

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

83321

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI


EŞMERKEZLİ ve KAÇIK MERKEZLİ KARELER ARASINDAKİ
KAPALI ORTAMDA DOĞAL TAŞINIMIN
SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ


Mak. Müh. Tamer MATARACI


Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Makina Yüksek Mühendisi”
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği tarih : 30.11.1999

Tezin Savunma Tarihi : 24.12.1999

Tez danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Habip ASAN 

Jüri üyesi : Yrd. Doç. Dr. Mehmet Emin ARICI 

Jüri üyesi : Doç. Dr. Kamil KAYGUSUZ 

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Asım KADIOĞLU 

TRABZON 1999

TC YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMAN İZLENİM MÜHÜRÜ

ÖNSÖZ

Bu çalışma, eşmerkezli ve kaçık merkezli kareler arasındaki kapalı ortamda doğal taşınımın incelenmesine yönelik olarak yapılan sayısal bir araştırma olup, iki boyutlu ve laminer durum göz önüne alınmıştır.

Çalışmam süresince, konunun belirlenmesi ve hazırlanmasında özverili yardım ve önerilerini esirgemeyen değerli hocam Sayın Yrd.Doç.Dr. Habip ASAN'a, çalışmam boyunca konunun yönlendirilmesinde, bana zaman ayırarak değerli görüş ve yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Lütfü NAMLI'ya ve tüm çalışma arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım.



Tamer MATARACI

İÇİNDEKİLER

| | <u>Sayfa No</u> |
|---|-----------------|
| ÖNSÖZ..... | II |
| İÇİNDEKİLER..... | III |
| ÖZET..... | V |
| SUMMARY..... | VI |
| ŞEKİLLER DİZİNİ..... | VII |
| ÇİZELGELER DİZİNİ..... | XII |
| SEMBOLLER DİZİNİ..... | XIII |
| 1. GENEL BİLGİLER..... | 1 |
| 1.1. Giriş..... | 1 |
| 1.2. Ele Alınan Çalışmanın Amacı, Bilimsel ve Pratik Önemi..... | 2 |
| 1.3. Isı Taşınımı..... | 3 |
| 1.4. Kapalı Ortamlarda Doğal Taşınım..... | 4 |
| 1.5. Literatür Araştırması..... | 6 |
| 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR..... | 17 |
| 2.1. Temel denklemler..... | 17 |
| 2.1.1. Akım Fonksiyonu – Girdap Formülasyonu..... | 21 |
| 2.1.2. Boyutsuzlaştırma..... | 22 |
| 2.1.3. Boyutsuz parametreler..... | 23 |
| 2.2. Sınır Koşulları..... | 24 |
| 2.3. Sayısal Çözüm Yöntemi..... | 25 |
| 2.3.1. Genel Eliptik Denklemin Çözümü..... | 26 |
| 2.3.2. Ağ Bağımsız Çözüm..... | 31 |
| 2.4. Nusselt Sayısı..... | 33 |
| 3. BULGULAR..... | 36 |
| 3.1. Eşmerkezli Durum İçin Elde Edilen Bulgular..... | 36 |
| 3.2. Kaçık Merkez Durumu İçin Elde Edilen Bulgular..... | 72 |
| 4. İRDELEME..... | 84 |
| 4.1. Akış ve Sıcaklık Alanlarının İrdelenmesi..... | 84 |
| 4.2. Yerel ve Ortalama Nusselt Sayılarının İrdelenmesi..... | 89 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.3. | Kaçık Merkezli Durum İçin Akış ve Sıcaklık Alanlarının İrdelenmesi..... | 93 |
| 4.4. | Kaçık Merkezli Durum İçin Yerel ve Ortalama Nusselt Sayılarının İrdelenmesi..... | 96 |
| 5. | SONUÇLAR..... | 99 |
| 6. | ÖNERİLER..... | 102 |
| 7. | KAYNAKLAR..... | 103 |
| 8. | ÖZGEÇMİŞ..... | 109 |



ÖZET

Bu çalışmada, eş merkezli ve kaçık merkezli karesel geometriye sahip kapalı ortamlardaki laminar doğal taşınım akışı sayısal olarak incelenmiştir. Eş merkezli karesel kapalı ortam içerisinde, iç kare 110°C dış kare 90°C sabit sıcaklıkta tutulurken, iç ve dış karenin boyut oranlarına göre, Rayleigh sayısı, eğim açısı ve boyut oranının akış alanı ve ısı transferi üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Çalışma akışkanı olarak hava kullanılmış ve hesaplamalar, Rayleigh sayısının $10^3 - 10^6$ değerleri, Prandtl sayısının 0,693 değeri ve boyut oranının 1/5, 3/10 ve 3/5 değerleri için yapılmıştır. Ayrıca, $0^{\circ} - 90^{\circ}$ arasındaki eğim açılarında eğim açısının akış ve sıcaklık alanı üzerindeki etkisi de incelenmiştir. Eş merkezli geometriler için kullanılan parametreler, boyut oranı 3/10 değerinde kaçık merkezli geometriler için de kullanılmış ve akış ve sıcaklık alanı üzerinde meydana gelen değişiklikler incelenmiştir. Bu çalışmada, Boussinesq yaklaşımı ve akım fonksiyonu – girdap formülasyonu kullanılarak elde edilen temel denklemler, sonlu kontrol hacim yöntemiyle çözülmüştür.

Anahtar kelimeler : Doğal Taşınım, Kapalı Ortam Akışları, Zaman Bağımsız Isı Transferi

SUMMARY

Numerical Investigation Of Natural Convection Heat Transfer In An Enclosure Between Concentric And Eccentric Square

In this study, two – dimensional laminar natural convection flow was numerically investigated for the enclosure, which has concentric and eccentric squared geometry exposed at different temperatures. Rayleigh Number, inclination angle and the dimension ratio effects on the flow field and heat transfer were, studied while the inner and outer channels were kept at constant temperatures of 110°C and 90°C , respectively. Air was used as a working fluid and calculations were made for $10^3 - 10^6$ of Rayleigh numbers, 0.693 of Prandtl numbers and $1/5 - 3/10$ of dimension ratios. However, inclination angle effects on the flow and temperature field were determined for $0^{\circ} - 90^{\circ}$. The same parameters that used for concentric geometry were also used for eccentric geometry at $3/10$ of dimension ratio, and variations caused on the flow and temperature field were investigated. In this study, the governing equations were derived using Boussinesq approximation and the stream function – vortex formulation were applied. The resulting equations were solved by using finite control volume approach.

Key Words : Natural Convection, Enclosure Flows, Steady Heat Transfer

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | <u>Sayfa No</u> |
|---|-----------------|
| Şekil 1. İki ve üç boyutlu kapalı ortamlar..... | 5 |
| Şekil 2. Eşmerkezli ve kaçık merkezli halka şeklindeki kapalı ortamlar | 5 |
| Şekil 3. Çalışmada incelenen geometri ve sınır koşulları..... | 18 |
| Şekil 4. Birim hacimdeki akışkan elemanına etkileyen cisim kuvvetleri..... | 19 |
| Şekil 5. Eş dağılı sonlu fark ağ yapısının şematik gösterimi | 27 |
| Şekil 6. Çalışmada kullanılan boyut oranlarının şematik gösterimi (a) $L^* = 1/5$, (b) $L^* = 3/10$, (c) $L^* = 3/5$ | 30 |
| Şekil 7. İç karenin aynı kaçıklık oranında ve farklı açısal pozisyonlardaki yerleşme konumları ($\epsilon=0.569$)..... | 31 |
| Şekil 8. Farklı ağ sayısı değerleri için boyutsuz sıcaklığın boyutsuz uzunluğa göre değişimi | 32 |
| Şekil 9. $\varphi=0^0$ ve $L^*=1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri | 38 |
| Şekil 10. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 39 |
| Şekil 11. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 40 |
| Şekil 12. $\varphi=30^0$ ve $L^*=1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri | 41 |
| Şekil 13. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 42 |
| Şekil 14. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 43 |
| Şekil 15. $\varphi=45^0$ ve $L^*=1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri | 44 |
| Şekil 16. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 45 |
| Şekil 17. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 46 |
| Şekil 18. $\varphi=60^0$ ve $L^*=1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri | 47 |
| Şekil 19. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 48 |
| Şekil 20. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 49 |
| Şekil 21. $\varphi=90^0$ ve $L^*=1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri | 50 |
| Şekil 22. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 51 |
| Şekil 23. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 52 |
| Şekil 24. $\varphi=0^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 53 |

| | |
|---|----|
| Şekil 25. $\varphi=0^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 53 |
| Şekil 26. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 54 |
| Şekil 27. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 54 |
| Şekil 28. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 55 |
| Şekil 29. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 55 |
| Şekil 30. $\varphi=30^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 56 |
| Şekil 31. $\varphi=30^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 56 |
| Şekil 32. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 57 |
| Şekil 33. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 57 |
| Şekil 34. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 58 |
| Şekil 35. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 58 |
| Şekil 36. $\varphi=45^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 59 |
| Şekil 37. $\varphi=45^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 59 |
| Şekil 38. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 60 |
| Şekil 39. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 60 |
| Şekil 40. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 61 |

| | |
|---|----|
| Şekil 41. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 61 |
| Şekil 42. $\varphi=60^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 62 |
| Şekil 43. $\varphi=60^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 62 |
| Şekil 44. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 63 |
| Şekil 45. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 63 |
| Şekil 46. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 64 |
| Şekil 47. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 64 |
| Şekil 48. $\varphi=90^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 65 |
| Şekil 49. $\varphi=90^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 65 |
| Şekil 50. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 66 |
| Şekil 51. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 66 |
| Şekil 52. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 67 |
| Şekil 53. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 67 |
| Şekil 54. $\varphi=0^0$ ve 90^0 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi..... | 68 |
| Şekil 55. $\varphi=30^0$ ve 60^0 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi..... | 68 |
| Şekil 56. $\varphi=45^0$ için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi..... | 68 |

| | |
|--|----|
| Şekil 57. $\varphi=0^0$ ve 90^0 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi..... | 69 |
| Şekil 58. $\varphi=30^0$ ve 60^0 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi..... | 69 |
| Şekil 59. $\varphi=45^0$ için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi..... | 69 |
| Şekil 60. Boyut oranı 1/5 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 70 |
| Şekil 61. Boyut oranı 3/10 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 70 |
| Şekil 62. Boyut oranı 3/5 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 70 |
| Şekil 63. Boyut oranı 1/5 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 71 |
| Şekil 64. Boyut oranı 3/10 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 71 |
| Şekil 65. Boyut oranı 3/5 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 71 |
| Şekil 66. $\varphi_P=0^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 73 |
| Şekil 67. $\varphi_P=45^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 74 |
| Şekil 68. $\varphi_P=90^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 75 |
| Şekil 69. $\varphi_P=135^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 76 |
| Şekil 70. $\varphi_P=180^0$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri..... | 77 |
| Şekil 71. $\varphi_P=0^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 78 |
| Şekil 72. $\varphi_P=0^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 78 |
| Şekil 73. $\varphi_P=45^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 79 |
| Şekil 74. $\varphi_P=45^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 79 |

| | |
|---|----|
| Şekil 75. $\varphi_P = 90^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 80 |
| Şekil 76. $\varphi_P = 90^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 80 |
| Şekil 77. $\varphi_P = 135^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 81 |
| Şekil 78. $\varphi_P = 135^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 81 |
| Şekil 79. $\varphi_P = 180^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi..... | 82 |
| Şekil 80. $\varphi_P = 180^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi..... | 82 |
| Şekil 81. Boyut oranı 3/10 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 83 |
| Şekil 82. Boyut oranı 3/10 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi..... | 83 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

| | |
|---|----|
| Çizelge 1. Laminer doğal taşınımında temel denklemlerle ilgili boyutsuz katsayılar..... | 25 |
|---|----|



SEMBOLLER DİZİNİ

- T : Sıcaklık
 C_p : Sabit basıçta özgül ısı
 g : Yerçekimi ivmesi
 L_i, L_d : İç ve Dış karenin uzunluğu
 H_i, H_d : İç ve Dış karenin yüksekliği
 L^* : Karelerin uzunlukları oranı, L_i/L_d
 Gr : Grashof sayısı
 Pr : Prandtl sayısı
 Ra : Rayleigh sayısı
 Nu_i : İç kare için yerel Nusselt sayısı
 Nu_d : Dış kare için yerel Nusselt sayısı
 \overline{Nu}_i : İç kare için ortalama Nusselt sayısı
 \overline{Nu}_d : Dış kare için ortalama Nusselt sayısı
 k : Isı iletim katsayısı
 S : Kaynak terimi
 x^+ : İç kare için boyutsuz uzunluk, x/L_i
 x^* : Dış kare için boyutsuz uzunluk, x/L_d
 c : Kaçık karelerin merkezleri arasındaki mesafe
 l : Karelerin uzunluk farkının yarısı, $(L_d-L_i)/2$
 y_c : İç karenin üst merkez noktasından itibaren boyutsuz uzunluk

Greek Sembolleri

- ε : Eksenden kaçıklık oranı, c/l
 α : Isıl yayılım katsayısı
 β : Isıl genleşme katsayısı
 μ : Dinamik viskozite
 ν : Kinematik viskozite
 θ : Boyutsuz sıcaklık
 φ : Eğim açısı

- ϕ_P : $\phi=0^0$ dik simetri çizgisinin alt kısmından saat ibrelerinin tersi yönünde ölçülen açısal koordinat
- ω : Girdap
- Ω : Boyutsuz girdap
- ψ : Akım fonksiyonu
- Ψ : Boyutsuz akım fonksiyonu

Alt İndisler

- H : Sıcak duvar
- C : Soğuk duvar
- i : İç kare
- d : Dış kare
- w : Duvar
- ij : Ağ noktası indisleri

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Kapalı ortamlar içerisinde meydana gelen doğal taşınım olayı, yerçekimi kuvveti etkisiyle ve akışkan içerisinde oluşan yoğunluk farklarından kaynaklanan kaldırma kuvvetleri nedeniyle oluşmaktadır.

Kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım akışı üzerindeki modern gelişmeler, 1940'lı yılların sonunda başlamıştır. İkinci Dünya savaşıdan sonra, Alman ve Japon bilim adamları, herhangi bir pratik öneme sahip olduğu düşünülmeyen bu konu üzerinde çalışmışlardır. Sonraki yıllarda bu konu üzerindeki çalışmalar artarak devam etmiş ve son 30 yıldır bilim ve teknolojinin bir çok alanında önem ve ilgisi giderek artmış ve pek çok mühendislik uygulamasında önemli bir yer almıştır. Böylece, kapalı ortamlar içerisinde doğal taşınım konusu, ısı ve akışkan bilimlerinin geleneksel alanında kullanıldığı kadar; meteoroloji, jeofizik, gök fiziği, nükleer reaktör sistemleri, malzemelerin işlenmesi, enerjinin depolanması ve korunumu, yangın kontrolü, kimyasal, gıda ve metalurji endüstrileri gibi pek çok alanı kapsayan çeşitli konferans ve dergilerde tartışılmaktadır [1].

Ayrıca, mühendislik uygulamalarındaki geniş kullanım alanları dışında, kapalı ortamlardaki doğal taşınım uygulamalarına birkaç örnek daha verirsek, elektronik malzemelerin soğutulması, odaların iklime göre havalandırma şartları, güneş kolektörleri [2], kaza şartları altında reaktör yakıt çubuklarının analizi, göllerde oluşan mevsimlik sıcaklık dağılımının belirlenmesi, metal dökümünün katılaştırılması [3] gibi bir çok konuda kendisine kullanım alanı bulmuştur.

Kapalı ortamlardaki doğal taşınımın, günümüzde, güncel olarak en fazla ihtiyaç duyulduğu ve uygulama imkanı olan kullanım alanlarından biri de binaların ısıtılması ve/veya soğutulması durumudur. İnsanlar, zamanlarının büyük bir bölümünü ev ve işyerleri gibi kapalı iç mekanlarda geçirmektedirler. Bu nedenle, iç ortamlardaki hava durumu insan sağlığı üzerinde oldukça büyük bir etkiye sahiptir. İç ortamlardaki hava kalitesinin artırılabilmesi, binalarda kullanılan ısıtma, soğutma ve/veya havalandırma sistemlerinin iyileştirilebilmesi gibi konularda [4-8]; ayrıca, günümüzde binalarda, enerji verimliliğinin artırılabilmesi üzerinde yapılan çalışmaların sonucu olarak, binalarda yüksek oranlarda ısı yalıtımlarının en iyi şekilde sağlanması ve binaların ısıtma ve/veya soğutma

sistemlerinin veriminin artırılması üzerinde odaklanması nedeniyle [9], binaların iç mekanlarında doğal taşınım akışının hesaplanması büyük önem taşımaktadır.

Literatürde, uzun yıllar boyunca kapalı ortamlarda doğal taşınım üzerinde yapılan çalışmalar, yatay silindirler ve dikdörtgensel boşluklar olmak üzere iki temel şekil etrafında odaklanmıştır. Dikdörtgensel ortamın boyutları 1'e eşit (*karesel kapalı ortamlar*) veya büyük oranlara sahiptir. Son zamanlarda ise değişik uygulamaların kullanım alanlarının gündeme gelmesi nedeniyle, araştırma konuları, pek çok farklı alana ve şekillere doğru genişlemiştir. Zaman ile araştırma şekilleri de, düşük boyut oranlarına sahip dikdörtgenler, paralel kenarlar, halkalar ve üç boyutlu kapalı ortamlar göz önüne alınmaya başlamıştır [1].

Farklı olarak ısıtılan düşey duvarlar ve adyabatik yatay duvarlar ile karesel kapalı ortam içerisindeki doğal taşınım akışı, klasik ısı transferi problemleridir [2]. Bu çalışma ile, iç içe yerleştirilen farklı sabit sıcaklıklarda tutulan, karesel kapalı ortamlar arasındaki laminer doğal taşınım durumu incelenmiştir. Literatürde bu konuda yapılan çalışmalar, daha çok silindirler ve küreler arasındaki kapalı ortamlar üzerinde olup, kareler ve/veya dikdörtgenler arasındaki ortamlar göz önüne alınmamıştır.

Kapalı ortamlar içerisindeki, zaman bağımlı ve/veya zaman bağımsız doğal taşınım durumlarında, çeşitli parametrelerin, ısı transferi üzerindeki etkilerini incelemek amacıyla kullanılan sayısal yöntemler, aynı konunun deneysel olarak incelenmesi durumunda büyük zaman alması veya pahalı olması gibi durumlara göre ekonomik olarak ve hızlı bir şekilde gerçekleştirilebilmesi hususunda büyük bir avantaj sağlamaktadır.

1.2. Ele Alınan Çalışmanın Amacı, Bilimsel ve Pratik Önemi

Bu çalışma, farklı sabit sıcaklıklara sahip eşmerkezli ve kaçık merkezli karesel kapalı ortamlar arasındaki iki boyutlu laminer doğal taşınım akışının, boyut oranları, Rayleigh sayısı, eğim açısı ve kaçık merkez durumlarının, ısı transferi ve akış alanı üzerindeki etkilerinin belirlenmesi için sayısal olarak incelenmesinden oluşmaktadır. Kapalı ortamlarda doğal taşınımı içeren durumlar, giriş kısmında belirtildiği gibi ısı depolanması, elektronik malzemelerin soğutulması, nükleer reaktörler gibi pek çok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır.

Ele alınan bu çalışmada, zaman bağımsız Newtoniyen akışlar içeren doğal taşınım durumu göz önüne alınmıştır.

Ele alınan bu problem, karesel kapalı ortamlara sahip zaman bağımsız laminer doğal taşınım akışını simüle eden fortran kaynaklı bir bilgisayar programı kullanılmak suretiyle sayısal olarak çözülmüştür. Literatürde bugüne kadar yalnızca, küresel ve silindirik halkalar içerisindeki kapalı ortamlar göz önüne alınarak incelenen doğal taşınım durumu, karesel kapalı ortama sahip bir geometri için ele alınmamıştır. Farklı boyut oranlarına sahip iki kare, eşmerkezli ve kaçık merkezli olarak yerleştirilmiş ve her iki karenin bütün duvarları sabit sıcaklıkta (*iç kare, dış kareye göre daha sıcak*) tutulmuştur. Çalışma sırasında akışkan olarak hava kullanılmış, akışkan özellikleri, 100⁰ C sıcaklıkta ve atmosfer basıncındaki hava için seçilmiştir.

Yatay boyut oranı, $A_{hd}=W_d/L_d$ ve $A_{hi}=W_i/L_i$, düşey düzlem içerisinde kapalı ortamın boyutları ile karşılaştırıldığı zaman, iki boyutlu akış analizinin yapılabilmesi için, çok büyük olduğu kabulü yapılmıştır. Koordinat sistemi olarak, kartezyen koordinat sistemi seçilmiştir. Eğim açıları, yatay düzlem ile bağlı koordinat sistemi arasında saat ibrelerinin tersi yönde olan eğim açısını (ϕ) değiştirmek suretiyle elde edilmiştir.

1.3. Isı Taşınımı

Taşınım ile ısı transferinde, enerji akışı molekül hareket sonucu meydana gelmektedir. Sıcaklığı yükselen molekül, iç enerjisindeki artma sonucu hareket ederek sıcaklığı düşük başka bir moleküle temas etmek suretiyle enerjinin bir noktadan diğer bir noktaya taşınması sağlanmaktadır. Taşınım ile ısı transferi şekli, gelişigüzel moleküler hareket nedeniyle (*difüzyon*) oluşan enerji taşınımı ile akışkanın kütle veya makroskopik hareketiyle meydana gelen enerji transferi olmak üzere iki durumu kapsamaktadır. Akışkan hareketi, büyük miktardaki moleküllerin bütün olarak veya birlikte hareketiyle gerçekleşmektedir. Bu şekildeki bir harekette sıcaklık gradyanının bulunması ısı transferini artırmaktadır. Kütle akış hareketi nedeniyle taşınım durumu söz konusu olduğunda *adveksiyon* terimini, kümelenmiş (*kümülatif*) taşınım söz konusu olduğu zaman ise *taşınım* terimi kullanılmaktadır.

Taşınım ile ısı transferi, akışın yapısına göre sınıflandırabilmektedir. Eğer akış, bir pompa, fan veya atmosferik rüzgarlar gibi dış etkenler nedeniyle, örneğin, sıcak elektrikli elemanların hava ile soğutulmasının fan kullanarak yapılması gibi, meydana geliyorsa 'zorlanmış taşınım' olarak tanımlanmaktadır. Akışkan içerisindeki sıcaklık değişimleri nedeniyle oluşan yoğunluk farklarından yükselen kaldırma kuvvetleri etkisiyle meydana

akışlar ise ‘doğal ve/veya serbest taşınım’ akışı olarak adlandırılmaktadır. Durgun bir hava ortamı içerine yerleştirilen sıcak bir eleman yüzeyinden meydana gelen ısı transferi durumu, serbest taşınım akışına bir örnek olarak verilebilir.

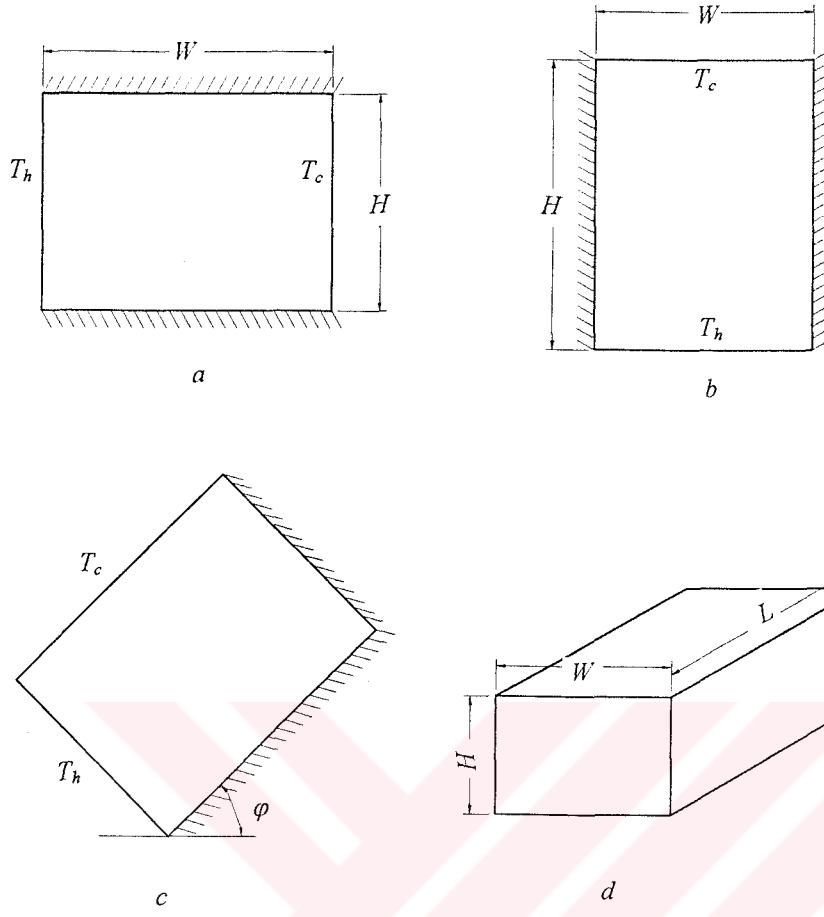
1.4. Kapalı Ortamlarda Doğal Taşınım

Bu çalışmada, yoğunluk farkları nedeniyle kaldırma kuvveti etkisiyle meydana gelen doğal taşınım durumu incelenmiş ve akışkan olarak hava ile dolu olan kapalı ortam içerisine, farklı sıcaklıklarda yerleştirilmiş karesel geometriye sahip şekillerden oluşan doğal taşınım durumu ele alınmıştır.

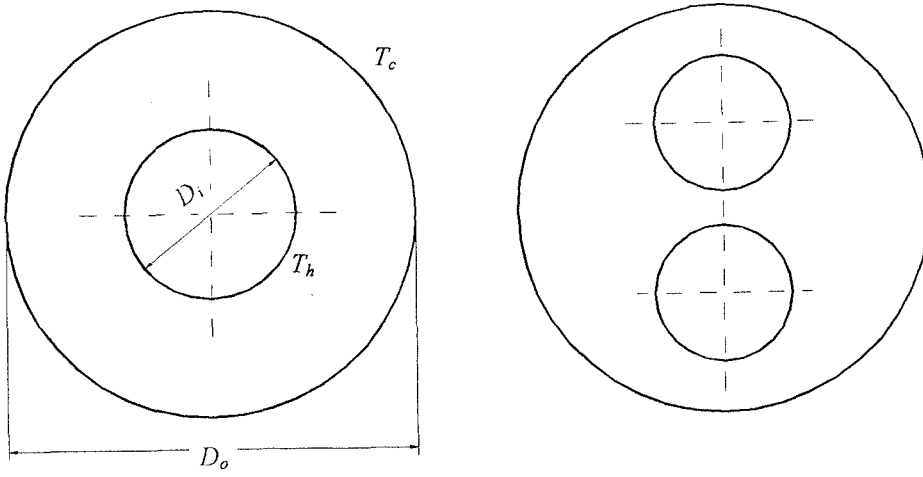
Literatürde, bugüne kadar incelenen kapalı ortamlara ait bazı geometrik şekiller, Şekil 1 ve 2’ de gösterilmiştir.

Şekil 1a ve 1b’den görüldüğü gibi, karşılıklı iki düşey duvarı farklı şekilde ısıtılırken diğer iki duvarı adyabatik olarak yerleştirilen dikdörtgensel kapalı ortamlar klasik ısı transferi problemleridir. Şekil 1c’de komşu iki duvarı farklı şekilde ısıtılmış, diğer iki kenarı ise ısı olarak izole edilmiş dikdörtgensel kapalı ortamlar görülmektedir. Bu kapalı ortamlar, iki boyuta sahip olup, yükseklik H , genişlik W boyutu ile tanımlanmıştır. Boyut oranı, $H/W=1$ ’ eşit olduğunda karesel kapalı ortam elde edilmiş olur. Şekil 1b, klasik Benard problemini, alt duvar sıcaklığı, üst duvar sıcaklığından daha yüksek olduğu durum, göstermektedir. Şekil 1c, yatay düzlem ile koordinat sistemi arasındaki açının değiştirilmesi ile elde edilen eğimli bir kapalı ortamı gösterirken Şekil 1d ise üç boyutlu, karşılıklı iki duvarı farklı sıcaklıkta ısıtılmış kapalı bir ortam verilmiştir.

Literatürde, Şekil 2’de görülen uzun, yatay eşmerkezli ve/veya dikey olarak kaçık merkezli silindirik halkalar içerisinde iç içe yerleştirilmiş, farklı sıcaklığa sahip (*iç halka sıcak*) iki boyutlu kapalı ortamlar da gösterilmektedir. Bu tür ortamlar içerisinde meydana gelen doğal taşınım akışı, iç halkanın iki tarafında birbirlerine ters yönde dönen böbrek şeklinde veya hilal şeklinde iki simetrik hücreden oluşan akım çizgileri görünümündedir.



Şekil 1. İki ve üç boyutlu kapalı ortamlar



Şekil 2. Eşmerkezli ve kaçık merkezli halka şeklindeki kapalı ortamlar

1.5. Literatür Araştırması

Kapalı ortamlar içerisinde yapılan doğal taşınım çalışmaları, giriş kısmında belirtilen bir çok mühendislik uygulamalarında geniş kullanım alanları bulması nedeniyle son yıllarda büyük önem kazanmıştır. Aşağıda doğal taşınımın farklı durumları için literatür özetleri verilmiştir.

Dikdörtgensel ve karesel kapalı ortamlarda doğal taşınım

Kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım ile ilgili ilk önemli araştırmalar, 1950'li yılların başlangıcına rastlamaktadır. Lewis [10], köpük (*foam*) tip ticari izolasyon malzemelerinden olan ısı transferini incelemiş ve sınır tabaka yapısının karşılaşılmadığı Rayleigh sayısının çok düşük değerlerindeki ($Ra < 1$) durumu ele almıştır. Batchelor [11], ya mükemmel olarak iletken ya da mükemmel olarak izole edilen yatay yüzeyler ve eşsıcaklıklı düşey duvarlarda dikdörtgensel kapalı ortamlardaki ısı transferini, boyut oranı, $l/d = 5 - 200$ değerleri aralığı için incelemiştir. Düşük Rayleigh sayıları için bir perturbasyon yöntemi (*perturbation scheme*) kullanmış ve iletim rejiminin, doğal taşınım içerisinde baskın rejim olduğunu belirlemiştir.

Elder [12-13], yüksek Prandtl sayılı akışkanlar kullanarak (silikon yağlar, tıbbi parafin) ve Rayleigh sayısını 10^8 'e kadar değiştirerek dikdörtgensel kapalı ortamlar içinde doğal taşınımı deneysel olarak incelemiştir. Sonuç olarak, Rayleigh sayısının düşük değerlerinde ($Ra < 1000$) kapalı ortam içerisinde tek hücreli bir sirkülasyon oluştuğunu, yüksek Rayleigh sayılarında ikincil akışların meydana geldiğini gözlemlemiştir. $Ra = 3 \times 10^5$ değerinde akışkan içerisinde ikincil hücreler görüldüğünü ve artan Rayleigh sayısı ile hücre büyüklüğünün azalarak çok hücreli bir yapı oluşmasına neden olduğunu belirlemiştir.

Eckert ve Carlson [14], düşey eşsıcaklıklı duvarlar arasında hava ile dolu kapalı ortamlar üzerinde deneysel bir çalışma yapmışlardır. Boyut oranının, $A = 2.1 - 46.7$ değerleri arasında sıcaklık dağılımını belirlemek için Mach-Zehnder interferometresini kullanmışlardır. Sonuç olarak, düşük Rayleigh sayılarında, kapalı ortamda iletim rejiminin baskın durumda olduğunu, Rayleigh sayısının yüksek değerlerinde düşey yüzeylerde, sınır tabakaların oluştuğunu ve öz (*core*) bölgesinin lineer ve kararlı bir şekilde katmanlı olduğunu belirlemişlerdir. Isı, sıcak duvardan soğuk duvara iletim ile transfer edilirken, taşınım etkilerinin yalnızca köşe bölgelerinde etkili olduğunu gözlemlemişlerdir. *Wilkes ve*

Churchill [15], 1966 yılında, yan duvarlardan farklı şekilde ısıtılan dikdörtgensel kapalı ortam içindeki doğal taşınımı sayısal olarak incelemişler ve zaman bağımsız çözümleri, boyut oranının, $H/L = 1, 2, 3$ değerleri için elde etmişlerdir.

1970'li yılların başında ilk çalışmalar, eğimli boşluklarda doğal taşınım çalışmaları olup, bu çalışmalarda akışın kararlılık durumu ele alınmıştır. Hart [16], ilgili çalışmasında kritik Rayleigh sayısını belirlemiş ve ısıtılan eğimli yüzeyin kararsızlığı için akış şekillerini elde etmiştir. Bu yaklaşımdan sonra, çalışmalar, büyük boyut oranlarına sahip eğik kapalı ortamlar içindeki laminer akışlar için Nusselt sayılarının deneysel olarak belirlenmesine yöneliktir. Bu çalışmalar, güneş enerji kollektörleri ve çift camlı pencere uygulama araştırmalarını büyük ölçüde canlandırmıştır. 1980'li yıllara kadar deneysel araştırmalar da, Nusselt sayıları [17-19], akış yapıları [20] ve kritik Rayleigh sayısının [21] belirlenmesinde göz önüne alınmıştır. Aynı zamanda, eğik kapalı ortamlarda doğal taşınım akışının sayısal olarak belirlenmesinde araştırmalar, laminer akışlar ve türbülansa geçiş safhası üzerinde odaklanmıştır. Ozoe ve ark. [22-23] ve Catton ve ark. [24] bu konunun sayısal yaklaşımı üzerinde çalışmalarda bulunmuşlardır. 1980'li yıllarda akışların durumu, çeşitli akışkan özellikleri ve radyasyonun etkisi [25] ve üç boyutlu durumunun [26] sayısal araştırması ile genişletilmiştir. Son on yıl içerisinde eğik boşluklarda doğal taşınım konusu biraz daha ek değişikliklerle genişletilmiştir. Araştırmalar, geometriler içinde duvarların etkisi [27-28], geometrilerdeki değişiklikler ve iki düşey duvarlar tarafından ısıtılan kapalı ortamlar gibi sınır koşullarındaki değişiklikler üzerinde yapılmıştır.

Düşey düzlem problemleri için sayısal çözümler bir çok araştırmacı tarafından yapılmıştır. Bu araştırmaların karşılaştırılması, denklemler arasındaki ilişkiler ve tablolar verilerek, de Vahl Davis [29] ve Ostrach [30] tarafından sunulmuştur. Yakın zamanlarda ise dikdörtgensel kapalı ortamlarda doğal taşınım için yapılan sayısal yöntemlerin geniş bir özeti 1986 yılında yine de Vahl Davis [31] ve o güne kadar yapılan hem dikdörtgensel, karesel kapalı ortamlar hem de silindirler üzerinde yapılan çalışmaların bir kısmının daha ayrıntılı bir incelemesi Ostrach [1] tarafından verilmiştir.

Eğik taşınım problemlerinin önemi, Ostrach [29], Catton [32] ve Raithby ve Hollands [33] tarafından dikkat çekilmiştir. 1970'li yıllara kadar, ısı taşınımı üzerinde eğimli sınırların etkisi veya kapalı ortamın eğim açısı yada boyut oranı gibi parametrelerin etkisi çok az göz önüne alınmıştır. Bu konuda mükemmel bir çalışma, iki sınır durum; Benard taşınımı (*alttan ısıtma*) ve düşey duvarlardan taşınım, arasında kapalı ortamın eğim etkisini

belirlemek için hem deneysel hem de sayısal olarak bir çalışma yapan Hart [16] tarafından verilmiştir.

Son yıllarda meydana gelen gelişmeler, konunun daha geniş bir biçimde incelenmesi ihtiyacını gündeme getirmiştir. Ayyaswamy ve Catton [34], farklı olarak ısıtılan eğik dikdörtgensel boşluklardaki doğal taşınımı analitik olarak incelemişler, eğim açısı ve Rayleigh sayısı ile ortalama Nusselt sayısı arasında bir ilişki geliştirmişlerdir. Daha sonra, Catton ve ark. [24], çeşitli eğim açılarında büyük Prandtl sayılı akışkanlarda, Rayleigh sayısı 2×10^5 ve boyut oranı 0.1-20 aralığındaki değerlerde Boussinesq yaklaşımı durumunda kullanılan *Galerken* yöntemini uygulayarak doğal taşınımı incelemişlerdir.

Barakat ve Clark [35], Boussinesq yaklaşımı ve açık akım fonksiyonu-girdap formülasyonunu kullanarak, kısmi olarak doldurulan silindirik kaplar içerisindeki sıvıların laminer zaman bağımlı doğal taşınımını analitik ve deneysel olarak incelemiştir.

Emery ve Chu [36], integral yöntemini kullanarak kapalı ortam içerisinde doğal taşınım analizini rapor etmişlerdir.

Newell ve Schmidt [37], hava ile doldurulmuş uzun yatay dikdörtgensel kapalı ortam içerisinde iki boyutlu laminer doğal taşınımı, sayısal olarak incelemişlerdir. Kapalı ortamın iki dik duvarı sabit sıcaklıkta tutulurken üst ve alt duvarlar mükemmel olarak izole edilmiştir. Zaman bağımsız çözümleri, boyut oranı, $A=1, 2.5, 10$ ve 20 için ve Grashof sayısının $4 \times 10^3 - 1.4 \times 10^5$ aralığında elde etmişlerdir.

Hsieh ve Yang [38], farklı şekilde ısıtılmış dikdörtgensel kapalı bir ortam içerisindeki doğal taşınım olayını, boyut oranları $A_H=20$ ve $A_W=6$ ve Rayleigh sayısının $1.58 \times 10^8 - 1.48 \times 10^{10}$ değerleri için çalışma akışkanı olarak su ve silikon yağı kullanarak incelemişlerdir.

Coulter ve Güçeri [39], çalışma akışkanı olarak hava kullanarak karşılıklı duvarları farklı şekilde ısıtılmış, iki boyutlu, eğik dikdörtgensel kapalı ortam içerisinde laminer ve türbülanslı doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir. Laminer durum için boyut oranı 3 iken türbülanslı durum için boyut oranını 5 olarak ele almışlar ve eğim açısını $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ değerleri arasında çalışmışlardır. Elde ettikleri sonuçları, literatürde önceden yapılan çalışmaların sonuçları ile karşılaştırmışlar. Aynı zamanda, düzensiz bir geometriye sahip şekiller üzerinde de çalışma yapmışlardır.

Hamady ve ark. [40], boyut oranı 1 için hava ile dolu farklı sıcaklıklarda ısıtılmış kapalı ortam içerisinde yerel doğal taşınım ile ısı transferi üzerinde, Rayleigh sayısı ve eğimli sınırların etkisini sayısal ve deneysel olarak incelemişlerdir. Yerel ve ortalama

Nusselt sayılarındaki ölçümleri, çeşitli eğim açılarında, 0° (*üstten ısıtma*) ve 180° (*alttan ısıtma*) arasındaki aralıklarda, Rayleigh sayısı $10^4 - 10^6$ için elde etmişlerdir. Sıcak ve soğuk duvarlardaki ısı akısının, Rayleigh sayısı ve eğim açısı üzerinde güçlü bir ilişkisi olduğunu, farklı eğim açılarındaki akış şekilleri, akım fonksiyonu ve eşsıcaklık eğrilerini, akış ve ısı transferi davranışını daha çok kavrama ve yeni bir görüş vermek için göstermişlerdir. Sonuç olarak, elde ettikleri deneysel ve sayısal sonuçların, daha önce yapılan çalışmalarla karşılaştırdıklarında çok iyi bir uyum içerisinde olduğunu belirlemişler, kapalı ortamlarda yerel ısı transferi üzerinde bütün sayısal ve analitik çalışmalar için mükemmel bir referans oluşturduğunu ileri sürmüşlerdir. Ancak sayısal sonuçları yalnızca $Ra = 10^5$ değeri için göstermişlerdir.

Ozoe ve ark. [41], eğik karesel kanal içerisinde doğal taşınım ile ısı transferi çalışmalarını deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Karesel kanalın üst yüzeyi sabit olarak düşük sıcaklıkta, alt yüzeyi sabit olarak yüksek sıcaklıkta tutulurken diğer her iki kenar ise izole edilmiştir. Hesaplamaları, laminer doğal taşınım için Prandtl sayısı 10, Rayleigh sayısı ≤ 8000 değerleri ve $0^\circ - 90^\circ$ eğim açısı aralığında yapmışlardır. Çalışmada, taşınım oranının, ya alttan ısıtma ya da kenardan ısıtmaya bağlı olarak artırılabilirliğini ileri sürmüşlerdir. Aynı eğilim, Holst ve Aziz [42] tarafından hem yatay hem de eğimli bölgeler için gözenekli bir ortamda, teorik olarak incelenmiş fakat eğimli durum için deneysel olarak test edilmemiştir. Hem deneysel hem de analitik sonuçlar, ısı transfer oranının Rayleigh sayısından bağımsız olarak yaklaşık 50° eğim açısında maksimum değerine ulaşırken, sıcak ve soğuk duvarlar, yataydan yaklaşık 10° eğimli hale getirildiğinde minimum değere doğru gittiğini yalnızca deneysel olarak gözlemlemişlerdir.

Kuyper ve ark. [43], farklı sıcaklıklarda ısıtılan hava ile dolu eğik karesel boşluklu ortamda doğal taşınım akışının iki boyutlu sayısal benzeşimini hem laminer hem de türbülanslı akışlar için incelemişlerdir. Boşluğun eğim açısı 0° (*alttan ısıtma*) 180° (*üstten ısıtma*)'ye kadar değiştirmişlerdir. Doğal taşınım akışını $10^4 - 10^{11}$ aralığındaki Rayleigh sayıları için hesaplamışlar, laminer rejimde çözümleri $Ra = 10^6$ 'da, türbülanslı rejimde ise $Ra = 10^{10}$ değeri için elde etmişlerdir. Türbülanslı akışlar için standart $k - \varepsilon$ modelini kullanmışlardır. Sonuç olarak, hem türbülanslı hem de laminer akışın akış yapılarını tartışmışlar ve büyük benzerlikler gösterdiğini ileri sürmüşlerdir. Laminer durum için maksimum Nusselt sayısını 80° eğim açısı için elde ederken minimum değer ise yaklaşık 20° eğim açısında bulunmuştur. Laminer durumdan türbülanslı doğal taşınım durumuna

geçiş olayına dikkat çekmişler, Rayleigh sayısının $10^6 - 10^{10}$ değerleri için sayısal sonuçları ayrıntılı olarak göstermişlerdir.

Rasoul ve Prinos [44], kapalı ortamlarda doğal taşınımı Rayleigh sayısının 10^3-10^6 aralığında ve Prandtl sayısının 0.02, 0.71 ve 4 değerleri için sayısal olarak incelemiştir. Rayleigh sayısı ile ortalama Nusselt sayısının ilişkisini, $40^\circ - 180^\circ$ eğim açıları için üç farklı akışkan (galyum, hava ve silikon yağ) kullanarak çalışmışlardır. Ayrıca, elde ettikleri sayısal sonuçları, diğer sayısal çalışmalar ve deneysel ölçümler ile ayrıntılı olarak karşılaştırmışlardır. Sonuç olarak, ortalama Nusselt sayısı, bütün eğim açıları için artan Rayleigh sayısı ile arttığını; sıcak duvar boyunca yerel Nusselt sayısındaki değişimin bütün Ra ve Pr sayıları için benzer olduğunu bulmuşlardır.

Chue ve ark. [45], dikdörtgenel kapalı ortam içerisine yerleştirilmiş ısıtılmış bir elemanın yeri ve boyutunu parametre olarak değiştirerek sayısal ve deneysel bir çalışma yapmışlardır. Sayısal hesaplamalar ve deneyler, boyut oranı, $h/w = 0.4 - 5$ aralığında ve Rayleigh sayısının $0-10^5$ değerleri ve Prandtl sayısı 0.7 iken incelenmiştir. Sonuç olarak, Rayleigh sayısının bütün ($Ra > 0$) değerlerinde bazı sirkülasyonlar görülmesine rağmen $Ra < 1000$ değerleri için ısı transferinde baskın rejimin iletim olduğunu gözlemlemiştir.

Aydın [46], komşu iki duvarı farklı şekilde ısıtılırken diğer iki duvarı adyabatik olarak tutulan, iki boyutlu, eğik dikdörtgenel kapalı ortam içerisinde, Rayleigh sayısının $10^3 \leq Ra \leq 10^7$ değerleri, eğim açısının $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ değerleri ve Prandtl sayısının $0.01 \leq Pr \leq 100$ değerleri ele alınarak daimi ve daimi olmayan doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. Sonuç olarak, Rayleigh sayısının düşük değerlerinde ($Ra \leq 10^3$) ısı geçişinde etkin olan mekanizmanın iletim olduğunu; eğik dikdörtgenel kapalı ortam durumu için eğim açısının değişiminin akış ve sıcaklık alanı üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu belirlemiştir. Ayrıca, eğim açısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisini de incelemiş ve en düşük değerlerin 45° ve 225° eğim açılarında meydana geldiğini bulmuştur.

Ravi ve ark. [2], 90° eğim açısında yüksek Rayleigh sayıları için ($Ra \geq 10^8$) karesel kapalı ortamlar içerisindeki laminer doğal taşınım olayı üzerinde çalışmışlardır. Kapalı ortamlarda köşelerde oluşan durumları incelemişler (dik duvarlardan aşağıya doğru köşeler yakınında oluşan ceplerdeki devreden akış olayı) ve bu olaya ısı etkilerinin neden olduğunu ileri sürmüşlerdir.

Fuseqi ve arkadaşları [47], farklı şekilde ısıtılmış kübik bir kapalı ortam içerisinde zaman bağımlı doğal taşınımı, Rayleigh sayısının 10^6 değeri için sayısal olarak incelemişlerdir.

Aziz ve Hellums [48], kapalı ortam içerisinde üç boyutlu doğal taşınımın sayısal çözümünü sonlu fark tekniğini kullanarak incelemişlerdir. Ancak bazı sonuçlar vermelerine rağmen, genel olarak daha önce yapılmış olan çalışmalardaki çeşitli yöntemlerin karşılaştırmalarını sunmuşlardır.

Hsieh ve Yang [49], karşılıklı iki dik duvarı farklı sıcaklıkta tutulurken diğer dört duvarı izole edilmiş olan dikdörtgen kapalı bir ortam içerisindeki üç boyutlu zaman bağımlı doğal taşınım akışını, çalışma akışkanı olarak silikon yağ kullanarak, boyut oranı $A_H=3$ ve $A_W=1.2$, Prandtl sayısının yaklaşık 457 değeri ve $6.9 \times 10^7 < Ra < 4.12 \times 10^8$ aralığındaki Rayleigh sayısının değerleri için deneysel olarak incelemişlerdir.

Halkalar içerisindeki doğal taşınım

İki eşmerkezli küreler arasındaki halkalar içerisinde doğal taşınım ile ısı transferi, günümüzde önemli bir araştırma konusudur. Çünkü bu geometri ile mühendislikte tasarım problemlerinin geniş bir aralığında karşılaşılmaktadır ki bu örnekler, nükleer reaktör tasarımı, faz geçişinde kullanılan ısı enerji depolama hücreleri, güneş enerji kolektörleri, jeofiziksel alanlar gibi pek çok pratik durumları içermektedir. Zaman bağımsız ısı transferi oranları ve sıcaklık dağılımının doğru olarak analiz edilmesi, bu mühendislik tasarım problemleri için gereklidir. Bazı mühendislik uygulamalarında, örneğin jiroskoplar, başlangıç durumundan kararlı duruma, zaman bağımlı sıcaklık dağılımı ve ısı transferi oranının analiz edilmesi çok önemlidir.

Eşsıcaklıklı eşmerkezli iki küre arasındaki doğal taşınım üzerinde deneysel araştırmalar, çeşitli araştırmacılar [50-53] tarafından tanımlanmıştır. Literatürde, eşsıcaklıklı eşmerkezli küreler arasındaki doğal taşınım ile ilgili ilk çalışma, 1964 yılında, Bishop [50] tarafından yapılmış olup çalışma akışkanı olarak hava kullanılmıştır. Eşmerkezli küresel halkalar içinde akış şekillerinin üç tipi, Prandtl sayısı, Rayleigh sayısı ve çeşitli yarıçap oranları için incelenmiştir. Bunlar, hilal şeklinde girdaplar (*crescent eddy*), böbrek şeklinde akışlar (*kidney-shape flow*) ve düşme girdaplarıdır (*falling-vortices*).

Scanlan ve ark. [52], 1.09'dan 2.81'e kadar değişen çeşitli çap oranları için iki eşmerkezli eşsıcaklıklı küreler arasındaki doğal taşınım olayını deneysel olarak

incelemişlerdir. Küreler (iç küre sıcak, dış küre soğuk), eşmerkezli olarak yerleştirilmiş ve her biri sabit sıcaklıkta tutulmuştur. Çalışmalar, Rayleigh sayısının $1.03 \times 10^3 - 5.8 \times 10^8$ aralığında, Prandtl sayısının ise $4.7 - 4148$ aralığında su ve silikon için yapılmıştır. Hem sıcaklık profillerini hem de ısı transferi oranlarını, Rayleigh sayısı, Prandtl sayısı ve aralık-yarıçap oranlarının çok geniş değerleri için rapor etmişlerdir.

Yin ve ark. [53], 1.09-2.17 arasındaki çap oranları ve Grashof sayısının $1.7 \times 10^3 - 1.5 \times 10^7$ aralığındaki değerleri için, taşınım akışkanı olarak su ve hava kullanarak, eşmerkezli küreler arasındaki doğal taşınım akış şekillerini deneysel olarak incelemişlerdir.

Eşmerkezli eşsıcaklıklı iki küre arasındaki (*iç küre sıcak*) halka içerisinde doğal taşınım Mack ve Hardee [54] tarafından perturbasyon yöntemi kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Çalışmada, akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrilerini grafiklerle göstermişlerdir. Aynı zamanda, yerel ve ortalama Nusselt sayılarını da elde etmişler ve deneysel olarak elde edilen sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

Shaughnessy ve arkadaşları [55], eşmerkezli küresel halkalar ve eşmerkezli yatay silindirler arasında doğal taşınımlı ısı transferi problemini içeren lineer olmayan kısmi diferansiyel denklemini çözmek için spektral yayılma tekniğini (*spectral expansion technique*) kullanmışlardır. Sonuç olarak, onların yöntemi, perturbasyon yöntemi ile çözülene göre parametrik değerlerin geniş bir aralığında geçerli olduğunu ileri sürmüşlerdir. Ancak, doğru çözüm elde edilebilen Rayleigh sayısının aralığını çok sınırlı tutmuşlardır.

Astill ve ark. [56], sonlu fark yöntemini kullanarak, $0.7 - 5.0$ arasındaki Prandtl sayısının değerleri için aynı problemi çözmüşlerdir. Sonuçları, Rayleigh sayısının ($5.10^1 < Ra < 2.10^9$) aralığı ile $1.03 - 2.0$ arasındaki yarıçap oranlarında elde etmişlerdir.

Küresel halkalar içerisindeki zaman bağımlı davranış hakkında yakın zamanda yapılan çalışmalar, kaynak [57-59]'da verilmiştir. Fujii ve arkadaşları [57], Rayleigh sayısı 100 ve Prandtl sayısı 0.70 değerlerinde büyük yarıçap oranları için iki eşmerkezli küre arasındaki iki boyutlu laminer doğal taşınım için Navier – Stokes ve enerji denklemlerinin sayısal çözümünü elde etmişlerdir. Daha sonra, Prandtl sayısının büyük değerleri için ($0.70 < Pr < 120$) problemi genişletmişlerdir [58].

Ozoe ve ark. [59], simetrik olmayan ısıl sınır koşulları altında, iki eşmerkezli küreler arasındaki küresel halkalar içinde doğal taşınımın üç boyutlu sayısal analizini yapmışlardır. Ancak, yaptıkları çalışmayı, $Ra = 500$ ve $Pr = 1.0$ değeri ile sınırlandırmışlardır.

Prusa ve Yao [60], dikey olarak kaçık yatay silindirler arasındaki laminer doğal taşınım akışı üzerinde sayısal olarak çalışmışlardır. İç silindir sıcak tutulurken dış silindir soğuk tutulmuş, iki silindir arasındaki akış içerisinde kaldırma kadar kaçıklık etkilerini de göstermek için fiziksel bir model sunmuşlardır. Hem kaçık durumun hem de kaldırma etkisinin, yatay silindirler arasındaki akışkanın, akış alanı ve ısı transferi üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu belirtmişlerdir. Kaldırma etkisi, Gr sayısının artması ile artarken kaçıklık durumunun ise silindir yüzeylerinin üst kısımları arasındaki mesafenin artması ile ve kaçıklığın, ısı transferinin taşınım tarzını etkilemesi ile olmak üzere, iki şekilde etkilediğini ileri sürmüşlerdir. Sonuçları, geniş bir Grashof sayısı aralığında, 2.6 yarıçap oranı, 0.706 Prandtl sayısı değerinde, çeşitli kaçıklık oranları için vermişler ve kaçıklığın pozitif değerlerinde, taşınım ile ısı transferinde iyileşme olduğunu belirlemişlerdir.

Chiu ve Chen [61], hem eşmerkezli hem de dikey olarak kaçık iki küre arasında kaldırma etkileri kadar kaçıklık etkilerini göstermek için zaman bağımlı doğal taşınım akışını sayısal olarak incelemişlerdir. Küresel polar koordinat sistemi içinde akım fonksiyonu, girdap ve sıcaklık terimlerindeki hareket denklemleri için sonlu fark çözümü elde etmişlerdir. Akış ve ısı transferi karakteristikleri üzerinde Rayleigh sayısı ve kaçıklığın etkilerini tartışmışlardır. Dış kürenin kaçıklığı kadar akışkanın kaldırma etkilerini hesaplamak için fiziksel bir model ortaya koymuşlardır. Tüm akış alanının zaman bağımlı çözümünü, yarıçap oranı 2.0, Prandtl sayısı 0.70, Rayleigh sayısının ($10^3 < Ra < 10^5$) aralığında ve kaçıklık oranı $\varepsilon = \pm 0.625$ (dış kürenin üst yakında ve iç kürenin dip kısmında) değeri için araştırmışlardır. Elde ettikleri sayısal sonuçlardan, halka içerisindeki ısı ve akış şekillerinin, öncelikle, Rayleigh sayısı ve kaçıklık oranına bağlı olduğunu belirlemişlerdir. Ortalama Nusselt sayısının ise kaçıklığın her yer değiştirmesinde Rayleigh sayısı ile arttığını; pozitif kaçık geometrinin ısı transferini iyileştirirken negatif kaçık geometrinin iki küre arasındaki doğal taşınımı geliştirmek için asgari bir avantajlı durum sağladığı sonucunu bulmuşlardır. Ayrıca, negatif kaçık geometri için çok hücreli akış bölgesinin, $Ra = 10^5$ değerinde gelişmeye başladığını belirlemişlerdir.

Farouk ve Güçeri [62], sayısal çözümleri, farklı sabit sıcaklıklarda tutulan iki yatay eşmerkezli silindirler arasındaki halkalar içerisinde, iki boyutlu, zaman bağımsız doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir. Laminer durum için çözümleri, Rayleigh sayısının 10^5 değerine kadar incelerken, türbülanslı durum için ise Rayleigh sayısının 10^6 - 10^7 değerleri arasında $k - \varepsilon$ türbülans modelini kullanarak elde etmişlerdir. Hem laminer hem de türbülanslı durum için buldukları sonuçları, literatürdeki diğer sayısal çözümler ve

deney sonuçları ile karşılaştırıldıklarında iyi bir uyuşma içerisinde olduğunu görmüşlerdir. Bu çalışma ile $k - \varepsilon$ modelinin uygulaması ve doğal taşınım akışının çözülmesinde sonlu fark tekniğinin kullanımı gösterilmiş ve bütün sonuçları Prandtl sayısının 0.721 değeri ve dış silindir çapının iç silindir çapına oranı 2.6 değeri için elde etmişlerdir.

Cho, Chang ve Park [63], hava için Prandtl sayısı 0.706, yarıçap oranı 0.3846 ve Rayleigh sayısı $5 \cdot 10^4$ 'den küçük değerler için yatay silindirik halkalar içerisindeki doğal taşınım ile ısı transferi üzerinde bilinen çalışmaları genişletmek için sonlu fark yöntemini kullanarak, eşmerkezli ve kaçık merkezli halkalar üzerinde sayısal olarak araştırma yapmışlardır. Sonuç olarak, sabit bir boyut oranı için iç silindir, yatay simetri çizgisi boyunca eş merkezli durumdan dışarıya doğru hareket ettiği zaman ($\phi_p = 90^\circ$), taşınım ile ısı transferinin iletimle olan ısı transferine zıt olarak azaldığını; sabit bir kaçıklık ve yarıçap oranı için toplam ısı transferinin, iç silindirin azimuth açısı (ϕ_p) arttıkça, taşınım olayının genişlemesi nedeniyle arttığını; eşmerkezli halka için çap oranları arttıkça yerel ısı karakteristiklerinin (sıcaklık eğrileri ve eğimleri) açısal bağımlılığının azaldığını elde etmişlerdir.

Garg [64], eşsıcaklıklı eşmerkezli küresel halkalar içerisindeki daimi doğal taşınım akışı çalışması için etkili bir sayısal teknik tarif etmiştir. Gerçekçi olarak yüksek Rayleigh sayılarında, eşmerkezli küresel halkalar içerisinde doğal taşınım akışının tam sayısal sonucu elde edilemediğinden eşmerkezli eşsıcaklıklı küreler arasındaki kapalı ortamda, viskoz akışkanın daimi eksene simetrik doğal taşınımlı ısı transferi için Rayleigh sayısının bütün değerlerinde hızlı güvenilir ve tam çözüm veren bir sonlu fark yöntemi tarif etmiş ve bütün Prandtl sayısı değerleri için yüksek Grashof sayılarında daimi çok hücreli akış elde etmiştir. Bu yöntemin diğer geometri ve sınır koşullarına da uygulanabileceğini ileri sürmüştür. Sonuçları, Prandtl sayısının üç farklı değerinde (0.02, 0.70, 6), çap oranı 2.0 ve Rayleigh sayısının ($10^2 < Ra < 10^6$) aralığında göstermiştir. Sonuçları, su ve hava için yüksek Rayleigh sayılarında, sıvı metaller için ise önemli miktarda düşük Rayleigh sayılarında elde edilmiştir. Ayrıca, küresel halkalar içinde girdap yayılmasını incelemiştir. Önceki yöntemlerden farklı olarak, bu yöntemin yüksek Rayleigh sayıları için verimli tam sonuç elde etmek için tamamen etkili ve güvenilir olduğunu ileri sürmüştür.

Sparrow ve Charmchi [65], farklı sabit sıcaklıklarda yerleştirilmiş iki dikey silindir arasındaki kapalı ortamdaki doğal taşınım için ısı transfer karakteristiklerini, iç silindirin dikey konumunu en alttan ve en üst yüksekliğe kadar değiştirerek, hem eşmerkezli hem de iki kaçık merkezli durum için deneysel ve sayısal olarak incelemiştir. Ancak, sayısal

çalışmayı eşmerkezli durum ile sınırlandırmışlardır. Isı transfer ortamı olarak hava kullanmışlar ve sonuçları Rayleigh sayısının $1.5 \times 10^3 - 10^5$ arasında, $D_i/D_o = 0.2$ için göstermişlerdir. Sonuç olarak, ortalama Nusselt sayısının iç silindirin hem kaçık hem de yükselmesinden hemen hemen bağımsız olduğunu belirtmişler ve bu nedenle, Nusselt-Rayleigh korelasyonunun bu parametlerden bağımsız olarak elde edilebileceğini ileri sürmüşlerdir.

Geoola ve Cornish [66], sıkıştırılmaz Newtonumsu bir akışkanda, Grashof sayısının 0.05-12.500 arasındaki değerler ve Prandtl sayısı 0.72. 10 ve 100 için üç boyutlu bir küreden zaman bağımlı doğal taşınım ile ısı transferini sayısal olarak incelemişlerdir. Düşük ve orta Grashof sayılarında ($Gr \leq 10^5$), bir küreden zaman bağımlı serbest taşınım ile ısı transferi konusunda, analitik çalışmalar [67-68], analitik ve deneysel çalışma [69] ve deneysel çalışmalar [70-73] tarafından incelenmiştir. Bu çalışmaların çoğunda, yalnızca ortalama Nusselt sayıları belirlenmiş, akış şekilleri ve sıcaklık dağılımları ve yalnızca aşırı derecede küçük Grashof sayıları ($Gr \leq 1.0$) için kaynak [69] tarafından elde edilmiştir. Daha sonra, Geoola ve Cornish [74], Gauss-Siedel yöntemini kullanarak 0.05-50 aralığındaki Grashof sayılarında üç boyutlu bir küreden zaman bağımsız taşınım ile ısı transferinin tam sayısal çözümünü vermişlerdir. $Gr = 50$ için yüzey girdabı, yüzey basıncı ve sürtünme katsayıları, dış sınırdaki girdabın sürüklenmesi nedeniyle biraz etkilenmektedir. Bu nedenle, Grashof sayısının 50'den büyük değerleri için zaman bağımsız çözümler elde edilmemiştir.

Chu ve Lee [75], eş merkezli eşsıcaklıklı iki küre arasındaki sıkıştırılmaz viskoz akışkanın zaman bağımlı doğal taşınım ile ısı transferi olayını sayısal olarak incelemişlerdir. Akışkan başlangıçta durgun iken daha sonra iç duvar sıcaklığının zamanla değişimine bağımlı hale getirilmiştir. Problemin simetrikliği nedeniyle analiz için akım fonksiyonu-girdap formülasyonunu kullanmışlar, akış alanının zaman bağımlı davranışı ve onun sıcaklık dağılımı üzerindeki etkisini, Rayleigh sayısının ($10^3 < Ra < 5.10^5$) aralığında ve çeşitli yarıçap oranları için sonlu fark yöntemi ile incelemişlerdir. Yerel ve ortalama Nusselt sayısının sonuçları, daha önce yapılan deneysel ve sayısal araştırmaların sonuçları ile karşılaştırılmış ve mükemmel bir uyum gösterdiği görülmüştür. Ayrıca, akış ve sıcaklık alanının zaman bağımlı davranışını grafiklerle göstermişler ve ısı transferi üzerinde, Rayleigh sayısı ve yarıçap oranlarının etkisini araştırmışlardır. Sonuç olarak, sabit Rayleigh sayılarında yarıçap oranının artması ile ortalama Nusselt sayısının arttığını; sabit yarıçap oranlarında, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısının artması ile arttığını; ana

girdabın merkezinin (*akım fonksiyonunun değerinin maksimum olduğu yer*), yarıçap oranı ve Rayleigh sayısının artması ile üst bölgeye doğru hareket ettiğini belirlemişlerdir.

Bu çalışmada, farklı sıcaklıklarda i içe yerleştirilmiş eř merkezli ve kaçık merkezli karesel kapalı ortam içerisindeki, iki boyutlu, zaman bağımsız laminer doğal taşınım sayısal olarak incelenmiştir. Çalışmada sonlu kontrol hacim yöntemi kullanılmıştır. Akış ve sıcaklık alanları üzerinde eğim açısı, Rayleigh sayısı ve boyut oranı gibi parametrelerin etkisi incelenmiştir.



2 – YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada incelenen fiziksel durum, koordinatlar ve sınır koşulları ile birlikte Şekil 3’ da verilmiştir. Eğim açısının $\varphi=0^0$ durumu için, iç kare ve dış kare, sırasıyla, T_H ve T_C sıcaklıklarında tutulmuştur. Temel diferansiyel denklemlerin formülasyonu, kaldırma terimleri hariç bütün termofiziksel özelliklerin sabit tutulduğu (*Boussinesq yaklaşımı*), sıkıştırılabilirlik etkileri, viskoz yutulma (*viscous dissipation*) ve radyasyon etkilerinin ihmal edildiği, laminar ve iki boyutlu bir akışta, bütün duvarların geçirgen olmayan bir yapıya sahip olduğu kabulü yapılmıştır. Şekil 3’ e dik yönde olan kapalı ortamın üçüncü boyutu ısı ve akış geçişinin iki boyutlu kabul edilebilmesi için yeterince büyüktür.

2.1 Temel Denklemler

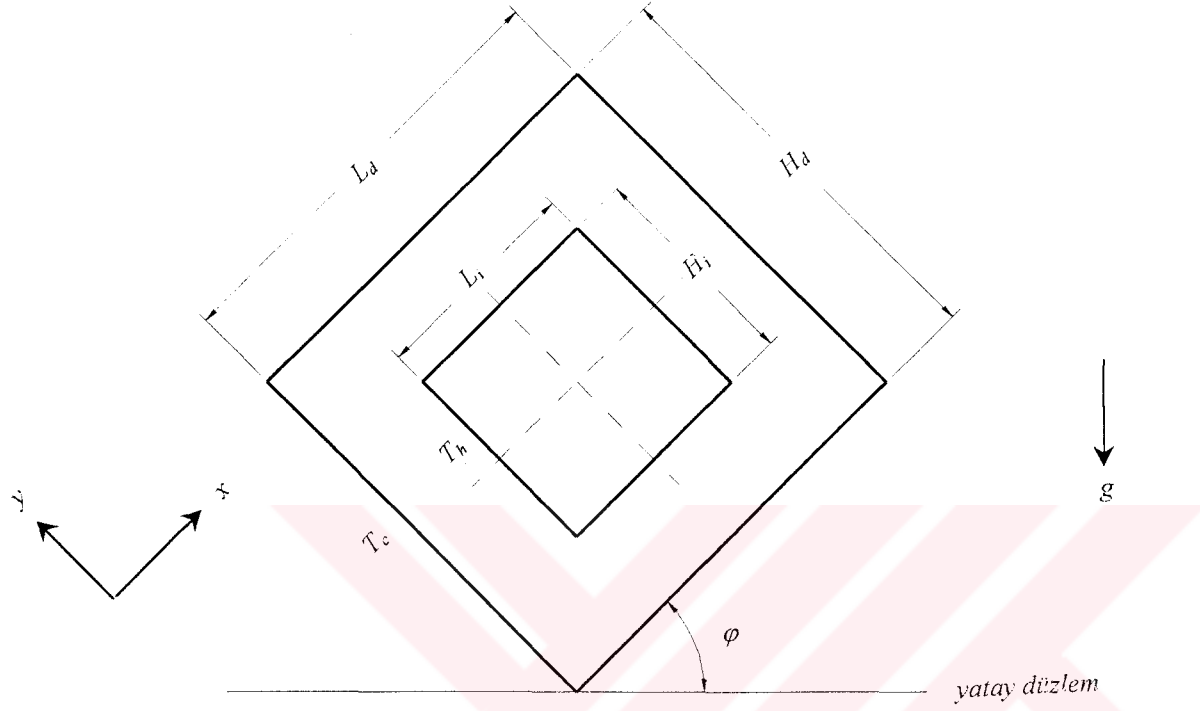
Doğal taşınım akışı için temel kanunlar, kütle, momentum ve enerji için korunum kanunları ile tanımlanmaktadır. İki boyutlu (x, y) kartezyen koordinat sisteminde, bu kanunlar aşağıdaki denklemlerle ifade edilir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

$$\rho_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4)$$



Şekil 3. Çalışmada incelenen geometri ve sınır koşulları

Bu denklemler sırasıyla, süreklilik denklemi, x ve y yönlerindeki momentum denklemleri ve enerji denklemidir. Enerji denklemi içindeki sürtünme yutulması terimi, genelde ihmal edilmektedir. Doğal taşınım ile ilgili çalışmalarda bu terimin yaygın olarak ihmal edilmesi, akış hızlarının çok düşük olmasından kaynaklanmaktadır. Bu denklemlerdeki, bağımlı değişkenler, x ve y yönündeki hızlar, $u(x, y)$ ve $v(x, y)$, basınç, $P(x, y)$ ve sıcaklık $T(x, y)$ 'dir. F_x ve F_y akışkana etki eden cisim kuvvetleridir. k , μ , ρ ve c_p büyüklükleri sırasıyla, akışkanın ısı iletkenliği, moleküler viskozitesi, akışkanın yoğunluğunu, sabit basınçtaki özgül ısısını göstermektedir. Momentum denklemleri içindeki esas iletici kuvvet, cisim kuvveti terimleri olan F_x ve F_y 'dir. Akışkan hareketi ve ısı transferinin eş zamanlı olarak birleştirilmesi bu terimler sayesinde elde edilmektedir. Şekil 4' den görüldüğü üzere, birim hacimdeki akışkan elemanı üzerinde toplam cisim kuvveti sadece negatif düşey yöndeki $\rho_B g$ kuvvetidir. Burada, ρ_B , sıcaklık bağımlı

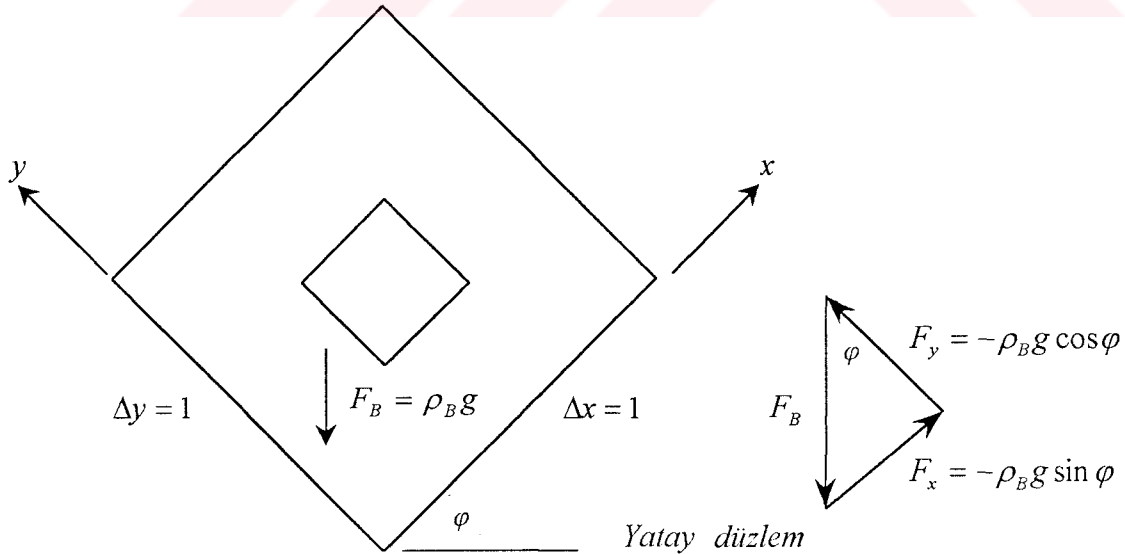
yoğunluk ve g yerçekimi ivmesidir. Vektör toplama kullanılarak, kuvvet Şekil 4' de gösterildiği gibi x ve y yönlerindeki kuvvetlere ayrılabilir. Böylece koordinat yönlerindeki birim hacim akışkan elemanı üzerindeki cisim kuvvetleri,

$$F_x = -\rho_B g \sin \varphi \quad (5)$$

$$F_y = -\rho_B g \cos \varphi$$

olarak ifade edilebilmektedir. Bu kuvvetleri akışkanın sıcaklığına bağlamak için *Boussinesq yaklaşımı* kullanılmaktadır. Bu yaklaşım, küçük sıcaklık farkları için geçerli olup, cisim kuvveti (*body force*) terimlerindeki yoğunluğun sıcaklıkla değiştiği kabul edilirken, temel denklemlerin kalan terimlerindeki yoğunluk sabit olarak kabul edilmektedir. Hacimsel ısıl genleşme katsayısı, β , (5) denklemindeki yoğunluğun sıcaklıkla ilişkisini verir ve şu şekilde ifade edilebilir:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho_B}{\partial T} \right)_p = \beta \quad (6)$$



Şekil 4. Birim hacimdeki akışkan elemanına etkiyen cisim kuvvetleri

Akışkanın bu termodinamik özelliği, sabit basınçta yoğunluğun sıcaklıkla değişimini gösterir.

Burada ρ_B , değişen yoğunluğu ve p alt indisi, sabit basıncı, ρ , akışkanın ortalama yoğunluğunu göstermektedir. Bu denklemdeki türev ifadesi için bir sonlu fark ilişkisi kullanılarak, cisim kuvveti terimindeki yoğunluk,

$$\rho_B = -\rho\beta(T - T_i) + \rho_i \quad (7)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

Burada i alt indisi, bir referans durumu göstermektedir. (7) denklemini, (5) denklemdeki yoğunluğa taşıyarak, cisim kuvveti terimleri yeniden düzenlenirse, elde edilen yeni denklemler:

$$F_x = (\rho\beta(T - T_i) - \rho_i)g \sin \varphi \quad (8)$$

$$F_y = (\rho\beta(T - T_i) - \rho_i)g \cos \varphi$$

şeklinde yazılabilir. (2) ve (3) denklemleri, (8) denklemde verilen cisim kuvveti terimleriyle yeniden düzenlenirse, aşağıda verilen denklemler elde edilir.

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = (\rho\beta(T - T_i) - \rho_i)g \sin \varphi - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (9)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = (\rho\beta(T - T_i) - \rho_i)g \cos \varphi - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (10)$$

(9) ve (10) denklemleri, (1) nolu süreklilik ve (4) nolu enerji denklemi ile birlikte eğik kapalı ortamlardaki zaman bağımsız laminer doğal taşınım durumunu ifade eden denklemleri oluşturmaktadırlar.

2.1.1. Akım Fonksiyonu – Girdap Formülasyonu

Akım fonksiyonu – girdap formülasyonu, u , v , p ve T ilkel değişkenler cinsinden yazılan yukarıda verilen temel denklemlerde uygulanabilir. Bu formülasyonun kullanılmasıyla, dört olan bağımlı değişkenler ve denklem sayısı üçe düşmektedir. Formülasyonun esasını, x - yönündeki momentum denkleminin y 'ye göre türevini almak, y - yönündeki momentum denkleminin ise x 'e göre türevini almak oluşturmaktadır. Türevi alınmış yeni y - yönündeki momentum denkleminde, türevi alınmış yeni x - yönündeki momentum denkleminin çıkartılmasıyla basınç terimleri ortadan kalkmaktadır. Böylece girdap denkleminin başlangıç şekli olan denklem elde edilmiş olur. Süreklilik denklemini kullanılarak bu denklem basitleştirilirse, iki boyutlu kartezyen koordinat sistemi için girdap ifadesi,

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (11)$$

şeklinde yazılır. Akım fonksiyonu ifadesi ise,

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (12)$$

şeklinde yazılır. (11) denklemindeki girdap ve (12) denklemindeki akım fonksiyonu ifadelerini kullanarak, akım fonksiyonu için temel bir denklem elde edilebilir. Ayrıca, enerji denklemi ve akım fonksiyonu ifadesinin kullanılmasıyla sıcaklık için temel bir denklem çıkartılabilir. Böylece, dört bilinmeyenli dört denklem sayısı, üç bağımlı değişkenli, akım fonksiyonu, ψ , girdap, ω , ve sıcaklık, T , üç denklem sayısına düşürülmüştür. (11) ve (12) denklemlerini kullanarak, akım fonksiyonu denklemi,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega \quad (13)$$

girdap denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) - \beta g \left(\frac{\partial T}{\partial y} \sin \varphi - \frac{\partial T}{\partial x} \cos \varphi \right) \quad (14)$$

sıcaklık denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(T \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(T \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (15)$$

elde edilmektedir. Girdap denkleminde, ν kinematik viskoziteyi, $\nu = \mu / \rho$, ve sıcaklık denkleminde α ise ısı yayılım katsayısını, $\alpha = k / \rho C_p$ ifade etmektedir. Doğal taşınım için akışkan hareketi ve ısı transferi arasındaki bağıllık, sıcaklık denklemi içindeki akım fonksiyonu gradyanı terimleri ve girdap denklemi içindeki sıcaklık gradyanı terimlerinin varlığı ile açıkça görülebilmektedir. Hem girdap denklemi hem de sıcaklık denklemlerinde bulunan ilk iki terim, taşınım terimlerini; bu denklemlerdeki üçüncü ve dördüncü terimler ile akım fonksiyonu denklemindeki ilk iki terim, difüzyon terimlerini; geri kalan terimler ise üretim veya kaynak terimlerini ifade etmektedir.

2.1.2 Boyutsuzlaştırma

Farklı araştırmacılar tarafından yapılan çalışmalarda, genel bir kural sağlamak ve istenilmeyen sayısal hatalara engel olmak için sayısal araştırmalarda, sık sık boyutsuz değişkenlerin kullanılması yararlı olmaktadır. Bu çalışmada, boyutsuz değişkenler şu şekilde tanımlanmıştır:

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{L_d} & Y &= \frac{y}{L_d} \\ \Omega &= \frac{\omega L_d^2}{\nu} & \Psi &= \frac{\psi}{\nu} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\theta = \left(\frac{T - T_c}{T_H - T_c} \right)$$

Şekil 3' de görüldüğü üzere, T_H ve T_c sırasıyla sıcak ve soğuk duvar sıcaklıklarını göstermektedir. Bu boyutsuz büyüklükleri kullanarak kütle, momentum ve enerjinin korunumu için yazmış olduğumuz denklemler, şu şekilde:

$$-\Omega = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\Omega \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) - \frac{\partial}{\partial Y} \left(\Omega \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) + Gr \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \sin \varphi - \frac{\partial \theta}{\partial X} \cos \varphi \right) \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\theta \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) - \frac{\partial}{\partial Y} \left(\theta \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{1}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{1}{Pr} \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) \quad (19)$$

boyutsuz olarak ifade edilebilmektedir. Bu denklemlerde görülen boyutsuz parametreler, doğal taşınım ile ilgili çalışmalarda yaygın olarak kullanılan, Prandtl sayısı, Pr , Grashof sayısı, Gr ve Rayleigh sayısı, Ra 'dır.

2.1.3. Boyutsuz Parametreler

Grashof sayısı, Gr ,

$$Gr = \frac{\rho \beta L_d^3 (T_H - T_c)}{\nu^2} \quad (20)$$

olarak tanımlanmakta olup akış içerisinde kaldırma kuvvetlerinin sürtünme kuvvetlerine oranı olarak tanımlanmaktadır. Gr sayısının, yeterince büyük olduğu akışlarda, kaldırma kuvvetleri baskın hale gelirken (doğal taşınım), *Grashof* sayısı küçük olduğunda kaldırma etkileri ihmal edilebilmektedir.

Doğal taşınımında diğer bir önemli parametre

Rayleigh sayısı, Ra ,dır ve

$$Ra = Gr Pr \quad (21)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

Prandtl sayısı, Pr ,

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (22)$$

olarak tanımlanır ve momentum yayılımının ısı yayılımına oranını tarif eden önemli bir parametredir. Ayrıca, akışkanın ısı geçiş özelliğini belirtmekte olup, hidrodinamik sınır tabaka kalınlığının (δ_h), termik sınır tabaka kalınlığına (δ_t) oranı olarak da tanımlanmaktadır. $Pr > 1$ ifadesi, hidrodinamik sınır tabaka kalınlığının, ısı sınır tabaka kalınlığından daha büyük olduğunu; $Pr = 1$ durumu ise her iki sınır tabakanın aynı zamanda gelişmeye başlayacağını belirtmektedir.

2.2 Sınır Koşulları

Sıcaklık Sınır Koşulu:

Bu çalışmada Şekil 3'den de görüldüğü gibi bütün duvarlarda eş sıcaklık sınır koşulu kullanılmıştır. İç kare etrafında $T_H = 1$, dış kare etrafında $T_C = 0$ sabit sıcaklık sınır koşulu kullanılmıştır.

Akım Fonksiyonu Sınır Koşulu:

Kapalı ortamın bütün duvarları boyunca akım fonksiyonunun değeri $\psi = 0$ olarak alınmıştır. Bu koşul, çözüm bölgesi içine veya dışına, belirli bir kütle girişi veya çıkışının olmadığını göstermektedir.

Girdap Sınır Koşulu:

Girdap fonksiyonu için bu çalışmada seçilen sınır koşulları, cidardaki bir nokta etrafında girdabın Taylor serisi açılımından yararlanılarak belirlenmektedir. Duvarın

konumuna göre akım fonksiyonunun değeri ile girdap değerleri arasında bir ilişki vardır. Bu ilişki,

$$\Omega_w = \pm 2 \frac{(\Psi_{w\pm 1} - \Psi_w)}{\Delta n^2} \quad (23)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada Δn , duvar ile duvardan bir sonraki ağ noktası arasındaki ağ boyutunu, w , alt indisi duvarı göstermektedir. Ψ_w ve $\Psi_{w\pm 1}$ ise, sırasıyla, akışkan içerisindeki duvar ile duvara en yakın ağ noktası arasındaki akım fonksiyonunun değerini belirtmektedir. Köşe noktadaki girdap değerleri için ise iki komşu duvardaki noktaların girdap değerlerinin ortalaması alınarak belirlenmiştir.

2.3. Sayısal Çözüm Yöntemi

Boyutsuz olarak elde edilen temel denklemler (17-19), (akım fonksiyonu, girdap ve sıcaklık terimleri cinsinden ifade edilen kütle korunumu, momentum korunumu ve enerjinin korunumu) ϕ bağımlı değişken olmak üzere aşağıda verilen genel transport denkleminin ifade edilir.

$$A \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left(\phi \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) - \frac{\partial}{\partial Y} \left(\phi \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) \right\} = \frac{\partial}{\partial X} \left(B \frac{\partial \phi}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(B \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right) + S \quad (24)$$

Bu denklemde geçen katsayılar Çizelge 1’de verilmiştir.

Çizelge 1. Laminer doğal taşınımında temel denklemlerle ilgili boyutsuz katsayılar

| Fonksiyon | ϕ | A | B | S (Kaynak) |
|---------------------|----------|-----|------|---|
| Girdap Fonksiyonu | Ω | 1 | 1 | $Gr \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \sin \varphi - \frac{\partial \theta}{\partial X} \cos \varphi \right)$ |
| Akım Fonksiyonu | Ψ | 0 | 1 | Ω |
| Sıcaklık Fonksiyonu | θ | 1 | 1/Pr | 0 |

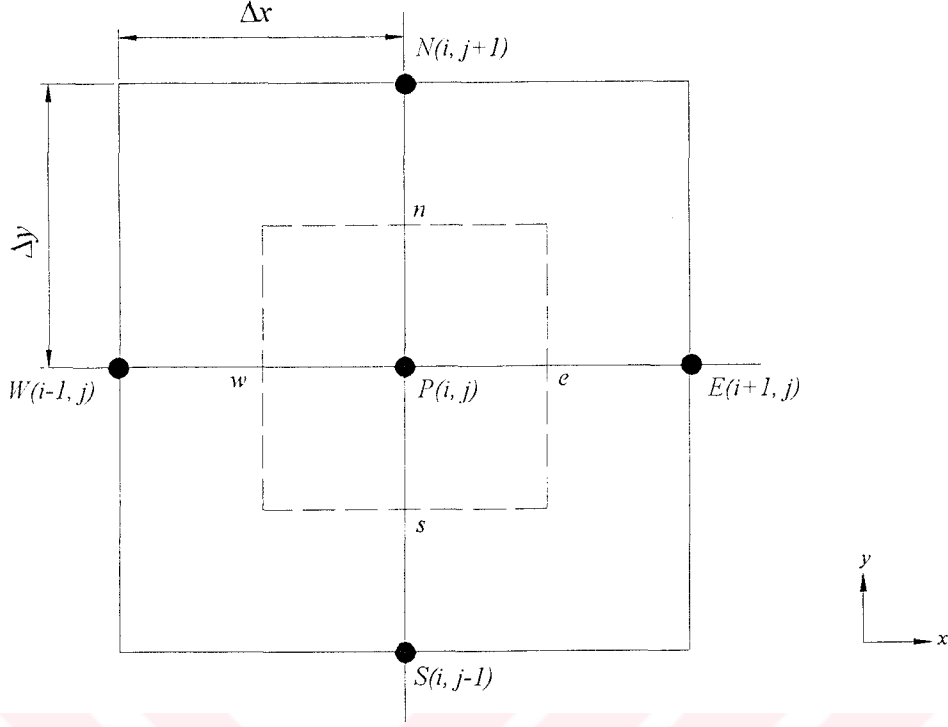
2.3.1. Genel Eliptik Denklemin İntegrasyonu

(24) Genel eliptik denklemin çözümü, ilgili akış alanı içerisindeki integrasyonu ile elde edilmiştir. x, y kartezyen koordinat sistemi için integrasyon bölgesi Şekil 5'de gösterilmiştir. Bu şekil, herhangi bir ağ noktasını (P) çevreleyen sonlu fark ağ yapısını göstermektedir. (24) denklemi ile elde ettiğimiz genel eliptik denkleminizi, Şekil 5'de gösterilen bölge üzerinde bu denklemin integrasyonu şeklinde yeniden yazıp \int_w^e 'ye integrali

alınırsa,

$$\begin{aligned}
 & A_P \left[\int_s^n \left\{ \phi_e \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_e - \phi_w \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_w \right\} dY - \int_w^e \left\{ \phi_n \left(\frac{\partial \psi}{\partial X} \right)_n - \phi_s \left(\frac{\partial \psi}{\partial X} \right)_s \right\} dX \right] \\
 & - \int_s^n \left\{ B_e \left(\frac{\partial \psi}{\partial X} \right)_e - B_w \left(\frac{\partial \psi}{\partial X} \right)_w \right\} dY - \int_w^e \left\{ B_n \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_n - B_s \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_s \right\} dX \\
 & = \int_s^n \int_w^e d\phi dX dY
 \end{aligned} \tag{25}$$

elde edilir.



Şekil 5. Eş dağılı sonlu fark ağ yapısının şematik gösterimi

Bu denklem içerisindeki ilk iki terim, taşınım terimlerini; takip eden diğer iki denklem, difüzyon terimlerini; son terim ise kaynağı belirtmektedir. Bu nokta etrafında, sırasıyla, taşınım, difüzyon ve kaynak terimlerinin integrasyonları ayrı ayrı olarak elde edilerek ve daha sonra bu üç integrasyon sonuçları birleştirilerek istenilen ϕ_p çözüm değişkeninin cebirsel olarak çözümü belirlenir. (25) denkleminde gerekli integrasyonların alınması sonucunda, ilgili terimler;

Taşınım terimleri toplamı,

$$I_C = A_E(\phi_P - \phi_E) + A_W(\phi_P - \phi_W) + A_N(\phi_P - \phi_N) + A_S(\phi_P - \phi_S) \text{ olur.} \quad (26)$$

Burada,

$$A_E = \frac{A_P}{8} \{(\psi_{SE} + \psi_S - \psi_{NE} - \psi_N) + |\psi_{SE} + \psi_S - \psi_{NE} - \psi_N|\}$$

$$A_W = \frac{A_P}{8} \{(\psi_{NW} + \psi_N - \psi_{SW} - \psi_S) + |\psi_{NW} + \psi_N - \psi_{SW} - \psi_S|\}$$

(27)

$$A_N = \frac{A_P}{8} \left\{ (\psi_{NE} + \psi_E - \psi_{NW} - \psi_W) + |\psi_{NE} + \psi_E - \psi_{NW} - \psi_W| \right\}$$

$$A_S = \frac{A_P}{8} \left\{ (\psi_{SW} + \psi_W - \psi_{SE} - \psi_E) + |\psi_{SW} + \psi_W - \psi_{SE} - \psi_E| \right\}$$

şeklindedir.

Difüzyon terimleri toplamı,

$$I_D = C_E(\phi_E - \phi_P) + C_W(\phi_W - \phi_P) + C_N(\phi_N - \phi_P) + C_S(\phi_S - \phi_P) \quad (28)$$

şeklinde olup, burada

$$C_E = \frac{(B_E + B_P)(Y_N - Y_S)}{4(X_E - X_P)}$$

$$C_W = \frac{(B_W + B_P)(Y_N - Y_S)}{4(X_P - X_W)}$$

(29)

$$C_N = \frac{(B_N + B_P)(X_E - X_W)}{4(Y_N - Y_P)}$$

$$C_S = \frac{(B_S + B_P)(X_E - X_W)}{4(Y_P - Y_S)} \text{ dir.}$$

Kaynak terimi,

$$I_S = S_P \left[\frac{(X_E - X_W)(Y_N - Y_S)}{4} \right] \quad (30)$$

olarak elde edilir. Elde edilen bu taşınım, difüzyon ve kaynak terimlerinin çözümleri, bir denklem içerisinde birleştirilecek olursak, şu şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned}
 & A_E(\phi_P - \phi_E) + A_W(\phi_P - \phi_W) + A_N(\phi_P - \phi_N) + A_S(\phi_P - \phi_S) - C_E(\phi_E - \phi_P) \\
 & - C_W(\phi_W - \phi_P) - C_N(\phi_N - \phi_P) - C_S(\phi_S - \phi_P) = S_P V_P
 \end{aligned} \tag{31}$$

(31) denklemi, akış alanı içindeki her kontrol hacmine uygulanır. Bu denklem aşağıda algoritması verilen geriye doğru yazma formülü ile her nokta için çözülür. Bu çözümde bağımlı değişken ϕ_P şu şekilde elde edilir.

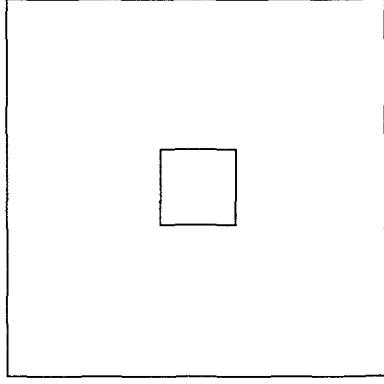
$$\phi_P = D_E \phi_E + D_W \phi_W + D_N \phi_N + D_S \phi_S + E \tag{32}$$

Burada,

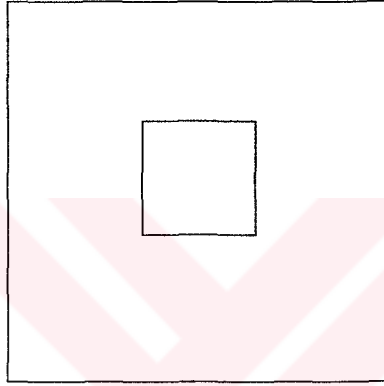
$$\begin{aligned}
 D_E &= (A_E + C_E) / \Sigma_{AB} \\
 D_W &= (A_W + C_W) / \Sigma_{AB} \\
 D_N &= (A_N + C_N) / \Sigma_{AB} \\
 D_S &= (A_S + C_S) / \Sigma_{AB} \\
 E &= S_P V_P / \Sigma_{AB} \\
 \Sigma_{AB} &= A_E + A_W + A_N + A_S + C_E + C_W + C_N + C_S
 \end{aligned} \tag{33}$$

olarak belirlenir.

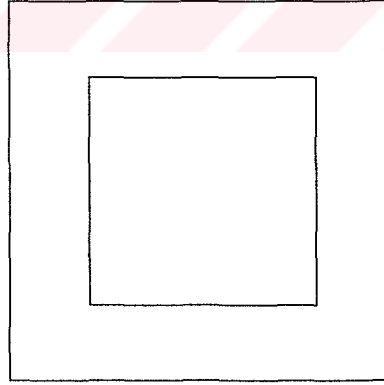
Çalışmada kullanılan geometrilerin şematik bir gösterimi Şekil 6 ve 7'de verilmiştir. Şekil 6, boyut oranı, sırasıyla, 1/5, 3/10, 3/5 değerleri için eşmerkezli karesel kapalı ortamı gösterirken; Şekil 7, 0° - 180° 'ye kadar açı değerlerinde iç karenin beş farklı kaçık konumda yerleştirilmesi durumunu göstermektedir.



(a)



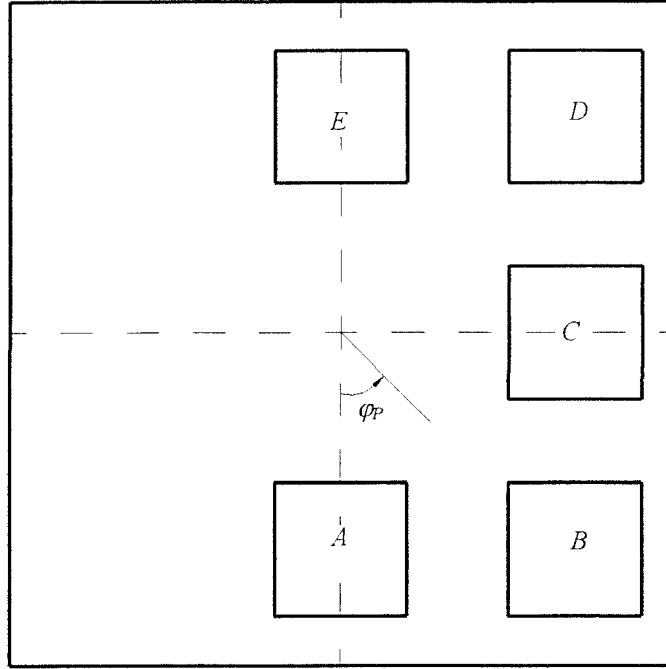
(b)



(c)

Şekil 6. Çalışmada kullanılan boyut oranlarının şematik gösterimi

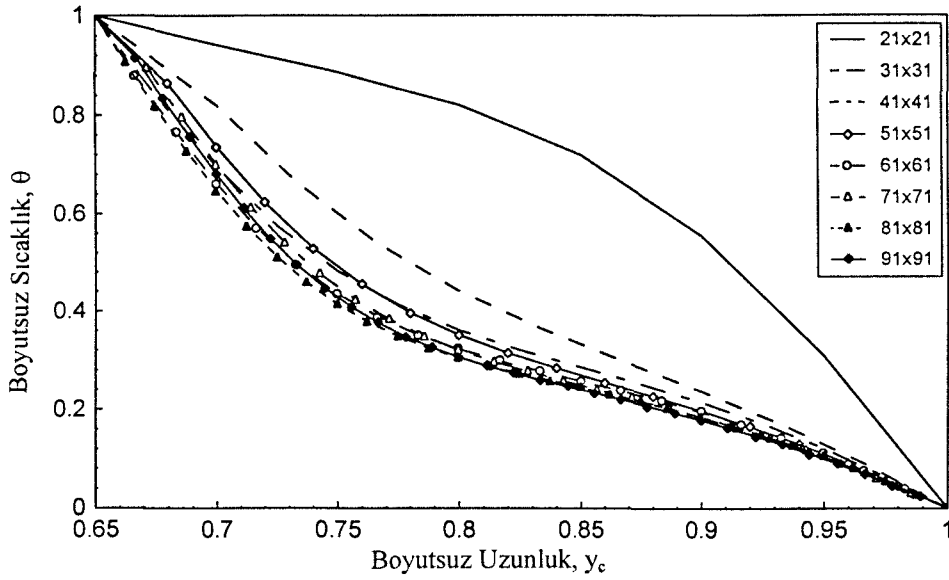
a) $L^* = 1/5$ b) $L^* = 3/10$ c) $L^* = 3/5$



Şekil 7. İç karenin aynı kaçıklık oranında ve farklı açısal pozisyonlardaki yerleşme konumları ($\varepsilon=0.569$)

2.3.2. Ağ Bağımsız Çözüm

Yapılan bu çalışma, eş merkezli ve kaçık merkezli karesel geometriler arasındaki doğal konveksiyonun sayısal çözümü üzerinde olup, literatürde bu geometrilerde yapılmış olan deneysel veya sayısal bir çalışmaya rastlanılmamıştır. Bu nedenle sonuçları, literatürde yapılan çalışmaların sonuçları ile karşılaştırmak yerine, ağ bağımsız bir çalışma yapılarak kullanılan ağ sayısının doğru ağ yapısı olup olmadığı belirlenmiştir. Bu çalışmanın sonuçları Şekil 8’de gösterilmiştir. Diğer boyut oranlarında benzer durumlar söz konusu olduğundan sonuçlar, yalnızca boyut oranı 3/10 değeri için verilmiştir.



Şekil 8. Farklı ağ sayısı değerleri için boyutsuz sıcaklığın boyutsuz uzunluğa göre değişimi

Şekil 8, boyut oranı 3/10 değeri için iç karenin üst merkez noktasından dış duvarın üst merkez noktasına kadar olan ağ noktası değerleri ile bu değerlere karşılık gelen sıcaklık değerlerinin değişim grafiğini göstermektedir. Her iki karenin boyutu sabit tutulmak suretiyle, kullanılan ağ sayısı 21x21'den 91x91'e kadar değiştirilmiş ve her bir durum için boyutsuz sıcaklığın y eksenı boyunca değişimi çizilmiştir. Grafikten de görüldüğü gibi, 21x21'lik ağ sayısı için elde edilen eğri, diğer durumlardan çok farklı olurken ağ sayısı aralığı arttırıldıkça sonuçların giderek birbirine yaklaştığı görülmüş ve çözümün ağdan bağımsız hale geldiği belirlenmiştir. Kuşkusuz, ağ sayısının arttırılması daha doğru sonuç elde edilmesine yardımcı olabilmektedir. Ancak, ağ sayısının arttırıldığı zaman çözüm elde edilirken iterasyon sayısının artması ve daha çok değişkenin bellekte depolanması gereği ağ sayısının arttırılmasını sınırlandırmaktadır. Bununla beraber, Şekil 8'den de görüldüğü gibi 51x51 ve sonraki ağ yapılarında sonuçların kayda değer bir şekilde değişmemektedir. Dolayısıyla bu çalışmada, çözümün hesaplama zamanı ve belleğin daha ekonomik kullanımı açısından 51x51'lik ağ sayısının kullanılması uygun bulunmuş ve tüm hesaplamalar için bu ağ sayısı değeri ile çalışılmıştır.

Bu çalışmada, eliptik olarak kapalı ortam akışını çözen fortran kaynaklı program, içerisinde sıcak bir cisim olması durumu için modife edilerek çözümler elde edilmiştir.

2.4. Nusselt Sayısı

Bir akışkandan ısı transfer oranını sembolize eden Nusselt sayısı, yüzeyde taşınım ile olan ısı transferinin iletimle olan ısı transferine oranı olarak tanımlanmaktadır. L , karakteristik uzunluğu; h , ısı taşınım katsayısını göstermek üzere Nusselt sayısı şu şekilde tanımlanır:

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (34)$$

Ayrıca, yüzeyde ölçülen boyutsuz sıcaklık gradyanı olarak da ifade edilen Nusselt sayısı, yüzeyde meydana gelen taşınım ile ısı transferinin belirlenmesini sağlar. (34) denklemi, bu problemin boyutsuz terimlerini içeren denkleme dönüştürülür ise şu şekilde ifade edilir:

$$Nu = -\frac{\partial \theta}{\partial n^*} \quad (35)$$

Burada n^* bir duvardan akışkan içerisine doğru olan boyutsuz normal yönü göstermektedir. Böylece bu problem, kapalı ortam duvarlarında, iç kısımda olan normal sıcaklık gradyanlarının belirlenmesi şekline dönüşmektedir.

Yerel Nusselt sayısı, sıcak ve soğuk duvarlar (iç kare, dış kare) boyunca, duvarlardan meydana gelen ısı geçişini belirtmekte olup, sırasıyla, x ve y yönündeki duvarlar için

$$Nu_x = -\left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_{i,j} \quad (36)$$

$$Nu_y = -\left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_{i,j}$$

ile ifade edilir. Bu denklemlerdeki birinci dereceden türev ifadeleri, duvarın konumuna göre ileri veya geri fark açılımları uygulamak suretiyle belirlenebilir.

Sonlu farklar yönteminde, türev ifadelerinin çözülebilmesi için Taylor serisi açılımından faydalanılmış, Şekil 5’de bir $P(i,j)$ noktası etrafında, bu açılımın ifadeleri şu şekilde elde edilebilir:

$$\phi_{i+1,j} = \phi_{i,j} + \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_{i,j}(\Delta x)_{i,j} + \left(\frac{1}{2}\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_{i,j}(\Delta x_{i,j})^2 + 0(\Delta x_{i,j})^3$$

$$\phi_{i-1,j} = \phi_{i,j} - \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_{i,j}(\Delta x)_{i,j} + \left(\frac{1}{2}\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_{i,j}(\Delta x_{i,j})^2 + 0(\Delta x_{i,j})^3$$

(36)

$$\phi_{i,j+1} = \phi_{i,j} + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_{i,j}(\Delta y)_{i,j} + \left(\frac{1}{2}\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2}\right)_{i,j}(\Delta y_{i,j})^2 + 0(\Delta y_{i,j})^3$$

$$\phi_{i,j-1} = \phi_{i,j} - \left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_{i,j}(\Delta y)_{i,j} + \left(\frac{1}{2}\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2}\right)_{i,j}(\Delta y_{i,j})^2 + 0(\Delta y_{i,j})^3$$

yukarıdaki (36) denklemi ile verilen Taylor serisi açılımlarından yararlanmak suretiyle, birinci ve ikinci mertebeden istenilen türev ifadeleri elde edilebilir.

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{i,j} = \frac{\theta_{i+1,j} - \theta_{i,j}}{\Delta x} + 0(\Delta x)$$

(37)

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial Y}\right)_{i,j} = \frac{\theta_{i,j+1} - \theta_{i,j}}{\Delta y} + 0(\Delta y)$$

i,j , düğüm noktalarını göstermektedirler. Sıcak ve soğuk duvarlar için ortalama Nusselt sayısı,

$$\overline{Nu} = \frac{1}{S_T} \int_1^{s_T} Nu(s) x d(s) \quad (38)$$

olarak ifade edilir. Burada, S_T , toplam duvarın uzunluğunu belirtmektedir.



3. BULGULAR

Bu bölümde, bir önceki bölümde yapılan çalışmalardan elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Bu sonuçlar, karelerin eş merkezli veya kaçık merkezli olması durumunda çizilen akış ve sıcaklık alanlarının grafikleri ile yine bu durumlardaki yerel ve ortalama Nusselt sayılarının değişim grafiklerinden oluşmaktadır.

3.1. Eş Merkezli Durum İçin Elde Edilen Bulgular

$\varphi=0^0$ için boyut oranının (L^*), 1/5, 3/10 ve 3/5 değerlerinde, Rayleigh sayısını 10^3 ile 10^6 'ya kadar değiştirerek elde edilen akış ve sıcaklık alanlarının değişimi Şekil 9-11'da verilmiştir.

$\varphi=30^0$ için boyut oranı 1/5 iken artan Rayleigh sayısı ile akım çizgileri, eşsıcaklık eğrileri ve girdap eğrilerinin değişimi Şekil 12'de; boyut oranı 3/10 iken Şekil 13'de; boyut oranı 3/5 için ise Şekil 14'de verilmiştir.

$\varphi=45^0$ için ise yine üç farklı boyut oranı olması durumunda artan Rayleigh sayısının akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi şekil 15-17'de verilmiştir.

$\varphi=60^0$ için aratan boyut oranı ile Rayleigh sayısının değişiminin akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi incelenmiş ve Şekil 18-19'de verilmiştir.

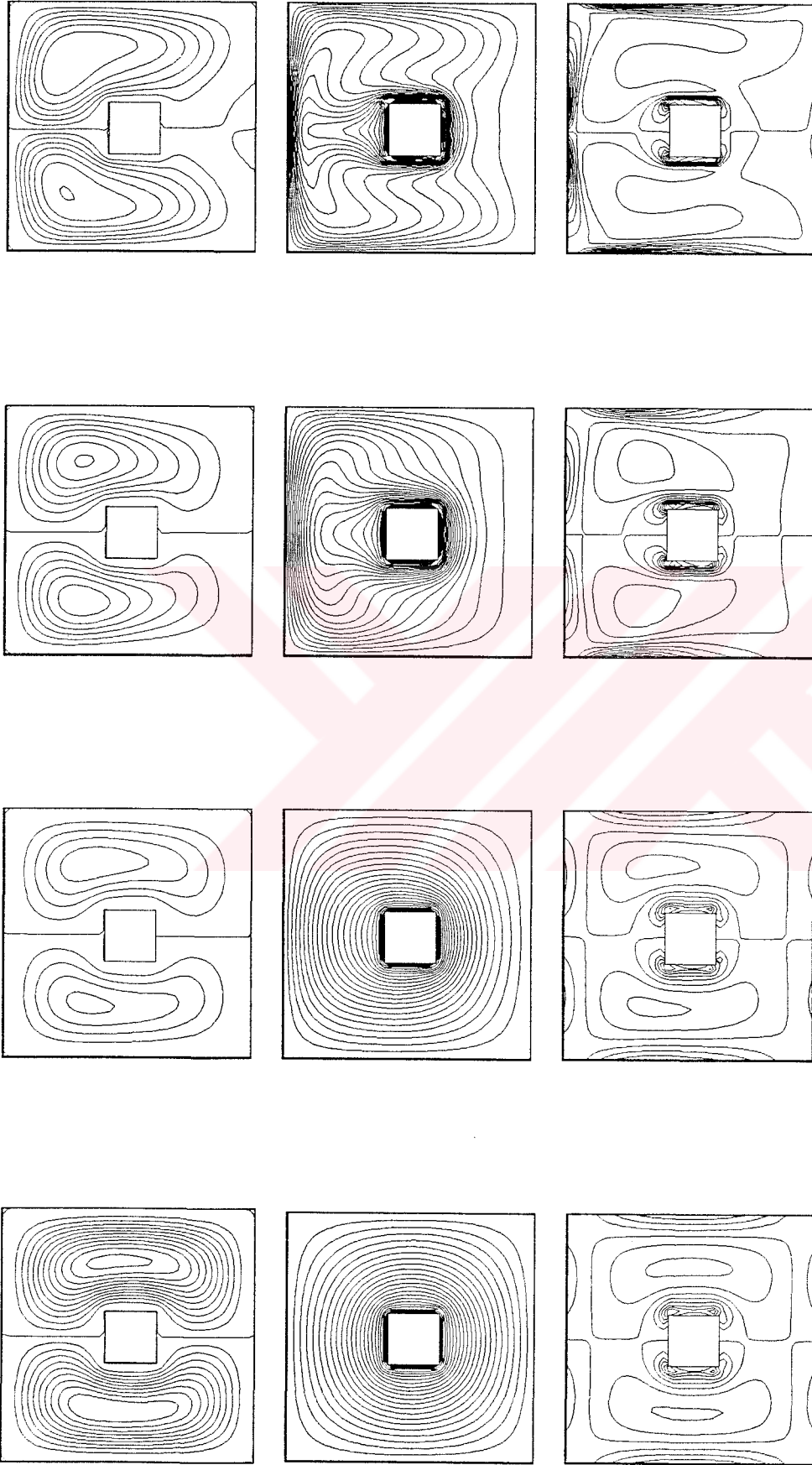
$\varphi=90^0$ olması durumunda ise yine farklı üç boyut oranında, Rayleigh sayısının değerini 10^3 - 10^6 arasında değiştirerek akış ve sıcaklık alanlarındaki değişim incelenmiş ve Şekil 21-23'de verilmiştir.

Ayrıca, yerel Nusselt sayısının iç ve dış karenin çevresi boyunca, üç farklı boyut oranında, artan Rayleigh sayısı değerlerine göre değişimi için elde edilen grafikler, $\varphi=0^0$ için Şekil 24-29'de verilmiştir. $\varphi=30^0$ için ise Rayleigh sayısına göre, üç farklı boyut oranı için karelerin çevresi boyunca değişim grafikleri Şekil 30-35'de; $\varphi=45^0$ olması durumunda Şekil 36-41'de; $\varphi=60^0$ için Şekil 42-47'de; $\varphi=90^0$ durumunda ise Şekil 48-53'de verilmiştir.

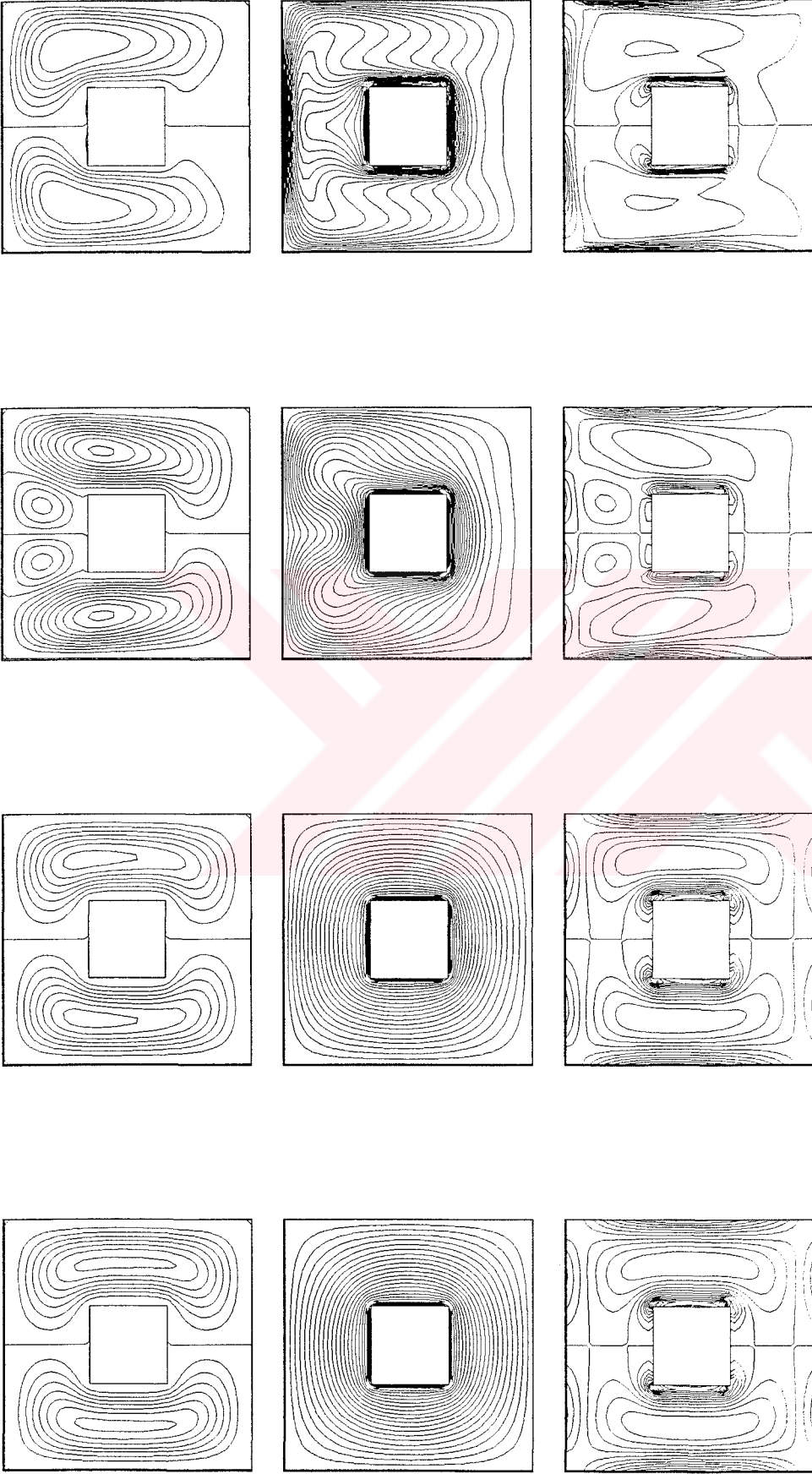
Eğim açısının $\varphi=0^0$ ve $\varphi=90^0$ olması durumu için, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve üç farklı boyut oranına bağlı değişimleri, iç ve dış kare için sırasıyla Şekil 54 ve 57'de; $\varphi=30^0$ ve $\varphi=60^0$ durumu için Şekil 55 ve 58'de; $\varphi=45^0$ için Şekil 56 ve

59'de verilmiştir. Rayleigh sayısının farklı değerlerinde, boyut oranı 1/5 için iç ve dış karedeki ortalama Nusselt sayısının eğim açısına bağlı olarak değişimi sırasıyla Şekil 60 ve 63'de; aynı Rayleigh sayısı değerlerinde boyut oranı 3/10 için Şekil 61 ve 64'de ve boyut oranı 3/5 için ise Şekil 62 ve 65'de verilmiştir. Çalışmada seçilen geometrinin eşsıcaklıklı olması (*iç kare* T_H ve *dış kare* T_C) ve karelerin geometrik olarak eşmerkezli yerleştirilmeleri nedeniyle $\varphi=0^0$ ile $\varphi=90^0$ ve $\varphi=30^0$ ile $\varphi=60^0$ için elde edilen ortalama Nusselt sayısı-eğim açısı grafiklerini aynı olduğundan tek bir grafik olarak verilmiştir.

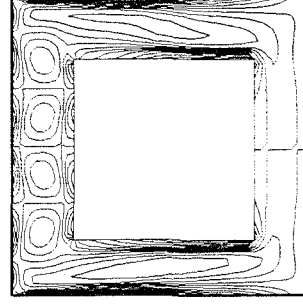
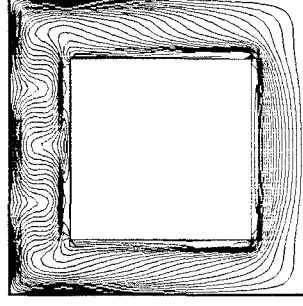
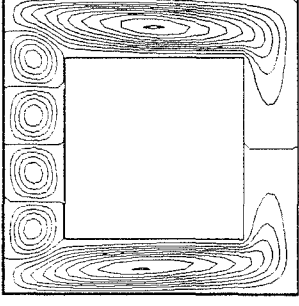
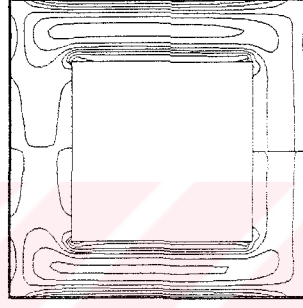
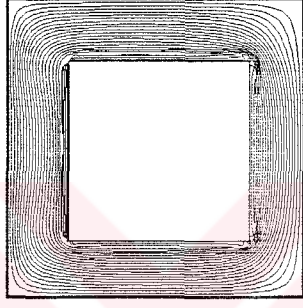
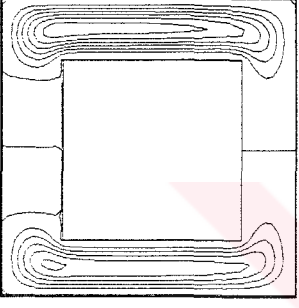
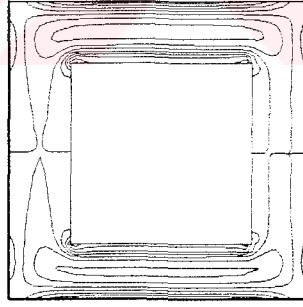
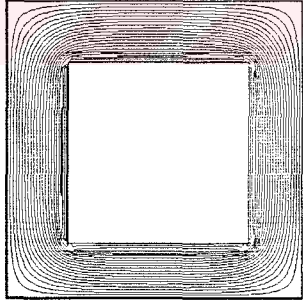
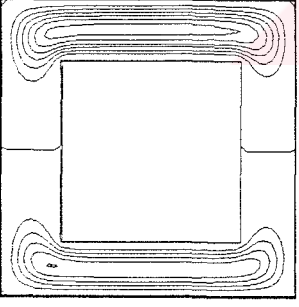
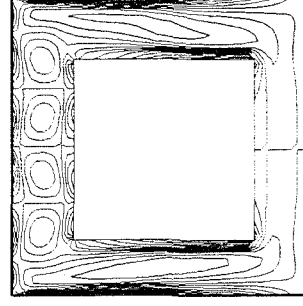
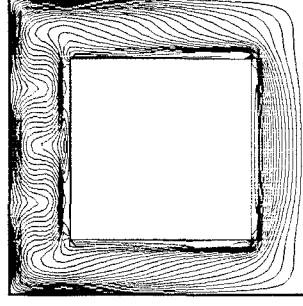
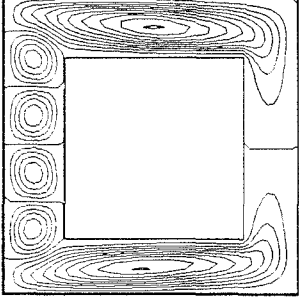




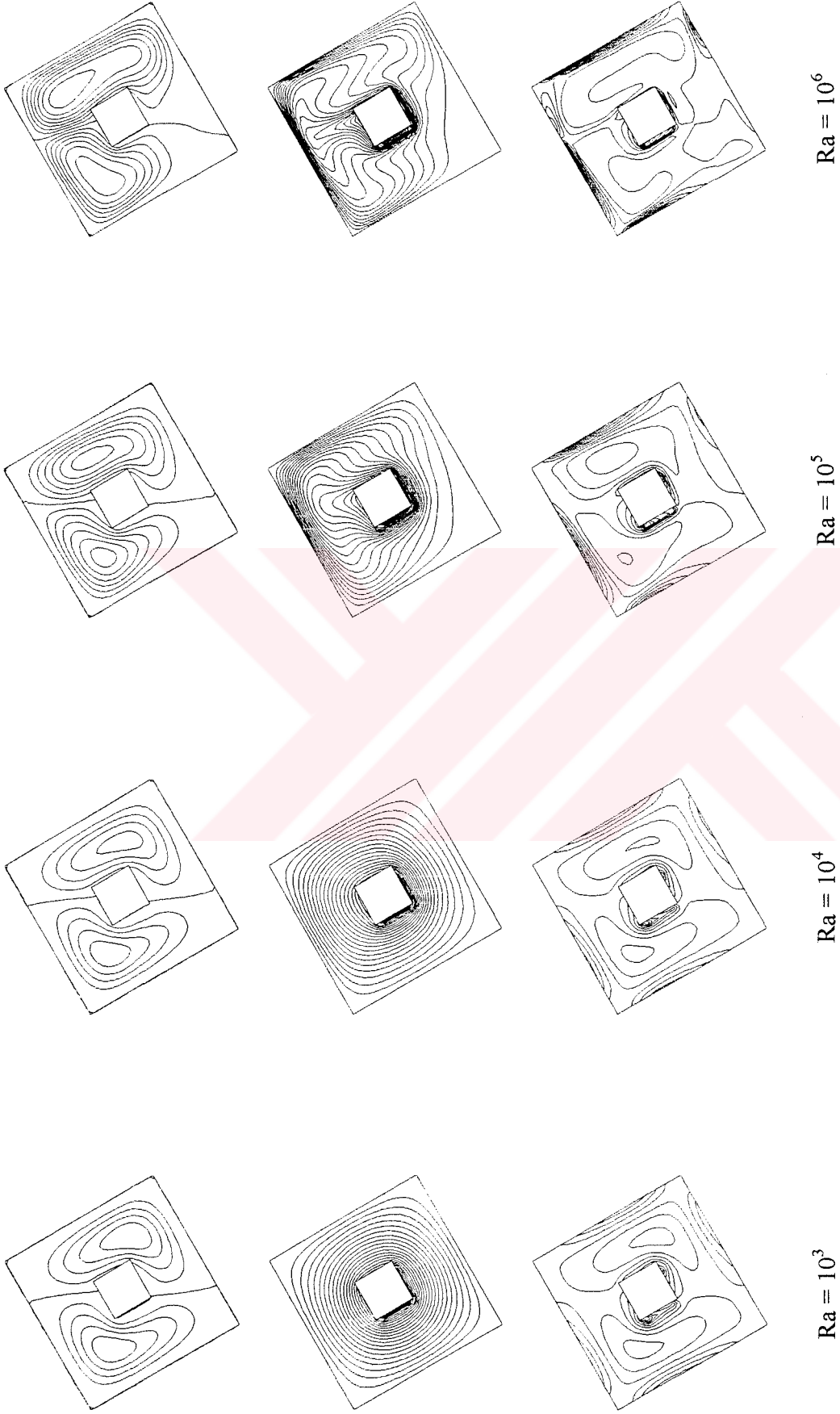
Şekil 9. $\phi = 0^0$ ve $L^* = 1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri

 $Ra = 10^6$ $Ra = 10^5$ $Ra = 10^4$ $Ra = 10^3$

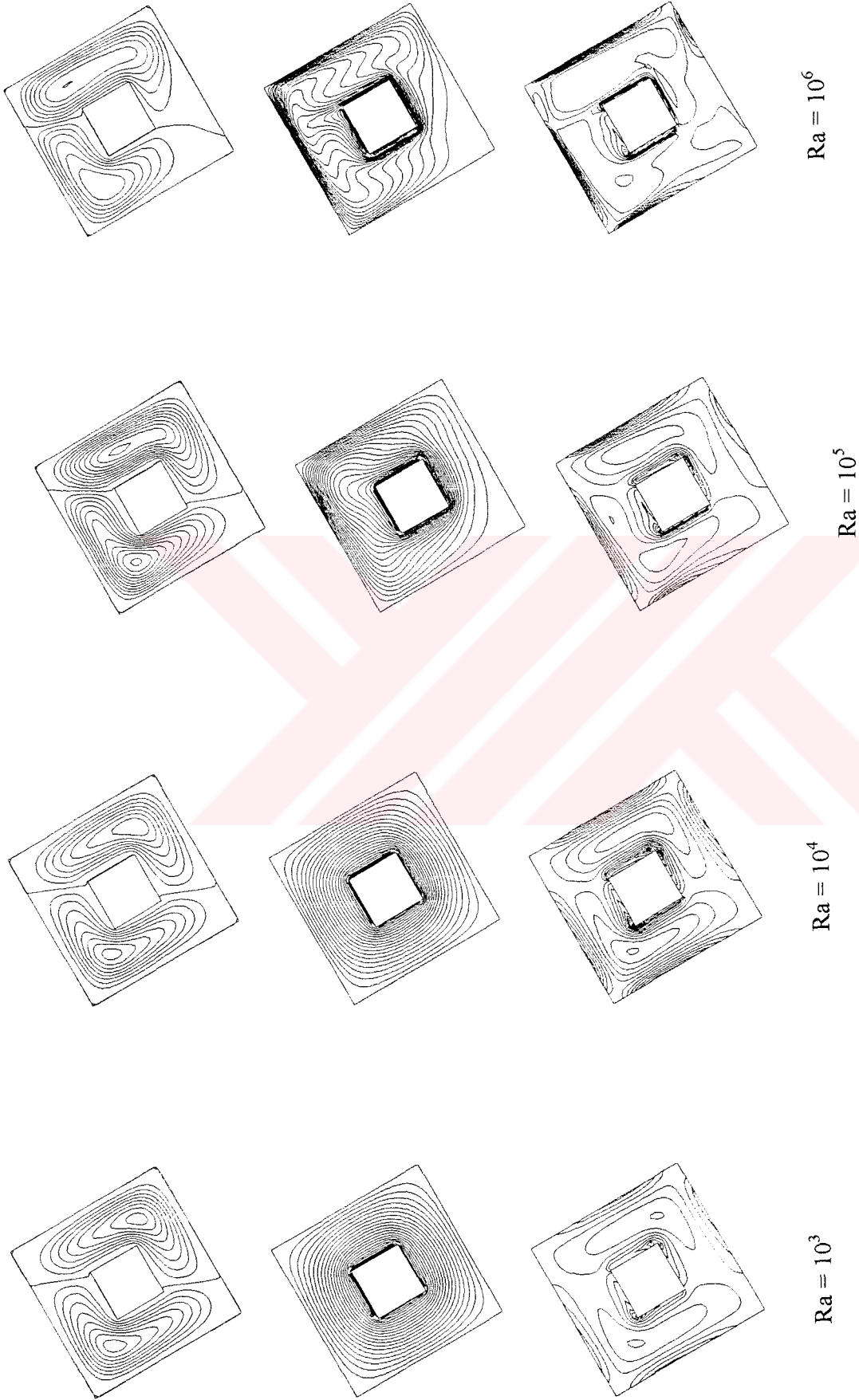
Şekil 10. $\phi = 0$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri


 $Ra = 10^3$

 $Ra = 10^4$

 $Ra = 10^5$

 $Ra = 10^6$

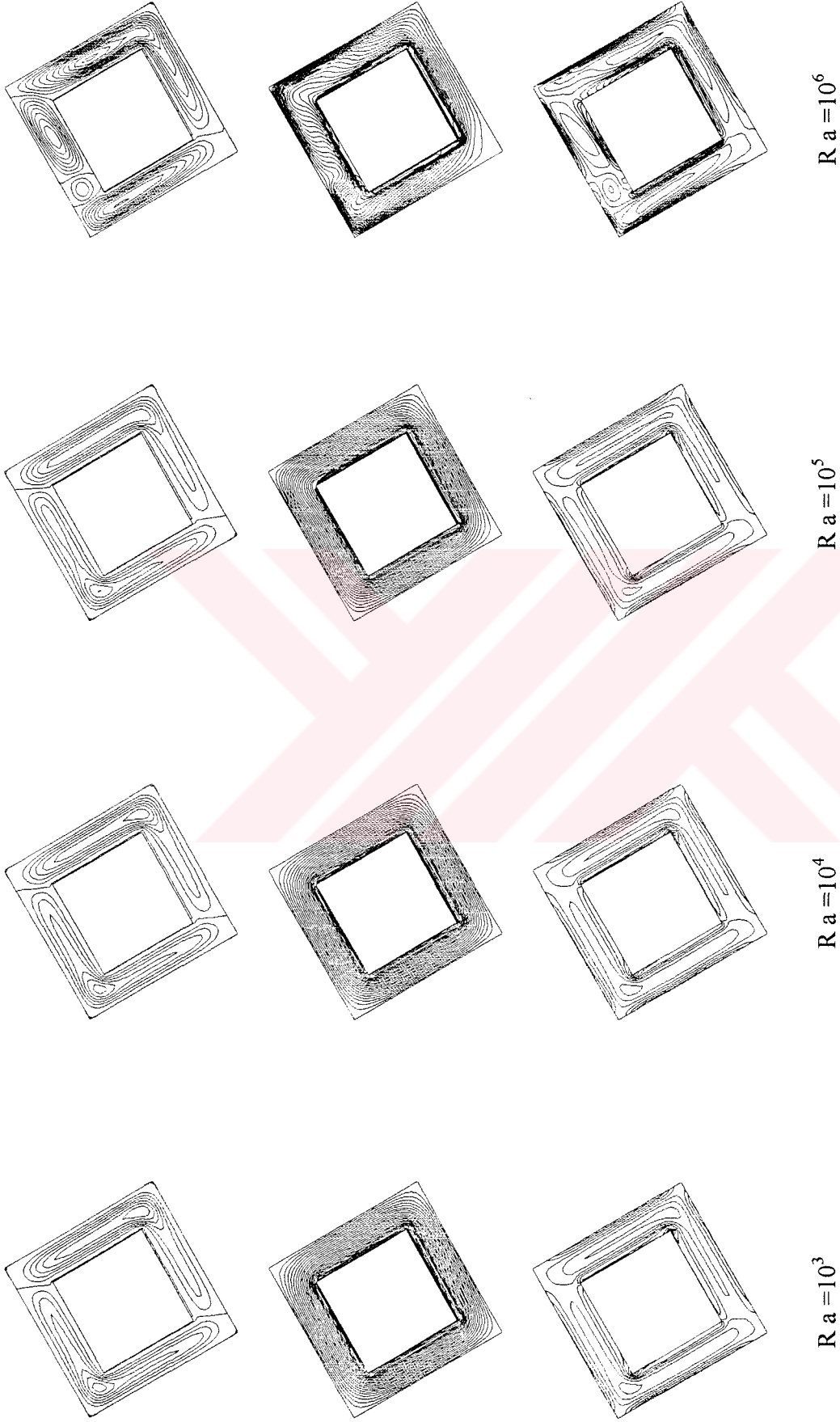
Şekil 11. $\phi = 0^0$ ve L^* için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



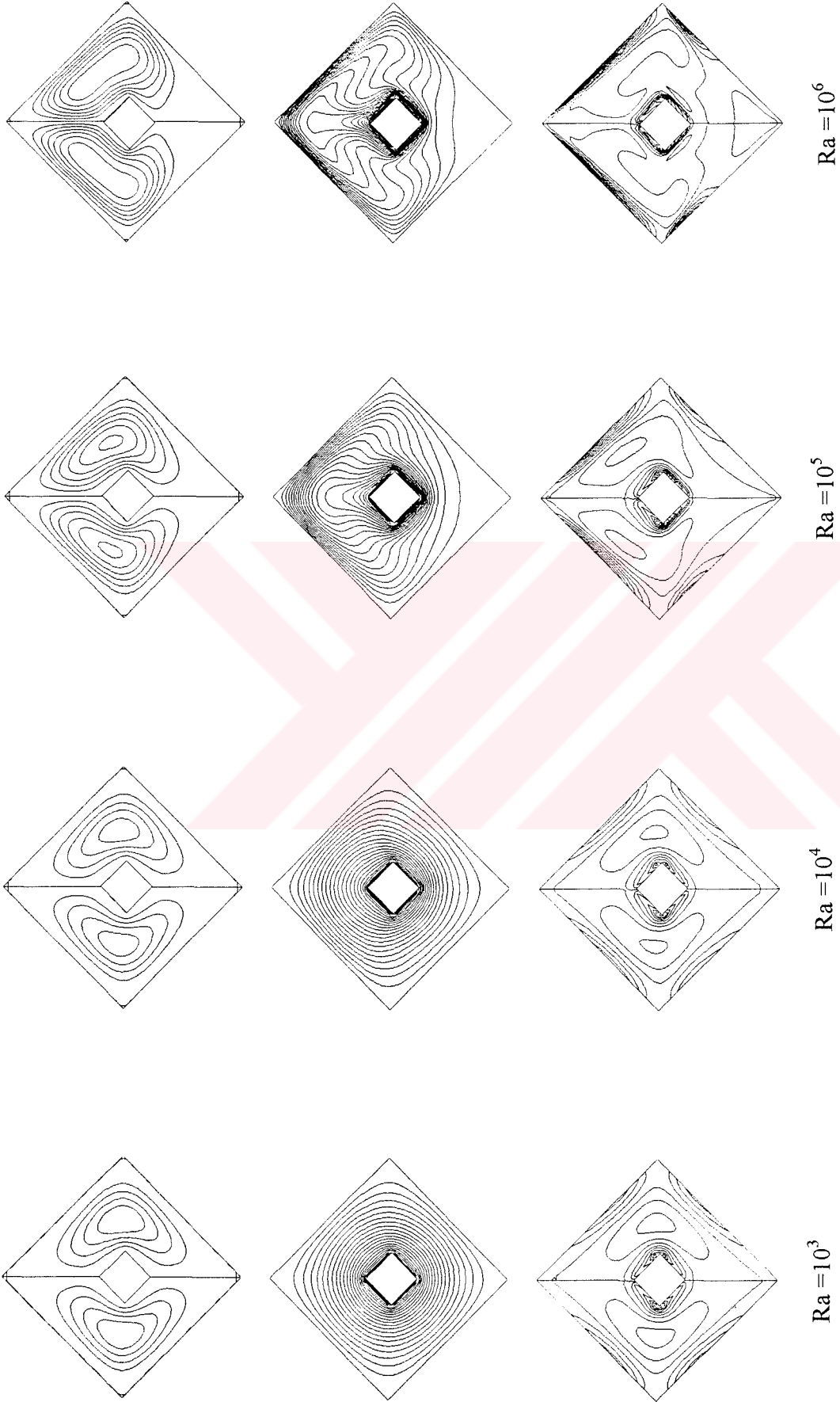
Şekil 12. $\phi = 30^\circ$ ve $L^* = 1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



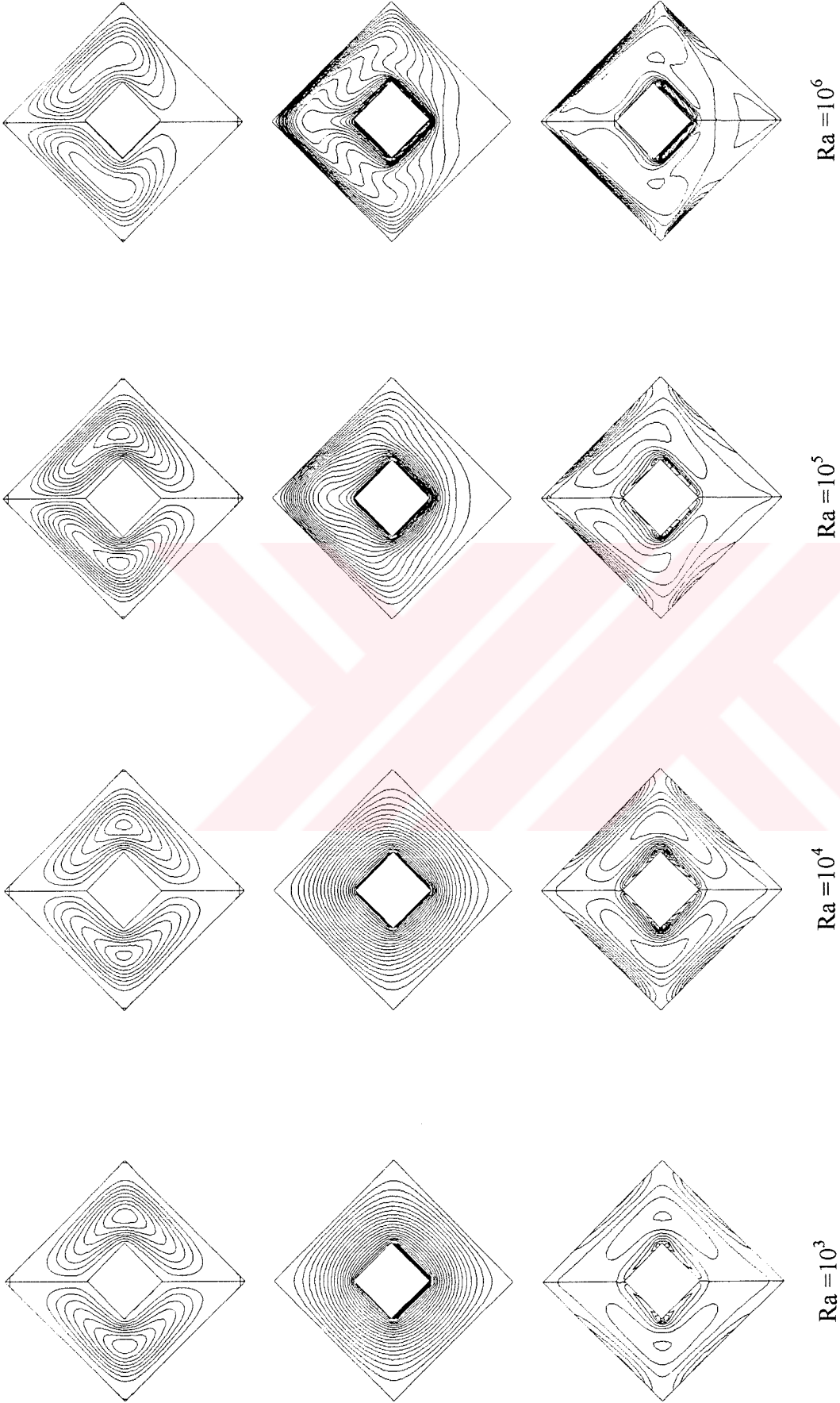
Şekil 13. $\phi = 30^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



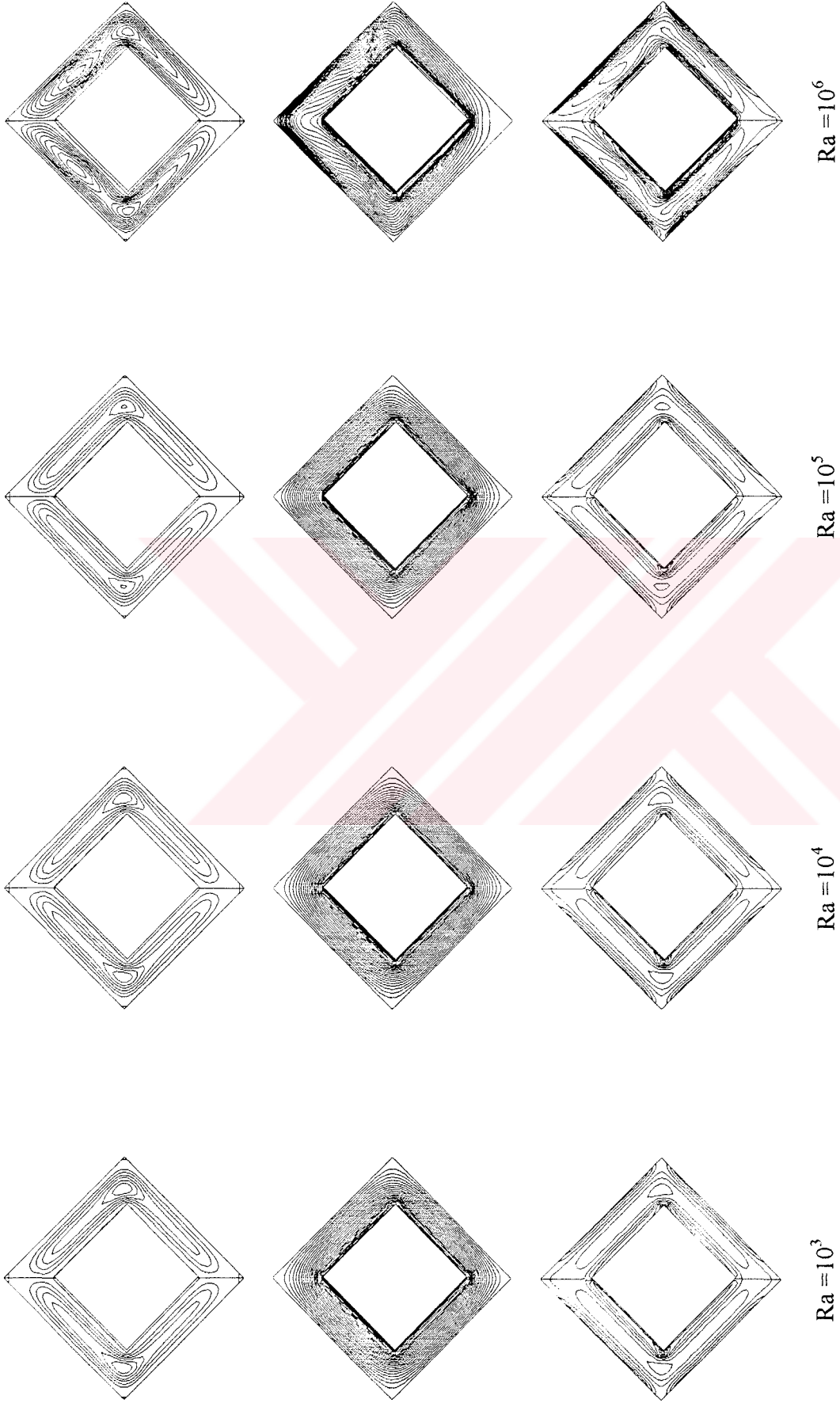
Şekil 14. $\phi = 30^\circ$ ve $L^* = 3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



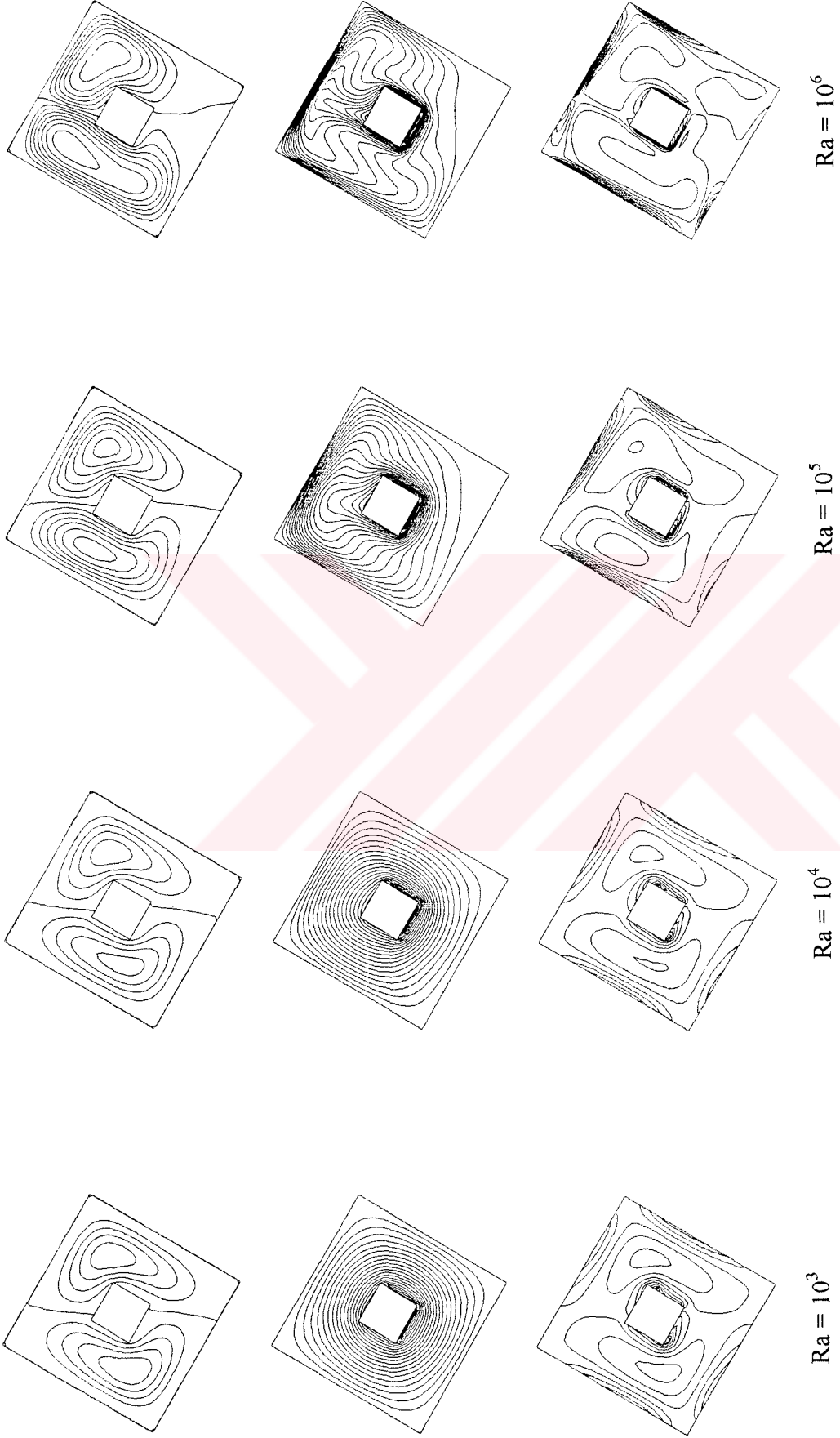
Şekil 15. $\phi = 45^\circ$ ve $L^* = 1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



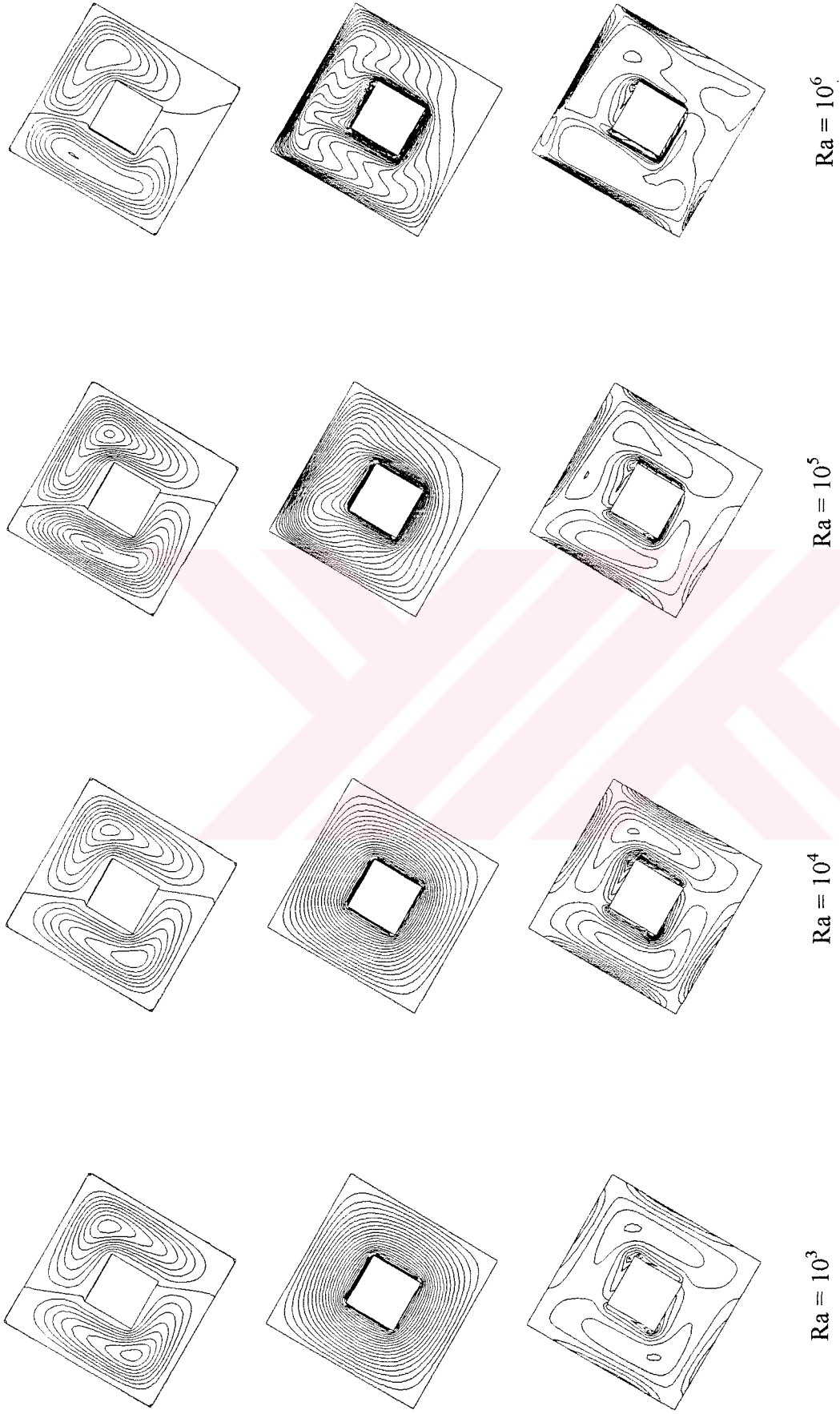
Şekil 16. $\phi = 45^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



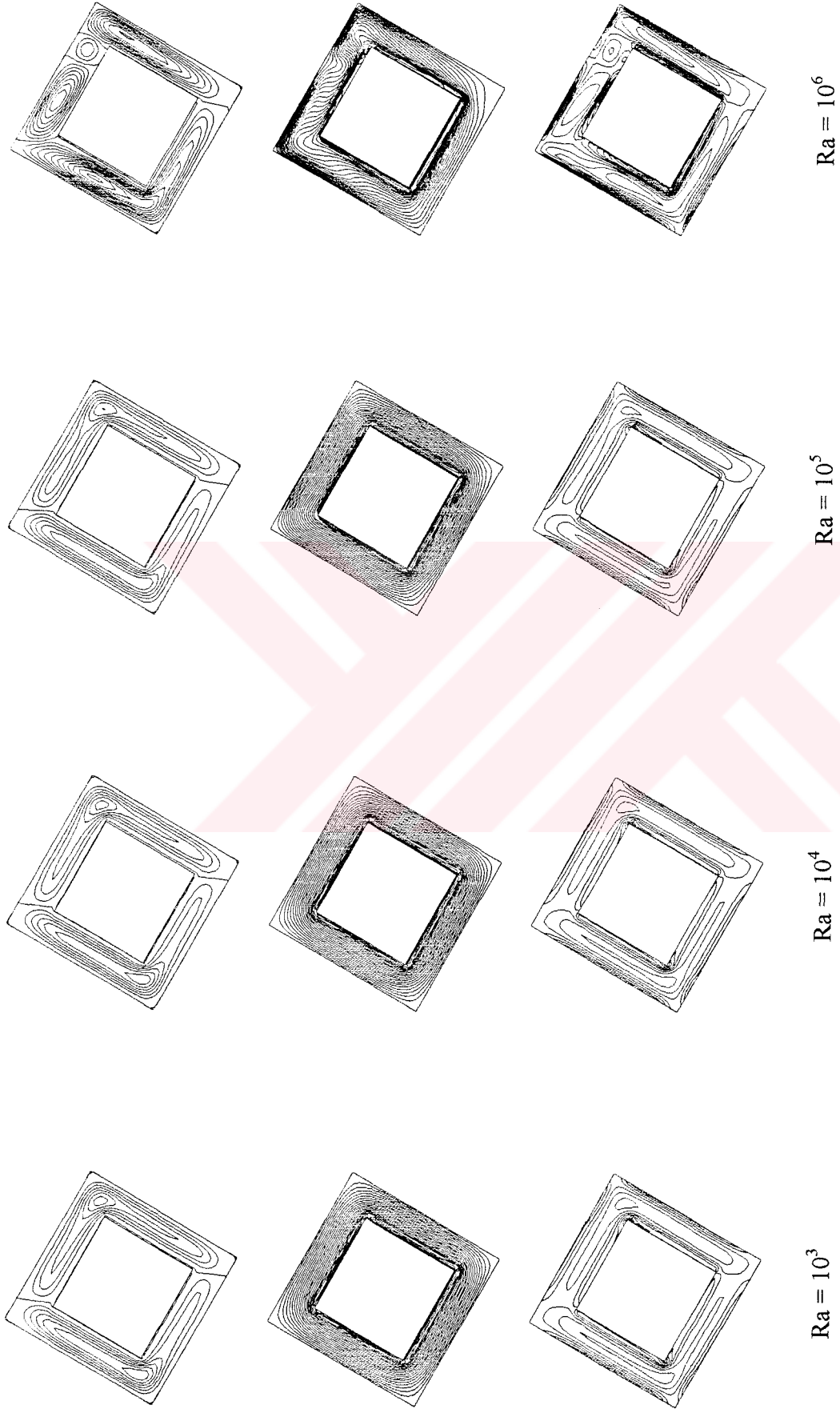
Şekil 17. $\varphi = 45^\circ$ ve $L^* = 3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



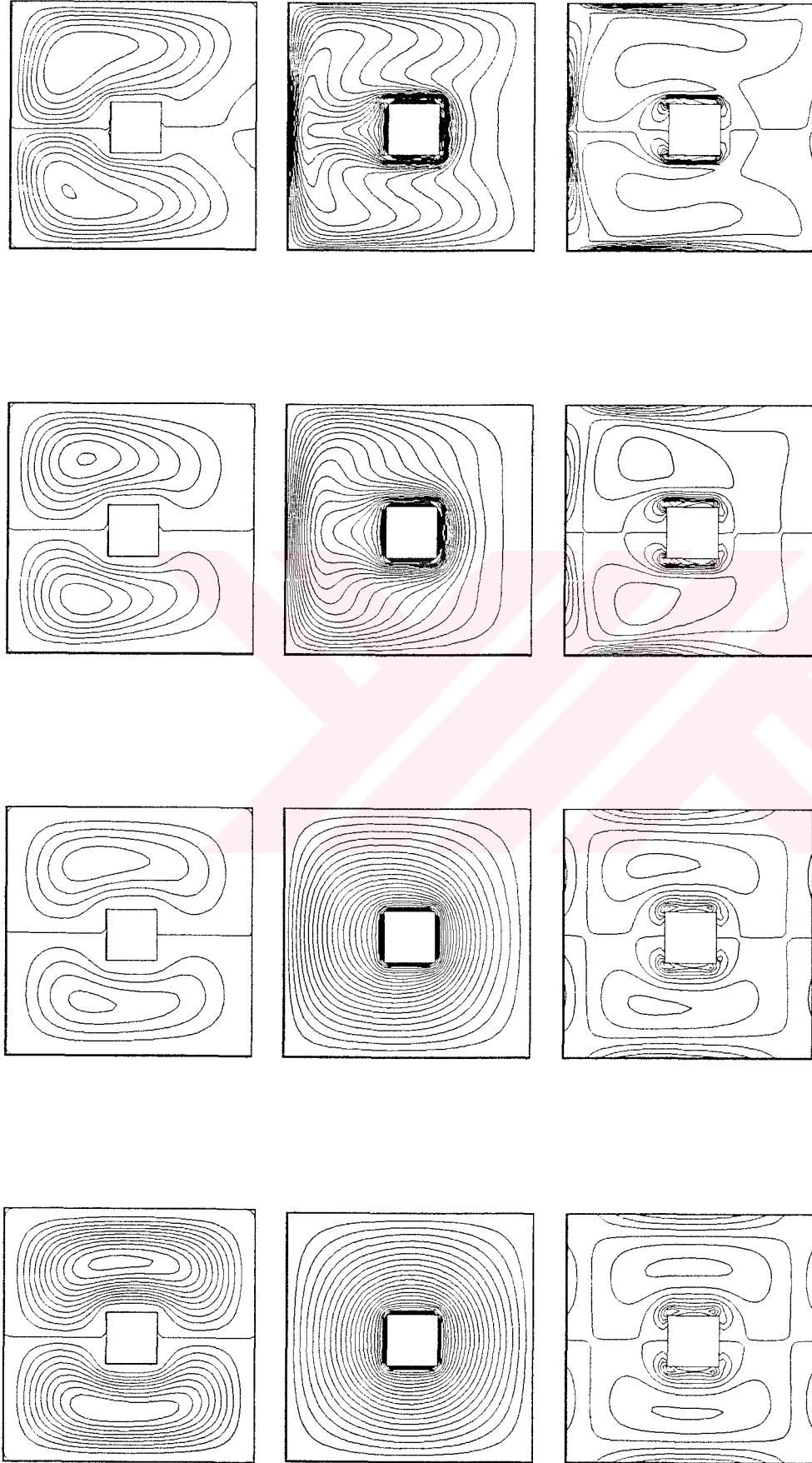
Şekil 18. $\phi = 60^\circ$ ve $L^* = 1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık girdap eğrileri



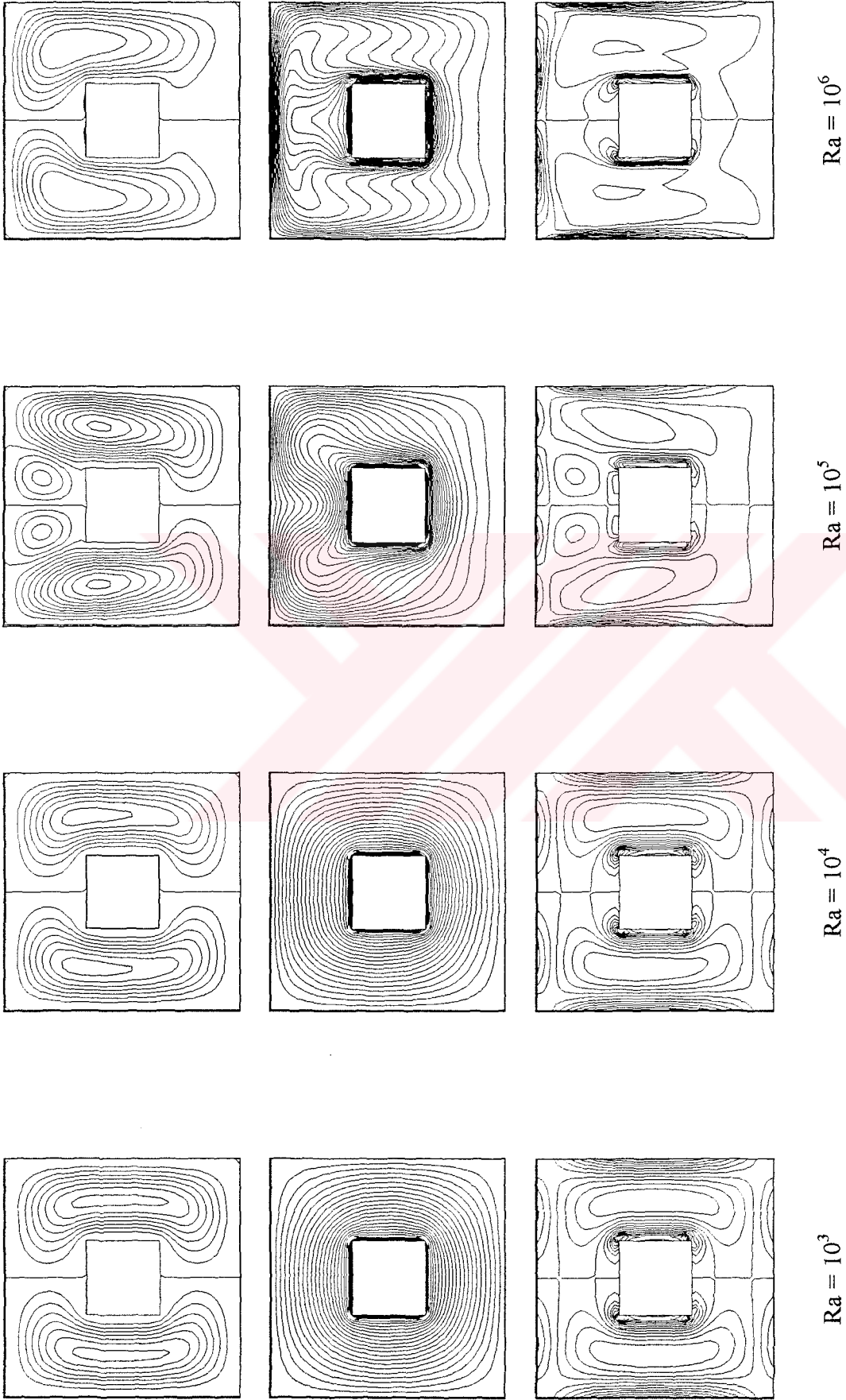
Şekil 19. $\phi = 60^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık girdap eğrileri



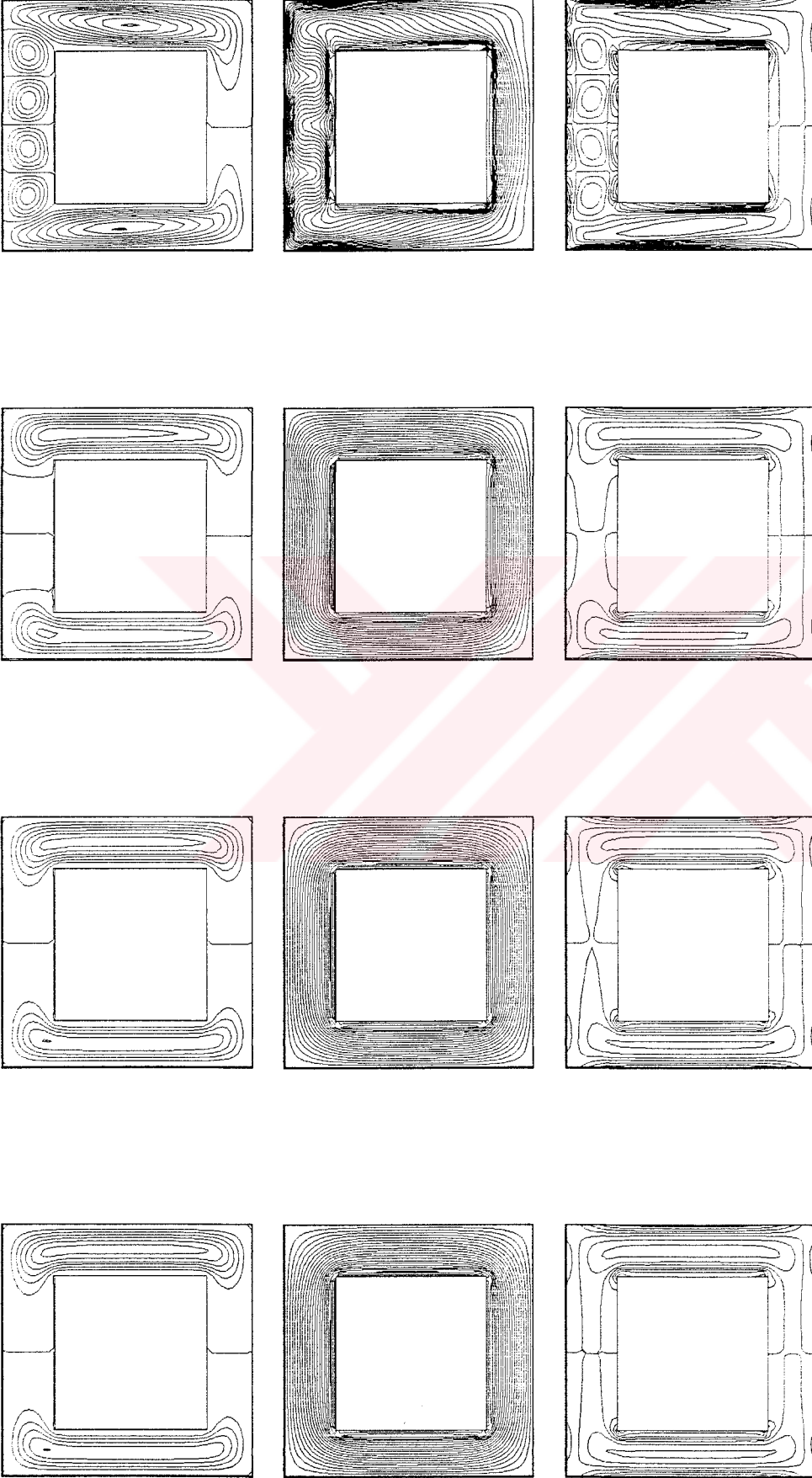
Şekil 20. $\phi = 60^\circ$ ve $L^* = 3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık girdap eğrileri

 $Ra = 10^6$ $Ra = 10^5$ $Ra = 10^4$ $Ra = 10^3$

Şekil 21. $\varphi = 90^\circ$ ve $L^* = 1/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri

 $Ra = 10^6$ $Ra = 10^5$ $Ra = 10^4$ $Ra = 10^3$

Şekil 22. $\phi = 90^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



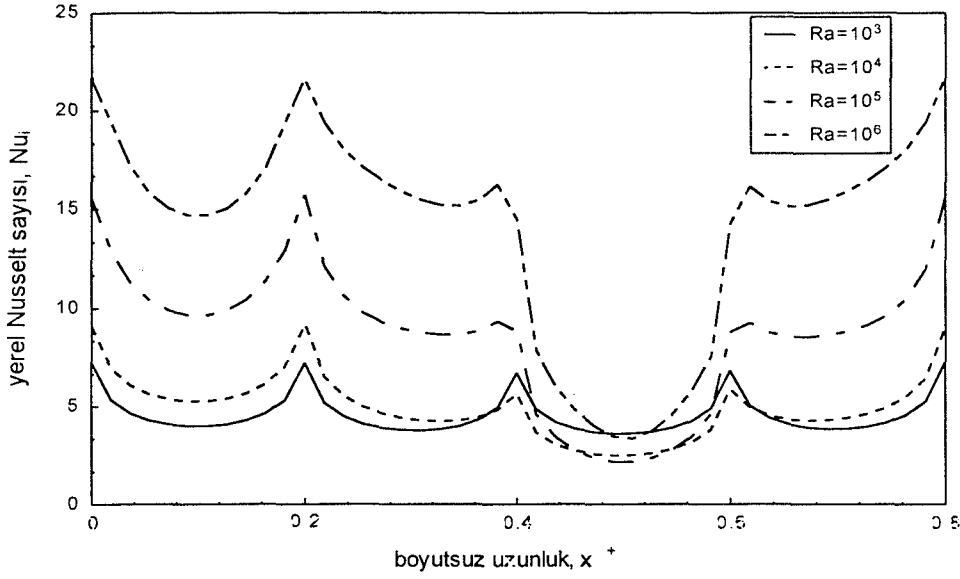
$Ra = 10^3$

$Ra = 10^4$

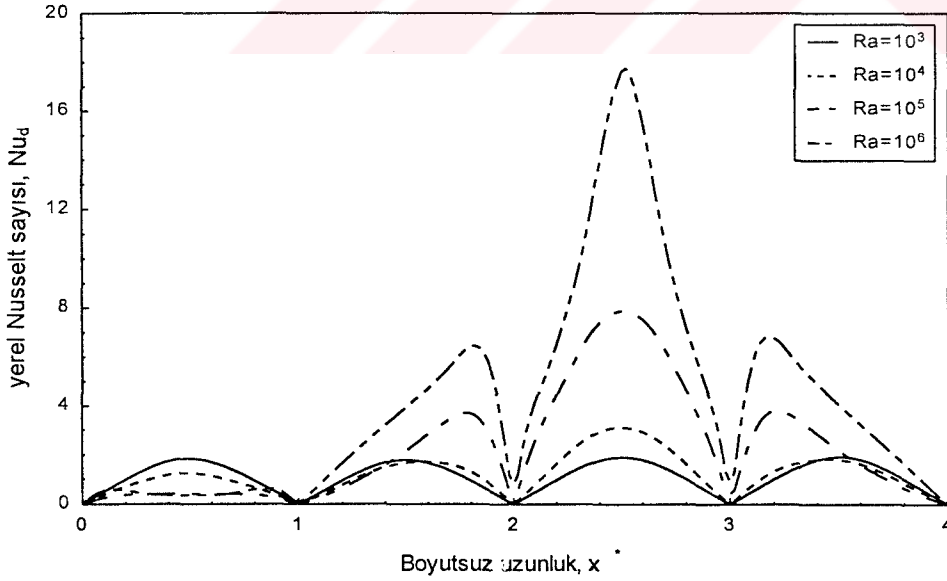
$Ra = 10^5$

$Ra = 10^6$

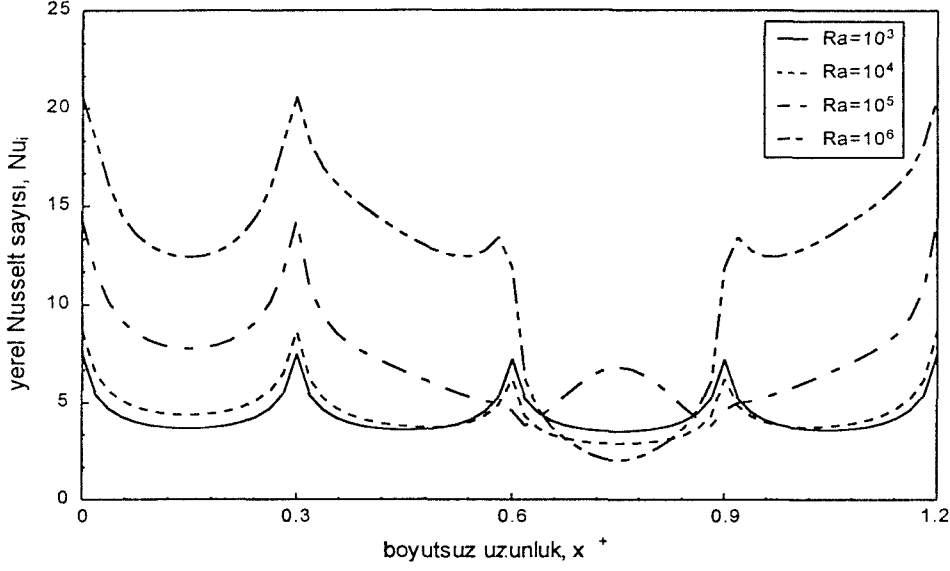
Şekil 23. $\phi = 90^\circ$ ve $L^* = 3/5$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



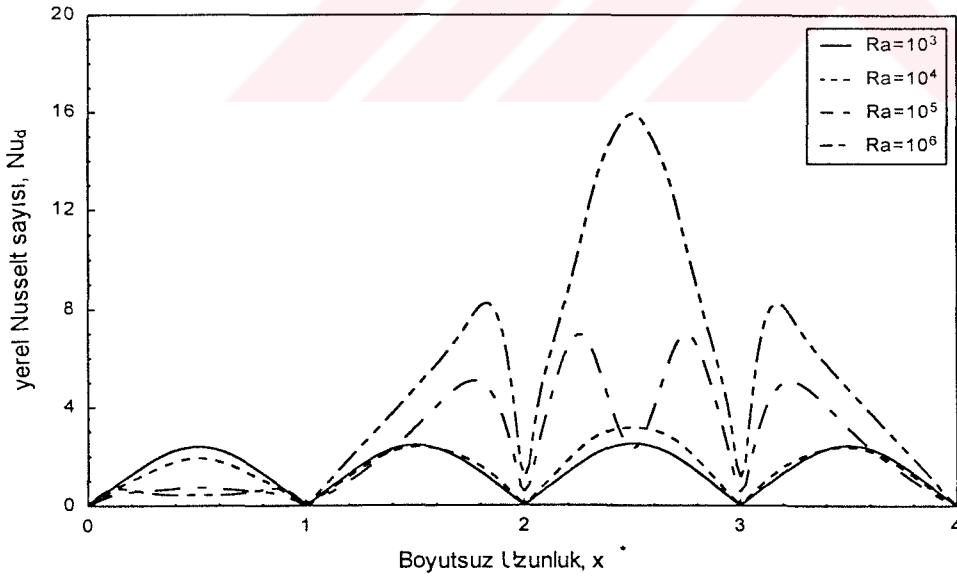
Şekil 24. $\varphi=0^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



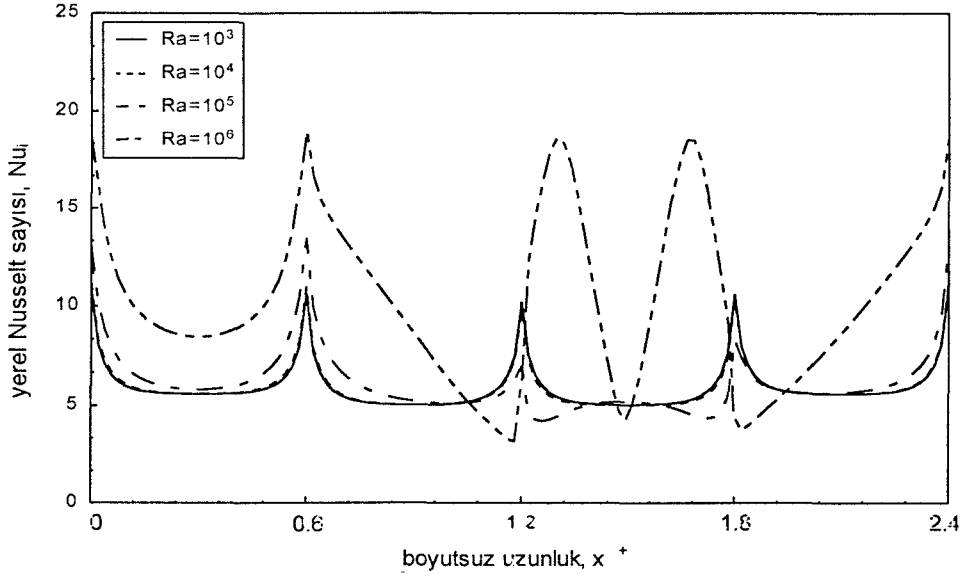
Şekil 25. $\varphi=0^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



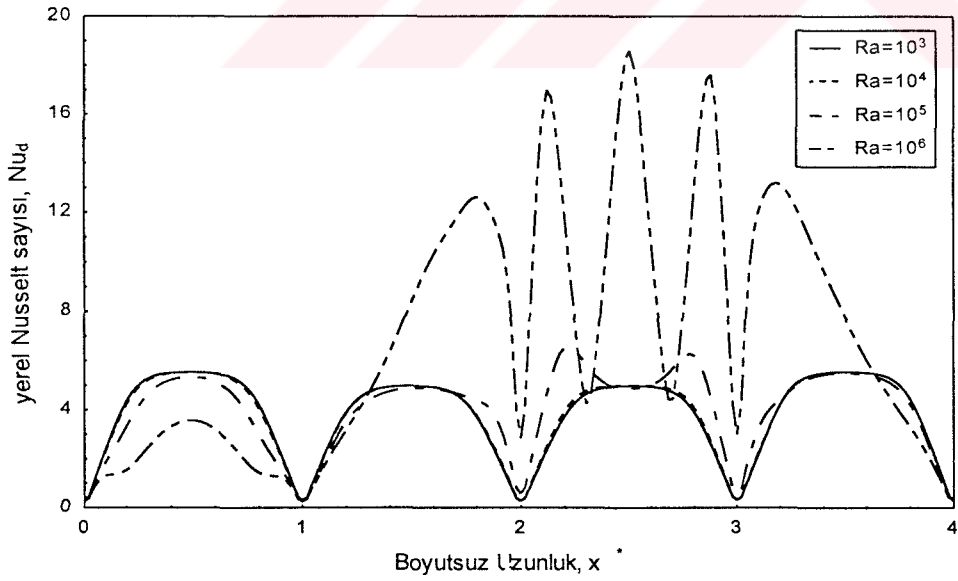
Şekil 26. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



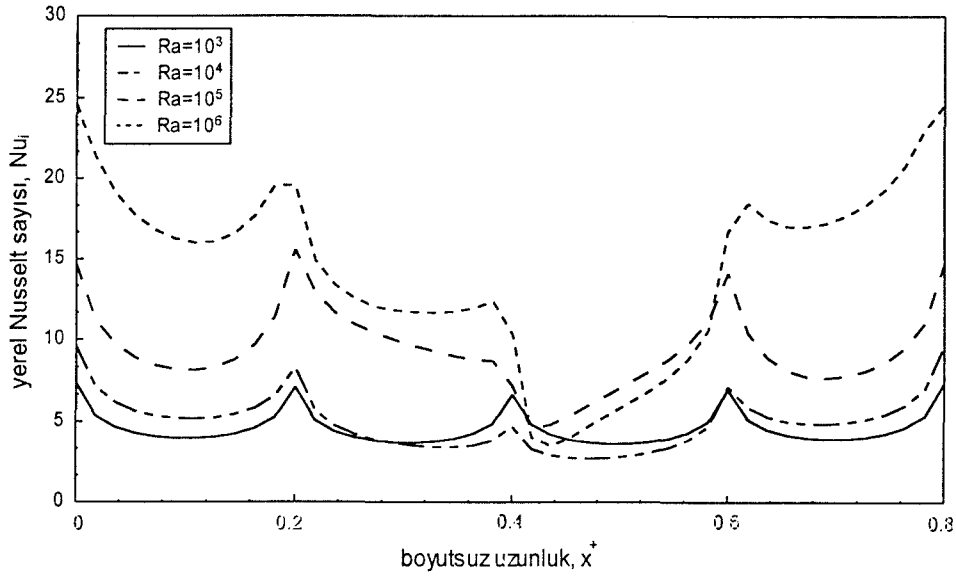
Şekil 27. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



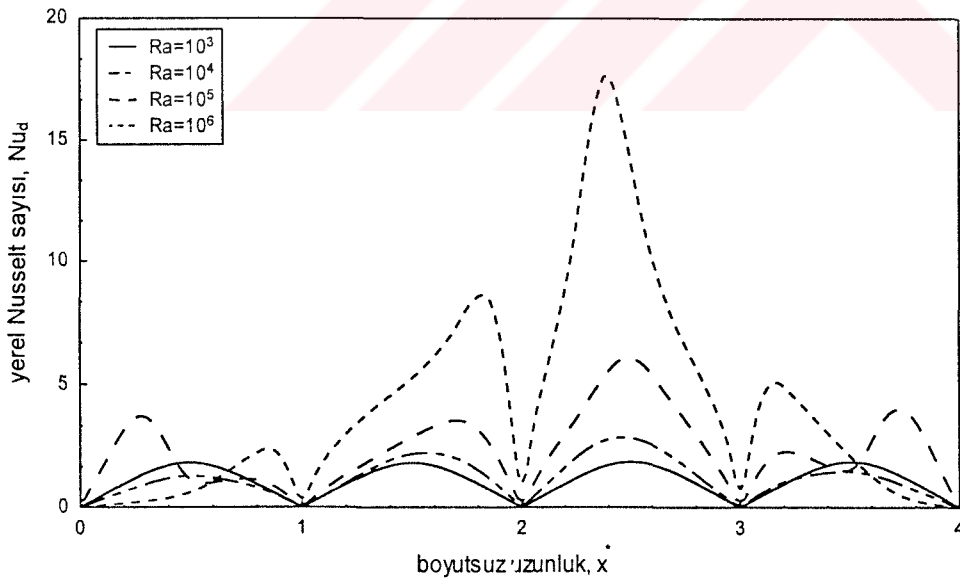
Şekil 28. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



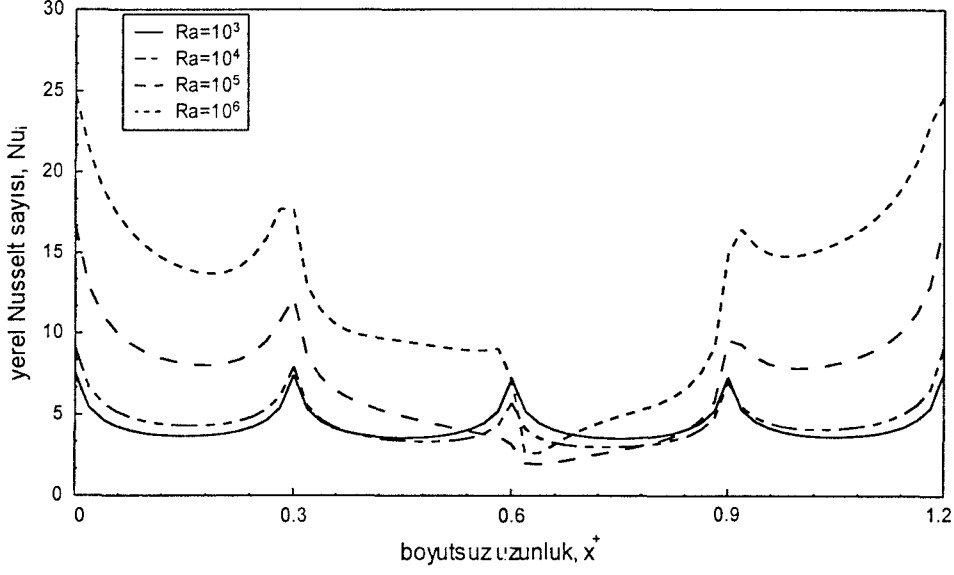
Şekil 29. $\varphi=0^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



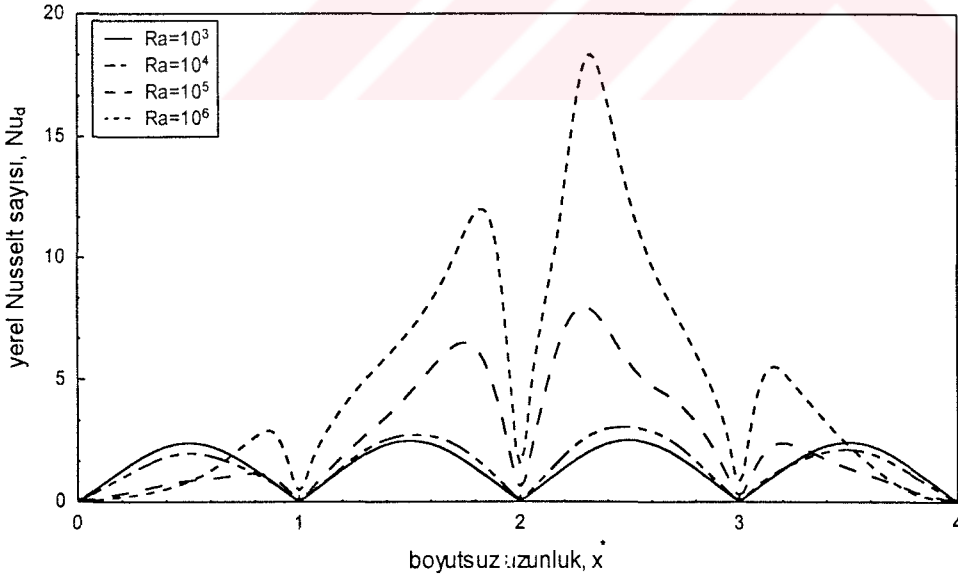
Şekil 30. $\phi=30^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



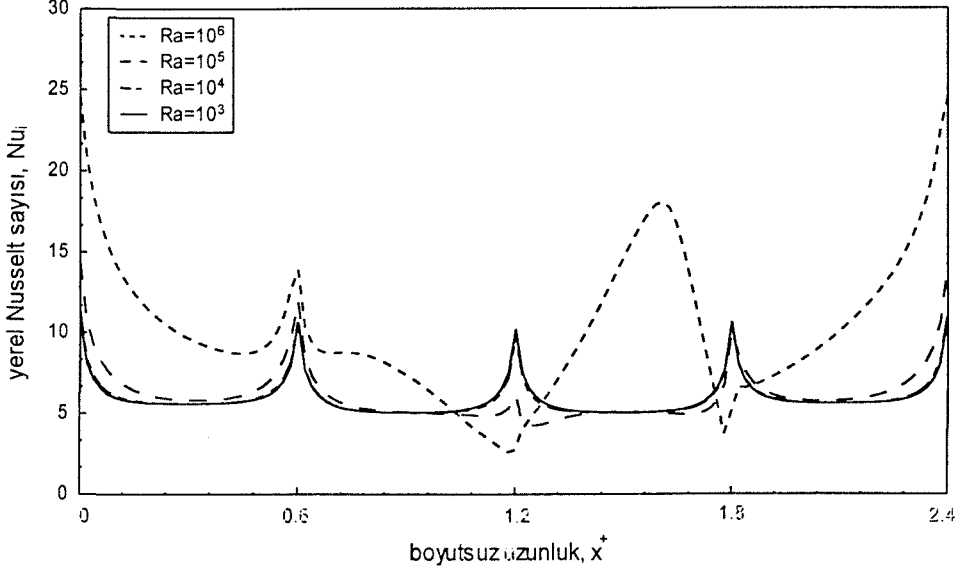
Şekil 31. $\phi=30^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



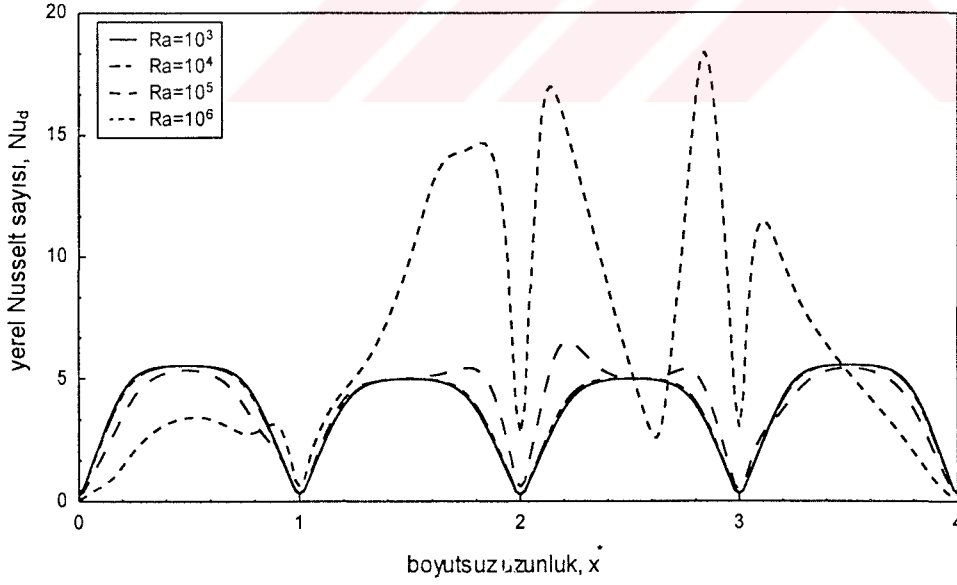
Şekil 32. $\phi=30^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



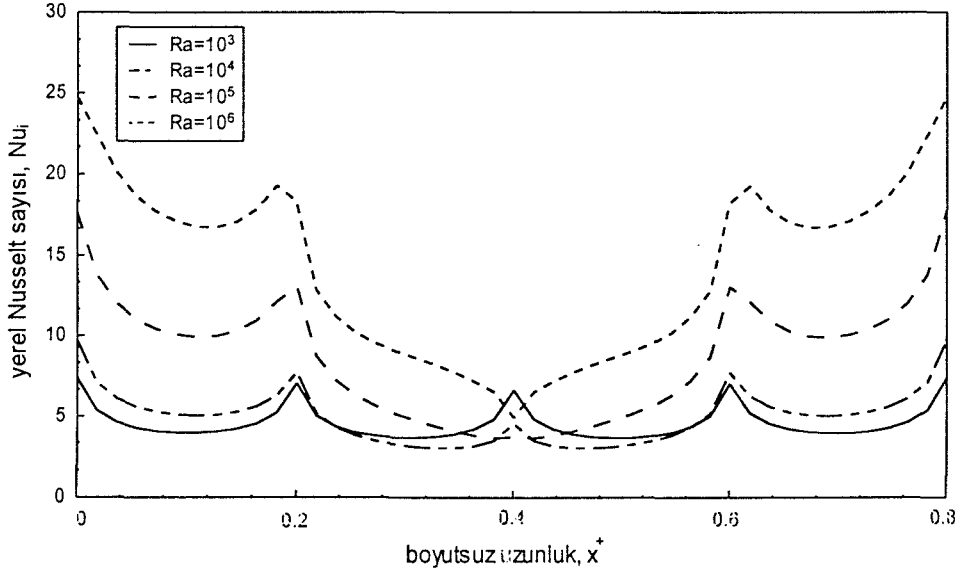
Şekil 33. $\phi=30^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



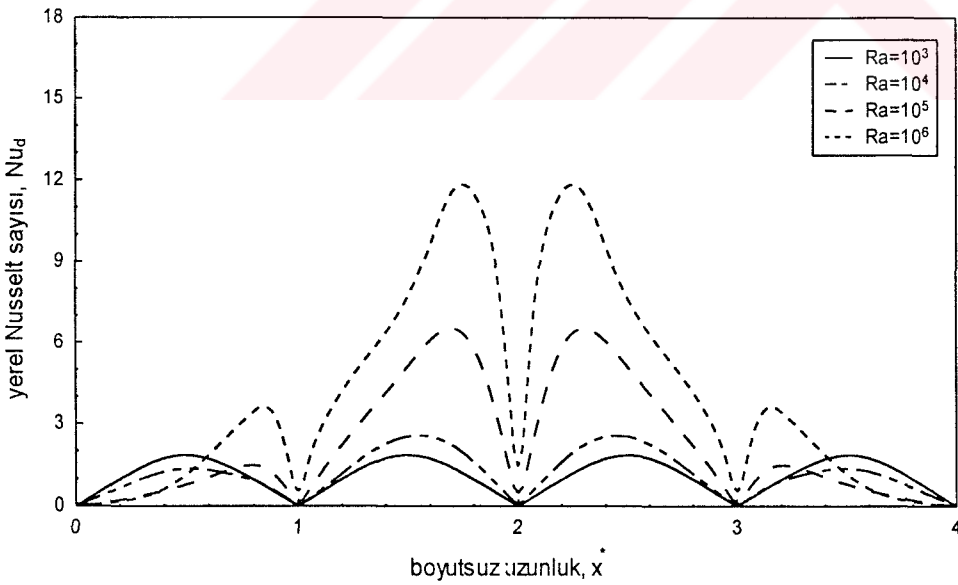
Şekil 34. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



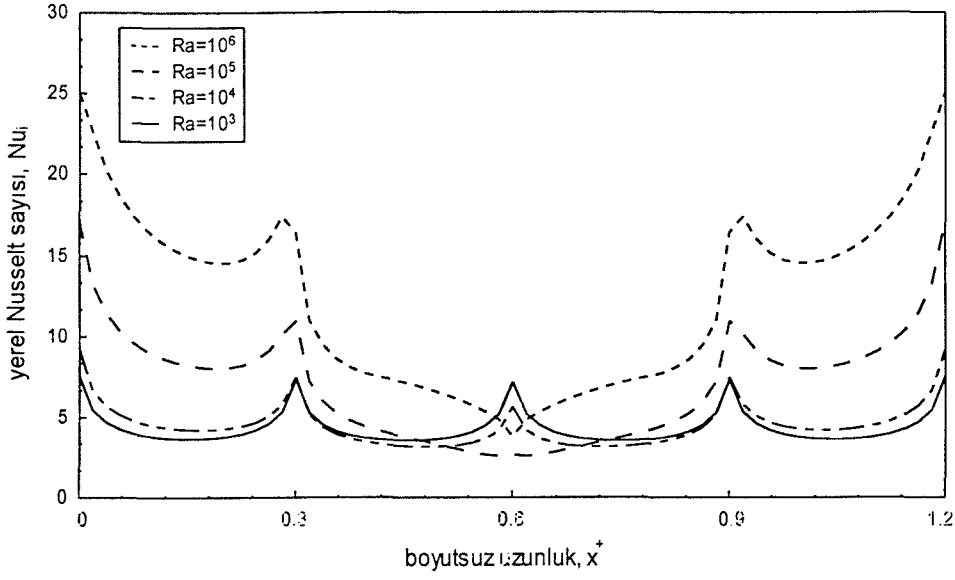
Şekil 35. $\varphi=30^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



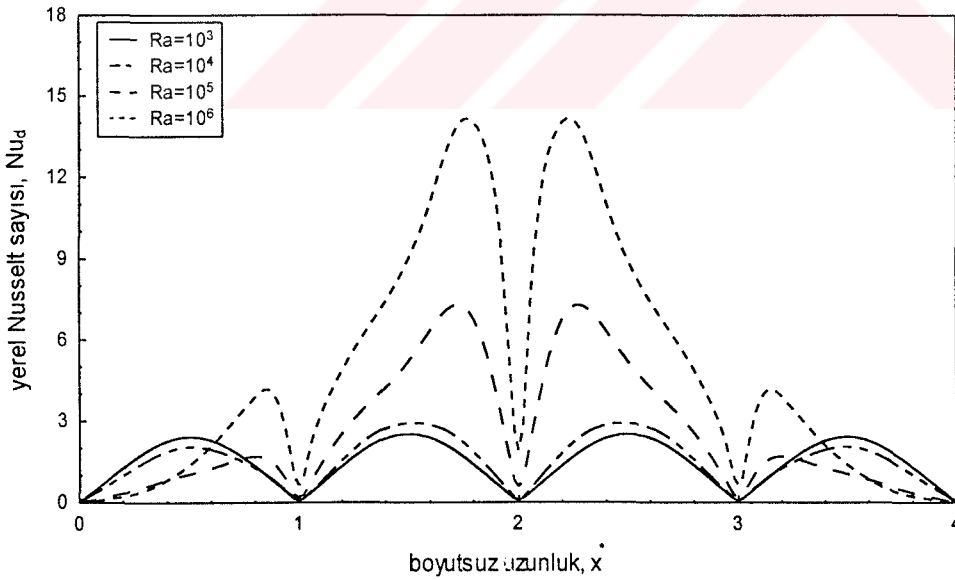
Şekil 36. $\phi=45^\circ$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



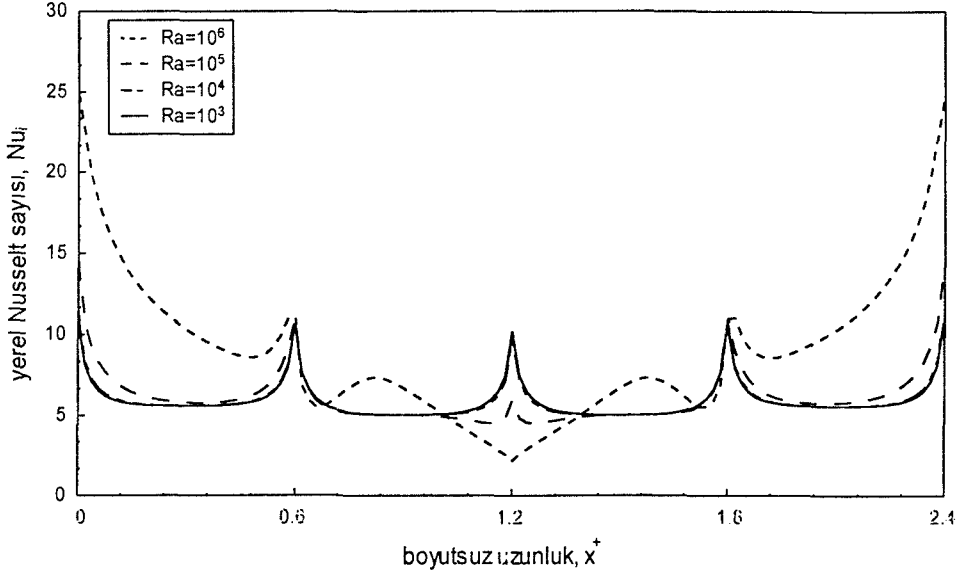
Şekil 37. $\phi=45^\circ$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



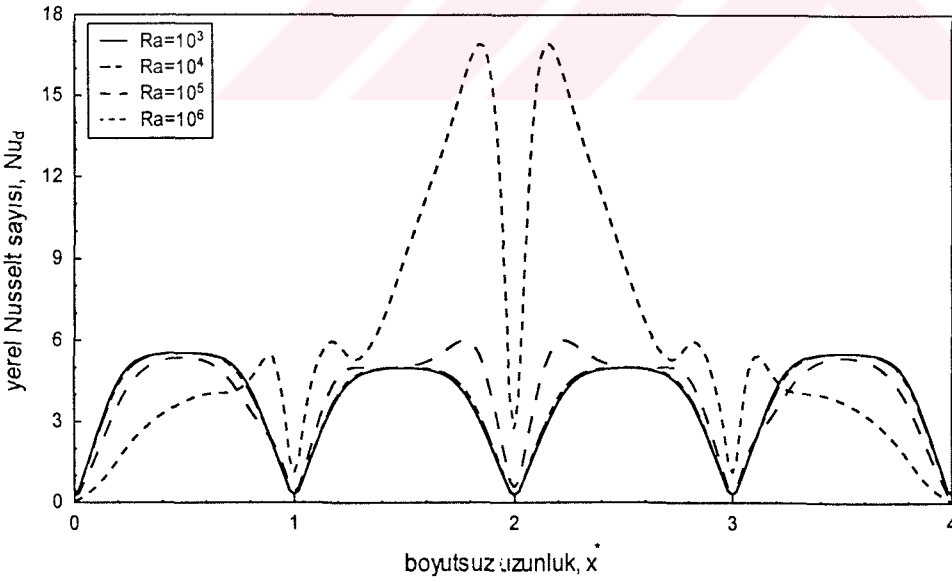
Şekil 38. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



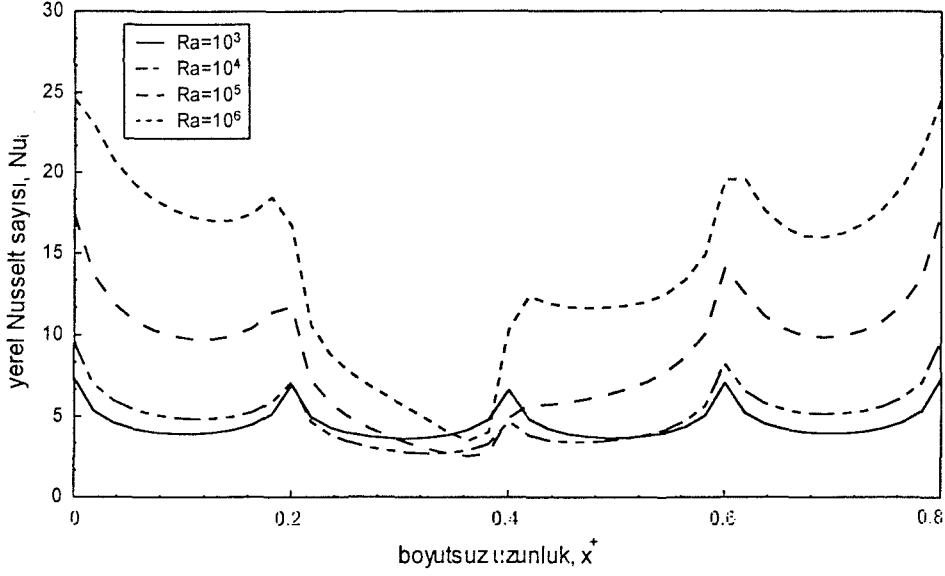
Şekil 39. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



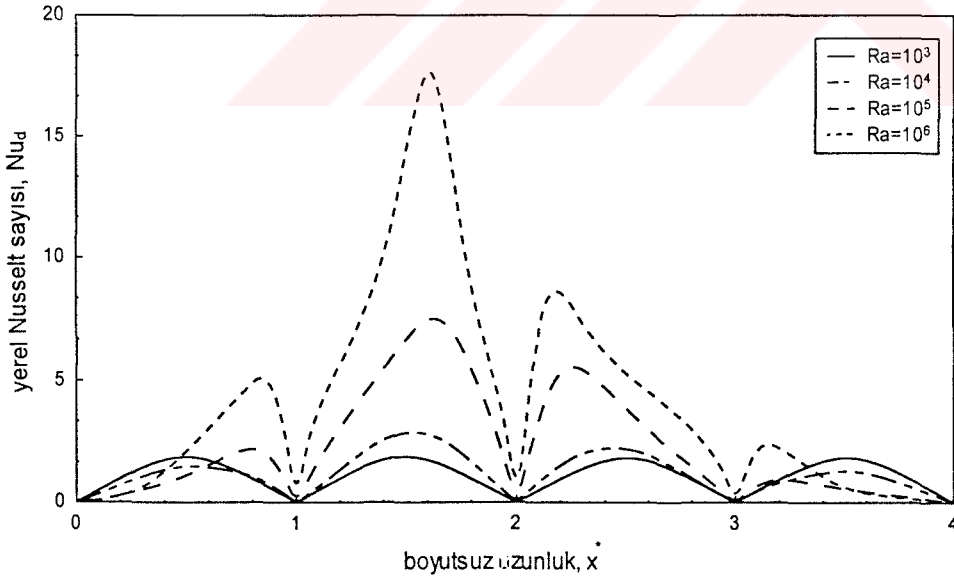
Şekil 40. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



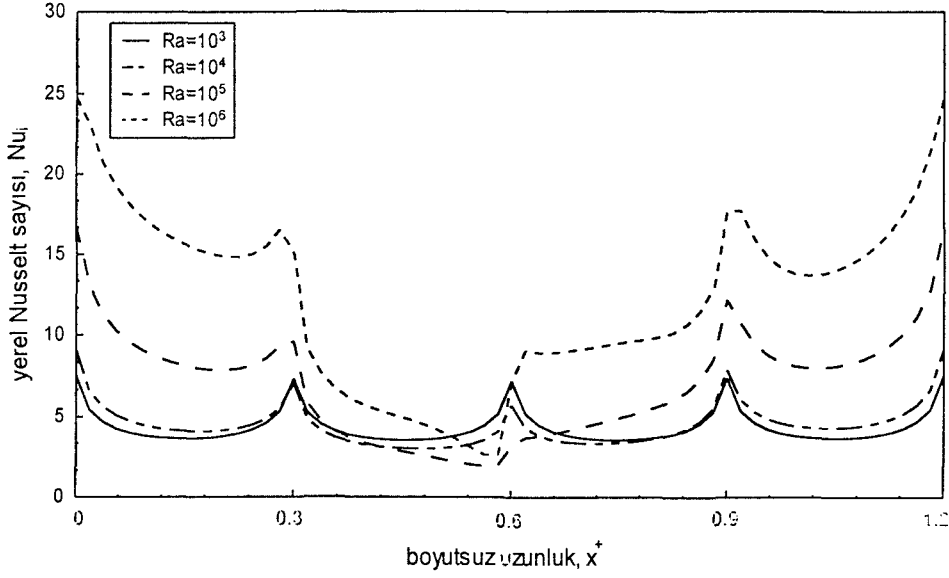
Şekil 41. $\varphi=45^0$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



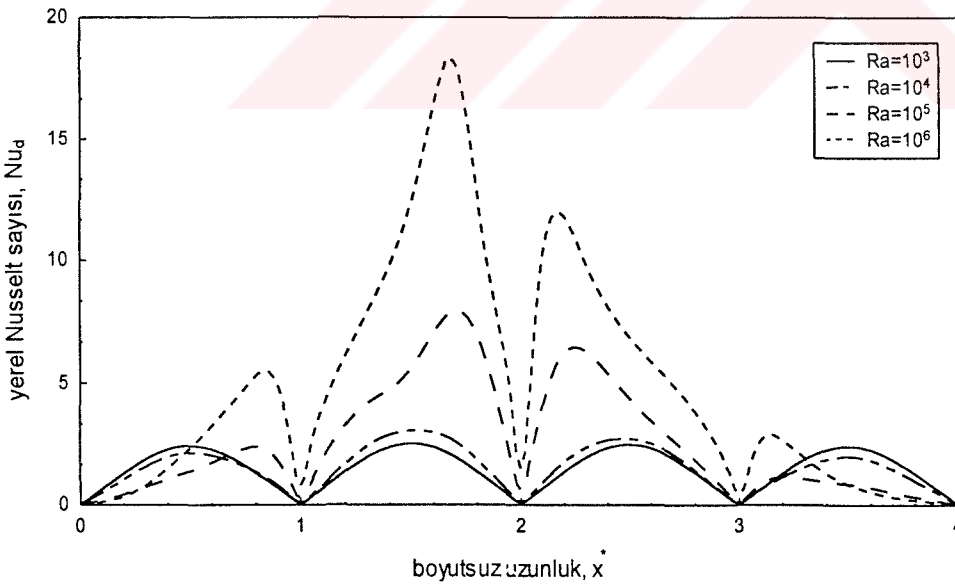
Şekil 42. $\phi=60^\circ$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



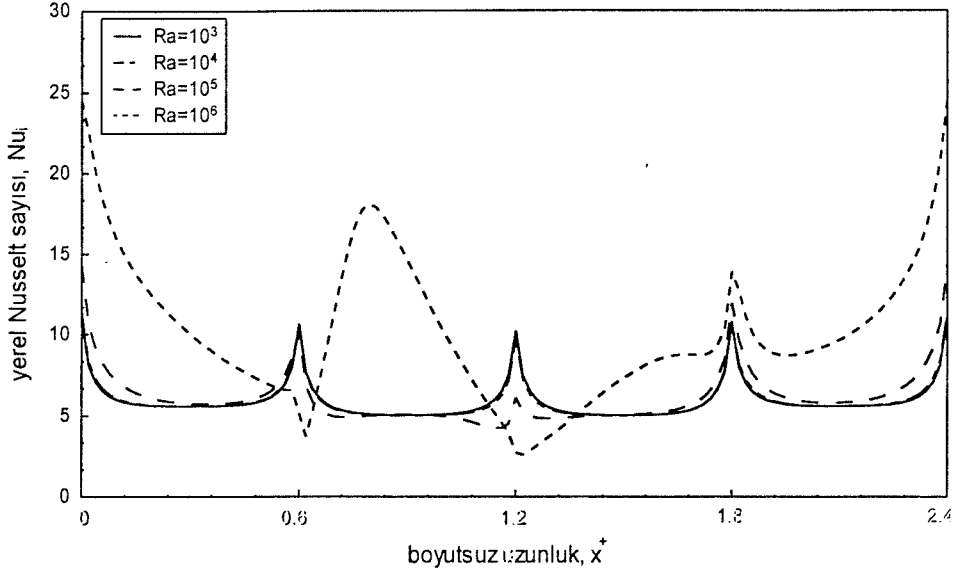
Şekil 43. $\phi=60^\circ$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



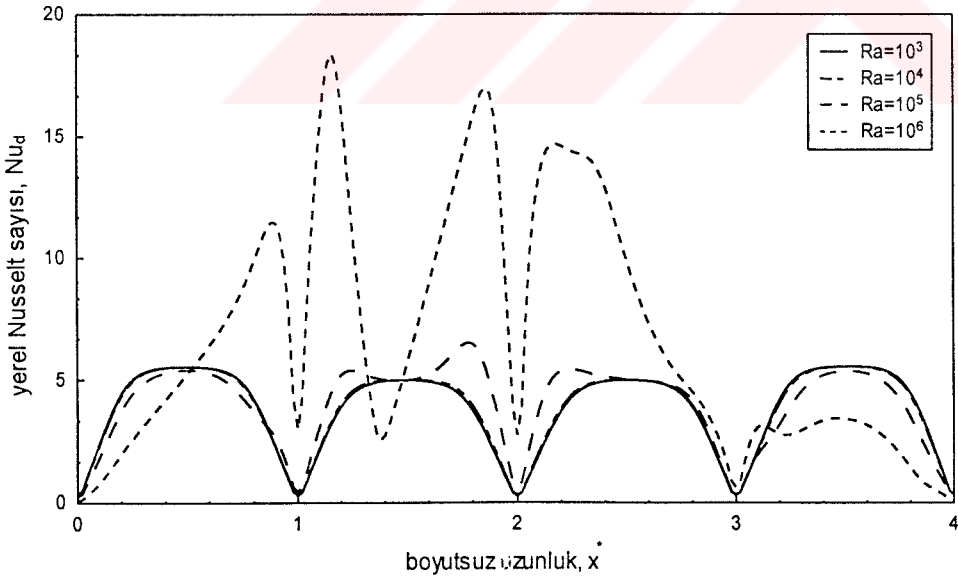
Şekil 44. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



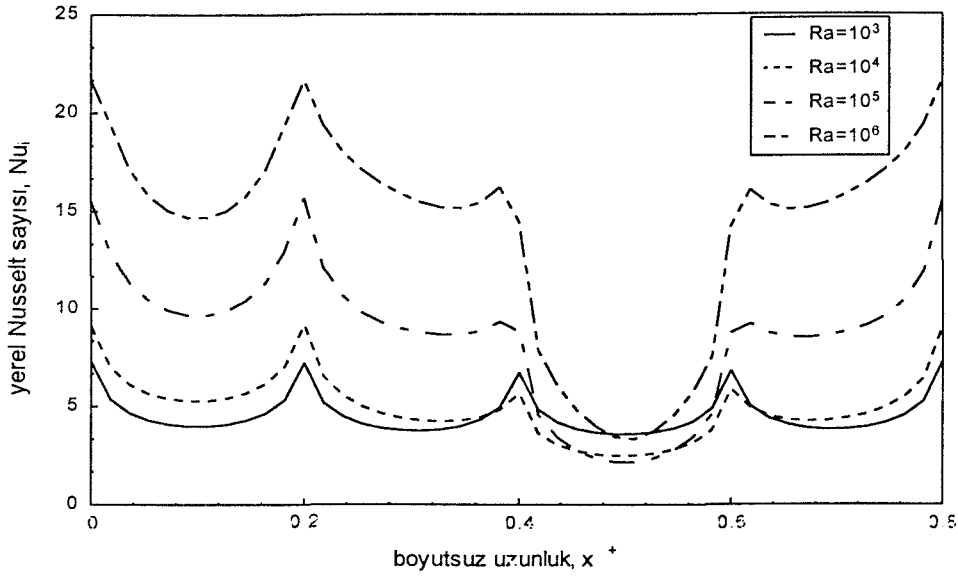
Şekil 45. $\varphi=60^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



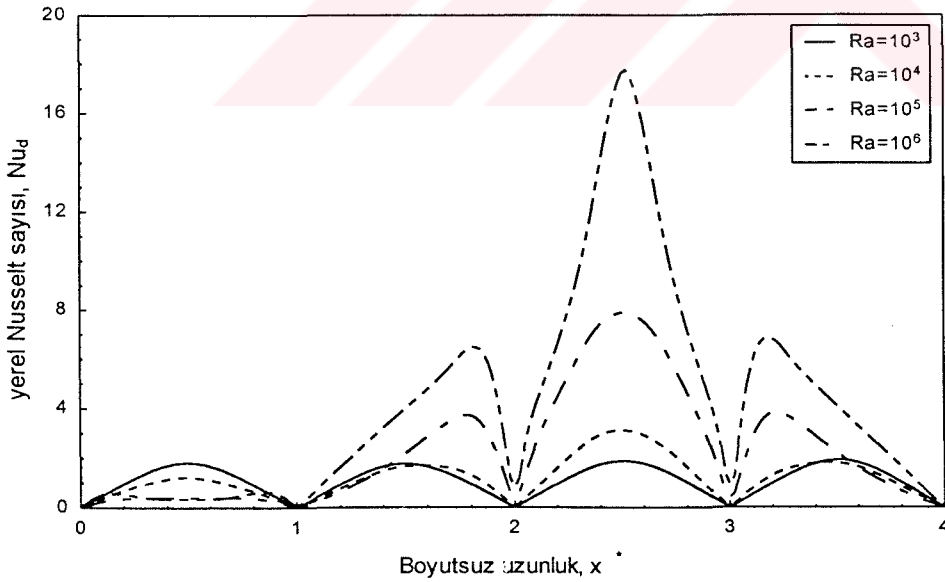
Şekil 46. $\phi=60^\circ$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



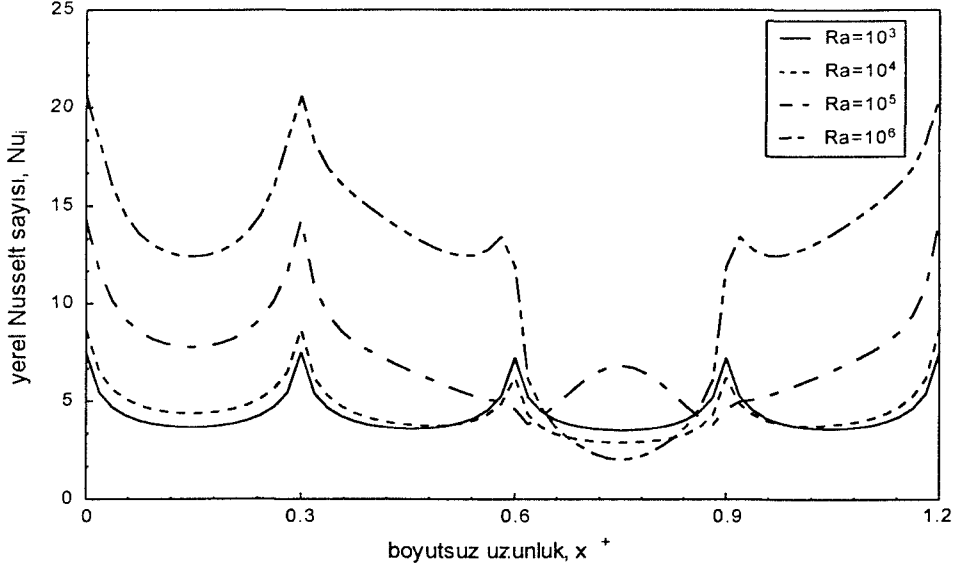
Şekil 47. $\phi=60^\circ$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



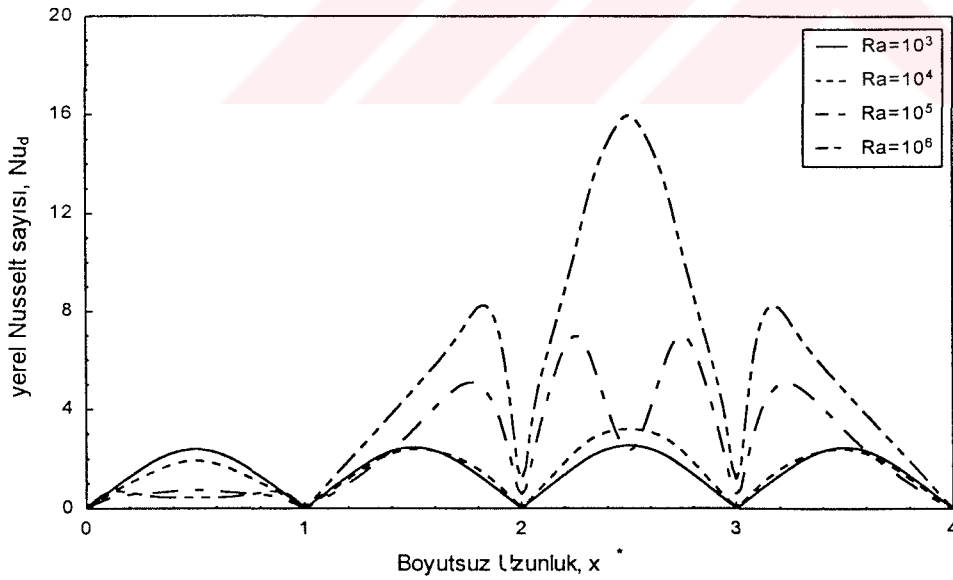
Şekil 48. $\varphi=90^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



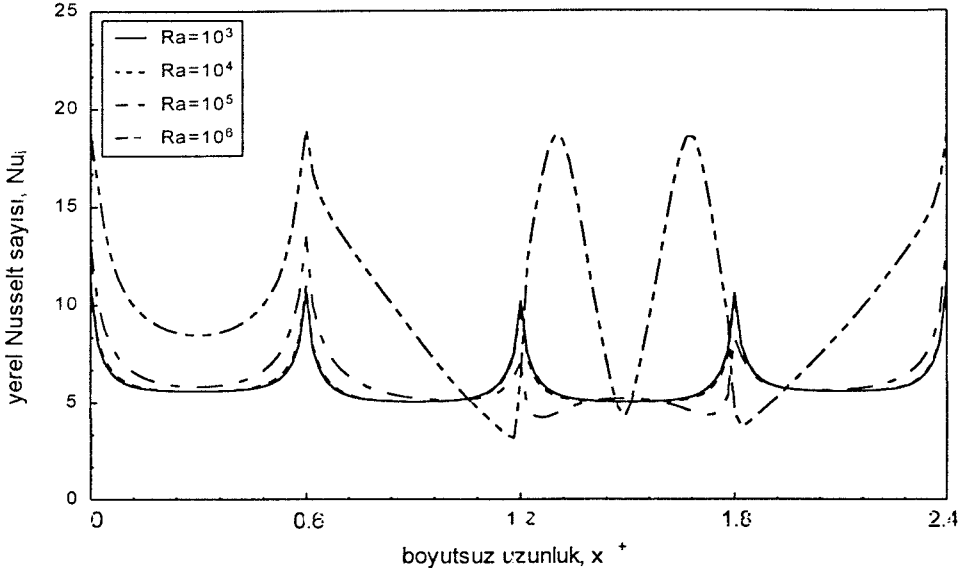
Şekil 49. $\varphi=90^0$ ve $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



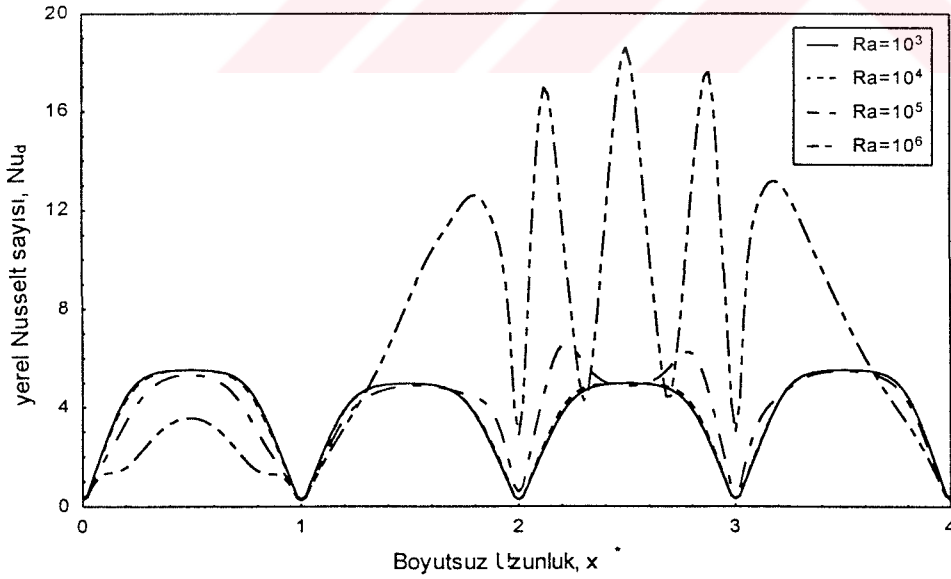
Şekil 50. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



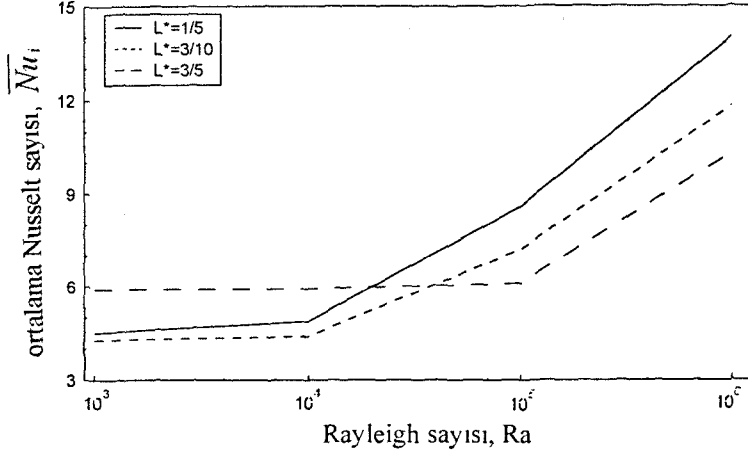
Şekil 51. $\varphi=90^0$ ve $L^*=3/10$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



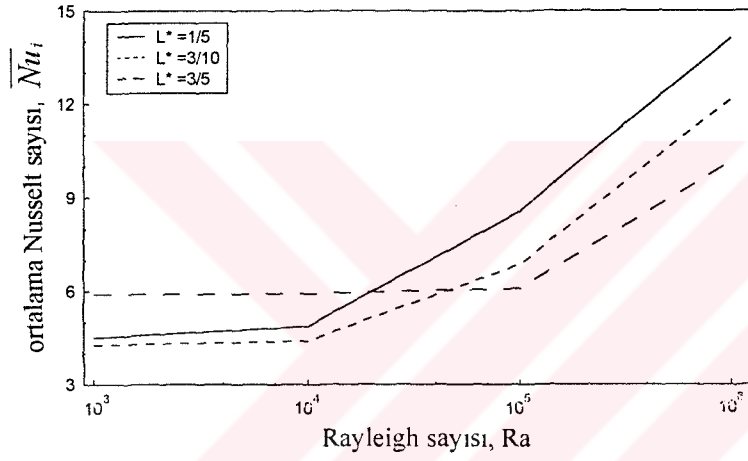
Şekil 52. $\phi=90^\circ$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, iç karenin çevresi boyunca değişimi



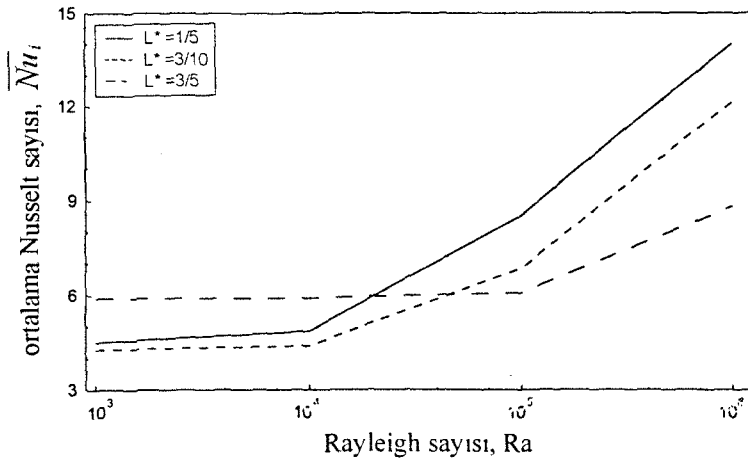
Şekil 53. $\phi=90^\circ$ ve $L^*=3/5$ için Rayleigh sayısının farklı değerlerinde yerel Nusselt sayısının, dış karenin çevresi boyunca değişimi



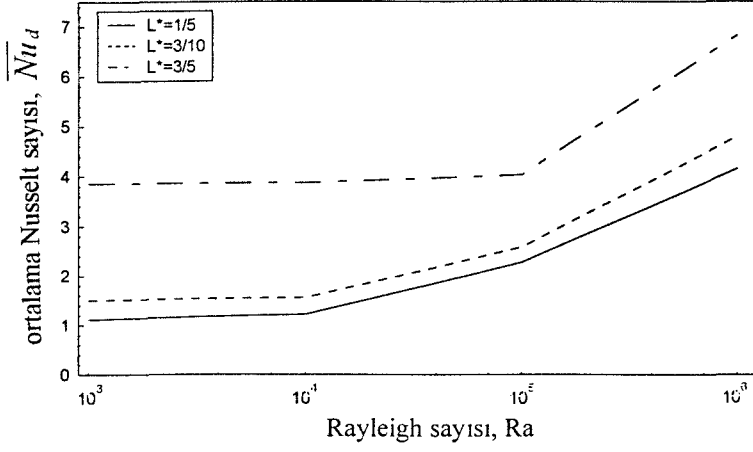
Şekil 54. $\varphi=0^0$ ve 90^0 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi



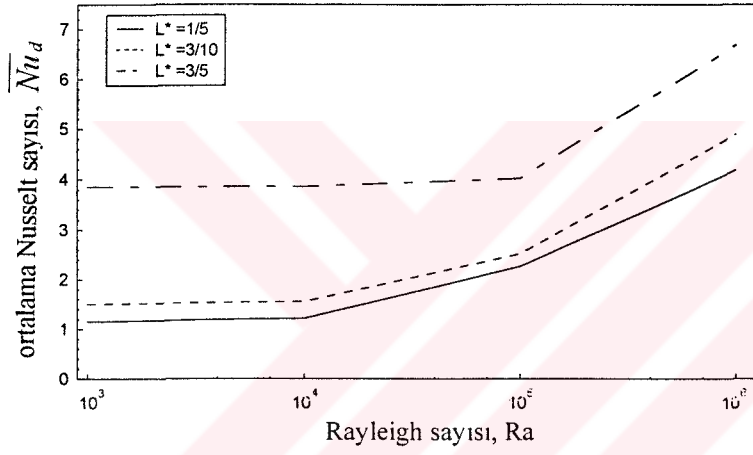
Şekil 55. $\varphi=30^0$ ve 60^0 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi



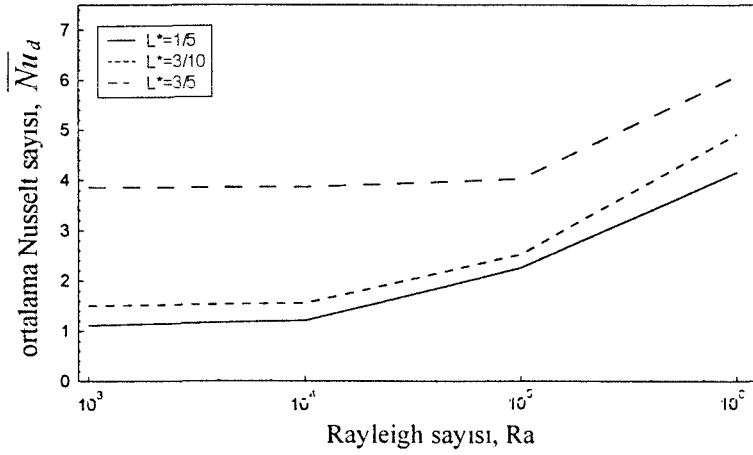
Şekil 56. $\varphi=45^0$ için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi



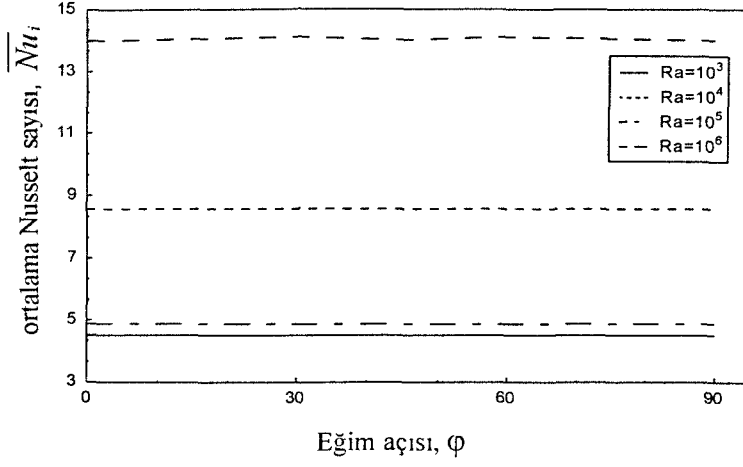
Şekil 57. $\varphi=0^\circ$ ve 90° için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi



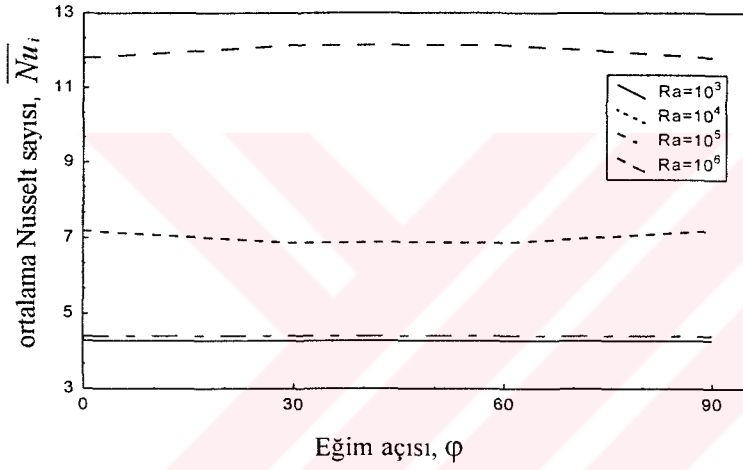
Şekil 58. $\varphi=30^\circ$ ve 60° için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi



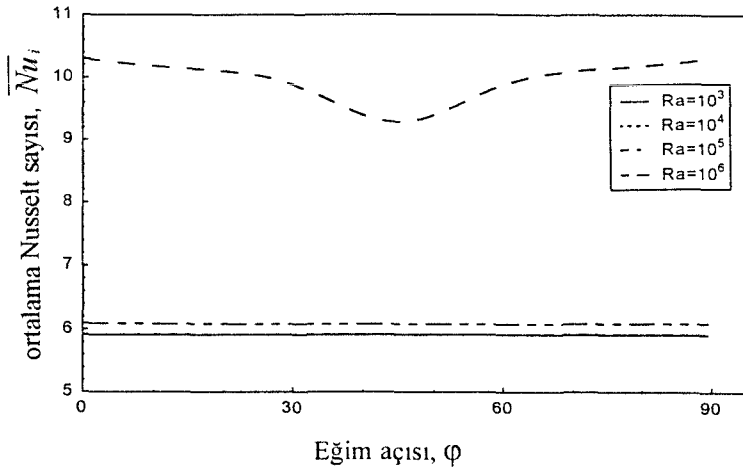
Şekil 59. $\varphi=45^\circ$ için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi



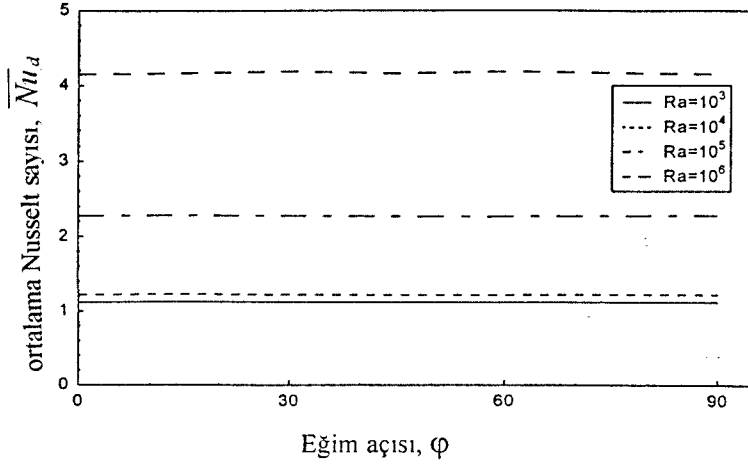
Şekil 60. Boyut oranı 1/5 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi



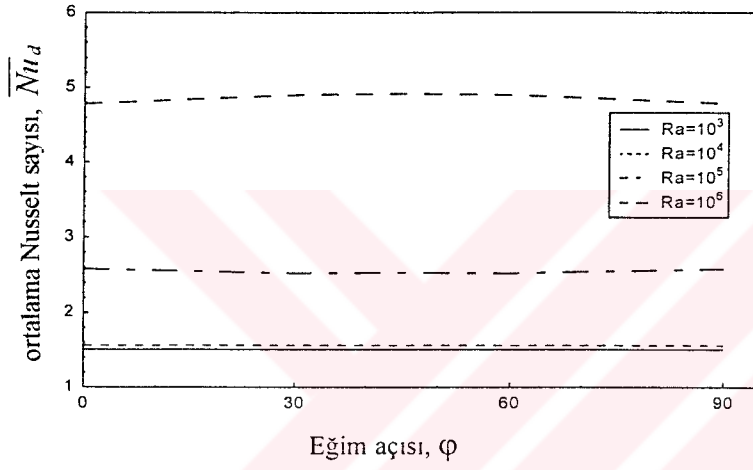
Şekil 61. Boyut oranı 3/10 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi



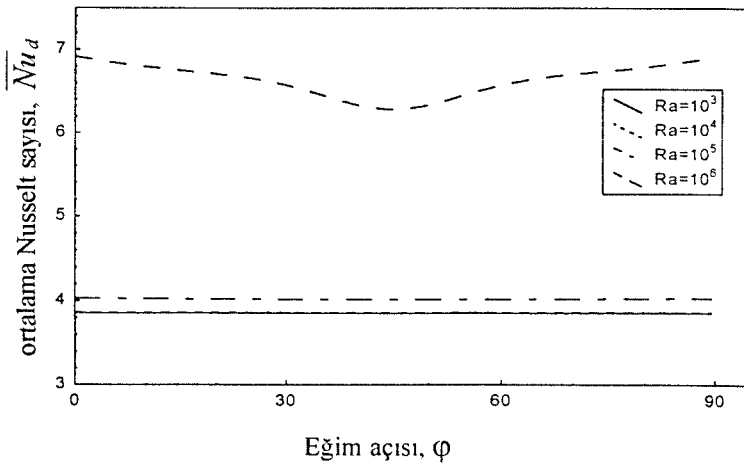
Şekil 62. Boyut oranı 3/5 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi



Şekil 63. Boyut oranı 1/5 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi



Şekil 64. Boyut oranı 3/10 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi



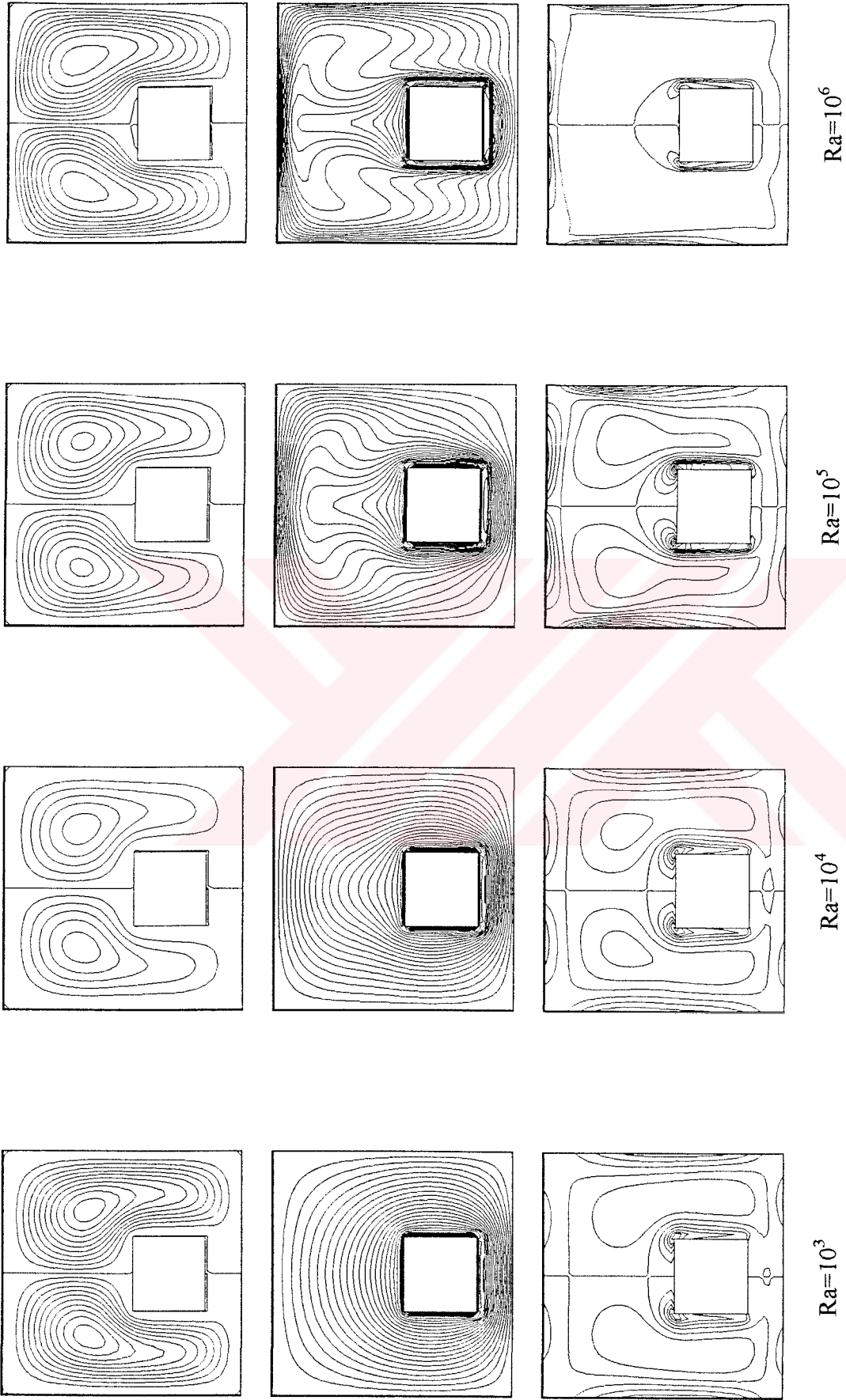
Şekil 65. Boyut oranı 3/5 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak değişimi

3.2. Kaçık Merkez Durumu İçin Elde Edilen Bulgular

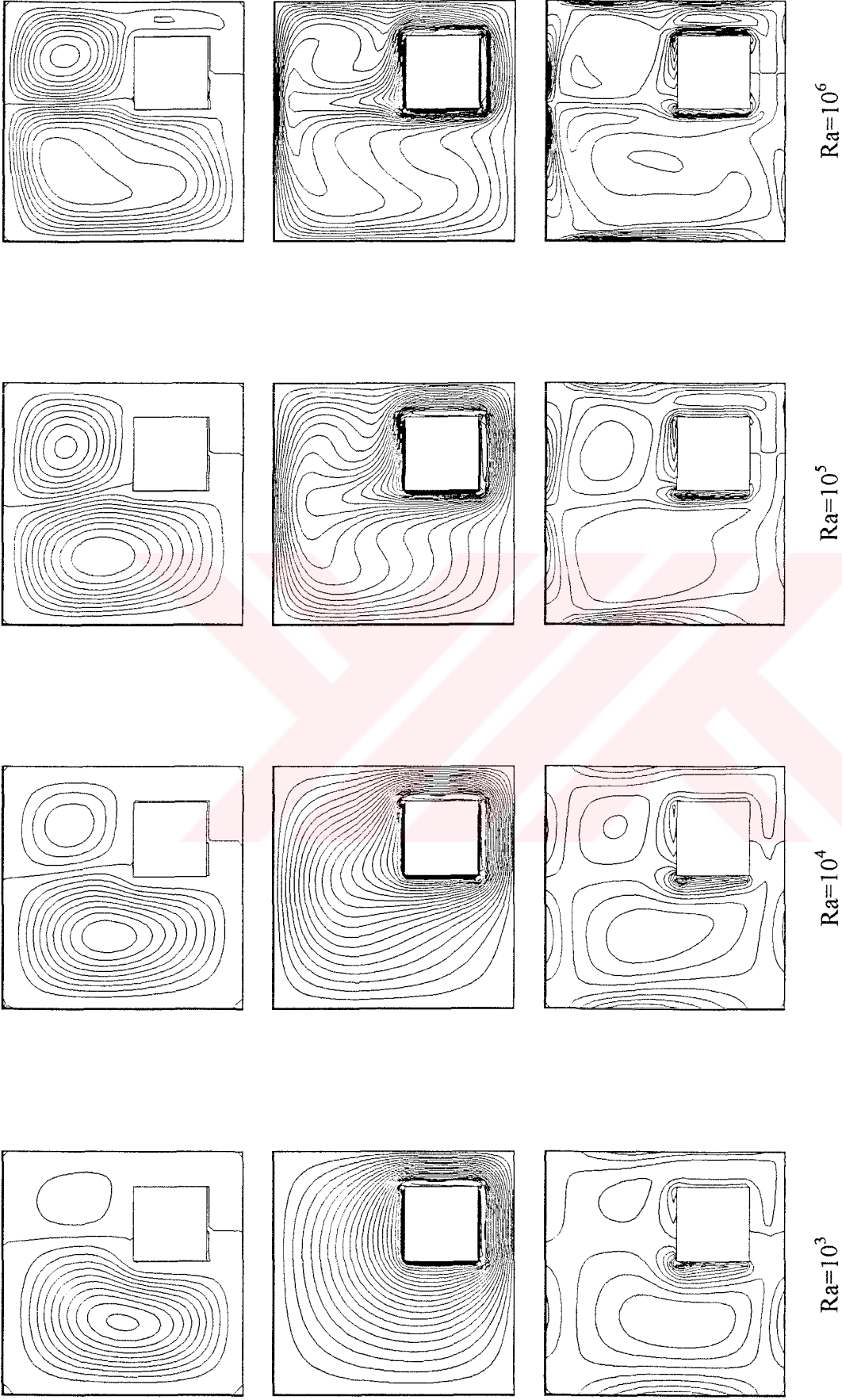
Bu bölümde, eğim açısının ($\varphi=0^0$) olması durumunda boyut oranı 3/10 için Rayleigh sayısı 10^3 - 10^6 arasında değişirken, Şekil 8'dan görüldüğü gibi iç karenin beş farklı konumu için çizilen akış ve sıcaklık alanlarının grafikleri ile yerel Nusselt sayılarının değişim grafiklerinden oluşmaktadır.

$\varphi_p=0^0$ (A) konumu için artan Rayleigh sayısı değerlerine göre elde edilen akım çizgileri, eşsıcaklık eğrileri ve girdap eğrileri Şekil 66'de verilmiştir. $\varphi_p=45^0$ (B) konumunda aynı boyut oranı ve Rayleigh sayısı değerlerinde çizilen akış ve sıcaklık alanlarının değişimi Şekil 67'da; $\varphi_p=90^0$ (C) için Şekil 68'da; $\varphi_p=135^0$ (D) için Şekil 69'de ve $\varphi_p=180^0$ (E) olması durumunda ise Şekil 70'de verilmiştir.

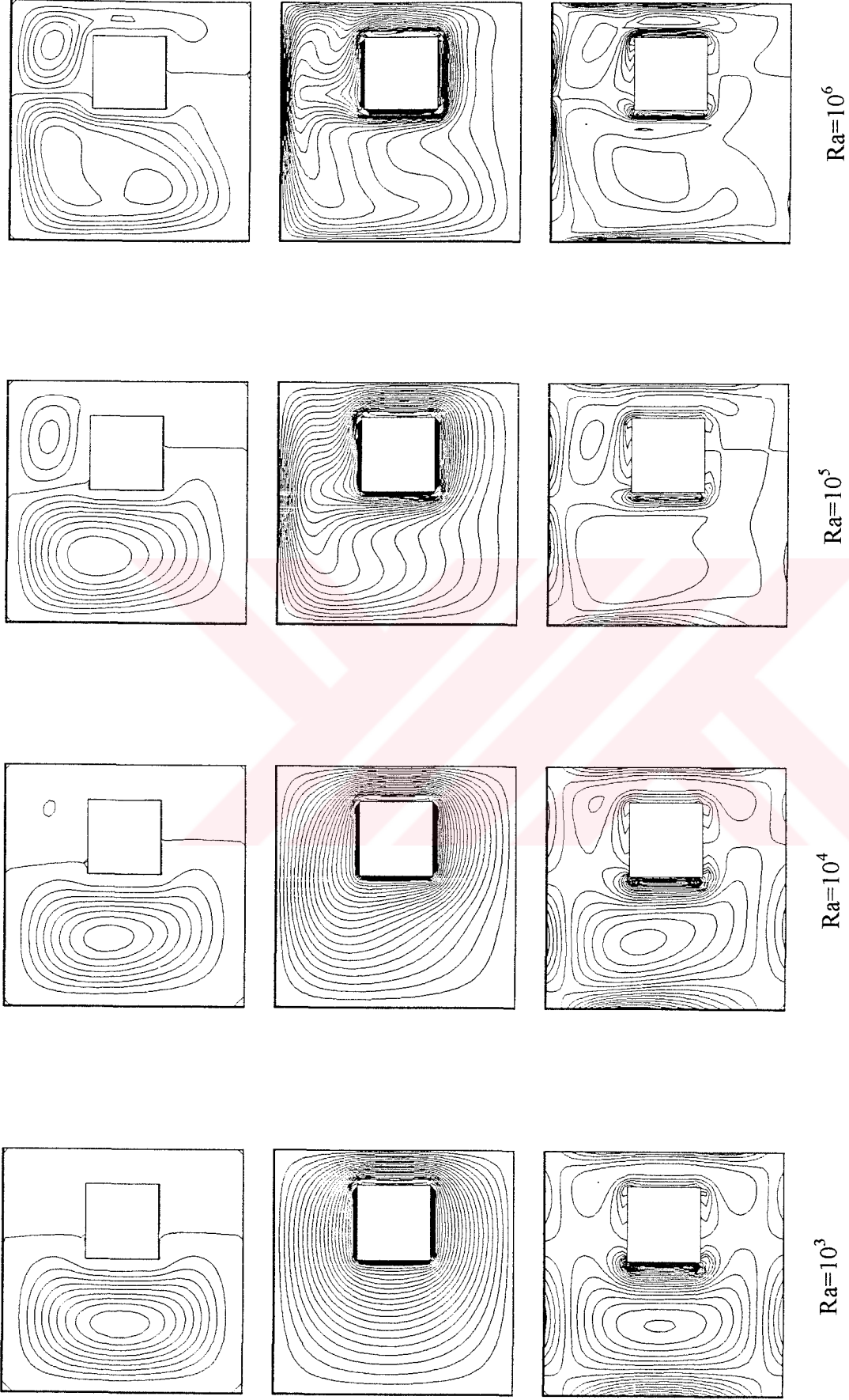
Ayrıca, aynı kaçıklık oranı için ($\varepsilon=0.569$), yerel Nusselt sayısının Rayleigh sayısının farklı değerleri için iç karenin beş farklı konumunda, karelerin çevresi boyunca değişim grafikleri Şekil 71-80'de verilmiştir. Ortalama Nusselt sayılarındaki değişim ise Şekil 81 ve 82'de gösterilmiştir.



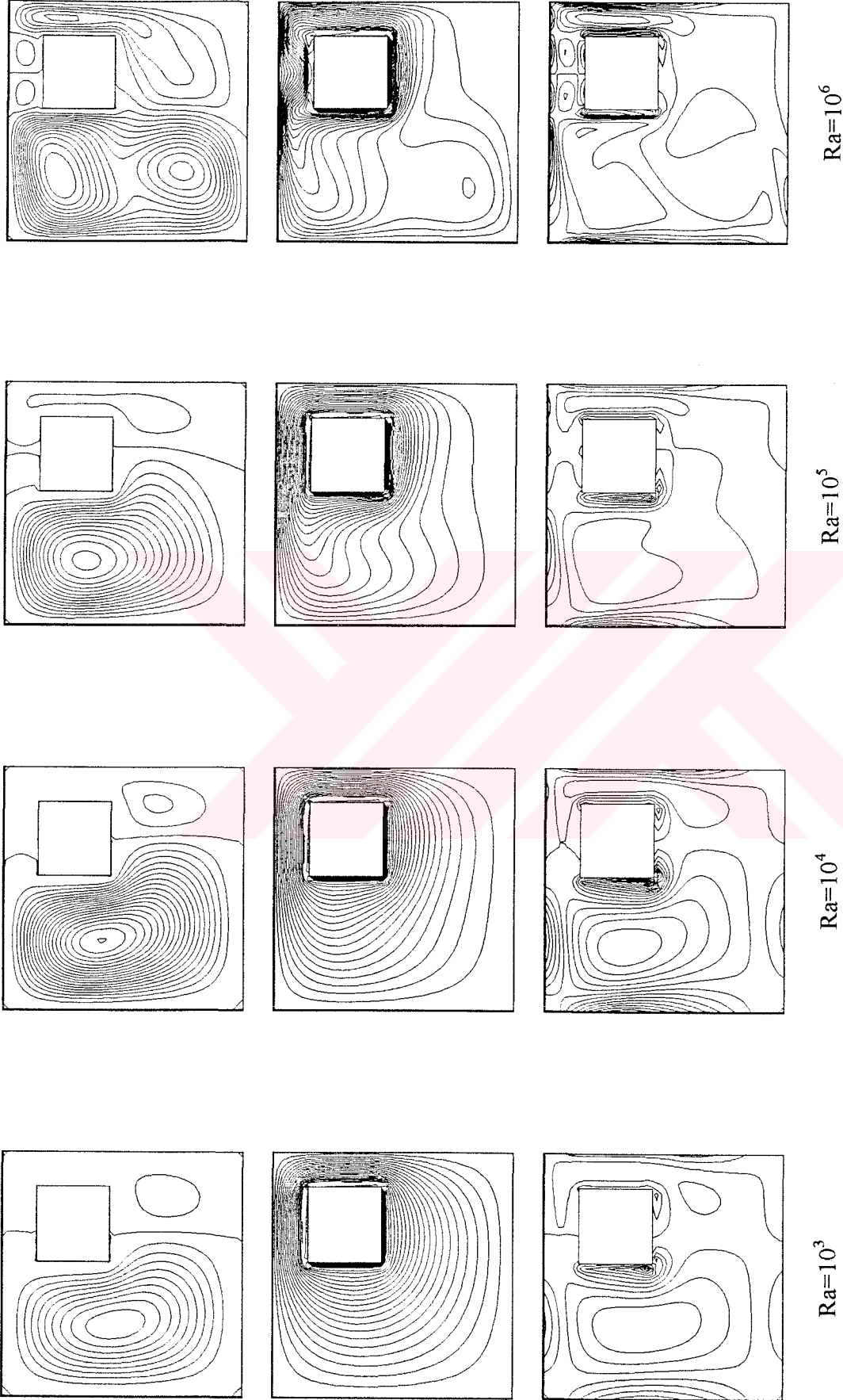
Şekil 66. $\varphi_p = 0^0$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



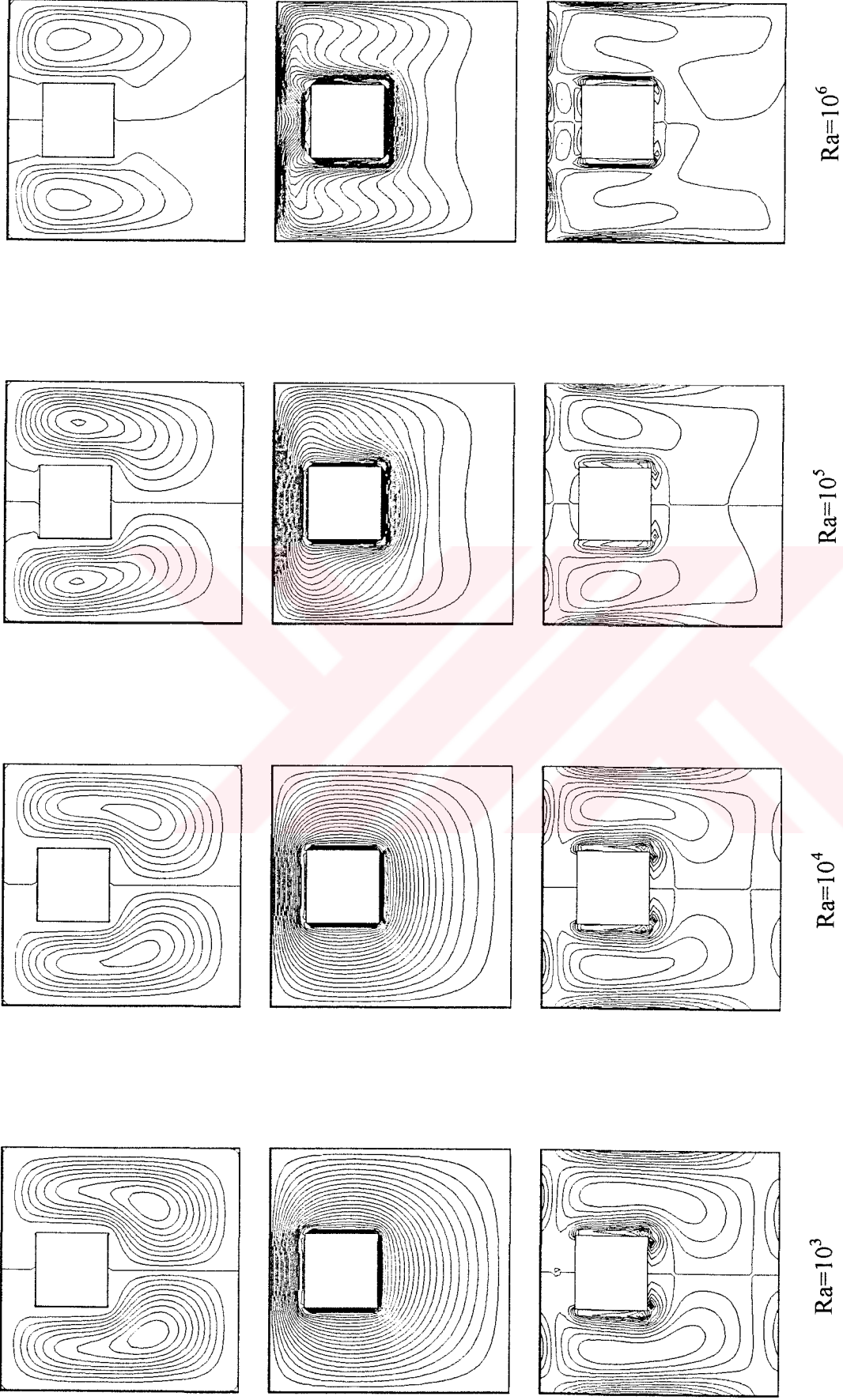
Şekil 67. $\varphi_p = 45^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



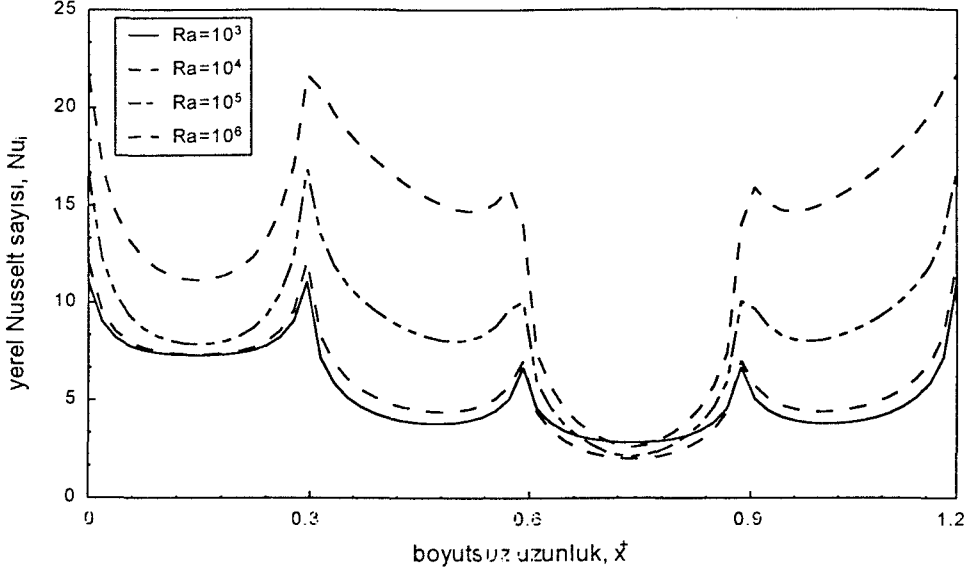
Şekil 68. $\phi_p=90^\circ$ ve $L^*=3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



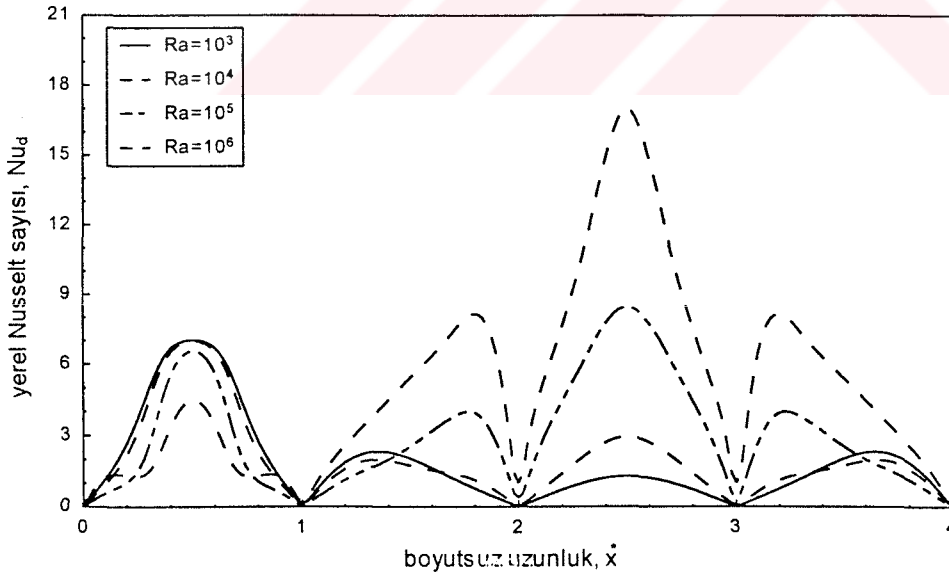
Şekil 69. $\phi_p = 135^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



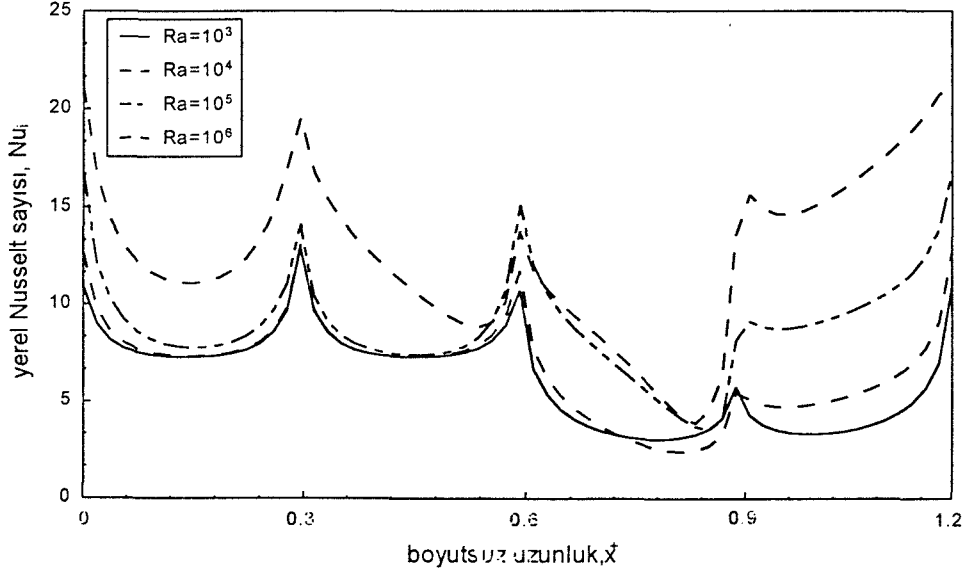
Şekil 70. $\varphi_p = 180^\circ$ ve $L^* = 3/10$ için akım çizgileri, eşsıcaklık ve girdap eğrileri



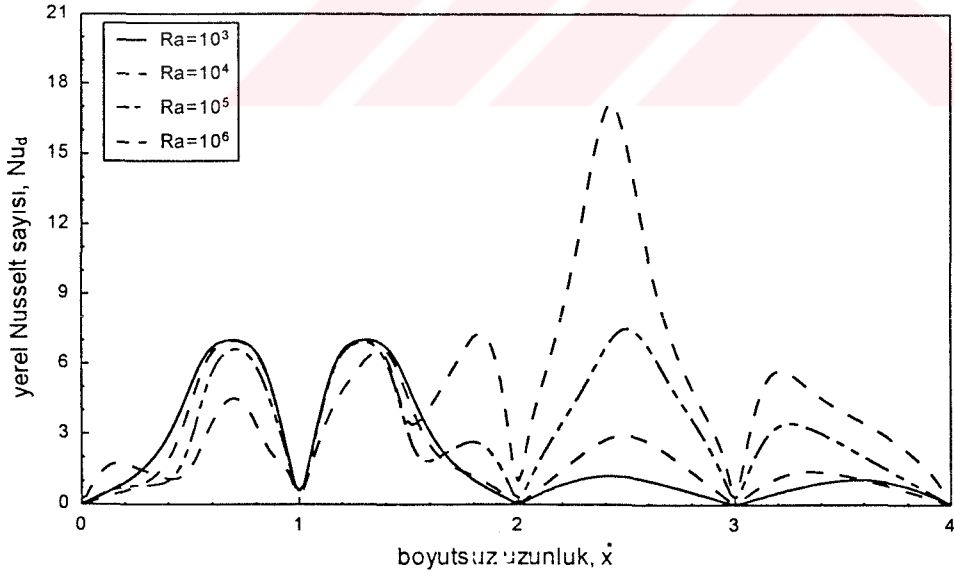
Şekil 71. $\phi_p=0^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi



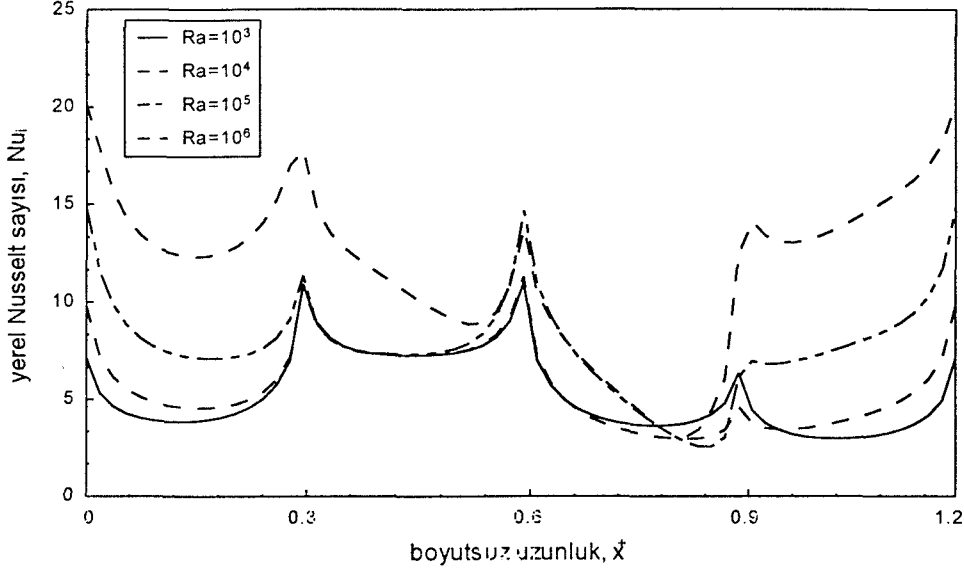
Şekil 72. $\phi_p=0^0$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi



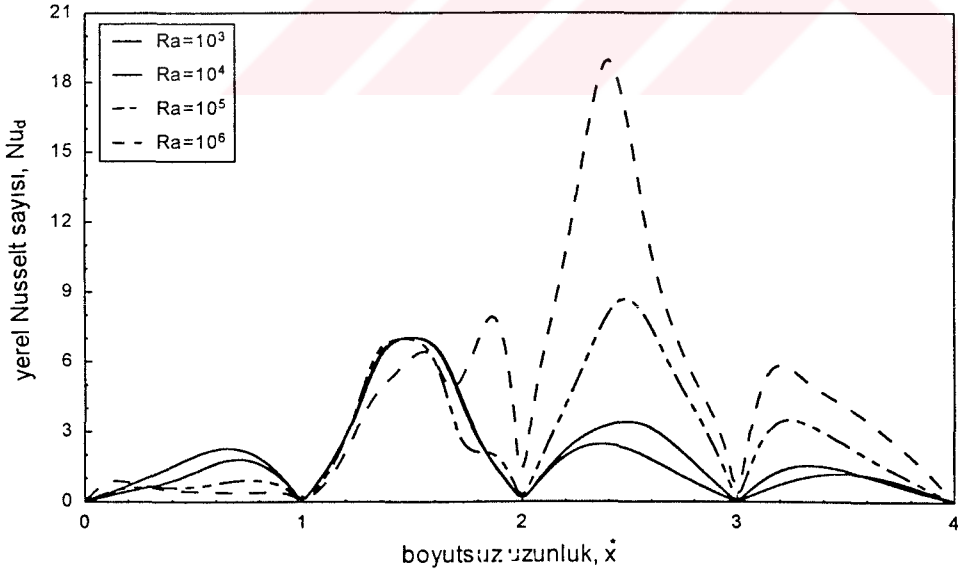
Şekil 73. $\phi_p = 45^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi



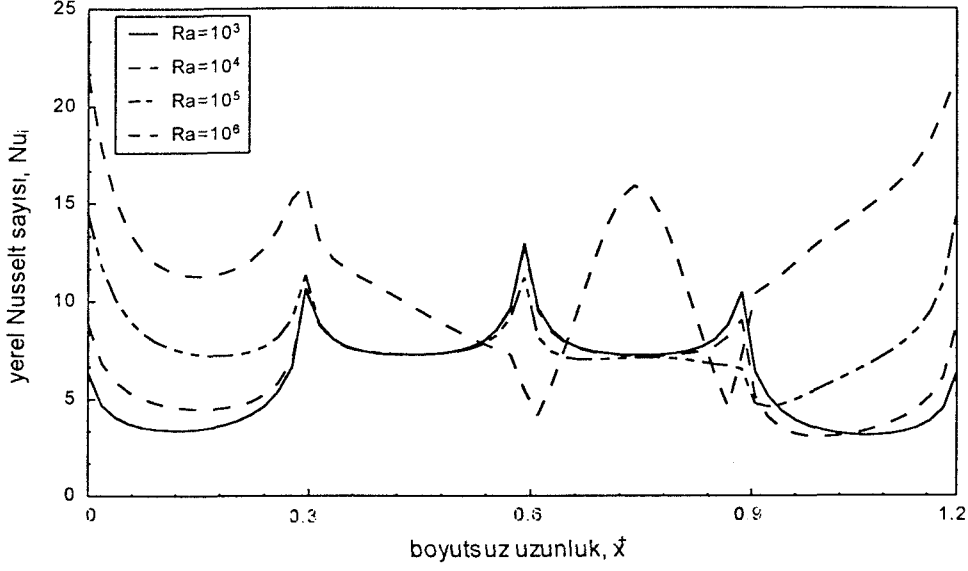
Şekil 74. $\phi_p = 45^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi



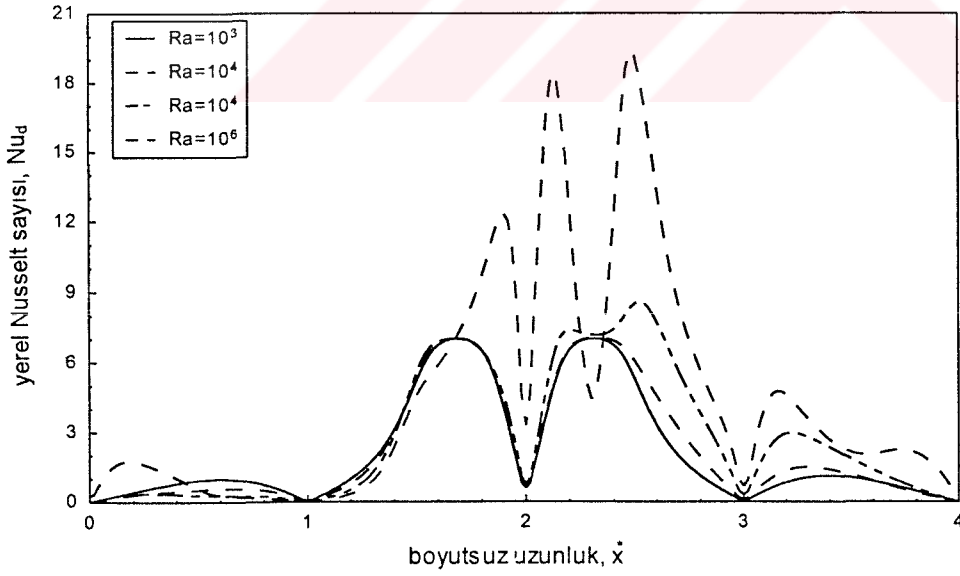
Şekil 75. $\varphi_p = 90^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi



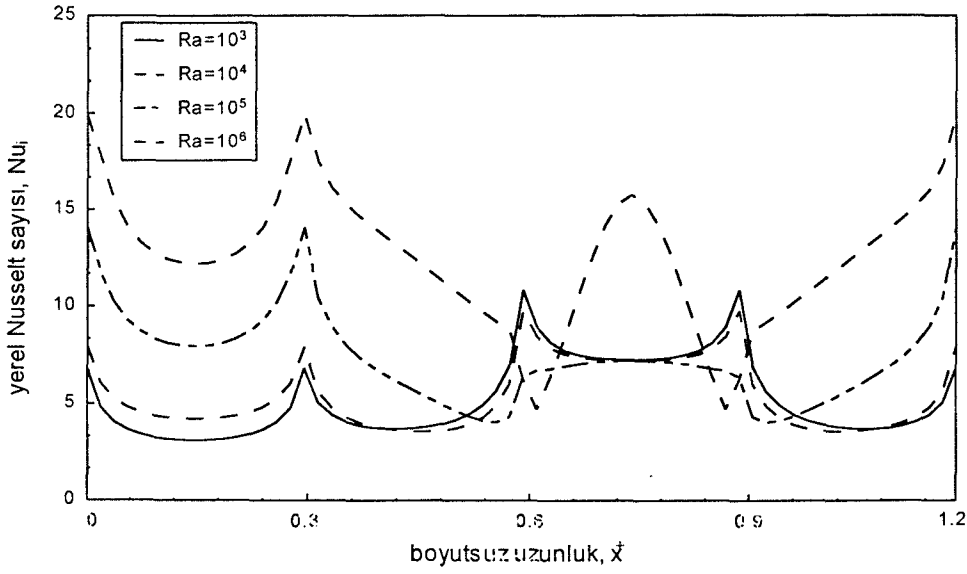
Şekil 76. $\varphi_p = 90^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi



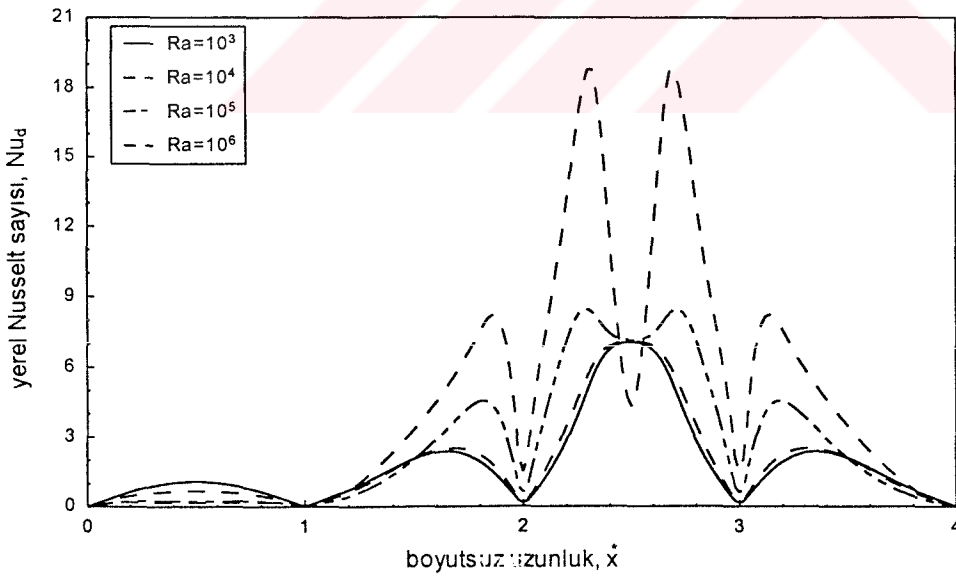
Şekil 77. $\varphi_p = 135^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi



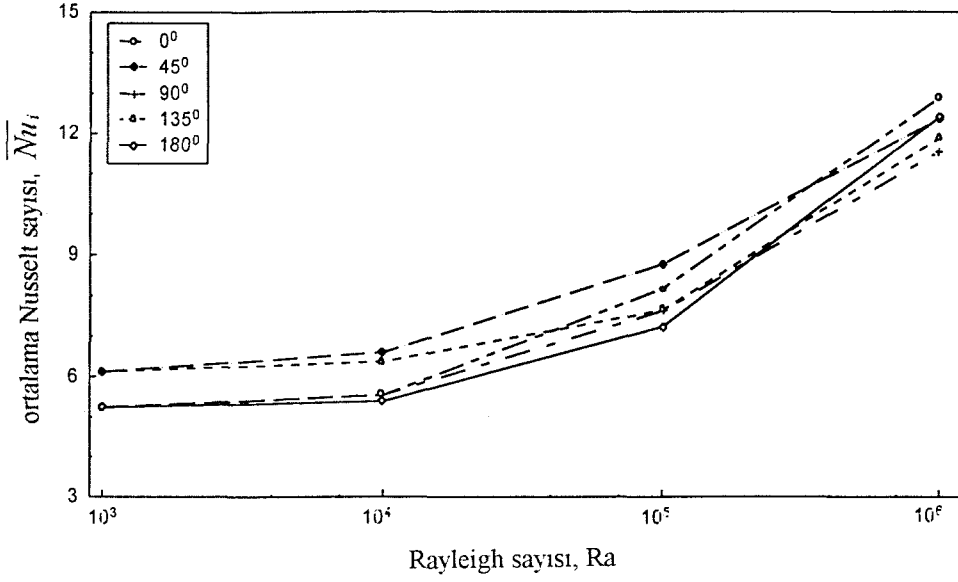
Şekil 78. $\varphi_p = 135^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi



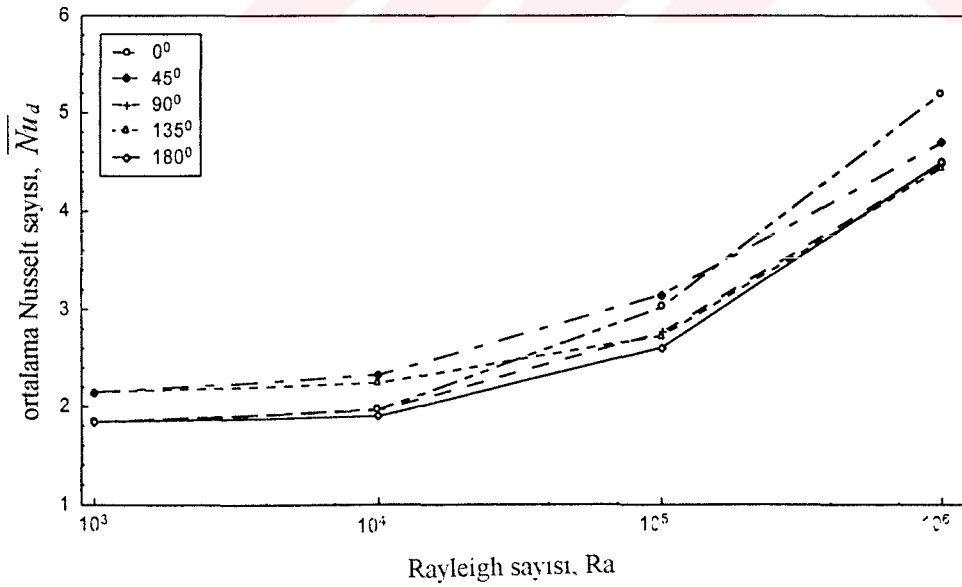
Şekil 79. $\phi_p = 180^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının iç karenin çevresi boyunca değişimi



Şekil 80. $\phi_p = 180^\circ$ için farklı Rayleigh sayısı değerlerinde, yerel Nusselt sayısının dış karenin çevresi boyunca değişimi



Şekil 81. Boyut oranı 3/10 için iç karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve kaçık merkezli duruma bağlı olarak değişimi



Şekil 82. Boyut oranı 3/10 için dış karede, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve kaçık merkezli duruma bağlı olarak değişimi

4. İRDELEME

4.1. Akış ve Sıcaklık Alanlarının İrdelenmesi

Şekil 3’de verilen iç içe yerleştirilmiş farklı sıcaklıklardaki (T_H, T_C) karesel kapalı ortam için, iç ve dış karenin boyut oranlarına göre ($L^*=1/5, 3/10, 3/5$), boyut oranı, Rayleigh sayısı ve eğim açısının akış alanı ve ısı geçişi üzerindeki etkisi incelenmiştir. Sabit bir Prandtl sayısı değerinde ($Pr = 0.693$) ve Rayleigh sayısı 10^3 ile 10^6 arasında değişirken eğim açısı da 0^0 ile 90^0 arasında değiştirilmiştir.

Çalışmada incelenen geometrinin, boyut oranı 1 olan karesel kapalı ortam olması ve her iki karenin de bütün duvarlarının eş sıcaklıklı olması nedeniyle eğim açısı aralığı 90^0 ’ye kadar alınmıştır. Çünkü 90^0 ’den büyük açılar için elde edilecek akış ve sıcaklık alanları, 0^0 - 90^0 için elde edilecek akış ve sıcaklık alanlarının tamamıyla simetriği olacaktır.

Kapalı ortamın duvarlarının farklı sıcaklıkta tutulduğu simetrik sınır koşullarında, açıyı 0^0 - 180^0 arasında değiştirmek yeterli olurken, simetrik olmayan sınır koşullarında ise eğim açısı aralığı 0^0 - 360^0 , ye kadar çok geniş bir aralıkta incelenebilmektedir. Rayleigh sayısı ve eğim açısının farklı değerleri için akış ve sıcaklık alanları, akım çizgileri, eş sıcaklık eğrileri ve girdap eğrileri cinsinden sırasıyla Şekil 9-23’de gösterilmiştir.

Şekil 3’de gösterilen geometride $\phi=0^0$ için yapılan ilk çalışmada, başlangıç olarak $L^*=1/5$ ve Rayleigh sayısı $Ra = 10^3$ ’de, akım çizgileri ve girdap eğrilerinde sıcak iç karenin çevresi boyunca, sol ve sağ yan taraflarında olmak üzere birbirine ters yönde dönen iki simetrik böbrek şeklinde girdap (*kidney-shaped eddy*) oluşurken, sıcaklık eğrilerinin ise iç kare etrafında silindirik bir yapıda olduğu görülmektedir. Bu Rayleigh sayısında, iletimle ısı transferi etkin durumdadır. Rayleigh sayısı arttıkça, sonuç olarak kapalı ortam içerisindeki dönme şiddeti arttıkça, sıcak akışkan iç karenin alt kısmından kapalı ortamın soğuk üst duvarlarına doğru yükselmeye başlar. Bu olay, kareler arasındaki sıcaklık farkından ötürü, iç kare duvarlarındaki sıcak akışkanın yoğunluk farkı nedeniyle yukarıya doğru yükselmesinden kaynaklanmaktadır. Yükselen bu sıcak akışkan, dış karenin üst ve yan duvarları boyunca süpürülür ve aşağıya doğru akmaya başlar. Bunun sebebi, iç karenin çevresindeki akışkanın, dış karenin soğuk duvarlarına göre daha düşük yoğunluğa sahip olmasıdır. Böylece iç karenin alt kısımlarındaki akışkan yukarıya doğru

hareket ederken, dış karenin üst duvarı boyunca nispeten ağır akışkan ise aşağıya doğru hareket etmektedir. Rayleigh sayısının değeri arttıkça ($Ra = 10^4$), akışkan hareketinin daha güçlü olduğu, sıcaklık gradyanlarının giderek daha büyüdüğü ve sınır tabakaların oluşmaya başladığı görülmektedir. Yoğunluk farkı nedeniyle yukarıya doğru hareket eden sıcak akışkan, dış karenin üst duvarındaki soğuk akışkan ile temas etmektedir. Sıcak ve soğuk akışkanlar arasındaki bu etkileşim nedeniyle ve Rayleigh sayısı arttıkça ($Ra = 10^5$), girdabın merkezi (akım fonksiyonunun maksimum olduğu yer) yukarıya doğru hareket etmektedir. Girdap merkezinin eliptik yapısı da silindirik bir hal almaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile birlikte ($Ra = 10^6$), sıcaklık gradyanlarının şiddetinin belirgin olarak arttığı görülmektedir. Ayrıca sıcaklık eğrilerinin, akışkanlar arasındaki etkileşim ile birlikte oluşan sıcaklık gradyanları, soğuk üst ve yan duvarlar boyunca aşağıya doğru yayılmaktadır. Akım çizgileri ve girdap eğrilerinde, hücre merkezlerinin büyüyerek kapalı ortamın üst kısmı boyunca birbirine doğru yaklaştığı görülmektedir (Şekil 9).

İç karenin büyüklüğü artırıldığında ($L^* = 3/10$), Rayleigh sayısının 10^5 'den küçük değerlerinde, Şekil 9 ile karşılaştırıldığında akış ve sıcaklık alanlarının şiddeti artmakta, akım çizgilerinin yapısı uzayıp daralmaktadır (Şekil 10). Akış, sıcak iç kare etrafında tabakalar halinde bulunmaktadır. Rayleigh sayısının 10^5 değerinde, sıcak duvarlardan ayrılan büyük miktardaki akışkanın, soğuk üst duvara doğru hareket ederek, buradaki akışkan ile temas etmesiyle yeni bir sirkülasyon oluşmasına neden olmaktadır. Böylece, akım çizgileri ve girdap eğrilerinde, kareler arasındaki üst boşluk kısmında iki tane ikincil hücre oluşmaktadır. Bu nedenle, diğer iki ana hücrenin merkez büyüklükleri azalmakta ve hücreler soğuk yan duvarlara doğru yayılmaktadır. Böbrek şeklindeki iki ana girdap, hilal şeklinde girdap (*crescent-eddy*) haline gelmektedir. Eş sıcaklık eğrilerinde ise Rayleigh sayısının değeri arttıkça, $Ra = 10^5$ 'de iki karenin üst boşluğunda oluşan hücreler, diğer iki ana hücre ile birleşmektedir. Böylece, hücre merkezlerinin yeri yukarıya doğru hareket etmektedir. Soğuk üst duvarlara çarpan sıcak hava, soğuk yan duvarlar boyunca aşağıya doğru akmaktadır. Kapalı ortamın alt kısmı hidrodinamik olarak aktif değildir (Şekil 10).

İkincil girdaplar, Rayleigh sayısının 10^5 ve daha büyük değerlerinde meydana gelmektedir. Çünkü Rayleigh sayısının düşük değerlerinde, ($Ra \leq 10^5$), kapalı ortam içerisinde oluşan sürtünme yayılması nedeniyle ikincil girdapların gelişimi engellenmektedir.

Mallinson ve De Vahl Davis (76), yapmış oldukları çalışmada, kapalı ortam içerisinde oluşan ikincil girdapların ana akışta meydana gelen bir kararsızlıktan

kaynaklanmadığını belirtmişlerdir. İkincil girdapların oluşması, sıcaklık alanının taşınimsal bozulmasının bir sonucundan kaynaklanmakta olduğunu ileri sürmüşlerdir. Artan Rayleigh sayısı ile birlikte ısıl sınır tabakaların gelişimi, kapalı ortam içerisinde farklı sıcaklıklarda iç içe yerleştirilmiş iki karenin duvarları yakınında sıcaklık gradyanlarının büyümesine neden olmaktadır. Böylece, kapalı ortamın boşluk kısımlarında negatif bir sıcaklık gradyanı oluşmaktadır. Bu nedenle, bir girdap kuyusu, yoğunlaşmış girdap üretim bölgelerini ayırarak iki tane ikincil girdap oluşmasına neden olmaktadır.

$L^*=3/5$ için iç karenin büyüklüğü daha da arttıkça, düşük Rayleigh sayılarında ($Ra \leq 10^5$) eş sıcaklık eğrilerinin şiddeti daha da artarken, sıcak duvarlar etrafında oluşan iki simetrik hücrenin uzayarak aralarındaki mesafenin arttığı görülmektedir. Artan Rayleigh sayısı ile birlikte ($Ra \geq 10^5$), yani artan ısı taşınım hareketiyle, kapalı ortamın üst boşluk kısmında silindirik yapıda dört tane yeni hücre daha meydana gelmektedir. Sıcaklık eğrilerinin ise soğuk dış karenin duvarları boyunca aşağıya doğru hareket ederek, soğuk alt duvara yaklaştığı görülmektedir. Soğuk akışkan, aynı Rayleigh sayısı ve farklı boyut oranları ile karşılaştırıldığında, kapalı ortamın alt kısmına tamamiyle yayılmıştır (Şekil 11).

$\varphi=30^\circ$ olması durumunda, $L^*=1/5$ için Rayleigh sayısının düşük değerlerinde ($Ra = 10^3$ ve 10^4), iç karenin etrafında birbirlerine göre saat ibrelerinin ters yönünde dönen iki simetrik hilal şeklinde girdap (*crescent-eddy*) oluşmaktadır (Şekil 12). Boyut oranı arttıkça ($L^*=3/10$ ve $3/5$), hücreler simetrik yapılarını korumakla birlikte büyüklükleri ve şiddetleri giderek artmaktadır (Şekil 13-14). $Ra = 10^5$ için akım çizgileri ve girdap eğrilerinin sağ tarafındaki hücrenin büyüklüğü dereceli bir şekilde artarken diğer hücrenin büyüklüğü aynı kalmakta ve hücreler arasındaki simetrik yapı bozulmaktadır. Rayleigh sayısının daha da artmasıyla ($Ra = 10^6$), sağ hücrenin şiddeti biraz daha artarken girdabın hilal şeklindeki yapısı bozulmakta ve hücre merkezi, yukarıya doğru hareket etmektedir. İç karenin büyüklüğü arttıkça ($L^*=3/5$) ve $Ra = 10^5$ için kapalı ortamın sol üst boşluğunda iki yeni hücrenin daha oluştuğu görülmektedir. Aynı boyut oranında, Rayleigh sayısı arttıkça ($Ra = 10^6$), $\varphi=0^\circ$ ve $\varphi=30^\circ$ için elde edilen akış alanları karşılaştırıldığında, $\varphi=0^\circ$ için kareler arasındaki üst kısımda tamamiyle birbiri ile aynı büyüklükte ve dört tane silindirik yapıda hücre oluşurken, açı değeri arttıkça hücrelerin büyüklükleri ve geometrik yapıları önemli ölçüde değişmekte ve farklı büyüklükte biri silindirik diğeri ise eliptik yapıda olmak üzere iki hücrenin oluştuğu görülmektedir (Şekil 11 ve 14). Bu olaya, eğim açısının artması ile birlikte akışkan üzerine etki eden cisim kuvvetinin azalması neden

olmaktadır. Eş sıcaklık eğrilerinde ise $Ra = 10^3$ 'de sıcak duvarlar etrafında dönen silindirik yapıda tek bir hücre bulunmaktadır. Rayleigh sayısının bu değerinde iletim, taşınımaya göre daha etkindir. $Ra = 10^4$ değerinde ve boyut oranı arttıkça, yani artan dönme şiddeti ile birlikte, sıcaklık alanlarının şiddeti artarken, geometrik yapıları çok az bir çarpılmayla da olsa aynı kalmaktadır. Şekil 10'da $Ra = 10^5$ değerinde, akım çizgilerindeki ana hücrelerin birbirine temas ettiği kapalı ortamın üst kısmından sınır tabakaların oluşması görülebilir bir hal almaktadır. Bu değişikliğin sebebi, laminer doğal taşınımın ısı transferinde iletme göre baskın duruma gelmesinden kaynaklanmaktadır. Rayleigh sayısındaki daha fazla artışla birlikte ($Ra = 10^6$), sınır tabakaların kalınlığı azalmaktadır. Şekil (12-14)'den açıkça görüldüğü gibi, $Ra = 10^6$ değerinde, boyut oranlarındaki artışın etkisi karşılaştırıldığında, sıcaklık alanlarının şiddeti artmakla birlikte sıcaklık gradyanlarının büyüklüğü giderek azalmaktadır.

$\varphi=45^0$ için, $\varphi=0^0$ ve $\varphi=30^0$ durumundaki akış ve sıcaklık alanlarında ile karşılaştırıldığında karşımıza oldukça ilginç bir yapı çıkmaktadır. İncelenen bütün boyut oranları ve Rayleigh sayılarının düşük değerlerinde ($Ra = 10^3$ ve 10^4), kapalı ortamın sol ve sağ tarafında hilal şeklinde (*crescent-eddy*) tamamiyle simetrik iki hücre görülmektedir. $Ra \geq 10^5$ değerinde hücre merkezleri büyüyerek yukarıya doğru hareket etmekte ancak Rayleigh sayısının bütün değerlerinde ve artan boyut oranlarında, hücrelerin geometrik şekilleri çarpılmakla birlikte simetrik yapıları tamamiyle aynı kalmaktadır (Şekil 15-17). Eş sıcaklık eğrilerinde ise $Ra = 10^5$ ve $L^*=1/5$ için sıcak iç karenin üst köşegeninden dış karenin soğuk komşu duvarlarının birleştiği köşeye doğru sınır tabaka oluştuğu görülmektedir. Bu Rayleigh sayısında, laminer taşınım ısı geçişinde baskın durumdadır. İç kareden yükselen sıcak akışkan, dış karedeki soğuk akışkan ile soğuk üst komşu duvarlar boyunca temas etmektedir. Bu etkileşim nedeniyle soğuyan ağır akışkan enerjisini kaybederek, dış karenin yan yüzeyleri boyunca düşey yönde aşağıya doğru hareket etmektedir. Aşağıya doğru hareket eden ağır akışkan, iç karenin sınır tabaka kalınlığına katılarak yeniden bir sirkülasyon meydana gelmesine neden olmaktadır. $Ra = 10^6$ değerinde, her iki hücrede hilal şeklindeki yapıdan sapmakla birlikte, $\varphi=30^0$ ile karşılaştırıldığında iç kare etrafındaki simetrik yapılarını korumaktadır (Şekil 15). Şekil 16 ve Şekil 17'de iç karenin büyüklüğü arttıkça, akış ve sıcaklık alanlarının büyüklük ve şiddetinin arttığı açıkça görülmektedir. $Ra = 10^3$ ve $L^*=1/5$ için kapalı ortamın hidrodinamik olarak aktif olmayan alt bölgesi, $\varphi=0^0$ ile karşılaştırıldığında daha büyük

olup, artan Rayleigh sayısı ile birlikte artmaktadır. Boyut oranı arttıkça ($L^*=3/5$), $Ra = 10^6$ değerinde hücreler, simetrik yapılarını ve hilal şekillerini koruyarak kapalı ortamın üst ve alt boşluk kısımlarına yayıldığı görülmektedir (Şekil 17). $\varphi=0^0$ ile karşılaştırıldığında, kareler arasındaki üst boşluk kısmında iki ana hücreden ayrı olarak, dört tane daha silindirik hücre oluşurken, $\varphi=45^0$ 'de sıcak iç karenin yan taraflarında simetrik girdaplar içerisinde iki tane eliptik hücre meydana gelmektedir. Soğuk akışkan, kapalı ortamın alt duvarlarına kadar yayılmakta ve ısı olarak aktif olmayan durgun bölge, diğer boyut oranları ile karşılaştırıldığında azalmaktadır (Şekil 17). Girdap eğrileri ise artan taşınımsal hareketin sonucu olarak ($Ra = 10^6$), hücre merkezlerinin yerinin kaybolduğu ve bütün boyut oranlarında ve Rayleigh sayılarında, girdap eğrilerinin kapalı ortamın tamamına yayıldığı görülmektedir.

$\varphi=60^0$ için Rayleigh sayısının düşük değerlerinde ($Ra = 10^3$ ve 10^4) ve karelerin bütün boyut oranlarında, sıcak karenin iki tarafında birbirine ters yönde dönen iki simetrik hilal şeklinde hücre görülmektedir. Ancak boyut oranı arttıkça, ana hücreler simetrik yapılarını korumakla birlikte şiddetleri ve büyüklüklerinin arttığı Şekil 18-20'den görülmektedir. Rayleigh sayısı arttıkça ($Ra = 10^5$), yani artan ısı taşınımı ile birlikte, girdapların simetrik yapıları bozulmaktadır. Aynı boyut oranında ($L^*=1/5$), artan Rayleigh sayısı ile sol hücrenin büyüklüğü ve şiddeti giderek artmakta ve hücrenin merkezi, yani akım fonksiyonunun en büyük olduğu yer, kapalı ortamın üst kısmına, dış karenin soğuk iki komşu duvarına doğru hareket etmektedir. Sol hücre ise artan Rayleigh sayısı ile geometrik yapısı ve büyüklüğü aynı kalmakta ancak şiddeti artmaktadır (Şekil 18). $Ra = 10^6$ için karelerin boyut oranını arttırdığımızda, Şekil 18 ve 19'de görüldüğü gibi hücrelerin merkez büyüklükleri azalmakta ve sağ hücre, soğuk komşu duvarlar boyunca giderek büyümektedir. $L^*=3/5$ oranında, sağ ana hücre parçalanarak, silindirik yapıda farklı büyüklükte üç yeni hücre oluşmaktadır. Eşsıcaklıklı duvarlarda ise artan Rayleigh sayısı ile ısı sınır tabakalar görünür bir hal almaktadır. Rayleigh sayısı ve boyut oranı arttıkça, sınır tabaka kalınlığı azalmakta ve sonuç olarak enerji geçişi artmaktadır. Dış kareden sıcak akışkanın soğuk yan duvarlar boyunca taşınması, sıcaklık eğrilerinin şekillerinden açıkça görülmektedir. Ayrıca artan boyut oranı ile birlikte ısı olarak durgun olan alt bölgenin büyüklüğü azalmaktadır.

$\varphi=90^0$ için, $Ra = 10^3$ ve 10^4 değerinde ve bütün boyut oranlarında, sıcak akışkanı, sıcak iç karenin alt kısmından kapalı ortamın üst kısmına doğru kaldırmaya çalışan simetrik olarak böbrek şeklinde (*kidney-shape eddy*), iki ana hücre görülmektedir. Eşsıcaklık eğrileri ise sıcak duvarlar etrafında silindirik bir yapıda bulunmaktadır (Şekil 21-23). Rayleigh sayısı arttıkça dolayısıyla kapalı ortam içerisindeki dönme şiddeti arttıkça ($Ra = 10^5$), sıcak akışkan, soğuk üst duvar boyunca yatay olarak ve yan duvarlar boyunca düşey olarak süpürülür. Daha sonra bu akışkan, soğuk yan duvarlar boyunca düşey yönde aşağıya akarken soğutulur. Böylece, Rayleigh sayısının bu değerinde sıcak duvarlardan soğuk duvarlara doğru sınır tabakalar oluşmaktadır. Dış kareden sıcak akışkanın taşınması ise şekillerden açıkça görülmektedir. Bu olay, ısı taşınımının ısı geçişinde baskın hale geldiğini göstermektedir. Artan boyut oranlarında ve $Ra = 10^6$ için, sınır tabakaların büyüklüğü ve kalınlığı giderek azalmaktadır. Böylece, sınır tabakaların kalınlığının azalması ile enerji geçişi artmaktadır. Sıcaklık basamağı, sıcak iç karenin duvarlarında en yüksek değerde iken, soğuk üst ve yan duvarlara doğru gidildikçe azalmakta ve soğuk alt duvar yakınında en küçük değerini almaktadır. Kapalı ortamın alt bölgesi ise ısı olarak aktif değildir. İç karenin büyüklüğü arttıkça ($L^*=3/5$), akış ve sıcaklık eğrileri, kapalı ortamın soğuk alt duvarlarına kadar yayılmakta olduğu şekillerden de açıkça görülmektedir.

4.2. Yerel ve Ortalama Nusselt sayılarının irdelenmesi

$\varphi=0^0$ için Rayleigh sayısı 10^3 - 10^6 arasında değişirken, $Pr=0.693$ değerinde ve $L^*=1/5$, $3/10$ ve $3/5$ oranlarında, iç ve dış karedeki yerel Nusselt sayılarındaki değişim Şekil 24-29'de verilmiştir.

Boyut oranının $1/5$ değeri için Rayleigh sayısı 10^4 'e kadar yerel Nusselt sayısı, iç karenin bütün köşe noktalarında aynı maksimum değerde iken her bir duvarın yüzeyi boyunca ilerledikçe aynı karakteristiği göstermektedir. Bu durum, iletimle ısı transferinin taşınımına göre daha etkin olmasından kaynaklanmaktadır. Rayleigh sayısı arttıkça ($Ra>10^4$), sıcak iç karenin yan duvarları boyunca yerel Nusselt sayısı giderek azalmakta ve üst duvarda, bu bölgede oluşmaya başlayan zayıf akış nedeniyle aniden düşmektedir. Bu düşüş, $Ra = 10^6$ değerinde Şekil 24'den görüldüğü gibi daha da artmaktadır. İç karede ısı transferinin en düşük olduğu yer $Ra = 10^5$ değerinde olup, üst duvarın orta noktasında meydana gelmektedir. Dış karede ise alt bölgenin hidrodinamik olarak aktif olmaması

nedeniyle düşük Rayleigh sayılarında, $Ra \leq 10^4$, köşe noktalarda yerel Nusselt sayısı sıfır iken, en yüksek değer üst duvarın merkezinde oluşmaktadır. İç karenin büyüklüğü arttıkça ($L^*=3/10$), yani kapalı ortam içerisindeki boşluk küçüldükçe, yerel ısı akısı artan Rayleigh sayısı ile giderek azalmaktadır. $Ra = 10^5$ değerinde, üst bölgede oluşan ikincil akışlar nedeniyle giderek azalan yerel ısı akısı, iç karede üst duvarın yüzeyi boyunca aniden yükselirken köşe noktalarda düşmektedir. En düşük değer ise $Ra = 10^6$ 'da üst yüzeyin merkezinde elde edilmektedir. Dış karede ise $Ra = 10^5$ 'değerinde en yüksek değer, üst duvarın köşe noktalarında oluşurken artan Rayleigh sayısı ile ısı transferi de artmakta ve en büyük değer üst duvarın orta noktasında meydana gelmektedir. Boyut oranı 3/5 için ise Rayleigh sayısının 10^3 ile 10^4 değerlerinde, her iki karedeki yerel ve ortalama Nusselt sayıları hemen hemen aynı değerdedir. $Ra = 10^5$ 'de küçük bir artış göstermektedir. Artan Rayleigh sayısı ile birlikte ($Ra = 10^6$), yani dönme hareketinin şiddetinin artışı nedeniyle, üst boşlukta oluşan yeni girdaplar dolayısıyla, iç karede en düşük ısı akısı üst duvarın köşe noktalarında meydana gelirken merkeze doğru gidildikçe azalmaktadır. Dış kare için ise en büyük değer üst duvar merkezinde oluşmaktadır. En düşük değer ise kapalı ortamın alt bölgesinde meydana gelmekte fakat bu bölgenin ısı olarak aktif hale gelmesiyle sıfırdan büyük bir değer almaktadır.

$\varphi=30^\circ$ olması durumunda yerel Nusselt sayılarının karelerin çevresi boyunca değişimi Şekil 30-35'de görülmektedir. Her iki kare için de artan Rayleigh sayısı ile yerel Nusselt sayısı da artarken, artan boyut oranı ile Rayleigh sayısının düşük değerlerinde ($Ra \leq 10^4$), yerel ısı akısının arttığı grafiklerden açıkça görülmektedir. Ayrıca, yerel Nusselt sayısı bütün köşe noktalarda yaklaşık olarak aynı değerde iken artan Rayleigh sayısı ile bu simetrik yapı bozulmaktadır. Bütün boyut oranlarında ısı transferinin en yüksek olduğu yer, $Ra = 10^6$ değerinde olup iç karede, alt duvarın sol köşe noktasında oluşurken boyut oranı arttıkça en düşük yerel Nusselt sayısının yeri değişmemekle birlikte üst duvarın sağ köşeye yakın bölgesinde, farklı Rayleigh sayılarında meydana gelmektedir. $L^*=1/5$ için $Ra = 10^3$ 'de, $L^*=3/10$ için $Ra = 10^5$ 'de, $L^*=3/5$ için ise $Ra=10^6$ değerinde olduğu görülmektedir. Dış kare için ise üst duvarın sağ en dip köşe noktada meydana gelmektedir.

$\varphi=45^\circ$ olması halinde iç kare için Şekil 36, 38 ve 40, dış kare için Şekil 37, 39 ve 41 incelendiğinde, $Ra = 10^6$ değerinde, diğer açı oranları ile karşılaştırıldığında karşımıza farklı bir yapı çıkmaktadır. Her iki kare içinde çizilen bütün yerel Nusselt eğrileri, birbirine tamamiyle simetrik yapıdadır. Boyut oranının 1/5 değerinde en düşük ısı akısı $Ra = 10^4$

değerinde, karenin üst sağ ve sol duvarlarında meydana gelirken artan boyut oranı ve Rayleigh sayısı ile, iç karedeki yerel ısı akısı, $Ra = 10^6$ değerinde üst iki duvarın kesişme noktasında minimum değerini almaktadır. Bu grafik incelendiğinde, sıcak üst sağ duvarın dip köşe noktasında artmaya başlayan yerel Nusselt sayısı, yukarıya doğru gidildikçe azalmakta ve en üst köşede minimum değerini almaktadır. Bu noktadan sonra, sol yan duvar boyunca aşağıya doğru gidildikçe ısı akısı yeniden artmakta ve köşe noktasında yeniden azalmaktadır. Maksimum ısı transferi en dip köşe noktasında meydana gelirken, $\varphi=0^0$ açı değerlerindeki durumun aksine artan boyut oranı ile yerel Nusselt sayısının değeri değişmemektedir. Dış karede ise maksimum ısı transferi üst yan duvarlar boyunca meydana gelirken, üst köşe noktasında aniden azalmaktadır. Artan boyut oranı ile bu düşüş daha da artarken, yerel Nusselt sayısı da iç karenin aksine sabit kalmayıp grafiklerden açıkça görüldüğü gibi giderek artmaktadır.

$\varphi=60^0$ için yerel Nusselt sayısının karelerin çevresi boyunca değişim grafikleri Şekil 42-47'de gösterilmiştir. Şekillerin incelenmesinden, iç kare için boyut oranının $1/5$ ve $3/10$ değerlerinde en düşük ısı transferinin, $Ra = 10^5$ değerinde üst köşe noktasının hemen sağ tarafında olduğu görülürken artan boyut oranı ile kapalı ortam içerisindeki girdapların parçalanarak yeni girdapların oluşumu nedeniyle, $Ra = 10^6$ değerinde meydana geldiği görülmüştür. İç karede yerel Nusselt sayısının maksimum değeri, artan boyut oranı ile değişmezken; dış karede artan boyut oranı ile artmaktadır. Ayrıca dış karede, artan Rayleigh sayısı ile ısı olarak aktif olmayan alt bölgenin azalması nedeniyle en dip bölgede köşe noktasında ısı transferi sıfırdan farklı bir değer almaktadır.

$\varphi=90^0$ için elde edilen yerel Nusselt eğrileri Şekil 48-53'de gösterilmiştir. Çalışmada seçilen eşsıcaklıklı, eş merkezli geometri nedeniyle elde edilen sonuçlar, $\varphi=0^0$ için elde edilen sonuçlar ile tamamiyle aynı olmaktadır.

Rayleigh sayısı, eğim açısı, boyut oranının ısı transferi üzerindeki etkisini daha iyi görmek amacıyla, her bir açı değerinde elde ettiğimiz $\overline{Nu} - Ra$ grafiklerini incelersek;

Ortalama Nusselt sayıları, $\varphi=0^0$ ve $\varphi=90^0$ için Şekil 54 ve 57'den açıkça görüldüğü gibi artan Rayleigh sayısı ile artarken; iç karede artan boyut oranı ile azalmakta, dış karede ise artmaktadır. Her iki karede de $Ra \leq 10^4$ değerleri için ortalama Nusselt sayısı, çok az bir değişim gösterirken, bu değerden sonra Rayleigh sayısı arttıkça aniden arttığı görülmektedir. Ayrıca, boyut oranının $3/5$ değerinde, her iki karede $Ra = 10^5$ 'e kadar ortalama Nusselt sayısı yaklaşık olarak aynı değişimi gösterirken, $Ra \geq 10^5$ değerinden

kapalı ortamın üst bölgesinde akışkanlar arasındaki etkileşme ve bunun sonucunda ısı transferindeki artış nedeniyle aniden artmaktadır. Her iki şekil karşılaştırıldığında, eğrilerin eğiminin iç karede daha büyük olduğu görülmektedir.

Artan açı değerleri için Şekil 55, 56, 58 ve 59'de gösterilen ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve boyut oranına bağlı olarak değişimi, $\varphi=0^0$ ile karşılaştırıldığında şu sonuçlar elde edilmiştir;

Boyut oranının 1/5 değerinde, her iki karede de ortalama Nusselt sayısı değeri, artan açı oranları ile yaklaşık aynı kalmaktadır.

Boyut oranının 3/10 değeri için düşük Rayleigh sayılarında, $Ra \leq 10^4$, bütün açı değerleri için eğrilerde aynı değişim görülürken, Rayleigh sayısının 10^4 - 10^5 değerleri arasında artan açı ile eğim azalmakta ve $Ra \geq 10^5$ değerinden sonra ise artan açı değerleriyle eğim oranının arttığı elde edilen sonuçlardan görülmektedir.

Boyut oranının 3/5 değeri için hem iç hem de dış kare de Rayleigh sayısının 10^5 değerine kadar artan açı değerleri ile eğriler aynı değişimi gösterirken, bu değerden sonra taşınım etkilerinin etkin hale gelmesi nedeniyle, artan açı değerleri ile eğrilerin eğimi $\varphi=45^0$ 'ye kadar önemli miktarda azalmaktadır. $\varphi=45^0$ 'den sonra, eğim yeniden artarak $\varphi=90^0$ 'de $\varphi=0^0$ 'deki değerine ulaşmaktadır.

Şekil 60-65'de Rayleigh sayısının farklı değerleri için sırasıyla iç ve dış karedeki eğim açısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi verilmiştir. Şekillerin incelenmesinden açıkça görüldüğü gibi artan Rayleigh sayısı ile ortalama Nusselt sayısı artmakla birlikte, $Ra \leq 10^4$ değerleri için eğim açısının bütün değerlerinde yaklaşık olarak aynı ortalama Nusselt sayısı değerleri elde edilmiştir. Bu akış alanında etkin olan durumun iletim olmasından kaynaklanmaktadır. $Ra \geq 10^5$ değerinde ve en küçük boyut oranında taşınım etkilerinin akış alanı üzerinde etkin hale gelmeye başlamasıyla eğrilerin lineer yapıdan artan açı değerleri ile saptığı görülmektedir (Şekil 60 ve 62). Artan boyut oranı ile ($L^*=3/10$), $Ra = 10^6$ değerinde artan açı oranı ile $\varphi=30^0$ 'ye kadar arttığı ve $\varphi=60^0$ 'ye kadar sabit kaldıktan sonra artan açı değeriyle azalarak başlangıçtaki değerine döndüğü Şekil 61 ve 64'den görülmektedir. Boyut oranının en büyük değerinde ise, Rayleigh sayısının 10^3 ve 10^4 değerleri için hem iç hem de dış kare de aynı ortalama Nusselt eğrileri elde edilirken, $Ra = 10^5$ değerinde de eğim açısı ile ortalama Nusselt sayısı değerinin değişmediği görülmektedir. Ancak $Ra = 10^6$ değeri için Şekil 62 ve 65'den de görüldüğü gibi $\varphi=45^0$ 'de ortalama Nusselt sayısı için en küçük değer elde edilmektedir. Eğim açısı

$\varphi=45^0$ 'nin ötesinde artması ile ortalama Nusselt sayısı üzerinde bir artışa neden olmakta ve $\varphi=90^0$ 'de $\varphi=0^0$ 'de elde edilen değere ulaşılmaktadır. Şekillerden görüldüğü gibi iç karede ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ile değişimi daha şiddetli olmaktadır.

Ayrıca, bütün şekillerin incelenmesinden düşük Rayleigh sayılarında, $Ra \leq 10^4$, en düşük ortalama Nusselt sayısı iç karede, boyut oranının 3/10 değeri için elde edilmektedir. Buna karşılık, yüksek Rayleigh sayılarında, $Ra \geq 10^5$, boyut oranı arttıkça ortalama Nusselt sayısı değerleri azalırken dış karede ise bütün Rayleigh sayısı değerlerinde artan boyut oranı ile arttığı görülmektedir. Ortalama Nusselt sayısının , eğim açısı ve Rayleigh sayısına olan bu bağımlılığı Şekil 9-23'de verilen akış ve sıcaklık alanlarından görülmektedir.

4.3. Kaçık Merkezli Durum İçin Akış ve Sıcaklık Alanlarının İrdelenmesi

Şekil 7'de verilen karesel kapalı ortamda, boyut oranının 3/10 değerinde iç karenin beş farklı kaçık durumu ve Rayleigh sayısının 10^3 - 10^6 değerlerinde, akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi sayısal olarak incelenmiştir.

Pozitif kaçık merkezli durum için $\varepsilon=0.569$ (A), $Ra=10^3$ değerinde saat ibrelerinin tersi yönünde dönen iki simetrik hücre görülmektedir. $Ra=10^4$ 'de akım fonksiyonu çizgilerinin belirgin olarak azaldığı, fakat Rayleigh sayısı arttıkça yani dönme şiddetinin artmasıyla, akım fonksiyonu eğrileri yeniden artarak hücre merkezlerinin, kaldırma kuvvetinin etkisiyle soğuk üst duvara doğru hareket ettiği görülmektedir. Girdap eğrilerinde ise $Ra=10^4$ 'de belirgin olarak görülen hücre merkezleri, artan Rayleigh sayısı ile giderek büyümekte ve $Ra=10^6$ değerinde kapalı ortamın içerisine tamamen yayılarak kaybolmaktadır. Eşsıcaklık eğrileri incelendiğinde, $Ra=10^4$ 'de taşınım etkilerinin ısı transferinde daha etkin hale gelmesiyle ve iki kare arasındaki büyük geometriden dolayı, eş merkezli duruma göre oldukça büyük sıcaklık gradyanları oluşmakta ve artan Rayleigh sayısı ile birlikte, yani akışkanlar arasında artan etkileşim ile birlikte artmaktadır (Şekil 66).

Negatif kaçıklık durumunda $\varepsilon= -0.569$ (E), $Ra \leq 10^4$ değerleri için kapalı ortamın dip boşluğunda birbirine çok yakın bir konumda duran iki simetrik hücre görülmektedir. Sol simetrik hücre saat ibreleri yönünde dönerken, daha zayıf olan sağ hücre ise saat ibrelerinin tersi yönde dönmektedir. Artan Rayleigh sayısı ile simetrik hücreler birbirinden giderek ayrılmaktadır. $Ra = 10^6$ 'da hücre merkezleri belirgin olarak büyümekte ve akım

çizgilerinin şiddeti artarken, büyüklüğü ve katman sayısı azalmaktadır. Girdap eğrileri, Rayleigh sayısının bu değerinde, kapalı ortam içerisinde yayılırken, hücre merkezlerinin şekli çarpılarak yeri kaybolmaktadır. Bu sırada, üst sıcak ve soğuk duvarlar arasında, birbirine ters yönde dönen iki tane küçük ikincil hücreler oluşmaktadır. Eşsıcaklık eğrilerinin artan Rayleigh sayısı ile katmanlar halinde alt bölgeye doğru simetrik olarak yayılmaktadır. İç karenin alt duvarından ayrılan sıcaklık eğrileri, sıcak yan duvarlar boyunca önce yükselip sonra düşmekte ve daha sonra soğuk akışkan ile etkileşim nedeniyle yan duvarlar boyunca yeniden yükselmektedir (Şekil 70).

$\varphi=0^0$ durumu için dik eksen boyunca, pozitif ve negatif kaçıklık durumlarının ($\varphi_p=0^0$ ve $\varphi_p =180^0$), Şekil 10'da gösterilen eş merkezli durum ile ($\varepsilon=0$) karşılaştırıldığında, $\varepsilon=0.569$ 'da akım fonksiyonu çizgilerinin daha büyük ve daha şiddetli olduğu görülmektedir. $Ra = 10^6$ 'da, simetrik hücreler birbirine oldukça yakın bir şekilde dururken, $\varepsilon=0$ 'da hücreler birbirinden ayrılmakta ve negatif kaçıklık durumunda ($\varepsilon = -0.569$), hücrenin geometrik yapısı hilal şeklinden silindirik bir yapıya dönerek iç karenin dik eksene göre simetrik iki yanında yer aldığı görülmektedir. Ayrıca, artan Rayleigh sayısı ile akım çizgilerinde daha az katmanlı bir yapı ortaya çıkmaktadır. Şekil 68'den açık olarak görüldüğü gibi, iki karenin bu geometrik yerleştirilmesi akışkan içerisindeki taşınım hareketine engel olmaktadır. Bu durumda, akış ve sıcaklık alanları içinde en büyük durma noktası meydana gelmektedir. Eş sıcaklık eğrileri, $\varepsilon=0.569$ 'da diğer kaçık durumlar ile karşılaştırıldığında oldukça büyük olduğu ve artan Rayleigh sayısı ile arttığı şekillerin incelenmesinden açık olarak görülmektedir. Ayrıca bir diğer önemli sonuçta, eşmerkezli durumda ($\varepsilon=0$), $Ra = 10^5$ değerinde, kapalı ortamın üst boşluğunda oluşan ikincil hücreler nedeniyle sıcaklık basamakları, iç karenin üst köşe noktalarında itibaren oluşurken, $\varepsilon=0.569$ 'da üst duvarın merkezinden itibaren oluşmaktadır. $\varepsilon= -0.569$ durumunda ise sıcaklık eğrileri daha az katmanlı ve daha küçük bir yapıya sahip olmakta ve artan Rayleigh sayısı ile kapalı ortamın dip bölgesinde, akışkan için ısı olarak aktif olmayan en büyük durgun bölge meydana gelmektedir. İki kare arasındaki küçük geometri nedeniyle, iletim taşınımına göre daha etkin olmaktadır. Ancak, kapalı ortamın bu dip bölgesinde, taşınım zayıf olmasına rağmen iletim rejimi, ısı transferinde kareler arasındaki bu büyük ayrılma nedeniyle etkin değildir. Bu nedenle, eşsıcaklık eğrileri üniform olarak dağılmamaktadır.

Ayrıca, dikey simetri çizgisine göre sağ tarafta olacak şekilde iç kareyi üç farklı durum için yerleştirerek akış ve sıcaklık alanları elde edilmiştir.

$\varphi_p=45^0$ için (B), akış ve sıcaklık alanlarının, $\varepsilon=0$ durumuna göre simetrik yapılarını kaybettikleri görülmektedir. $Ra = 10^3$ 'de, iç karenin sol tarafında saat ibreleri yönünde dönen büyük bir ana hücre ile sağ üst kısımda, saat ibrelerinin ters yönünde dönen küçük ikinci bir hücre görülmektedir. Artan Rayleigh sayısı ile küçük hücrenin şiddeti ve büyüklüğü artarken ana hücrenin büyüklüğü ise azalmaktadır. $Ra = 10^6$ değerinde ana hücrenin merkezi, hem üst hem de alt duvara doğru hareket ederken, geometrik yapısı çarpılmaktadır. Sağ hücrenin ise şiddeti daha da artarken, kapalı ortamın alt boşluğuna doğru hareket etmekte ve bu sırada yeni bir hücrenin daha oluştuğu görülmektedir. Sıcak ve soğuk akışkanlar arasındaki etkileşim nedeniyle eşsıcaklık eğrileri, sol ve üst soğuk duvara doğru yayılırken, sağ ve alt duvarın köşe noktasında kareler arasında sıkışmasına neden olmaktadır. Artan taşınım hareketle ($Ra \geq 10^5$), sıcaklık basamakları daha şiddetli bir hal alırken soğuk akışkan kapalı ortamın alt kısımlarını giderek kaplamaya başlamıştır. $\varepsilon=0$ ile karşılaştırıldığında, sıcaklık eğrilerinin iç kare etrafında simetrik olarak dağılmadığı ve iç karenin sol tarafında daha büyük ve katmanlı bir hal aldığı görülmektedir (Şekil 67).

$\varphi_p=90^0$ olması durumunda (C), $Ra = 10^3$ 'de, iç karenin sol tarafında saat ibreleri yönünde dönen böbrek şeklinde bir yapıda tek bir ana girdap görülmektedir. Akış içerisindeki dönme şiddetinin artmasıyla, $Ra = 10^4$ 'de, iç karenin sağ üst kısmında küçük bir ikincil hücre daha meydana gelmekte ve artan Rayleigh sayısı ile şiddeti ve büyüklüğü de artmaktadır. $\varphi_p=45^0$ durumu ile karşılaştırıldığında, oluşan ikincil hücrenin daha küçük olduğu ve kapalı ortamın üst kısmına yatay olarak uzadığı görülmektedir. $Ra = 10^6$ 'da, ana girdabın geometrik yapısı değişirken, girdabın merkezinde biri soğuk üst duvara diğeri ise alt duvara doğru hareket eden iki tane ayrı hücre oluşmaktadır. Girdap eğrilerinde ise, sol taraftaki daha büyük olmak üzere böbrek şeklinde iç kare etrafında iki ayrı hücre oluşmakta ayrıca soğuk duvarlar boyunca da girdap eğrileri görülmektedir. Sıcaklık basamakları, $\varphi_p=45^0$ durumuna göre daha küçük iken kapalı ortamın alt boşluğunda oluşan hidrodinamik olarak aktif olmayan durgun bölge ise büyümektedir (Şekil 68).

$\varphi_p=135^0$ olması halinde (D), $Ra = 10^3$ 'de, $\varphi_p=45^0$ 'nin aksine ikincil hücrenin, sıcak iç karenin sağ alt kısmında oluşmaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile her iki hücrenin şiddeti de giderek artmakta ve $Ra = 10^5$ değerinde, hücre merkezleri büyüyerek yukarıya doğru

hareket etmektedir. Bu sırada, kareler arasındaki üst boşlukta yeni hücrelerin oluşmaya başladığı görülmektedir. Rayleigh sayısının daha da artmasıyla, her iki ana hücrenin şiddeti ve büyüklüğü daha da artmakta ve soğuk alt duvara doğru yayılmaktadır. Üst bölümde ise silindirik şekilde iki yeni hücre daha meydana gelmektedir. Ayrıca, $\varphi_p=90^0$ durumunda sol ana girdap merkezinde oluşan iki yeni hücreye göre çok daha şiddetli ve büyük yeni hücreler meydana gelmekte ve dik eksen boyunca uzayarak kapalı ortamın sol alt bölgesine doğru giderek yayılmaktadır. Sıcaklık basamakları ise sol ve alt soğuk duvar boyunca yayılmakta ve $Ra = 10^6$ değerinde soğuk alt duvarın sol köşesi civarında ikincil küçük bir hücre daha oluştuğu görülmektedir (Şekil 69).

4.4 Kaçık Merkezli Durum İçin Yerel ve Ortalama Nusselt Sayılarının İrdelenmesi

Eğim açısının $\varphi=0^0$ olması durumu için Rayleigh sayısı 10^3 ile 10^6 arasında değişirken, aynı boyut oranında ($L^*=3/10$), iç karenin beş farklı kaçık konumunda yerel Nusselt sayılarındaki değişim Şekil (71-80)'de, ortalama Nusselt sayılarındaki değişim ise Şekil 81 ve 82'de gösterilmiştir.

$\varphi_p=0^0$ için ($\varepsilon=0.569$), $Ra = 10^3$ değerinde en yüksek yerel Nusselt sayısı, iç karede alt duvarın köşe noktalarında meydana gelirken, sağ duvardan yukarıya doğru ilerledikçe azalmakta ve üst duvarın merkezinde en düşük değerini almaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile bütün duvarlar boyunca yerel Nusselt sayısı artarken maksimum ısı transferi alt duvarın köşe noktasında, en düşük değer ise üst duvarın merkezinde meydana gelmektedir. Dış karede ise alt duvar boyunca farklı bir şekil görülmekte ve $Ra = 10^3$ 'de, artan Rayleigh sayısı ile yerel Nusselt sayısı azalmakta ve $Ra = 10^6$ değerinde en düşük değerini almaktadır. Çünkü, artan Rayleigh sayısı ile, yani artan taşınımsal hareket nedeniyle, sıcak akışkan iç karenin alt duvarından yukarıya doğru yükselmektedir. Böylece, alt duvar boyunca sınır tabaka kalınlığı azalırken, yan ve üst duvarlar boyunca arttığı Şekil (71 ve 72)'den açıkça görülmektedir. En yüksek yerel Nusselt sayısı, üst duvarın merkezinde oluşurken en düşük değer karenin köşe noktalarında meydana gelmektedir.

$\varphi_p=45^0$ için sıcaklık basamaklarının soğuk yan ve üst duvarlara doğru yayılımı nedeniyle en düşük ısı transferi iç karede üst sol duvarda elde edilirken en yüksek değer ise alt sol köşe noktasında elde edilmektedir. Dış karede ise en yüksek Nusselt sayısı üst duvarın sol köşe noktası arasında elde edilmektedir (Şekil 73-74). $\varphi_p=135^0$ ile

karşılaştırıldığında, bu açı değerinde yerel Nusselt sayısı üst duvarın merkezinde aniden azalırken duvarın köşe noktalarında arttığı ve maksimum ısı transferinin üst duvarın sağ köşe noktası civarında olduğu görülmektedir.

$\varphi_p=90^0$ olması durumunda, $Ra \leq 10^4$ değerinde, iç karede sağ duvarın köşe noktalarında ısı transferi en büyük değerdedir. Artan Rayleigh sayısı ile sıcaklık eğrilerinin şekli çarpılmakta ve bu nedenle sınır tabaka kalınlıkları, üst sağ ve yan duvarda azalmaktadır. En büyük ısı transferi, iç karede alt sol köşede oluşurken dış karede üst duvarın sağ köşeye yakın kısmındadır (Şekil 75-76).

$\varphi_p=135^0$ için, $\varphi_p=45^0$ ve $\varphi_p=90^0$ ile karşılaştırıldığında karşımıza çok farklı bir şekil çıkmaktadır. İç kare için, $Ra = 10^3$ değerinde, alt sol köşe noktasında saat ibrelerinin tersi yönünde ilerlediğimizde, yerel Nusselt sayısı giderek artmakta ve üst sağ köşe noktasında maksimum değerini almaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile taşınım etkilerinin de etkin hale gelmesiyle sıcaklık basamakları sol yan ve alt duvar boyunca yayılmaktadır. Böylece, $Ra = 10^6$ 'da alt köşe noktasında en yüksek değerde olan ısı transferi, sağ yan duvardan yukarıya doğru ilerledikçe azalmakta ve sağ üst ve sol köşelerde en düşük değerini alırken üst yüzeyin merkezinde aniden yükselmektedir. Daha sonra, düşey olarak sol yan duvar boyunca aşağıya doğru hareket edildiğinde şekilden de açıkça görüldüğü gibi, artan ısı sınır tabaka kalınlığı nedeniyle aniden artarak alt sol köşe noktasında en büyük değerini almaktadır. Dış karede ise kapalı ortam içerisinde oluşan en büyük durgun bölge nedeniyle ısı transferi alt duvar boyunca hemen hemen sifira yakındır. Sağ ve üst duvar köşe noktasına doğru ilerledikçe sınır tabaka kalınlığı dolayısıyla ısı transferi artmakta ve üst duvar sağ köşe noktası civarında maksimum değerini almaktadır (Şekil 77-78).

$\varphi_p=180^0$ 'de, $Ra = 10^3$ değerinde, en düşük yerel Nusselt sayısı, iç kare için alt duvarın merkezinde olurken yan duvarlar boyunca ilerledikçe artmakta ve üst duvarın köşe noktalarında en yüksek değeri almaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile ısı transferi de artarken, pozitif kaçık merkezli durumundan ($\varphi_p=0^0$) farklı olarak üst duvarın köşe noktalarında azalmakta ve merkeze doğru gidildikçe artmaktadır. Bu durum, iki karenin, geometrik olarak yerleştirildiği yerden kaynaklanmaktadır. Dış kare durumuna bakıldığında, çok daha farklı bir durum meydana gelmektedir. Kapalı ortamın dip boşluk kısmında ısı olarak aktif olmayan durgun bölge, artan Rayleigh sayısı ile daha da arttığından, alt duvar yüzeyinde yerel Nusselt sayısı sıfır değerine yakındır. Ancak, üst duvara doğru ilerledikçe sınır tabaka kalınlığı artmakta ve bu duvar boyunca köşe noktalara yakın kısımlarda maksimum değerini almaktadır (Şekil 79-80).

Şekil 81 ve 82'den görüldüğü gibi artan Rayleigh sayısı ile ortalama Nusselt sayısı ve eğrilerin eğimi giderek artmaktadır. Taşınım etkilerinin en yüksek olduğu Rayleigh sayısının 10^6 değerinde, en büyük ortalama Nusselt sayısı değeri her iki karede de $\phi_p=0^0$ de elde edilirken açı değeri arttıkça ve iç kare yukarıya doğru yükseldikçe azaldığı görülmektedir. İç karenin farklı konumda yerleştirildiği durumları gösteren Şekil 7'den de görüldüğü gibi, iç kare düşey simetri çizgisi boyunca eşmerkezli durumdan sağa doğru hareket ettiğinde (*B, C, D konumları*), elde edilen ortalama Nusselt sayısı değerleri düşey olarak yukarıya doğru hareket ederken azalmaktadır.

Ayrıca, iç karenin en üst konumundaki (*D, E konumları*) ısı transferi değerlerini karşılaştırdığımızda, iç kareyi düşey olarak eşmerkezli durumdan yukarıya doğru hareket ettirdiğimizdeki durumda (*E durumu*) daha iyi olduğu görülmektedir.



5. SONUÇLAR

1. Eşmerkezli durumda eğim açısının bütün değerleri için aynı Rayleigh sayısı değerinde ortalama Nusselt sayısı, iç karede artan boyut oranı ile azalırken dış karede arttığı; aynı boyut oranı değerinde, ortalama Nusselt sayısı, artan Rayleigh sayısı ile hem iç hem de dış karede arttığı tespit edilmiştir.

2. Ana girdabın merkezinin (akım fonksiyonunun değerinin maksimum olduğu yer), Rayleigh sayısının artması ve boyut oranının azalması ile kapalı ortamın üst bölgesine doğru hareket ettiği gözlemlenmiştir.

3. Sabit bir Rayleigh sayısı değerinde, ısı transferinin baskın şekli, boyut oranının farklı değerleri ile değişmektedir. Boyut oranının artması ile kareler arasında giderek küçülen geometrinin taşınımıyla ısı transferini engellemesi nedeniyle, ısı transferinin baskın tarzının ısı iletimi şeklinde olduğu görülmüştür.

4. En büyük ısı akısı ve sıcaklık gradyanı, durma noktasında; en büyük sınır tabaka kalınlığı ve en küçük sıcaklık gradyanı ise ayrılma noktasında oluşmaktadır. Bu nedenle, iç kare için yerel ısı akısı, alt kısımda en büyük değerinde üst duvarın merkezinde ise en düşük değerinde olduğu; dış kare için durma noktası, yüksek ısı akısı nedeniyle üst duvarın orta noktasında, ayrılma noktası ise düşük ısı akısının olduğu alt kısımda meydana geldiği tespit edilmiştir.

5. Eğim açısının 0^0 olması durumunda artan Rayleigh sayısı ile iç karenin alt kısımlarından kapalı ortam boyunca kaldırma kuvvetinin etkisiyle üst boşluğa doğru yükselen akışkan, dış karenin üst duvarına çarpmakta ve böylece, sistem için en ince sınır tabaka kalınlığı ve en yüksek ısı akısı bu bölgede olduğu görülmüştür.

6. Yapılan bu çalışmada ayrıca, kapalı ortam eğim açısının değiştirilmesinin akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi belirlenmiştir. En küçük boyut oranında ($L^*=1/5$), ortalama Nusselt sayısı ile eğim açısı yaklaşık olarak lineere yakın bir değişme gösterdiği; boyut oranının $3/10$ değerinde artan Rayleigh sayısı ile ısı transferinde belirli bir artış olduğu; boyut oranının en büyük değerinde ($L^*=3/5$) ise eğim açısının artması ile ortalama Nusselt sayısının azaldığı görülmüştür. En düşük değer ise, eğim açısının 45^0 değeri için elde edilmiştir.

Artan Rayleigh sayısı ile iç karenin üst bölgesinde Benard problemine benzer çok sayılı bir girdap yapısının oluştuğu görülmüştür. Bu çok girdaplı yapıya geçişin Rayleigh sayısının yanı sıra boyut oranına da bağlı olduğu tespit edilmiştir.

7. Kapalı ortamın alt kısımlarında bulunan akışkan, düşük hızlar nedeniyle oldukça durgun ve soğuk durumda bulunmaktadır. Böylelikle, maksimum sıcaklık, daima bütün Rayleigh sayısı ve boyut oranları için iç karenin üst kısmında meydana gelmektedir.

8. Eşmerkezli karesel kapalı ortam içinde, eğim açısının beş farklı durumunda boyut oranı ve Rayleigh sayısının akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi incelenmiştir. $Ra = 10^3$ değerinde bütün boyut oranlarında iletim rejiminin baskın durumda olduğu görülmüştür. $Ra \geq 10^4$ değerinde taşınım rejimi ısı transferinde baskın duruma gelirken Rayleigh sayısının yüksek değerlerinde ($Ra \geq 10^5$), ortalama Nusselt sayısının, Rayleigh sayısına şiddetli bir şekilde bağlı olduğu gözlemlenmiştir.

9. Nusselt sayısı, iç kare ile kapalı ortamın duvarları arasındaki mesafe çok küçük olduğunda, doğrudan doğruya iletim rejimi ile etkilenmektedir. Bu durum, taşınım etkilerinin oldukça zayıf olduğu düşük Rayleigh sayısı ($Ra = 10^3$) değerinde daha önemli olmaktadır. Rayleigh sayısının 10^4 'den büyük değerlerinde ise iletim etkisi ihmal edilebilmektedir.

10. Kaçık merkezli geometrik durum için $\phi=90^0$ değeri hariç eş merkezli duruma göre iç karenin kaçık olarak yerleştirilmesi ile ortalama Nusselt sayısında bir artış olduğu tespit edilmiştir. En büyük değer, hem iç hem de dış kare de eğim açısının 0^0 değerinde elde edilmiştir. Bu nedenle, iç kareyi eş merkezli durumdan simetri çizgisi boyunca yan duvarlara doğru kaydırmak yerine, sırasıyla, alt ve üst duvarlara doğru kaydırmakla ısı transferinde bir iyileşme sağlanabilmektedir.

11. Eş merkezli durum için eğim açısının 0^0 değerinde oluşan ikincil hücreler, eş büyüklükte ve simetrik olarak yerleştiği görülmekle birlikte artan eğim açısı değeri ile ikincil hücrelerin yine oluştuğu ancak sayılarının azaldığı ve simetrisinin kaybolduğu görülmüştür.

12. Kaçık merkezli geometriler için iç kare en alt konumda iken birbirine ters yönde dönen iki simetrik hücre yapısının, artan açı değeri ile simetrisinin bozulmaya ve büyüklüğünün azalmaya başladığı ve $90^0 - 135^0$ eğim açılarında ikincil ve üçüncül hücrelerin oluştuğu görülmüştür. Eğim açılarında daha büyük bir artış ile ikincil hücrelerin ortadan kaybolduğu ve başlangıç durumundaki iki simetrik hücre yapısına ulaşıldığı tespit

edilmiştir. Ancak, hücrelerin büyüklüklerinin ve katman sayısının önemli miktarda azaldığı görülmektedir.



6. ÖNERİLER

1. Bu çalışma, iç içe yerleştirilmiş yüzeyleri farklı sıcaklıklarda tutulan karesel kapalı ortamlar için yapılmıştır. Aynı sınır koşullarında, dikdörtgensel bir kapalı ortam ele alınarak eğim açısı aralığı artırılarak (0° - 180°), laminer ve türbülanslı rejim durumu için zaman bağımlı ve/veya zaman bağımsız olarak deneysel ve/veya sayısal olarak incelenebilir.

2. Bu çalışma, boyut oranının 3/10 değerinde ve iç karenin beş farklı kaçık durumu için incelenmiştir. Boyut oranının farklı değerlerinde, türbülanslı rejim için dikey olarak ve/veya yatay olarak kaçık kareler arasındaki doğal taşınım durumu, zaman bağımlı olarak incelenebilir.

3. Bu çalışma, üç boyutlu olarak, farklı akışkanlar kullanarak laminer ve/veya türbülanslı akışlar için zaman bağımlı olarak sayısal olarak incelenebilir.

4. Kapalı ortam içerisinde farklı geometrik şekiller kullanarak (örneğin, iki tane eşsıcaklıklı blok konularak, iç kısımda ısı kaynağı içeren kapalı ortamlar) problem, sayısal olarak incelenebilir.

5. Prandtl sayısının farklı değerlerinde $Pr < 1$ (sıvı metaller) ve/veya $Pr > 1$ (yağlar) akışkanların, akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi incelenebilir.

6. Geometrik ortamda değişiklik yapılmaksızın, sınır koşullarını değiştirmek suretiyle (örneğin, üst ve/veya yan duvarların izole edilmesi) akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi deneysel ve/veya sayısal olarak incelenebilir.

7. Rayleigh sayısının daha yüksek değerlerinde ($Ra \geq 10^6$), zaman bağımlı ve türbülanslı rejim doğal taşınım durumunun akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi deneysel ve/veya sayısal olarak incelenebilir.

7. KAYNAKLAR

1. Ostrach, S., Natural Convection in Enclosures, Journal of Heat Transfer, 110 (1988) 1175-1190.
2. Ravi, M.R., Henkes, R.A.W. ve Hoogendoorn, C.J., On the High-Rayleigh Number Structure of Steady Laminar Natural Convection Flow in a Square Enclosure, J.Fluid Mech, 262 (1994) 325-351.
3. Nicolette, V.F., Yang, K.T. ve Lloyd, J.R., Transient Cooling by Natural Convection in a Two-Dimensional Square Enclosure, Int. J. Heat Mass Transfer, 28 (1985) 1721-1732.
4. Awbi, H.B., Application Computational Fluid Dynamics in Room Ventilation, Building and Environment, 24, 1 (1989) 73-84.
5. Murakami, S. ve Kato, S., Numerical and Experimental Study on Room Air Flow 3-D Predictions Using the k- ϵ Turbulence Model, Building and Environment, 24,1 (1989) 85-97.
6. Jones, P.J. ve Whittle, G.E., Computational Fluid Dynamics for Building Air Flow Prediction – Current Status and Capabilities, Building and Environment, 27, 3 (1992) 321-338.
7. Yamamoto, T., Ensor, D.S. ve Sparks, L.E., Evaluation of Ventilation Performance for Indoor Space, Building and Environment, 29, 4 (1994) 191-296.
8. Gan, G. ve Awbi, H.B., Numerical Simulation of the Indoor Environment, Building and Environment, 29, 4 (1994) 449-459.
9. American Society of Heating, Refrigerating, and Air Conditioning Engineers, ASHRAE Handbook of Fundamentals, Atlanta, 1981.
10. Lewis, J.A., Free Convection in Commercial Insulating Materials, Doktora Tezi, Graduate Division of Applied Mathematics, Brown University, Providence, RI, 1950.
11. Batchelor, G.K., Heat Transfer by Free Convection Across a Closed Cavity Between Vertical Boundaries at Different Temperatures, Q. Appl. Math., 12 (1954) 209-233.
12. Elder, J.W., Laminar Free Convection in a Vertical Slot, J.Fluid Mech., 23 (1965) 77-98.
13. Elder, J.W., Turbulent Free Convection in a Vertical Slot, J.Fluid Mech., 23 (1965) 99-111.

14. Eckert, E.R.G. ve Carlson, W.O., Natural Convection in Air Layer Enclosed Between Two Vertical Plates at Different Temperatures, Int. J. Heat Mass Transfer, 2 (1961) 106-129.
15. Wilkes, J.O. ve Churchill, S.O., The Finite Difference Computation of Natural Convection in a Rectangular Enclosure, AIChE journal, 12 (1966) 161-166.
16. Hart, J.E., Stability of the Flow in a Differentially Heated Inclined Box, J. Fluid Mech., 47 (1971) 547-576.
17. Ozoe, H., Sayama, H. ve Churchill, S.W., Natural Convection in an Inclined Rectangular Channel at Various Aspect Ratios and Angles-Experimental Measurements, Int. J. Heat Mass Transfer, 18 (1975) 1425-1431.
18. Arnold, J.N., Catton, I. ve Edwards, D.K., Experimental Investigation of Natural Convection in Inclined Rectangular Regions of Different Aspect Ratios, J. Heat Transfer, 98 (1976) 67-71.
19. Elsherbiny, S.M., Hollands, K.G.T. ve Raithby, G.D., Nusselt Number Distribution in Vertical and Inclined Air Layers, J. Heat Transfer, 105 (1983) 406-408.
20. Linthorst, S.J.M., Schinkel, W.M.M. ve Hoogendoorn, C.J., Flow Structure with Natural Convection in Inclined Air-Filled Enclosures, J. Heat Transfer, 103 (1981) 535-539.
21. Hollands, K.G.T. ve Konicek, L., Experimental Study of the Stability of Differentially Heated Inclined Air Layers, Int. J. Heat Mass Transfer, 16 (1973) 1467-1476.
22. Ozoe, H., Sayama, H. ve Churchill, S.W., Natural Convection in an Inclined Square Channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 17 (1974) 401-406.
23. Ozoe, H., Yamamoto, K., Sayama, H. ve Churchill, S.W., Natural Convection in an Inclined Rectangular Channel Heated on One Side Cooled on the Opposing Side, Int. J. Heat Mass Transfer, 17 (1974) 1209-1217.
24. Catton, I., Ayyaswamy, P.S. ve Clever, R.M., Natural Convection Flow in a Finite Rectangular Slot Arbitrarily Oriented with respect to the Gravity Vector, Int. J. Heat Mass Transfer, 17 (1974) 173-184.
25. Zhong, Z.Y., Yang, K.T. ve Lloyd, J.R., Variable Property Natural Convection in Tilted Enclosures with Thermal Radiation, Wiley, New York, 3 (1985) 195-214.
26. Ozoe, H., Fujii, K., Lior, N. ve Churchill, S.W., Long Rolls Generated by Natural Convection in an Inclined Rectangular Enclosure, Int. J. Heat Mass Transfer, 26 (1983) 1427-1438.
27. Karyakin, Y.E., Transient Natural Convection in Prismatic Enclosures of Arbitrary Cross-Section, Int. J. Heat Mass Transfer, 32 (1989) 1095-1103.

28. Lee, T.S., Numerical Experiments with Fluid Convection in Tilted Nonrectangular Enclosures, Num. Heat Transfer, 19 (1991) 487-499.
29. de Vahl Davis, G., Laminar Natural Convection in a Rectangular Cavity, Int. J. Heat Mass Transfer, 11 (1968) 1670-1693.
30. Ostrach, S., Natural Convection in Enclosures, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 8, Academic Press, New York, (1972) 161-227.
31. de Vahl Davis, G., Finite Difference Methods for Natural and Mixed Convection in Enclosures, 8 th International Heat Transfer Conf., 1986, San Francisco, Symposium Proceedings, Vol.1, 100-109.
32. Catton, I., Natural Convection in Enclosures, 6 th Int.Heat Transfer Conf., 1978, Toronto, Symposium proceedings, Vol. 6, 13-31.
33. Raithby, G.D. ve Hollands, K.G.T., Handbook of Heat Transfer Fundamentals, 2 nd Edn. Mcgraw-Hill, New York, (1985).
34. Ayyaswamy, P.S. ve Catton, I., The Boundary-Layer Regime for Natural Convection in a Differantially Heated Tilted Rectangular Cavity, J. Heat Transfer, 95 (1973) 543-545.
35. Barakat, H.Z. ve Clark, J.A., Analytical and Experimental Study of the Transient Laminar Natural Convection Flows in Partially Filled Liquid Containers, 3 rd International Heat Transfer Conference, 1966, Vol.2, 152.
36. Emery, A. ve Chu, N.C., Heat Transfer Across Vertical Layers, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 87 (1965) 110.
37. Newell, M.E. ve Schmidt F.W., Heat Transfer by Laminar Natural Convection within Rectangular Enclosures, Journal of Heat Transfer, 92,1 (1970) 159-168.
38. Hsieh, S.S. ve Yang, S.S., Flow Structure and Temperature Measurements in a 3-D Vertical Free Convective Enclosure at High Rayleigh Numbers, Int.J. Heat Mass Transfer, 40, 6 (1997) 1467-1480.
39. Coulter, J.P. ve Güçeri, S.I., Laminar and Turbulent Natural Convection in Irregularly Shaped Enclosures, 1986, Center for Composite Materials University of Delaware Newark, Delaware.
40. Hamady, F.J., Lloyd, J.R., Yang, H.Q. ve Yang, K.T., Study of Local Natural Convection Heat Transfer in an Inclined Enclosure, Int. J. Heat Mass Transfer, 32 (1989) 1697-1708.
41. Ozoe, H., Sayama, H. ve Churchill, S.W., Natural Convection in an Inclined Square Channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 17 (1974) 401-406.

42. Holst, P.H. ve Aziz, K., A Theoretical and Experimental Study of Natural Convection in a Confined Porous Medium, *Can. J. Chem. Engng.*, 50 (1972) 232-241.
43. Kuyper, R.A., Van Der Meer, Th. H., Hoogendoorn, C.J. ve Henkes, R.A.W., Numerical Study of Laminar and Turbulent Natural Convection in an Inclined Square Cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36 (1993) 2899-2911.
44. Rasoul, J. ve Prinos, P., Natural Convection in an Inclined Enclosure, *Int. J. Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, 7, 5 (1997) 438-478.
45. Chu, H.H.S., Churchill, S.W. ve Patterson, C.V.S., The Effect of Heater Size, Location, Aspect Ratio, and Boundary Conditions on Two Dimensional, Laminar Natural Convection in Rectangular Channels, ASME, *Journal of Heat Transfer*, 98 (1976) 194-199.
46. Aydın, O., Komşu Duvarları Farklı Sıcaklıkta Tutulan Dikdörtgensel Kapalı Ortamlarda Doğal Taşınım, Doktora Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 1998.
47. Fusegi, T., Hyun, J.M. ve Kuwahara, K., Transient Three-Dimensional Natural Convection in a Differentially Heated Cubical Enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34 (1991) 1559-1564.
48. Aziz, K. ve Hellums, J.D., Numerical Solution of the Three-Dimensional Equations of Motion for Laminar Natural convection, *Physics of Fluids*, 10 (1967) 314.
49. Hsieh, S.S. ve Yang, S.S., Transient Three-Dimensional Natural Convection in a Rectangular Enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 (1996) 13-26.
50. Bishop, E.H., Kolflat, R.S., Mack, L.R. ve Scanlan, J.A., Convection Heat Transfer Between Concentric Spheres, Proc. 1964, Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford Univ. Press, 69-80.
51. Bishop, E.H., Mack, L.R. ve Scanlan, J.A., Heat Transfer by Natural Convection Between Concentric Spheres, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 9 (1966) 649-662.
52. Scanlan, J.A., Bishop, E.H. ve Powe, R.E., Natural Convection Heat Transfer Between Concentric Spheres, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13 (1970) 1857-1872.
53. Yin, S.H., Powe, R.E., Scanlan, J.A. ve Bishop, E.H., Natural Convection Flow Patterns in Spherical Annuli, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16 (1973) 1785-1795.
54. Mack, L.R. ve Hardee, H.C., Natural Convection Between Concentric Spheres at Low Rayleigh Numbers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 11 (1968) 387-396.
55. Shaughnessy, E.J., Custer, J. ve Douglas, R.W., Partial Spectral Expansions for Problems in Thermal Convection, *Journal of Heat Transfer*, 100 (1978) 435-441.

56. Astill, K.N., Leong, H. ve Martorana, R., A Numerical Solution for Natural Convection in Concentric Spherical Annuli, 19 th National Heat Transfer Conference, 1980, ASME HTD, Vol. 8, 105-113.
57. Fujii, T., Honda, T. ve Fujii, M., A Numerical Analysis of Laminar Free Convection Around an Isothermal Sphere: Finite-Difference Solution of the Full Navier-Stokes and Energy Equations Between Concentric Spheres, Numerical Heat Transfer, 7 (1984) 103-111.
58. Fujii, M., Takamatsu, H. ve Fujii, T., A Numerical Analysis of Free Convection around an Isothermal Sphere (Effects of Space and Prandtl Number), Proc., ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, 4 (1987) 55-60.
59. Ozoe, H., Fujii, K., Shibata, T., Kuriyama, H. ve Churchill, S.W., Three-Dimensional Numerical Analysis of Natural Convection in a Spherical Annulus, Numerical Heat Transfer, 8 (1985) 383-406.
60. Prusa, J. ve Yao, L.S., Natural Convection Heat Transfer Between Eccentric Horizontal Cylinders, Journal of Heat Transfer, 105 (1983) 108-116.
61. Chiu, C.P. ve Chen, W.R., Transient Natural Convection Heat Transfer Between Concentric and Vertically Eccentric Spheres, Int. J. Heat Mass Transfer, 39 (1996) 1439-1452.
62. Farouk, B., Güçeri, S.I., Laminar and Turbulent Natural Convection in the Annulus Between Horizontal Concentric Cylinder, Journal of Heat Transfer, 104 (1982) 631-636.
63. Cho, C.H., Chang, K.S. ve Park, K.H., Numerical Simulation of Natural Convection in Concentric and Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli, Journal of Heat Transfer, 104 (1982) 624-630.
64. Garg, V.K., Natural Convection Between Concentric Spheres, Int. J. Heat Mass Transfer, 35 (1992) 1935-1945.
65. Sparrow, E.M. ve Charmchi, M., Natural Convection Experiments in an Enclosure Between Eccentric or Concentric Vertical Cylinders of Different Height and Diameter, Int.J. Heat Mass Transfer, 26 (1983) 133-142.
66. Geoola, F., Cornish, A.R.H., Numerical Simulation of Free Convective Heat Transfer from a Sphere, Int.J. Heat Mass Transfer, 25 (1982) 1677-1687.
67. Mahony, J.J., Heat Transfer at Small Grashof Numbers, Proc. R. Soc. A238 (1956) 412-423.
68. Fendell, F.E., Laminar Natural Convection about an Isothermally Heated Sphere at Small Grashof Numbers, J. Fluid Mech., 34 (1968) 163-176.

69. Hossain, M.A., Laminar Free Convection about an Isothermal Sphere at Extremely Small Grashof Numbers, Doktora tezi, Cornell University, (1966).
70. Ranz, W.E. ve Marshall Jr, W. R., Evaporation from Drops, Chem. Engng Prog., 48 (1952) 173-180.
71. Mathers, W.G., Madden, A.J. ve Piret, E.L., Simultaneous Heat and Mass Transfer in Free Convection, Ind. Engng Chem., 49 (1957) 961-968.
72. Tsubouchi, T. ve Sato, S., Heat Transfer from Fine Wires and Particles by Natural Convection, Res. Inst. High Speed Mech., Tohoku University, 12 (1960) 127-160.
73. Yuge, T., Experiments on Heat Transfer from Spheres Including Combined Natural and Forced Convection, Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer, 82 (1960) 214-220.
74. Geoola, F., Cornish, A.R.H., Numerical Solution of Steady-State Free Convective Heat Transfer from a Solid Sphere, Int.J. Heat Mass Transfer, 24 (1981) 1369-1379.
75. Chu, H.S. ve Lee, T.Z., Transient Natural Convection Heat Transfer Between Concentric Spheres, Int. J. Heat Mass Transfer, 36 (1993) 3159-3170.
76. Mallinson, G.D. ve De Vahl Davis, G., Three-Dimensional Natural Convection in an Enclosed Cavity, J. Fluid Mech., 83 (1977) 1-31.

8. ÖZGEÇMİŞ

Tamer Mataracı, 1975 yılında Trabzon'da doğdu. 1992 yılında Trabzon Lisesi'nden mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünü kazandı ve bu bölümden 1996 yılında bölüm birincisi olarak mezun oldu. Aynı yıl, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Ana Bilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. 1998 yılında İller Bankası Genel Müdürlüğü Malzeme Daire Başkanlığı'nda Makina Mühendisi olarak göreve başladı. Halen aynı göreve devam etmekte olup İngilizce bilmektedir.



TC. FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKÜMAN YÖNETİM KURULU
DOKÜMAN YÖNETİM MERKEZİ