

**SU DOLU KAPALI BİR ORTAMDA ISI AKTARIMININ TİTREŞİMLİ
AKIŞ İLE KONTROLÜ**

CİHAT DURU

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ**

**TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

ŞUBAT 2015

Fen Bilimleri Enstitü onayı

Prof. Dr. Osman EROĞUL

Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

Anabilim Dalı Başkanı

CİHAT DURU tarafından hazırlanan “Su Dolu Bir Kapalı Ortamda Isı Aktarımının Titreşimli Akış İle Kontrolü” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

Tez Danışmanı

Tez Jüri Üyeleri

Başkan: Prof. Dr. Haşmet TÜRKOĞLU

Üye: Doç. Dr. Mehmet Metin YAVUZ

Üye: Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Cihat DURU

Üniversitesi : TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Enstitüsü : Fen Bilimleri
Anabilim Dalı : Makine Mühendisliği
Tez Danışmanı : Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Tez Türü ve Tarihi : Yüksek Lisans – Şubat 2015

Cihat DURU

SU DOLU KAPALI BİR ORTAMDA ISI AKTARIMININ TİTREŞİMLİ AKIŞ İLE KONTROLÜ

ÖZET

Bu çalışmada sıvı su dolu basık kapalı bir ortam göz önüne alınmıştır. Titreşimli akış kapalı ortamın sol duvarının harmonik titreşimiyle oluşturulmuştur. Sağ ve sol duvarın sıcaklık farkından kaynaklanan ısı aktarımının sayısal simülasyonu yapılmıştır. Literatürde, sıvı su titreşimli akış üzerine yapılan çalışmalar nadir bulunmaktadır. Bilgimiz dahilinde, mevcut çalışma suyun titreşim hareketiyle ısı aktarımının etkileşimi üzerine ilk çalışmadır. Burada önemli olan çalışmanın, sıfırdan farklı ortalama hızda titreşimli akış üzerine yoğunlaşmasıdır. Kapalı ortam içerisinde taşınım olgusunun doğru bir şekilde çözümlenebilmesi için su sıkıştırılabilir bir akışkan olarak modellenmiştir. Isı aktarımının sayısal simülasyonu için Navier-Stokes denklemlerinin iki boyutlu tam sıkıştırılabilir hali ve su için uygun bir hal denklemini kullanılmıştır. Temel denklemler kontrol hacim tabanlı açık bir sonlu farklar metodu olan FCT algoritması ile çözümlenmiştir. Akış anlık hız değerleri akustik bağıntılar ile doğrulanmıştır. Elde edilen sonuçlar teori ile uyum içerisindedir. Elde edilen verilen ışığında, kapalı ortamda ısı aktarımının titreşimli akış ile önemli ölçüde değişebildiği tespit edilmiştir. Isı aktarımı sol duvar en yüksek yer değiştirmesiyle birlikte artış göstermiştir. Kapalı ortam için optimum bir yükseklik değeri bulunmuştur. Sonuçlar titreşim kontrollü ısı aktarım tüplerinin tasarımında yol gösterebilir.

Anahtar Kelimeler: Titreşimli akış, zorlanmış taşınım, ısı aktarımı, sıkıştırılabilir akış, FCT.

University : TOBB Economics and Technology University
Institute : Institute of Natural and Applied Sciences
Science Programme : Mechanical Engineering
Supervisor : Associate Professor Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Degree Awarded and Date : M.Sc. – February 2015

Cihat DURU

**CONTROL OF HEAT TRANSFER BY OSCILLATORY FLOW IN A
WATER FILLED ENCLOSURE**

ABSTRACT

In this study, a shallow enclosure filled with water is considered. An oscillatory flow field is created by the harmonic vibration of an enclosure side wall. The heat transfer due to the temperature gradient between the left and the right walls of the enclosure is numerically simulated. In literature, oscillatory driven flow of liquid water is rarely studied. To our best knowledge the present work is the first study which directly simulates the acoustically driven motion of water and associated thermal transport. Here it is important to note that the present investigation focuses on non-zero mean oscillatory flows in liquid water. The fully compressible form of two dimensional Navier-Stokes equations and an equation of state for liquid water are employed in order to evaluate the flow and thermal fields in the enclosure. In order to compute the transport phenomenon in the enclosure accurately, liquid water is modeled as a compressible fluid with a suitable equation of state. The governing equations are discretized by using a control volume based, explicit time marching, flux corrected transport algorithm (FCT). The code validation is performed by comparing particle (flow) velocities with theoretically estimated (based on acoustic relations) values. Both ‘oscillatory’ and pseudo-steady ‘cycle averaged’ velocity values are computed. According to the results of this study, it can be concluded that the heat transfer in the enclosure is considerably enhanced by oscillatory flow. Heat transfer is augmented with increasing maximum displacement of the left wall. Besides an optimum enclosure height is found to achieve higher heat transfer rate. The results of this study can be a guide for the design of oscillation controlled heat transport tubes.

Keywords: Oscillatory flow, forced convection, compressible flow, FCT.

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren hocam Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ'a, kıymetli tecrübelerinden faydalandığım TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine ve destekleriyle her zaman yanımda olan aileme ve arkadaşlarıma çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
KISALTMALAR.....	xiii
SEMBOL LİSTESİ.....	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. TİTREŞİMLİ AKIŞ İLE ISI AKTARIMININ ETKİLEŞİMİ KONUSUNDA LİTERATÜRDE YER ALAN ÇALIŞMALAR.....	5
2.1. Teorik Çalışmalar.....	5
2.2. Deneysel Çalışmalar.....	7
2.3. Araştırma Gereksinimleri.....	10
2.4. Amaçlar.....	11
3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM.....	12
3.1. Genel Bakış.....	12
3.2. Temel Denklemler.....	12
3.3. Hal Denklemi.....	14
3.4. Sınır Koşulları.....	16
3.5. Sayısal Yöntem.....	17
3.5.1. Akı Düzeltmeli Taşınım Algoritması.....	17
3.5.2. Hesaplama Prosedürü.....	20

3.5.3. Sınır Koşulları.....	24
4. BASIK BİR KAPALI ORTAMDA DUVAR TİTREŞİMİNİN ISI AKTARIMINA ETKİSİNİN SAYISAL SİMÜLASYONU.....	25
4.1.Giriş.....	25
4.2. Problem Tanımı.....	25
4.3. Çözümün Sayısal Ağ Yapısından Bağımsızlığının Araştırılması.....	27
4.3. Sonuçlar ve Tartışma.....	29
4.3.1. Sol Duvar En Büyük Yer Değiştirmesinin Isı Aktarımına Etkisi.....	39
4.3.2. Kap Yüksekliğinin Isı Aktarımına Etkisi.....	65
4.3.3. Kap Basıncının Isı Aktarımına Etkisi.....	70
5. BULGULAR.....	83
KAYNAKLAR.....	85
ÖZGEÇMİŞ.....	89

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Çözümün sayısal ağ yapısından bağımsızlığının araştırılması.....	28
Çizelge 4.2. Kapalı alan sınır koşulları.....	29
Çizelge 4.3. Test durumu.....	30
Çizelge 4.4. En büyük hız değerleri.....	32
Çizelge 4.5. Sol duvar en büyük yer değiştirmesinin ısı aktarımına etkileri için incelenen durumlar.....	39
Çizelge 4.6. İncelenen durumlar için kapalı ortam orta ekseninde en yüksek kütle taşınım hızları.....	57
Çizelge 4.7. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d).....	58
Çizelge 4.8. İncelenen durumlar için hız değerleri.....	60
Çizelge 4.9. Kapalı ortamın farklı yükseklik değerlerinin ısı aktarımına etkileri için incelenen durumlar.....	65
Çizelge 4.10. İncelenen durumlar için hız değerleri.....	68
Çizelge 4.11. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e).....	69
Çizelge 4.12. Kap basıncının ısı aktarımına etkisi için incelenen durumlar.....	70
Çizelge 4.13. İncelenen durumlar için hız değerleri.....	72
Çizelge 4.14. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d).....	73

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Titreşimli akış oluşumu.....	2
Şekil 1.2. Sabit uca çarpan ve yansıyan dalga.....	2
Şekil 1.3. Duran dalga görünümü.....	3
Şekil 2.1. Problem geometrisi.....	11
Şekil 3.1. Mevcut çalışmada kullanılan parametreler için p- ρ -T yüzey grafiği.....	15
Şekil 3.2. Problem geometrisi.....	16
Şekil 3.3. Akış şeması.....	23
Şekil 4.1. Problem geometrisi.....	26
Şekil 4.2. Kapalı ortamın merkezinde (x=50 mm, y=25 mm) anlık hızların farklı çözüm ağ yapılarında zamana göre değişimi.....	27
Şekil 4.3. Çözüm ağı.....	28
Şekil 4.4. Kapalı ortamın sol duvarının merkezinde basıncın zamana göre değişimi.....	30
Şekil 4.5. Kapalı ortamın merkezinde hızın zamana göre değişimi.....	31
Şekil 4.6. Yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında basınç değişimi.....	33
Şekil 4.7. 1560. periyotta $\omega t = \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında basınç kontürleri.....	34
Şekil 4.8. Yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında x-doğrultusunda hız değişimi.....	35
Şekil 4.8.a Yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında x-doğrultusunda hız değişimi (sol duvar yakınında).....	36
Şekil 4.9. 1560. periyotta $\omega t = \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ zamanlarında x-doğrultusunda hız vektörleri.....	37
Şekil 4.10. Sağ duvardan ısı aktarımı a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında sağ duvar basıncıyla.....	38
Şekil 4.11. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi (Durum 2-a) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	40
Şekil 4.12. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-a) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	41
Şekil 4.13. 1560. periyotta ortalama hız vektörleri (Durum 2-a).....	42
Şekil 4.14. Kapalı ortamın sol yarısında (x=31 mm) ve sağ yarısında (x=69 mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları (Durum 2-a).....	43
Şekil 4.15. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-a).....	43
Şekil 4.16. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi (Durum 2-b) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	44

Şekil 4.17. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-b) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	45
Şekil 4.18. 1560. periyotta ortalama hız vektörleri (Durum 2-b).....	46
Şekil 4.19. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=22$ mm) ve sağ yarısında ($x=78$ mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşıma hızları (Durum 2-b).....	47
Şekil 4.20. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-b).....	47
Şekil 4.21. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi (Durum 2-c) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	48
Şekil 4.22. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-c).....	49
Şekil 4.23. 1560. periyotta ortalama hız vektörleri (Durum 2-c).....	50
Şekil 4.24. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=19$ mm) ve sağ yarısında ($x=81$ mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşıma hızları (Durum 2-c).....	51
Şekil 4.25. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-c).....	51
Şekil 4.26. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi (Durum 2-d) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	53
Şekil 4.27. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-d) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	54
Şekil 4.28. 1560. periyotta ortalama hız vektörleri (Durum 2-d).....	55
Şekil 4.29. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=19$ mm) ve sağ yarısında ($x=81$ mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşıma hızları (Durum 2-d).....	55
Şekil 4.30. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi / 2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-d).....	56
Şekil 4.31. Kapalı ortamın merkezinde x-yönündeki hız bileşeninin farklı sol duvar en büyük yer değiştirmelerinde zamana göre değişimi a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	59
Şekil 4.32. İncelenen durumlar için hız genlikleri ve kütle taşıma hızlarının eğilimi.....	60
Şekil 4.33. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	62
Şekil 4.34. Sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımının zamana göre değişimi (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d, iletim).....	63
Şekil 4.35. Sağ duvarda Nusselt sayısının zamana göre değişimi (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d, iletim).....	64
Şekil 4.36. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	66
Şekil 4.37. Sağ duvarda Nusselt sayısının zamana göre değişimi (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e).....	67
Şekil 4.38. İncelenen durumlar için hız genlikleri ve kütle taşıma hızlarının eğilimi.....	68
Şekil 4.39. Sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımının zamana göre değişimi (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e, iletim).....	69

Şekil 4.40. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d).....	71
Şekil 4.41. İncelenen durumlar için hız genlikleri ve kütle taşınım hızlarının eğilimi.....	73
Şekil 4.42. Sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımının zamana göre değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d, iletim).....	74
Şekil 4.43. Sağ duvarda Nusselt sayısının zamana göre değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında.....	75
Şekil 4.44. Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi.....	76
Şekil 4.45. Farklı sol duvar en yüksek yer değiştirmesi değerlerinde Womersley sayısı ile Nusselt sayısının değişimi.....	77
Şekil 4.46. Farklı Womersley sayılarında sol duvar en yüksek yer değiştirmesiyle Nusselt sayısının değişimi.....	78
Şekil 4.47. P_{maks}/P_{ort} ile ısı aktarım katsayısının değişimi.....	79
Şekil 4.48. Kinetik Reynolds sayısı ile ΔP_{maks} 'ın değişimi.....	80
Şekil 4.49. Farklı sol duvar en yüksek yer değiştirmesi değerlerinde kinetik Reynolds sayısı ile Nusselt sayısının değişimi.....	81
Şekil 4.50. Sağ duvardan ısı aktarımının zamana göre değişimi a) 0.5 s boyunca b)0.5 s yakınlarında.....	82

KISALTMALAR

Kisaltmalar	Açıklama
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy kriteri
EOS	Hal denklemi (Equation of state)
FCT	Akı-Düzeltilmeli Taşınım Algoritması (Flux- Corrected Transport)
HB	Hidrojen bağları (hydrogen bonds)
LCPFCT	Laboratory for Computational Physics, Flux- Corrected Transport
PIV	Parçacık Görüntü Hızölçer (Particle Image Velocimetry)

SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
c	Ses hızı
c_p	Sabit basınçta özgül ısı
c_v	Sabit hacimde özgül ısı
E	Toplam enerji
f	Frekans
h	Isı aktarımı katsayısı
H	Kapalı alanine yüksekliği
k	Isıl iletim katsayısı
L	Kapalı alanine uzunluğu
n	Duvar normali
P	Basınç
q	Isı akısı
R	İdeal gaz sabiti (=8.31439 J/molK)
Re	Reynolds sayısı
Nu	Nusselt sayısı
t	Zaman
T	Sıcaklık
u	Hızın yatay bileşeni
v	Hızın düşey bileşeni
x	Yatay koordinat eksen
y	Düşey koordinat eksen
λ	Duran ses dalgasının dalga boyu
μ	Dinamik viskozite
ν	Kinematik viskozite
ρ	Yoğunluk
τ	Kayma gerilimi
ω	= $2\pi f$, ses dalgasının açısal frekansı (rad/s)

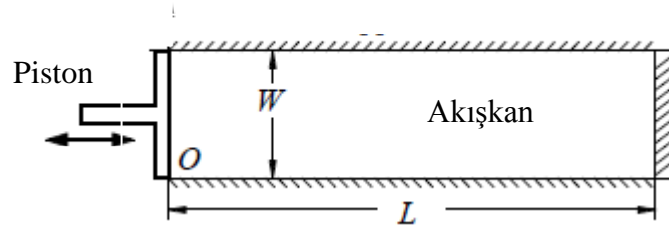
İndisler	Açıklama
i	Konum indisi
n	Zaman indisi
M	Duvarın konumu
0	Başlangıç değeri
L	Sol duvar
R	Sağ duvar
st	Ortalama akış hızı

1.GİRİŞ

Isı aktarımının iyileştirilmesi konusunda yapılan çalışmalar birçok mühendislik uygulamasının tasarımında önemli bir yere sahiptir [1]. Bu iyileştirme metodlarından birisi titreşimli akış ile ısı aktarımının etkileşimidir.

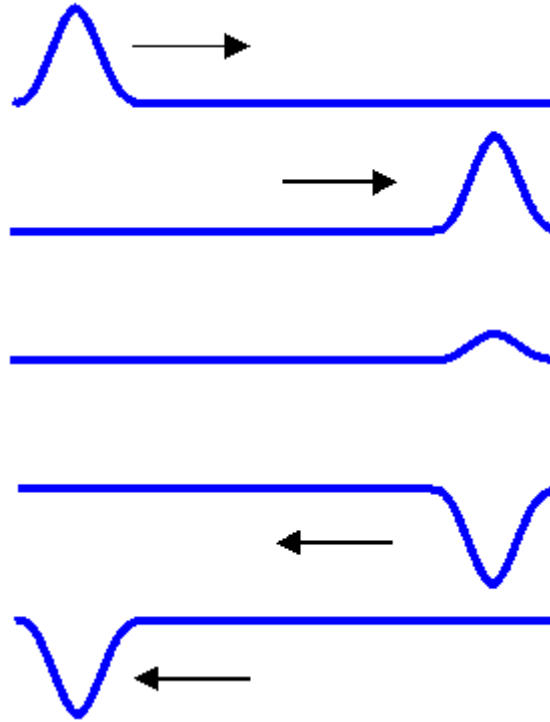
Titreşimli akış ısı ve mekanik olmak üzere iki farklı yöntem ile oluşturulabilir. Üzerinde çalışılan sistemin sınır sıcaklıklarında oluşturulan ani değişimler ile ısı olarak titreşimli akış meydana getirilebilmektedir. Akışkanın ani bir şekilde ısıtmaya veya soğutmaya maruz bırakılması akışkanın genleşmesine ve bir basınç dalgası oluşturmasına sebep olur. Bu basınç dalgasına termoakustik dalga denir ve yaklaşık ses hızında hareket eder [2].

Diğer bir yöntem ise akışkanın bulunduğu sistemin bir duvarının titreştirilmesidir. Bu sayede ortamda duran bir ses dalgası meydana getirerek periyodik olarak tekrarlanan bir akış yapısına sebep olur [3]. Bu olay durağan bir ortamda zıt yönlerde hareket eden iki dalga arasındaki girişimin bir sonucu olarak ortaya çıkar. Birbirine karşı yayılan eşit genlik ve frekansa sahip iki dalganın toplamı duran dalgayı oluşturur. Bu durum ortamda titreşimli akışın olmadığı yalın moleküler yayılıma göre akışkanın taşınım işlemine oldukça katkı sağlar [1]. Bu sayede titreşimle gelen duran dalga oluşumu bir akışkanın ısı aktarımında önemli ölçüde etkisini gösterir. Mekanik olarak oluşturulan titreşimli akış şematik olarak Şekil 1.1’de verilmektedir. Şekilde W eninde ve L boyunda olan sol duvarı belirli bir genlik ve açısal frekans değerinde harmonik olarak bir piston ile hareket eden herhangi bir akışkanla dolu kapalı bir ortam verilmektedir.



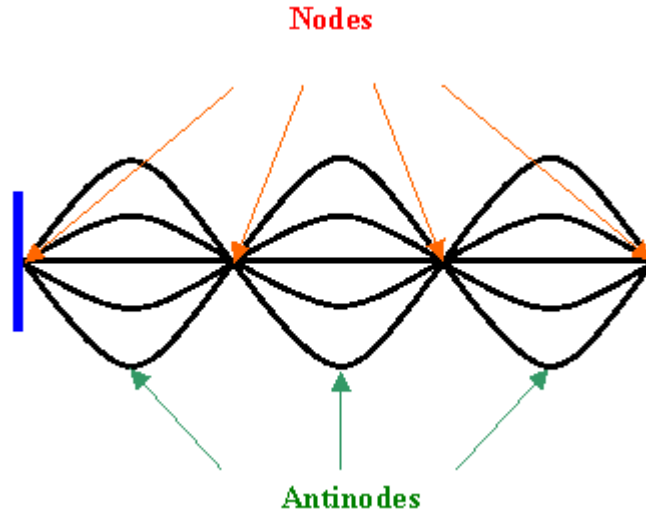
Şekil 1.1. Titreşimli akış oluşumu

Piston hareketiyle akışkan içerisinde oluşturulan dalga kapalı alanın sabit olan sağ duvarına çarpar ve 180° faz farkı ile yansıyor döner. Artık bu dalga giden dalga değildir. Bu durum Şekil 1.2’de verilmektedir.



Şekil 1.2. Sabit uca çarpan ve yansıyan dalga [4].

Bu periyodik dalgalar, giden ve yansıyan dalgalar, karşıt yönlerde hareket ederek birbiriyle karışırlar. Bir süre sonra iki uçtan da yansıyan dalgalar üst üste binerek Şekil 1.3'te görülen duran dalga formunu alır. Bu dalganın bazı noktaları en büyük genlikte salınırken bazı noktaları hiçbir salınım göstermez. Bu dalgaya duran dalga denir [4].



Şekil 1.3. Duran dalga görünümü

Şekil 1.3 üzerinde görülen duran dalgada bazı noktalar hiç salınım göstermez. Bu noktalara “node” denir. Node, dalgaların tepe noktası ile dip noktasının karşılaşmasıyla oluşur. Bu noktalarda yer değiştirme yoktur. Bazı noktalar ise en büyük genlikte salınım gösterir. Bu noktalara “antinode” denir. Antinode, iki tepe noktasının ya da iki dip noktasının karşılaşmasıyla oluşur. Bu noktalar akışkanın basıncı, hızı gibi özelliklerinin de en büyük ve en küçük olduğu noktalardır. İki ucu sabit bir ortamda uçlarda dalga salınım göstermez. Bu noktalarda node oluşur. Diğer node'lar ise bu noktadan yarım dalga boyunun katları uzaklığında oluşur. Node ile antinode arasında çeyrek dalga boyu kadar mesafe vardır. Ne kadar node oluştuğu bilinen bir dalganın içinde meydana geldiği kapalı alanın uzunluğu Eşitlik (1.1) ile bulunabilir.

L: ortam uzunluğu, n: node sayısı, λ : dalga boyu ise

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (1.1)$$

Titreşimli akış ile ısı aktarımının etkileşimi termoakustik motor ve termoakustik soğutucu gibi bazı endüstriyel uygulamalarda görölmektedir [5]. Bir termoakustik motor yüksek sıcaklıkta ısı soğurur ve çıktı olarak düşük sıcaklıkta ısı atarken akustik güç üretir. Bir termoakustik soğutucu ise motorun tam tersi düşük sıcaklıkta ısıyı soğururken akustik güce ihtiyaç duyar ve çıktı olarak yüksek sıcaklıkta ısıyı dışarı atar. Bu uygulamalarda ses dalgası mekanik olarak oluşturulur. Bir termoakustik soğutucu hoparlör, ısı değiştirgeçleri ve paralel plakalardan oluşur.

Mikro-nano ölçekli mühendislik uygulamaları, biyoakışkanlar, içten yanmalı motorlar, ısı değiştirgeçleri, çipler vb. elektronik cihazlarından ısı atımı konularında artan çalışmalar titreşimli akışın önemini ortaya koymaktadır [6]. Bu çalışmada titreşim kontrollü ısı aktarım tüplerinin tasarımında yol göstermek üzere su dolu, basık, kapalı bir dikdörtgen ortam içerisinde sol duvarın titreşimiyle duran dalga oluşturarak ısı aktarımına etkilerinin incelenmesi amaçlanmaktadır.

2. TİTREŞİMLİ AKIŞ İLE ISI AKTARIMININ ETKİLEŞİMİ KONUSUNDA LİTERATÜRDE YER ALAN ÇALIŞMALAR

2.1. Teorik Çalışmalar

Literatürde mekanik titreşimler ile oluşturulan ses dalgaları ile meydana gelen akustik akış üzerine çalışmalara sıkça rastlanmaktadır. Bu konuda ilk teorik çalışmalar Lord Rayleigh tarafından yapıldı [7]. Lord Rayleigh bir Kundt tüpünde oluşturulan duran dalgalar ile girdapların oluştuğunu ortaya koydu. Daha sonra Westervelt akustik akış hızını hesaplayabileceği genel bir vortisite denklemi oluşturdu [8]. Nyborg akustik kaynaklı sürekli akışların analizinde kullanılan teorileri çalışmasında özetledi [9]. İki örnekleyici problem üzerine çalıştı. Birincisi tüp içerisinde giden bir düzlem akış diğeri ise birbirini kesen iki düzlem akış üzerinedir. Akustik akış hızlarının ısı gevşeme veya ısı aktarımı gibi bir sebepten kaynaklanabilecek bir sönüm katsayısına önemli ölçüde dayandığını buldu. Richardson ses alanına maruz bırakılmış yatay bir silindir boyunca ses dalgasının doğal taşınım etkilerini analitik olarak çalıştı [10].

Q_i katı bir sınır yakınında sıkıştırılabilirliğin akustik akışa etkisini teorik olarak çalıştı [11]. Sıkıştırılabilirliğin akustik dalgaların yayılımı için gerekli bir koşul olduğu ancak önceki çalışmaların sıkıştırılmaz akış ile sınırlı tutulduğu üzerinde duruldu. Sıkıştırılabilirliğin göz önünde tutulması sınır tabakası dışında yüksek akış hızlarına sebep olduğu bulundu. Bu durumun sıvı akışkanlara nispeten özellikle gazlar için çok etkili olduğu bulundu.

Vainshtein ve ekibi iki yatay paralel palaka arasında uzunluk doğrultusunda ses dalgasının varlığı durumunda ısı aktarımını teorik olarak incelediler [12]. Isı iletimi ile zorlanmış taşınım arasındaki etkileşimi gösteren akustic Peclet sayısı tanımladılar. Ayrıca Peclet sayısına bağlı ortalama bir Nusselt sayısı türetildi.

Analizleri sonucunda yüksek frekanslı, yüksek genlikli bir ses alanı kullanıldığı takdirde ısı aktarımının bir miktar arttırılabileceğini gösterdiler. Loh hem teorik hem de sayısal yöntemlerle açık bir alanda ultrasonik titreşimlerle tetiklenen akustik akış ile taşınımın iyileştirilmesini inceledi [13].

Wan ve Kuznetsov sayısal olarak alttaki kirişin titreştirildiği iki yatay kiriş arasındaki boşlukta akustik akış ile ısı aktarımının etkileşimini incelediler [14]. Pertürbasyon yöntemi ile sıkıştırılabilir Navier-Stokes denklemlerini birinci dereceden akustik denklemler ve ikinci dereceden girdap denklemlerine çevirdiler. Enerji denkleminin sürekli halini hesaba katarak temel denklemleri sonlu farklar yöntemiyle açtılar. İkinci dereceden girdap denklemlerini SIMPLER algoritması yardımıyla çözdüler. Akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci dereceden girdap akışının ısı aktarımını arttırdığını buldular ve akustik alanın şiddetinin artmasının ısı aktarımını önemli ölçüde arttıracakını öne sürdüler. Değişik kanal yüksekliğini araştırıp Nusselt sayısının en yüksek olduğu kritik bir kanal yüksekliğinin varlığından söz ettiler.

Hamilton çalışmasında iki paralel plaka arasında duran dalga kaynaklı ortalama kütle taşınım hızı için analitik bir çözüm türetti [15]. Çözüm plakanın herhangi bir genişliği için uygulanabilmektedir. Frampton ve ekibi akustik etkiyle oluşturulan girdapların mikro büyüklükte cihazlarda kullanımını araştırdılar [16, 17].

Aktaş sol duvarı titreşen iki boyutlu bir rezonatör içerisindeki taşınımını sayısal olarak inceledi [18]. Bunun sonucunda mekanik olarak titreşen duvarın ısı aktarımına ciddi derecede etkisi olduğu görüldü. Lin ve Farouk aynı sayısal yöntemi kullanarak, ısıtılmış yatay duvarları olan nitrojen dolu dikdörtgen bir kapalı ortamı incelediler [19]. İkinci mertebe girdap akışının ısı aktarımını arttırdığını öne sürdüler.

2.2. Deneysel Çalışmalar

Titreşimli akışın ısı aktarımını iyileştirmesi konusu literatürde deneysel çalışmalar da önemli bir yer edinmektedir. Richardson çapraz yatay ve dikey olarak ses alanına maruz bırakılan ısıtılmış yatay bir silindir için ölçümlerini sundu [20]. Ölçümleri sınır tabakası kalınlığındaki ve ısı aktarımı katsayısındaki değişimleri göstermektedir.

Bu konuda yapılan deneysel çalışmalar üç temel başlıkta toplanmaktadır. Titreşimli akışın doğal taşınımına ısı aktarımına gazlar için etkisi [21, 22, 23, 24], sıvılar için etkisi [25, 26, 27-29], ses üstü dalgaların ısı aktarımına etkisi [29, 30] ve ultrasonik titreşimlerin zorlanmış taşınımına ısı aktarımına etkisi [25, 32] çalışıldı. Bu çalışmalarda ultrasonik güç, frekans ve ısı kaynağı ile titreşim yapan kaynağın arasındaki uzaklık gibi deneysel birtakım parametreler üzerinde duruldu. Bu çalışmalarda akustik akışların varlığı halinde, ısı aktarımı sürecinin oldukça iyileştirildiği gözlemlendi. Doğal taşınımına ilgili çalışmaların bir çoğu [21, 22, 25-28] ısıtılan küçük bir yüzeyden veya küçük bir boşluktan ısı aktarımına yoğunlaşmaktadır. Akışkan olarak çoğunlukla hava kullanılmaktadır [21, 22, 23, 24].

Matsumura ses dalgalarının düz bir plakadan doğal taşınımına etkisini çalıştı [33]. Plaka genişliğinin ve ses dalgalarının frekansının ısı aktarımında önemli bir rol oynadığını söyledi.

Kurzweg çalışmasında iletimle ısı aktarımının sinüsel titreşimli akış ile etkileşimini inceledi [34]. Bir ucu sıcak diğer ucu soğuk akışkan kaynaklarına bağlı dairesel tüpler kullanıldı. Çalışmada efektif bir ısı yayınganlık hesabı yapılarak titreşimli akışın ısı aktarımına etkisi incelendi. Bunun sonucunda ısı aktarımı titreşim genliğinin karesiyle, frekansla ve tüp yarıçapıyla orantılı olduğunu ileri sürdü ve

Prandtl sayısına bağlı bir fonksiyondur. Bu çalışmanın sonucunda sıvı metaller için titreşimle ısı iletkenlikleri yaklaşık u kat artmıştır.

Engelbrect ve Pretorius ses dalgalarının, yzeyinde tek tip dağılmış ısı akısı bulunan dışey dız bir plakadaki doğal taşınım ile ilişkili sınır tabaka içerisinde laminer akıştan tzbulanslı akışa geçiş içerisindeki etkilerini deneysel olarak incelediler [35]. Geçiş için frekans ile Grashof sayısı arasında bir bağıntı elde ettiler. Laminer akıştan tzbulanslı akışa geçişteki Grashof sayısının normalden daha dışuk çıktığını saptadılar.

Gopinath ve Mills yksek Reynolds sayılarında duran bir ses dalgasındaki bir kze için taşınım ile gerçekleşen ısı aktarımını hesap ettiler [36]. Prandtl sayısının geniş bir aralığı için Nusselt sayısı korelasyonları elde ettiler. Ayrıca Gopinath ve Mills başka bir çalışmasında bir Kundt borusunun iki ucu arasındaki ısı aktarımını araştırdılar [37]. nemli derecede basitleşirici varsayım kullandıklarını belirterek akustik ve geometik değişkenlere bağlı parametrik bir çalışma yaptılar ve hava için Nusselt sayısı korelasyonları geliştirdiler.

Mozurkewich duran bir dalğanın en yksek hız genliğine ısıtılmış yatay bir silindirik tel yerleştirmiş ve telden akustik ortama aktarılan ısıyı lt z [38]. Nusselt sayısı akustik genlikle kendine zg z bir değişim gsterdi. Kawahashi ise dikd zrtgen kesitli kapalı bir kanalda akustik akış ile doğal taşınımın etkileşimini deneysel olarak çalıştı [39]. Mozurkewich'in çalışmasına benzer bir alışma Gopinath ve Harder tarafından da yapıldı [40]. Sadece dışuk genlikli durumları çalıştılar ve hava için birtakım korelasyonlar geliştirdiler.

Nomura ve Nakagawa sıvılara ultrasonik titreşimler uygulayarak ykseklen basınç dalgalanmaları ve kavitasyon kabarcıkları g zlemlediler [25]. Ultrasonik titreşim

kaynaklı kavitasyon olgusu 15-18 kHz frekans aralığında meydana gelmektedir. Hem akustik akış hem de kavitasyon sıvılarda ısı aktarımında yüksek iyileştirmelere sebep olmaktadır. Bu durumu akustik akışın neden olduğu zorlanmış taşınım ve cavitasyona neden olan mikrojetlerin türbülanslı ısı iletkenliğine bağlamaktadırlar. Diğer bir yönden Nomura ve ekibi çalışmalarında kavitasyon kabarcıklarının varlığının yüksek güçte ultrasonik titreşimlere ihtiyaç duyduğunu ve bu olgunun aynı zamanda aşınmaya ve hassas yüzeylerin zarar görmesine neden olduğunu söylemektedir [26].

Moschandreou ve Zamir çalışmalarında akışkan dolu bir tüpte titreşimli akışın akışkanın ısı aktarımı özelliklerinde çalıştıkları 5-25 Hz frekans aralığında artış sağladığını gösterdiler [41]. Shahin bir boruda iki eş merkezli tüpün arasındaki ısı aktarımını hem deneysel hem de teorik olarak çalıştılar [42]. Titreşimli akışın belirli frekans değerlerinde ısı aktarımında 25% artış sağladığını gösterdiler.

Ro ve Loh akustik akışın taşınım ile ısı aktarımı potansiyelini deneysel olarak incelediler [21]. Isı aktarımına etkisi olan parametreleri titreşim genliği, ısı aktarımının gerçekleştiği uzaklık ve soğutulan cismin sıcaklığı olarak belirlediler. Isı aktarımının titreşim genliği ve sıcaklık farkı ile arttığını buldular. Bir titreşim genliği için optimum bir uzaklık olduğunu belirtmektedirler. Mozurkewich silindirik bir rezonans tüp içerisindeki ısı aktarımını çalıştı [43]. Duvarları ısıtılmış boş bir rezonatör için konuma bağlı olarak dairesel ısı akışının değişimi akustik akış paterni ile örtüşmektedir. Daha sonra Loh ve Lee ultrasonik titreşimlerle üretilen akustik akışın ısı aktarımını iyileştirme kapasitesini ölçtüler [44]. Ultrasonik üreteç ile ısı kaynağı arasındaki uzunluğun soğumaya karşı çok güçlü bir etkisi olduğunu buldular. Soğumanın, boşluk boyutunun ultrasonik dalganın dalga boyunun birden çok katı olduğu durumda azami seviyeye çıktığını gördüler. Daha sonra PIV tekniği kullanarak çalışmalarını yinelediler [22]. Sonucunda Nusselt sayısı ile Peclet sayısının ilişkisini gösteren korelasyonlar ürettiler. Optimum uzunluğun tasarım için önemli bir parametre olduğunu tekrarladılar.

Jun bir boruda titreşimli akışın ısı aktarımına katkısını deneysel olarak inceledi [45]. Hidrodinamik parametrelerin ve rezonatör yapısının ısı aktarımını önemli ölçüde etkilediğini öne sürdü. Artan akışkanın debisi ve rezonatör odasının uzunluğu ile ısı aktarımının arttığını göstermektedir.

Wan ve Kuznetsov [14] sayısal çalışmasında yer verdikleri probleme benzer bir problem Wan ve ekibi [46] tarafından deneysel olarak çalışıldı. Isı kaybını soğutma verimliliğinin ölçüsü olarak baz aldılar. Bunun sonucunda dikey yönde oluşan akustik akışın ısıtılan yüzey ve çevredeki hava arasındaki ısı aktarımı iyileştirdiğini söylediler.

Abbasi ve ekibi sıvı su dolu silindirik bir kapalı alanda akustik akışın ısı aktarımına etkisini deneysel çalıştılar [47]. Duran dalgaları titreşen bir plaka ile sağladılar. Üst plaka sabit bir ısı akısıyla ısıtılmış ve yan duvarlar sabit bir sıcaklıkta tuttular. Yer çekimi etkisini ihmal ettiler. Transdüser gücünün, titreşen plaka üzerindeki ısı kaynağının yüksekliğinin etkisini parametrik olarak çalıştılar. Isı aktarımında yaklaşık 390% oranında iyileştirme sağladılar. Transdüser gücündeki artışın ve ısıtıcının yüksekliğindeki düşüşün kapalı alanda yüksek ısı aktarımı katsayılarına neden olduğunu söylediler.

2.3. Araştırma Gereksinimleri

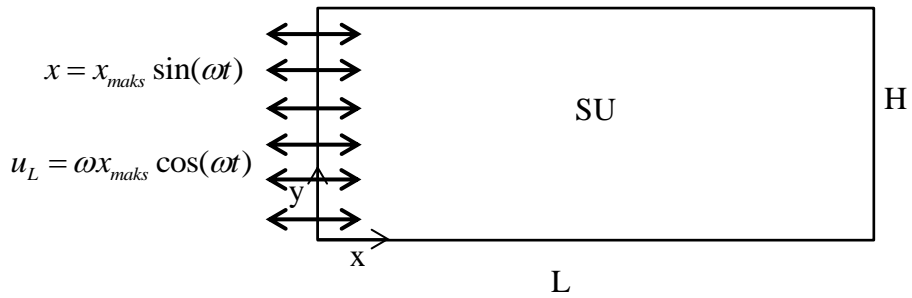
Literatürde titreşimli akış ile ısı aktarımının etkileşimini inceleyen deneysel ya da sayısal farklı yöntemlerle yapılan çalışmalar bulunmaktadır. Ancak bu çalışmaların büyük bir kısmında akışkan olarak gazlar esas alınmaktadır. Bu çalışmada kullanılan su gibi sıvı akışkanlar için yapılan çalışmalar oldukça azdır. Ayrıca teorik çalışmalarda önemli ölçüde basitleştirici varsayımlar kullanılmaktadır. Birçok çalışmada akışkan sıkıştırılmaz kabul edilmiştir. Bu durum akustik alanda meydana

gelen sıkıştırma ve seyreltme bölgelerini tarif etmekte, ikincil akışları hesaplamakta yetersiz kalmaktadır.

Ayrıca literatürde, düşük mertebeden algoritmaların kullanıldığı çalışmalar, akustik dalgaların oluşumu ve gelişimini tam olarak elde edememektedir. Ayrıca ısı aktarım mekanizmasını tam olarak çözümlenmemektedir.

2.4.Amaçlar

Bu çalışmada, su dolu, basık, kapalı bir dikdörtgen ortam içerisinde sol duvarın titreşimiyle duran dalga oluşturarak ısı aktarımına etkilerinin incelenmesi amaçlanmaktadır. Sıvı su için çözüm yapılmıştır. Bu amaç altında öncelikle duran dalga oluşumu ve yayılması incelenmiştir. Daha sonra oluşturulan titreşimli akışın, uzunluk doğrultusunda ısı aktarımına etkileri parametrik bir çalışmayla incelenmiştir. Sol duvar en büyük yer değiştirmesinin, kapalı ortamın yüksekliğinin ve kap içinde başlangıçtaki basıncın farklı büyüklükleri için parametrik bir çalışma yapılmıştır. Problem geometrisi Şekil 2.1’de verilmektedir. Burada H kapalı ortam yüksekliği, L kapalı ortamın uzunluğu, x_{maks} sol duvar en büyük yer değiştirmesi, ω ise açısal frekanstır.



Şekil 2.1. Problem Geometrisi

3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM

3.1. Genel Bakış

Akustik titreşimler ile oluşturulan dalga formunu ve akışkan içerisindeki yayılımını incelemek için matematiksel bir model oluşturulmuştur. Bu model uygun sınır koşulları ile seçilen sayısal yöntem ile çözümlenmiştir.

3.2 Temel Denklemler

Akustik titreşimler kendini tekrar eden sıkıştırma ve genişleme basınç değişimleri ile hareket ederler. Bu titreşimlerle akışkanın etkileşiminin etkili bir şekilde modellenebilmesi için denklemlerin sıkıştırılabilir formunun kullanılması gerekmektedir. Bu çalışmada Navier-Stokes denklemlerinin tam sıkıştırılabilir formu kullanılmıştır. İki boyutlu kartezyen sistemde süreklilik denklemi Eşitlik (3.1), momentum denklemleri Eşitlik (3.2-3.3) ve enerji denklemi Eşitlik (3.4) ile gösterildiği şekildedir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (3.2)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(E+p)u] + \frac{\partial}{\partial y}[(E+p)v] \\
&= \frac{\partial}{\partial x}[u\tau_{xx} + v\tau_{xy}] + \frac{\partial}{\partial y}[u\tau_{xy} + v\tau_{yy}] - \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Bu denklemlerde x ve y kartezyen koordinatları, t zaman, ρ yoğunluk, p basınç, u x -yönündeki, v ise y -yönündeki hızlardır. Toplam enerji (E), kayma gerilimleri (τ) ve ısı akıları (q) da verilen Eşitlik (3.5-3.10) ile hesaplanır.

$$E = \rho c_v T + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \tag{3.5}$$

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \tag{3.6}$$

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \tag{3.7}$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \tag{3.8}$$

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x} \tag{3.9}$$

$$q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y} \tag{3.10}$$

Burada T sıcaklık, c_v sabit hacimde akışkanın özgül ısısı, μ akışkanın dinamik viskozitesi, k akışkanın ısıl iletim katsayısıdır. 295 K'de $\mu=0.96 \times 10^{-3}$ N.s/m², $\nu = 0.97 \times 10^{-6}$ m²/s, $k=0.6268$ W/m.K, $c_p=4.18$ kJ/kg.K'dir.

3.3. Hal Denklemi

Basınç, yoğunluk ve sıcaklık arasındaki ilişkiyi tanımlamak için bir hal denklemine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çalışmada Jeffery ve Austin tarafından su için önerilen hal denklemleri kullanılmıştır [48]. Verilen sıcaklık ve yoğunluk değerlerinde basınç Eşitlik (3.11) ile hesaplanmaktadır.

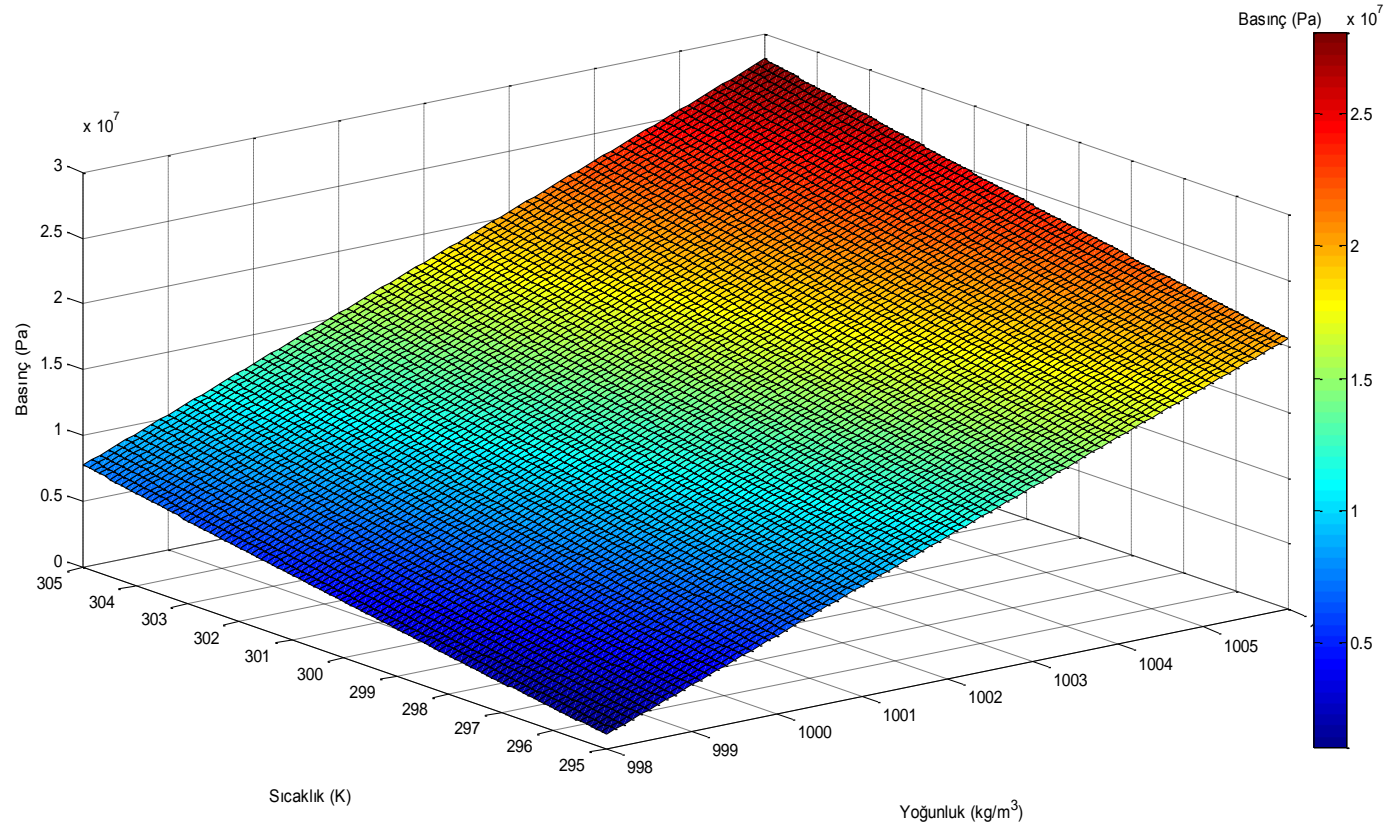
$$P = P_{EOS} + 2P_{HB} \quad (3.11)$$

P_{EOS} ve P_{HB} Eşitlik (3.12-3.13) ile verilen Van der Walls hal denkleminde hesaplanan ve hidrojen bağlarından kaynaklanan basınç terimleridir.

$$\frac{P_{EOS}}{\rho RT} = 1 - b^* \rho - \frac{a_{vw} \rho}{RT} + \frac{\alpha \rho}{1 - \lambda b \rho} \quad (3.12)$$

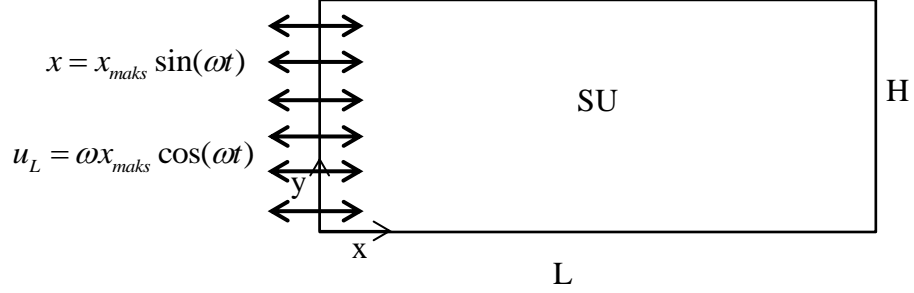
$$P_{HB} = -\rho^2 \left(\frac{\partial A_{HB}}{\partial \rho} \right)_T \quad (3.13)$$

Burada $R (=8.31439 \text{ J/molK})$ ideal gaz sabitidir. b^* , a_{vw} , α ve λ sabit sayılar, b sıcaklığa bağlı katsayıdır. A_{HB} Helmholtz serbest enerjisidir. Formülleştirme hakkında bilgilere ve denklemlerde verilen sabitlerin ve katsayıların sayısal değerlerine Jeffery ve Austin'in çalışmalarından ulaşılabilmektedir [48]. Ayrıca çalışmalarında p- ρ -T değerleri için verilen $0 < T < 1200 \text{ }^\circ\text{C}$, $0.1 < p < 2000 \text{ bar}$, $0.16 < \rho < 1025 \text{ kg/m}^3$ aralıklarda, oluşturulan hal denkleminin deneysel sonuçlardan ortalama %0.507 sapma gösterdiği belirlenmiştir [48]. Bu çalışmada kullanılan parametrelerin seçildiği aralık Şekil 3.1'de p- ρ -T yüzey grafiğinde verilmektedir.



Şekil 3.1. Mevcut çalışmada kullanılan parametreler için p - ρ - T yüzey grafiği

3.4. Sınır Koşulları



Şekil 3.2. Problem Geometrisi

Şekil 3.2’de problem geometrisi verilmektedir. Problemin sınır ve başlangıç koşulları Eşitlik (3.14-3.22)’de verilmektedir. Yatay duvarlar yalıtılmış, sağ duvar 296 K, sol duvar ve suyun başlangıç sıcaklığı ise aynı ve 295 K sıcaklıktadır. Başlangıçta, $t=0$, su ve duvarlar ısı dengesi içerisinde. $t>0$ ile sağ duvar sıcaklığı yükselmiştir. Tüm katı duvarlar için kaymaz sınır koşulu uygulanmıştır.

$$u(0, y, t) = \omega X_{\max} \cos \omega t \quad (3.14)$$

$$v(0, y, t) = 0 \quad (3.15)$$

$$u(L, y, t) = v(L, y, t) = 0 \quad (3.16)$$

$$u(x, 0, t) = v(x, 0, t) = 0 \quad (3.17)$$

$$u(x, H, t) = v(x, H, t) = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y}(x, 0, t) = \frac{\partial T}{\partial y}(x, H, t) = 0 \quad (3.19)$$

$$T(0, y, t) = 295K \quad (3.20)$$

$$T(L, y, t) = 296K \quad (3.21)$$

$$T(x, y, 0) = 295K \quad (3.22)$$

3.5. Sayısal Yöntem

Temel denklemler kontrol hacim tabanlı açık bir sonlu farklar metodu ile çözümlenmiştir. Taşınım terimleri Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) algoritması ile çözümlenirken, iletim terimleri merkezi farklar yöntemiyle ayrıklaştırılarak çözülmüştür.

3.5.1. Akı Düzeltmeli Taşınım Algoritması

Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) algoritması zamana bağlı, 1-boyutlu, lineer olmayan genel süreklilik denklemini çözmek için geliştirilen yüksek mertebeden, lineer olmayan, monoton, konservatif ve artılık-koruyucu bir algoritmadır [49]. Bu algoritma dördüncü mertebe faz doğruluğuna sahip olup, minimum sayısal yayınımla keskin gradyanları çözebilmektedir. Bu yöntem termoakustik dalgaların incelendiği bazı çalışmalarda da başarıyla kullanılmıştır [18, 19, 50, 51]. Bu algoritmada, başlangıçta pozitif olan yoğunluk gibi bir akış değişkeni tüm hesaplamalar boyunca pozitif kalmakta ve hesaplamalar süresince sayısal hatalardan kaynaklı yeni maksimum ve minimum değerleri ortaya çıkmamaktadır. İki adımlık bir öngörmeli düzeltmeli prosedür ile bu algoritma tüm konservatif terimlerin monoton ve pozitif kalmasını sağlar. İlk olarak yüksek mertebeli algoritmanın lineer özellikleri taşınım sırasında yayınımla eklenerek sapma yapabilecek dalgaların oluşmasını önlemek amacıyla değiştirilmektedir. Eklenen bu yayınımla daha sonra bir karşı-yayınımla adımında çıkarılmaktadır. Bu sayede hesaplamalar algoritmayı dengeleyen yapay bir viskozite olmadan da yüksek mertebeli doğruluğunu korumaktadır.

FCT algoritmasının kullanımına örnek verirse, 1 boyutlu süreklilik denklemi Eşitlik (3.23) aşağıdaki şekilde çözümlenir [52]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.23)$$

Upwind ayrıklaştırma yöntemiyle Eşitlik (3.24) hale gelir:

$$\rho_i^{n+1} = \rho_i^n - \frac{u \Delta t}{\Delta x} (\rho_i^n - \rho_{i-1}^n) \quad (3.24)$$

Sonlu farklar metoduyla açarak önceki zaman değerleri kullanılarak Eşitlik (3.25) ile hesaplanır:

$$\tilde{\rho}_i = \rho_i^0 - \frac{1}{\Delta x} (f_{i-\frac{1}{2}} - f_{i+\frac{1}{2}}) \quad (3.25)$$

Burada f_i 'ler Eşitlik (3.26-3.27) ile hesaplanır:

$$f_{i+\frac{1}{2}} = \Delta x \left[v_{i+\frac{1}{2}} (\rho_{i+1}^0 + \rho_i^0) - \frac{1}{2} \varepsilon_{i+\frac{1}{2}} (\rho_{i+1}^0 + \rho_i^0) \right] \quad (3.26)$$

$$f_{i-\frac{1}{2}} = \Delta x \left[v_{i-\frac{1}{2}} (\rho_i^0 + \rho_{i-1}^0) - \frac{1}{2} \varepsilon_{i-\frac{1}{2}} (\rho_i^0 + \rho_{i-1}^0) \right] \quad (3.27)$$

Denklemlerde v 'ler boyutsuz sayısal yayılım katsayılarıdır. ε 'lar Eşitlik (3.27-3.28)

ile verildiği gibi taşınım akılarıdır. $i + \frac{1}{2}$ ve $i - \frac{1}{2}$ değerleri hücre arayüzlerindeki

değerlerdir; örneğin $i + \frac{1}{2}$ değeri i ve $i+1$ hücrelerindeki değerlerin ortalamasıdır.

$$\varepsilon_{i+\frac{1}{2}} = u_{i+\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.28)$$

$$\varepsilon_{i-\frac{1}{2}} = u_{i-\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.29)$$

Bu adıma kadar hesaplanan yoğunluk değerleri pozitifliğin korunması için güçlü bir şekilde yayınmış olmalıdır; çünkü pozitifliği garantileyen koşullar, tercih edilen taşınımına bir de sayısal yayılım eklerler. Bu yayılımı düzeltmek için karşı-yayılım terimleri eklenir:

$$\begin{aligned} \rho_i^n &= \tilde{\rho}_i - \mu_{i+\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i) + \mu_{i-\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \\ &= \tilde{\rho}_i - (f_{i+\frac{1}{2}}^{ad} + f_{i-\frac{1}{2}}^{ad}) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Burada μ 'ler pozitif karşı-yayılım katsayılarıdır.

Karşı-yayılım, hesaplamalara negatif veya fiziksel olmayan değerlerin girme olasılığını ekler. Karşı-yayılım akıları, akı-düzeltilme veya akı-sınırlama denilen bir işlemle değiştirilir.

$$\tilde{\rho}_i^n = \tilde{\rho}_i - (f_{i+\frac{1}{2}}^c + f_{i-\frac{1}{2}}^c) \quad (3.31)$$

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = S \cdot \max \left\{ 0, \min \left[S \cdot (\tilde{\rho}_{i+2} - \tilde{\rho}_{i+1}), \left| f_{i+\frac{1}{2}}^{ad} \right|, S \cdot (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \right] \right\} \quad (3.32)$$

Burada $|S|=1$ 'dir ve S 'nin işareti $(\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i)$ 'nin işaretiyle aynıdır. Böylece Eşitlik (3.32) değerini sıfırdan küçük olmamasını sağlayarak aşağıdaki iki sonuçtan birini verir:

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = \min \left[(\tilde{\rho}_{i+2} - \tilde{\rho}_{i+1}), \mu_{i+\frac{1}{2}}(\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i), (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \right] \quad (3.33)$$

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = 0 \quad (3.34)$$

FCT algoritmasındaki düşünce şudur [49]: herhangi bir kafes noktasında yoğunluk değerinin, komşu kafes noktalarının yoğunluk değeri pozitifken, sıfıra ulaştığını düşünelim. Öylece ikinci türev yerel olarak pozitif olur ve herhangi bir karşı-yayınım minimum yoğunluk değerinin eksi olmasını zorlayabilir. Fiziksel olarak bu mümkün olmayacağı için karşı-yayınım akıları, profildeki minimumum karşı-yayınım basamağında daha düşük olmaması için sınırlandırılmalıdır. Ayrıca karşı-yayınımın, yoğunluk profilindeki en yüksek değeri de daha fazla arttırmaması gerekir. Bu iki koşul FCT algoritmasının temelidir: karşı-yayınım basamağı hesaplamalarda yeni bir en yüksek veya en düşük değer yaratmamalıdır ve varolan en yüksek/düşük değerleri de güçlendirmemelidir.

3.5.2. Hesaplama Prosedürü

Hesaplamalar bir boyutlu LCPFCT (Laboratory for Computational Physics, Flux-Corrected Transport) algoritması ile gerçekleştirilmiştir [52]. Bu algoritmayı uygulayabilmek için iki boyutlu süreklilik, momentum ve enerji denklemleri aksenal ve çapraz terimleriyle iki parçaya ayrılmışlardır. Böylece x- ve y- yönünde bir

boyutlu denklemler haline gelmektedir. Bu durum süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin çözümünde LCPFCT algoritmasının uygulanmasına izin vermektedir.

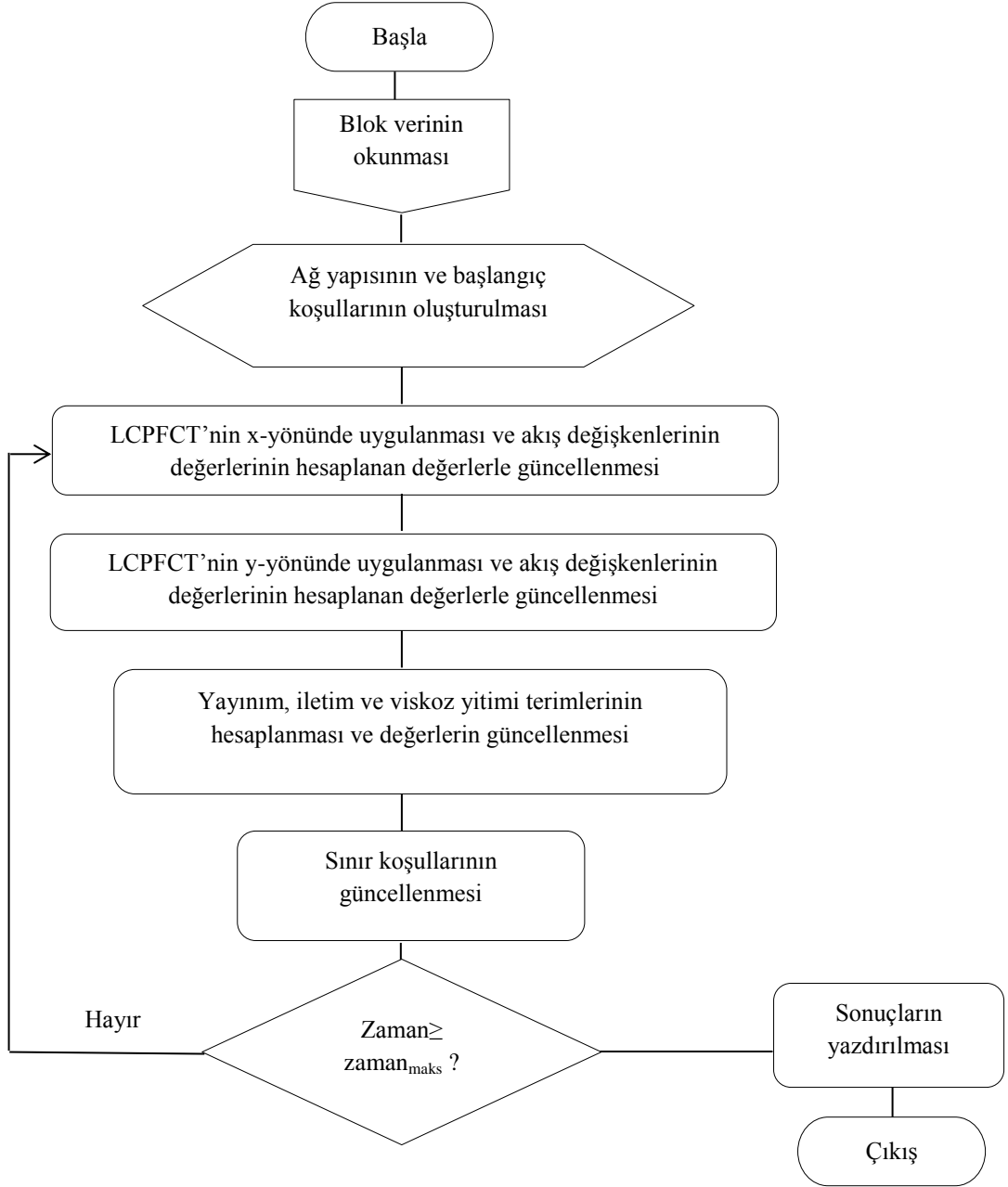
İlk önce x- yönünde hesaplamalar yapıldıktan sonra y- yönündeki hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Bunun için öncelikle uygun bir zaman adımı (Δt) seçilmiştir. Zaman adımı Courant-Friedrichs-Lewy ($CFL = c\Delta t / \Delta x < 1$) kriterini sağlayacak şekilde seçilmiştir. Bu çalışmada hem x hem de y doğrultusunda $CFL < 0.4$ olacak şekilde zaman adımı seçilmiştir. Zaman adımı seçildikten sonra ilk integrasyon t_0 'dan $t_0 + \Delta t / 2$, diğeri $t_0 + \Delta t$ 'ye yapılmaktadır. Yarı zaman basamağı yaklaşımı hücre merkezlerinin uzaysal türevlerini ve akılarını elde etmek için kullanılmaktadır.

Başlangıçta, t_0 anında hücre merkezlerinde bütün akış değişkenlerinin değerleri bilinmektedir. LCPFCT integrasyon prosedürü Δt zaman adımı ile t_0 anından t_n anına kadar aşağıda belirtildiği gibi uygulanır:

1. Birinci mertebeli zaman-merkezli değerleri bulmak için yarı-zaman basamağı hesaplaması:
 - a. ρ_i^0 yarı zaman basamağı değeri $\rho_i^{1/2}$ 'ye taşınır.
 - b. Momentum kaynakları için $-\nabla p^0$ hesaplanır.
 - c. $\rho_i^0 u_i^0$ yarı zaman değeri $\rho_i^{1/2} u_i^{1/2}$ 'ye taşınır.
 - d. Enerji kaynakları için $-\nabla(p^0 v^0)$ hesaplanır.
 - e. E_i^0 yarı zaman basamağı $E_i^{1/2}$ 'ye taşınır.
2. İkinci mertebeli değerleri bulmak için tüm-zaman basamağı hesaplaması:
 - a. $\rho_i^{1/2}$, $\rho_i^{1/2} v_i^{1/2}$ ve $E_i^{1/2}$ geçici değerlerini kullanarak $v_i^{1/2}$ ve $p_i^{1/2}$ hesaplanır.
 - b. ρ_i^0 , ρ_i^1 'ye taşınır.

- c. Momentum kaynakları için $-\nabla p^{1/2}$ hesaplanır.
- d. $\rho_i^0 u_i^0$, $\rho_i^1 u_i^1$ 'e taşınır.
- e. Enerji kaynakları için $-\nabla \cdot (p_i^{1/2} u_i^{1/2})$ hesaplanır.
- f. E_i^0 , E_i^1 'e taşınır.

Bu çalışmada hesaplamaları gerçekleştirmek üzere ABD Donanma Araştırma Laboratuvarı tarafından geliştirilen LCPFCT alt program, ana program ile birlikte kullanılmıştır. Aktas tarafından Fortran ile hazırlanmış bir program kullanılmıştır [50]. Hesaplama prosedürünü gösteren programın akış şeması Şekil 3.3'de verilmiştir. Hesaplamalar için iki adet Intel Xeon 5150 2.66 GHz işlemcili bir platform kullanılmıştır. Hesaplama hızı dakikada yaklaşık 950 zaman adımıdır. Bir periyot yaklaşık 2051 zaman adımıdır ve çalışma süresi yaklaşık 2.16 dakikadır. Bu çalışmada sonuçları sunulan tipik bir simülasyon söz konusu platformda yaklaşık 60 saat sürmüştür.



Şekil 3.3. Akış Şeması

3.5.3. Akı Düzeltmeli Taşınım Algoritmasında Sınır Koşulları

FCT gibi yüksek mertebeli bir algoritma için sınır koşulları titiz bir formülasyon gerektirir. Aksi takdirde sınıra yakın bölgelerde sonuçlar, parazit dalgalanmalar ve karasızlıktan kaynaklı fiziksel olmayan titreşimler gösterebilir [53]. Bu hesaplama prosedüründe yoğunluk için Poinot ve Lele'nin önerdiği yaklaşım sınır koşullarına uygulanmıştır [50]. Bu yaklaşım dalga teorisini temel almakta olup, doğru olmayan ekstrapolasyon ve fazladan belirtilmiş sınır koşullarının kullanımının önüne geçmektedir. Herhangi bir katı duvar boyunca, yoğunluk Eşitlik (3.35) ile hesaplanmaktadır:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_M + \frac{1}{c_M} \left(\frac{\partial \rho}{\partial n} + \rho c \frac{\partial u_n}{\partial n}\right)_M = 0 \quad (3.35)$$

Burada M duvarın konumunu, c_M akustik hız, n ise duvar normali yönüdür. Titreşen bir duvar boyunca yoğunluk, Poinot ve Lele'nin önerdiği yaklaşımla Eşitlik (3.36) ile hesaplanır [50].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho \gamma}{c_L} \frac{\partial u_L}{\partial t} + \frac{\rho \gamma (u_L - c_L)}{c_L} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\gamma (u_L - c_L)}{c_L^2} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.36)$$

Burada u_L titreşen sınırın hızını, c_L ise akustik hızdır. Tüm katı duvarlar için kaymaz sınır koşulu uygulanmıştır.

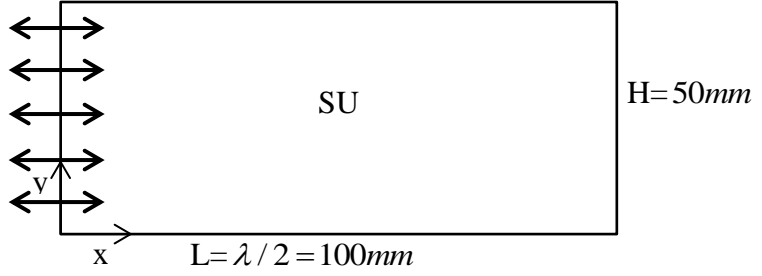
4. BASIK BİR KAPALI ORTAMDA DUVAR TİTREŞİMİNİN ISI AKTARIMINA ETKİSİNİN SAYISAL SİMÜLASYONU

4.1. Giriş

Bu bölümde, su ile dolu basık bir kapalı ortamda uzunluk doğrultusunda ısı aktarımına sol duvarın titreşiminin etkileri incelenmiştir. Bu çalışmada sol duvar en büyük yer değiştirmesinin, kapalı ortam yüksekliğinin ve kap basıncının, ısı aktarımına etkileri incelenmiştir.

4.2. Problem Tanımı

İki boyutlu içi su dolu kapalı bir ortam göz önüne alınmıştır. Kapalı ortamın sol duvarı $f=7800$ Hz frekansla harmonik bir şekilde titreşmektedir. Suda ses hızı 295 K'de yaklaşık 1560 m/s'dir. Böylece belirtilen frekansa karşılık gelen dalga boyu yaklaşık 200 mm'dir. Kapalı ortamın uzunluğu dalga boyunun yarısı olacak şekilde $L=100$ mm seçilmiştir. Bu çalışmada incelenen durumlarda hidrodinamik olarak gelişmiş ısı olarak gelişmekte olan bir akış mevcuttur. Bu çalışmada yer çekimi etkisi ihmal edilmiştir. Doğal taşınım ve zorlanmış taşınımın etkilerinin bir arada kabul edildiği durumlarda $Gr/Re^2 \approx 1$ 'dir. $Gr/Re^2 \ll 1$ olduğu durumlarda doğal taşınımın etkisi $Gr/Re^2 \gg 1$ olduğu durumlarda ise zorlanmış taşınımın etkisi ihmal edilebilir [55]. Burada Gr, Grashof sayısı, Eşitlik (4.1) ile Re, Reynolds sayısı, Eşitlik (4.2) ile hesaplanmaktadır. Bu çalışmada incelenen durumlarda Gr/Re^2 1.15×10^{-5} ile 7.6×10^{-6} arasındadır. $Gr/Re^2 \ll 1$ olması sebebiyle yer çekimi etkisi ihmal edilmiştir. Bu çalışmada araştırılan problemin geometrisi Şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Problem Geometrisi

$$Gr = \frac{g\beta(T_R - T_L)H^3}{\nu^2} \quad (4.1)$$

$$Re = \frac{uH}{\nu} \quad (4.2)$$

Burada g yer çekimi, β hacimsel ısı genleşme katsayısı, T_R sağ duvar sıcaklığı, T_L sol duvar sıcaklığı, ν kinematik viskozite, u anlık en yüksek akış hızıdır.

Sol duvar bir hoparlör diyaframının hareketi gibi harmonik olarak titreşen katı bir sınır olarak modellenmiştir. Kapalı ortamdaki basınç genliği sol duvarın en yüksek yer değiştirmesinin ayarlanmasıyla kontrol edilmektedir. Sol duvarın yer değiştirmesi ve hızı Eşitlik (4.3-4.4)'de belirtilmiştir.

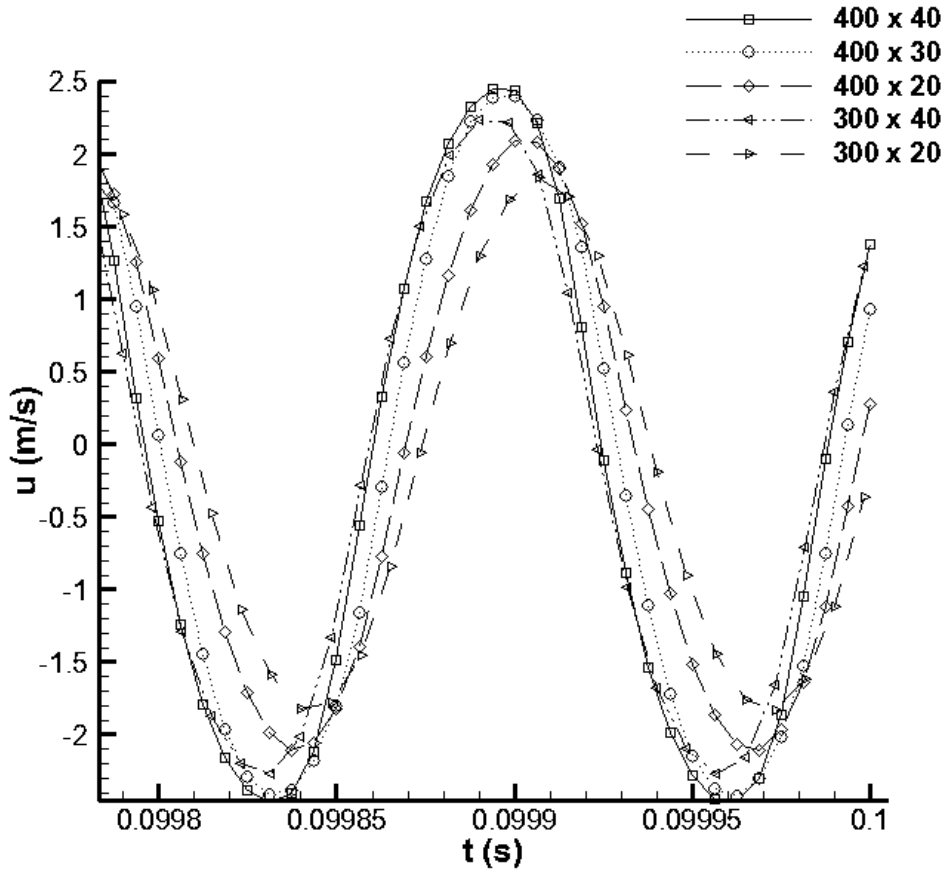
$$x = x_{maks} \sin(\omega t) \quad (4.3)$$

$$u_L = \omega x_{maks} \cos(\omega t) \quad (4.4)$$

Burada x_{maks} sol duvarın en yüksek yer değiştirmesi, ωx_{maks} (m/s) ise en yüksek hızıdır. ω (rad/s) açısal frekanstır, $\omega = 2\pi f$.

4.3. Çözümün Sayısal Ağ Yapısından Bağımsızlığının Araştırılması

Hesaplamalar için 400 x 40 sayıda tek tip çözüm ağı kullanılmıştır. Daha yoğun ağ yapılarıyla da hesaplamalar yapılmış fakat sonuçların önemli miktarda değişmediği gözlenmiştir. Çözüm ağı üzerine yapılan çalışma Şekil 4.2'de gösterilmektedir.

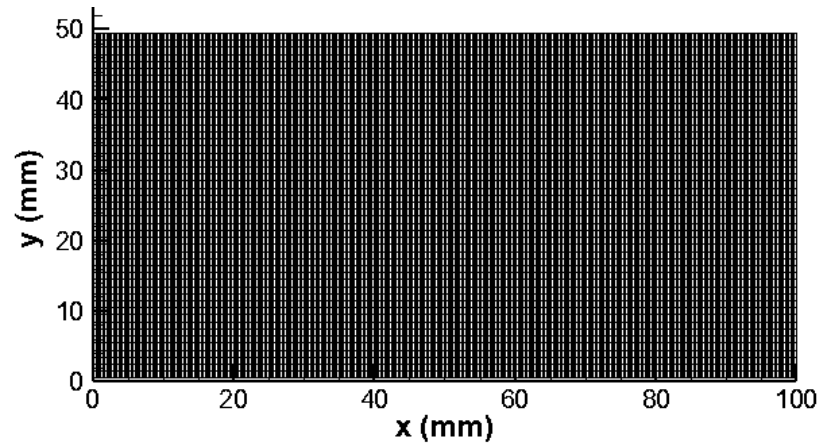


Şekil 4.2. Kapalı ortamın merkezinde ($x=50$ mm, $y=25$ mm) anlık hızların farklı çözüm ağ yapılarında zamana göre değişimi

Şekil 4.2 farklı çözüm ağ yapılarında, kapalı ortamın merkezinde anlık hızların zamana göre değişimini göstermektedir. Yaklaşık son bir periyot için hız dağılımları görülmektedir. Ağ yapısı çalışması kapalı ortamın yüksekliğinin en büyük olduğu (H=50 mm) durumda yapılmıştır. Bu çalışmada hesaplama maliyetini de gözeterek 400 x 40 sayıda çözüm ağı kullanılmıştır. Çizelge 4.1’de farklı çözüm ağlarında kapalı ortamın merkezinde hesaplanan hızların sapmaları verilmektedir. y- yönünde dört farklı sayıda, x-yönünde iki farklı sayıda ağ yapısı denenmiştir. Çözümün özellikle y-yönünde verilen ağ sayısına bağlı olduğu görülmektedir. Hesaplamalarda kullanılan 400 x 40 sayıda çözüm ağı Şekil 4.3’te gösterilmektedir.

Çizelge 4.1. Çözümün sayısal ağ yapısından bağımsızlığının araştırılması

x- yönünde ağ sayısı	y- yönünde ağ sayısı	Hata (%)
400	40	-
400	30	2.44
300	40	9.12
400	20	21.43
300	20	40.04



Şekil 4.3. Çözüm ağı

Çizelge 4.2. Kapalı ortam sınır koşulları

$T_{\text{sol}} \text{ (K)}$	$T_{\text{sağ}} \text{ (K)}$	$\Delta T \text{ (K)}$	T_{alt}	$T_{\text{üst}}$	$T_{\text{su, ilk}} \text{ (K)}$
295	296	1	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$	295

Çizelge 4.2’de kapalı ortamın sınır sıcaklık koşulları verilmektedir. Düşey duvarlar yalıtılmış, sağ duvar 296 K, sol duvar ve suyun başlangıç sıcaklığı ise aynı ve 295 K sıcaklıktadır. Sağ ve sol duvar sıcaklıkları arasındaki fark 1 K seçilmiştir. Başlangıçta, $t=0$, su ve duvarlar ısıl denge içerisindedir. $t>0$ ile sağ duvar sıcaklığı yükselmiştir. Çözümlerde duvar titreşiminin her periyodu için yaklaşık 2500 zaman adımı kullanılmıştır. Bir periyot yaklaşık 0.000128 s’dir ve Eşitlik (4.5) ile hesaplanmaktadır. Burada f frekanstır ve 7800 Hz’dir.

$$T = \frac{1}{f} \quad (4.5)$$

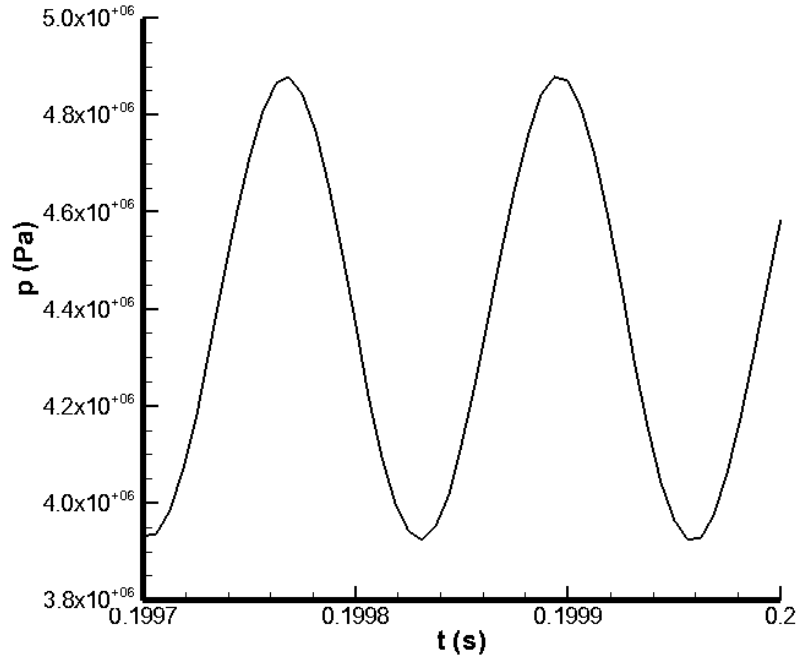
4.3. Sonuçlar ve Tartışma

Bu bölümde, sol duvarın harmonik hareketiyle kapalı ortam içerisinde oluşturulan duran dalganın gelişimi incelenmektedir. Öncelikle hesaplamalarda kullanılan sayısal yöntemin doğruluğunu görmek için bir test durumu çalışılmıştır. İncelenen test durumu Çizelge 4.3’de verilmektedir.

Çizelge 4.3. Test durumu

x_{maks} (μm)	H/L	$P_{\text{su,ilk}}$ (MPa)	Gr	Gr/Re^2
0.05	0.1	5	2232	2.35×10^{-4}

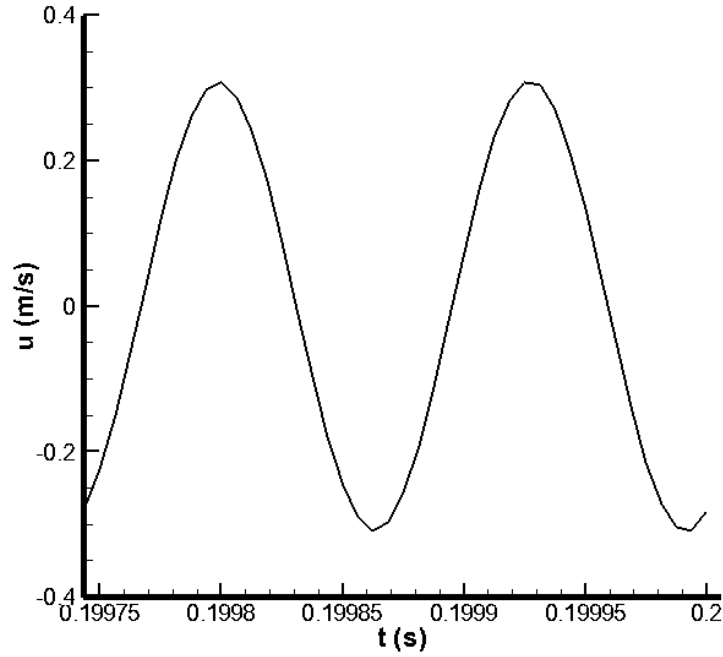
Test durumunda elde ettiğimiz sonuçlarla, teorik olarak hesaplanmış sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu durumda, sol duvarın titreşimiyle kapalı ortamda oluşan basınç dalgasının, akış alanında meydana getirdiği değişim incelenmiştir. Hesaplamalar anlık basınç ve hız dalgalarının periyodik kararlı duruma ulaştıkları zamana kadar sürdürülmüştür. Yaklaşık 0.2 s’de titreşimli akış periyodik kararlı duruma ulaşmıştır. Bu süre takriben 1560 periyoda karşılık gelmektedir. Kapalı ortamın sol duvar merkezindeki basıncın yaklaşık son iki periyottaki zamana göre değişimi Şekil 4.4’te verilmiştir.



Şekil 4.4. Kapalı ortamın sol duvarının merkezinde basıncın zamana göre değişimi

Basınç dalgası 0.000128 s periyot ile sinüs dalgası formunda hareket etmektedir. Basınç dalgasının genliği yaklaşık 477 kPa'dır ve Eşitlik (4.6) ile hesaplanmaktadır. Sol duvarın titreşimiyle Şekil 4.4'te verilen, sisteme etkiyen basınç dalgasının akışkanın hızına etkisi Şekil 4.5'te görülmektedir. Şekil 4.5'te kapalı ortamın merkezindeki hızın zamana göre değişimi verilmiştir. Hızda, basınç gibi yaklaşık sinüs dalgası formundadır. Görülen en yüksek anlık hız yaklaşık 0.3 m/s'dir.

$$P = P_{maks} - P_{ort} \quad (4.6)$$



Şekil 4.5. Kapalı ortamın merkezinde hızın zamana göre değişimi

Elde edilen bu sonuçların doğruluğunu görmek için Eşitlik (4.7) ile verilen teorik akustik bağıntıdan yararlanılmıştır. Bu bağıntı ses basıncıyla, akışkanın anlık hızını ve yoğunluğunu ilişkilendirmektedir [56].

$$u(t) = \frac{p(t)}{\rho_0 c} \quad (4.7)$$

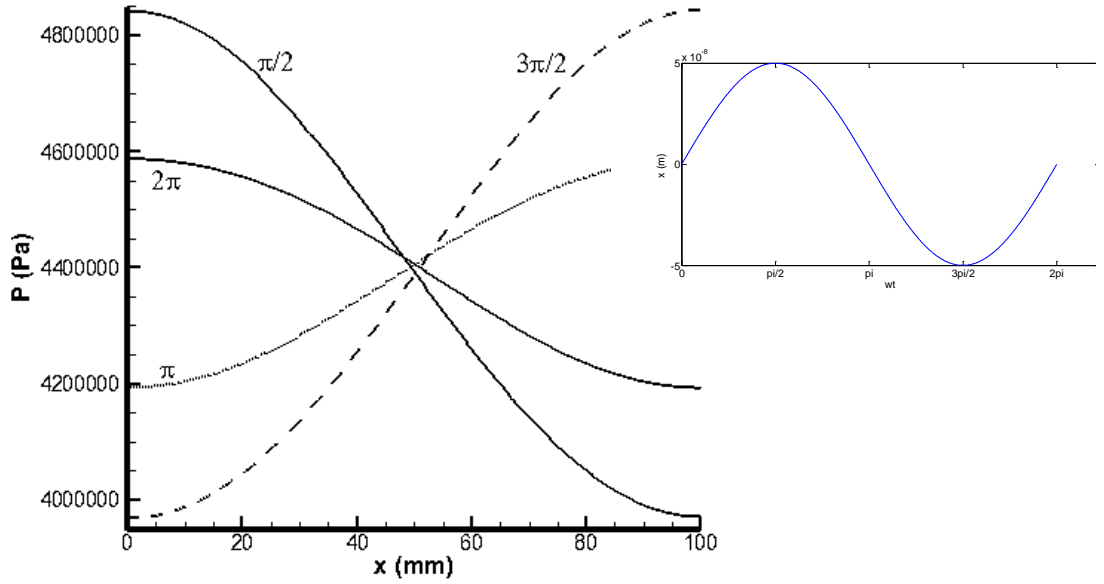
Burada $u(t)$ (m/s) anlık hız, $p(t)$ (Pa) anlık basınç, ρ_0 suyun ilk yoğunluğu, c ses hızıdır (=1560 m/s), $\rho_0 c$ özgül akustik empedanstır. Özgül akustik empedans ortamın ayırt edici bir özelliğidir. Bu bağıntı bir ortamın ses dalgalarının hareketine karşı gösterdiği direnci ifade etmektedir. Bir ses kaynağı herhangi bir ortama enerjisini aktardığı zaman, ortam oluşan ses dalgasına karşıt yönde bir direnç göstermektedir. Eğer ortamın empedansı düşük ise oluşturulan ses basınçları yüksek parçacık hızlarına sebep olacaktır. Eğer ortamın empedansı yüksek ise nispeten düşük parçacık hızları oluşturacaktır [55]. Çizelge 4.4 mevcut çalışma ve Eşitlik (4.7) ile verilen teorik bağıntıdan elde edilen yarım periyot boyunca en büyük anlık hız değerlerini göstermektedir.

Çizelge 4.4. En büyük hız değerleri

ωt	$P_{\text{maks}} - P_{\text{ort}} \text{ (Pa)}$	u (m/s) Eşitlik (4.7)	u (m/s) Mevcut Çalışma	Hata(%)
0	-477204	-0.306	-0.308	0.75
0.097 π	-446732	-0.289	-0.297	2.48
0.194 π	-374194	-0.246	-0.257	4.22
0.292 π	-266781	-0.182	-0.193	6.01
0.39 π	-135418	-0.102	-0.112	8.94
0.585 π	149629	0.076	0.073	4.91
0.682 π	278141	0.161	0.159	0.96
0.78 π	381872	0.232	0.231	0.09
0.877 π	450673	0.282	0.283	0.15
0.975 π	477760	0.306	0.307	0.35

Çizelge 4.4’de sol duvarın titreşimiyle suya uygulanan yaklaşık ± 477 kPa basınç arasında suyun en yüksek hızları, teorik akustik bağıntıyla (4.7) elde edilen

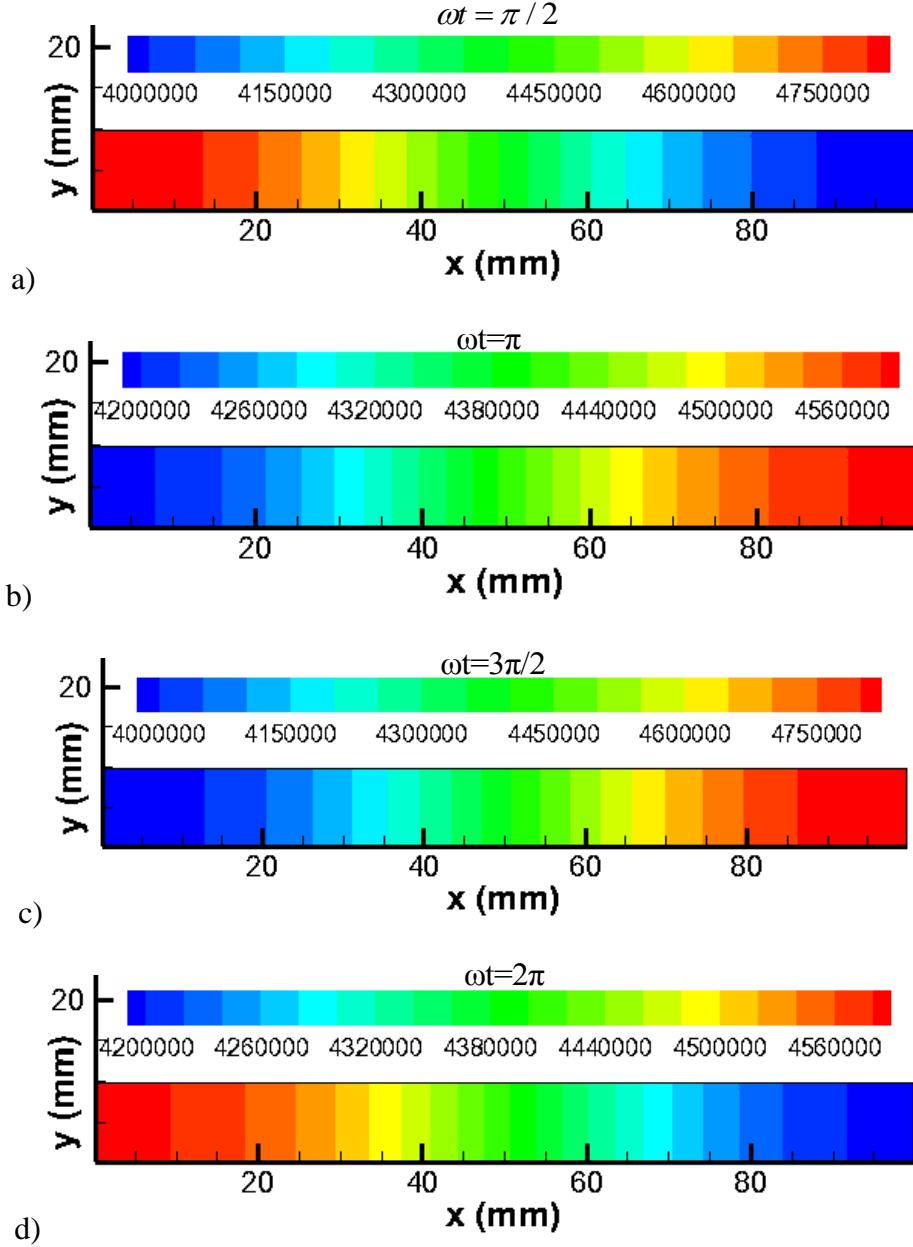
sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Mevcut çalışma ile elde edilen sonuçlar, teorik çalışmayla uyum içerisinde görülmektedir. 1560. periyotta $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anları için kapalı ortamın orta yatay eksenı boyunca Şekil 4.6 ve Şekil 4.7’de basınç grafiği ve konturları, Şekil 4.8 ve Şekil 4.9’da ise hızın x-bileşeninin değışimleri ve hız vektörleri verilmiştir. Bu değışimler, yatay orta eksene paralel diğer eksenler boyunca da büyük farklılıklar göstermemektedir. $\omega t = 0$ için değışimler $\omega t = 2\pi$ ile özdeş olduğundan grafiklerde bulunmamaktadır.



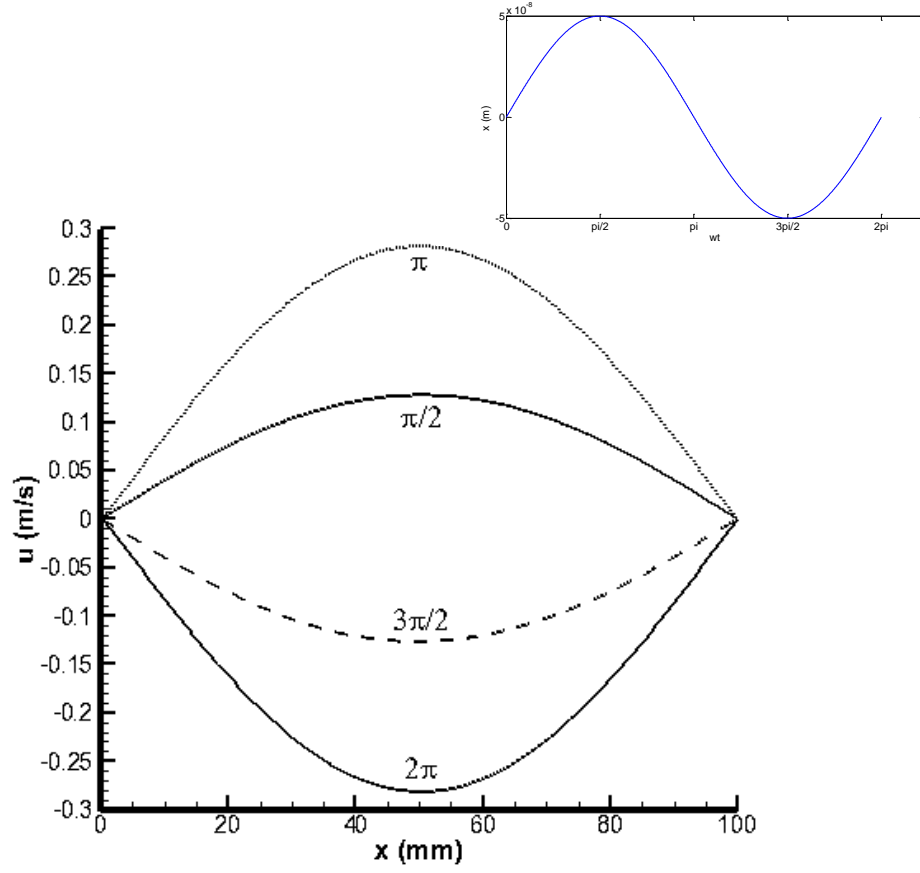
Şekil 4.6. Yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında basınç değışimi

Şekil 4.6’da görüldüğü gibi $\omega t = \pi/2$ anında titreşen sol duvarda basınç en yüksektir. $\omega t = \pi$ anına vardığında basınç azalır. $\omega t = 3\pi/2$ anında ise basınç en düşük ve $\omega t = \pi/2$ ’nin simetriğidir. Aynı şekilde $\omega t = 2\pi$ anında ise basınç artmıştır ve $\omega t = \pi$ ’nin simetriğidir. Bu durum kapalı ortam içerisinde duran dalganın oluştuğunu göstermektedir. Kapalı ortamın uzunluğu duran dalga boyunun yarısı kadardır. Bu sebepten basınç ve hız değışimlerinin $x=L/2$ düzlemine göre simetrik olduğu da görülmektedir. $\omega t = \pi/2$ anında sol duvarda en yüksek olan

basınç sağ duvarda en düşüktür. Ayrıca farklı zaman değerleri için $x=L/2$ 'de basınç değişimleri yaklaşık olarak kesişmektedir ve burada bir basınç düğümü (pressure node) oluşmaktadır. Bu durum Şekil 4.7'de verilen basınç konturlerinde de rahatlıkla görülebilmektedir.

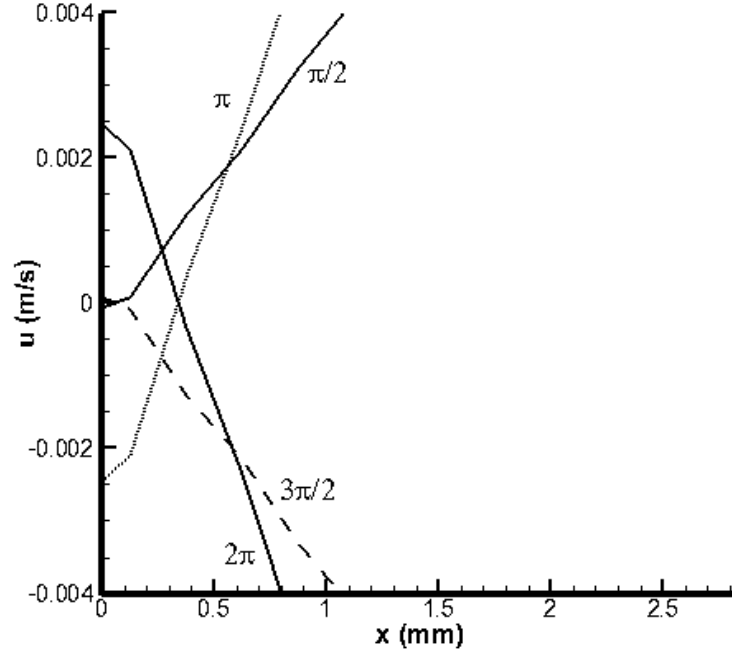


Şekil 4.7. 1560. periyotta (a) $\omega t = \pi/2$, (b) π , (c) $3\pi/2$, (d) 2π anlarında basınç konturleri



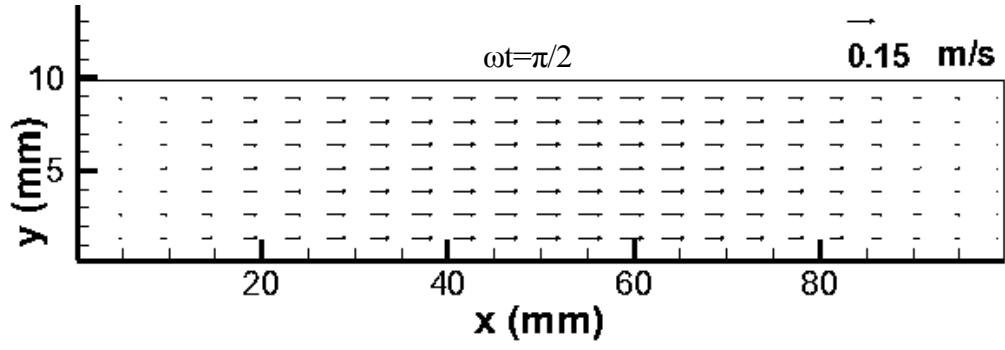
Şekil 4.8. Yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi

Şekil 4.8'de yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşenindeki değişim verilmektedir. Basınç değişimlerinin aksine hız $\omega t = \pi$ ve $\omega t = 2\pi$ anlarında en yüksek ve en düşük değerlerine ulaşır. Şekil 4.8.a ise hızın sol duvar yakınında değişimlerini gösterir.

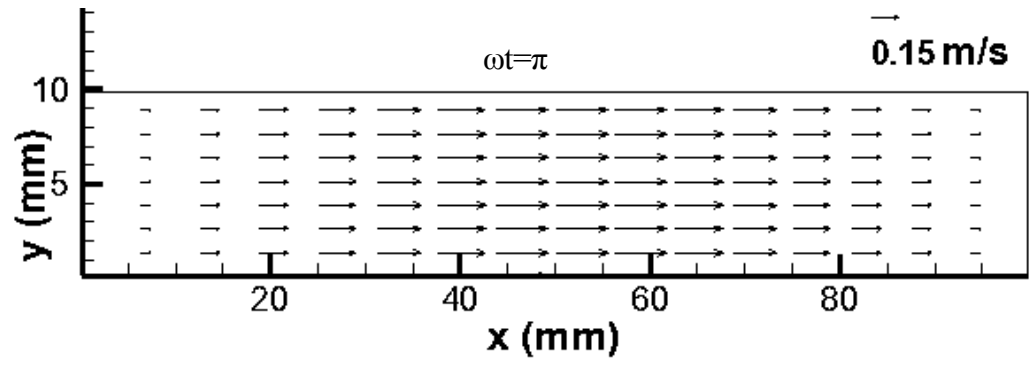


Şekil 4.8.a. Yatay orta eksen boyunca 1560. periyotta $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında x-doğrultusundaki hız değişimi (sol duvar yakınında)

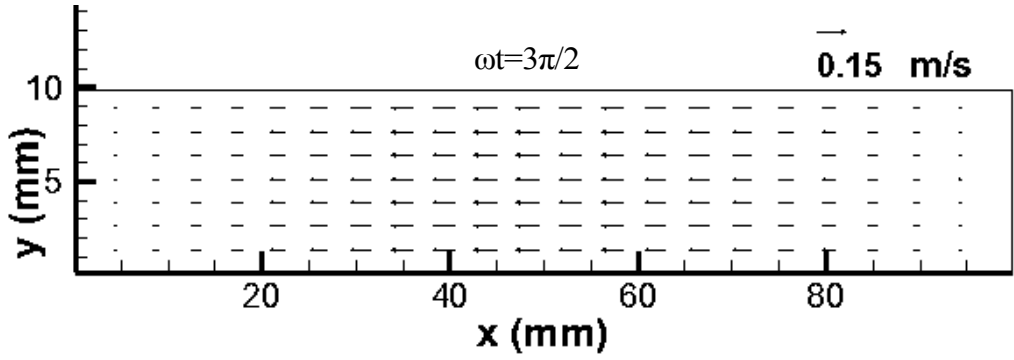
Şekil 4.8.a'da sol duvarın $\omega t = \pi/2$ ve $\omega t = 3\pi/2$ anlarında durgun olduğunu görülmektedir. $\omega t = \pi$ ve $\omega t = 2\pi$ anlarında ise en yüksek ve en düşük değerlerine ulaşır. Hareketli sol duvarın en yüksek hızı ωx_{maks} 'dir ve yaklaşık 0.0025 m/s'dir. Bu durum Şekil 4.8.a'da rahatlıkla görülebilmektedir. Şekil 4.9'da ise $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hız vektörleri verilmektedir.



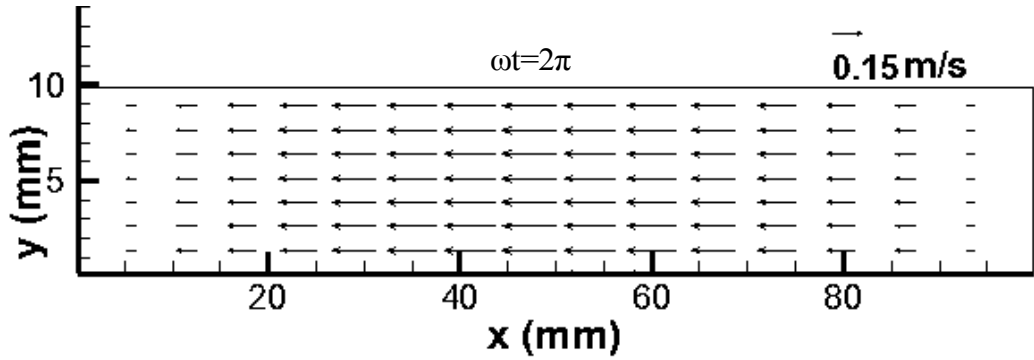
a)



b)



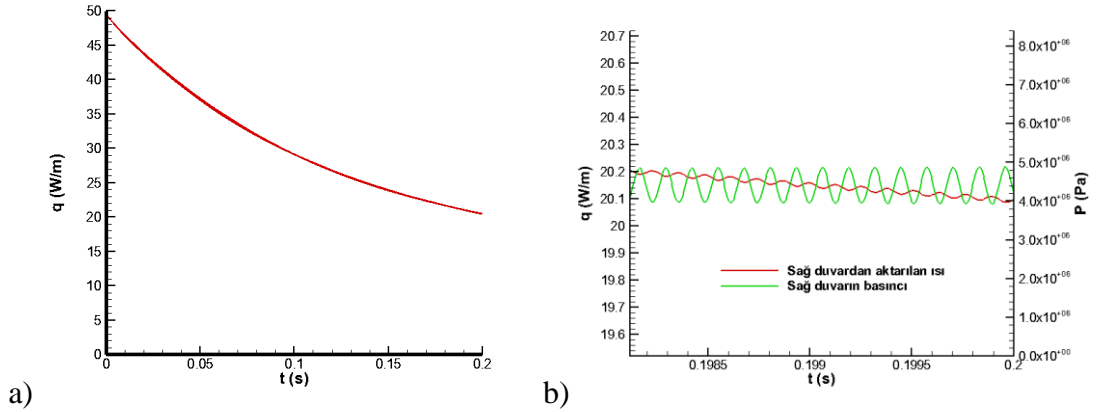
c)



d)

Şekil 4.9. 1560. periyotta (a) $\omega t = \pi/2$, (b) π , (c) $3\pi/2$, (d) 2π anlarında hız vektörleri

1560. periyotta $\omega t = \pi/2$ (a), π (b), $3\pi/2$ (c), 2π (d) anlarında hız vektörleri Şekil 4.9'da verilmektedir. Şekil 4.8.a'da görüldüğü üzere $\omega t = \pi$ anında sol duvar ilk konumundan dışa doğru hareket etmektedir ve en yüksek yer değiştirme değeri kadar hareket eder. $\omega t = 3\pi/2$ anında sol duvar tekrar ilk konumuna ulaşmaktadır. $\omega t = 2\pi$ anında ise sol duvar ilk konumundan içeri doğru hareket eder ve en yüksek yer değiştirme miktarı kadar hareket eder. Şekil 4.9'a baktığımızda $\omega t = \pi/2$ ve $\omega t = \pi$ anlarında sağa doğru bir akış mevcuttur ve $\omega t = \pi$ anında hızını arttırmaktadır. $\omega t = 3\pi/2$ ise akış tersine dönmektedir ve sola doğru hareket etmektedir. $\omega t = 2\pi$ anında ise akış $\omega t = 3\pi/2$ 'teki gibi sola doğru hareket etmekte ve hızını arttırmaktadır. Bu durum akışın periyodik hareketini göstermektedir. Verilen bu anlık hız vektörleri, akış periyodik kararlı duruma ulaştıktan sonra bütün periyotlarda $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında benzer davranış göstermektedir. Şekil 4.10'da ise test durumu için sağ duvardan ısı aktarımı verilmektedir. Isı aktarımı 1 metre derinlik alınarak hesaplanmaktadır.



Şekil 4.10. Sağ duvardan ısı aktarımı a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında sağ duvar basıncıyla

Şekil 4.10'a baktığımızda sağ duvardan ısı aktarımı başlangıçta sağ duvar ile su arasındaki sıcaklık farkından dolayı yüksektir. Sağ duvardan akışkana ısı aktarımı gerçekleştikçe ısı aktarımı azalmaya başlamıştır. Şekil 4.10 (b)'de görüldüğü üzere ısı aktarımı ortamdaki titreşimli akışın hareketiyle birlikte periyodik salınımlar

göstermektedir. Sağ duvara akışkanın çarpması ile sağ duvarın basıncı yükselmekte bununla birlikte ısı aktarımı en aza inmektedir. Akışkanın sağ duvara çarptıktan sonra sola doğru hareketinde ise ısı aktarımı artmaktadır.

4.3.1. Sol Duvar En Büyük Yer Değiştirmesinin Isı Aktarımına Etkisi

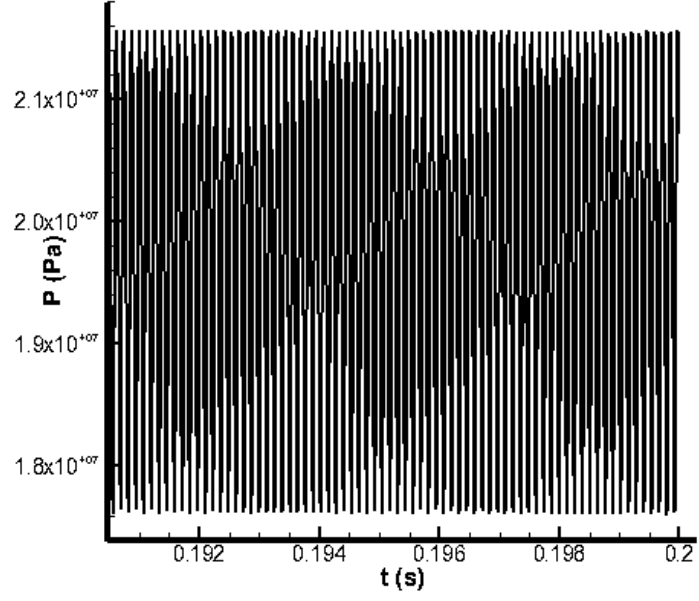
Hesaplamalarda kullanılan sayısal yöntemin doğruluğu kontrol edildikten sonra sol duvar en büyük yer değiştirmesinin ısı aktarımına etkisi incelenmiştir. İncelenen durumlar Çizelge 4.5'te verilmiştir. H/L oranı 0.3 ve kapalı ortam içerisinde suyun başlangıç basıncı 20 MPa seçilmiştir.

Çizelge 4.5. Sol Duvar En Büyük Yer Değiştirmesinin Isı Aktarımına Etkileri İçin İncelenen Durumlar

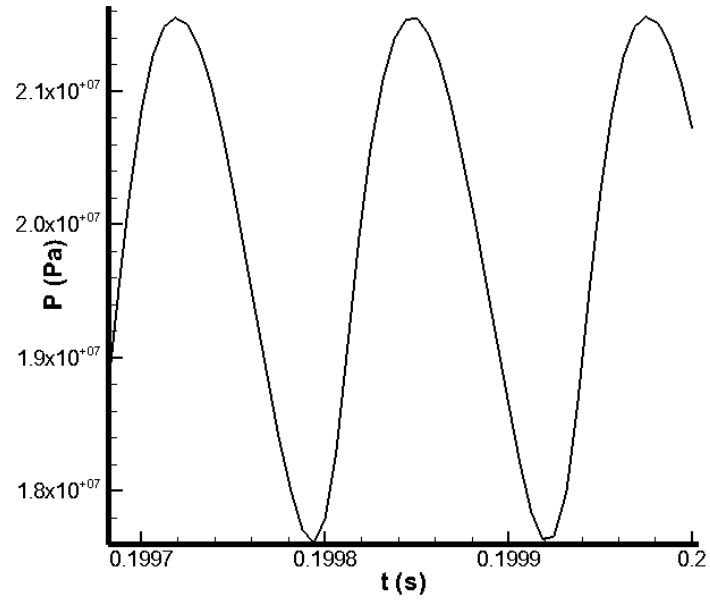
Durum	H/L	P _{su,ilk} (MPa)	X _{maks} (μm)	Gr	Gr/Re ²
2-a	0.3	20	0.05	60257	4.47x10 ⁻⁵
2-b			0.1		1.15x10 ⁻⁵
2-c			0.15		6.79x10 ⁻⁶
2-d			0.2		4.93x10 ⁻⁶

İncelenen durumlarda bütün parametreler sabit tutulurken sol duvar yer değiştirmesinin farklı değerleri için titreşimli akış oluşumu ve sağ duvardan ısı aktarımına etkileri incelenmiştir. İlk durumda sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarı 0.05 μm çalışılmıştır. İlk durum için Şekil 4.11'de kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi verilmiştir. Basınç dalgası yaklaşık 0.2 s'de periyodik kararlı duruma ulaşmıştır. Şekil 4.11.b'de basınç dalgasının son iki periyotluk değişimi verilmektedir. Bu noktada basınç dalgasının genliği yaklaşık 2

MPa'dır. Şekil 4.12'de ise kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin zamanla değişimi verilmiştir.



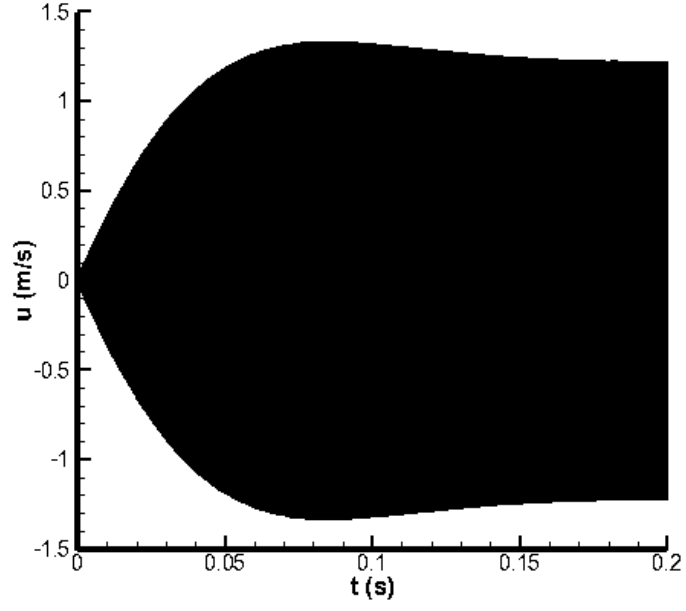
a)



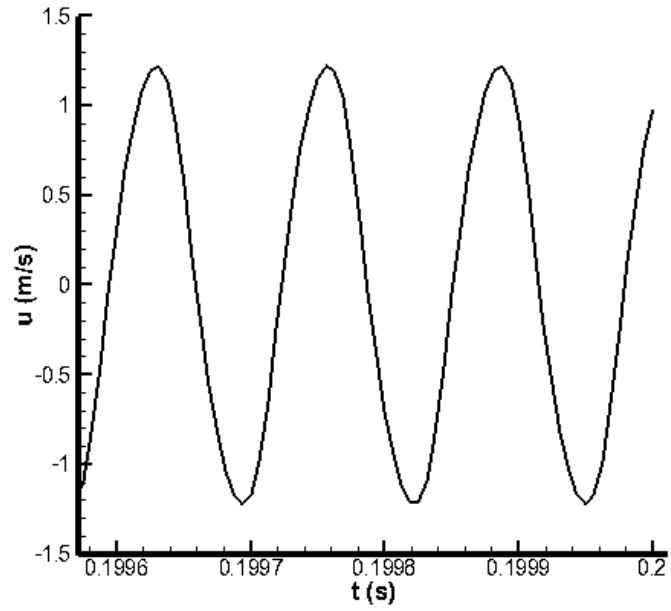
b)

Şekil 4.11. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi (Durum 2-a)

a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



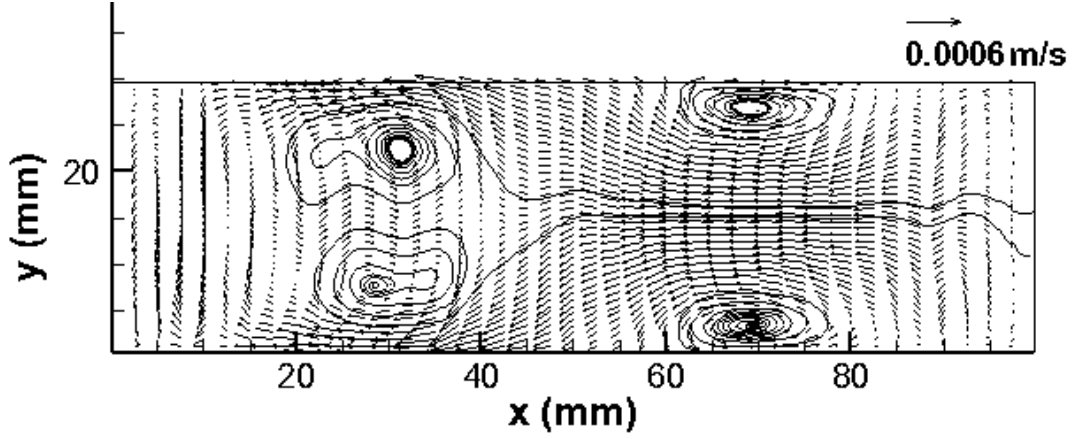
a)



b)

Şekil 4.12. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-a)
a)tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

Şekil 4.12.a'da hız dalgasının yaklaşık 0.2 s'de periyodik kararlı hale geldiği görülmektedir. Hız dalgası yaklaşık 1560 periyotta 0.2 s'ye ulaşmaktadır. Hızın son iki periyotluk yaklaşık sinüs dalgası şeklinde değişimi de Şekil 4.12.b'de verilmektedir. 1560. periyotta zamana göre ortalama hız vektörleri ise Şekil 4.13'de verilmektedir.

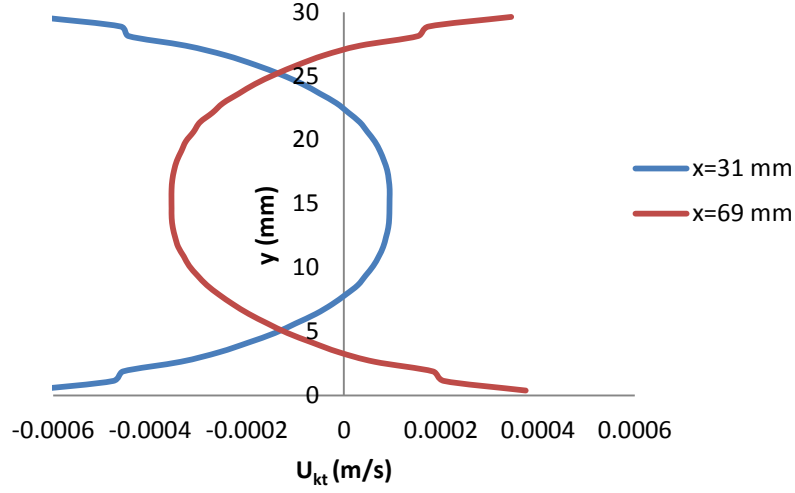


Şekil 4.13. 1560. periyotta zamana göre ortalama hız vektörleri (Durum 2-a)

Şekil 4.13'da verilen kütle taşınım hız vektörlerinin hesaplanması Eşitlik (4.8) ile yapılmaktadır. “ $\bar{\quad}$ ” bir periyot boyunca zamana göre ortalamayı göstermektedir.

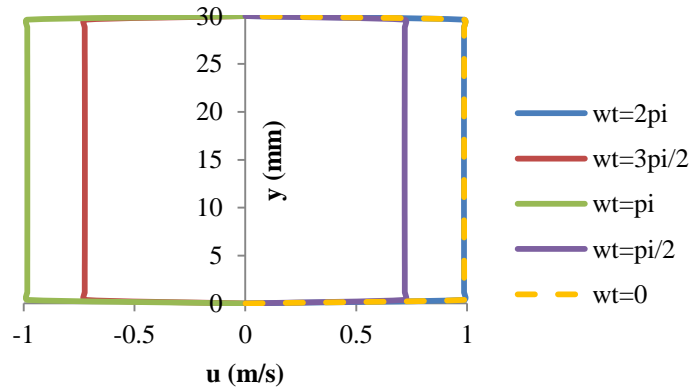
$$u_{kt} = \frac{\overline{\rho u}}{\rho}, \quad v_{kt} = \frac{\overline{\rho v}}{\rho} \quad (4.8)$$

Hız vektörlerinin zamana göre ortalamasının hesaplanması 1560. periyotta yapılmaktadır. Akış alanına bakıldığında dört adet girdap oluşmaya başladığı görülmektedir. Hızların düşük olmasının sebebi sol duvar yer değiştirme miktarının akış içinde göreceli olarak zayıf basınç dalgaları oluşturmasıdır.



Şekil 4.14. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=31$ mm) ve sağ yarısında ($x=69$ mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları (Durum 2-a)

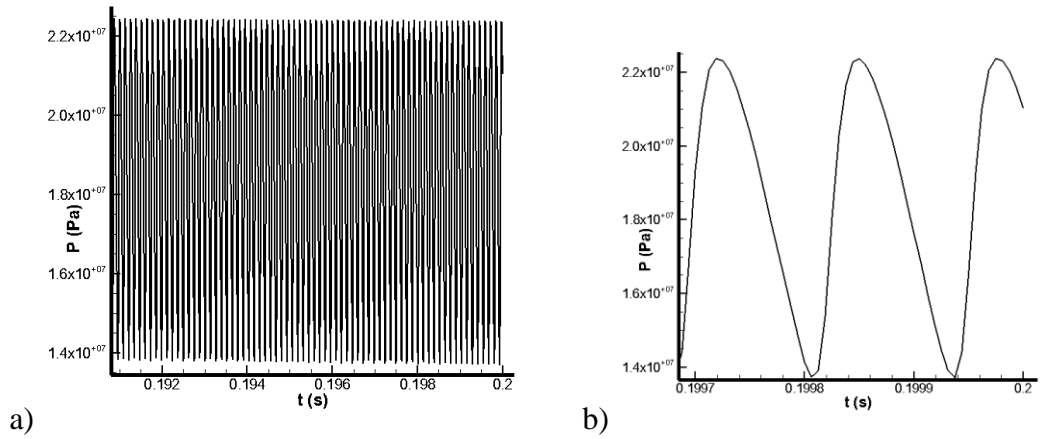
Şekil 4.14'de kapalı ortamda oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları verilmektedir. Zayıf basınç dalgaları sebebiyle kütle taşınım hızları oldukça düşüktür. Sağ ve sol tarafta oluşan girdapların hızları birbirlerine simetrik değildir. Bu durumun sebebi girdapların henüz kararlı hale gelmemesidir.



Şekil 4.15. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşenindeki değişimi (Durum 2-a)

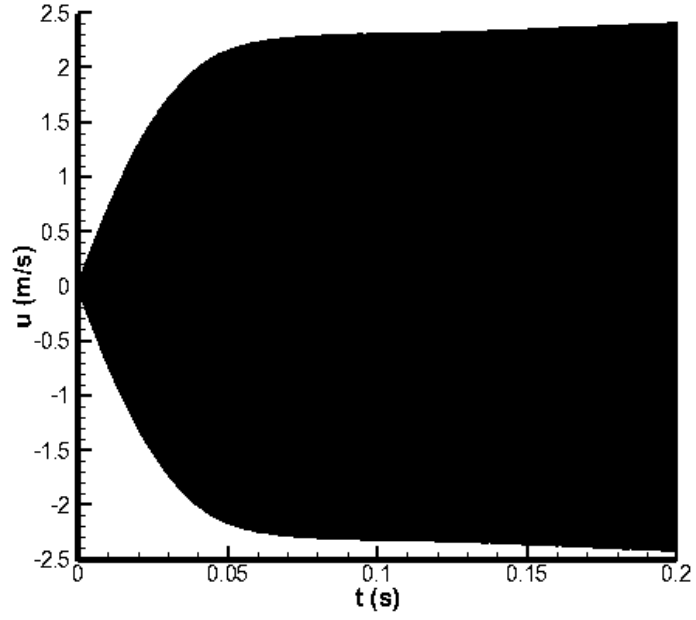
Şekil 4.15'te durum 2-a için orta dikey ekseninde son periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi verilmektedir. $\omega t = 0$ ve $\omega t = \pi/2$ anlarında sağa doğru bir akış mevcuttur ve $\omega t = \pi/2$ anında hız azalmaktadır. $\omega t = \pi$ anında ise akış tersine dönmektedir ve sola doğru hareket etmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ anında akış hızını azaltarak sola doğru devam eder. $\omega t = 2\pi$ anında ise akış sağa doğru hareket etmekte ve hızını arttırmaktadır. $\omega t = 2\pi$ anında akış $\omega t = 0$ anındaki akış ile aynı yönde ve aynı büyüklükte hızdadır. Bu durum akışın periyodik hareketini göstermektedir. Verilen bu anlık hız değişimleri, akış periyodik kararlı duruma ulaştıktan sonra bütün periyotlarda $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında benzer davranış göstermektedir.

İkinci durumda ise sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarı $0.1 \mu m$ çalışılmıştır. İkinci durum için kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi Şekil 4.16'da verilmiştir. Bu noktada basınç dalgasının genliği yaklaşık 4 MPa'dır. Şekil 4.17'de ise kapalı ortamın merkezinde hızın zamanla değişimi verilmiştir.

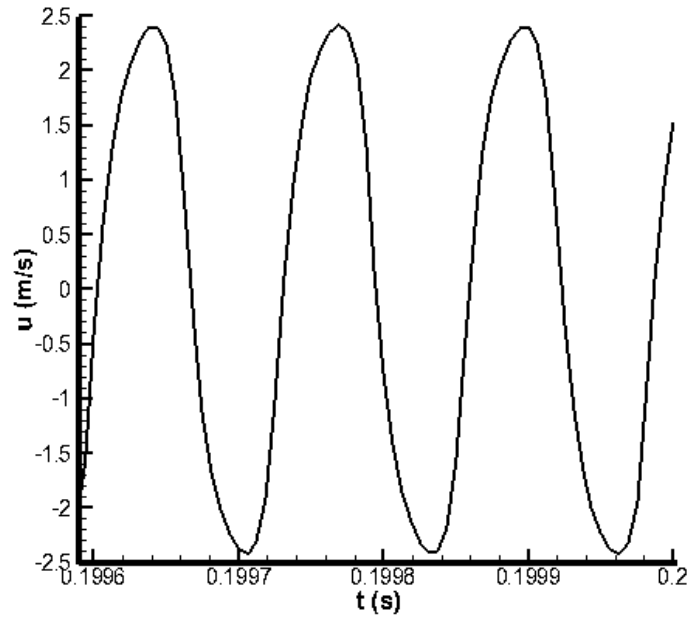


Şekil 4.16. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın değişimi (Durum 2-b)

a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



a)

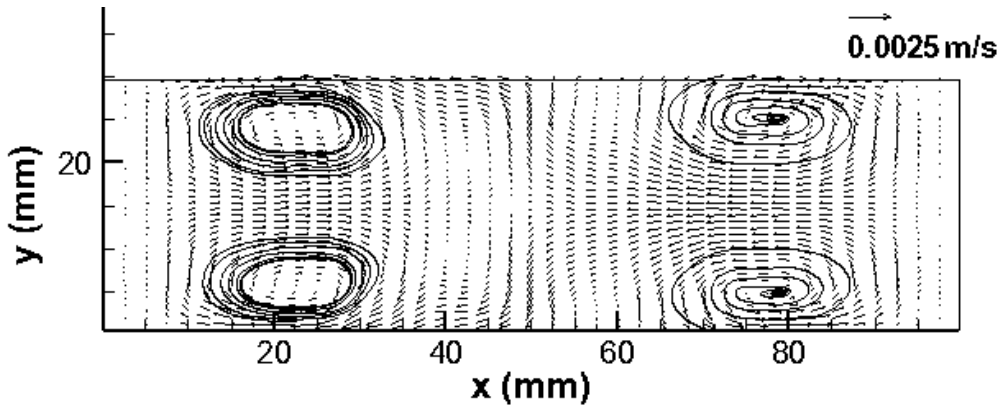


b)

Şekil 4.17. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-b)

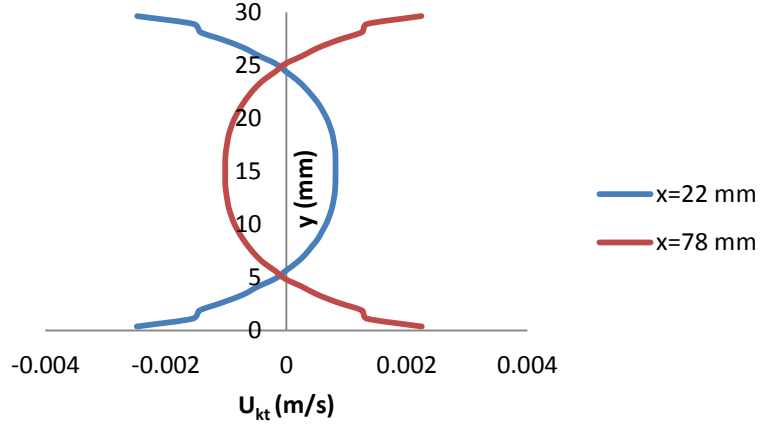
a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

Şekil 4.17.b’de hızın Durum 2-a’ya nispeten sinüs dalgasından uzaklaştığı görülmektedir. Bunun sebebi olarak basınç genliğinin Durum 2-a’ya kıyasla yaklaşık iki katına çıkması ve bunun sonucunda hız dalgalarında sinüs dalgasından uzaklaşarak şok dalgasına yaklaştığı söylenebilir. Hızlar yaklaşık 0.2 s’de periyodik kararlı duruma ulaşmıştır. Bu anda hız dalgasının genliği yaklaşık 2.4 m/s’dir. 1560. periyotta zamana göre ortalama hız vektörleri Şekil 4.18’de verilmektedir.



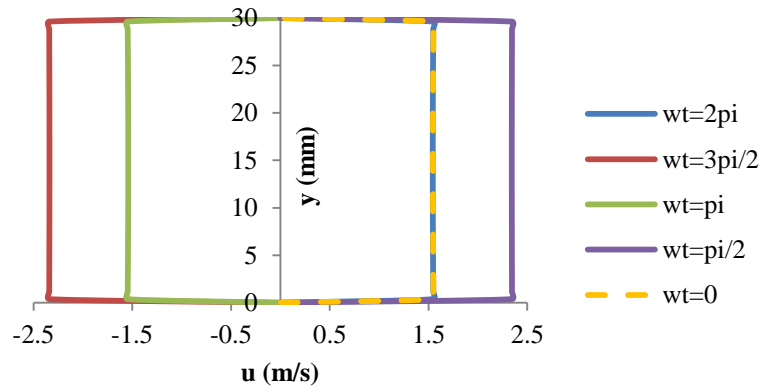
Şekil 4.18. 1560. periyotta zamana göre ortalama hız vektörleri (Durum 2-b)

Hız vektörlerinin zamana göre ortalaması 1560. periyotta alınmaktadır. Akış alanında Durum 2-b’ye nispeten oluşan girdaplar simetrik ve daha belirgindir. Artan sol duvar yer değiştirmesiyle titreşimli akış etkisini göstermeye başlamıştır. Orta yatay ve dikey eksenlere simetrik dört adet girdap görülmektedir. Bu durum titreşimli akışın hızında da belirgin bir artış göstermiştir. En yüksek anlık hız yaklaşık 2.4 m/s’dir.



Şekil 4.19. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=22$ mm) ve sağ yarısında ($x=78$ mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları (Durum 2-b)

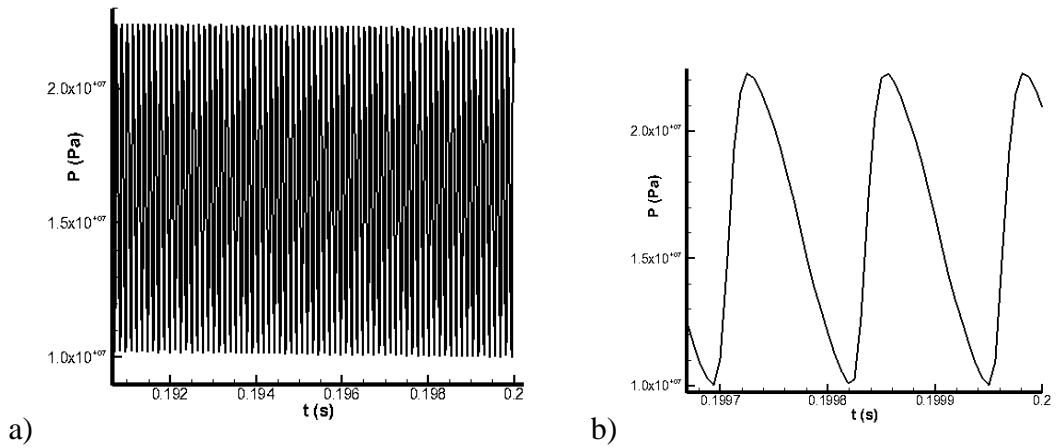
Şekil 4.19'de kapalı ortamda oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları verilmektedir. Girdapların merkezleri arasındaki uzaklık bir önceki duruma göre artmıştır. Ayrıca kütle taşınım hızları da bir önceki durumdan daha yüksektir. Hızlar simetrik haldedir. Bu durum için dört adet daimi girdap oluştuğunu söyleyebiliriz.



Şekil 4.20. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşenindeki değişimi (Durum 2-b)

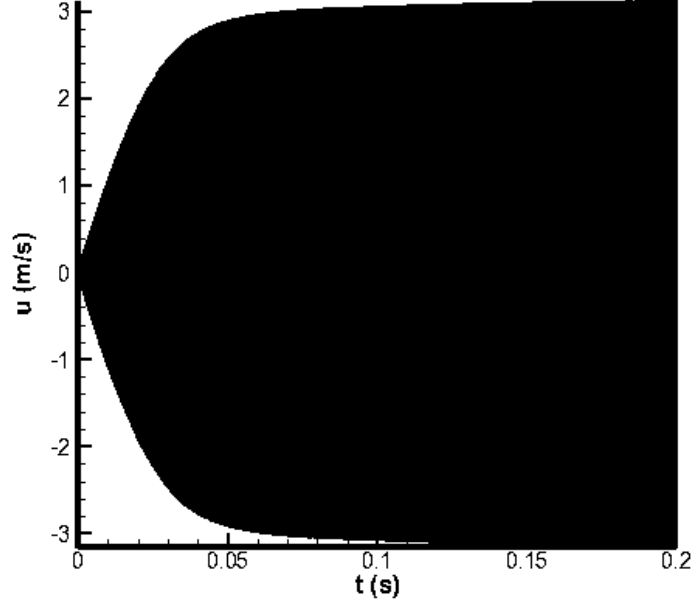
Şekil 4.20'te durum 2-b için orta dikey ekseninde son periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi verilmektedir. $\omega t = 0$ ve $\omega t = \pi/2$ anlarında sağa doğru bir akış mevcuttur ve $\omega t = \pi/2$ anında hız artmaktadır. $\omega t = \pi$ anında ise akış tersine dönmektedir ve sola doğru hareket etmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ anında akış hızını arttırarak sola doğru devam eder. $\omega t = 2\pi$ anında ise akış sağa doğru hareket etmekte ve hızını azaltmaktadır. $\omega t = 2\pi$ anında akış $\omega t = 0$ anındaki akış ile aynı yöndedir ve aynı büyüklükte hızdadır. Bu durum akışın periyodik hareketini göstermektedir. Verilen bu anlık hız değişimleri, akış periyodik kararlı duruma ulaştıktan sonra bütün periyotlarda $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında benzer davranış göstermektedir.

Durum 2-c'de ise sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarı $0.15 \mu m$ çalışılmaktadır. Durum 2-c için kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi Şekil 4.21'de verilmektedir. Bu noktada basınç genliği yaklaşık 6 MPa'dır. Şekil 4.22'de ise durum 2-c için kapalı ortamın merkezinde hızın zamanla değişimi verilmektedir.

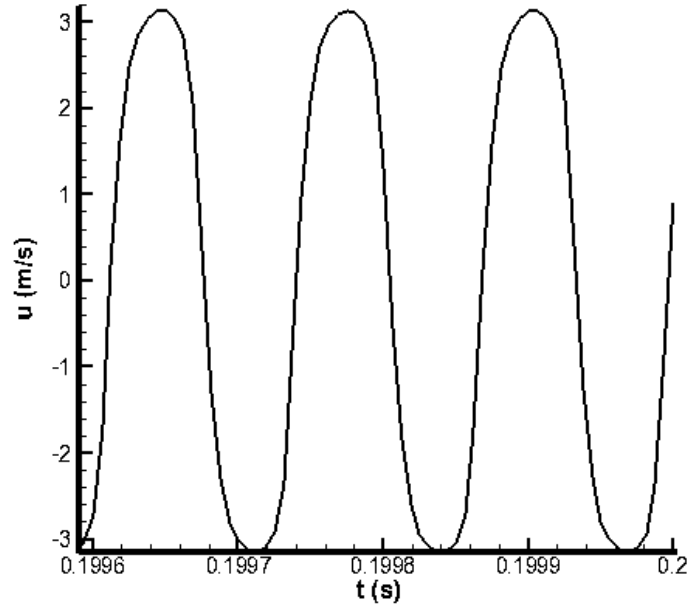


Şekil 4.21. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın değişimi (Durum 2-c)

a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



a)

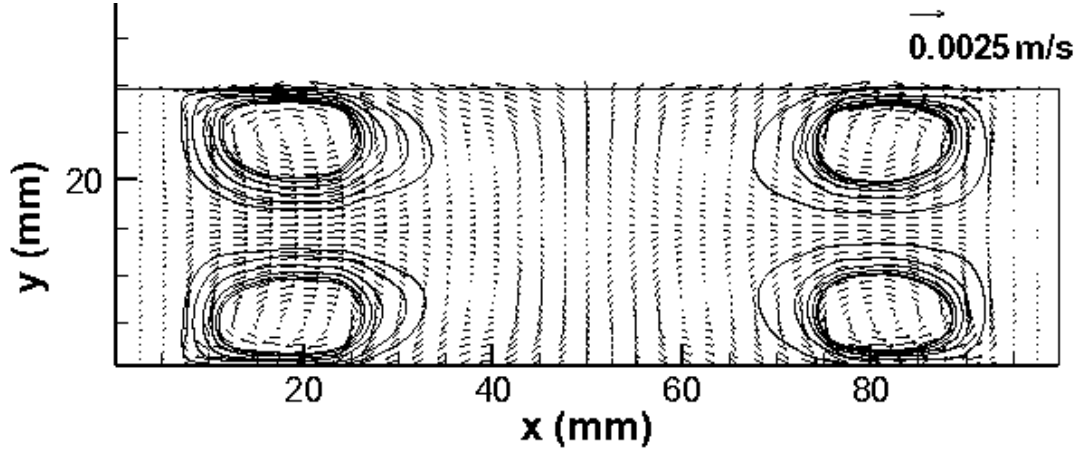


b)

Şekil 4.22. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-c)

a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

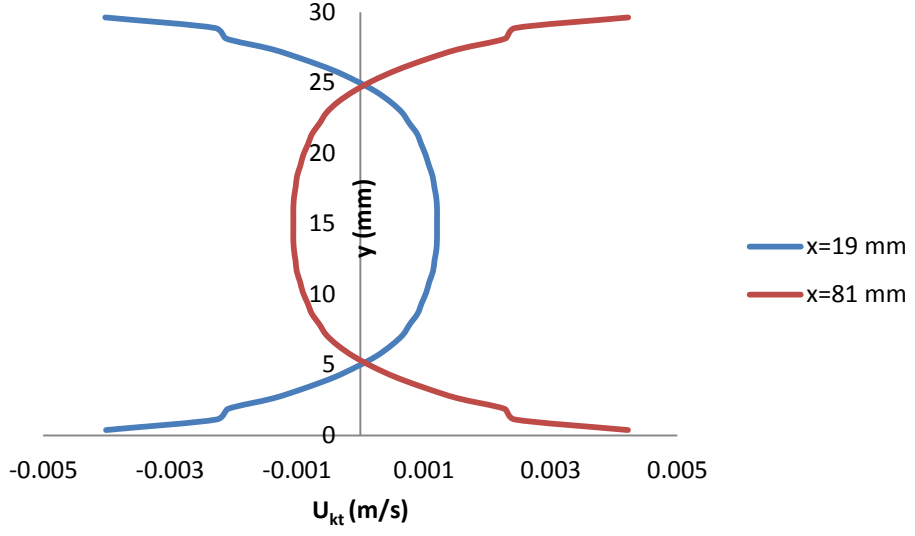
Şeik 4.22.a'da hız dalgasının yaklaşık 0.2 s'de periyodik kararlı hale geldiği görülmüştür. Hız dalgasında şok dalgaları gibi tepe noktalarında keskin geçişler görülmese de sinüs dalgasından uzaklaşmıştır. 1560. periyotta zamana göre ortalaması alınmış hız vektörleri ise Şekil 4.23'de görülmektedir.



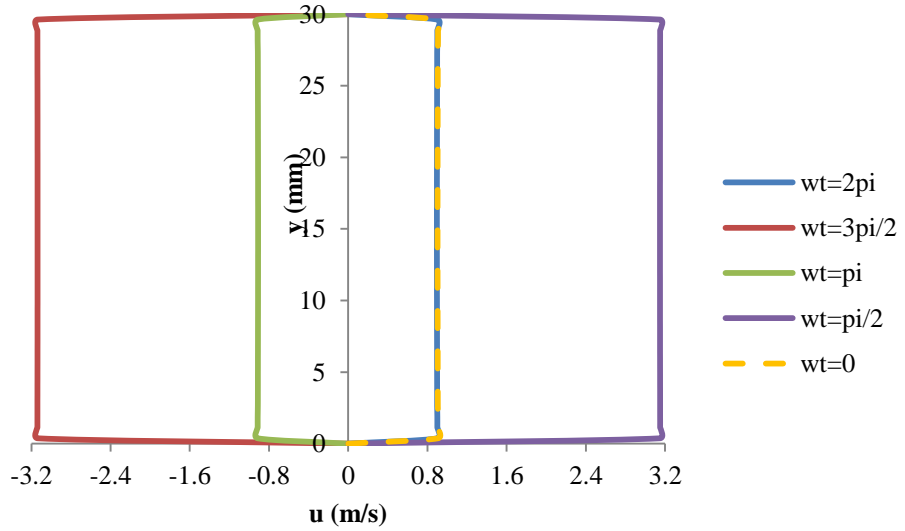
Şekil 4.23. 1560. periyotta zamana göre ortalama hız vektörleri (Durum 2-c)

Sol duvar titreşiminin son periyodunda yani 1560. periyotta zamana göre ortalaması alınmış hızlar Şekil 4.21'de verilmektedir. Akış alanında dört adet daimi girdap oluştuğu belirgin bir şekilde görülmektedir. Durum 2-b ile birlikte durum 2-c'de de sol duvar titreşimi etkili olmaya devam etmiştir. Bu durum titreşimli akış hızına yansımıştır. Durum 2-c için anlık en yüksek titreşimli akış anlık hızı yaklaşık 3.2 m/s'dir.

Şekil 4.24'de kapalı ortamda oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları verilmektedir. Girdapların merkezleri arasındaki uzaklık bir önceki durum ile yaklaşık aynıdır ve hızlar simetrik haldedir. Girdap oluşumlarının bu durum için de belirgindir. Kütle taşınım hızları artmaktadır.



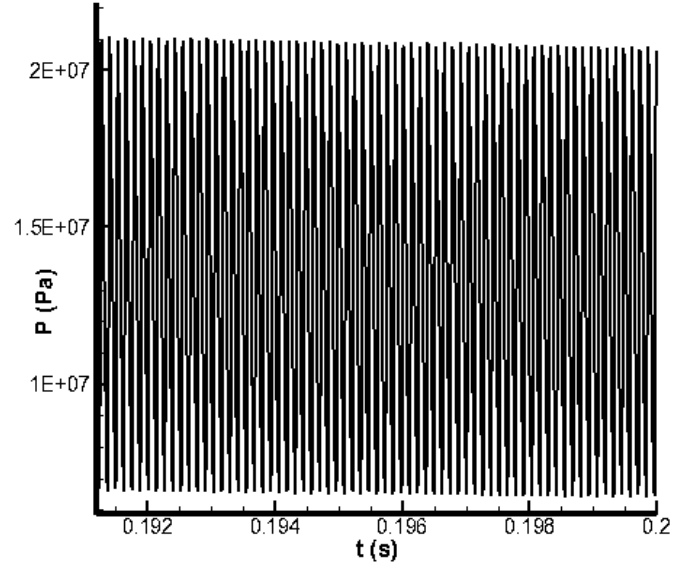
Şekil 4.24. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=19$ mm) ve sağ yarısında ($x=81$ mm) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları (Durum 2-c)



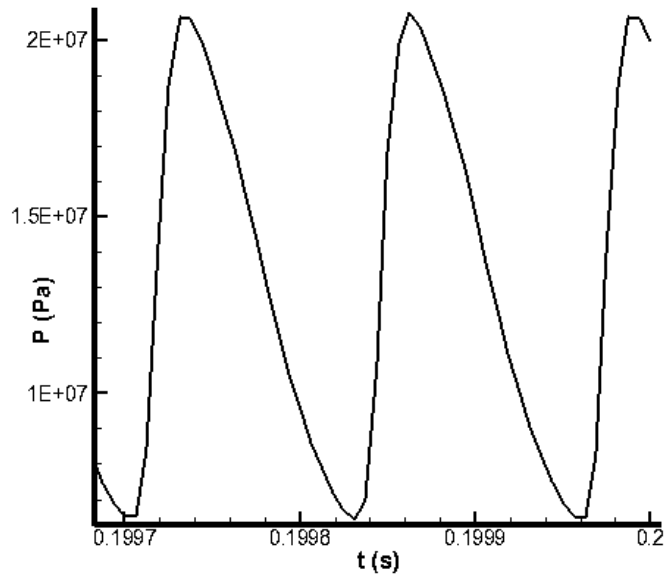
Şekil 4.25. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşenindeki değişimi (Durum 2-c)

Şekil 4.25'te durum 2-c için orta dikey ekseninde son periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi verilmektedir. $\omega t = 0$ ve $\omega t = \pi/2$ anlarında sağa doğru bir akış mevcuttur ve $\omega t = \pi/2$ anında hız artmaktadır. $\omega t = \pi$ anında ise akış tersine dönmekte ve sola doğru hareket etmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ anında akış hızını arttırarak sola doğru devam eder. $\omega t = 2\pi$ anında ise akış sağa doğru hareket etmekte ve hızını azaltmaktadır. $\omega t = 2\pi$ anında akış $\omega t = 0$ anındaki akış ile aynı yöndedir ve aynı büyüklükte hızdadır. Bu durum akışın periyodik hareketini göstermektedir. Verilen bu anlık hız değişimleri, akış periyodik kararlı duruma ulaştıktan sonra bütün periyotlarda $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında benzer davranış göstermektedir.

Durum 2-d'de sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarı $0.2 \mu m$ alınmıştır. Durum 2-d için kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi Şekil 4.26'te verilmiştir. Şekil 4.27'te ise durum 2-d için kapalı ortamın merkezinde hızın zamanla değişimi verilmiştir. Şekil 4.27.a'da hız dalgasının yaklaşık 0.2 s'de periyodik kararlı hale geldiği görülmektedir. Hız dalgası durum 2-b ve 2-c'deki gibi sinüs formundan uzaklaşmıştır. Şekil 4.28'te ise sol duvar titreşiminin son periyodunda yani 1560. periyotta zamana göre ortalaması alınmış hız vektörleri verilmektedir.

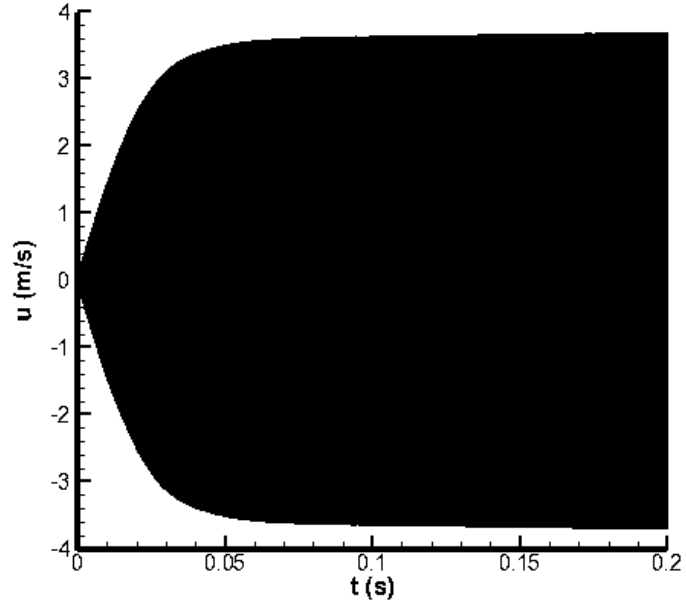


a)

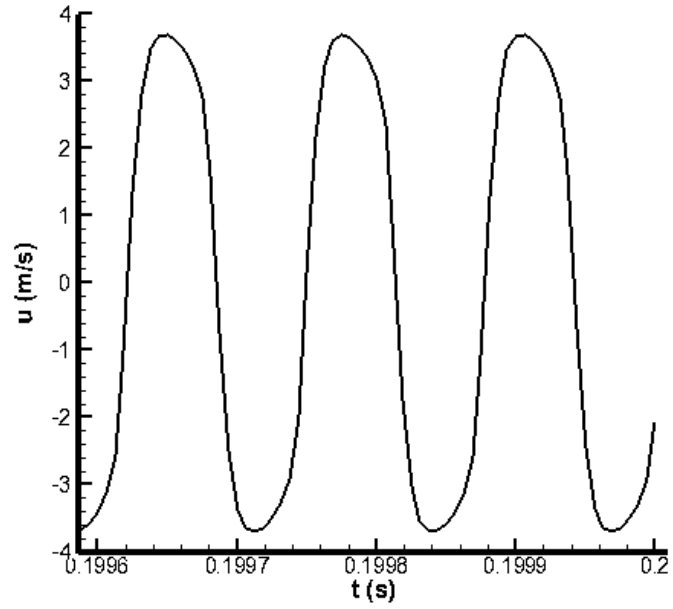


b)

Şekil 4.26. Kapalı ortamın sol duvarında basıncın zamanla değişimi (Durum 2-d)
a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



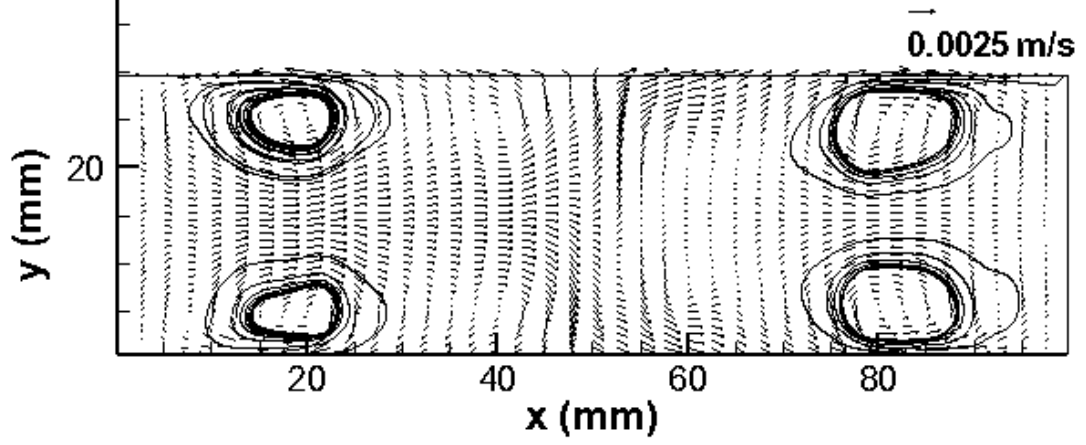
a)



b)

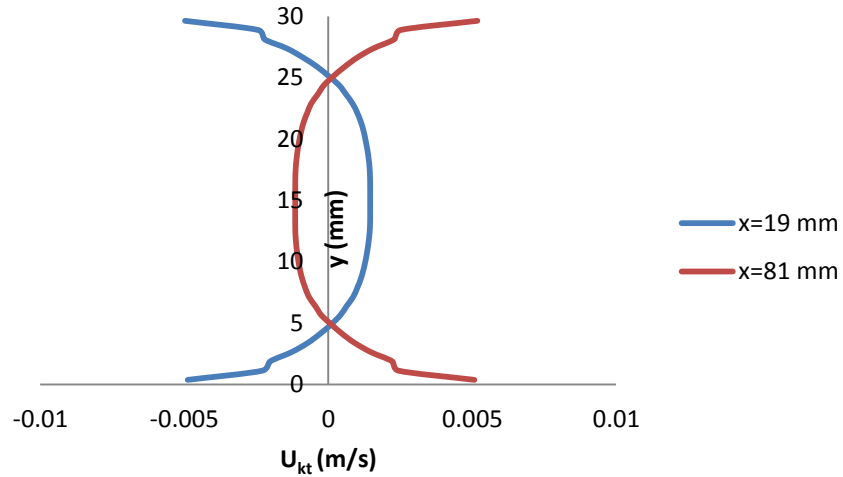
Şekil 4.27. Kapalı ortamın merkezinde hızın x-bileşeninin değişimi (Durum 2-d)

a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



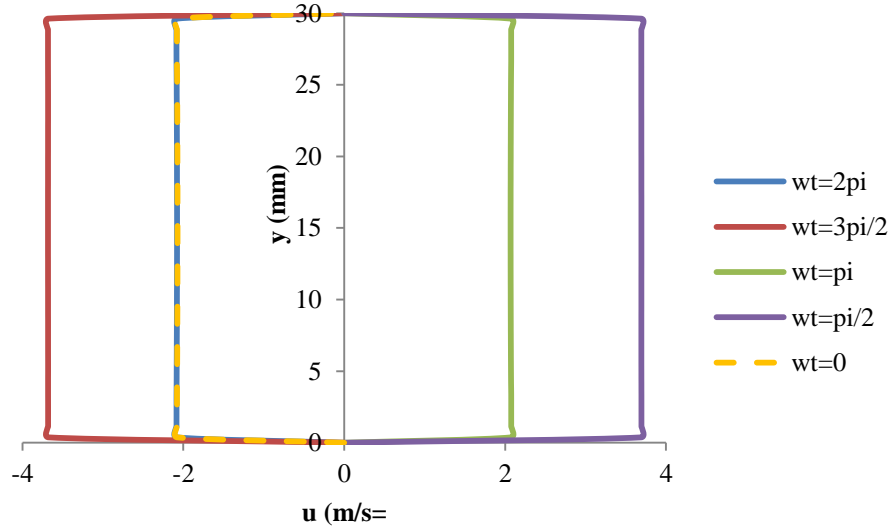
Şekil 4.28. 1560. periyotta zamana göre ortalama hız vektörleri (Durum 2-d)

Sol duvar titreşiminin son periyodunda zamana göre ortalaması alınmış hız vektörleri Şekil 4.28’te görülmektedir. Akış alanında dört adet girdap oluşumu görülmektedir. Ancak incelenen önceki durumlara nispeten akış daha da hızlanmıştır. Sol duvar titreşiminin etkisi kapalı ortamda belirgin bir şekilde görülmektedir.



Şekil 4.29. Kapalı ortamın sol yarısında ($x=19 \text{ mm}$) ve sağ yarısında ($x=81 \text{ mm}$) oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları (Durum 2-d)

Şekil 4.29’de kapalı ortamda oluşan girdapların merkezlerinden geçen düşey eksen boyunca kütle taşınım hızları verilmektedir. Girdapların merkezleri arasındaki uzaklık bir önceki durum ile yaklaşık aynıdır ve hızlar simetrik haldedir. Girdap oluşumlarının bu durum için de belirgindir. Kütle taşınım hızları artmaktadır.



Şekil 4.30. Orta dikey ekseninde 1560. periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşenindeki değişimi (Durum 2-d)

Şekil 4.30’te durum 2-d için orta dikey ekseninde son periyotta $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında hızın x-bileşeninin değişimi verilmektedir. $\omega t = 0$ anında sola doğru bir akış mevcuttur. $\omega t = \pi/2$ anında ise akış sağa doğrudur ve $\omega t = \pi/2$ anında hız en yüksektir. $\omega t = \pi$ anında ise akış hızı azalmakta ve sağa doğru devam etmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ anında akış hızını artırarak sola doğru devam eder. $\omega t = 2\pi$ anında ise akış sola doğru hareket etmekte ve hızını azaltmaktadır. $\omega t = 2\pi$ anında akış $\omega t = 0$ anındaki akış ile aynı yöndedir ve aynı büyüklükte hızdadır. Bu durum akışın periyodik hareketini göstermektedir. Verilen bu anlık hız değişimleri, akış periyodik kararlı duruma ulaştıktan sonra bütün periyotlarda $\omega t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında benzer davranış göstermektedir.

İncelenen durumlarda en yüksek anlık hız yaklaşık 3.7 m/s iken en yüksek kütle taşınım hızı yaklaşık 0.0015 m/s'dir. Bu değer Eşitlik (4.9) ile verilen teorik girdap hız mertebesi ile uyum göstermektedir [15].

$$u_{kt} = \frac{3}{16} \frac{u_{maks}^2}{c} \quad (4.9)$$

Burada u_{maks} en yüksek anlık hız, c ise ses hızıdır. Verilen Eşitlikle girdap hızının değeri yaklaşık 0.0016 m/s'dir. Çizelge 4.6'te farklı en yüksek yer değiştirme miktarlarında kütle taşınım hızlarının Eşitlik (4.9) ile karşılaştırılması verilmektedir. Elde edilen sonuçların teorik girdap hızlarıyla uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.6. İncelenen durumlar için kapalı ortamın orta ekseninde en yüksek kütle taşınım hızları

x_{maks} (μm)	u_{kt} (m/s)	u_{kt} (m/s)(4.9)
0.05	0.000108	0.000179
0.1	0.000821	0.000693
0.15	0.00126	0.00118
0.2	0.00151	0.00163

Ayrıca dört durumun akış alanlarına bakıldığında kapalı ortamda yer çekimi etkisi ihmal edilmesine rağmen y-yönünde de hızların oluştuğu buna bağlı olarak girdap oluşumları görülmektedir. Bu durum kapalı ortamda başlangıçta durağan halde olan suda sol duvar titreşimiyle oluşan akışın etkili olduğunu göstermektedir.

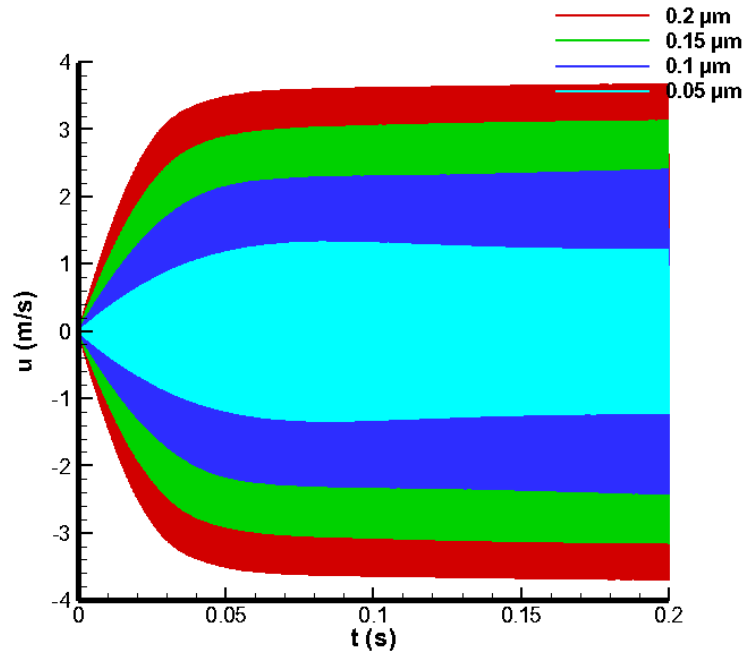
Merkli ve Thomann [57] çalışmalarında titreşimli akış için türbülanslı hale geçişte kritik bir Reynolds sayısı oluşturmuşlardır. ($Re \cong 400$). Reynolds sayısı Eşitlik (4.10)'da verilmektedir.

$$Re = \frac{2u_{maks}}{(v\omega)^{1/2}} \quad (4.10)$$

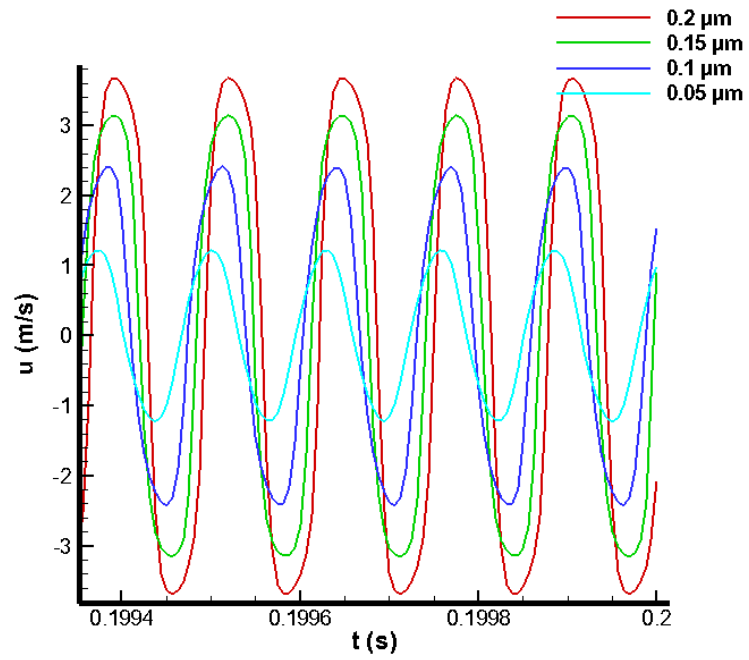
Akış incelenen durumlar için laminer haldedir. Çizelge 4.7'te incelenen durumlar için en yüksek akış hızları ve Reynolds sayıları özetlenmiştir. Elde edilen Reynolds sayıları kritik Reynolds sayısından çok küçüktür. Akış incelenen tüm durumlar için laminer halde kalmaktadır. Şekil 4.31'de ise incelenen her durum için titreşimli anlık hızın zamanla değişimi verilmektedir. Bu grafikte de sol duvar yer değiştirme miktarı arttıkça hızın x-bileşeninin arttığı görülmektedir.

Çizelge 4.7. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d)

x_{maks} (μm)	u_{maks} (m/s)	Reynolds sayısı (4.10)
0.05	1.2	10.84
0.1	2.4	21.68
0.15	3.2	28.91
0.2	3.7	33.43



a)



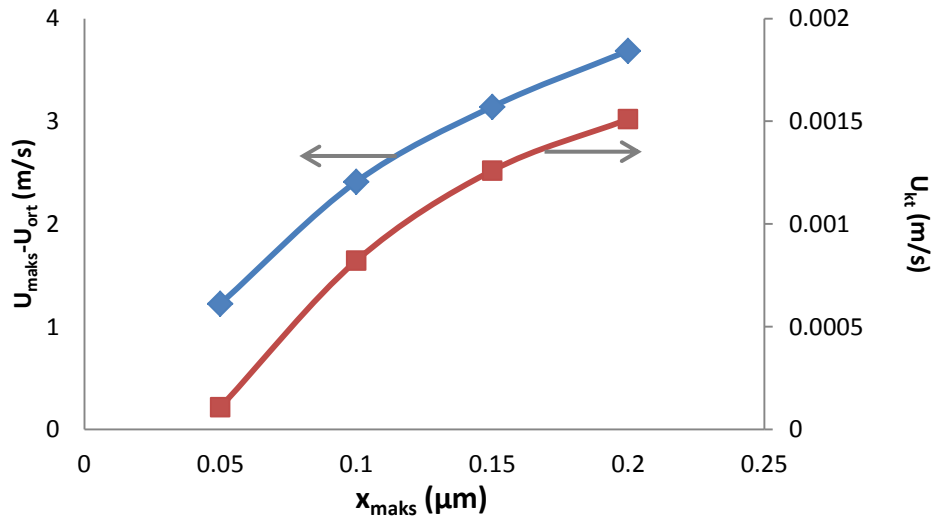
b)

Şekil 4.31. Kapalı ortamın merkezinde x -yönündeki hız bileşeninin farklı sol duvar en büyük yer değiştirmelerinde zamana göre değişimi a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

Çizelge 4.8’da incelenen bütün durumlar için hareketli son duvarın en yüksek hızı, akışın en yüksek ve en düşük hızları, hız genliği ve orta yatay eksendeki en yüksek kütle taşınım hızları verilmektedir. Sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarı arttıkça hızların da bu doğrultuda arttığı görülmektedir.

Çizelge 4.8. İncelenen durumlar için hız değerleri

x_{maks} (μm)	$U_{L,maks}$ (m/s)	U_{maks} (m/s)	U_{min} (m/s)	$U_{maks}-U_{ort}$ (m/s)	U_{kt} (m/s)
0.05	0.0025	1.221	-1.225	1.223	0.000108
0.1	0.0049	2.402	-2.420	2.411	0.000821
0.15	0.0074	3.132	-3.149	3.141	0.00126
0.2	0.0098	3.677	-3.695	3.686	0.00151



Şekil 4.32. İncelenen durumlar için hız genlikleri ve kütle taşınım hızlarının eğilimi

Şekil 4.32’te farklı en yüksek yer değiştirme miktarlarında hız genlikleri ve kütle taşınım hızları verilmektedir. Hız genlikleri ve kütle taşınım hızları en yüksek yer değiştirme miktarı arttıkça yükselmektedir.

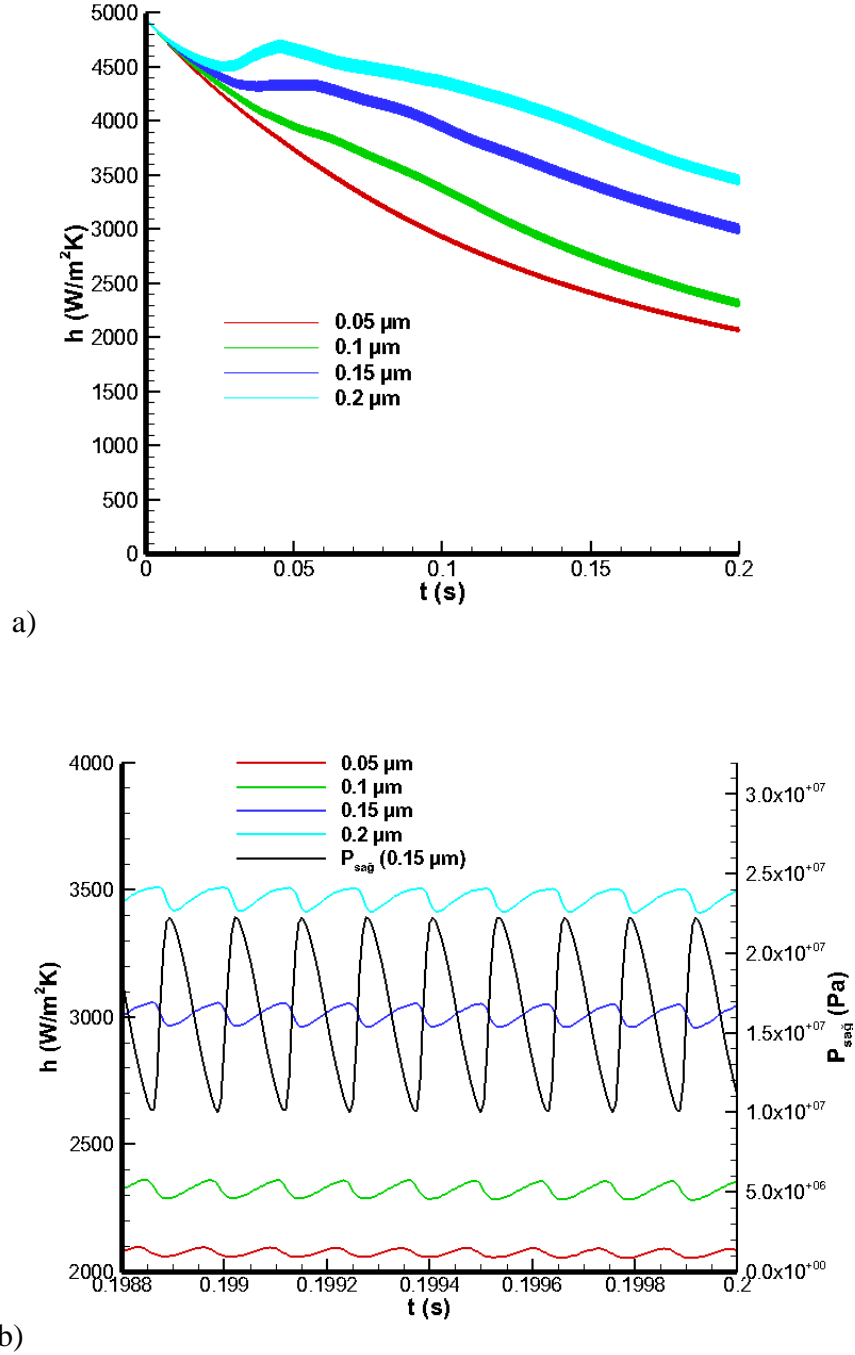
Çizelge 4.5 ile verilen durumlar için sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi göz önüne alınmaktadır. Düşey bir duvar boyunca, ısı aktarımı katsayısı ve ortalaması alınmış ısı aktarımı katsayısı Eşitlik (4.11-4.12) ile hesaplanmaktadır.

$$h = \frac{-k \frac{\partial T}{\partial x}}{|T_L - T_R|} \quad (4.11)$$

$$\bar{h} = \frac{1}{H} \int_0^H h dy \quad (4.12)$$

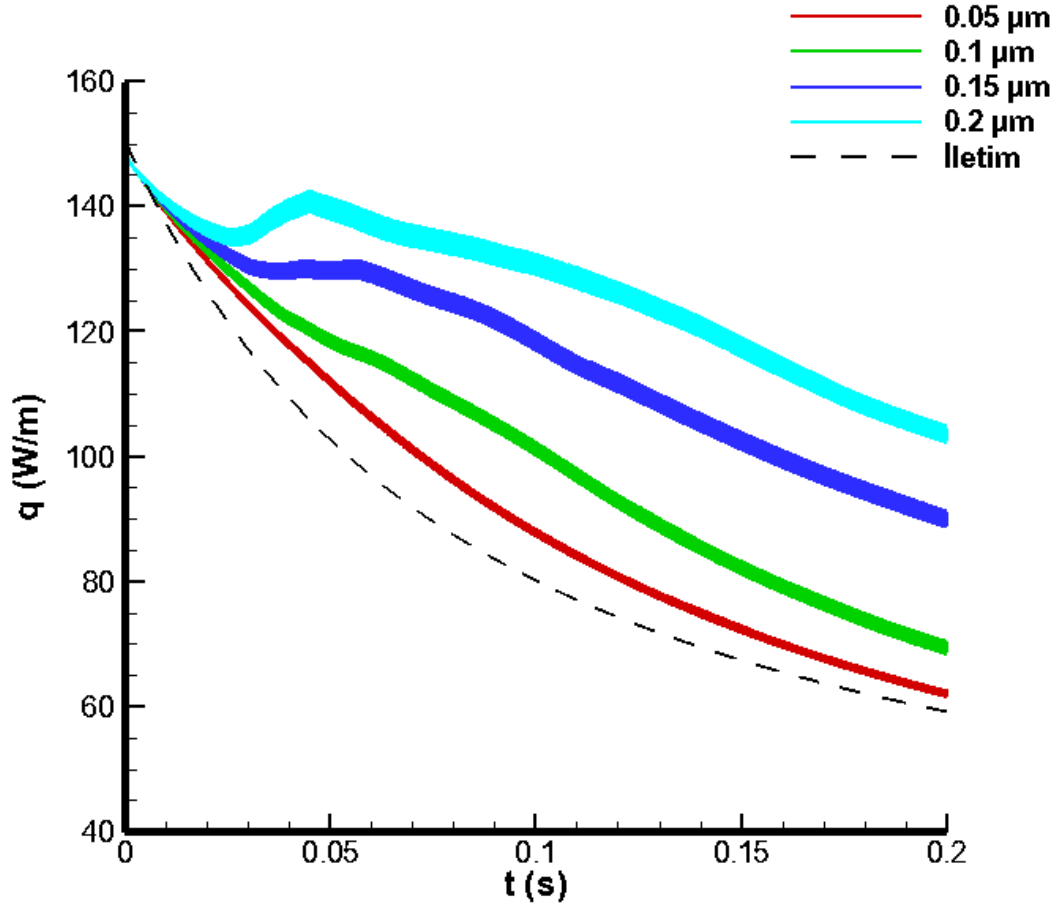
Yaklaşık 1560 periyot boyunca sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi Şekil 4.33’da verilmiştir. Başlangıçta ortalama ısı aktarımı katsayısı, sağ duvar ile su arasındaki yüksek sıcaklık farkından dolayı yüksektir. Sağ duvardan akışkana ısı aktarımı gerçekleştikçe ısı aktarım katsayısı azalmaya başlamıştır. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının $t=0.2$ s yakınlarındaki zamana göre değişimi ise Şekil 4.33.b’de verilmiştir. Şekil 4.33.b’de görüldüğü üzere ısı aktarım katsayısının değişimi ortamdaki titreşimli akışın hareketiyle birlikte periyodik salınımlar göstermektedir. Sol duvar titreşiminin en büyük yer değiştirmesi arttıkça sağ duvardan ısı aktarımının arttığı görülmektedir. $0.15 \mu\text{m}$ için verilen sağ duvar basıncı ile ısı aktarım katsayısı değişimine baktığımızda sağ duvara akışkanın çarpması ile sağ duvarın basıncı yükselmekte bununla birlikte ısı aktarımı en aza

inmektedir. Akışkanın sağ duvara çarptıktan sonra sola doğru hareketinde ise ısı aktarımı artmaktadır.

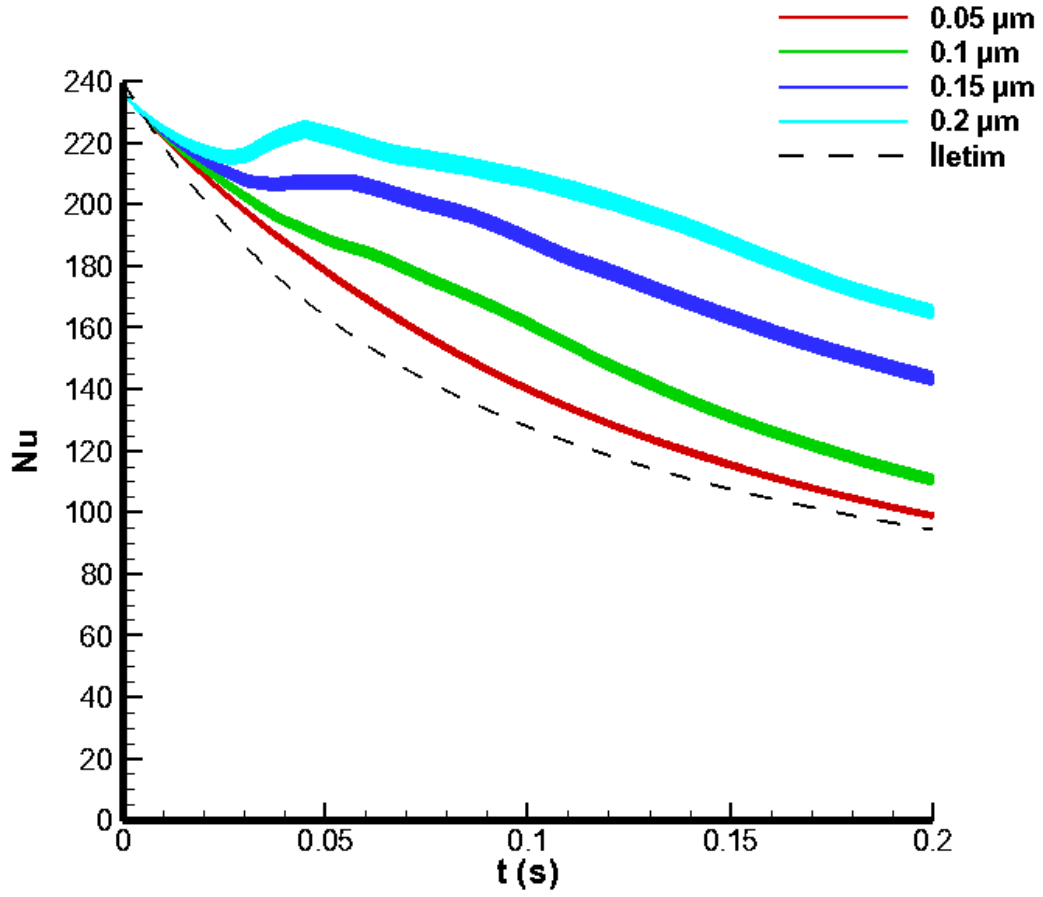


Şekil 4.33. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında, 0.15 μm için sağ duvar basıncıyla birlikte

Hız genlikleri ve kütle taşınım hızları en büyük yer değıştirme miktarı arttıkça artış göstermektedir. Sol duvar titreşiminin kapalı olduğu durumda ısı aktarımı sadece iletim ile gerçekleşecektir. Titreşim ile akışkanın artan hareketliliği, ısı aktarımının iyileşmesini sağlamaktadır. Bu durum Şekil 4.34’de görülen ısı aktarımındaki farklılara sebep olmuştur. Isı aktarımları 1 metre derinlik alınarak hesaplanmaktadır. Sol duvar titreşimi iletime kıyasla sağ duvardan ısı aktarımında %80’e kadar iyileştirme sağlamaktadır.



Şekil 4.34. Sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımının zamana göre değışimi (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d, iletim)



Şekil 4.35. Sağ duvarda Nusselt sayısının zamana göre değişimi (Durum 2-a, 2-b, 2-c, 2-d, iletim)

Şekil 4.35'te sağ duvarda Nusselt sayısının zamanla değişimi verilmektedir. Nusselt sayısı sol duvar en yüksek yer değiştirmesi arttıkça artmaktadır. İletim içinde Nusselt sayısı henüz 1 değildir. 0.2 s'de akış ne kadar hidrodinamik açıdan gelişmiş olsa da ısı olarak gelişmeye devam etmektedir. Nusselt sayısı Eşitlik (4.13) ile hesaplanmaktadır.

$$Nu = \frac{hH}{k} \quad (4.13)$$

4.3.2. Kap Yüksekliğinin Isı Aktarımına Etkisi

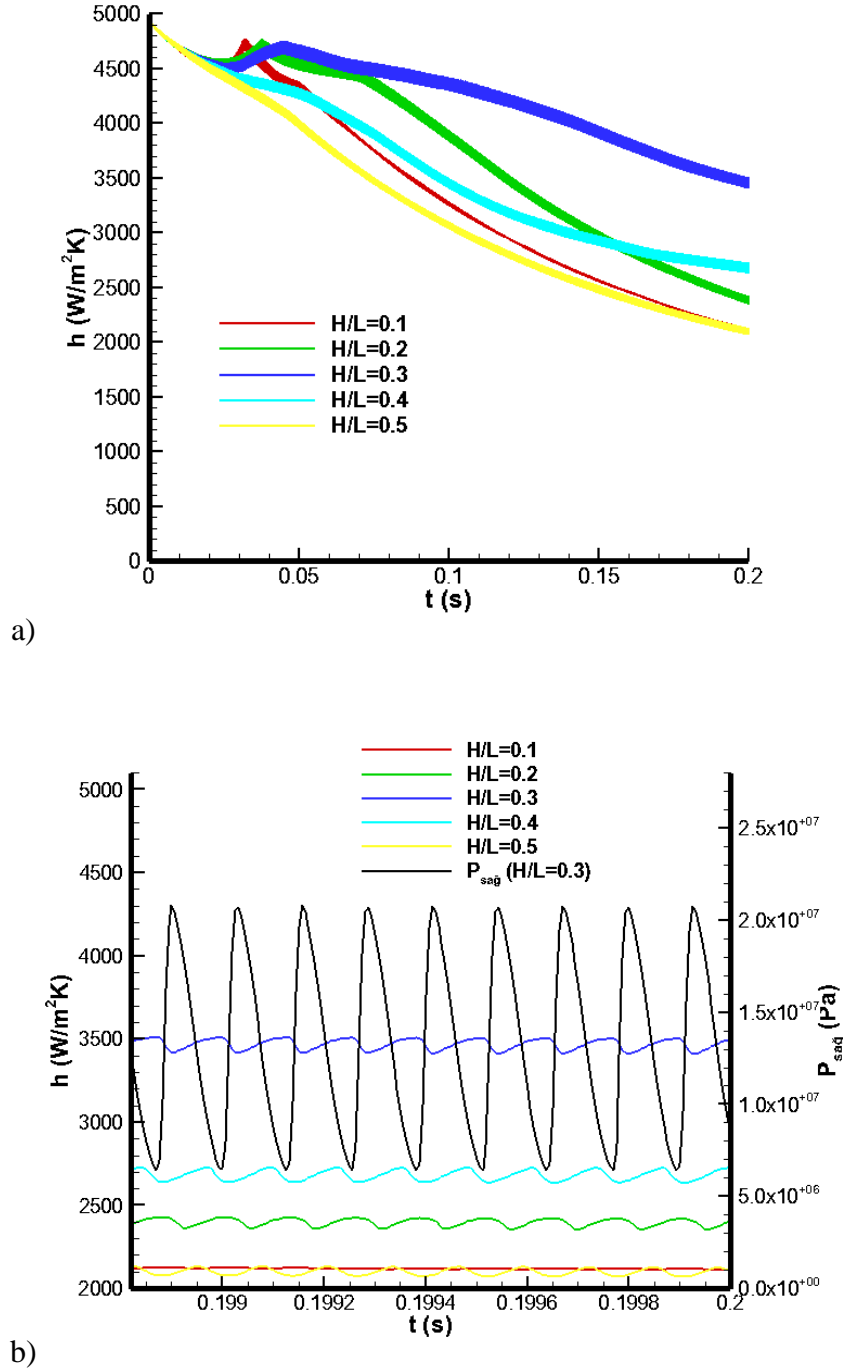
Farklı kapalı ortam yükseklik değerlerinde sol duvar titreşiminin ısı aktarımına etkisi incelenmiştir. Çizelge 4.9’da farklı H/L değerlerinin ısı aktarımına etkisi için incelenen durumlar verilmiştir.

Çizelge 4.9. Kapalı Ortamın Farklı Yükseklik Değerlerinin Isı Aktarımına Etkisi İçin İncelenen Durumlar

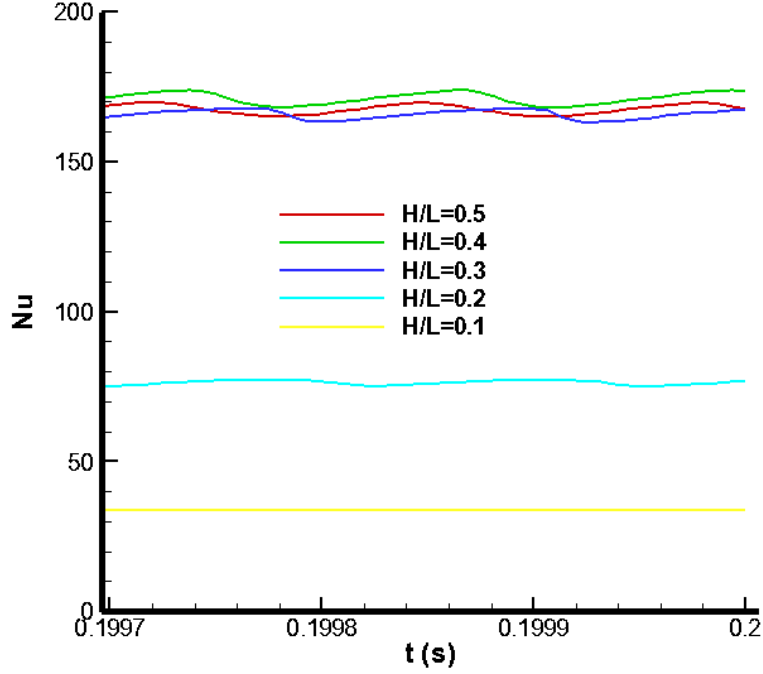
Durum	X_{maks} (μm)	$P_{su,ilk}$ (MPa)	H/L	Gr	Gr/Re^2
3-a	0.2	20	0.1	2232	1.2×10^{-5}
3-b			0.2	17854	6.5×10^{-6}
3-c			0.3	60257	4.9×10^{-6}
3-d			0.4	142834	7.6×10^{-6}
3-e			0.5	287972	2.8×10^{-5}

Kapalı ortamın yüksekliğinin ısı aktarımına etkisini incelemek üzere H/L’nin Çizelge 4.9’te verildiği üzere bütün parametreler sabit tutulurken beş farklı değeri kullanılmaktadır. Farklı H/L değerlerinde basınç ve hız değişimleri bir önceki bölümde incelendiği gibi yaklaşık sinüsel bir hareket izlemektedir. H/L değişiminin ısı aktarımına etkisini incelemek üzere her durum için sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayıları Şekil 4.36’de karşılaştırılmıştır. Yaklaşık 1560 periyot boyunca sağ duvar ortalama ısı aktarım katsayısının zamana göre değişimi verilmiştir. Isı aktarım katsayısı H/L=0.3’e kadar yükseklik arttıkça artış göstermiştir. H/L=0.3’ten H/L=0.5’e gittikçe azalmıştır. H/L=0.3 için verilen sağ duvar basıncı ile ısı aktarım katsayısı değişimine baktığımızda sağ duvar basıncı en yüksek iken ısı aktarım katsayısı en düşüktür. Sağ duvara akışkanın çarpması ile sağ duvarın basıncı

yükselmekte bununla birlikte ısı aktarımı en aza inmektedir. Akışkanın sağ duvara çarptıktan sonra sola doğru hareketinde ise ısı aktarımı artmaktadır.



Şekil 4.36. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



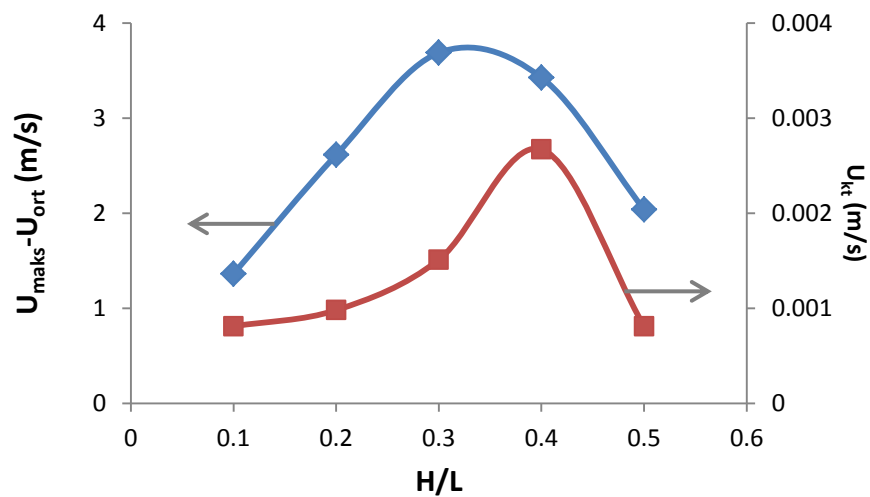
Şekil 4.37. Sağ duvarda Nusselt sayısının zamana göre değişimi (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e)

Şekil 4.37’te sağ duvarda Nusselt sayısının zamanla değişimi verilmektedir. Nusselt sayısı $H/L=0.3, 0.4$ ve 0.5 için birbirine yakındır. Isı aktarım katsayıları $H/L=0.3$ ’te diğer durumlardan yüksek olmasına rağmen Nusselt sayısı 0.4 ve 0.5 ile yaklaşık aynıdır. Sağ duvar ısı aktarım katsayılarının zamana göre ortalamaları sol duvar titreşiminin son periyodu yani 1560 . periyodunda alınmaktadır. Isı aktarımında iyileşme başlangıçta yükseklik değeri arttıkça yüksek olmakta daha sonra ise düşmektedir. Çizelge 4.10’de ise incelenen durumlar için hareketli sol duvarın en yüksek hızı, akışın en yüksek ve en düşük hızları, hız genlikleri ve orta yatay eksendeki en yüksek kütle taşınım hızları verilmektedir. $H/L=0.3$ ’e kadar hızlar yükseklik arttıkça artış göstermekte olup daha sonra azalmıştır. Bu durum ısı aktarımına da yansımıştır. Titreşimli akışın ısı aktarımına etkisi $H/L=0.3$ iken en yüksektir. Yükseklik arttıkça yatay duvarların yarattığı viskoz etkiler zayıflamıştır. Buna bağlı olarak hız genlikleri ilk önce artmakta fakat $H/L=0.3$ ’den sonra hız

genlikleri azalmaktadır. Şekil 4.38’de ise farklı H/L değerlerinde hız genlikleri ve yüksek kütle taşınım hızları verilmektedir. Hız genlikleri H/L=0.3’kadar yükselirken, kütle taşınım hızları ise H/L=0.4’e kadar yükselmekte daha sonra azalmaktadır. Şekil 4.39’da verilen sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımlarında belirleyici rol oynayan hız genlikleridir. Isı aktarımları 1 m²’lik alan üzerinden hesaplanmaktadır. Isı aktarımları H/L=0.3’e kadar artmakta daha sonra ise azalmaktadır. Şekil 4.39.b’de titreşimli akışın iletimle ısı aktarımına katkısı rahatlıkla görülmektedir.

Çizelge 4.10. İncelenen durumlar için hız değerleri

H/L	$U_{L,maks}$ (m/s)	U_{maks} (m/s)	U_{min} (m/s)	$U_{maks}-U_{ort}$ (m/s)	U_{kt} (m/s)
0.1	0.0098	1.355	-1.368	1.362	0.00081
0.2	0.0098	2.620	-2.604	2.612	0.00098
0.3	0.0098	3.677	-3.695	3.686	0.00151
0.4	0.0098	3.421	-3.431	3.426	0.00267
0.5	0.0098	2.028	-2.047	2.038	0.00081

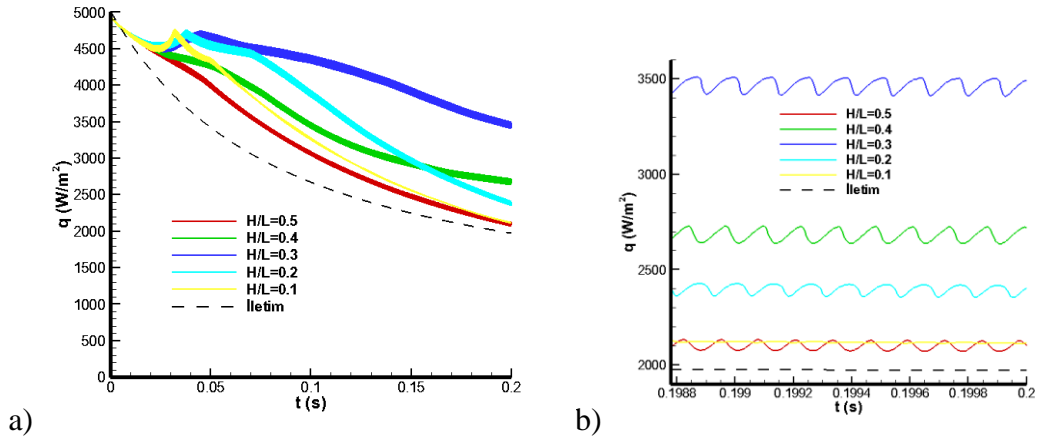


Şekil 4.38. İncelenen durumlar için hız genlikleri ve kütle taşınım hızlarının eğilimi

İncelenen bu durumlar için akışın x-yönünde en yüksek hızları ve Reynolds sayıları Çizelge 4.11’de verilmektedir. Reynolds sayıları Eşitlik (4.10) ile hesaplanmıştır. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları Merkli ve Thomann’ın verdikleri kritik Reynolds sayısı 400’den düşüktür. İncelenen tüm durumlar için akış laminerdir.

Çizelge 4.11. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları (Durum 3-a,3-b,3-c,3-d,3-e)

H/L	u_{maks} (m/s)	Reynolds sayısı
0.1	1.35	12.19
0.2	2.62	23.67
0.3	3.68	33.25
0.4	3.41	30.81
0.5	2.04	18.43



Şekil 4.39. Sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımının zamana göre değişimi (Durum 3-a, 3-b, 3-c, 3-d, 3-e, iletim) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

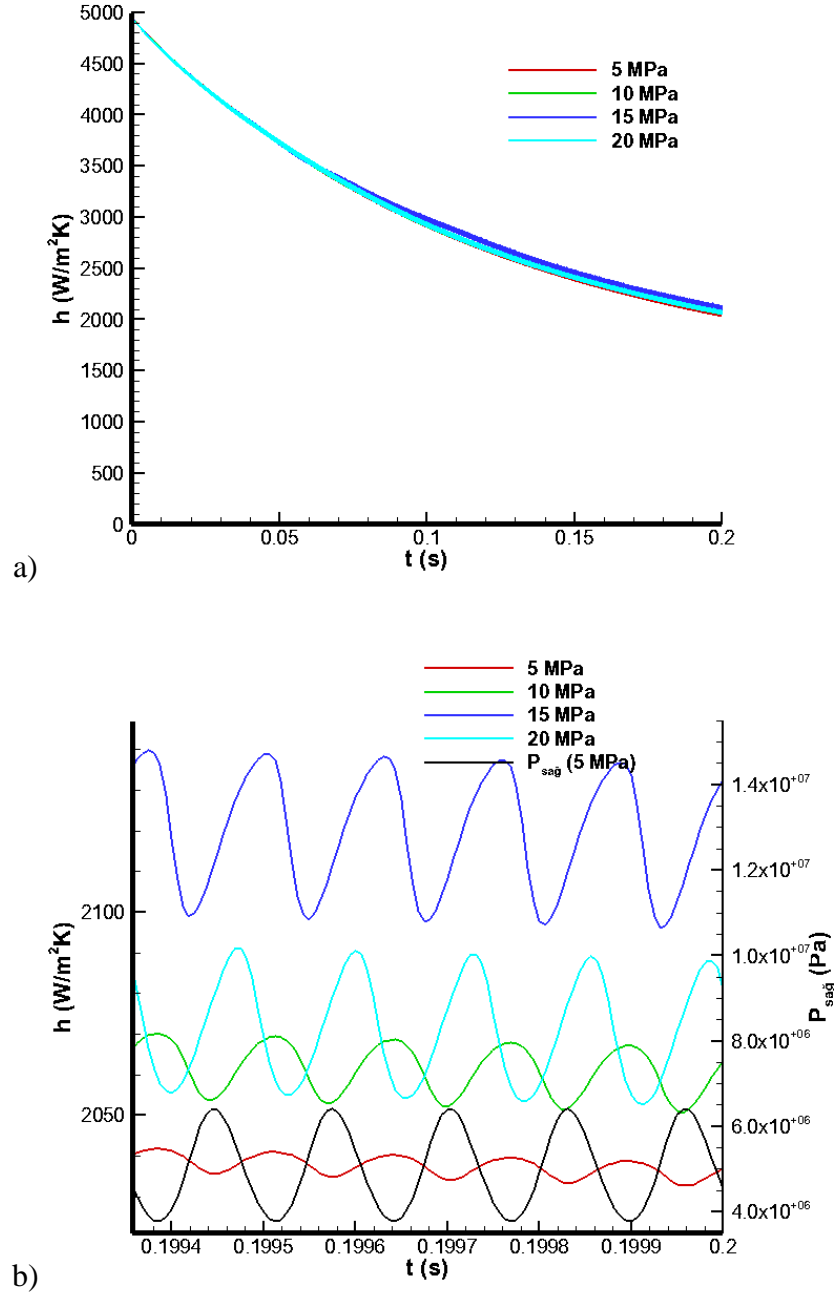
4.3.3. Kap Basıncının Isı Aktarımına Etkisi

Kapalı ortam içerisinde akışkanın başlangıç basıncının titreşimli akışa ve ısı aktarımına etkisi incelenmiştir. İncelenen durumlar Çizelge 4.12’de verilmiştir. Tüm parametreler sabit tutulurken kap basıncının dört farklı değeri için çalışmalar yapılmıştır.

Çizelge 4.12. Kap Basıncının Isı Aktarımına Etkisi İçin İncelenen Durumlar

Durum	H/L	X _{maks} (μm)	P _{su,ilk} (MPa)	Gr	Gr/Re ²
4-a	0.3	0.05	5	60257	9.5x10 ⁻⁵
4-b			10		5.6x10 ⁻⁵
4-c			15		2.3x10 ⁻⁵
4-d			20		4.5x10 ⁻⁵

Kap basıncının atmosferik basınçtan yüksek tutulmasının sebebi sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarını yüksek değerlere çıkarabilmektir. Titreşen sol duvarın en yüksek yer değiştirme miktarı arttıkça kapalı ortamda basınç salınımları artmaktadır. Bu bölümde herhangi bir H/L değerinde sol duvar en yüksek yer değiştirme miktarını sabit tutarak kap basıncının ısı aktarımına etkisi incelenmiştir. Çizelge 4.12’de incelenen durumlar için sağ duvar ortalama ısı aktarım katsayılarının zamanla değişimi Şekil 4.40’de verilmektedir. 5 MPa için verilen sağ duvar basıncı ile ısı aktarım katsayısı değişimine baktığımızda sağ duvar basıncı en yüksek iken ısı aktarım katsayısı en düşüktür. Sağ duvara akışkanın çarpması ile sağ duvarın basıncı yükselmekte bununla birlikte ısı aktarımı en aza inmektedir. Akışkanın sağ duvara çarptıktan sonra sola doğru hareketinde ise ısı aktarımı artmaktadır.



Şekil 4.40. Sağ duvar ortalama ısı aktarımı katsayısının zamana göre değişimi
 (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

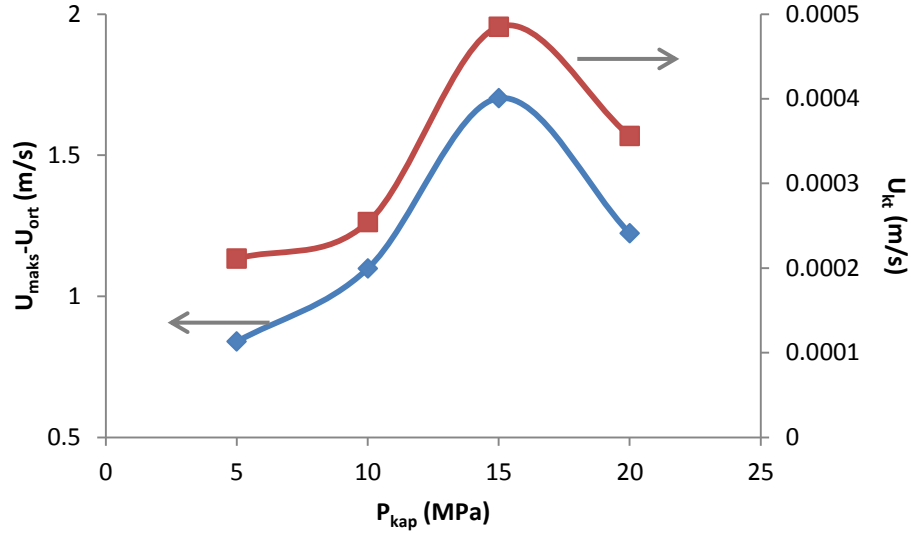
Sağ duvar ısı aktarım katsayılarının zamana göre ortalamaları sol duvar titreşiminin son periyodu yani 1560. periyodunda alınmaktadır. Isı aktarım katsayısı kap basıncı

15 MPa'a çıktıkça artış göstermekte fakat daha sonra azalmaktadır. Şekil 4.40 (b)'ye baktığımızda sağ duvar ortalama ısı aktarım katsayısı son periyot için farklı kap basınçlarında yaklaşık 2035 W/m²K ile 2120 W/m²K arasında değişmektedir. Kap basıncının ısı aktarımına etkisi önemli ölçüde olmamaktadır. Çizelge 4.13'de ise incelenen bu durumlar için hareketli sol duvar en yüksek hızları, akışın en yüksek ve en düşük hızları, hız genlikleri ve orta yatay eksendeki en yüksek kütle taşınım hızları verilmektedir.

Çizelge 4.13. İncelenen durumlar için hız değerleri

P_{su,ilk} (MPa)	U_{L,maks} (m/s)	U_{maks} (m/s)	U_{min} (m/s)	U_{maks-Uort} (m/s)	U_{kt} (m/s)
5	0.0025	0.835	-0.843	0.839	0.000211
10	0.0025	1.098	-1.097	1.098	0.000254
15	0.0025	1.695	-1.709	1.702	0.000485
20	0.0025	1.221	-1.225	1.223	0.000356

Şekil 4.41'de suyun farklı ilk basınçlarında hız genlikleri ve kütle taşınım hızlarının eğilimi karşılaştırılmıştır. Hız genlikleri ve kütle taşınım hızları suyun ilk basıncı arttıkça 15 MPa'a kadar arttıkça yükselmektedir. 20 MPa'da hız genliği ve kütle taşınım hızı azalmaktadır. Bu durum Şekil 4.40'de verilen ısı aktarım katsayılarındaki değişime sebep olmaktadır. Şekil 4.42'de verilen sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımlarına verilmektedir. Isı aktarımları 1 m derinlik alınarak hesaplanmaktadır. Isı aktarımları kap basıncı 15 MPa'a çıktıkça artmakta daha sonra ise azalmaktadır. Şekil 4.42.b'de titreşimli akışın iletimle ısı aktarımına katkısı görülmektedir. Hız genliklerinin ve kütle taşınım hızlarının oldukça düşük olması sebebiyle iletime kıyasla kap basıncının ısı aktarımına katkısı düşük olmaktadır. Bu durum benzer şekilde Şekil 4.43 ile verilen sağ duvarda Nusselt sayılarının zamanla değişiminde görülmektedir. İletim içinde Nusselt sayısı henüz 1 değildir. 0.2 s'de akış ne kadar hidrodinamik açıdan gelişmiş olsa da ısıl olarak gelişmeye devam etmektedir.

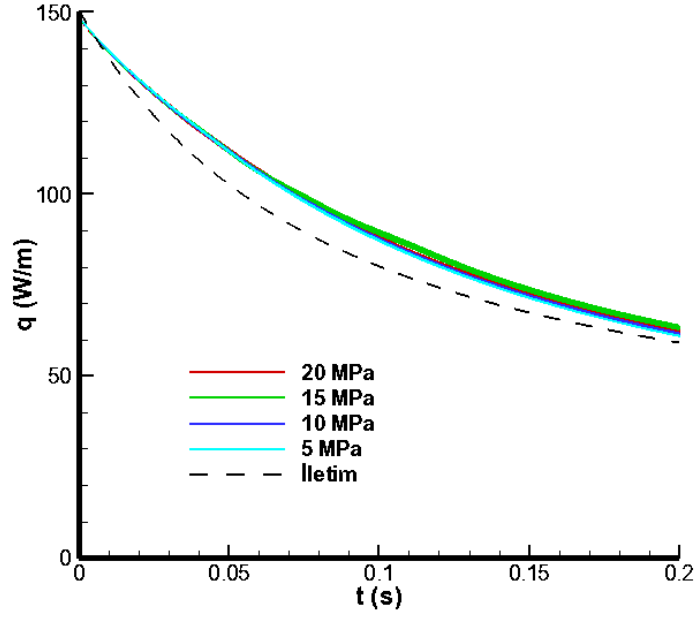


Şekil 4.41. İncelenen durumlar için hız genlikleri ve kütle taşınım hızlarının eğilimi

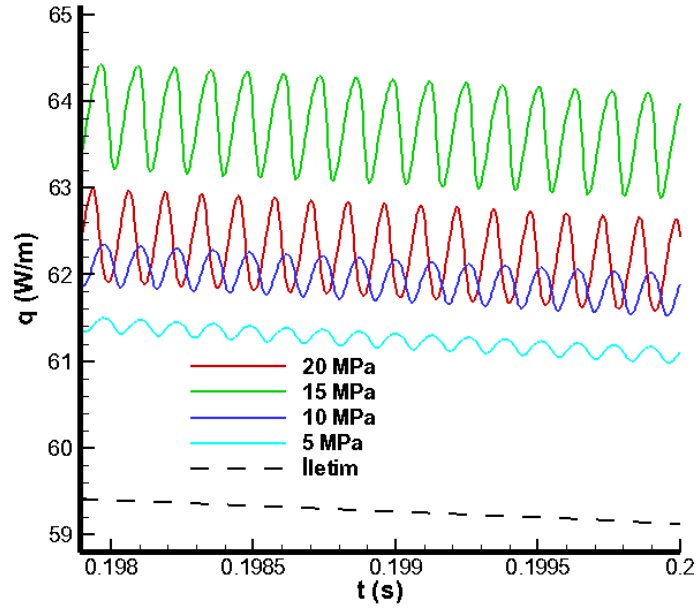
Çizelge 4.14'te incelenen durumlar için en yüksek akış hızları ve Reynolds sayıları özetlenmiştir. Elde edilen Reynolds sayıları kritik Reynolds sayısından çok küçüktür. Akış incelenen tüm durumlar için laminer halde kalmaktadır.

Çizelge 4.14. İncelenen durumlar için Reynolds sayıları (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d)

Durum	u_{maks} (m/s)	Reynolds sayısı
4-a	0.8	7.23
4-b	1.1	9.94
4-c	1.7	15.36
4-d	1.2	10.84

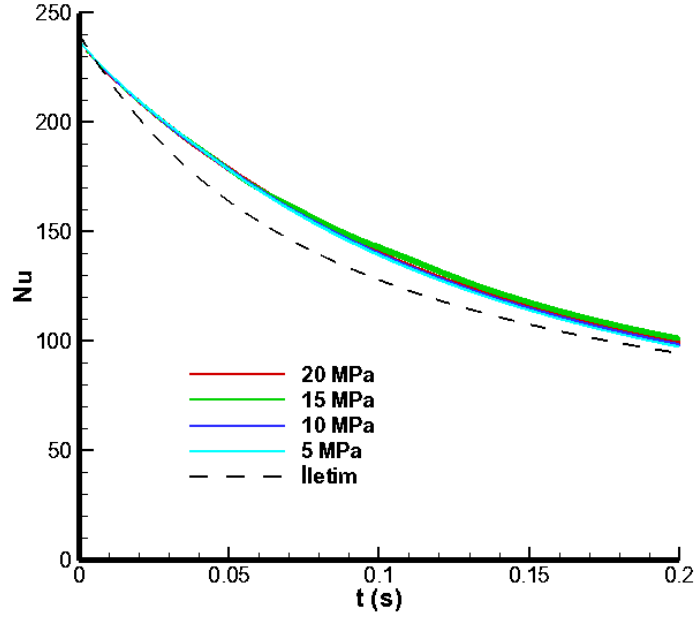


a)

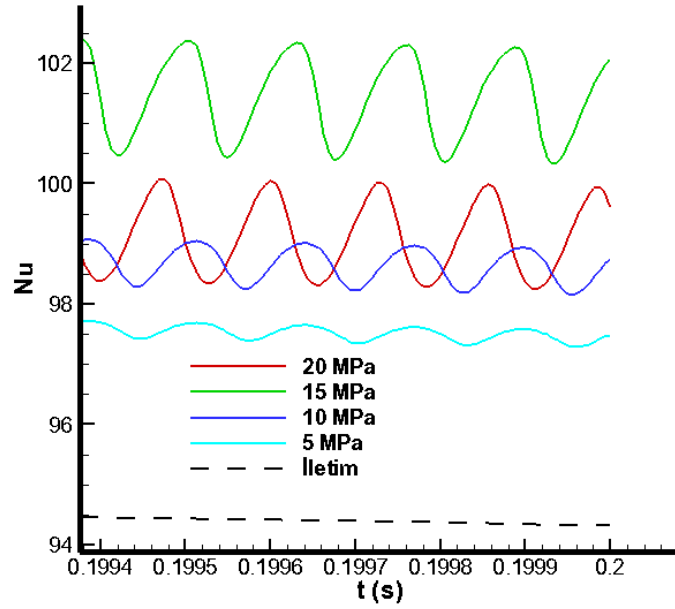


b)

Şekil 4.42. Sağ duvardan gerçekleşen ısı aktarımının zamana göre değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d, iletim) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında

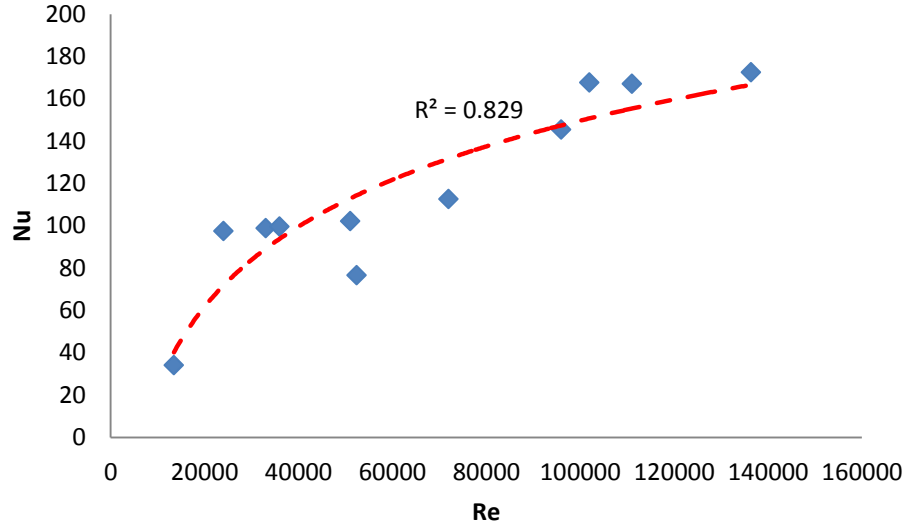


a)



b)

Şekil 4.43. Sağ duvarda Nusselt sayısının zamana göre değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c, 4-d, iletim) a) tüm süre boyunca b) 0.2 s yakınlarında



Şekil 4.44. Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi

İncelenen bütün durumlar için Nusselt sayısının Reynolds sayısı ile değişimi Şekil 4.44'te verilmektedir. Reynolds sayısı Eşitlik 4.2 ile verilen geleneksel formül ile hesaplanmaktadır. Reynolds sayısı arttıkça Nusselt sayısı artmaktadır. Reynolds sayısını zorlanmış taşınımın bir ifadesi olarak düşünürsek Reynolds sayısının artışı kapalı ortamda akışkanın hareketliliğini göstermektedir. Kapalı ortamda hareket arttıkça ısı aktarımı iletimden zorlanmış taşınım ile ısı aktarımına geçmektedir. Bu sebepten Reynolds sayısının artışıyla Nusselt sayısı artış göstermektedir. Verilen eğrinin doğruluğunu görmek üzere R^2 değeri Eşitlik (4.14) ile hesaplanmaktadır.

$$R^2 \equiv 1 - \frac{SS_{res}}{SS_{tot}} \quad (4.14)$$

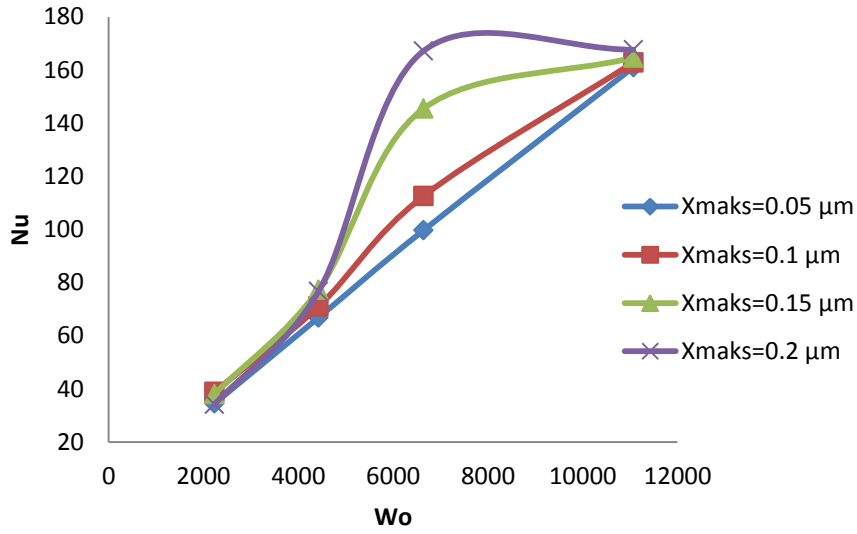
Burada SS_{res} residüellerin karelerinin toplamıdır ve eşitlik (4.15) ile hesaplanır. SS_{tot} ise varyanstır ve Eşitlik (4.16) ile hesaplanır.

$$SS_{res} = \sum_i (y_i - f_i)^2 \quad (4.15)$$

$$SS_{tot} = \sum_i (y_i - \bar{y})^2 \quad (4.16)$$

\bar{y} verilerin aritmetik ortalamasıdır.

R^2 değerinin 1'e yakın olması verilen eğrinin dataları sunmada uygun olduğunu 0'a yakın olması ise verilen eğrinin datalarla uyum göstermediğini anlatır. Şekil 4.44'de verilen eğri için R^2 değeri 0.829'dur ve 1'e oldukça yakındır.

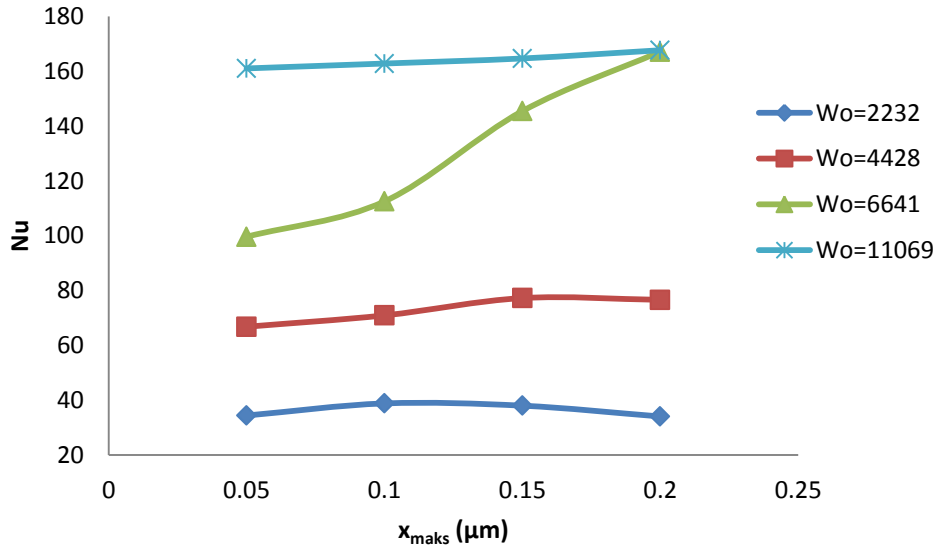


Şekil 4.45. Farklı x_{maks} değerlerinde Womersley sayısı ile Nusselt sayısının değişimi

Farklı x_{maks} değerlerinde Nusselt sayısının Womersley sayısı ile değişimi Şekil 4.45'te verilmektedir. Womersley sayısının ve sol duvar en yüksek yer değişmesinin artışıyla Nusselt sayısı artış göstermektedir. Sol duvar yer değiştirmesinin Nusselt sayısına etkisi en rahat Womersley sayısı yaklaşık 6600 iken görülmektedir. Womersley sayısı bu çalışmada kapalı ortamın yüksekliğinin etkisini ifade etmekte

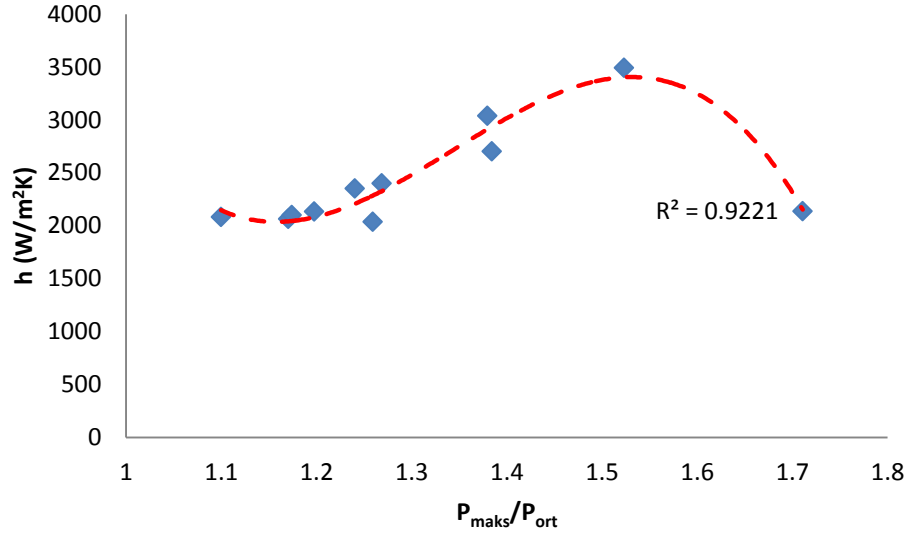
kullanılmaktadır. Kapalı ortamda ısı aktarımının etkisi en fazla H=30 mm iken gerçekleşmektedir. Bu durum Womersley sayısının yaklaşık 6600 olduğu değerdir. Womersley sayısı Eşitlik (4.17) ile hesaplanmaktadır.

$$Wo = H\sqrt{\omega/\nu} \quad (4.17)$$



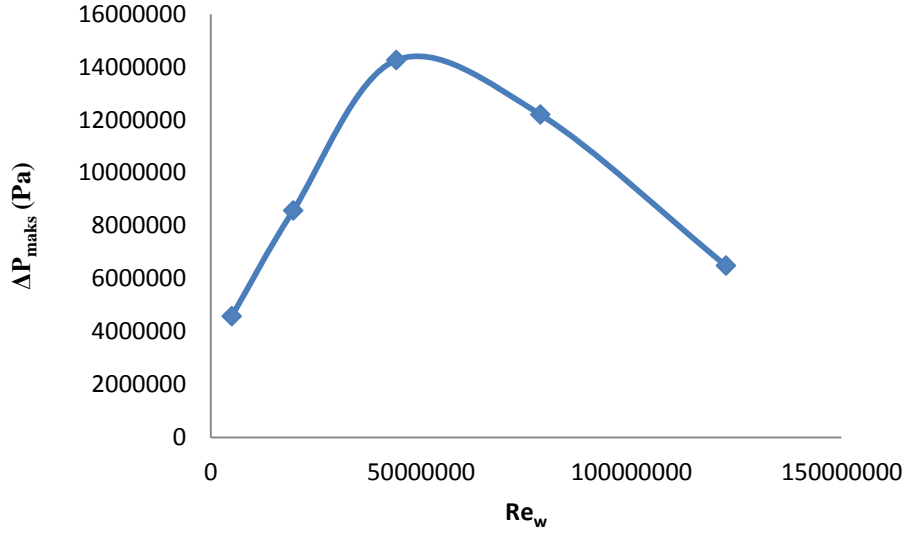
Şekil 4.46. Farklı Womersley sayılarında sol duvar en yüksek yer değiştirmesiyle Nusselt sayısının değişimi

Şekil 4.46’da farklı Womersley sayılarında sol duvar en yüksek yer değiştirmesiyle Nusselt sayısının değişimi verilmektedir. Sol duvar en yüksek yer değiştirmesiyle Nusselt sayıları artmaktadır. Womersley sayısının yaklaşık 6641 olduğu durumda sol duvar en yüksek yer değiştirmesinin Nusselt sayısına etkisi rahatlıkla görölmektedir. Diğer Womersley sayılarında sol duvar en yüksek yer değiştirmesinin etkisi az olmaktadır. Womersley sayısının artışıyla da Nusselt sayıları artmaktadır.



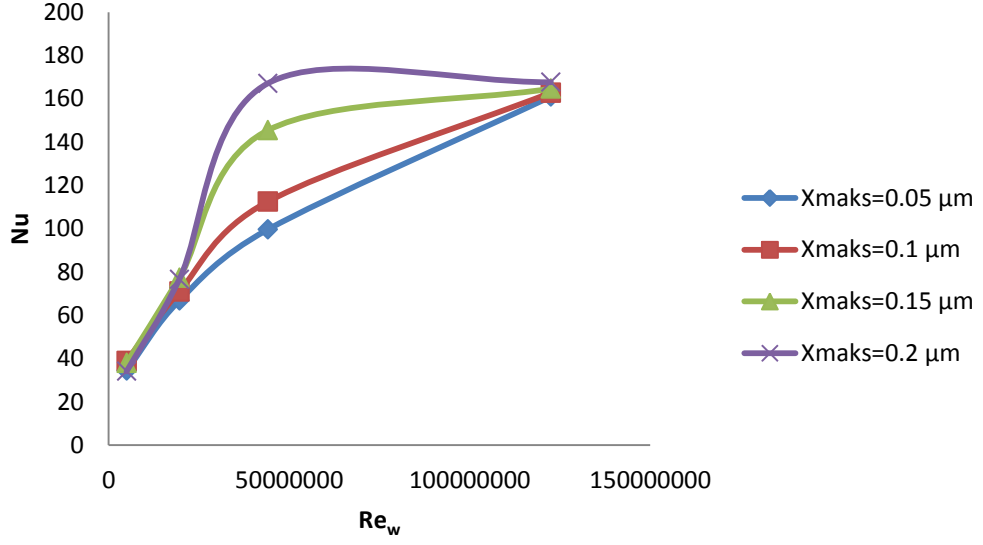
Şekil 4.47. P_{maks}/P_{ort} ile ısı aktarım katsayısının değişimi

Şekil 4.47’de 1560. periyotta en yüksek basıncın ortalama basınca oranıyla ortalama ısı aktarım katsayılarının değişimi verilmektedir. P_{maks}/P_{ort} kapalı ortamda akışkanın kazandığı basıncı ifade eder. Basınç genliklerinin yüksek olması akışkanın hızında artışa sebep olur fakat yüksek basınçta durum 4-d’de olduğu gibi basıncın artması ısı aktarımının azalmasına sebep olur. Şekil 4.47’de basınç oranı artarken ısı aktarım katsayıları da artmaktadır fakat yüksek oranlarda ise ısı aktarım katsayıları azalmaktadır.



Şekil 4.48. Kinetik Reynolds sayısı ile ΔP_{maks} 'ın değişimi

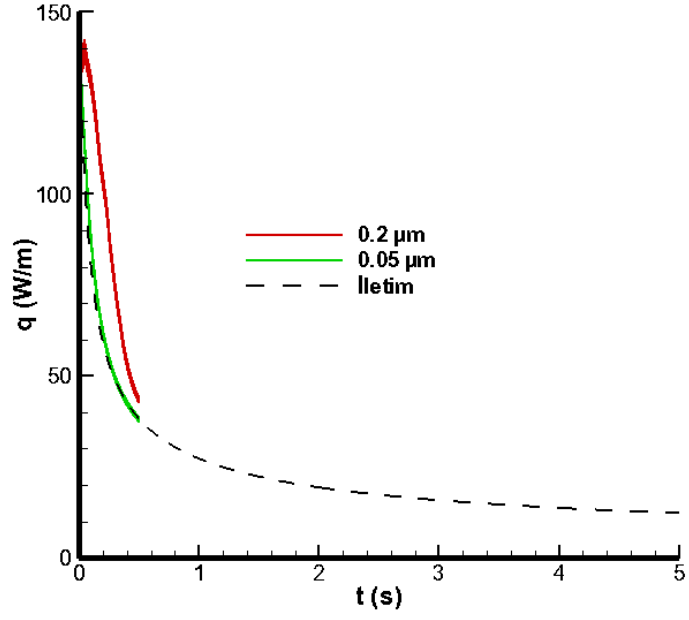
Şekil 4.48'de kinetik Reynolds sayısı ile incelenen durumlar için 1560. periyotta basıncın ekstemum en yüksek ve en düşük basınçları arasındaki farkın değişimi verilmektedir. Kinetik Reynolds sayısı Wo^2 'dir. Kapalı ortamın yüksekliği arttıkça kinetik Reynolds sayısı da artmaktadır. ΔP_{maks} 'ın yüksek olması bu çalışmada istenilen bir durumdur. Kapalı ortamın yüksekliğinin ısı aktarımına etkisi Şekil 4.48 ile ifade edilebilir. Kapalı ortamın yüksekliği $H=30$ mm iken ısı aktarımı optimum değerdedir. Bu durumda ΔP_{maks} yine en yüksek seviyededir. Kinetik Reynolds sayısı da yaklaşık 50000000'a kadar arttıkça ΔP_{maks} artmakta daha sonra azalmaktadır.



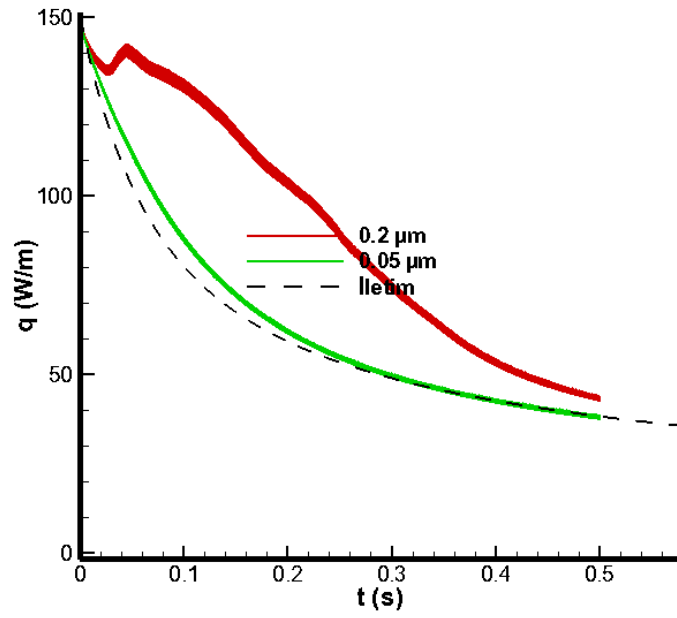
Şekil 4.49. Farklı sol duvar en yüksek yer değiştirme büyüklüklerinde Kinetik Reynolds sayısı ile Nusselt sayısının değişimi

Farklı x_{maks} değerlerinde Nusselt sayısının kinetik Reynolds sayısı ile değişimi Şekil 4.49'te verilmektedir. Kinetik Reynolds sayısının ve sol duvar en yüksek yer değiştirmesinin artışıyla Nusselt sayısı artış göstermektedir. Sol duvar yer değiştirmesinin Nusselt sayısına etkisi en rahat kinetik Reynolds sayısı yaklaşık 50000000 iken görülmektedir. Kinetik Reynolds sayısı bu çalışmada Womersley sayısı gibi kapalı ortamın yüksekliğinin etkisini ifade etmekte kullanılmaktadır. Kapalı ortamda ısı aktarımının etkisi en fazla $H=30$ mm iken gerçekleşmektedir. Bu durum kinetik Reynolds sayısının yaklaşık 50000000 olduğu değerdir.

Daha uzun sürelerde hesaplamalar yaptığımızda ısı aktarımının farklı yer değiştirme miktarlarında iletme kıyasla değişimi Şekil 4.50'da verilmektedir. Akış ısıl olarak halen gelişmektedir. Sol duvar en yüksek yer değiştirmesinin artması ısı aktarımını arttırmaktadır.



a)



b)

Şekil 4.50. Sağ duvardan ısı aktarımının zamana göre değişimi a) 0.5 s boyunca b) 0.5 s yakınlarında

5. BULGULAR

Bu çalışmada basık kapalı bir ortamın düşey bir duvarının harmonik olarak titreşiminin kapalı alanın ısıtılan sağ duvarından ısı aktarımına etkileri sayısal olarak incelenmiştir. Bunun için üç farklı parametre çalışılmıştır. Titreşen sol duvarın en yüksek yer değiştirmesinin, kapalı ortamın yüksekliğinin ve kap basıncının farklı değerleri için sayısal simülasyonlar yapılmıştır. Kapalı ortamın yüksekliği ve kabın basıncı sabit tutularak dört farklı sol duvar yer değiştirme büyüklüğünde çalışma yapılmıştır. Yer değiştirme miktarı arttıkça sağ duvardan aktarılan ısı miktarı artmıştır. Çünkü yer değiştirmenin artması akışkanda titreşimin etkisinin artmasına yol açmıştır. Bu en rahat titreşimli akışın x-yönündeki hızlarından anlaşılmaktadır. Sol duvar yer değiştirme miktarı arttıkça akışın x-yönündeki hızı artmaktadır. Bu sayede iletimle gerçekleşen ısı aktarımı taşınım ile gerçekleşmeye başlamıştır. Kapalı ortamın farklı yükseklik değerleri için de bir çalışma yapılmıştır. H=10 mm'den H=50 mm'ye kadar beş farklı yükseklik değerinde çalışılmıştır. Yükseklik H=30 mm'ye kadar arttıkça hız genlikleri ve kütle taşınım hızları artmış daha sonra ise azalmıştır. Buna bağlı olarak ısı aktarımı ilk önce artmış daha sonra ise azalmıştır. Çalışılan bir diğer parametre ise kap basıncıdır. Titreşen sol duvar ile kapalı ortamdaki basınç genliği kontrol edilmektedir. Suyun eşsıl sıkıştırılabilirliği 300 K'de yaklaşık $\kappa_T = 4.5 \times 10^{-10} Pa^{-1}$ 'dir ve bu değer düşük olması sebebiyle kapalı ortamda meydana gelecek basınç salınımları yüksek olmaktadır. Yüksek basınç genliklerine çıkmak için sol duvar yer değiştirmesi artırılmaktadır. Yüksek yer değiştirme değerlerine çıkmak için ise kabın dayanabileceği basınç artırılmalıdır. Kabın basıncını arttırmak yer değiştirme miktarını yükselterek titreşimin etkisini arttırmaya izin verir. Aynı yer değiştirme değerlerinde kap basıncının farklı değerleri için ısı aktarımına etkisi incelenmiştir. Kap basıncının değişimi ile titreşimli akış hızı ve kütle taşınım hızları önce artmış daha sonra ise azalmıştır fakat hız değerleri oldukça düşüktür. Buna bağlı olarak ısı aktarımı aynı doğrultuda değişmektedir. Ancak kap basıncının ısı aktarımına etkisi önemli ölçüde olmamaktadır.

İlerde yapılabilecek çalışmalar için önerilen sıvı su dolu bir kapalı ortamda akustik sınır tabakası çözümlenerek uygun geometride akustik akış oluşturulmasıdır. Sınır sıcaklıkları farkının değişik değerlerinde çalışmalar yapılması ve ısı aktarımına etkilerinin incelenmesi önerilmektedir. Yer çekimi etkisi dikkate alınarak sıvı su dolu bir kapalı alanda titreşimli akışın doğal taşınımına etkisi incelenebilir. Farklı frekans değerlerinde çalışmalar yapılabilir. Ayrıca silindirik koordinatlarda da çözümler yapılarak boru içerisinde ısı aktarımı analizi de yapılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] Lambert, A.A., Cuevas, S., del Rio, J.A., Lopez de Haro, M., Heat transfer enhancement in oscillatory flows of Newtonian and viscoelastic fluids, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52, 5472-5478, 2009.
- [2] Kassoy, D.R., The response of a confined gas to a thermal disturbance: Slow transients, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 36, 624-634, 1979.
- [3] Boluriaan, S., Morris, P.J., Acoustic streaming: from Rayleigh to today, *Int. J. Aeroacoust.*, 2(3-4), 255-292, 2003.
- [4] web.utk.edu/~cnattras/Physics221Spring2013/modules/m10/Standing_waves
- [5] Swift, G.W., Thermoacoustic engines and refrigerators, *Phys. Today*, 48, 22, 1995.
- [6] Rahgoshay, M., Ranjbar, A.A., Ramiar, A., Laminar pulsating flow of nanofluids in a circular tube with isothermal wall, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 39, 463-469, 2012.
- [7] Lord Rayleigh, On the circulation of air observed in Kundt's tubes, *Philosophical Transactions*, A175, 1-21, 1884.
- [8] Westervelt, P.J., The theory of steady rotational flow generated by a sound field, *J. Acous. Soc. America*, 25, 60-67, 1953.
- [9] Nyborg, W.L., Acoustic streaming due to attenuated plane waves, *J. Acous. Soc. America*, 25, 68-75, 1953.
- [10] Richardson, P.D., Heat transfer from a circular cylinder by acoustic streaming, *J. Fluid Mechanics*, 30, 2, 337-355, 1967.
- [11] Qi, Q., The effect of compressibility on acoustic streaming near a rigid boundary for a plane travelling wave, *J. Acous. Soc. America*, 94, 1090-1098, 1993.
- [12] Vainsthtein, P., Fitchman, M., Gutfinger, C., Acoustic enhancement of heat transfer between two parallel plates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38, 10, 1893-1899, 1995.
- [13] Loh, B., Hyun, S., Ro, P.I., Kleinstreuer, C., Acoustic streaming induced by ultrasonic flexural vibrations and associated enhancement of convective heat transfer, *J. Acous. Soc. America*, 111, 2, 875-883, 2002.
- [14] Wan, Q., Kuznetsov, A.V., Numerical study of the efficiency of acoustic streaming for enhancing heat transfer between two parallel beams, *Flow, Turbulence and Combustion*, 70 89-114, 2003.

- [15] Hamilton, M.F., Ilinskii, Y.A., Zabolotskaya, E.A., Acoustic streaming generated by standing waves in two-dimensional channels of arbitrary width, *J. Acous. Soc. America*, 113, 153-160, 2003.
- [16] Frampton, K.D., Martin, S.E., Minor, K., The scaling of acoustic streaming for application in micro-fluidic devices, *App. Acous.*, 64, 681-692, 2003.
- [17] Frampton, K.D., Minor, K., Martin, S.E., Acoustic streaming in micro-scale cylindrical channels, *App. Acous.*, 65, 1121-1129, 2004.
- [18] Aktaş, M.K., Farouk, B., Lin, Y., Heat transfer enhancement by acoustic streaming in an enclosure, *J. Heat Transfer*, 127, 1313-1321, 2005.
- [19] Lin, Y., Farouk, B., Heat transfer in a rectangular chamber with differentially heated horizontal wall: Effects of a vibrating sidewall, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51, 3179-3189, 2008.
- [20] Richardson, P.D., Local effect of horizontal and vertical sound fields on natural convection from a horizontal cylinder, *J. Sound Vibration*, 10, 1, 32-41, 1969.
- [21] Ro, P.L., Loh, B.G., Feasibility of using ultrasonic flexural waves as a cooling mechanism, *IEEE Trans. Indust. Electron*, 48(1), 143-150, 2001.
- [22] Lee, D.R., Loh, B.G., Smart cooling technology utilizing acoustic streaming, *IEEE Trans. Comp. Pack. Tech.*, 30(4), 691-699, 2007.
- [23] Wu, T., Ro, P.I., Heat transfer performance of a cooling system using vibration piezoelectric beams, *J. Micromech. Microeng.*, 15, 213-220, 2005.
- [24] Hyun, S., Lee, D., Loh, B., Investigation of convective heat transfer augmentation using acoustic streaming generated by ultrasonic vibrations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48, 703-718, 2005.
- [25] Nomura, S., Nakagawa, M., Heat transfer enhancement by ultrasonic vibration, *Proc. ASME/JSME Therm. Eng. Joint Conf.* 4, 275-282, 1995.
- [26] Nomura, S., Murakami, K., Aoyama, Y., Ochi, J., Effects of changes in frequency of ultrasonic vibration on heat transfer, *Heat Transf. Asian Res.*, 29(5), 358-372, 2000.
- [27] Nomura, S., Yamamoto, A., Murakami, K., Ultrasonic heat transfer enhancement using a horn-type transducer, *Jpn. J. App. Phys. Part 1*, 41(5B), 3217-3222, 2002.
- [28] Yukawa, H., Hoshino, T., Saito, H., The effect of ultrasonic vibrations on free convective heat transfer from heated wire to water, *Heat Transf. Jpn. Res.*, 5(1), 37-49, 1976.

- [29] Yukawa, H., Hoshino, T., Saito, H., Effect of ultrasonic vibration on free convective heat transfer from an inclined plate in water, *Heat Transf. Jpn. Res.* 5(4), 1-16, 1976.
- [30] Zhou, D.W., Liu, D.Y., Hu, X.G., Ma, C.F., Effect of acoustic cavitation on boiling heat transfer, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 26, 931-938, 2002.
- [31] Kim, H., Kim, Y.G., Kang, B.H., Enhancement of natural convection and pool boiling heat transfer via ultrasonic vibration, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47, 2831-2840, 2004.
- [32] Fairbanks, H.V., Influence of ultrasound upon heat transfer systems, *Ultrason. Symp.*, 384-387, 1979.
- [33] Matsumara, H., The influence of sound on natural convection from vertical flat plates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26(5), 790-792, 1983.
- [34] Kurzweg, U.H., Enhanced heat conduction in fluids subjected to sinusoidal oscillations, *J. Heat Transfer*, 107, 459-462, 1985.
- [35] Engelbrecht, H., Pretorius, L., The effect of sound on natural convection from a vertical flat plate, *J. Sound Vib.*, 158(1), 213-218, 1992.
- [36] Gopinath, A., Mills, A.F., Convective heat transfer from a sphere due to acoustic streaming, *J. Heat Transfer*, 115, 332-341, 1993.
- [37] Gopinath, A., Mills, A.F., Convective heat transfer due to acoustic streaming across the ends of a Kundt tube, *J. Heat Transfer*, 116, 47-53, 1994.
- [38] Mozurkewich, G., Heat transfer from a cylinder in an acoustic standing wave, *J. Acoust. Soc. America*, 98, 4, 2209-2216, 1995.
- [39] Kawahashi, M., Tanahashi, M., Arakawa, M., Hirahara, H., Visualization and measurement of acoustic streaming coupling with natural convection, *ASME/JSME Fluids Engineering and Laser Anemometry Conference and Exhibition*, Hilton Head, SC, USA, 1995.
- [40] Gopinath, A., Harder, D.R., An experimental study of heat transfer from a cylinder in low-amplitude zero-mean oscillatory flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43, 505-520, 2000.
- [41] Moschandreou, T., Zamir, M., Heat transfer in a tube with pulsating flow and constant heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, 2461-2466, 1997.
- [42] Shahin, G.A., The effect of pulsating flow on forced convective heat transfer, *M.Sc. thesis*, University of Western Ontario, Ontario, 1998.
- [43] Mozurkewich, G., Heat transport by acoustic streaming within a cylindrical resonator, *Applied Acoustics*, 63, 713-735, 2002.

- [44] Loh, B., Lee, D., Heat transfer characteristics of acoustic streaming by longitudinal ultrasonic vibration, *J. Thermophys. Heat Transfer*, 18, 1, 94-99, 2004.
- [45] Jun, Z., Danling, Z., Wang, W., Hong, G., An experimental study of heat transfer enhancement with a pulsating flow, *Heat Transfer Asian Research*, 33(5), 279-286, 2004.
- [46] Wan, Q., Wu, T., Chanstain, J., Roberts, W.L., Kuznetsov, A.V., Ro, P.I., Forced convective cooling via acoustic streaming in a narrow channel established by a vibrating piezoelectric bimorph, *Flow, Turbulence and Combustion*, 74, 195-206, 2005.
- [47] Tajik, B., Abbasi, A., Saffar-Avval, M., Abdullah, A., Mohammad-Abadi, H., Heat transfer enhancement by acoustic streaming in a closed cylindrical enclosure filled with water, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 60, 230-235, 2013.
- [48] Jeffery, C.A., Austin, P.H., A new analytic equation of state for liquid water, *J. Chem. Phys.*, 110, 484, 1999.
- [49] Oran, E.S., Boris, J.P., Numerical simulation of reactive flow, New York, Elsevier, 1987.
- [50] Aktas, M.K., Farouk, B., Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillation in an enclosure, *J. Acoust. Soc. America*, 116 (5), 2822-2831, 2004.
- [51] Farouk, B., Oran, E.S., Fusegi, T., Numerical study of thermoacoustic waves in an enclosure, *Phys. Fluids*, 12, 1052-1061, 2000.
- [52] Boris, J.P., Landsberg, A.M., Oran, E.S., Gardner, J.H., LCPFCT- Flux-Corrected Transport Algorithm for solving generalized continuity equations, Naval Research Laboratory, Washington D.C., 1993.
- [53] Saint-Martin-Tillet, X.N., Oran, E.S., Boundary conditions for FCT based solutions of the Navier-Stokes equations, Navy Research Laboratory, Washington, DC, 1997.
- [54] Poinso, T.J., Lele, S.K., Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *J. Comp. Phys.*, 101, 104-129, 1992.
- [55] Incropera, F.L., Dewitt, D.P., Bergman, T.L., Lavine, A.S., Fundamentals of heat and mass transfer, USA, John Wiley&Sons, 2005.
- [56] Beranek, L.L., Acoustics, Acoustic Laboratory, Massachusetts Institute of Technology, USA, 1993.
- [57] Merkli, P., Thomann, H., Transition to turbulence in oscillating pipe flow, *J. Fluid Mech.*, 68(3), 567-575, 1975.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : DURU, Cihat
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 18.10.1988 Aksaray
Medeni hali : Bekar
Telefon : 0 (312) 210 5262
Faks : 0 (312) 210 2536
e-mail : cduru@etu.edu.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek Lisans	TOBB ETU	2015
Lisans	Hacettepe Üniversitesi/Otomotiv Mühendisliği	2012
Lise	Aksaray Anadolu Öğretmen Lisesi	2006

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2012-2013	TOBB ETU	Burslu Yüksek Lisans Öğrencisi
2013-...	Orta Doğu Teknik Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

Yabancı Dil

İngilizce, Almanca, Japonca

Yayınlar

Duru, C., Aktas, M.K., Control of heat transfer in a water filled enclosure with a vibrating side wall, Proceedings of CONV-14: International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer, June 8-13, 2014, Kusadasi, Turkey.

Farnoud, A., Duru, C., Kasap, F., Şahin, Y., Aktaş, M.K., Spreyle soğutma işleminin sayısal analizi, 19. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniğı Kongresi, 9-12 Eylül, 2013, Samsun, Türkiye.