

PAPER DETAILS

TITLE: DIKDÖRTGENLER PRIZMASI İÇERİSİNDE YÜZEY GERİLİM KONVEKSİYON HAREKETİ
YAPAN AKISKANIN SERBEST YÜZEYİNDEKİ SICAKLIK VE HIZ PROFİLLERİNİN FARKLI
YERÇEKİMİ VEKTÖRLERİ ALTINDA İNCELENMESİ

AUTHORS: Ramazan SELVER,Ela KATI

PAGES: 37-61

ORIGINAL PDF URL: <https://dergipark.org.tr/tr/download/article-file/165545>

DİKDÖRTGENLER PRİZMASI İÇERİSİNDE YÜZEY GERİLİM KONVEKSİYON HAREKETİ YAPAN AKIŞKANIN SERBEST YÜZEYİNDEKİ SICAKLIK VE HIZ PROFİLLERİNİN FARKLI YERÇEKİMİ VEKTÖRLERİ ALTINDA İNCELENMESİ

Ramazan SELVER* ve Ela KATI

*Süleyman Demirel Üniversitesi, Mühendislik-Mimarlık Fakültesi, Makina
Mühendisliği Bölümü, Batı Kampüsü 32260 ISPARTA*

Alındığı Tarih: 20 Nisan 2009

Kabul Tarihi: 26 Ekim 2009

Özet: Araştırmamızda; karşılıklı iki kısa duvarı ile tabanı yalıtılmış, diğer iki dikey duvarı ise soğutulmuş olan dikdörtgenler prizması şeklindeki konfigürasyon içerisindeki yüksek Prandtl sayısına sahip (viskozitesi 5 cSt olan silikon yağı) akışkanın; serbest yüzeyinin tam ortasından geçen ve serbest yüzeyi boyunca temas eden yuvarlak profilli ince bakır bir tel yardımıyla ısıtılmasıyla oluşan kararlı haldeki yüzey gerilim konveksiyon hareketleri üzerine uygulanan mikro (μg) ve normal (1g) yerçekimi vektörü değerlerinde akışkanın serbest yüzeyindeki sıcaklık ve hız profilleri Fluent Programı kullanılarak nümerik olarak 2 boyutlu incelenmiş ve karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Yüzey gerilim konveksiyon hareketi, serbest yüzey sıcaklık ve hız profilleri, dikdörtgenler prizması, Fluent Programı, normal ve mikro yerçekimi vektörü, hız vektörleri, akım çizgileri, eş sıcaklık çizgileri.

* Corresponding author. +90 (246) 211 1750 – 237 08 59 ve e-posta: rselver@mmf.sdu.edu.tr

INVESTIGATION OF THERMOCAPILLARY CONVECTION FLOW TEMPERATURE AND VELOCITY PROFILES IN RECTANGULAR CONTAINER UNDER VARIOUS GRAVITY VECTORS

Summary: In our study, the temperature and velocity profiles of the fluid free surface of thermocapillary convection flow in high Prandtl number fluid (5 cSt silicone oil) in rectangular container configuration under various gravity vectors (microgravity (μg) and normal gravity ($1g$)) effect have been investigated numerically 2-D by Fluent CFD programme.

Keywords: Temperature profile, velocity profile, thermocapillary convection flow, velocity vectors, rectangular container, Fluent Programme, normal and microgravity vector.

GİRİŞ

Yarı iletkenler, elektronik malzemelerin imalindeki ana maddeyi teşkil ederler. Transistör ve entegre devre gibi elektronik malzemeler bilgisayarların, televizyonların, videoların, saatlerin, kameraların, hesap makinelerinin, otomobillerin, uçakların, robotların, uzay araçlarının ve günümüzde kullanılan tüm haberleşme sistemlerinin kalbini oluşturmaktadır. Görüldüğü gibi transistörler, elektronğin her alanında kullanıldığı için teknolojinin en değerli parçalarından biridir. Bu nedenle transistörün icadı modern yarı iletken ve elektronik teknolojinin doğumu olarak kabul edilebilir [1].

Yarı iletken ve difüzyon tekniklerinde teori ve uygulamanın beraber gelişmesi sonucunda çok güçlü transistörlerle birlikte küçük-ölçekte, orta-ölçekte ve yoğun-ölçekte entegre devreler imâl edilmiş, hatta bu sahaların da üzerine çıkılıp çok yoğun ve süper yoğun ölçekli entegre devrelerle bir bilgisayarın bütün elektronik devresi tek bir çip içinde imâl edilebilir hale gelmiştir. Buna paralel olarak da, başlangıçta dev boyutlarda üretilen bilgisayarlar yerini küçük hacimlere sahip bilgisayarlara bırakmış, aynı

zamanda kullanım kolaylığı ve cihaz ömürlerinde artma (sınırsızlık) sağlanmıştır. Günümüzde teknolojinin bu denli gelişimi, yarı-iletkenler olmadan modern bir dünya düşünülemez fikrini ortaya koymuştur. Bu nedenle yarı-iletken malzemelerdeki teknolojik gelişmeler birçok araştırmacının ilgi odağı olmuştur. Buna bağlı olarak son yıllarda yarı iletken malzemelerin temeli olan kristallerin kalitesinin artırılması için ileri teknolojiler sunulmaya başlanmış ve bu ileri teknolojiler için değişik teknikler geliştirilmiştir.

Yarı iletken malzemelerin üretiminin temelini oluşturan kristallerin kalitesinin artırılması için yapılan çalışmalarda en önemli nokta kristallerin büyümesi (gelişmesi) sürecinde etkili olan ısı ve kütle alışverişidir. Isı ve kütle alışverişleri; cebri konveksiyon, doğal konveksiyon manyetik alan içerisindeki manyetik konveksiyon ve yüzey gerilimli konveksiyon gibi hareketlerle gerçekleşmektedir. Yeryüzünde her zaman ve her yerde doğal konveksiyon hareketlerinin var olmasından dolayı, yüzey gerilim hareketi yapan konveksiyon içerisinde doğal konveksiyon hareketi her zaman kendini gösterecektir. Bu güne kadar birçok araştırmacının yapmış olduğu çalışmalardan da görüldüğü gibi yüzey gerilim konveksiyon hareketi ile elde edilen kristal yapı, yarı-iletken malzemeler için ihtiyaç duyulan en iyi kristal yapıdır. Doğal konveksiyon hareketi; sıcaklık farklılıklarından ortaya çıkan yoğunluk farklılıklarıyla oluşmaktadır. Yoğunluk, yer çekimi vektörü doğrultusuna paralel ve yer çekimi vektörüyle aynı yönlü olacak şekilde artarak değişmektedir. Doğal konveksiyon hareketi; yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkan ile birlikte hareket ederek, yüzey gerilim konveksiyon hareketi ile oluşturulacak olan kristalin kalitesine zarar vermektedir. Bu zararlı etki nedeniyle, nanoteknolojide ve ileri teknolojik endüstri malzemelerinde ihtiyaç duyulan yüksek kaliteli kristallerin üretilmesinde yerçekimi ivmesinin sıfıra yakın olması veya hiç olmaması gerekmektedir. Bu durum uzay çalışmalarının ortaya çıkmasına neden olmuştur. Bu çalışmalarda $g \cong 0 \text{ m/s}^2$ şartları sağlanarak, g yerçekimi ivmesinin doğal konveksiyondaki zararlı etkisinin azaltılması amaçlanmaktadır. Doğal konveksiyonun etkisi altında kalan akışkanlar yoğunluk farkından dolayı batmazlığı (buoyancy) meydana getirmektedir. Bahsedilen batmazlık etkisi

düşük yerçekimi ivmesi değerlerine sahip ortamda önlenirken, akışkanın yüzey gerilimlerinden meydana gelen akışkan hareketinin önemi artmaktadır. Akışkandaki yüzey gerilim hareketi sıcaklığın bir fonksiyonudur. Akışkan-hava ortak yüzeyi üzerindeki sıcaklık gradyeni, viskozite gradyenini oluşturur. Bu viskozite gradyeni yüzey gerilim gradyenini meydana getirir. Daha önceki analitik, teorik ve deneysel çalışmalarda, yüzey gerilimli akış olarak adlandırılan akışkan hareketinin, özellikle akışkanın sıcaklık farkının bir taraftan diğer tarafa doğru artırılması ile meydana geldiği görülmüştür. Sıcaklık arttıkça akışkanın viskozite değeri azalmaktadır. Böylece akışkan-hava ortak yüzeyi boyunca gerçekleşen sıcaklık gradyeni bölgesel olarak değişeceğinden, akışkanın viskozite gradyeninin de bölgesel olarak değişmesine neden olacaktır. Akışkanın viskozite gradyeninin bölgesel değişmesi ile akışkan yüzeyindeki yüzey gerilim kuvveti de bölgesel olarak değişecektir. Bölgesel olarak değişen yüzey gerilim kuvveti, sıcak bölgeden soğuk bölgeye doğru çekilmiş olacaktır. Böylece sıcaklık farkı var olduğu sürece, akışkan-hava ortak yüzeyi boyunca gerçekleşen akış hareketi, ortak yüzeyi tamamladıktan sonra hacimsel olarak ısı ve kütle alışverişinin etkisi ile akışkanın sürekliliğini sağlamış olacaktır.

Kararlı haldeki yüzey gerilimli akış hareketi, ilk olarak 70'li yıllarda Ostrach [2,3] tarafından değişik şartlar altında analitik olarak incelenmiştir. Ostrach, hem sıcaklık hem de viskozite gradyenlerinin her ikisinin de birbirleri ile bağıntılı olarak bir arada bulunduğu durumlar için kompleks olan yüzey gerilimli akış alanını tanımlamak amacıyla, önemli boyutsuz parametreleri kullanmış ve diğer araştırmacılara da bu parametrelerin kullanılmasını önermiştir.

Yarım yüzen bölge konfigürasyonu kullanılarak oluşturulan yüzey gerilim hareketlerinde oluşan sıcaklık ve hız alanları, Chun ve Wuest [4] ayrıca Schwabe vd. [5] tarafından incelenmiştir. Çalışmalarında, yüzey gerilimli konveksiyon akışının önemli bir özelliği olan kararlı (steady state) yüzey gerilimli konveksiyon akışından, periyodik osilasyonlu yüzey gerilimli konveksiyon akışına geçiş deneysel olarak incelenmiştir. Buna göre; akışkan ile temas halinde bulunan sıcak duvarın yüzey sıcaklığı ile soğuk duvarın yüzey

sıcaklığı arasındaki fark belirli bir değeri geçtikten sonra, akışkanın kararlı yüzey gerilimli konveksiyon akıştan, periyodik osilasyonlu yüzey gerilimli konveksiyon akışa geçtiği gözlemlenmiştir. Akışkanın kararlı yüzey gerilimli konveksiyon akışından, periyodik osilasyonlu yüzey gerilimli konveksiyon akışına tam olarak geçtiği noktadaki sıcaklık farkı ise kritik sıcaklık farkı (ΔT_{kr}) olarak tanımlanmıştır.

Son günlere kadar farklı konfigürasyonlar altında yüzey gerilim konveksiyon hareketleri ile ilgili değişik deneysel ve nümerik çalışmalar gerçekleştirilmiş ve farklı sonuçlar elde edilmiştir. Yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanın hareketi esnasında sadece yüzey gerilim konveksiyon hareketinin gerçekleşmediği, aynı zamanda yerçekimi vektörünün meydana getirdiği batmazlık (buoyancy) etkisinin de akışkan hareketine tesir ettiği ortaya konulmuştur. Ostrach [6], düşük yerçekimine sahip olan ortamlardaki yüzey gerilimli akış hareketlerini ele alarak, yerçekimi vektörünün batmazlık hareketindeki etkisini ana başlıklar altında incelemiş ve uzay çalışmalarının önemini dile getirmiştir. Dolayısıyla, yerçekimi vektörünün yüzey gerilim konveksiyon hareketine etkisini incelemek amacı ile bu güne kadar iki defa USML uzay laboratuvarında deneyler gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalar literatürde yapılan tüm çalışmalar için önemli birer kaynak niteliğini taşımakla beraber uzay çalışmalarına da yol çizmiştir.

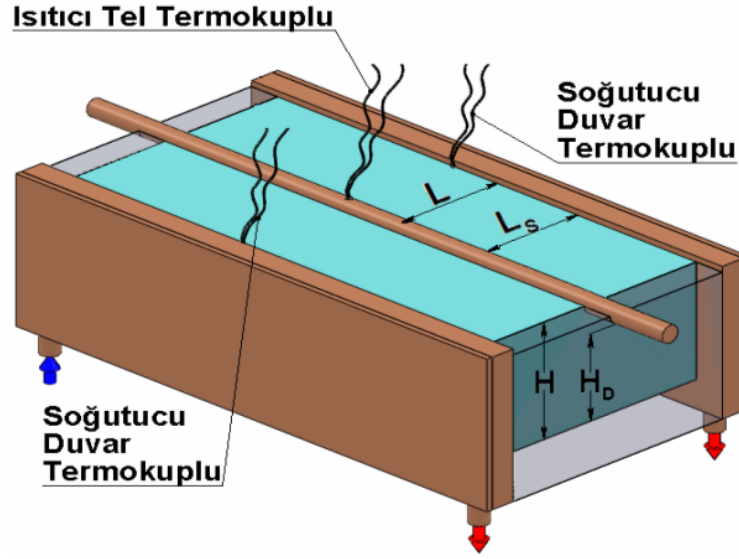
Akışkanın farklı boyutsal oranları ve farklı akışkanların osilasyonlu yüzey gerilim konveksiyon hareketlerinin olduğu durumlar Preisser vd. [7] tarafından incelenmiştir. Bu incelemeleriyle Marangoni sayısının (Ma) ortak bir parametre olduğunu ortaya koymuşlardır. Kritik sıcaklık farkından meydana gelen kritik Marangoni sayısı, yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanın kararlı yüzey gerilimli konveksiyon akıştan, periyodik osilasyonlu yüzey gerilimli konveksiyon akışa tam olarak geçtiği nokta olarak tanımlanmıştır.

Yüzey gerilim hareketi yapan akışkanın, kararlı yüzey gerilimli konveksiyon akıştan periyodik osilasyonlu yüzey gerilimli konveksiyon akışa tam olarak geçtiği nokta olarak tanımlanan kritik Marangoni sayısının tek başına yeterli olmadığı Kamotani vd. [8,9] tarafından deneysel olarak gösterilmiştir. Yaptıkları çalışmalarla hareketi kontrol eden başka bir faktörün var olduğunu ve bu faktörün de, akışkanın serbest yüzeyinin akış halinde şekil değiştirmesi olabileceğini ortaya koymuşlardır. Ayrıca yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanın serbest yüzeyindeki sıcaklık ve hız alanlarının birbirleri ile uyumsuzluğu neticesinde oluşan serbest yüzeydeki şekil değişiminin konveksiyon hareketini etkileyerek osilasyonun başlamasına sebep olduğunu ortaya koymuşlardır. Yaptıkları bir diğer çalışmada ise [10] dikdörtgenler prizması konfigürasyonunu kullanarak, dikdörtgen kap içerisindeki akışkanın yüzey gerilim konveksiyon hareketleri ile birlikte doğal konveksiyon hareketlerini içeren nümerik olarak kararlı ve deneysel olarak hem kararlı hemde osilasyonlu konveksiyon hareketlerinden hız ve sıcaklık alanlarını ve bunların profilleri ile birlikte akışkanın akım hatlarını incelemişlerdir.

Farklı soğuk duvar sıcaklık değerlerinde, farklı boyutsal oran değerlerindeki kararlı yüzey gerilimli konveksiyon hareketinden osilasyonlu yüzey gerilimli konveksiyon hareketine geçiş noktası olan kritik Marangoni sayısının değerleri, Selver [11] tarafından doğal konveksiyonun zararlı etkilerini minimize etmek amacıyla ısıtıcı yüzeyin üst tarafta soğutucu yüzeyin alt tarafta bulunduğu yarım yüzen bölge konfigürasyonu kullanılarak araştırılmıştır.

Araştırmamızda ise Şekil 1’de görüldüğü gibi, karşılıklı iki kısa duvarı ile tabanı yalıtılmış, diğer iki dikey duvarı ise soğutulmuş olan dikdörtgenler prizması şeklindeki konfigürasyon içerisindeki yüksek Prandtl sayısına sahip (viskozitesi 5 cSt olan silikon yağı) akışkanın; serbest yüzeyinin tam ortasından geçen ve serbest yüzeyi boyunca temas eden yuvarlak profilli ince bakır bir tel yardımıyla ısıtılmasıyla oluşan kararlı haldeki yüzey gerilim konveksiyon hareketleri üzerine uygulanan mikro (μg) ve normal (1g) yerçekimi vektörü değerlerinde, akışkanın serbest yüzeyindeki sıcaklık ve hız profilleri Fluent

Programı kullanılarak nümerik olarak 2 boyutlu incelenmiş ve karşılaştırılmıştır.

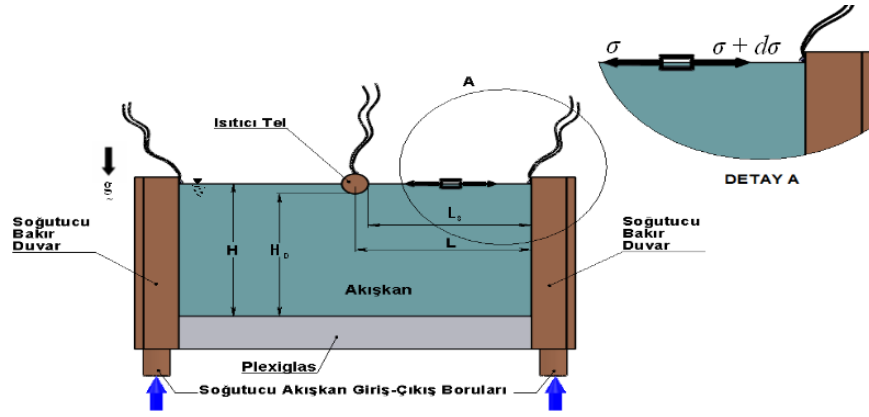


Şekil 1. Dikdörtgenler Prizması Konfigürasyonunun Şematik Gösterilişi

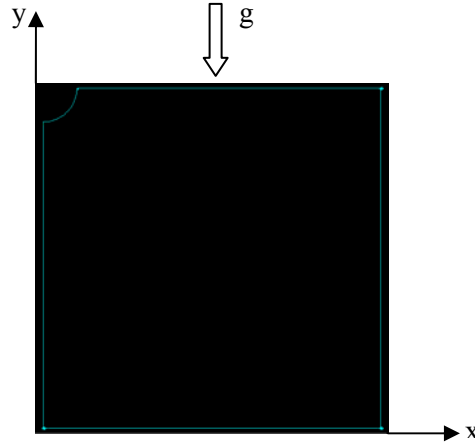
MATERYAL VE METOD

Şekil 1’de görülen, karşılıklı uzun duvarlar bakır malzemeden yapılmış olup soğutucu özellik taşımakta, karşılıklı kısa duvarlar ve taban ise plexiglas malzemeden yapılmış olup yalıtkan özellik taşımaktadır. Şekilde görülen dikdörtgenler prizması şeklindeki konfigürasyon, kinematik viskozitesi 5 cSt olan akışkan ile tamamen doldurulmuş olup bu akışkanın serbest yüzeyi boyunca ve serbest yüzeyin tam ortasından temas eden yuvarlak profilli ince bakır tel yardımıyla Şekil 2 de görüldüğü gibi ısıtılmaktadır. Isıtılan bölgedeki akışkanın viskozitesi soğutulan bölgedeki akışkanın viskozitesine göre azalmakta ve soğuk bölgede yüksek viskoziteye sahip akışkan tarafından

dikdörtgenler prizması şeklindeki konfigürasyon içerisinde akışkan partikülleri çekilerek yüzey gerilim konveksiyon hareketi gerçekleşmektedir.



Şekil 2. Deney Kabının İçerisindeki Akışkanın Serbest Yüzeyinde Meydana Gelen Yüzey Gerilim Konveksiyon Hareket Yönünün Kesit Resimde Şematik Olarak Gösterilişi



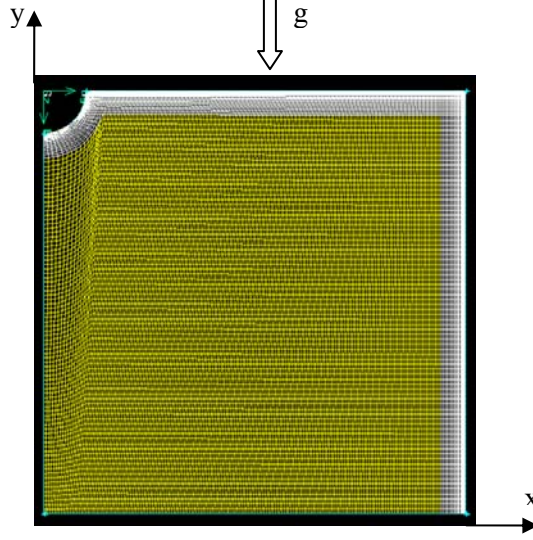
Şekil 3. Dikdörtgenler Prizması Konfigürasyonunun 2-Boyutlu Nümerik Çalışmadaki Resminin Şematik Olarak Gösterilişi

Yapmış olduğumuz numerik çalışmada, öncelikle verilen sınır şartlarına göre kısa zamanda daha yakınsak bir çözüm elde etmek için bir simetri ekseninin kullanılıp kullanılmayacağı araştırılmıştır. Araştırma sonucunda dikdörtgenler prizması şeklinde tasarlanan bu konfigürasyonda (Şekil 3) ; ısıtıcı çubuğun merkezinden geçen ve yerçekimi vektörüne paralel olan bir düzlem simetri eksenini kabul edilmiş ve Fluent programına uyumlu olan çizim programı Gambit Software' inde geometrik model tasarlanıp kartezyen koordinatlarda çizilmiştir.

Şekil 3'te 2 boyutlu geometrik modeli oluşturulan konfigürasyonun sınır şartlarında taban, izolasyonlu duvar; sol dikey yüzey, simetri eksenini; sağ dikey yüzey, soğutucu duvar ve akışkan ile temaslı olan çeyrek daire kesitli ısıtıcı tel yüzeyi de sıcak duvar olarak belirlenmiştir. Tasarlanan konfigürasyondaki akışkan hareketi; yüzey gerilim konveksiyon hareketidir. Bu yüzey gerilim konveksiyon hareketi, viskozitenin ısıtıcı yüzeyden soğutucu yüzeye kadar sıvı serbest yüzeyi boyunca değişim göstermesinden kaynaklanan bir harekettir. Dolayısıyla yüzey gerilim konveksiyon hareketini meydana getiren kuvvet (driving force) ısıtıcı yüzeyden soğutucu yüzeye kadar sıvı serbest yüzeyi boyunca gerçekleşeceğinden dolayı bu bölge nümerik çözüm için çok hassas bir bölgeyi teşkil etmektedir. Bu nedenle nümerik çözüm için gerekli olan grid sayısı bu bölgede mümkün olduğunca sık seçilerek, daha hassas ve yakınsak bir çözüm yaptırılmıştır. Yani Şekil 4'te görüldüğü gibi geometrik modeli oluşturulan konfigürasyonda uniform olmayan (non-uniform) grid sistemi kullanılmıştır. Geometrik modelin boyutları $H = 0.01m$, $L = 0.01m$ alınarak boyutsal oran, $Ar = H/L = 1$ olarak tasarlanmıştır. Bu durum; ileride bahsedeceğimiz y-doğrultusundaki boyutsuz Navier-Stokes denklemlerindeki yüzey gerilim konveksiyon hareketleriyle doğal konveksiyon hareketlerini karşılaştırmadaki boyutsal oranın etkisini ortadan kaldırmış olacaktır.

Gambit Software' i kullanılarak sınır şartları ve grid yapısı tasarlanmış olan konfigürasyon, (Şekil 4) nümerik çözüm yaptırılmak için Fluent Programına aktarılmıştır. Aktarılan bu geometrik modelde akışkanın akış tipi laminar seçilerek, akışkan hareketi esnasında süreklilik denklemi, momentum

denklemleri ve enerji denklemi SIMPLER algoritması ile çözdürülmüştür. Çözümleme işleminde, geometrik modeli oluşturan konfigürasyon içerisindeki akışkanın serbest yüzeyinin tamamen düz ve yatay konumda olduğu, iki boyutlu geometrik modelin çeperleri ve akışkanın serbest yüzeyi ile ortam arasında herhangi bir ısı alışverişinin olmadığı (adyabatik çözüm, radyasyonla ısı kaybı) kabulleri yapılmıştır.



Şekil 4. Dikdörtgenler Prizması Konfigürasyonunun 2-Boyutlu Nümerik Çalışmadaki Grid Tasarımının Şematik Gösterimi

Araştırmamızda, Tablo I’de fiziksel özellikleri verilen 5cSt viskozite değerine sahip silikon yağı kullanılarak, 9.81m/s^2 normal yerçekimi ve $1.0 \times 10^{-6} \text{m/s}^2$ mikro yerçekimi vektörü değerlerinde; akışkanın kararlı yüzey gerilimli konveksiyon hareketi esnasında soğuk duvar sıcaklığı (T_c) 15°C de ve sıcak duvar sıcaklığı (T_H) 40°C ’ de sabit tutularak akışkan akım çizgileri Boussinesq yaklaşımı ile çözdürülmüştür.

Tablo I. 5 cSt viskoziteye sahip Silikon Yağının fiziksel özellikleri

Özellik	Birimler	Değer
Yoğunluk(ρ)	Kg/m ³	913
Termal Kondüksiyon Katsayısı (k)	W/m.K	0.1088568
Termal Difüzyon Katsayısı(α)	m ² /s	7.42x10 ⁻⁸
Dinamik Viskozite(μ)	Ns/ m ²	4.4554x10 ⁻³
Kinematik Viskozite(ν)	m ² /s	4.88 x10 ⁻⁶
Yüzey Gerilim(σ)	N/m	19.7x10 ⁻³
Yüzey Gerilim Sıcaklık Katsayısı, $ \sigma_T $, $ \partial\sigma/\partial T $	N/m.K	-0.0587x10 ⁻³
Özgül Isı (C _p)	J/Kg.K	1716.588
Isısal Genleşme Katsayısı (β)	1/K	0.00105
Prandtl Sayısı (Pr)		67
Akışkanın Kinematik Viskozitesinin Değişimi[11]		
$\nu=8.185-0.2T+3.74\times10^{-3}T^2-4.865\times10^{-5}T^3+3.474\times10^{-7}T^4-9.76\times10^{-10}T^5$		

ÖNEMLİ BOYUTSUZ PARAMETRELER

Yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanlarda kartezyen koordinat sistemi kullanılarak x ve y koordinatlarındaki momentum denklemleri ve enerji denklemi boyutsuzlaştırılarak elde edilen boyutsuz denklemler ve onların her teriminin önündeki boyutsuz sayılar E. Katı [12] tarafından çıkartılmıştır. Bu denklemler :

x-doğrusu momentum denklemi;

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \text{Pr}_R \frac{\text{Ar}_R^2}{V_R^2} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\text{Ar}_R}{\text{Re}_R} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{\text{Re}_R} \frac{1}{\text{Ar}_R} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

y- doğrusu momentum denklemi;

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\text{Pr}_R}{\rho V_R^2} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\text{Ar}_R}{\text{Re}_R} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{\text{Re}_R \text{Ar}_R} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\text{Gr}_R}{\text{Re}_R^2 \text{Ar}_R^2} T \quad (2)$$

Enerji denklemi;

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pr}_R} \frac{\text{Ar}_R}{\text{Re}_R} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{\text{Re}_R} \frac{1}{\text{Pr}_R} \frac{1}{\text{Ar}_R} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3)$$

' dir.

Nümerik olarak gerçekleştirilen yüzey gerilim konveksiyon hareketlerinin ve doğal konveksiyon hareketlerinin karakterlerini yukarıdaki momentum ve enerji denklemlerindeki boyutsuz sayılar belirlemektedir.

Bu boyutsuz sayılar aşağıdaki gibi ifade edilmiştir;

$$\begin{array}{l}
 \text{Marangoni Konveksiyon} \\
 \left\{ \begin{array}{ll}
 \text{Ar} = \frac{H}{L} & \rightarrow \text{Boyutsal Oran} \\
 \text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} & \rightarrow \text{Prantle Sayısı} \\
 \text{Re}_{\sigma} = \frac{|\sigma_T|(\Delta T)L}{\nu\mu} & \rightarrow \text{Reynolds Sayısı} \\
 \text{Pr} = \text{Pr} \text{ Re}_{\sigma} = \frac{|\sigma_T|(\Delta T)L}{\alpha\mu} & \rightarrow \text{Marangoni Sayısı} \\
 V_{\text{Ma}} = \frac{\sigma_T \Delta T}{\mu} & \rightarrow \text{Marangoni Hız}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 \text{Doğal Konveksiyon} \\
 \left\{ \begin{array}{ll}
 \text{Ar} = \frac{H}{L} & \rightarrow \text{Boyutsal Oran} \\
 \text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} & \rightarrow \text{Prantle Sayısı} \\
 \text{Gr} = \frac{\beta_T g(\Delta T)L^3}{\nu^2} & \rightarrow \text{Grashof Sayısı} \\
 \text{Pr} = \text{Gr} \text{ Pr} = \frac{\beta_T g(\Delta T)L^3}{\alpha\nu} & \rightarrow \text{Rayleigh Sayısı} \\
 V_g = \frac{\beta_T g(\Delta T)L^2}{\nu} & \rightarrow \text{Doğal Konveksiyon Hızı}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

Yukarıdaki ifadelerde; H akışkanın yüksekliği, L ısıtıcı telin merkezi ile soğutucu duvar arasındaki sıvı serbest yüzeyi boyunca olan yatay mesafe, ν akışkanın kinematik viskozitesi, α akışkanın ısısal yayılma katsayısı, μ

akışkanın dinamik viskozitesi, σ_T akışkanın yüzey gerilim sıcaklık katsayısı, ΔT akışkana uygulanan sıcaklık farkı değeri ($\Delta T = T_H - T_C$), β akışkanın hacimsel genleşme katsayısı, g ise yerçekimi ivmesi değeridir. Prandtl sayısı, Yüzey gerilim Reynolds sayısı, Marangoni sayısı, Grashof sayısı ve Rayleigh sayısı, konveksiyonel akışın fiziksel özelliklerini içeren boyutsuz parametrelerdir. Bu boyutsuz parametreler yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkan için akış karakterini etkileyen en önemli parametrelerdir. Marangoni sayısı, akışkanın kararlı yüzey gerilim hareketinden, periyodik osilasyonlu yüzey gerilim hareketine geçişinde önemli bir rol oynamaktadır. Literatürde, yüzey gerilim konveksiyon hareketi Marangoni konveksiyon olarak bilinmektedir.

Birleşik konumda hem yüzey gerilim konveksiyon hareketi hem de doğal konveksiyon hareketi yapan sistem içerisinde hangisinin asıl konveksiyon hareketi olduğunu ortaya koymak için yukarıdaki y doğrultusundaki momentum denkleminin sağ tarafındaki en son terimin toplam boyutsuz sayıları birbirleriyle karşılaştırıldığında ($\frac{Gr}{Re^2 Ar^2} \Rightarrow \Rightarrow \Rightarrow$ yani $Re^2 \gg Gr$) elde edilen

yüzey gerilim konveksiyon hareketinin doğal konveksiyon hareketinden yaklaşık olarak 41 kat daha büyük çıktığı görülür. Bu nedenle tasarlanmış olduğumuz sistem içerisindeki asıl konveksiyon akışının yüzey gerilim konveksiyon akışı olduğu söylenebilir.

SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Çalışmamızda yüksek Prandtl sayısına ($Pr = 67$) sahip kararlı haldeki (steady state) akışkanın yüzey gerilim konveksiyon hareketi üzerindeki yerçekimi vektörünün etkisi nümerik olarak incelenmiştir.

Dikdörtgenler prizması şeklindeki kap içerisindeki akışkan yüzeyinin bölgesel olarak ısıtıldığı konfigürasyonda (open boat configuration), yerçekimi

vektörü ile yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanın hız vektörünün birbirlerine dik olması durumunda oluşan batmazlık kuvveti (buoyancy force) Şekil 5'te açık bir şekilde görülmektedir. Bu konfigürasyonda; akışkan partikülü; sıvı serbest yüzeyinde ısıtıcı tel bölgesinden soğutucu bölgeye doğru yüzey gerilim hareketi yaparak ilerlemektedir. Sıvı serbest yüzeyinde ilerleyen akışkan, önemli boyutsuz parametreler başlığı altında incelediğimiz boyutsuz parametrelerin etkisi altındadır.

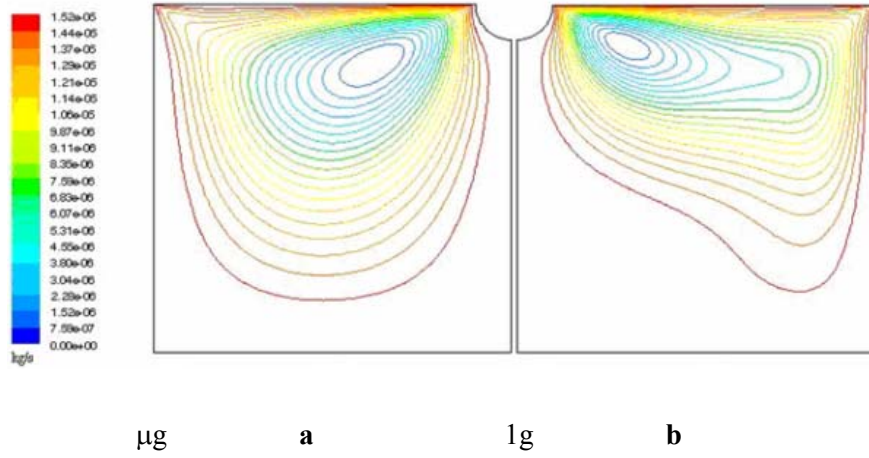
Marangoni konveksiyon hareketi 2 farklı yöne ayrılmaktadır. Bunlar; sıcaklık değişimi serbest yüzeye paralel ve sıcaklık değişimi serbest yüzeye dik olarak meydana gelirler. Hemen hemen her akışkan için yüzey gerilimi sıcaklık ile azalmaktadır. Serbest yüzey boyunca sıcaklık değişimi serbest yüzeye paralel olarak sıcak yüzeyden soğuk yüzeye doğru bir akışa sebep olmaktadır. Bu akış karakterinde yüzey gerilim kuvvetlerinin şiddeti Marangoni sayısı ile batmazlık kuvvetlerinin şiddeti ise Grashof sayısı ile tanımlanır.

Yeryüzünde batmazlık kuvvetleri her yerde ve her zaman yüzey gerilim kuvvetleri ile birlikte var olacaktır. Bu araştırmanın asıl amacı, tasarlanan konfigürasyon altında (2-boyutlu) serbest yüzeye sahip akışkan içerisindeki batmazlık kuvvetlerinden meydana gelen doğal konveksiyon üzerindeki yüzey gerilim kuvvetlerinin etkisini veya yüzey gerilim kuvvetlerinin değişimi üzerindeki batmazlık kuvvetlerinin çok veya az bağımsızlığını göstermektir.

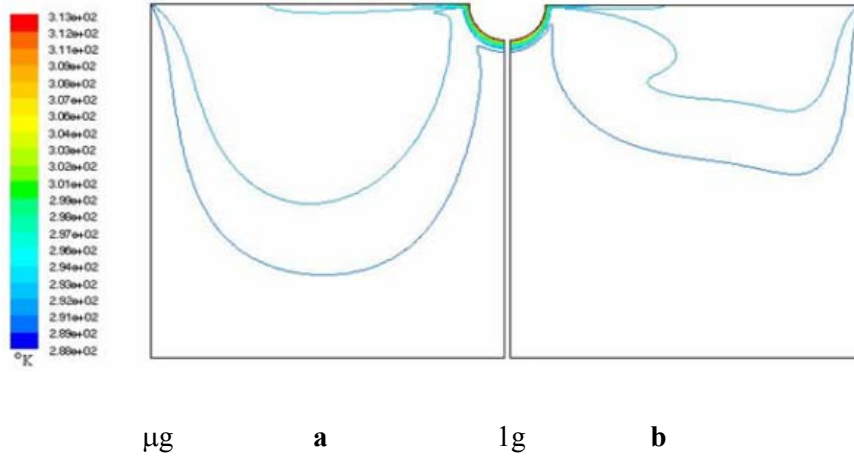
Şekil 5a'da ısıtıcı tel sıcaklığı ile soğutucu levha sıcaklığı arasındaki sıcaklık farkı (ΔT) altında meydana gelen akım hatları düşük yerçekimi vektörünün uygulandığı şartlarda görülmektedir. Şekil 5b'de aynı konfigürasyonda ve aynı sıcaklık farkı altında meydana gelen akım hatları normal yerçekimi vektörünün uygulandığı şartlarda görülmektedir.

Şekil 5a ve Şekil 5b'de ısıtıcı çubuk bölgesindeki akışkan partikülleri yukarıya doğru ilerlemekte ve bu akışkan partikülleri akışkanın serbest yüzeyine ulaştığında yüzey gerilim kuvvetleri tarafından ısıtıcı tel bölgesinden soğutucu levha bölgesine doğru hızlandırılmaktadır. Bu hızlanma nedeniyle

ısıtıcı çubuk bölgesine yakın bölgelerde akım hatları daralmaktadır. Sınır tabakanın soğuk duvara yakın bölgelerine doğru hareket eden akışkan partiküllerinin etkisi görünene kadar akım hatları akışkanın serbest yüzeyi boyunca genişlemektedir. Bu akım hatlarındaki genişleme akışkan partiküllerindeki hızların azalmasına sebep olmaktadır. Daha sonra akışkan partikülleri soğuk duvara ulaşana kadar yine hızlanmakta ve bu bölgede akım hatları yine daralmaktadır. Bu durum ise normal yerçekimi vektörünün uygulandığı Şekil 5b'deki akım hatlarında bariz bir şekilde görülmektedir. Soğuk duvara yakın bölgelerdeki akışkan partikülleri daha sonra aşağıya doğru yönelmektedirler. Aşağıya doğru yönelen akışkan partikülleri soğuk duvarı takip ederek akışkanın derinliklerine doğru batmakta ve daha sonra alt tabanı takip ederek sıcak bölgeye doğru yönelerek yukarıda anlatmaya çalıştığımız başlangıç noktasına ulaşmaktadır.



Şekil 5. Yüzey Gerilim Konveksiyon Hareketi Yapan Akışkanın Çizgisel Akım Hatları Görüntüsü **a-** Düşük Yerçekimi Vektörü Altında **b-** Normal Yerçekimi Vektörü Altında



Şekil 6. Yüzey Gerilim Konveksiyon Hareketi Yapan Akışkanın Çizgisel Eş Sıcaklık Değerlerinin Görüntüsü **a-** Düşük Yerçekimi Vektörü Altında **b-** Normal Yerçekimi Vektörü Altında

Bu araştırmada, tasarlanan konfigürasyon içerisindeki uygulanan şartlar altında akışkanın tüm hacmi tek vorteks hücre konumu ile ısı ve kütle taşınımına katılmaktadır. Isıtıcı çubuk ile soğutucu levha sıcaklığı arasındaki fark (ΔT) büyüdükçe tasarlanan konfigürasyon içerisinde hareket eden akışkan partiküllerinin oluşturduğu vorteks hücrenin dikey sirkülasyon boyu küçülmektedir. Yani, konfigürasyon içerisindeki batmazlık etkisi konfigürasyonun tabanından yukarıya doğru sıcaklık değişimi nedeni ile vorteks hücreye baskı yaparak bu hücrenin akışkanın serbest yüzeyine doğru sıkışmasına sebep olmaktadır. Bu durumu dikkate alarak sıcaklık farkı değeri $\Delta T = 25^\circ\text{C}$ de sabit tutulmuştur. Bu değer yapmış olduğumuz araştırma neticesinde optimum batmazlık etkisinin var olduğu değer olarak tespit edilmiştir. Şekil 5a ve Şekil 5b incelendiğinde tasarlanan konfigürasyon içerisinde hareket eden akışkan partiküllerinden oluşan akım hatlarının meydana getirdiği vorteks hücrelerinin bulunduğu bölgenin sıcaklığı bu vorteks hücrelerin altındaki durgun bölgenin sıcaklığından daha yüksektir. Dolayısıyla, durgun bölgedeki akışkanın yoğunluğu vorteks hücrenin bulunduğu bölgedeki

akışkanın yoğunluğundan daha fazla olduğundan vorteks hücrelerin konfigürasyon içerisindeki akışkanın içine işleyişi (nüfuz edişi) önlenir.

Normal ve düşük yerçekimi vektörü altındaki yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanın akım hatları Şekil 5’de ayrı ayrı karşılaştırılmıştır. Karşılaştırmada görüldüğü gibi batmazlık kuvvetinin akışkanın tabanından akışkanın serbest yüzeyine doğru etkisinden dolayı normal yerçekimi vektörü altında gerçekleşen yüzey gerilim konveksiyon hareketinin akım hatları hücrelerinin merkezi, ısıtıcı tel bölgesine daha yakın olarak gerçekleşmiştir. Şekil 5 görüldüğü gibi ısıtıcı tel bölgesinin altındaki bölgede bu batmazlık kuvveti etkisi diğer bölgelere göre daha fazladır. Ayrıca, normal yerçekimi vektörü altında yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkan partiküllerinin akışkanın serbest yüzeyinden akışkanın içine doğru işleyişinin (nüfuz edişinin) derinliği batmazlık kuvvetinin etkisinden dolayı düşük yerçekimi vektöründe elde edilene göre daha düşüktür.

Tasarlanan konfigürasyondaki batmazlık; akışkan partiküllerinin soğuk levha boyunca aşağıya doğru hareketi, taban boyunca hareketi ve ısıtıcı çubuğa doğru hareketi esnasında gerçekleşmektedir. Bu konfigürasyon içerisindeki aktif akış alanını kuşatan ısısal katmanlar batmazlık için önemli bir parametreyi oluşturmaktadır. Şekil 6a ve Şekil 6b de farklı yerçekimi vektörleri altında eş sıcaklık eğrileri çizgisel olarak görülmektedir.

Şekil 6’da normal ve düşük yerçekimi vektörü altındaki eş sıcaklık eğrileri karşılaştırılmıştır. Normal yerçekimi vektörü altında batmazlık etkisinden dolayı eş sıcaklık eğrileri akışkanın serbest yüzey bölgesine doğru yoğunlaşmıştır. Düşük yerçekimi vektörü altında batmazlık etkisi olmamasından dolayı eş sıcaklık eğrilerinin akışkanın serbest yüzeyinden akışkanın derinliklerine doğru nüfuz ettiği görülmüştür.

Tasarlanan konfigürasyon içerisinde hareket eden akışkanın vorteks hücrelerinin konfigürasyonun tabanına kadar ulaşamamalarının sebeplerini daha önce anlatmıştık. Dolayısıyla, vorteks hücrelerinin dikey derinliğini (H^*) ile

gösterecek olursak; bu değeri analitik olarak hesaplayıp nümerik olarak karşılaştıralım. Vorteks hücrelerinin dikey derinliği (H^*) için konfigürasyonun dikey derinliği (H) (bkz. Şekil 2) önemli değildir. Yani H^* değeri H 'ın fonksiyonu değildir. Bundan dolayıdır ki; aktif akış bölgesindeki vorteks hücrenin dikey derinliğinin (H^*) genişlemesi konfigürasyona uygulanan değişken parametrelere bağlıdır. Yapılan bu çalışmada akışkan hareketi sıcaklık değişimi ile gerçekleştirildiğinden dolayı, akış hareketindeki vorteks hücrenin dikey derinliği ısısal nüfuz (yayılım) uzunluğu (H^*) olarak isimlendirilir. Bu derinlik değerini boyut analizini kullanarak çıkartmaya çalışalım.

Tasarlanan konfigürasyonda batmazlık kuvveti ile yüzey gerilim kuvvetlerinin aynı yönlü olmadığı (dikey olduğu) durum için 2-boyutlu kararlı haldeki vorteks denklemini yazacak olursak;

$$\rho \left(u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} + \rho g \beta \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

elde edilir. Bu denklemdeki eşitliğin sağ tarafında bulunan ikinci terim: vizkoz terimi $\left(\mu \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right)$ ile üçüncü terim: batmazlık terimi $\left(\rho g \beta \frac{\partial T}{\partial x} \right)$ dengelenerek yüzey gerilim hareketinin y-doğrultusundaki hareketini oluşturmaktadır. Yani;

$$\left(\mu \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) \approx \left(\rho g \beta \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (5)$$

olmalıdır. Burada; vorteks

$$\zeta \equiv \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6)$$

olup, bu değeri yüzey gerilim hareketinin y-doğrultusundaki dengelenen denklem eşitliği içerisine yazalım. Böylece dengelenen denklem içerisindeki vorteks değerinin yerini hız değerine dönüştürülmüş hale getirecek olursak;

$$\left(\mu \frac{\partial^3 u}{\partial y^3} \right) \approx \left(\rho g \beta \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (7)$$

gibi dengeleme eşitliği elde edilir. Bu dengeleme eşitliği boyutsal değerlere dönüştürüldüğünde;

$$\left(\mu \frac{U_R}{(H^*)^3} \right) \approx \left(\rho g \beta \frac{\Delta T}{L} \right) \quad (8)$$

elde edilir. Burada; U_R akışkanın x-doğrultusundaki karakteristik hızıdır. Bu karakteristik hız ise; önemli boyutsuz parametreler bölümünde bahsetmiş olduğumuz yüzey gerilim konveksiyon hareketinin hızını (Marangoni hız) teşkil etmektedir. Böylece elde edilen eşitlikten

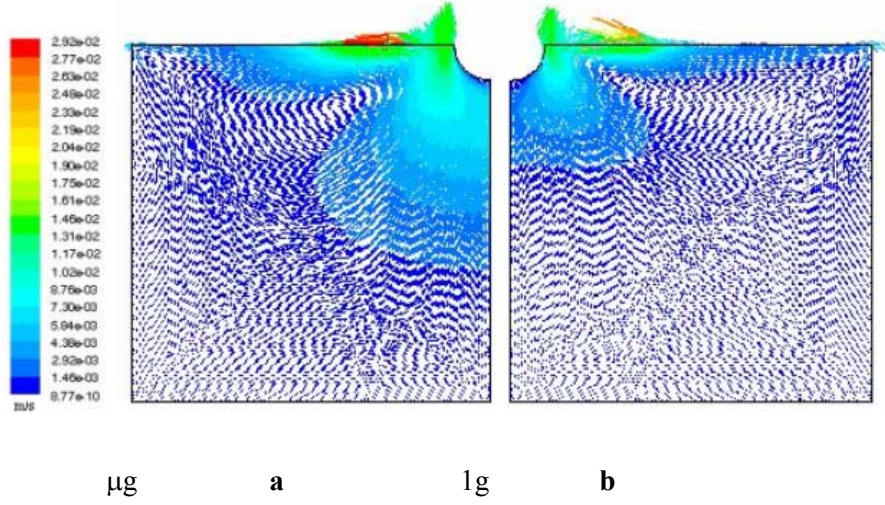
$$\frac{H^*}{L} \approx \left(\frac{\sigma_T}{\rho g \beta_T L^2} \right)^{\frac{1}{3}} \equiv \left(\frac{Re_\sigma}{Gr} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (9)$$

ifadesi çıkartılır. Dolayısıyla tasarlanan konfigürasyonun içerisinde yüzey gerilim hareketi yapan akışkanın aktif bölge içerisindeki vorteks hücrenin dikey uzunluğunu veren değer veya boyutsuz sayılardan meydana gelen ifade bulunmuş olur. Yapmış olduğumuz çalışmada $(Re_\sigma / Gr)^{1/3} \cong 0.395$ bulunur.

Bu değer, tasarlanan konfigürasyonda verilen sıcaklık farkı değerinde elde edilen akışkanın yüzey gerilim konveksiyon hareketi ile batmazlık hareketinin etkisi altındaki konveksiyondaki vorteks hücrenin dikey uzunluğunun (H^*) ısıtıcı çubuk ile soğutucu levha arasındaki mesafeye (L) oranıdır. Analitik olarak hesaplanan bu değer için içerisine nümerik olarak hesapladığımız parametreleri koyduğumuzda elde etmiş olduğumuz H^* değeri oransal olarak gerçekleşmiştir. Bu değer ise ısıtıcı telin altındaki bölgede batmazlık etkisini tam olarak göstermiştir.

Şekil 7’de, tasarlanan konfigürasyona uygulanan normal ve düşük yerçekimi vektörü değerleri altında gerçekleşen yüzey gerilim konveksiyon hareketlerindeki hız vektörleri karşılaştırılmıştır. Doğal konveksiyonun etkisinden dolayı normal yerçekimi vektörü altında gerçekleşen konveksiyonun

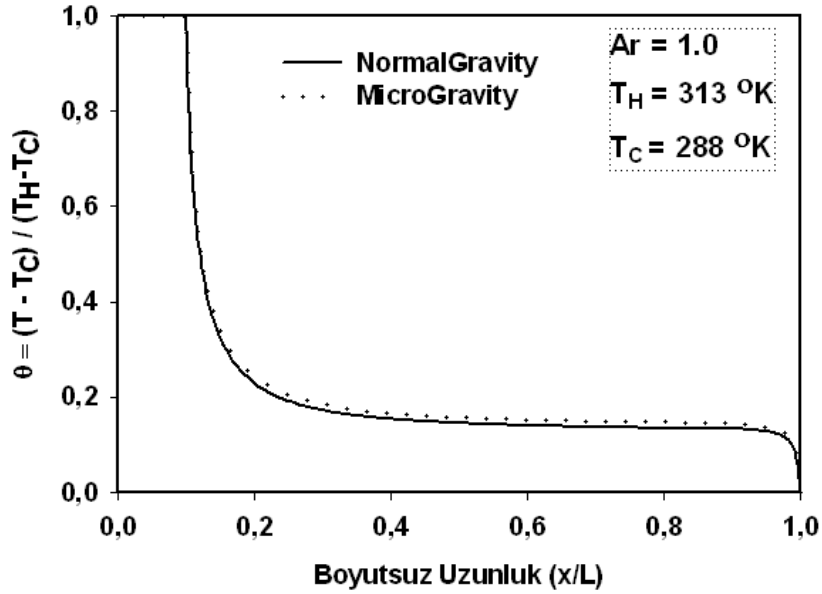
hız vektörleri akışkanın serbest yüzey bölgesi ile ısıtıcı tel bölgesi arasında yoğunlaşmıştır. Düşük yerçekimi vektörü altında ise doğal konveksiyon etkisi olmamasından dolayı konveksiyon hız vektörleri yine serbest yüzey bölgesi ile ısıtıcı tel bölgesi arasında olup, daha geniş bir alana yayılmıştır.



Şekil 7. Yüzey Gerilim Konveksiyon Hareketi Yapan Akışkanın Hız Vektörlerinin Görüntüsü **a-** Düşük Yerçekimi Vektörü Altında **b-** Normal Yerçekimi Vektörü Altında

Normal yerçekimi ve düşük yerçekimi vektörü değerleri altında tasarlanan konfigürasyon içerisinde yüzey gerilim konveksiyon hareketi yapan akışkanın serbest yüzeyindeki boyutsuz sıcaklık profilleri Şekil 8 de karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Burada ısıtıcı duvar bölgesindeki ısısal sınır tabaka nedeniyle sıcaklıkta ani düşüş meydana gelmektedir. Aynı şekilde soğutucu duvar bölgesinde de ısısal sınır tabakadan dolayı sıcaklıkta ani düşüşler meydana gelmektedir. Isıtıcı ve soğutucu duvar bölgelerindeki ısısal sınır tabakalar arasındaki kısımda ise akışkan parçacıklarının birbirleri ile sadece kondüksiyon yoluyla ısıyı iletmelerinden dolayı üniform bir sıcaklık değişimi görülmektedir. (Akışkanın serbest yüzeyi ile ortam arasında ısı geçişinin

olmadığı (adyobatik) ve bu sınır tabakalar arasında kalan alan içerisinde kondüksiyon ısı iletim katsayısının sıcaklığa bağlı olarak değişmediği kabul edilmiştir). Normal yerçekimi vektörü altında meydana gelen yüzey gerilim konveksiyon hareketinin yanında doğal konveksiyon hareketinin de var olmasından dolayı karşılaştırmada küçük farklılıklar görülmektedir. Normal yerçekimi vektörü altında meydana gelen konveksiyon hareketinin serbest yüzeyinin sıcaklık değerleri, düşük yerçekimi vektörü altında meydana gelen konveksiyon hareketinin serbest yüzeyinin sıcaklık değerlerinden düşüktür. Bunun sebebi bir sonraki paragrafta izah edilecektir.



Şekil 8. Yüzey Gerilim Konveksiyon Hareketi Yapan Akışkanın Farklı Yer Çekimi Vektörü Değerlerinde Serbest Yüzeyindeki Sıcaklık Profillerinin Karşılaştırılması.

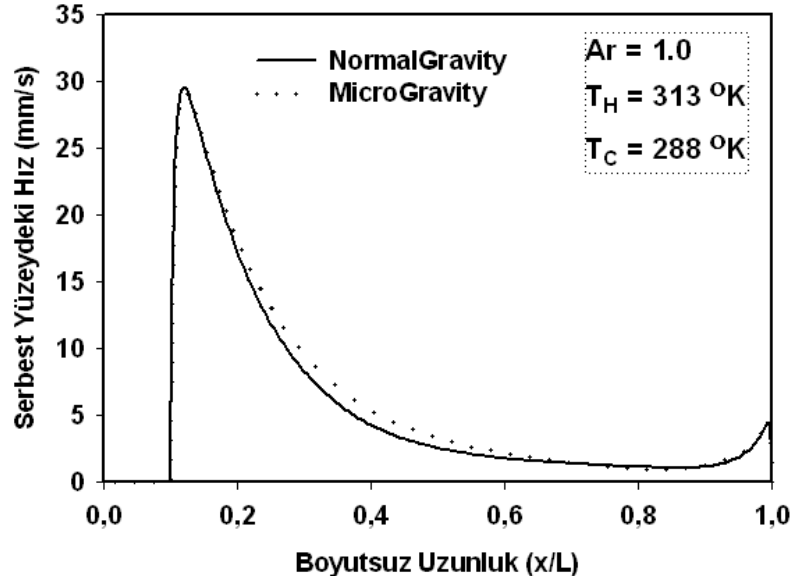
Yüzey gerilim konveksiyon kuvvetinin doğrudan akışkanın serbest yüzeyindeki sıcaklık profiline bağlı olması nedeni ile konveksiyonun hareket

kuvvetleri ısıtıcı duvar ile soğutucu duvar bölgelerinde oldukça büyüktür. Şekil 9 da farklı yerçekimi vektörü altında ısıtıcı duvar ile soğutucu duvar bölgelerindeki ısısal sınır tabakalar içerisinde akışkanın serbest yüzeyindeki kuvvetlerden dolayı hız profillerindeki pikler karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Tasarlanan konfigürasyon içerisinde meydana gelen yüzey gerilim konveksiyon hareketinin ısıtıcı yüzeyden soğutucu yüzeye doğru olması nedeni ile ısıtıcı duvar yüzeyine yakın olan bölgede ısısal sınır tabaka içerisinde çok yüksek sıcaklık düşüşü meydana gelmektedir. Dolayısıyla, ısıtıcı duvar yüzeyine yakın olan bölgedeki ısısal sınır tabaka içerisinde meydana gelen yüzeysel hız profilinin pik'i soğuk duvar yüzeyine yakın olan bölgedeki ısısal sınır tabaka içerisinde meydana gelen yüzeysel hız profilinin pik'inden çok daha büyüktür. Bu durum, hem düşük yerçekimi vektörü altında gerçekleşen hız profilinde, hem de normal yerçekimi vektörü altında gerçekleşen hız profilinde görülmüştür.

Normal yerçekimi vektörü altında meydana gelen yüzey gerilim konveksiyon hareketinin yanında doğal konveksiyon hareketinin de var olmasından dolayı hız profillerinin karşılaştırılmasında da küçük farklılıklar görülmektedir. Doğal konveksiyon hareketinin etkisinden dolayı, normal yerçekimi vektörü altında meydana gelen konveksiyon hareketinin serbest yüzeyinin hız değerleri düşük yerçekimi vektörü altında meydana gelen konveksiyon hareketinin serbest yüzeyinin hız değerlerinden daha düşük gerçekleşmektedir. Dolayısıyla, normal ve düşük yerçekimi vektörleri altındaki hız profillerindeki bu fark doğrudan sıcaklık profillerindeki fark ile bağlantılı olmaktadır ve bu durum Şekil 9'da görüldüğü gibidir.

Sonuç olarak; dikdörtgenler prizması içerisindeki akışkanın yüzey gerilim konveksiyon hareketleri, doğal konveksiyon hareketleri, akışkanın akım hatları ve eş sıcaklık eğrileri iki farklı yerçekimi vektörü altında nümerik olarak 2-boyutlu halde karşılaştırılmıştır. Karşılaştırmada, hem nümerik çalışmada görüldüğü gibi hem de analitik çalışmada ifade edildiği gibi yüzey gerilim konveksiyon hareketlerinin doğal konveksiyon hareketlerinden daha baskın olduğu ortaya konmuştur. Ayrıca, tasarlanan 2-boyutlu konfigürasyon içerisinde

akışkanın serbest yüzeyindeki sıcaklık ve hız profillerinin değişimi karşılaştırılmış olup; sıcak duvar yüzeyine yakın olan bölgedeki ısısal sınır tabaka içerisinde hem sıcaklık değişiminin hem de hız değişiminin soğuk duvar yüzeyine yakın olan bölgedeki ısısal sınır tabaka içerisindeki göre çok daha yüksek olduğu ortaya konulmuştur.



Şekil 9. Yüzey Gerilim Konveksiyon Hareketi Yapan Akışkanın Farklı Yer Çekimi Vektörü Değerlerinde Serbest Yüzeydeki Hız Profillerinin Karşılaştırılması.

KAYNAKLAR

- [1] Solmaz Çopur, S.: 2004, "Termokapileri Konveksiyona Bağlı Olarak Silindir Kap İçerisindeki Akışkanın Rejim Halinde ve Osilasyonlu Haldeki Sıcaklık Ve Hız Dağılımlarının Deneysel ve Teorik İncelemesi", *Yüksek Lisans Tezi*, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- [2] Ostrach, S.: "Motion Induced by Capillarity", *Physicochem. Hydrodyn.*, (1977) 571.

- [3] Ostrach, S.: “Convection Due To Surface-Tension Gradients”, (*COSPAR*) *Space Research*, **(1979)** 563.
- [4] Chun, C.H.; Wuest, W.: “A Micro Gravity Simulation of Marangoni Convection”, *Acta Astronautica*, **(1978)** 681.
- [5] Schwabe, D.; Scharmann, A.; Preisser, F.; Oeder, R.: “Experiments on Surface Tension Driven Flow in Floating Zone Melting”, *Jour. of Crystal growth*, **(1978)** 305.
- [6] Ostrach, S.: “Low-Gravity Fluid Flows”, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14 **(1982)** 313-345.
- [7] Preisser, F.; Schwabe, D.; Scharmann, A.: “Steady and Oscillatory Thermocapillary Convection in Liquid Columns with Free Cylindrical Surface”, *Jour. of Fluid Mech.*, **(1983)** 545.
- [8] Kamotani, Y.; Lee, J. H.; Ostrach, S.; Pline, A.: “An Experimental Study of Oscillatory
- [9] Thermocapillary Convection in Cylindrical Containers”, *Physics of Fluids*, **(1992)** 955.
- [10] Kamotani, Y.; Ostrach, S.; Lin, J.: “An Experimental Study of Free Surface Deformation in Oscillatory Thermocapillary Flow”, *Acta Astronautica*, **(1995)** 525-536.
- [11] Lee, K.J.; Kamotani, Y.; Yoda, S.: “Combined thermocapillary and natural convection in rectangular containers with localized heating”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 **(2002)** 4621–4630.
- [12] Selver, R.: “Experiments on the Transition from the Steady to the Oscillatory Marangoni Convection of a Floating-Zone under Various Cold Wall Temperatures and Various Ambient Air Temperature Effects”, *Microgravity Science and Technology*, 17 (2005) 25-35.
- [13] Katı, E.: “Yüzey Gerilim Hareketi Yapan Akışkanın Sıcaklık Profilinin Matematiksel Çıkartılması” *Yüksek Lisans Semineri*, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü , Isparta, Türkiye, **(2007)**