmalarla da tutarlıdır.

Literatürdeki Taylor kabarcığı etkileşimleri araştırmaları genel olarak tüplerin standartlaşmış çapları ile sınırlıdır. Moissis ve Griffith [17], dikey bir kanaldaki sıvı içinde akan Taylor kabarcıkları dizisindeki, Taylor kabarcığının hızını ilk inceleyenlerdir. Ölçümler iç çapları (D) 12.7, 19.05, 25.4 ve 50.8 mm. olan kanallarda yapılmıştır. Kabarcıkların aralarındaki uzaklığına(sıvı ara uzunluğu L_s) bağlı olarak takip eden kabarcığın yükselme hızı önden giden kabarcıktan her zaman daha fazladır. Kabarcık Reynolds sayısına (Re) göre türbülanslı bölgedeki 3 büyük kanal için, izleyen ve önden giden kabarcık arası hız oranı deneysel sonuçlarına göre, L_s nin yüksek değerleri için asimptotik olarak bire yaklaşan ve L_s nin küçük değerlerinde yüksek değerler alan, bir azalan eksponansiyel fonksiyon ile tanımlanmaktadır. En küçük kanal için kabarcık Reynolds sayısı 2000 civarlarındadır ve viskoz etkiler daha fazla ihmal edilemediğinden dolayı art izi etkileri, büyük kanallara göre daha kısadır. Talvy ve arkadaşları [18] dikey bir boruda (D = 25mm) durgun sıvıdaki iki ardışık Taylor kabarcığının birbirleriyle olan etkileşimlerini araştırmışlar ve 50 kat boru çapı uzunluğunu geçen mesafelerde bile, takip eden kabarcığın, önden giden kabarcık art izindeki hız alanından etkilendiğini

bulmuşlardır. Pinto ve Campos [19], 19, 32 ve 52 mm iç çaptaki dikey kanallardaki durgun akışkanda yükselen iki Taylor kabarcığının birbiriyle olan etkileşimi hakkında deneyler yapmışlar ve daha sonra çalışmalarını eş-yönlü sıvı akışı [20] için genişletmişlerdir. İlk çalışmalarında [19], eğer sıvı ara uzunlukları, üzerinde hiçbir kabarcık etkileşimi olmayan kritik bir mesafeden daha az ise kabarcıkların her zaman birleştiğini gözlemlenmiştir. İkinci çalışmaları, eş-yönlü dikey akışın olduğu çalışmada [20], bu kritik mesafenin, eğer akış türbülanslı ise 5D civarında olduğunu tespit etmişlerdir. Akışın laminer olması durumunda iki değişik durum gözlemlenmiştir. İlki, eğer kabarcık etrafındaki tam gelişmiş filmdeki ortalama hız ve sıvı ara uzunluğu ortalama hız arasındaki oran 25'ten büyük ise kabarcıkların birleşimi gözlemlenmiştir. Kabarcık birleşimi olmayan minimum uzaklık 10D civarındadır. İkincisi, eğer oran 25 ten daha düşük ise ve sıvı ara uzunlukları arası başlangıç mesafesi, önden giden kabarcık art izi uzunluğundan (bu uygulamada 5D civarındadır) daha büyük ise yükselme durumunda kabarcıklar arası mesafe artar ve birleşme gözlemlenmez. Yakın zamanda, Mayor ve arkadaşları [21], 32mm çapındaki bir dikey boruda laminer rejimde serbestçe yükselen ardışık Taylor kabarcıkları arasındaki etkileşimi deneysel olarak araştırmışlardır. Sıvı ara uzunluğunun fonksiyonu olan, izleyen ve önden giden kabarcık hızları oranı için bir bağıntı geliştirmişlerdir. 2D'den daha büyük sıvı ara uzunluğu için bu hız oranı 1 den az büyüktür ve L_s nin çok yüksek değerleri için 1 e yaklaşmaktadır. Bu nedenle, 2D den daha büyük ara uzaklıkta ilerleyen Taylor kabarcıkları birleşmek için kanalda uzun bir yola ihtiyaç duyar. Fakat, 2D den daha küçük sıvı ara uzunlukları için, L_s azaldıkça hız oranı hızla yükselmektedir. Bu durum kabarcıklar arası kısa zamanda birleşmeye neden olan güçlü bir etkileşim ortaya koyar. Böylece, bu bağıntı yukarıda bahsedilen Pinto [20] tarafından incelenmiş iki laminer rejimden sadece ilkinde (birleşme olan), (kabarcıklar arası mesafenin arttığı ve birleşme olmayan ikincisine değil) ışık tutar. 53mm iç çapa sahip 90m uzunluğundaki boruda, yatay türbülanslı iki-fazlı akışta kabarcık - kabarcık etkileşimleri hakkında deneyler yapan Fagundes Netto [22] dan bahsedilirse; çalışmaya göre, belirli bir kritik değerden daha kısa değerdeki sıvı ara uzunluğu olan iki kabarcıktan izleyen, önden gidenden daha hızlı hareket etmektedir ve dolayısıyla birleşme olmaktadır. Aksi taktirde, izleyen, önden gidenden daha yavaş ilerlemektedir. Bu sonuçlar, sıvı ara uzunluklarının, uzun olanın

kısalarak, kısa olanın uzayarak sabit bir değere ulaştığını bulan Grenier [23] tarafından gerçekleştirilen deneysel gözlemlerle örtüşmektedir.

Küçük çaptaki tüpler için son zamanlarda yayınlanan, detaylı deneyler Salman ve arkadaşları [24] tarafından yapılmıştır. 1 mm iç çapa sahip tüplerde eş-yönlü Taylor kabarcık akışı, tüp/nozul düzeni ile gerçekleştirilmiştir. Birçok koşulda eş ölçülerde kabarcık üretmek için, 3 adet mekanizma geliştirmişlerdir. Fakat, akış koşullarına bağlı olarak, ufak Taylor olmayan kabarcıklar (çapları kanal çapından oldukça düşük) oluşturmuşlardır. Bu Taylor olmayan kabarcıklar, nozul yakınlarında olan Taylor kabarcıkları ile karşılaştırılmıştır. Kanalda daha yüksek ortalama hız bölgelerinde daha fazla yer aldıkları için ufak Taylor olmayan kabarcıkların hızlarının, Taylor kabarcıklarından daha fazla olduğu görülmüştür. Sonuç olarak bu durum, izleyen Taylor olmayan kabarcıklarının, önden giden Taylor kabarcıkları ile birleşmesi ile, daha büyük Taylor kabarcıkları oluşmasını doğurmuştur. Bu mekanizma ile, çok çeşitli büyüklüklerdeki kabarcıklar oluşturulmuştur. Almatroushi ve Borhan [25] , giliserol-su karışımı ile dolu, 3.467 mm ve 7.69 mm iç çaplarında olan dikey tüplerde kaldırma kuvveti etkisi ile yükselen yağ damlacıkları ve hava kabarcıkları arası birleşme ve etkileşimi deneysel olarak incelemişlerdir. Değişik büyüklüklerdeki damlacık ve kabarcıkların akış başlangıcından, görünür birleşme anlarına kadar geçen zamanı, birleşme zamanı olarak nitelendirmiş ve bu ölçümleri sunmuşlardır. İki kabarcık arası birleşme 3 ayrı proses ile tanımlanmıştır. İlk proses, kabarcıkların, aralarında birkaç mikron kalınlığında ince bir sıvı film tabakası oluşturan yakınlaşmalarıdır. İkinci aşama, film kalınlığının yavaşça azaldığı, film inceltme veya boşaltma olarak tanımlanan prodestir. Sıvı filmi yeteri kadar azaldığında (10nm den daha az) film kopar ve kabarcıklar arası birleşme gerçekleşir. Doğal olarak kaldırma kuvveti ile hareket eden iki damlacık arasındaki birleşme zamanı ölçen benzer bir çalışma Olbricht [26,27] ve arkadaşları tarafından, çok düşük Reynolds sayılarında, $Re=O(10^{-2} - 10^{-4})$ ve 54 μm ve 7 mm iç çaplarına sahip tüplerde, gerçekleştirilmiştir.

Danov ve arkadaşları [28] , ince silindirik kılcal bir kanalda ilerleyen, iki kabarcık veya damlacık arası oluşan sıvı filminin hidrodinamik kararlılığına, bir yüzey aktif maddenin etkisini, yağlama varsayım metodu ile analitik olarak araştırmışlardır. Bu

çalışma, sıvı ara uzunluğunun belirli bir kalınlıkta, çok ince ve düzlemsel olduğu varsayımı üzerine kurulmuştur. Kabarcığın burnunun, düşük Capillary sayılarında yuvarlaklaştığı ve yüksek Capillary sayılarında [29,30] sivrileştiği dikkate alındığında, kabarcık dizisi akışı için bu varsayım, gerçekçi gelmemektedir.

Campana ve arkadaşları [31], Galerkin sonlu elemanlar metodu ile kılcal bir kanaldaki, bir sıvı ara uzunluğunun daimi hareketinin kararlılığını nümerik olarak araştırmışlardır. Simülasyonlar, iki uzun kabarcık ile sınırlandırılmış, sıvı ara uzunluğu ile hareket eden, referans çerçevesi içinde gerçekleştirilmiştir. Gas fazındaki akış ve yerçekimi kuvveti ihmal edilmiştir. Sayısal nüfuz alanı girişinde, sıvı filmi için bir radyal hız profili öngörülmüştür. Sonuç olarak, belirli bir sıvı film kalınlığının h_{∞} , Capillary sayısı $Ca \equiv \mu_L U_B / \sigma$ ve Reynolds sayısı $Re_R \equiv \rho_L U_B R / \mu_L$ değerleri sabit (öngörülmüş) kabul edilerek ortaya çıkan sıvı ara uzunluğu ile değişen bir diyagram elde edilmiştir. Formülde; U_B kabarcığı hızı, R kanal çapı, ρ_L yoğunluk, μ_L sürekli sıvı fazının vizkozitesi ve σ yüzey gerilim katsayını ifade etmektedir. Yazarlar bu diyagramı, sıvı ara uzunluğu daimi durum yerdeğiştirmesi kararlı mıdır, başka bir deyişle; bir dış etki sonrası sistem ilk durumuna geri dönebilecek mi, sorusunu cevaplamak için kullanmaktadır. Örnek olarak Capillary sayısı $Ca = 0.5$ alındığında , akış $Re_R = 0, 10, 20$ için kararlı ve $Re_R = 40$ ve 50 için kararsız olarak varsayılır. Yazarlar, varsayıma dayanan kararlı ve kararsız durumlar için hesaplamalar ile verdikleri haritadaki sonuçlardaki gibi olduğunu doğrulamaktadır.

Bahsedilen tüm çalışmalar dairesel kesit alana sahip kanallar için geçerlidir. Dairesel kılcal kanallarda, kabarcık çevresindeki sıvı film kalınlığı düzenlidir. Fakat mikroakışkan kanalları ve sütun reaktörleri kanallar genellikle dikdörtgensel kesit alanlarına sahiptir. Bu tip kanallarda, kabarcık etrafındaki sıvı tabaka kalınlığı, kanal kesit alanı içinde, düzenli değildir. Kesit alanından bakıldığında, kanal köşelerinde film tabakasının kalınlaştığı görülmektedir. Bunun neticesinde, bağlı hareket ve böylece kabarcık veya damlacık birleşmesi, dikdörtgensel kanallarda, dairesel kanallarda olduğundan daha kolay gerçekleşebilir.

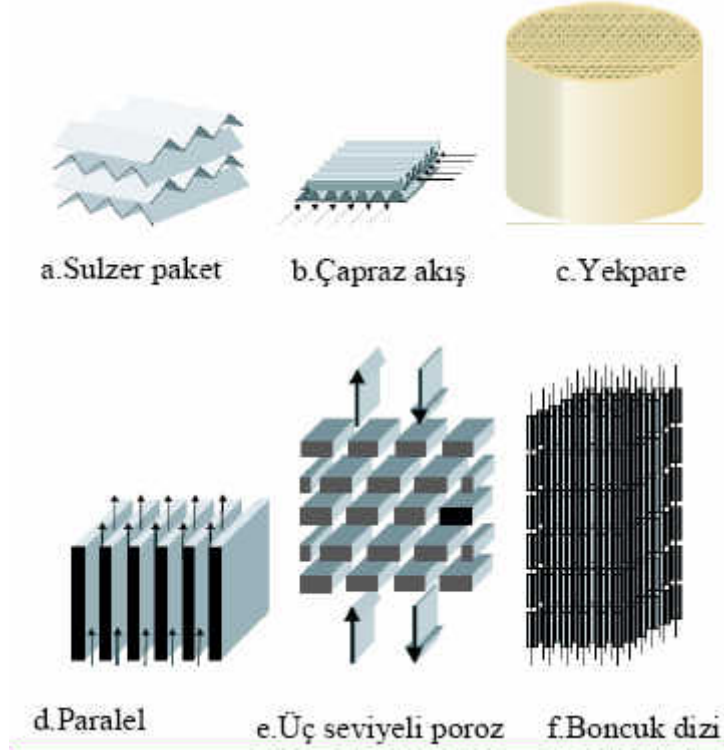
Bilindiği kadarı ile Şu ana kadar ince dikdörtgensel kanallarda kabarcık dizisi akışı kararlılığı üzerine yapılmış olan, bir çalışma mevcut değildir. Böyle bir araştırma, büyüklükleri eŐ olan kabarcıkların kare mini kanallardaki sıralı akışının kararlılığının nümerik olarak incelenmesi ile gerçekleştirilmiştir. 2 tipteki değişik büyüklükte kabarcıkların, 2 değişik boyuttaki nüfuz alanında akması ile simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Sonuçlara göre; sıvı ara uzunluğundaki resirkülasyon, kabarcık akışı kararlılığında önemli rol oynamaktadır. Çalışma aşağıdaki Şekilde devam edecektir. Bölüm 2. de temel kavramlara yer verilmiştir. Bölüm 3. de nümerik metod ve sayısal kurulum anlatılmıŐ. Sonuçlar, Bölüm 4. te açıklanmıŐ ve Bölüm 5. te tartıŐılmıŐtir. Bölüm 6. da neticeler yorumlanmıŐtir.

BÖLÜM 2. TEMEL KAVRAMLAR

2.1. Sütun (Monolith) Reaktörler

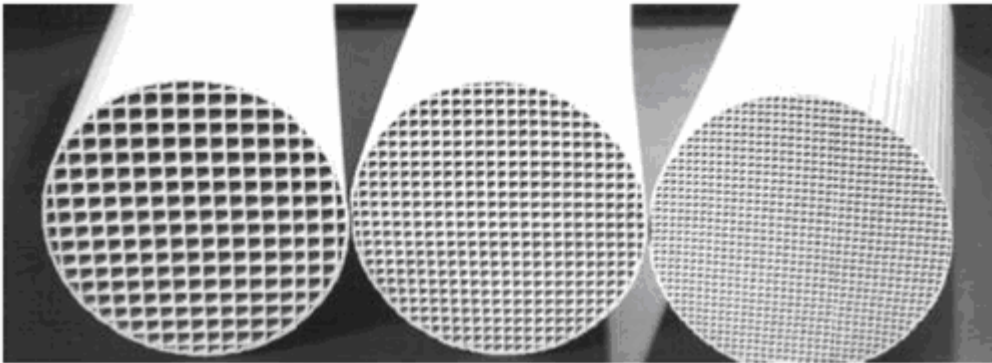
Sütun reaktörler mühendislik uygulamalarında sıklıkla karşılaşılan reaktör tiplerindedir. İlk geliştirme amaçları ise büyük ölçekteki enerji santrallerinde ve otomobillerde yanma proseslerinden meydana gelen egzoz gazlarının temizlenmesidir. Sıklıkla kullanıldıkları alanlar ise katalitik konvertörler, hidrojenasyon prosesleri, destilasyon ve absorpsiyon gibi kütle transfer operasyonlarıdır. Bu tip sütun reaktörlerin kullanılmasının temel nedeni ise diğer konvansiyonel reaktörlere göre bazı üstünlüklerinin olmasıdır. Bu üstünlükler: etkin kütle transferi, düşük basınç düşümü, düşük aksel dağılım ve uzun katalizör ömrüdür.

Bu tip katalitik reaktörler diğer konvansiyonel reaktörlerle yapısal olarak da farklılıklar göstermektedir. Genel yapı olarak tüm reaktör katalitik maddeden yapılır veya yüzey aktif madde ile kaplanır. Kısaca tanımlamak gerekirse sütun reaktörler, tek bir maddeden yapılmış olan, birbirlerine paralel olarak yer alan ve birinden diğerine madde geçişe sebep olacak bağlantılar içermeyen, reaktörde boylu boyunca uzanan ve birbirlerinden ince duvarlarla ayrılmış birçok kanaldan meydana gelmektedirler. Bu kanalların geometrileri çeşitlilik göstermekle beraber üretim kolaylığı sağlaması bakımından genelde dairesel kesitli kanallar veya kare kesitli kanallar tercih edilir. Çoğu sütun reaktör tek bir seramik maddeden yapılır ve genelde maksimum uzunlukları bir metreye kadar olup çapları da yarım metreyi bulabilir.



Şekil 2.1. Farklı tipteki reaktörler

Bahsedilen prosesler için sütun reaktörler düşük basınç düşümünün ve yüksek yüzey alanının mükemmel kombinasyonu sayesinde çok başarılı olmuşlardır. Son zamanlarda, sütun reaktörlerin üç fazlı akışlar ve zıt akışlı prosesler gibi farklı alanlarda da kullanılmasına yönelik çalışmalar yapılmaktadır.



Şekil 2.2. Tipik sütun reaktör örnekleri

Sütun reaktörlerin kullanımının sıklıkla karşılaşıldığı yerlerden bir tanesi de otomobillerde bulunan konvertörlerdir. 1970 yılında ilk kez denenen bu yöntemle NO_x ve CO gibi atmosfere zararlı gazların daha az zararlı olanlara dönüştürülmesi amaçlanmıştır ve ilk aşamada paket yatak (packed bed) reaktörler kullanılmıştır. Ancak günümüzde sütun reaktörlerin tercih edilmesi için önemli sebepler vardır. Bunlardan ilki basınç düşümedir; çünkü egzoz gazının yüksek sıcaklıklarda olması neticesinde reaksiyon da çok hızlı olmakta ve konvertörün gerektiği gibi çalışabilmesi için yüksek yüzey alanına ihtiyaç duyulmaktadır. Paket yatak reaktörlerde ise sütun reaktörlere göre basınç çok yüksektir ve göreceli olarak motor performansını da düşürmektedir. Sütun reaktörlerin tercih edilmesinin diğer bir nedeni de katalizör kütesidir. Basınç düşümünü kontrol edebilmek için katalizör kütesi artırıldığında, otomobil dizaynında çok önemli bir faktör olan boyut ve ağırlık unsurları öne çıkmaktadır. Ayrıca petro-kimyasal reaktörlerin aksine otomobillerdeki reaktörler kararlı koşullarda çalışmazlar. İlk çalışma esnasında katalizör hala soğuk durumdadır ve sistem de aktif değildir. Bugün bile araçlardaki sütun reaktörler çok ince duvarlardan meydana gelmelerine rağmen emisyonların çoğu ilk çalışma esnasında açığa çıkmaktadır. Bu yüzden de öncelikle katalizörün ısıtılması çok önemlidir. Bu işlemin yapılması durumunda ise ortaya başka bir sorun olan ısı genleşme çıkar. Otomobillerdeki sütun reaktörün hızlıca ısıtılması ısı genleşme problemlerine yol açar çünkü reaktörün giriş kısmı sıcakken çıkış tarafı hala soğuktur ve ısı genleşme ile kırılmaya çok müsaittir. Bu sebeple daha düşük ısı genleşme katsayısına sahip seramikten yapılmış olan sütun reaktörlerin kullanılması da oldukça mantıklıdır.

2.2. Çok Fazlı Akışın Temelleri

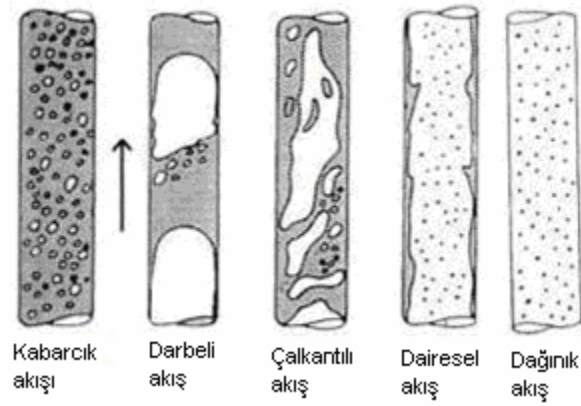
2.2.1. Giriş

Yüzeysel olarak reaktör tiplerini iki kısma ayırırsak; yatak (bed) reaktörler ve sütun (monolith) reaktörler. Son zamanlarda otomotiv sektöründe emisyon kontrolü için geliştirilen sütun reaktörler çok fazlı reaktörlerde başarılı şekilde katalist olarak kullanılmaya başlanmıştır.

Şu avantajlara sahiptir; düşük basınç düşüşü, iyi gaz-sıvı kontağı ve daha iyi sıvı dağılımı, minimum aksel yayılım ve yüksek verimlilik, yüksek akış oranı. Bu avantajlara sahip olan sütun reaktörlerde kütle ve ısı transferi parametrelerinin belirlenebilmesi için iki fazlı kabarcık dizisi akışı araştırmaları yapılmaktadır, bu bölümde bu kanallarda meydana gelen tipik akışlar ve çok fazlı akışta meydana gelen kuvvetler ve etkileri ve boyutsuz ifadeler ve son olarak da literatürde boyutsuz ifadelerle ifade edilen bir deney ile araştırılmış hava kabarcığının kirli su ve temiz sudaki serbest yükselişinden bahsedilecektir.

2.2.2. Akış yolları tanımlamaları

İki fazlı akış bir kanalın içinde bulunduğu zaman birbirinden çok farklı kombinasyonlarda sıralanabilirler. Bu çeşitli akışlara akış yolları veya akış rejimleri denir. Her bir akış yolu iki fazlı akış ve ara yüzeylerinin dağılımı ile göreceli olarak karakterize edilirler. Gaz-sıvı akışının geometrisinde önemli bir değişiklik olduğunda bir akış yolundan başka birine geçiş vuku bulur. Şekil 2.3 ve Şekil 2.4 sırasıyla yatay ve düşey dairesel kesitli borulardaki akış rejimleri gösterilmiştir.



Şekil 2.3. Düşey yöndeki genel gaz sıvı akış rejimleri

Kabarcık Akışı (Bubble Flow): Sıvı sürekli fazdır ve gaz sıvının içine değişik hacim ve şekillerde dağılmıştır.

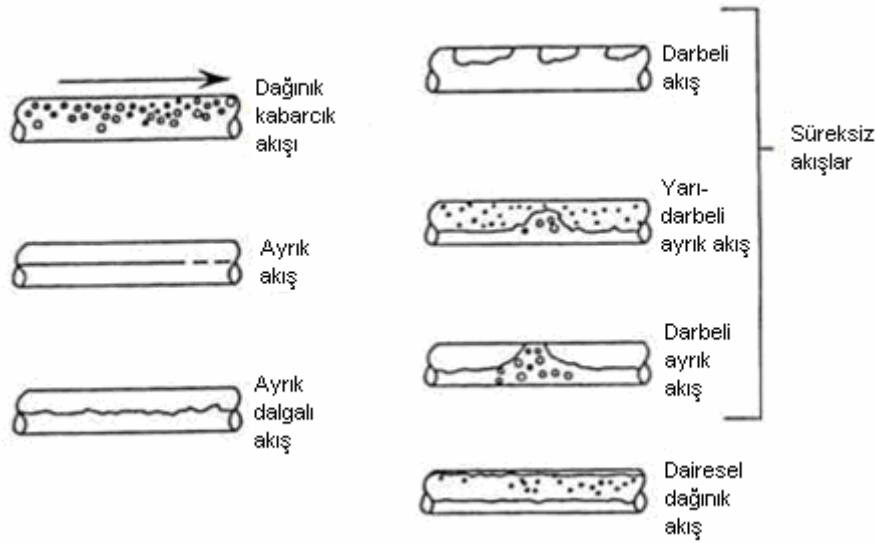
Darbeli Akış (Slug or Plug Flow): Sıvı ara uzunluklu akış hemen hemen tüm kanalı dolduran büyük gaz kabarcıklarıyla karakterize edilir ve sıvı ara akışı ile ayırt edilebilirler.

Çalkantılı Akış (Churn Flow): Çalkantılı akış tipi çeşitli büyüklüklerde ve şekillerde karışık kabarcıkların yapıyı oluşturduğu bir akıştır.

Dairesel Akış (Annular Flow): Dairesel akış filminden ve içinde sıvı damlacıkları bulunan ya da bulunmayan gaz kürelerinden meydana gelir.

Dağınık akış (Dispersed Flow): Gaz kesit alanının çoğunu işgal eder ve sıvı gazın içinde küçük damlacıklar formunda yayılmıştır.

Ayrık akış (Stratified Flow): Yerçekimi kuvveti nedeniyle yatay düzlemin üstünde veya kanalın içinde sıvı akışı boyunca oluşan akıştır. Gaz akışı üst kısımdadır.



Şekil 2.4. Yatay yöndeki genel gaz sıvı akış rejimleri

Literatürde dar kanallardan geçen akış türü fazlasıyla vardır. Bizim modelimizde ise dikey konumdaki hava kabarcığı dizisinin yükselişi incelenecektir.

2.2.3. Kabarcık akışı

Kabarcık akışı kimyasal proses endüstrisinde önemli bir yere sahiptir. Hem tek bir kabarcık hem de kümelenmiş yükselen kabarcıklar sıvının akışında dikkate değer önem taşırlar. Aslında kabarcık akışının tam bir akış rejimi olduğu söylenemez. Çünkü pratikte verilen zaman ve mesafede hava kabarcıkları birbirleriyle çarpışabilir ve bir araya toplanmaları büyük kava kabarcığı formuna veya sıvı ara akışına sebep olabilir. Bölüm 2.2.6 da Hava kabarcığının serbest yükselişinde meydana gelen şekil değiştirmelerine değinilecektir.

2.2.4. Çok fazlı akışlarda kuvvetler

Genellikle kuvvetler üç farklı kategoride sınıflandırılabilir. Bu, sınıflandırma kuvvetinin etki ettiği boyut ile ilgilidir. Hacimsel kuvvetler (ağırlık kuvvetleri) hacim elemanları üzerinde etkilidir ve $V \propto L^3$ ile doğru orantılıdır. Yüzeysel kuvvetleri ise alan ile doğru orantılıdır. Son olarak çizgisel kuvvetler vardır ve birim uzunlukla doğru orantılıdır.

Çok fazlı akışkan rejim içinde görülen hacimsel kuvvetlerden ilki atalet kuvvetidir. Bu kuvvet hacim yoğunluğu ve hızın karesiyle doğru orantılı olurken birim uzunluk arttıkça atalet kuvvetini azaltacaktır. Bu kuvvet maddenin hareketinin değişmemesi için ve gerçek durumunu korumak için dış kuvvetlere direnç gösterir.

$$F_I = \frac{V\rho U^2}{L} \quad (2.1)$$

İkinci hacimsel kuvvet ise yerçekimine bağlı olan yerçekimi kuvvetidir. Birim hacim arttıkça bu kuvvet de artacaktır. Bu, kuvvet yerçekimi ivmesi yönünde akışkanın hızını arttıracaktır.

$$F_G \propto g\rho \quad (2.2)$$

Hacimsel kuvvetlerden üçüncüsü, yerçekimi kuvvetiyle ilgili olan kaldırma kuvvetidir. Çoğu eşitlikte yerçekimi ve kaldırma kuvveti beraber belirtilir. Bu kuvvet Archimedes kuvveti ile yerçekimi arasındaki farkı temsil eder.

$$F_B \propto g\Delta\rho \quad (2.3)$$

Yüzey kuvvetlerinden olan basınç kuvveti basınç gradyanı yönünde akışkanı hızlandırmaya meyillidir.

$$F_p = A \Delta p \quad (2.4)$$

İkinci yüzey kuvveti viskoz kuvvetidir. Akışkanı aynı biçime getiren ve böylelikle de hız farklarını azalttığı bir kuvvettir.

$$F_v = \frac{A\mu U}{L} \quad (2.5)$$

İki fazlı akışlara (gaz-sıvı veya sıvı-sıvı) özel olan bir kuvvet değeri ise yüzey kuvvetidir. Bu kuvvet doğrusaldır ve ara yüzeyin yüzey alanını minimize etmekte etkilidir.

$$F_L = C\sigma \quad (2.6)$$

Bu formülde C, karakteristik uzunluk ve σ , yüzey gerilim katsayısıdır.

2.2.5. Boyutsuz sayılar

Akışkanlar dinamiğinde bazen bilinmeyenleri çözmek için gerekli denklem sayısına ulaşamadığından akışta etkisi diğerlerine göre ihmal edilebilenlerin belirlenmesi gerekir. Akışkan olayları hakkında bilgi edinmek amacıyla kendi aralarında ve birbiriyle ilgili değerlerin oranları bize boyutsuz değerler verecektir. Bu boyutsuz veriler sayesinde ihmal edilebilecek değerler temel denklemlerinde sıfır alınabilir. Bu açıdan, genellikle de bilim adamlarının ismi ile anılan, boyutsuz ifadeler akışkanlar dinamiğinde önemli yere sahiptir. Bunlardan bazılarını aşağıdaki tabloda görebiliriz;

Tablo 2.1. Boyutsuz Sayılar

Reynolds Sayısı	$Re = \frac{F_I}{F_V} = \frac{f_I}{f_V} = \frac{\rho LU}{\mu}$
Euler Sayısı	$Eu = \frac{F_P}{F_I} = \frac{f_P}{f_I} = \frac{\Delta p}{\rho U^2}$
Froude Sayısı	$Fr = \frac{F_I}{F_G} = \frac{f_I}{f_G} = \frac{U^2}{gL}$
Weber Sayısı	$We = \frac{F_I}{F_S} = \frac{f_I}{f_S} = \frac{\rho LU^2}{\sigma}$
Eötvös Sayısı	$Eo = \frac{F_B}{F_S} = \frac{f_B}{f_S} = \frac{\Delta \rho g L^2}{\sigma}$
Kılcallık Sayısı	$Ca = \frac{F_V}{F_S} = \frac{f_V}{f_S} = \frac{\mu U}{\sigma}$
Morton Sayısı	$Mo = \frac{F_B F_V^4}{F_I^2 F_S^3} = \frac{g \Delta \rho \mu_c^4}{\rho_c^2 \sigma^3} = \frac{Eo We^2}{Re^4}$
Eş değer Çap	$d_{eq} = \left(\frac{6V_p}{\pi} \right)^{1/3}$

Reynolds sayısı akış hakkında bize bazı bilgiler sunar. Matematiksel olarak ifade edilen akış türlerinden bir akışın “sürünme akışı” olup olmadığını Re sayısının boyutu ile anlayabiliriz. Aynı şekilde Re sayısı geometriye bağlı olarak da akışın düzenli veya düzensiz olması hakkında bilgi verebilir.

Euler sayısı ise basınç farkının yoğunluk ve referans hızın karesi ile boyutsuzlaştırması ile boyutsuz basınç farkını ifade eder.

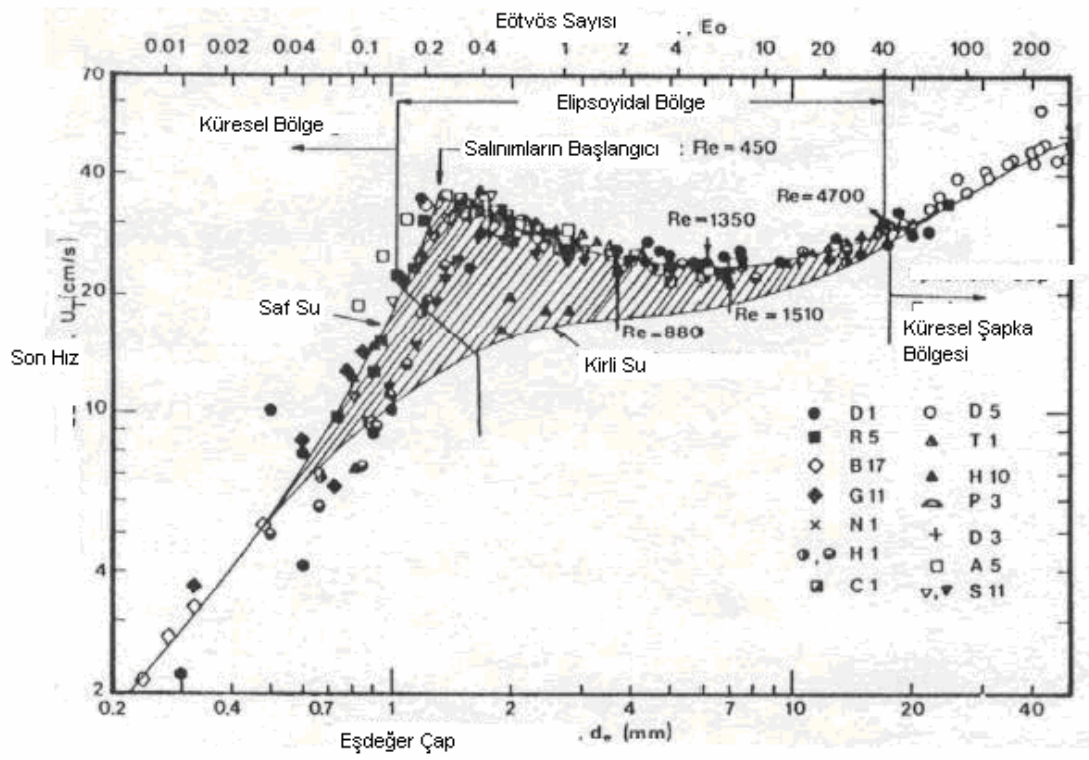
Froude sayısı sistemin serbest yüzeylilik ifadesidir.

2.2.6. Hava kabarcığının serbest yükselişi

İzole edilmiş parçacıkların ve kümelerin içindeki parçacıkların serbest yükselişi veya düşüşü üzerinde birçok sayıda araştırma mevcuttur. İzole edilmişin manası, bir akış etrafında bulunan tek bir parçacıktır. Şimdi durgun bir sıvının içinde izole edilmiş hava kabarcıklarının serbest yükselişi üzerinde durulacaktır.

Şekil 2.5’de görülen deneysel veri eşdeğer çapın fonksiyonu olarak Eötvös Sayısı'na göre suyun içinde yükselen hava kabarcığının son hızı (terminal velocity) V_T gösterilmiştir. Veriler üstteki çizgi saf sistem ve alttaki çizgi pis su sistemindeki yükselen hava kabarcıkları için verilmiştir. Her ikisi arasındaki bölge taranmıştır.

Burada pis suyun manası su saflığını bozan parçacıkların veya yüzey gerilmesini azaltan maddelerin bulunmasındandır. Şekil 2.5’de üç farklı rejim görülmektedir. Küçük çaplar için hava kabarcığı küreseldir ve doğrusal bir yol boyunca yükselir. Çok büyük hava kabarcıkları içinde hava kabarcıklarının yükselişi doğrusaldır fakat görünümü küresel şapka şeklindedir. Her iki durumda küresel rejim ve küresel şapka rejiminde yükselen hız eşdeğer çap ile artar ve sistemin saflığına bağlı yükselen hız bağımlılığı çok zayıftır. Şekil 2.5’de elipsoidal olarak tahsis edilen rejim orta çap içindir. Bu rejim en karmaşık olanıdır ve suyun saflığına bağlı olarak büyük veri dağılımı gösterir. Kirli su için yükselen hız monoton olarak çap ile artar ve akış yolu da düzgündür. Saf su için ve elipsoidal rejimin içinde artan hız artan hava kabarcığı büyüklüğüne bağlı olarak önce artar. Fakat bir yerel maksimum hıza ulaştıktan sonra düşey hız, yerel bir minimum değere düşer ve sonra tekrar artar. Şayet eşdeğer çap artan hızdaki yerel maksimuma denk gelenden daha küçük ise elipsoyidal hava kabarcığının şekli kararlı ve yörüngesi doğrusaldır. Tam tersi durumunda, yani maksimum bölgedeki çaptan daha büyük olan çaplar için hava kabarcığı şekli kararlı olacaktır. Aynı şekilde izlediği yörüngesi düzgün değildir ve izlerin kararsızlığı hava kabarcığı yolunda salınımlara neden olacaktır. Bu hava kabarcıklarının izlediği yolların şekli zigzag veya heliseldir. Bu durum hava kabarcığı hızının düşey bileşenini azaltıcı yönde olur. Eşdeğer çap değerinin birazcık daha artırılması hava kabarcığı şeklini kararsız yapacaktır ve hem hava kabarcığı şeklinde hem de yörüngelerinde düzensiz salınımlar vardır.



Şekil 2.5. 20 °C sudaki izole edilmiş hava kabarcıklarının artan son hızı.

Şekil 2.5'de gösterilen son hava kabarcığı hızları hava su sistem için geçerlidir. Genellikle son artan hız her iki fazın fiziksel özelliklerine bağlıdır.

BÖLÜM 3. KABARCIK DİZİSİ AKIŞININ NÜMERİK SİMÜLASYONU

3.1. Ana Denklemler ve Nümerik Metod

Sabit özelliklerdeki (yoğunluk, viskozite, yüzey gerilimi) iki karışmayan ve sıkıştırılmaz akışkanın, akışına ait kütle ve momentum korunum denklemleri bölgesel hacim –ortalaması ile aşağıdaki birimsiz formüllerle tanımlanır.

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_m = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \theta} + \nabla f \cdot \mathbf{v}_m = 0 \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m \mathbf{v}_m)}{\partial \theta} + \rho_m \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_m - \frac{1}{R} \nabla \cdot \mu \nabla \left(P_f + \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{v}_m}{R} \right)^T \right) + \frac{a_i^* \kappa^* \hat{\mathbf{n}}_i}{e_f} \\ - (1-f) \frac{E_r}{We_{ref}} \mathbf{F} \hat{\mathbf{e}}_g^{\ddot{o}} + f r_{ref} \frac{E_g}{L_{eksenel}} \hat{\mathbf{e}}_g + \frac{e}{L_{eksenel}} \frac{u_f}{L_{eksenel}} \hat{\mathbf{e}}_{eksenel} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Yukarıdaki denklemlerde, ρ_m aşağıdaki formül ile tanımlanan birimsiz karışım yoğunluğudur.

$$\rho_m \equiv \frac{f \rho_L + (1-f) \rho_G}{\rho_L}, \quad (3.4)$$

μ_m aşağıdaki formül ile tanımlanan, birimsiz karışım viskozitesidir.

$$\mu_m \equiv \frac{f\mu_L + (1-f)\mu_G}{\mu_L}, \quad (3.5)$$

\mathbf{v}_m aşağıdaki formül ile tanımlanan, birimsiz kütle merkezi hızıdır.

$$\mathbf{v}_m \equiv \frac{1}{U_{\text{ref}}} \frac{f\rho_L \overline{\mathbf{v}}_L^L + (1-f)\rho_G \overline{\mathbf{v}}_G^G}{f\rho_L + (1-f)\rho_G} \quad (3.6)$$

Ve f ortalama hacimdeki, yerel sıvı hacimsel kesridir. Buradaki hesaplamalarda, eş büyüklükteki karelerden oluşan, düzenli doğrusal bir ağ kullanılmış ve ortalama hacim, bir ağ hücresi olarak alınmıştır. Bu nedenle, tamamen sıvı ile dolu hücrelerde $f = 1$, tamamen gaz dolu hücrelerde $f = 0$ olmakta ve arayüzeye denk gelen hücrelerde f , 0 ile 1 arasında bir değer almaktadır. (3.6) nolu denklemde, $\overline{\mathbf{v}}_L^L$ ve $\overline{\mathbf{v}}_G^G$ bir ağ hücresi içerisindeki, o hücreye ait hacimsel fazdaki içsel ortalama hızlardır. (3.1) – (3.3) arası denklemlerde, arayüzey ağ hücrelerinde, fazlar arası bağıl hızların olmadığı varsayılmıştır, bir başka deyişle; $\mathbf{v}_r \equiv \overline{\mathbf{v}}_G^G - \overline{\mathbf{v}}_L^L = 0$ kabul edilmiştir. Bu durum bölgesel homojen olan bir model ile örtüşmektedir. Bu nedenle, genel hacim-ortalama denklemlerinde [32] kullanılan \mathbf{v}_r bağılı terimler ihmal edilmiştir.

Ana denklemlerin standartlaştırılması için, bir referans uzunluk ölçüsü, L_{ref} , ve bir referans hız ölçüsü, U_{ref} , kullanılmıştır. Bu nedenle, birimsiz Navier-Stokes denklemindeki (3.3) birçok birimsiz sayı, referans ölçüler ile gösterilmiştir. Referans Reynolds sayısı, referans Weber sayısı, referans Eotvos sayısı, referans Froude sayısı ve referans Euler sayısı aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır;

$$Re_{\text{ref}} \equiv \frac{\rho_L L_{\text{ref}} U_{\text{ref}}}{\mu_L} \quad (3.7)$$

$$We_{\text{ref}} \equiv \frac{\rho_L L_{\text{ref}} U_{\text{ref}}^2}{\sigma} \quad (3.8)$$

$$Eö_{\text{ref}} \equiv \frac{(\rho_L - \rho_G) g L_{\text{ref}}^2}{\sigma} \quad (3.9)$$

$$Fr_{\text{ref}} \equiv \frac{g L_{\text{ref}}}{U_{\text{ref}}^2} \quad (3.10)$$

$$Eu_{\text{ref}} \equiv \frac{\bar{p}_0 - \bar{p}_{L_{\text{eksenel}}}}{\rho_L U_{\text{ref}}^2} \quad (3.11)$$

(3.2) ve (3.3) nolu denklemlerde, θ , birimsiz zaman olarak tanımlıdır.

$$\theta \equiv \frac{t}{t_{\text{ref}}} = t \frac{U_{\text{ref}}}{L_{\text{ref}}} \quad (3.12)$$

Denkem (3.3) teki yüzey gerilim terimi, σ yüzey gerilim katsayısı, $\hat{\mathbf{n}}_i$ sıvı fazına doğru uzanan arayüzey birim normal vektörüdür, $a_i^* \equiv a_i L_{\text{ref}}$ birimsiz hacimsel arayüzey alan konsantrasyonu ve $\kappa^* \equiv \kappa L_{\text{ref}}$ birimsiz ortalama arayüzey eğriliğinin iki katıdır. Burada; “*” imleci birimsiz bir büyüklüğü, birimli eşinden ayırmak için kullanılmıştır.

Tek-alan Navier-Stokes denklemi (3.3) periyodik sınır şartlı bir nufüz alanına uygulanabildiğinden dolayı, birimsiz “indirgenmiş basınç” P ile ilişkili birimli fiziksel basınç p aşağıdaki formül ile tanımlanır.

$$P \equiv \frac{1}{\rho_L U_{\text{ref}}^2} \left(\frac{\bar{p}_0 - \bar{p}_{L_{\text{eksenel}}}}{L_{\text{eksenel}}} \hat{\mathbf{e}}_{\text{eksenel}} \cdot \mathbf{x} \right) \quad (3.13)$$

Bu formülde , \bar{p}_0 , $x = 0$ daki kesit alanı üzerindeki düzlem-ortalamasıdır. $\bar{p}_{L_{eksenel}}$, $x = L_{eksenel}$ $\hat{e}_{eksenel}$ ve $\hat{e}_{eksenel}$ daki kesit alanı üzerindeki düzlem-ortalamasıdır. $\hat{e}_{eksenel}$ ise eksenel yönde birim normal vektördür. Yukarıdaki denklemlerde bulunan, $\mathbf{g} = g\hat{e}_g$ yerçekimi ivmesi ($g = 9.81 \text{ m/s}^2$) ve $L_{eksenel}^* \equiv L_{eksenel} / L_{ref}$ sayısal nüfuz alanının birimsiz eksenel uzunluğudur.

Yukarıdaki denklemler, ticari olmayan bir yazılım olan TURBIT-VOF [33,34] ta uygulanmıştır. Yazılım, sonlu-hacim metodu ve x- ve y- yönünde düzenli olan ve isteğe bağlı olarak z-yönünde düzensiz olan, derecelendirilmiş ağırlı Kartezyen tabanlıdır. Bu kısımda nümerik metod ile ilgili olarak kısa bir özet verilmiştir, daha detaylı bilgi için çalışmanın ekine bakabilirsiniz. Denklem (3.1) ve (3.3) ü çözmek, eşlenik eğim metodu ile çözümlenmiş ve sonuçta elde edilen Poisson denklemini içeren, izdüşüm metodu ile olmaktadır. Momentum denklemi (3.3) zaman çözümlenmesi için, bir üçüncü derece Runge-Kutta şeması kullanılmıştır. Tüm uzaysal türevlere, ikinci derece merkez fark şeması ile yaklaşmıştır. Hacim kesri adveksiyon denklemi (3.2), arayüzey yapılandırması olan hacimsel-akışkan metodu ile çözümlenmiştir. Arayüzey, bir ağ hücresindeki yönelimi ve yeri, EPIRA algoritması (Gerçek Düzlem Arayüzey Yapılandırma Algoritması [33]) ile belirlenmiş, olan bir düzlem olarak varsayılarak oluşturulmuştur. VOF (Hacimsel-akışkan) prosedürü bölümsüz adveksiyon adımlarında, hücre yüzeylerindeki sıvı akışı, geometrik olarak hesaplanmıştır. Yazılım birçok test problemi [33] (örnek olarak kılcal dalgalar, yerçekim dalgaları, Rayleigh-Taylor kararsızlığı) ile doğrulanmış ve kabarcıklı akışlarda uygulanmıştır [34,35,36] . Özkan ve arkadaşları [37] kare mini kanaldaki kabarcık dizisi akışını, Hacimsel-Akışkan metodu ile TURBIT-VOF ve 3 diğer ticari yazılım ile çalıştırarak, TURBIT-VOF un performansını sınımışlardır. Sonuç olarak, arayüzey oluşumunda, durum-parça-parça-linear yapılandırma kullanan iki yazılım, TURBIT-VOF ve FLUENT in, arayüzey yapılandırmasında hacimsel kesir adveksiyon denklemi çözümlenmesi yerine fark şeması kullanan diğer kodlardan daha verimli olduğu açıkça görülmüştür.

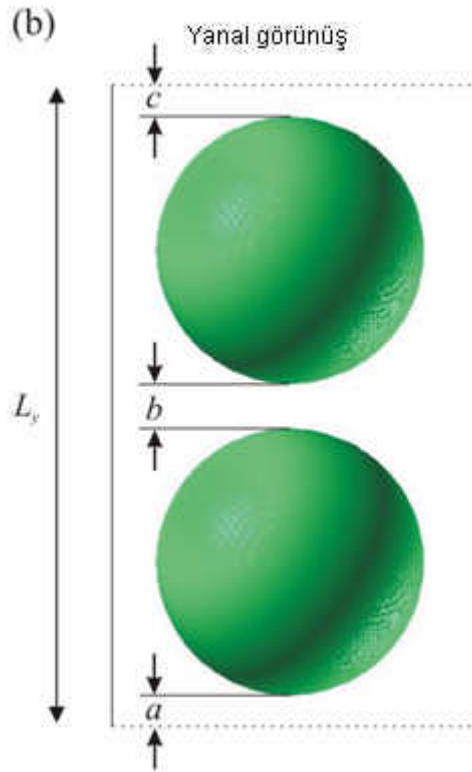
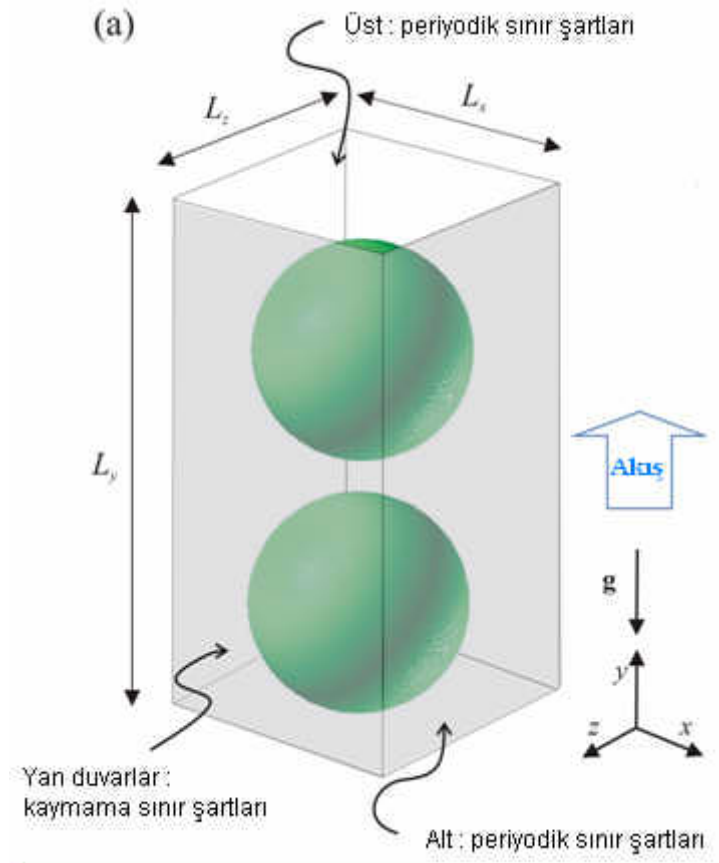
3.2. Sayısal Kurulum ve Test Durumları

Bu çalışmada, kare dikey bir kanalda eş-yönlü yukarı doğru akan kabarcık dizisi akışı üzerinde bir sabit referans çerçevesi alınarak hesaplamalar yapılmıştır. Şekil.3.1.a koordinat sistemi ve sayısal nüfuz alanını göstermektedir. Çalışmada; x- ve z- yatay yön ve y- dikey yön olarak alınmıştır. Sayısal nüfuz alanı yatay ölçüleri, $L_x = L_z = D_h = L_{ref} = 2$ mm. Tüm yan duvarlarda kaymama sınır şartları uygulanmıştır, dikey yönde ise üstte ($y = L_y$) ve altta ($y = 0$) periyodik sınırlar mevcuttur. Bu çalışmadan, bir önceki çalışmada [36] tek bir kabarcık ve tek bir sıvı ara uzunluğunun bulunduğu tek bir birim hücre üzerine çalışılmıştı, mevcut çalışmada ise sayısal nüfuz alanının içine 2 adet kabarcık, dolayısı ile 2 adet sıvı ara uzunluğu ile araştırma yapılmıştır. Genel anlamda 3 adet test durumu söz konusudur. Herbir test durumu için çeşitli koşullarda simülasyonlar yapılmıştır. Kanal yüksekliği, durum-A için $L_y = L_{eksenel} = 4$ mm , durum-B ve-C için $L_y = L_{eksenel} = 6$ mm, olarak alınmıştır. Bu nedenle, sayısal nüfuz alanı birimsiz ölçüsü, L_{ref} cinsinden; Durum A için $1 \times 2 \times 1$ ve Durum B ve C için $1 \times 3 \times 1$ dir.

Başlangıç koşullarında, sayısal nüfuz alanı içerisine, iki adet eş-büyüklikte aksenal simetrik kabarcık yerleştirilmiştir. Test simülasyonlarında; 2 değişik hacimdeki tipteki kabarcık kullanılmıştır. Küçük hacimdeki kabarcık için $D_{eq} / D_h = 0.858$ ve büyük hacimdeki kabarcık için $D_{eq} / D_h = 0.982$ dir. Büyük kabarcığın başlangıç şekli uzunlamasınadır (Taylor kabarcığı) ve uzunluğu $L_B^0 / D_h = 1.2266$, çapı $D_B^0 / D_h = 0.848$ dir. Ufak kabarcık başlangıç şekli, değişik koşullarda yuvarlak ($D_B^0 = D_{eq}$) ve uzatılmış olarak ($L_B^0 / D_h = 0.944$, $D_B^0 / D_h = 0.808$), 2 tipte alınmıştır. Simülasyonların çoğunda; nüfuz alanı içerisindeki, boşluk çarpanı $\varepsilon \approx 33\%$ olarak alınmıştır (Durum-A ve Durum-B) , fakat Durum-C için yürütülen 2 adet simülasyonda $\varepsilon \approx 22\%$ olarak alınmıştır. Şekil.3.1.b de gösterildiği gibi başlangıç konumunda iki adet kabarcık sıra ile, kanalın merkez çizgisine dizilmiştir. Aksenal yöndeki, periyodik sınır şartları göz önünde bulundurulduğunda, bu yerleşim ile, başlangıç konumundaki uzunlukları $L_{s1}^0 = b$ ve $L_{s2}^0 = a + c$ olan iki adet sıvı ara uzunluğu ortaya çıkmaktadır. Kabarcık dizisi akışının kararlılığını araştırmak üzere,

değişik değerlerdeki, başlangıç sıvı ara uzunlukları oranına $\lambda \equiv (a+c)/b$, sahip birçok simülasyon yapılmıştır.

Akışkanların fiziksel özellikleri, bir önceki çalışma [36] ile aynıdır. Thulasidas ve arkadaşlarının [1] deneylerinde kullandıkları silikon yağına ait özellikler olan, sıvı yoğunluğu $\rho_L = 957 \text{ kg/m}^3$ ve viskozitesi $\mu_L = 0.048 \text{ Pa s}$ olarak alınmıştır. Gaz fazı olarak, havanın yoğunluğu ve viskozitesinden 10 katından daha büyük olan, $\rho_G = 11.7 \text{ kg/m}^3$ ve $\mu_L = 0.184 \text{ mPa s}$ değerleri kullanılmıştır. Daha önceki çalışmalar gösterdi ki; gaz yoğunluğu ve viskozitesi kabarcık hızı ve kabarcık şekli üzerinde ihmal edilebilecek düzeyde bir etkisi vardır ve mevcut kabul edilen değerler simülasyonlarda daha büyük zaman adımları kullanmaya müsaade ettiği için, bilgisayar işlem (CPU) zamanında önemli derece kazanç [35] sağlamaktadır. Yüzey gerilim katsayısı değeri $\sigma = 0.02218 \text{ N/m}$ ve referans hız olarak $U_{\text{ref}} = 0.0264 \text{ m/s}$ alınmış ve böylece referans zaman ölçüsü $t_{\text{ref}} = 0.075 \text{ s}$ olmuştur.



Şekil.3.1. Sayısal nüfuz alanı, sınır şartları ve kabarcıkların başlangıç konumları. (a) Perspektif görünüş, (b) yanal görünüş

Simülasyonlarda, periyodik sınır şartları nedeniyle, faz hacimsel debileri belirlenmemiştir, onun yerine sayısal nüfuz alanı boyunca basınç düşümü belirtilmiştir. Elimizde $\hat{e}_{axial} = \hat{e}_g = \hat{e}_y$ vardır ve (3.3) nolu denklemin sağ tarafındaki son iki denklem birleştirilebilir.

$$F_r \hat{e}_g \left(\frac{E_r}{L_{axial}} u \hat{e}_i = \frac{E_r}{L_{axial}} \left(\frac{u}{L_{axial}} \hat{e}_i r \right) \right) \Pi \hat{e}_y \quad (3.14)$$

Tüm simülasyonlarda $\Pi = 27.03$ olarak alınmıştır. Bu durum basınç farkları doğurmuştur, basınç farkı durum-A için $(\bar{p}_0 - \bar{p}_{L_{axial}})_{A} = 6 P_a$ ve durum-B ve -C için $(\bar{p}_0 - \bar{p}_{L_{axial}})_{B,C} = 4 P_a$ dır. Ana basınç faktörü dışında, akış kaldırma ilkesi kuvveti etkisiyle de hareket etmektedir. Sadece durum-A0g için $g = 0$ olarak alınmıştır. Basınç ve kaldırma kuvveti etkisi ile akan akışta, hacimsel debiler Q_G ve Q_L , simülasyon sırasında ayarlanır. Toplam teğetsel hız formülü; $J = (Q_G + Q_L) / (A_{ch} U_G \varepsilon) U_L$ olarak verilmektedir. Burada A_{ch} kanal kesit alanı, U_G ve U_L faz ortalama hızlarını vermektedir.

Tablo.3.1 çalışma boyunca yürütülen simülasyon durumlarına genel bakışı vermektedir. Çalışmada kullanılan ağ, doğrusal, düzenli ve sıkıştırılmaz, ağ ölçüleri $h / L_{ref} = 1 / 48$ dir. Kullanılan çözünürlüğün, daha önce yapılan ağ geliştirme çalışmasıyla [36] yeterli olduğu görülmüştür. Simülasyonlarda, zaman adım aralığı $\Delta t / t_{ref} = 2.5 \times 10^{-5}$ olarak, sadece durum-A2 de 10^{-5} olarak kullanılmıştır. Daha önce yapılan fiziksel ve sayısal parametrelerle benzer simülasyonlar, deneysel veriler [1] ile karşılaştırılmış ve doğrulanmıştır [36].

Tablo 3.1. Simülasyon parametreleri ve sonuçları. Belirtilen U_L , U_G ve J , son zaman adımı değerleridir.

Durum	Nüfuz Alanı	Ağ	Zaman Adımı	ε	D_B^0/D_h	L_B^0/D_h	L_{s1}^0/D_h	L_{s2}^0/D_h	$\lambda=L_{s2}^0/L_{s1}^0$	U_L/U_{ref}	U_G/U_{ref}	J/U_{ref}
A1	1×2×1	48×96×48	50 000	33.07	0.858	0.858	0.142	0.142	1	1.20	3.66	2.02
A2	1×2×1	48×96×48	200 000	33.07	0.858	0.858	0.152	0.132	0.87	1.20	3.64	2.01
A3	1×2×1	48×96×48	11 200	33.07	0.858	0.858	0.192	0.092	0.48	1.17	3.58	1.97
A4	1×2×1	48×96×48	57 200	33.07	0.808	0.944	0.066	0.046	0.70	1.20	3.66	2.02
A0g	1×2×1	48×96×48	130 000	33.07	0.858	0.858	0.192	0.092	0.48	0.80	1.92	1.17
B1	1×3×1	48×144×48	70 000	33.03	0.848	1.227	0.274	0.274	1	1.37	3.96	2.22
B2	1×3×1	48×144×48	100 000	33.03	0.848	1.227	0.324	0.224	0.69	1.37	3.96	2.22
B3	1×3×1	48×144×48	150 000	33.03	0.848	1.227	0.364	0.184	0.51	1.37	3.96	2.22
B4	1×3×1	48×144×48	140 000	33.03	0.848	1.227	0.464	0.084	0.18	1.37	3.96	2.22
C1	1×3×1	48×144×48	70 000	22.05	0.858	0.858	0.856	0.428	0.5	1.23	2.79	1.57
C2	1×3×1	48×144×48	17 200	22.05	0.858	0.858	0.092	1.192	0.077	1.22	2.78	1.57

BÖLÜM 4. KABARCİK DİZİSİ AKIŞI KARARLILIĞI

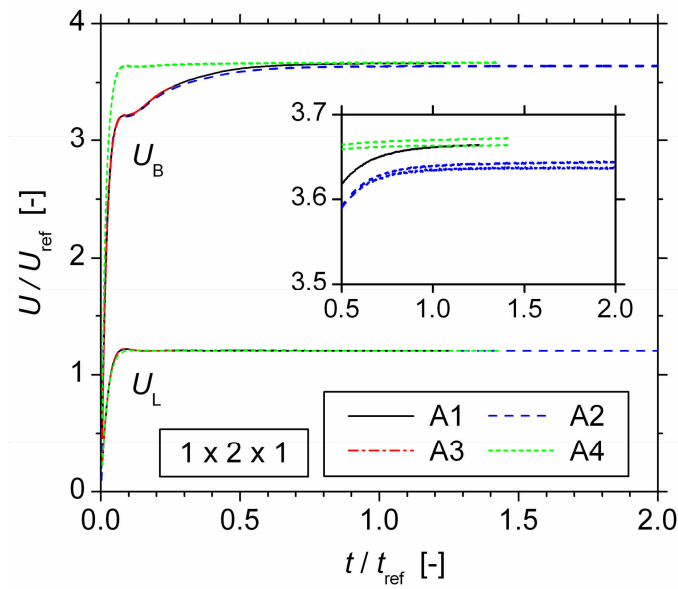
Çalışmada, muhtemel birleşme prosesinin, ilk aşamasıyla, başka bir deyişle , iki kabarcığın yaklaşması ile ilgilenilmiştir. Bu durum, hacimsel-akışkan metodunda sabit-ağ uygulamasında, takip eden ve önden giden kabarcıklar arası sıvı ara uzunluğu bir ağ hücresinden daha küçük olduğu zaman, kabarcıklar arası film incelmesinin tam olarak simüle edilememesinden kaynaklanmaktadır. Kabarcık dizisi akışının kararlı mı kararsız mı olduğunu, her simülasyondaki sıvı ara uzunluğunun zaman ile değişimi ile değerlendirilmiştir.

Simülasyon sırasında, uzun sıvı ara uzunluğu kısalır ve dolayısı ile kısa sıvı ara uzunluğu uzar ve neticede her iki sıvı ara uzunluğu aynı boya ulaşırsa; kabarcık dizisi akışının kararlı olduğu yargısına varılır. Diğer taraftan, kısa sıvı ara uzunluğunun boya kısaltmaya devam eder ve sonuç olarak sıfır olup, kabarcıklar birbirine dokunur ise, kabarcık dizisi akışı kararsızdır hükmü verilir. İki kabarcığın birbirine dokunması “pıhtılaşma” olarak adlandırılacaktır. Pratik uygulamalarda, yüzey aktif maddelerin ve kabarcık yüzeylerindeki moleküller arası etkileşimlerin var olmasına dayanarak, pıhtılaşmanın, birleşme ile sonuçlanabileceği veya sonuçlanmayabileceği görülmüştür. Kabarcık hızlarındaki değişimlerden dolayı sıvı ara uzunluklarının değişmesi nedeniyle, çalışmanın devamında, kabarcık hızlarının zaman ile değişimi incelenmiştir.

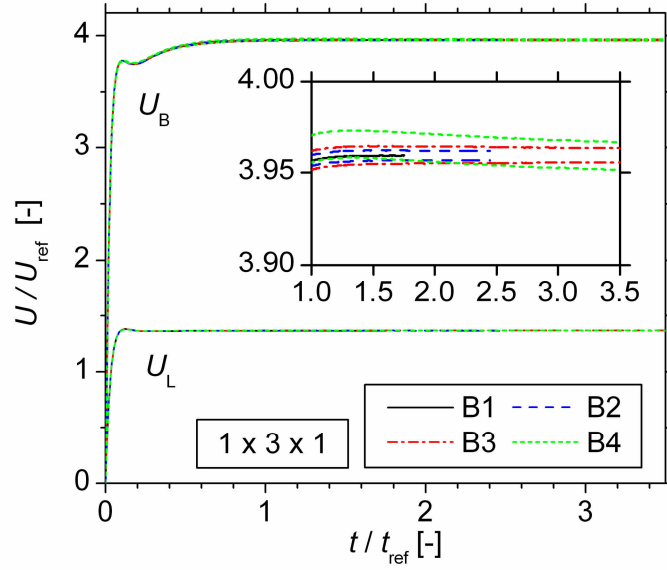
4.1. Kabarcık Hızları ve Sıvı Ortalama Hızlarının Zaman ile Değişimi

Şekil.4.1 de sayısal nüfuz alanı içerisinde durum-A için herbir kabarcığın hızları ve sıvı ortalama hızının zaman ile değişim grafiği verilmiştir. Şekil.4.2 de aynı parametrelerle grafik, durum-B için verilmiştir. Neticede durum-A nın tüm simülasyonlarında ortalama sıvı nihai hızının aynı olduğu görülmüştür. Durum-B nin simülasyonlarında aynı durum söz konusudur. Durum A1 ve A4 teki U_L zaman

değişimine bakıldığında, başlangıç kabarcık şekli yuvarlak olan A1 ve uzunlamasına olan A4 te sıvı ortalama hızının, durağan halden harekete geçen kabarcıkların şekil değişimine etkisi olduğu görülmüştür, bu etki sıvı nihai hızına ulaştığında değişmemekte ve kabarcık ilk hareket sonrası şekil değişimi, ilerleyen adımlarda aynı kalmaktadır. Kabarcık hızlarına bakıldığında, her iki başlangıç sıvı ara uzunluğu aynı olarak simülasyona başlanan durum-A1 ve durum-B1 için her iki kabarcığın hızının aynı olduğu görülmektedir. Şekil.4.1 ve Şekil.4.2 teki yakın görünüm grafiklerine bakıldığında, başlangıç sıvı ara uzunlukları farklı olan durumlardaki, kabarcık nihai hızlarının birbirlerinden kısmen farklı olduğu görülmektedir. Şekil.4.1 den çıkarılabilecek bir diğer sonuç ise, başlangıç kabarcık şekli uzunlamasına olan durumlarda (Durum-A4), başlangıç kabarcık şekli yuvarlak olan durumlara (Durum-A1-A2-A3) göre kabarcık hızlarının nihai hızlarına daha çabuk ulaştıkları görülmektedir. Nihai kabarcık hızları kullanılarak elde edilen Reynolds ve Capillary sayılarına göre, durum-A1 için $Re_B = \rho U_B D_h / \mu_L = 8.6$, $Ca = \mu_L U_B / \sigma = 2.1$ ve durum-B1 için $Re_b = 4.17$, $Ca = 0.23$.



Şekil.4.1. Durum-A'nın çeşitli simülasyonlarında, sıvı ortalama hızı U_L ve her iki kabarcık hızının U_{B1} , U_{B2} zaman ile değişim grafiği.



Şekil.4.2. Durum-B nin çeşitli simülasyonlarında, sıvı ortalama hızı U_L ve her iki kabarcık hızının U_{B1} , U_{B2} zaman ile değişim grafiği.

4.2. Sıvı Ara Uzunluğunun Zaman ile Değişimi

Şekil.4.1 ve Şekil.4.2 deki kabarcıkların hızınının zaman ile değişimini veren grafiklerden, neticede kabarcıklar arası birleşme olacak mı hükmü verilemez. Bunun nedeni kabarcıklar arası bağlı hız iki farklı sonucu doğurabilir. İlki, uzun sıvı ara uzunluluğunun zamanla uzadığı, dolayısı ile kısa sıvı ara uzunluğunun zamanla kısaldığı; birleşme ile sonuçlanan bir durum söz konusudur. İkinci ihtimal ise, uzun sıvı ara uzunluğu kısaldığı, dolayısı ile kısa sıvı ara uzunluğunun uzadığı; sonuçta iki sıvı ara uzunluğunun aynı uzunluğa geldiği (akışın kararlı olduğu) bir durum söz konusudur. Bundan dolayı, bu bölümde her iki sıvı ara uzunluğunun zaman ile değişimi tartışılacaktır.

Şekil.4.3 te görülen durum-A (sayısal nüfuz alanı $1 \times 2 \times 1$) simülasyon sonuçları ile başlamakta yarar var. Her iki başlangıç sıvı ara uzunluğunun aynı ölçüde olduğu ($\lambda = 1$), durum-A1 de her ne kadar simülasyon başangıcı ile sıvı ara uzunlukları

kısalması olsada, neticede uzunluklar sabitlemiş ve tüm simülasyon boyunca her ikisi de eşit uzunlukta kalmışlardır. Sıvı ara uzunluklarındaki bu kısalma, simülasyonun başlaması ile beraber, yuvarlak kabarcık üzerine etkiyen basınç ve kaldırma kuvveti ile şekil değiştirmesinden (uzamasından) kaynaklanmaktadır. Hareket başlaması ile yaşanan bu geçişten sonra, kabarcıklar daimi bir şekle kavuşmuş ve sabit uzunluktaki sıvı ara uzunlukları elde edilmiştir. Kabarcığın, başlangıç şeklinin değişerek, daimi şeklini almasına kadar geçen deformasyon zamanı, sıvı ara uzunlukları toplamının zaman ile değişimi incelenerek her bir durum için bulunabilir. Durum-A ve durum-B nin tüm simülasyonlarında, kabarcık deformasyonu $t/t_{ref} \approx 1$ da tamamlanmıştır.

Durum-A nin tüm simülasyonlarında toplam sıvı ara uzunlukları aynıdır. Durum A2-A3-A4 ve -A0g de başlangıç sıvı ara uzunlukları birbirlerinden farklı ölçüdedir. Başlangıç sıvı ara uzunluklarının birbirlerine oranları; durum-A2 için $\lambda = 0.87$, durum-A3 ve -A0g için $\lambda = 0.48$ for case A3 , durum A4 için $\lambda = 0.3$ dür. λ oranı azaldıkça, sıvı ara uzunluklarından bir tanesinin boyu daha da kısalmaktadır, bu durum da birleşme ihtimalini arttırmaktadır. Şekil.4.3 te durum-A3 te görüldüğü gibi, kısa olan başlangıç sıvı ara uzunluğu zamanla hızla kısalmaktadır. $t/t_{ref} \approx 0.26$ zaman adımında, eğrinin eğimi değişmekte ve sıvı ara uzunluğu hızla sıfıra doğru gitmektedir. Sıvı ara uzunluklarından bir tanesi sıfıra ulaştığında, kabarcıklar arasında pıhtılaşma görülmüştür. Kabarcıklar arası uzaklık (sıvı ara uzunluğu) 2 ağ hücrelerinden daha az kaldığında, kabarcık arayüzleri bitişik ağ hücrelerden geçmektedir. Bu durumda kullanılan VOF metodu hücre içerisinde hacim çarpanını ele alırken, kabarcıkları bireysel olarak alamaz ve kabarcıklar arası yalancı bir birleşme olabilir. Bu hesaplamalarda, birimsiz ağ-ölçüsü, hidrolik çap cinsinden, $1/48 = 0.021$ olarak alınmıştır. Şekil.4.3 durum-A3 kısa sıvı ara uzunluğundaki son kıvrım, bahsedilen yalancı birleşmeden olduğu söylebilir, bu durumda birleşme fiziksel olarak algılanmamalıdır. Fakat durum-A3 te kabarcıklar arası pıhtılaşma olduğu su götürmez gerçektir.

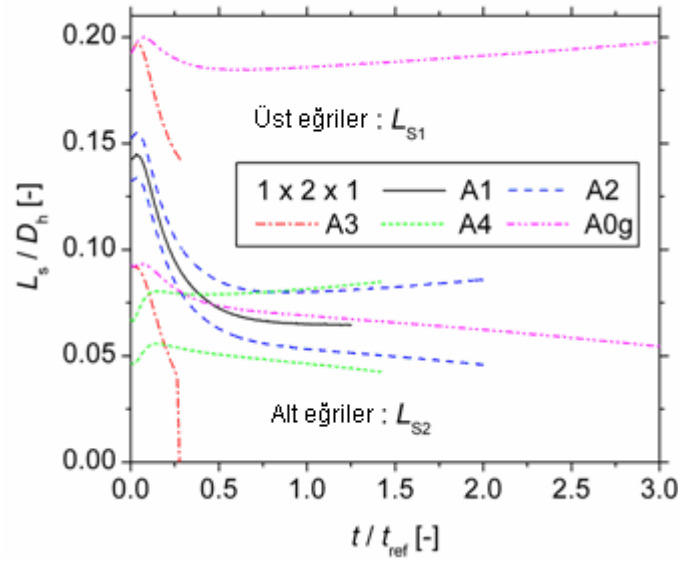
Durum-A2 de uzun başlangıç sıvı ara uzunluğunun zamanla kısaldığı ve $t/t_{ref} > 0.8$ zaman adımından sonra uzamaya başladığı görülmektedir. $t/t_{ref} = 0.8$ zaman adımına kadar, başlangıçta yuvarlak olan kabarcıklar, uzayarak son daimi şekillerini almışlardır. Kısa başlangıç sıvı ara uzunluğunun, bu zaman adımından sonra da

sürekli olarak azaldığı görülmektedir. $t/t_{ref} > 1$ için şekil.4.3 te görünen bireysel eğrilerin eğimleri her iki sıvı ara uzunluğu için aynı gitmekte ve zaman ile sabitlenmektedir. Bu gözlem ile ve $t/t_{ref} > 0.8$ durumundan sonra kabarcık daimi şeklini aldığı bilindiğinden, şekil.4.3 teki eğriler için uzun zaman adımlarının tahmin edilebilir. Bu durum durum-A2 nin neticede pıhtılaşmaya varacağını öngörmektedir. Fakat, bu varsayım, simülasyon kabarcıklar arası birleşme görülene kadar devam ettirilmediği için kanıtlanamaz. Kabarcıkların birbirlerine yaklaşımları yavaş olduğundan ve çok yüksek miktarda ek CPU zamanı gerektirdiğinden dolayı, simülasyonun devamı yürütülmemiştir.

Başlangıç kabarcık şeklinin, birleşmeye etkisi araştırılmak üzere, durum-A4 simülasyonu yürütülmüştür. Durum-A4 da başlangıç kabarcık şekli, durum-A1-A2-A3-A0g de olduğu gibi yuvarlak değil, uzunlamasına kabarcık şekli değişse de, hacmi durum-A nın tüm simülasyonlarında aynı alınmıştır. Şekil.4.3 te görülen durum-A4 teki kabarcık ara uzunlukları zaman ile değişimi, başlangıç kabarcık şeklinden bağımsız olarak, durum A2-A3-A0g gibi bu durumda da kabarcıklar arası pıhtılaşmanın olduğunu göstermiştir. Johnson and Borhan [38] ın yaptığı silindirik kılcal bir kanaldaki, tek bir damlacığın sınırlandırılmış hareketinde, bölünme davranışının başlangıç kabarcık şekline fazlasıyla bağlı olduğunun altını çizmekte yarar var.

Bir araştırma da kaldırma kuvvetinin, akışının birleşme kararlılığına etkisini değerlendirmek için yapılmıştır. Bunun için, durum-A0g de yer çekimi ivmesi g , sıfıra indirilerek, akışın sadece basınç düşümü ile hareket etmesi sağlanmıştır. Akışı sürükleyen kuvvetlerden kaldırma kuvvetinin, basınç düşümüne oranı $Eo_{ref}/(We_{ref} \Pi)$ şeklinde verilmiştir ve durum-A1 den A4 e 1,03 değerini almıştır. Böylece, durum-A0g de kabarcıklar üzerine etkiyen sürüklenme kuvveti, diğer durum-A simülasyonları ile karşılaştırıldığında, 49% oranında azaldığı söylenebilir. Bu durumun sıvı üzerine etkiyen kuvvetleri değiştirmedikinden durum-A nın tüm simülasyonları için aynıdır. Sonuç olarak, nihai sıvı hızı 34% oranında, nihai kabarcık hızları (dolayısı ile Capillary sayısı) %48 olarak durum-A0g de durum-A1 den azdır. Durum-A0g deki düşük Ca sayısı, simülasyon sonucu, kabarcık daimi şeklini aldığı anda, durum-A diğer simülasyonlara göre daha büyük çap ve daha kısa

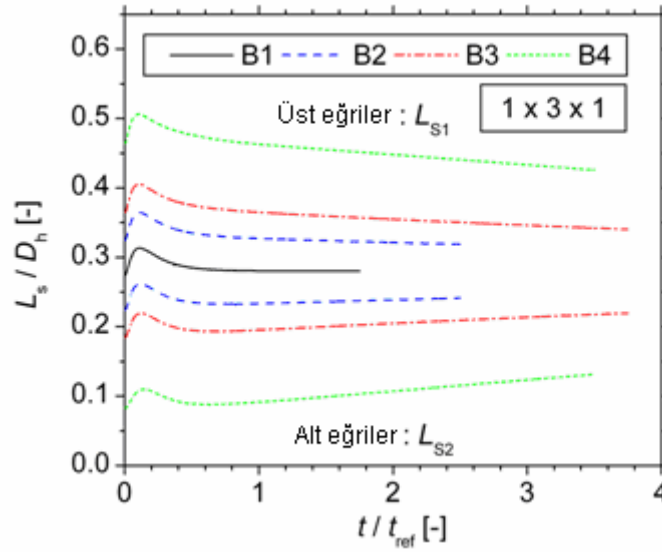
kabarcık olarak görülmüştür, dolayısı ile şekil.4.3 te de görüldüğü gibi sıvı ara uzunlukları daha uzundur. Grafikte kabarcık dizisi akışının durum-A0g de de kararsız olduğunu göstermektedir. Böylece, kabarcık dizisi akışı kararlılığının, kaldırma kuvvetinden bağımsız olduğu, daha çok akış üzerine etkiyen basınç kuvveti ile alakalı olduğu sonucuna varılabilir (en azından araştırma da kullanılan hidrodinamik parametreler için) .



Şekil.4.3. Durum-A'nın çeşitli simülasyonlarında, sıvı ara uzunluklarının L_{S1} ve L_{S2} zaman ile değişim grafiği.

Şekil.4.4 durum-B'nin çeşitli simülasyonlarında, her iki sıvı ara uzunluğunun zaman ile değişim grafiğini vermektedir. Her iki sıvı ara uzunluğunun başlangıç ölçülerinin eşit olduğu ($\lambda = 1$) durum-B1 de durum-A1 de görüldüğü gibi, her iki sıvı ara uzunluğunun simülasyon boyunca aynı ve eşit kaldığı görülmüştür. Şekil.4.4 te görüldüğü gibi her iki sıvı ara uzunluğunda ilk yükselme ve daha sonra sabit değerlere ulaşana kadar bir azalma gözlemlenmiştir. Bu netice, Durum-B1 de kullanılan başlangıç kabarcık şeklinin yuvarlak değil de uzunlamasına kullanılmasından kaynaklanmaktadır. Durum-B de, birimsiz sayısal nüfuz alanının ölçüsü $1 \times 3 \times 1$ şeklindedir. Durum-B2-B3 ve -B4 te farklı başlangıç sıvı ara uzunlukları kullanılmıştır, Tablo.2.1 e bakınız. Tüm koşullar için $t / t_{ref} > 0.6$ zaman

adımı ile başlangıçta kısa olan sıvı ara uzunluğunun uzadığı ve başlangıçta uzun olan sıvı ara uzunluğunun kısaldığı görülmüştür. Her ne kadar, simülasyonlar sıvı ara uzunlukları eşitlenene kadar yürütülmediyse de, sıvı ara uzunluklarındaki değişimlerden, ileriki adımlarda her iki sıvı ara uzunluğunun eşit boya ulaşacağı ve de kabarcıkların hızlarının eşitleneceği görülmektedir. Bu nedenler ile durum-B2-B3 ve -B4 neticede durum-B1 de görülen davranışı göstereceği öngörülmektedir. Böylece, durum-B nin tüm simülasyonları için kabarcık dizisi akışı kararlıdır.



Şekil 4.4. Durum-B nin çeşitli simülasyonlarında, sıvı ara uzunluklarının L_{S1} ve L_{S2} zaman ile değişim grafiği

Özetle, durum-A nın sıvı ara uzunluğu oranı λ , 1 den farklı olan tüm simülasyonları için kabarcık dizisi akışını kararsız, bir başka deyişle pıhtılaşmaya neden olan, ve durum-B nin tüm simülasyonlarını kararlı bulduk. $\lambda < 1$ koşullarında, gerçek λ değerinin, akışta neticede pıhtılaşma olup, olmamasına, ne durum-A da ne de durum-B de etkisi olmadığını belirtmek ilginç olacaktır (çalışma da gösterilen λ değerleri için). Tabi ki λ değerindeki değişim, pıhtılaşma olmasına kadar geçen veya eş sıvı ara uzunluğu elde edilmesine kadar geçen zamanın ne kadar olduğu belirler. λ nin 1 e çok yakın olduğu durum-A2 de, pıhtılaşma olana kadar çok uzun zaman geçmekte

iken, λ nin 0 a yakın olduğu durum-B4 te, eşit sıvı ara uzunlukları elde edilene kadar geçen zaman çok uzundur.

BÖLÜM 5. TARTIŞMA

Bir önceki bölümde; aynı birim hücrede aynı kuvvetler altında ve aynı gaz içeriğindeki akışta, birimsiz nüfuz alanı boyutu $1 \times 2 \times 1$ (durum-A) olduğunda kabarcık dizisi akışının kararsız, birimsiz nüfuz alanı boyutu $1 \times 3 \times 1$ (durum-B) olduğunda kabarcık dizisi akışının kararlı olduğu görülmüştür. Bu bölümde bunun nedenleri tartışılacaktır. Öncelikli olarak akla, her iki durum arasındaki temel farklar; farklı sıvı ara uzunlukları ve farklı kabarcık başlangıç şekilleri gelmektedir. Bu nedenle, her iki parametrenin, bağıl kabarcık hızı üzerindeki etkileri araştırılacaktır.

5.1. Sıvı Ara Uzunluğunun Bağıl Hıza Etkisi

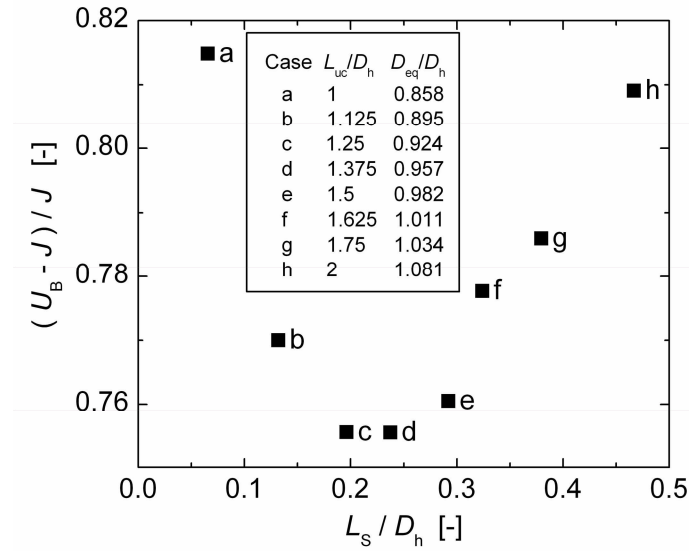
İdeal kabarcık dizisi akışının kararlılığı, sıvı ara uzunluğunun etkisi ile değişen bağıl hız ile bağlantılı olabilir. Araştırıldığı kadarı ile, literatürde çeşitli büyüklüklerdeki D_c / D_h kabarcıkların, kabarcık dizisi akışının $W \equiv (U_B \cdot J) / U_B$ veya $Z \equiv (U_B \cdot J) / J$ hızlarının, kabarcığın sıvı ara uzunluğu L_s / D_h ile aralarında ne şekilde bir bağ olduğu konusunda, bir kaynağa rastlanmamıştır. Fakat, daha önce yapılan bir çalışmada [36], birim hücre uzunluğunun, eksenel bir periyodik nüfuz alanı içerisindeki tek bir kabarcığa olan etkileri araştırılmıştır. Belirtilen çalışmada yürütülen, a-h ile isimlendirilen simülasyonlarda, her bir durumdaki birim hücre uzunluğu $1 \leq L_u / D_h \leq 2$ arasında değişen farklı değerler almıştır. Birim hacim üzerine etkiyen kaldırma kuvveti aynı olması için, tüm durumlar için, boşluk çarpanı aynı değeri, $\varepsilon = 33\%$, almıştır. Bu nedenle, durum-a dan durum-h ye kadar kabarcık hacmi artmıştır ve durum-h deki kabarcık hacmi, durum-a dakini iki katı olmuştur. Ek olarak, birim hücre boyunca etkiyen diğer kuvvet, basınç gradyeni, tüm durumlar için aynıdır. Yapılan bu çalışmadan [36] çıkan, bir ilginç sonuç ise; Ca sayısının fonksiyonu olan birimsiz bağıl hızın, $W \equiv (U_B \cdot J) / U_B$, yerel bir düşme (Wörner ve

arkadaşları [36] şekil.5c ye bakınız) göstermesidir. Bu düşüş kısa birim hücrelerde görülmüştür, Ca sayısının artması ile W, kısa birim hücre uzunlukları için düşerken, uzun birim hücreler için yükselmektedir. İkinci durum, daha önce, dairesel [1,41,42,43] ve dikdörtgensel [1] kanallarda uzun kabarcıklar için yapılan teorik [29,39,40] ve deneysel çalışmalarda çıkan sonuç (Ca yükselmesi ile W nin monotonik olarak yükselmesi), ile örtüşmektedir.

Şekil.5.1 de Wörner ve arkadaşlarının [36] yaptıkları sayısal çalışmanın sonuçları, değişik parametrelerde ($Z \equiv (U_B) J / J$ nin sıvı ara uzunluğunun fonksiyonu olarak) görülmektedir. Durum a-h simülasyonları çeşitli birim hücre uzunluklarını vermektedir. Bahsedilen yerel düşme şekil.5.1 de de görülmektedir. Bu çalışmada ele aldığımız durum-A daki birim hücre boyutu eski çalışmadaki durum-a ve Durum-B, eski çalışmadaki durum-e ile örtüşmektedir. Bu nedenle durum-A ve durum-B, şekil.5.1 de görülen grafikteki sanal eğrinin farklı taraflarında oldukları görülmektedir. Eğer kabarcık hızının, o kabarcığının önündeki sıvı ara uzunluğu ölçüsüne bağlı olduğunu (girişte bahsedilen deneysel sonuçlarda belirtildiği gibi) varsayarsak, şekil.5.1 kullanılarak , tüm sıvı ara uzunlukların eşit olduğu L_s^{es} , ideal bir kabarcık dizisi akışına bir karmaşıklık verildiğinde, durumun ne olacağı konusundan tahmin yürütebilirdik. Bundan dolayı, önden giden kabarcık önündeki sıvı ara uzunluğu, belirli bir ölçüde δL_s , kısalarak, sıvı ara uzunluğunun $L_s^{\ddot{on}} = L_s^{es} - \delta L_s$ olması ve böylece arakadan gelen kabarcığın önündeki sıvı ara uzunluğunun aynı miktarda artarak, $L_s^{arka} = L_s^{es} + \delta L_s$ olmasını sağlamıştır. Durum-A (durum-a) için, önden giden kabarcık hızı ve toplam hacimsel debi , J, arasındaki bağıl hız artarken, takip eden kabarcığın J ile arasındaki bağıl hız azalmaktadır. Bu durum, önden giden kabarcığın önündeki sıvı ara uzunluğunun, $L_s^{\ddot{on}}$ daha fazla azalmasına ve dolayısı ile takip eden kabarcığın önündeki sıvı ara uzunluğunun, L_s^{arka} , uzamasına neden olacaktır. Bu hal, pıhtılaşma ile neticelenerek ve kabarcık dizisi akışı kararsız olmuştur. Diğer taraftan, durum-B (durum-e) için, şekil.5.1 de görüldüğü üzere, önündeki sıvı ara uzunluğu $L_s^{\ddot{on}} = L_s^{es} - \delta L_s$ olan önden giden kabarcık, ile J arasındaki bağıl hız azalmakta, aynı zamanda önündeki sıvı ara uzunluğu $L_s^{arka} = L_s^{es} + \delta L_s$ olan takip eden kabarcık ile J arasındaki bağıl hız

artmaktadır. Zamanla kabarcık bağıl hızlarındaki bu değişim, kısa sıvı ara uzunluğun $L_s^{ön}$, uzamasına, uzun sıvı ara uzunluğunun, L_s^{arka} , kısalmasına neden olmuştur. Böylece, zaman ile bu karışıklığın yok olması ve neticede her iki sıvı ara uzunluğunun eşit boya, L_s^{es} , gelmesi tahmin edilmektedir. Bu nedenle, bu durum için kabarcık dizisi akışı kararlıdır.

Bu noktada dikkat edilmesi gereken bir husustan bahsetmekte yarar var. Daha önce bahsedildiği gibi, şekil.5.1 de durum-a-h arasındaki simülasyonlarda, sürükleyici kuvvetler eşit tutularak, birim hücre boyutları, dolayısı ile kabarcık boyutları farklılaştırılmıştı. Güncel çalışmamızda ise kabarcık boyutları ve sürükleyici kuvvetler sabit tutulmuştur. Her şeye rağmen, şekil.5.1 de görülen sonuçlar, bu çalışmada akışın durum-A da kararsız, durum-B de ise kararlı bir tavır sergilemesinin nedenlerinin açıklanmasına yardımcı olmaktadır. Şekil.5.1 de durum-a-h simülasyonlarındaki monotik olmayan hidrodinamik davranışın açıklanması için, bir sonraki bölümde; kabarcık hacminin, birimsiz bağıl hız $Z \equiv (U_B - J) / J$ etkilerini araştıracağız.



Şekil.5.1. Wörner ve arkadaşlarının [36] yaptıkları simülasyon sonuçlarından yola çıkarak birimsiz sıvı ara uzunluğunun fonksiyonu olarak birimsiz bağıl hız grafiği.

5.2. Kabarcık Hacminin Kabarcık Bağlı Hızına Etkisi

Kabarcığın sabit bir koordinat sistemindeki sıvı kütle dengesi;

$$(U_{L,slug} - U_{L,film}) A_{ch} = (U_{L,film} - U_{L,slug}) A_{L,film} \quad (5.1)$$

Formülde, sıvı ara uzunluğundaki sıvı ortalama aksenal hızı $U_{L,slug} = J$, kanalın kesit alanı A_{ch} , film kesit alanı $A_{L,film}$ ve bu kesitteki sıvı ortalama aksenal hızı, $U_{L,film}$, sembolleri ile gösterilmiştir. (5.1) nolu denklemden aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$Z \equiv \frac{U_B - J}{J} = \frac{U_{B,film} - U_{L,film} A_{L,film}}{J A_{ch}} \quad (5.2)$$

$U_{L,film} = U_{L,film}(y)$ ve $A_{L,film} = A_{L,film}(y)$ büyüklükleri, kütle dengesinin yapıldığı, aksenal pozisyona, y , bağlı iken, yukarıdaki denklem, kabarcığın bulunduğu herhangi bir aksenal pozisyon için geçerlidir. Yinede, $A_{L,film}$ in en küçük, kabarcığın en büyük olduğu yerdeki kesit alanının alınmasında yarar var. Bu çalışmadaki simülasyonlarda, kabarcık aksenal simetrik ve en büyük çapı D_B dir. Elimizdeki kanal için $A_{ch} = D_h^2$ ve $A_{L,film} = \pi D_B^2 / 4$. Böylece denklem (5.1), sıvı filmdeki ortalama hız formülü aşağıdaki denkleme dönüşür.

$$U_{L,film} - U_{L,film} = (U_B - J) \left(1 - \frac{\pi D_B^2}{4 D_h^2} \right)^{-1} \quad (5.3)$$

Goldsmith and Mason [29] yaptıkları çalışma, akışkan olmayan bir kabarcığı saran film tabakasının sabit kalınlıktaki bölgesinde sıvı durağan halde iken, dairesel kılcal bir kanal içindeki uzun bir kabarcığın, $U_{L,film} / U_B$ nın şiddetle viskozite oranına μ_G / μ_L bağlı olduklarını göstermişlerdir. Bu çalışmadaki viskozite oranı $\mu_G / \mu_L = 2 \times 10^{-4}$, şeklindedir. Durum-A1 için denklem (5.3) düzenlenirse, nihai kabarcık çapları ile $D_B / D_h = 8.09$, $U_{L,film} / U_B = 0.75$ elde edilir. Durum-B1 de

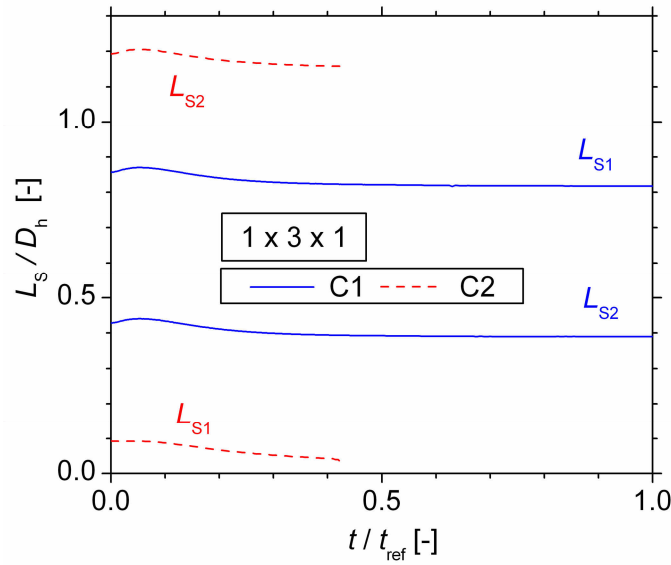
ise $D_B / D_h = 8.43$ ile $U_{L, film}^{max} / U_B = 0.045$ sonucu ortaya çıkmaktadır. $U_{L, film}^{max} \ll U_B$ şeklinde olduğu için denklem (5.2) deki $U_{L, film}$ ihmal edilebilir.

$$Z \approx \frac{U_B}{J} \left(1 - \frac{\pi D_B^2}{4 D_h^2} \right) \quad (5.4)$$

D_B , Ca sayısının bir fonksiyonu olduğundan ve Ca sayısı, U_B ile orantılı olduğundan, yukarıdaki denklem lineer değildir. Aynı değerdeki Ca değerleri için kabarcık çapı, kabarcık hacmine bağlı olacaktır, böylece $D_B / D_h \neq C a D_h$ dir. Ho and Leal [15] in yaptığı dairesel bir kanaldaki doğal kaldırma etkisindeki damlacıkların akışı incelemelerinde, belirli bir teğetsel hızdaki, J , damlacık çapının D_B , damlacık hacminin artması ile arttığı ve D_e / D_h oranının 1 i geçmesi ile sabitlendiği belirlenmiştir. Damlacık çapı arttıkça, damlacığın genişleyen bölgeleri, düşük hız bölgelerinde yer almaktadır. Bu nedenle, Ho and Leal [15] artan damlacık hacmi ile damlacık hızının, toplam teğetsel hıza oranı düştüğünü fakat $D_e / D_h > 0.9$ un yukarısına çıktığında damlacık hacminden bağımsız olduğunu bulmuşlardır. Bu bulguları, Goldsmith and Mason [29], çok büyük kabarcıkların hareketi üzerine yaptıkları, kendi çalışmalarında da bulmuşlardır. Şekil.5.1 deki belirtilen simülasyonları için, J değişik değerler almaktadır. Fakat $D_e / D_h < 1$ olduğu durum-a-c arası simülasyonlarda, kabarcık çapının, ana olarak D_{eq} in bir fonksiyonu olduğu ve D_e / D_h arttıkça, arttığı beklenmektedir. Bu nedenle, durum a dan c ye gittikçe D_e / D_h artacak ve denklem (5.4) e göre Z nin düşecektir. Bu durum, şekil (5.1) deki düşüşün nedenidir. Durum-f-h de $D_e / D_h > 1$ den büyük olması nedeniyle D_{eq} arttıkça, D_B çok az artacaktır. Diğer taraftan, D_B , Ca ya dayanmaktadır. Yeterince büyük kabarcıklar için Ca sayısı arttıkça [1] kabarcık çapı azalır. Durum f-h için, her iki etki birbirlerini karşı etkiyerek, denge halini almış olduğu, D_B / D_h nin neredeyse sabit bir değer 0.849 (Wörner ve arkadaşarı [36] çalışmasındaki Tablo.2 ye bakınız) almasından da anlaşılmaktadır. Bu nedenle, denklem (5.4) e göre Z ana olarak, durum-d den -h ye artan U_B / J oranına bağlıdır. Bu durum şekil.5.1 deki yükselme davranışını açıklamaktadır.

5.3. Uzun Nüfuz Alanındaki Küçük Kabarcıkların Akışının Kararlılığı

Bir önceki tartışma neticesinde, durum-A daki kabarcık dizisi akışı kararsızlığın ve durum-B deki kararlılığın nedeninin daha çok değişik kabarcık büyüklüğünden mi yoksa değişik sıvı ara uzunluğundan mı kaynaklandığı sorusu akla gelmektedir. Bu konuyu araştırmak üzere, uzun nüfuz alanının (birimsiz ölçüsü $1 \times 3 \times 1$) kullanıldığı, iki adet ek simülasyon yapılmıştır. Kanalin aksel merkezine, küçük yuvarlak kabarcıklardan ($D_{eq} / D_h = 0.858$), koyulmuştur, kanal uzun tip olduğundan gaz içeriği %22'ye düşmüştür. Her iki sıvı ara uzunluğunun başlangıç boylarının birbirine oranı, durum-C1 için $\lambda = 0.5$ ve durum-C2 için $\lambda = 0.077$ dir. Şekil.5.2 de görülen durum-C1-C2 sıvı ara uzunluklarının zaman ile değişim grafiğine göre; durum-C2 kararsız ve pıhtılaşmaya giderken, durum-C1 de her iki sıvı ara uzunluğunun zaman ile sabit kaldığı görülmektedir. Fakat, simülasyon sonucu elde edilen veriler detaylı olarak incelendiğinde, uzun sıvı ara uzunluğunun yavaşça kısaldığı ve kısa sıvı ara uzunluğunun yavaşça arttığı görülmektedir. Bu nedenle durum-C1 in akışının kararlı olduğu sonucuna varılmıştır. Her iki kabarcığın hızları arasında çok az bir fark vardır (0.04% dolaylarında) , bu nedenle sıvı ara uzunlukları eşitlenmesi çok uzun zaman alacak olsada sonucu değiştirmeyecektir. Durum-C1 in kararlı, durum-C2 nin kararsız olarak çıkması, kararlılığın, kabarcık büyüklüğüne değil, ana olarak sıvı ara uzunluğuna bağlı olduğu sonucunu vermektedir. Böylece, bir dahaki adımda, kabarcık dizisi akışının kararlı ve kararsız olduğu durumlardaki, sıvı ara uzunluklarının yapılarındaki farklılıklar araştırılacaktır.

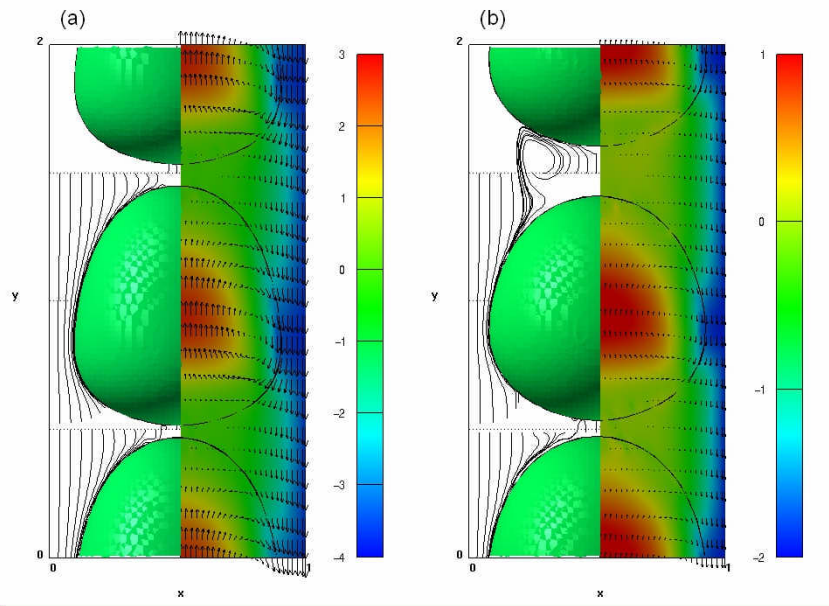


Şekil.5.2. Durum-C1 ve durum-C2 sıvı ara uzunlukları L_{S1} ve L_{S2} nin zaman ile değişim grafiği

5.4. Sıvı Ara Uzunluğu Akışı Yapısı

Sıvı ara uzunluğu yapısını araştırmak için, sayısal nüfuz alanı içerisindeki ortalama aksenal gaz faz hızı U_G , ile hareket eden referans bir çerçeve içindeki hız alanının analizi yapılmıştır. İki kabarcık aynı hacme sahip olmasına rağmen, birbirinde az farklı hızlara sahip olduklarından dolayı, U_G , her iki kabarcığın hızlarının aritmetik ortalamasına eşittir. Şekil.5.3 durum-A4 ve -A0g için, bahsedilen referans çerçevesindeki, simülasyon sonuçlarının göstermektedir. Şekil.5.3.a ve .b nin sağ yarımını, dikey orta-düzlem $z = 0.5$ konumundaki, kabarcık ve sıvı içerisindeki hız alanlarını göstermektedir. Gösterim renk çubuğu ile pekiştirilmiştir. Şeklin sol yarımında, orta-düzlem $z/L_{ref} = 5$ konumundaki sıvı ara uzunluğu içerisinde belirli pozisyonlarda hareket eden sanal parçacıkların yörüngeleri ve kabarcık şekilleri gösterilmektedir. Bu yörüngeler AVS/Express isimli görüntüleme yazılımındaki “akış çizgisi” modülü ile elde edilmiştir. Kabarcıklar değişik hızlarda ilerlediklerinden ve zaman ile her iki sıvı ara uzunluğu ölçüleri değiştiğinden dolayı hız alanı daimi olmadığından, gösterilen yörüngeler gerçek akım çizgileri olmamasına rağmen sıvı ara uzunluğu içerisindeki yapıyı betimlemesi açısından yararlıdır. Şekil.5.3 te, bahsedilen sanal parçacıklar, değişik x değerlerinde

$y / L_{\text{ref}} = 0.5$ ve 1.5 konumlarına enjekte edilmiştir. Durum-A4, şekil.5.3.a da tipik bir baypas akışı, bir başka deyişle kanalın merkez çizgisine çok yakın olan sanal parçacıklar dışındaki tüm parçacıklar aşağı doğru hareket etmekte ve sıvı ara uzunluğu içerisinde sirkülasyon olmadığı tipte akış göstermektedir. Durum-A1-A2 ve -A3 aynı davranışı göstermektedir. Sadece durum-A0g için durum farklıdır. Şekil.5.3.b de görüldüğü üzere, uzun sıvı ara uzunluğunda bir sirkülasyon görülmektedir.

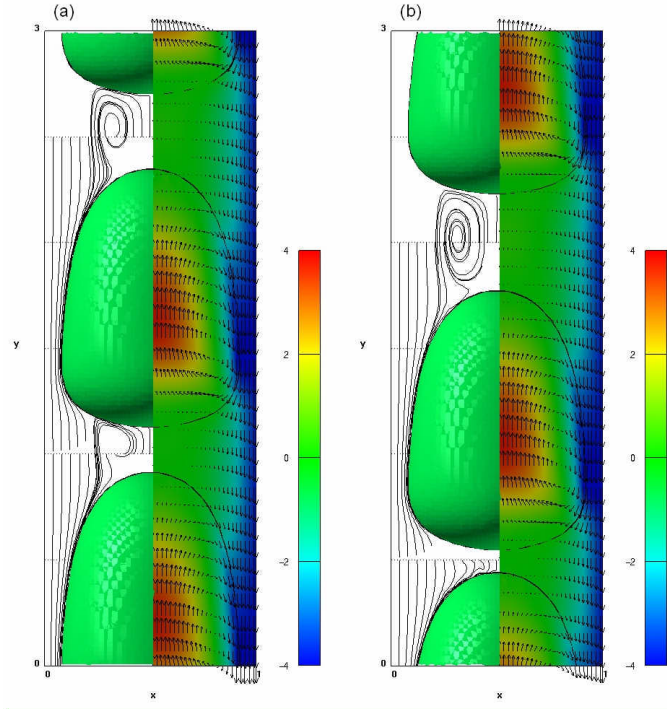


Şekil.5.3. (a) durum-A4 ($t/t_{\text{ref}} = 1.235$) , (b) durum-A0g ($t/t_{\text{ref}} = 2.365$) için $z/L_{\text{ref}} = 5$ düzleminde referans çerçevesinde, parçacık yörüngelerinin gösterimi (sol yarım), hız vektörleri (sağ yarım) ve dikey hız (sağ taraftaki renklendirme) .

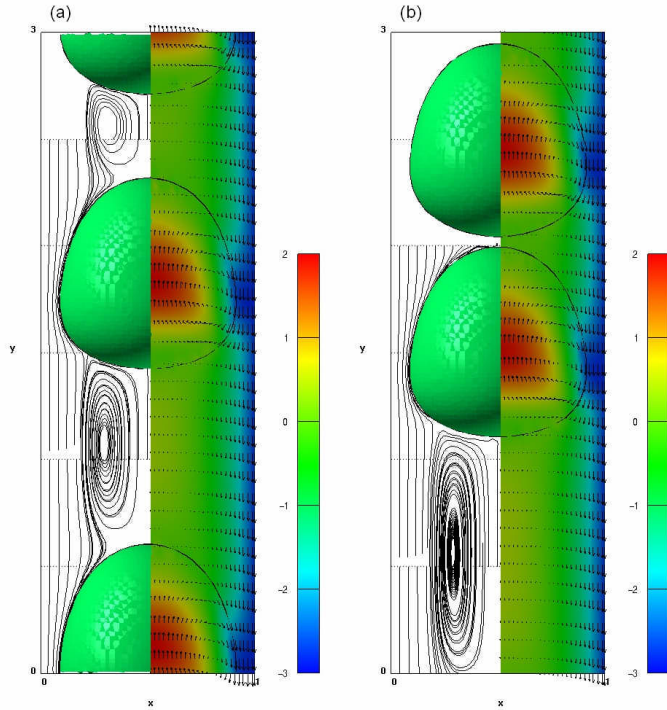
Şekil.5.4 de durum-B3 ve B4 için aynı özelliklerdeki gösterim yapılmıştır. Durum-B3 ün her iki sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon görülmüyorken, durum-B4 te sadece uzun sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon görülmektedir. Durum-B4 te kısa sıvı ara uzunluğundaki (sirkülasyon görülmeyen) tüm sanal parçacık yörüngelerinin aşağıya doğru hareketinin gözlenmesinden bahsetmek ilginç olacaktır. Bu durum, referans çerçevesinde kanalın merkez çizgisine yakın bölgelerde yukarı doğru bir hareket olan, şekil.5.3 te gösterilen durum-A4 ve -A0g deki sirkülasyon olmayan kısa sıvı ara uzunluklarında görülenin tersi bir durumdur. Şekil.5.5 aynı özelliklerde fakat durum-C1 ve -C2 yi göstermektedir. Durum-C1 de her iki sıvı ara uzunluğunda

sirkülasyon gözlemlenirken, durum-C1 de sadece uzun sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon görülmektedir. Durum-C1 nin kısa sıvı ara uzunluklarında kanalın merkez eksen çizgisine yakın çok küçük bir alanda, durum-A4 ve -A0g de olduğu gibi, yukarıya doğru bir hareket görülmektedir. Şekil.5.3, 5.4 ve .5.5 teki hız vektörü ölçüleri aynı olarak alınmış fakat şekiller arasında dikey hızları göstermekte kullanılan renklendirmede farklılıklar vardır.

Taylor [42] (daha detaylı benzeri bir çalışma için Cox [44] a bakınız), arkasında belirli bir kalınlıkta ηR , durgun bir sıvı filmi bırakan, R çapındaki dairesel bir kanalda akan uzun bir kabarcığın önünde giden akış çizgileri için, akışa sabit bir çerçeveden bakıldığında, akış çizgilerinin 3 tip modelde olduğunu görmüşlerdir. Bu modeller, çeperde kalan sıvı çarpanı olan m ye bağlıdır, $m = 1 - \eta \dot{U} (= U_{L,ort} / U_B)$ şeklinde verilmiştir, formüldeki $U_{L,ort}$, kabarcığın önündeki sıvının ortalama hızıdır. $m > 0.5$ koşulu için, kabarcığın burnundan bir durgunluk noktası vardır ve kabarcığın önündeki sıvıda sirkülasyon yoktur. $m < 0.5$ koşulu için, iki adet akış çizgisi modeli mümkündür, (i) kabarcığın burnunda bir durgunluk noktası ve sıvı yüzey eğriliği üzerinde bir durgunluk halkası ve (ii) eksen üzerinde iki adet durgunluk noktası. Bahsedilen her iki durum için, kabarcığın önündeki sıvıda sirkülasyon olmaktadır. Cox [44] deneysel sonuçlar ile, $m > 0.5$ halinde akış çizgileri modellerini ve $m < 0.5$ halindeki durgunluk halkası modelini göstermişlerdir. Fakat $m < 0.5$ koşulundaki eksen üzerinde olan iki durgunluk noktası modeli deneysel olarak kanıtlanmamış, sayısal simülasyonlar [45,46] ile bulunmuştur.



Şekil.5.4. (a) durum-B3 ($t/t_{ref} = 2.575$) , (b) durum-B4 ($t/t_{ref} = 1.67$) için $z/L_{ref} = 5$ düzleminde referans çerçevesinde, parçacık yörüngelerinin gösterimi (sol yarım), hız vektörleri (sağ yarım) ve dikey hız (sağ taraftaki renklendirme) .



Şekil.5.5. (a) durum-C1 ($t/t_{ref} = 0.955$) , (b) durum-C2 ($t/t_{ref} = 0.37$) için $z/L_{ref} = 5$ düzleminde referans çerçevesinde, parçacık yörüngelerinin gösterimi (sol yarım), hız vektörleri (sağ yarım) ve dikey hız (sağ taraftaki renklendirme) .

Her ne kadar, Taylor ve Cox'un yaptığı araştırma, arkasında durgun bir sıvı filmi bırakan, bir kanal boyunca ilerleyen tek bir uzun kabarcık üzerine yapılmış olsa da, durgun olmayan bir sıvı filmine sahip, dairesel olmayan bir kanalda hareket eden kabarcık dizisi akışı analizlerinin yapılmasında ilişki kurulabilir. Akış çizgileri modellerindeki kritik nokta, kabarcık hızı U_B , ile kabarcığın önünde akan tam gelişmiş laminer akışın merkezinde hızın U_{cl} , karşılaştırılmasıdır. $U_B < U_{cl}$ durumunda sıvıda sirkülasyon modeli olabilir ve böylece $(U_B / U_{cl}) < (U_{cl} / U_{ort}) - 1$ olur. Burada laminer akışı için $U_{cl} / U_{ort} = 2$ ve kare kanalda laminer akış için $U_{cl} / U_{ort} \approx 9.62$ (Shah ve London [47]). Kabarcık dizisi akışı için sıvı ara uzunluklarındaki ortalama hız $U_{L,mean} = J$ dir ve böylece $Z < U_{cl} / U_{ort} - 1$. Bu nedenle $Z < 1$ koşulundaki dairesel bir kanalda ve $Z < 1.0962$ koşulundaki kare bir kanalda sirkülasyon olabilir. Yukarıdaki bağıntıları, işin içine Ca sayısına bağlı J / U_B oranı ek olarak girdiği için, $W \equiv U_B / J \rightarrow U_{cl} / U_B = J / U_B$ cinsinden değerlendirmek çok kolay değildir. Bu çalışmadaki simülasyonlarda, Z her zaman 0.8 civarlarından küçüktür ve W her zaman 0.45 küçüktür, bu durumda sıvı ara uzunluğunun yeteri kadar uzun olduğu varsayılırsa, sıvı ara uzunluğundan sirkülasyon olması beklenmektedir.

Thulasidas ve arkadaşları [48], $D_h = 2$ mm çapındaki dairesel ve dikdörtgenel kılcal kanallarda akan eş-yönlü yukarı doğru kabarcık dizisi akışındaki sıvı ara uzunluklarında oluşan sirkülasyon modellerini incelemişlerdir. Ca sayısına bağlı olarak, sıvı ara uzunluklarında sirkülasyon girdapları görülmüştür. Kare kanaldaki akışta $Ca = 0.37$ değerinde sirkülasyon görülürken $Ca = 0.54$ değerinde tam bir baypas akış gözlemlenmiştir. Geçiş $Ca \geq 0.47$ değerinde olduğu bulunmuştur. Thulasidas ve ark. [48], hız profilindeki sıvı ara uzunluğu değerinin rolüne değinmiştir. Çok küçük sıvı ara uzunlukları dışında ardışık kabarcıklar arasındaki sıvıdaki, hız profillerinin Poiseuille akışı olduğu görülmüştür. $L_s / D_h = 1.5$ den uzun sıvı ara uzunlukları için Poiseuille profili tam gelişmiş ve akış çizgileri, sıvı ara uzunluğu merkez bölgesinde düzdür. Kısa sıvı ara uzunlukları için, hız alanı tam gelişmemiş ve akış çizgileri her yerde kıvrımlıdır. Bu çalışmada; durum-A1-A3 için $Ca \approx 0.21$, durum-A0g için $Ca \approx 0.11$, durum-B1-B4 için $Ca \approx 0.23$, durum-C1-C2

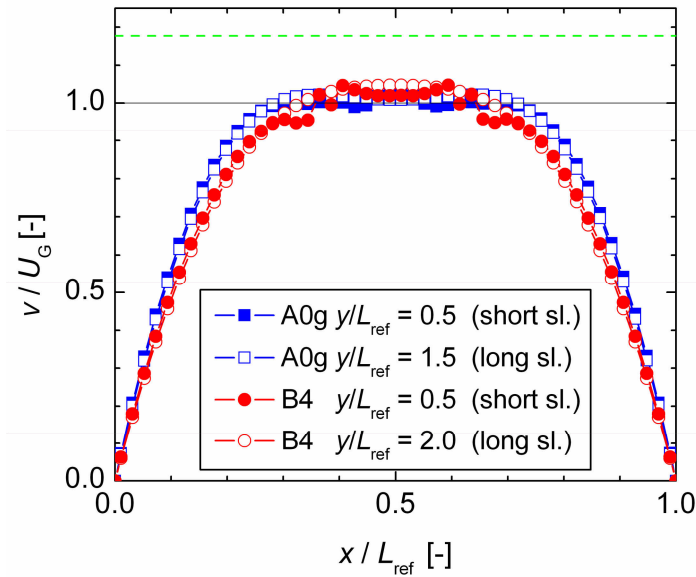
için $Ca \approx 0.16$. Böylece, tüm simülasyonlarda Ca değeri 0.37 den küçüktür ve şekil.5.3 - .5.5 da görülen uzun sıvı ara uzunluğundaki sirkülasyon akış çizgileri modeli, deneysel sonuçlar [48] ile örtüşmektedir. Tsoligkas ve arkadaşları [49] , Thulasidas ve arkadaşları [1,48] nin yapmış oldukları deneyleri kare kanaldaki eş-yönlü aşağıya doğru olan akış için tekrarlamışlardır. Sıvı ara uzunluklarının merkezindeki sıvı hız profillerini araştırmışlar ve $L_s < D_h$ durumundaki kısa sıvı ara uzunluklarının düz bir aksenal hız profili gösterirken, $L_s > D_h$ olduğu uzun sıvı ara uzunluklarının parabolik bir hız profili ortaya koyduklarını ve dolayısı ile uzun olan sıvı ara uzunluklarında sirkülasyon modeli olduğunu bulmuşlardır. Kashid ve arkadaşları [50] nin yaptıkları deneyler, $70 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$ boyutlarında olan bir kılcal kanalda bile, sıvı ara uzunluklarında sirkülasyon olduğunu ortaya koymuştur.

Mevcut çalışmada yürütülen tüm simülasyonlardaki sıvı ara uzunluğu yapıları incelendiğinde, sirkülasyon oluşması için sıvı ara uzunluğunun belirli bir uzunluğa sahip olması gerektiği ortaya çıkmaktadır. L_s / D_h oranının 0.1 den az olduğu tüm simülasyonlarda sıvı ara uzunluğundaki akış baypas akıştır ve sirkülasyon görülmemektedir. Ve de L_s / D_h oranının 0.2 den büyük olduğu simülasyonlarda, sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon görülmüştür. Bu nedenlerle, sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon görülebilecek minimum sıvı ara uzunluğu ölçüsü $0.1 < L_s / D_h < 0.2$ aralığındadır. Bu tahmin Fujioka ve Grotberg [51] in yaptığı sayısal hesaplamalar ile örtüşmektedir. $L_s / D_h = 0.25$ olduğu 2-boyutlu bir kanaldaki sıvı ara uzunluğunda bir sirkülasyon modelinin oluştuğunu göstermişlerdir. Thulasidas ve arkadaşlarının [48] belirttiklerine göre, bu tip kısa sıvı ara uzunlukları, tam gelişmiş bir Poiseuille akışına sahip olmamalıdır. Laminer bir akıştaki, giriş uzunluğu, L_e , nin hesaplanması için kullanılan standart formül, $L_e / D_h = 0.6 Re_{D_h}$ dir. Sıvı ara uzunluğu içerisindeki ortalama hız, J , dikkate alındığında durum-B ye denk gelen Reynolds sayısı 2,3 tür. Böylece $L_e / D_h \approx 1.4$ olmaktadır, bu da $0.1 < L_s / D_h < 0.2$ aralığının tam ortasına denk gelmektedir. Bulunan bulgular, laminer giriş uzunluğunun üzerindeki bir ölçü için, formül sirkülasyonun görüleceği sıvı ara uzunluğu kritik ölçüsünün ne olacağı konusundan bir tahmin verebileceğini göstermiştir. Fakat bu görüş üzerine daha fazla çalışma yapılması gerekmektedir.

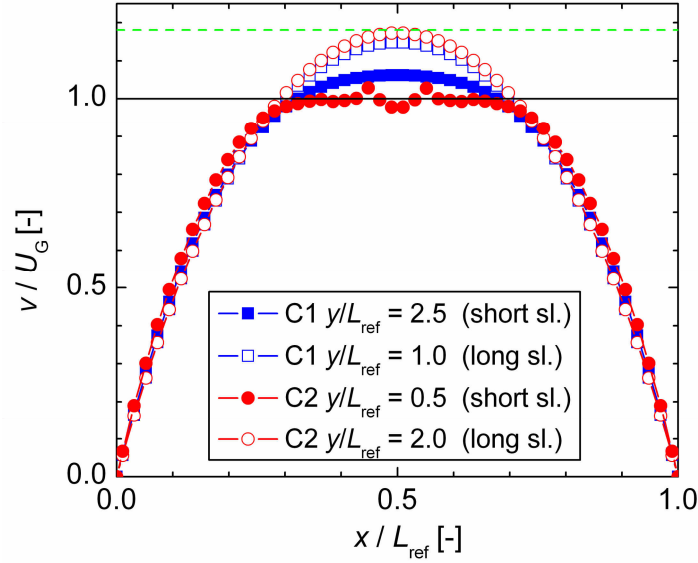
Bu çalışmada yürütülen simülasyonlar göstermektedir ki; sıvı ara uzunluklarında oluşan sirkülasyon modeli, kabarcık dizisi akışının kararlılığına katkıda bulunmaktadır. Her iki sıvı ara uzunluğunda baypas akışın olduğu tüm durumlar (durum-A1-A2-A3-A4) kararsızken, her iki sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon olan tüm durumlar (durum-B1-B2-B3-C1) kararlıdır. Sadece bir sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon olan durumlardaki sonuç ise pek kesin değildir.

Bu koşullardaki durumlardan, durum-A0g ve -C2, kabarcık dizisi akışı kararsız, durum-B4 ise kararlıdır. Bu durumun nedenlerini araştırmak üzere, sıvı ara uzunluğundaki aksenal hız profili analizi yapılmıştır. Şekil.5.6 da durum-A0g ve -B4 daki her iki sıvı ara uzunluğunun ortasındaki aksenal hız profilinin analizi yapılmıştır. Profilin parabolik olmaktan ziyade düz olduğu görülmüştür. Tam gelişmiş bir Poiseuille profili için normalize edilmiş maksimum hız $U_c = 2.0962J$ olarak gösterilmektedir. Durum-B4 için $U_c / 2U_{T=0} = 9.62 / U_G$ oranı 1.177 değerini almaktadır ve şekil.5.6 da çizgili yatay çizgi olarak görünmektedir. Düz profiller, sıvı ara uzunluklarının, Poiseuille profilinin gelişmesi için çok kısa olduklarını göstermektedir. Durum-A0g ve -B4 deki kısa sıvı ara uzunluklardaki akış profilleri, kanalın merkezinde simetrik fakat alışılmadık bir yapı ortaya koymaktadır. Kanalın merkezine yakın küçük bir alanda, sıvı ara uzunluğu içerisinde düşük genişlikte girdap yapılarının olabileceği görülmektedir. Aslında bu girdap yapıları, durum-A0g ve -B4 için farklıdır. İki durum arasındaki önemli bir fark olan hız profilleri şekil.5.6 da sıvı ara uzunluklarında kanal merkezindeki hız büyüklüğü, gösterilmiştir. Durum-A0g de kısa sıvı ara uzunluğu kanal merkez çizgisi üzerindeki hızı, uzun sıvı ara uzunluğundakinden büyüktür, durum-B4 ise tam tersi bir hal sergilemektedir. Bununla beraber, durum-A0g de kısa sıvı ara uzunluğu arkasındaki kabarcığın hızı, uzun sıvı ara uzunluğunun arkasındaki kabarcıktan daha fazladır ve bu durum kabarcıkları birleşmeye doğru götürmektedir. Diğer bir taraftan, durum-B4 te ise, kısa sıvı ara uzunluğunun arkasındaki kabarcık, uzun sıvı ara uzunluğunun peşinden gelen kabarcıktan daha yavaştır ve bu durum kabarcık sıvı ara uzunluklarını eşit uzunluğa götürmekte ve kararlı bir kabarcık dizisi akışı doğmaktadır.

Şekil.5.7 de durum-C1 ve -C2 için benzer akış profilleri görülmektedir. Her iki durum için uzun sıvı ara uzunluğundaki hız profilleri neredeyse parabolik, kısa sıvı ara uzunluğundaki hız profilleri ise daha düzdür. Tam gelişmiş bir Poiseuille profili, normalize maksimum hızı $U_c / U_G = 1.81$ değerini almaktadır. $L_s / D_h \approx 2$ uzunluğundaki durum-C2 uzun sıvı ara uzunluğu maksimum hızı, bu değere yakın bir değerdedir. Bu sonuç, Thulasidas ve arkadaşlarının [48] $L_s / D_h \geq 5$ koşulundaki bir sıvı ara uzunluğundaki Poiseuille profilinin tam gelişmiş olduğu şeklindeki deneysel bulguları ile örtüşmektedir. Şekil.5.7 de her iki durum-C1 ve -C2 için kısa sıvı ara uzunluğundaki kanal merkez çizgisi üzerindeki aksel hızın, uzun sıvı ara uzunluğundakinden daha küçük olduğunu görülmektedir. Fakat durum-C1 kararlı iken durum-C2 kararsızdır. Bu durum, kritik bir sıvı ara uzunluğunun olabileceğini ve bu kritik uzunluk aşıldıktan sonra kabarcık dizisi akışının kararlı olarak gelişeceğini göstermektedir. Durum-C2 de başlangıç kısa sıvı ara uzunluğu sadece $L_s^0 / D_h = 0.92$ dir. Açıkçası, bu uzunluk kritik sıvı ara uzunluğunun altında bir değerken, durum-C1 deki $L_s^0 / D_h = 4.28$ uzunluğu yeteri kadar uzundur.



Şekil.5.6. Her iki sıvı ara uzunluğunun ortasındaki normalize dikey hız, v/U_G profilleri. Zaman adımları durum-A0g ve -B4 için şekil.5.3 (b) ve .5.4(b) ile örtüşmektedir. z-yönündeki pozisyon $z/L_{ref} = 0.49$ (çakışmayacak şekilde düzenlenmiş ağdan dolayı) dur. Çizgili yatay çizgi, tam gelişmiş Poiseuille akış profili için maksimum hızı vermektedir.



Şekil.5.7. Her iki sıvı ara uzunluğunun ortasındaki normalize dikey hız, v/U_G profilleri. Zaman adımları durum-C1 ve -C2 için şekil.5.5(a) ve .5.5(b) ile örtüşmektedir. z-yönündeki pozisyon $z/L_{ref} = 0.49$ (çakışmayacak şekilde düzenlenmiş ağdan dolayı) dur. Çizgili yatay çizgi, tam gelişmiş Poiseuille akış profili için maksimum hızı vermektedir.

Pinto ve arkadaşları [20] (giriş bölümüne bakınız), sıvı ara uzunluğundaki laminar akış için, önden giden kabarcığın gerisinde bıraktığı girdaptan dolayı sıvı ara uzunluğunda oluşan hız profiline, takip eden kabarcığın, önden giden kabarcıktan daha hızlı veya yavaş olmasını belirlediği üzerine tartışmışlardır. Yazarlar, dairesel borudaki akıştaki sıvı ara uzunluğunun sahip olduğu hız profiline üniform veya neredeyse üniform ve $2U_{L,ort}$ den küçük (hız profiline parabolik olması durumunda borudaki maksimum sıvı hızı) olduğu durum için birleşmenin olmadığını belirtmemişlerdir. Diğer bir taraftan, hız profili, hızın $2U_{L,ort}$ den büyük olduğu bir bölgede yer alıyorsa, durum birleşme ile sonuçlanmakta olduğunu belirtmişlerdir. Bu çalışmadaki simülasyonların tümü ilk bahsedilen durumdadır, bir başka deyişle $U_{ci} < 2.0962J$, Pinto ve arkadaşları [20] na göre, birleşme olmamalıdır. Fakat, sonuçlar kabarcıklar arası birleşmenin, birçok farklı koşula bağlı olduğunu, ama daha çok sıvı ara uzunluğu ve içindeki akış yapısına dayanarak olduğunu göstermiştir. Kısa sıvı ara uzunluğundaki yerel akış yapısının, önden giden kabarcığın arkasındaki ve takip eden kabarcığın önündeki arayüzey eğrisine bağlı olduğunu tahmin etmek mümkündür. Bu çalışmada yapılan araştırmalar ve çıkan sonuçlar, kabarcık dizisi

akışı kararlılığının, Campana ve arkadaşları [31] nın yaptığı gibi belirli bir Ca değeri için, kabarcık dizisi akışının kararlılığı sadece Re ye bağlı olduğu şeklinde, kararlılığın sadece basit bir kriter ile çözümlenmesinin, gerçekçi olmadığı yürütülen birçok simülasyon ile görülmüştür. Campana ve arkadaşları [31] nın yaptığı sayısal araştırmalar tutarlı olduğu halde, sonuçların önemini sınırlayabilecek varsayımlar yer almaktadır. Yapılan en önemli varsayım, kabarcığın içindeki akışın ihmal edilmesi ve sıvı filmi kalınlığının üniform olmasıdır. Fujioka ve Grotberg [51] de bu kabulleri yaptığı halde, sonlu bir Re sayısına sahip akıştaki, sıvı ara uzunluğunun kanal genişliğinden daha kısa bir uzunluğa düştüğünde, önden giden ve takip eden kabarcık sıvı yüzey eğrileri ve onların yerel akış etkileri arasında bir etkileşim olduğunu belirtmiştir. Bu çalışmadaki simülasyonlarda, sonlu bir viskozite oranı μ_G / μ_L ve arayüzeyde devam eden yüzeysel gerilimden dolayı, hem kabarcık art izi akışı [34] hem de sıvı filmi içindeki akış [29] ile kabarcığın içindeki akış arasında sıkı bir bağlantı vardır. Sıvı ara uzunluklarında yapılan hız profil analizleri göstermiştir ki; kabarcık dizisi akışı kararlılığı için, önden giden kabarcığın art izi ile takip eden kabarcığın önündeki akış alanı arasındaki karışık etkileşim, henüz tamamen açıklığa kavuşmamış kritik öneme sahip bir durumdur.

BÖLÜM 6. SONUÇLAR

Bu çalışmada, dikey düz kare bir mini-kanalda, sürekli sıvı fazında akan, eşit büyüklükteki gaz kabarcıkları dizisinin kararlılığının değerlendirilmesi için sayısal bir çalışma gerçekleştirilmiştir. Sayısal kurulum, bir aksenel periyodik nüfuz alanı içerisinde kanalın merkez çizgisine yerleştirilmiş iki kabarcık ve dolayısı ile kabarcıkların başlangıç konumlarına bağlı olarak uzunlukları değişen iki adet sıvı ara uzunluğundan oluşmaktadır. Başlangıç sıvı ara uzunlukları eşit olan tüm durumlarda, kabarcık dizisi akışı her zaman kararlıdır. Sıvı ara uzunluklarının başlangıç uzunlukları birbirlerinden farklı ise kabarcıklar arası bir bağıl hız oluşmakta ve kabarcık dizisi akışı kararlı (her iki sıvı ara uzunluğu sonuç olarak eşit boylara gelmekte) veya kararsız (bir sıvı ara uzunluğu yok olmakta ve kabarcıklar arası pıhtılaşma meydana gelmekte) dir. Sonuçlar, kabarcık dizisi akışının kararlılığı sıvı ara uzunluklarındaki akış yapılarına bağlıdır. Yeteri kadar uzun sıvı ara uzunluklarında (kanal genişliğinin beşte birinden daha uzun) bir sirkülasyon meydana gelmekte, kısa sıvı ara uzunluklarında ise baypas akış görülmektedir. Her iki sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon modeli görüldüğünde kabarcık dizisi akışı kararlı, her iki sıvı ara uzunluğunda baypas akış görüldüğünde ise kabarcık dizisi akışı kararsızdır. Bu nedenle, kabarcık dizisi akışında, sıvı ara uzunluğundaki sirkülasyon, kabarcıkların birleşmesini veya pıhtılaşmasını engellemektedir. Eğer bir sıvı ara uzunluğunda sirkülasyon, diğerinde baypas akış olursa, sıvı ara uzunluklarındaki kanal merkez çizgisine yakın yerel akış alanına bağlı olarak, kabarcık dizisi akışı kararlı veya kararsız olmaktadır. Neticede, elde edilen sonuçlar kesinlikle göstermiştir ki; kabarcık dizisi akışının kararlılığını sadece Ca ve Re sayılarınının kritik değerlerine bağlı olduğu gibi basit bir kriter ile kararlılığı belirlemek, genel anlamda geçersizdir. Bunun yerine sıvı ara uzunlukları da önemlidir ve kararlılıkta göz önünde bulundurulmalıdır.

Bu çalışmadan, ileride yapılabilecek birçok araştırma çıkmıştır. Kabarcık dizisi akışının kararlılığını anlayabilmek için önemli bir araştırma; kaldırma kuvveti ihmal edilerek sadece basınç gradyeni etkisi ile ilerleyen, sıvı ara uzunluğundaki belirli bir ölçüdeki kabarcığın birimsiz bağıl hızının, $(U_B \cdot J) / J$, kararlılığa etkisi, olacaktır. İleride yapılabilecek bir sayısal çalışma ise değişik uzunluklardaki birim hücreler için bu etkileşim araştırılmalıdır. İlginç birkaç konu başlığı ise; (i) yerçekimi/kaldırma kuvvetinin etkisi (bir başka deyişle, eş-yönlü aşağıya doğru akış), (ii) belirli bir Ca sayısı için, baypas akıştan sirkülasyon akışına geçişin olduğu sıvı ara uzunluğu kritik ölçüsü, (iii) sadece baypas akışının olabileceği, Ca sayısının yüksek değerlerindeki uzun kabarcık dizisi akışının kararlılığı, (iv) kısa kabarcıklar arası etkileşimin yok olacağı, kritik uzaklık ölçüsü. Son olarak, çalışmanın ana amacı olan kabarcık dizisi akışının kararlılığına etkiyen kriterlerin belirlenmesi neticesinde çıkan sonuçlar, deneysel sonuçlar ile değerlendirilmeli ve doğrulanmalıdır.

KAYNAKLAR

- [1] THULASIDAS, T.C., ABRAHAM, M.A., CERRO, R.L., Bubble-train flow in capillaries of circular and square cross-section, *Chem. Eng. Sci.*, 50, p. 183, 1995.
- [2] WILLIAMS, J.L., Monolith structures, materials, properties and uses, *Catalysis Today*, 69, p. 3, 2001.
- [3] ROY, S., BAUER, T., AL-DAHMAN, M., LEHNER, P., TUREK T., Monoliths as multiphase reactors: a review, *AIChE J.*, 50, p. 2918, 2004.
- [4] KREUTZER, M.T., KAPTEIJN, F., MOULIJN, J.A., HEISZWOLF, J.J., Multiphase monolith reactors: chemical reaction engineering of segmented flow in microchannels, *Chem. Eng. Sci.*, 60, p. 5895, 2005.
- [5] HAVERKAMP, V., HESSEL, V., LÖWE, H., MENGES, G., WARNIER, M.J.F., REBROV, E.V., de CROON, M.H.L.M, SCHOUTEN, J.C., LIAUW, M., Hydrodynamics and mixer-induced bubble formation in micro bubble columns with single and multiple-channels, *Chem. Eng. Technol.*, 29, p. 1015, 2006.
- [6] GÜNTHER, A., JHUNJHUNWALA, M., THALMANN, M., SCHMİDT, M.A., JENSEN, K.F., Micromixing of miscible liquids in segmented gas-liquid flow, *Langmuir*, 21, p. 1547, 2005.
- [7] MURADOGLU, M., GÜNTHER, A., STONE, H.A., A computational study of axial dispersion in segmented gas-liquid flow, *Phys. Fluids*, 19, p. 072109, 2007.
- [8] PRAKASH, M., GERSHENFELD, N., Microfluidic bubble logic, *Science* 315, 5813, p. 832, 2007.
- [9] GÜNTHER, A., JENSEN, K.F., Multiphase microchemical systems: from flow characteristics to chemical and materials synthesis, *Lab Chip*, 6, p. 1487, 2006.
- [10] GARSTEKI, P., FUERSTMAN, M.J., STONE, H.A., WHITESIDES G.M., Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction – scaling and mechanism of break-up, *Lab Chip*. 6, p. 437, 2006.

- [11] KRAUS, T., GÜNTHER, A., MAS, N., SCHMIDT, M.A., JENSEN, K.F., An integrated multiphase flow sensor for microchannels, *Exp. Fluids*, 36, p. 819, 2004.
- [12] SONG, H., TICE, J.D., ISMAGILOV, R.F., A microfluidic system for controlling reaction networks in time, *Angew. Chem. Int. Ed.*, 42, p. 768, 2003.
- [13] ZHENG, B., ISMAGILOV, R.F., A microfluidic approach for screening submicroliter volumes against multiple reagents by using preformed arrays of nanoliter plugs in a three-phase liquid/liquid/gas flow, *Angew. Chem. Int. Ed.*, 44, p. 2520, 2005.
- [14] CHEN, D.L., LI, L., REYES, S., ADAMSON, D.N., ISMAGILOV, R.F., Using three-phase flow of immiscible liquids to prevent coalescence of droplets in microfluidic channels: criteria to identify the third liquid and validation with protein crystallization, *Langmuir*, 23, p. 2255, 2007.
- [15] HO, B.P., LEAL, L.G., The creeping motion of liquid drops through a circular tube of comparable diameter, *J. Fluid Mech.*, 71, p. 361, 1975.
- [16] HYMAN, W.A., SKALAK, R., Viscous flow of a suspension of liquid drops in a cylindrical tube, *Appl. Sci. Res.*, 26, p. 27, 1972.
- [17] MOISSIS, R., GRIFFITH, P., Entrance effects in a two-phase slug flow, *J. Heat Transfer*, 84, p. 29, 1962.
- [18] TALVY, C.A., SHEMER, L., BARNEA, D., On the interaction between two consecutive elongated bubbles in a vertical pipe, *Int. J. Multiph. Flow*, 26, p. 1905, 2000.
- [19] PINTO, A.M.F.R., CAMPOS, J.B.L.M., Coalescence of two gas slugs rising in a vertical column of liquid, *Chem. Eng. Sci.*, 51, p. 45, 1996.
- [20] PINTO, A.M.F.R., M.N., COELHO PINHEIRO, CAMPOS, J.B.L.M., Coalescence of two gas slugs rising in a co-current flowing liquid in vertical tubes, *Chem. Eng. Sci.*, 53, p. 2973, 1998.
- [21] MAYOR, T.S., PINTO, A.M.F.R., CAMPOS, J.B.L.M., Hydrodynamics of gas-liquid slug flow along vertical pipes in the laminar regime – experimental and simulation study, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 46, p. 3794, 2007.
- [22] FAGUNDES NETTO, J.R., FABRE, J., PERESSON, L., Bubble-Bubble Interaction in Horizontal Two-Phase Slug Flow, *J. Braz. Soc. Mech. Sci.*, 23, p. 463, 2001.

- [23] GRENIER, P., Evolution des longueurs de bouchons en écoulement intermittent horizontal, Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1997.
- [24] SALMAN, W., GAVRIILIDIS, A., ANGELI, P., On the formation of Taylor bubbles in small tubes, *Chem. Eng. Sci.*, 61, p. 6653, 2006.
- [25] ALMATROUSHI, E., BORHAN, A., Interaction and coalescence of drops and bubbles rising through a tube, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 45, p. 398, 2006.
- [26] OLBRICHT, W.L., KUNG, D.M., The interaction and coalescence of liquid drops in flow through a capillary tube, *J. Coll. Interf. Sci.*, 120, p. 229, 1987.
- [27] AUL, R. W., OLBRICHT, W.L., Coalescence of freely suspended liquid drops in flow through a small pore, *J. Coll. Interf. Sci.*, 145, p. 478, 1991.
- [28] DANOV, K.D., VALKOVSKA, D.S., KRALCHEVSKY, P.A., Hydrodynamic instability and coalescence in trains of emulsion drops or gas bubbles moving through a narrow capillary, *J. Colloid Interf. Sci.*, 267, p. 243, 2003.
- [29] GOLDSMITH, H.L., MASON, S.G., The flow of suspensions through tubes. II. Single large bubbles, *J. Colloid. Sci.*, 18, p. 237, 1963.
- [30] MARTINEZ, M.J., UDELL, K.S., Boundary integral analysis of the creeping flow of long bubbles in capillaries, *J. Appl. Mech.*, 56, p. 211, 1989.
- [31] CAMPANA, D.M., UBAL, S., GIAVEDONI, M.D., SAITA, F.A., Stability of the steady motion of a liquid plug in a capillary tube, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 46, p. 1803, 2007.
- [32] WÖRNER, M., A compact introduction to the numerical modelling of multiphase flows, Research Center Karlsruhe, Scientific report FZKA, 6932, 2003.
- [33] SABISCH, W., Dreidimensional numerische Simulation der Dynamik von aufsteigenden Einzelblasen und Blasenschwärmen mit einer Volume-of-Fluid-Methode, Ph.D. thesis, University Karlsruhe, 2000.
- [34] GHIDERSA, B., WÖRNER, M., CACUCI, D.G., Exploring the flow of immiscible fluids in a square mini-channel by direct numerical simulation, *Chem. Eng. J.*, 101, p. 285, 2004.
- [35] WÖRNER, M., GHIDERSA, B., ILIĆ, M., CACUCI, D.G., Volume-of-fluid method based numerical simulations of gas-liquid two-phase flow in confined geometries, *La Houille Blanche*, 6-2005, p. 91, 2005.

- [36] WÖRNER, M., GHIDERSA, B., ONEA, A., A model for the residence time distribution of bubble-train flow in a square mini-channel based on direct numerical simulation results, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28, p. 83, 2007.
- [37] ÖZKAN, F., WÖRNER, M., Wenka, A., Soyhan, H.S., Critical evaluation of CFD codes for interfacial simulation of bubble-train flow in a narrow channel, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 55, p. 537, 2007.
- [38] JOHNSON, R.A., BORHAN, A., Pressure-driven motion of surfactant-laden drops through cylindrical capillaries: effects of surfactant solubility, *J. Colloid Interf. Sci.*, 261, p. 529, 2003.
- [39] BRETHERTON, F.P., The motion of long bubbles in tubes, *J. Fluid Mech.*, 10, p. 166, 1961.
- [40] ABIEV, R.S., Simulation of the slug flow of a gas-liquid system in capillaries, *Theor. Found. Chem. Eng.*, 42, p. 105, 2008.
- [41] FARBROTHER, F., STUBBS, A.E., Studies in electro-endosmosis. Part IV. The bubble-tube method of measurement, *J. Chem. Soc.* 1, p. 527, 1935.
- [42] TAYLOR, G.I., Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube, *J. Fluid Mech.* 10, p. 161, 1961.
- [43] CHEN, W.L., TWU, M.C., PAN, C., Gas-liquid two-phase flow in micro-channels, *Int. J. Multiph. Flow*, 28, p. 1235, 2002.
- [44] COX, B.G., An experimental investigation of the streamlines in viscous fluid expelled from a tube, *J. Fluid Mech.*, 20, p. 193, 1964.
- [45] GIAVEDONI, M.D., SAITA, F.A., The axisymmetric and plane cases of a gas phase steadily displacing a Newtonian liquid: a simultaneous solution of the governing equations, *Phys. Fluids*, 9, p. 2420, 1997.
- [46] HSU, C.H., CHEN, P.C., KUNG, K.Y., LAI, C., Impacts of ratio of asymptotic bubble width to diameter of a circular tube and Reynolds number in a gas bubble driven flow, *Chem. Eng. Sci.*, 60, p. 5341, 2005.
- [47] SHAH, R.K., LONDON, A.L., *Laminar flow forced convection in ducts*, Academic Press, New York, p. 198, 1978.
- [48] THULASIDAS, T.C., ABRAHAM, M.A., CERRO, R.L., Flow patterns in liquid slugs during bubble-train flow inside capillaries, *Chem. Eng. Sci.*, 52, p. 2947, 1997.

- [49] TSOLIGKAS, A.N., SIMMONS, M.J.H., WOOD, J., Influence of orientation upon the hydrodynamics of gas-liquid flow for square channels in monolith supports, *Chem. Eng. Sci.*, 62, p. 4365, 2007.
- [50] KASHID, M.N., GERLACH, I., GOETZ, S., FRANZKE, J., ACKER, J.F., PLATTE, F., AGAR, D.W., TUREK, S., Internal circulation within the liquid slugs of a liquid-liquid slug-flow capillary microreactor, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 44, p. 5003, 2005.
- [51] FUJIOKA, H., GROTBORG, J.B., Steady propagation of a liquid plug in a two-dimensional channel, *J. Biomech. Eng.*, 126, p. 567, 2004.
- [52] ASHGRIZ, N., POO, J.Y., FLAIR: flux line-segment model for advection and interface reconstruction, *J. Comput. Phys.*, 93, p. 449, 1991.
- [53] HÄFNER, H., SCHÖNAUER, W., WEISS, R., The program package LINSOL: basic concepts and realization, *Appl. Numer. Math.*, 30, p. 213, 1999.
- [54] KEÇECİ, S., Kare mini kanaldaki akış yönünün kütle transferine etkisi, Yüksek Lisans Tezi, SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, p. 4, 2009.
- [55] ÖZKAN, F., Mini kanallarda iki fazlı akışın nümerik metotlarla modellenmesi ve değerlendirilmesi, Yüksek Lisans Tezi, SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, p. 31 , 2006.

ÖZGEÇMİŞ

Murat Can ÖZTAŞKIN, 02.04.1984 de İstanbul' da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da gördü. Lise eğitimini 1999-2002 yılları arasında Kabataş Erkek Lisesi de tamamladı. 2002 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümünü 2006 yılında tamamladı. Yüksek Lisans öğrenimini Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilimdalı Enerji Bilimdalında görmek üzere 2006 yılında bölüme başladığı ilk sene Erasmus programı çerçevesinde Almanya Karlsruhe Üniversitesine kayıt oldu, 2 dönem boyunca üniversiteden çeşitli dersler gördü ve Karlsruhe Araştırma Merkezi Reaktör Güvenliği Enstitüsünde tez çalışmasını yapmak üzere çalıştı. Lisans öğrenimini gördüğü sırada başladığı Kromel A.Ş de Satış Sonrası Hizmetler Yöneticisi olarak 2004-2006 yılları arası çalıştı. 2008 yılından bu yana ASEP Türkiye A.Ş de Kalite ve Test Müdürü olarak görev yapmaktadır.