

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

KÜT CİSİMLER AERODİNAMİĞİ VE VORTEKS-SHEDDING OLAYININ
DENEYSEL İNCELENMESİ

Mak. Yük. Müh. Mustafa SARIOĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"Doktor"
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 28.05.1997

Tezin Savunma Tarihi : 18.07.1997

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Tahir YAVUZ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ali ERİŞEN

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Teoman AYHAN

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Fazlı Arslan

Mayıs 1997
TRABZON

ÖNSÖZ

Bir akım içerisinde yerleştirilmiş dairesel ve kare kesitli silindireler etrafındaki akış, sadece pratik önemi bakımından değil fakat klasik akışkanlar mekaniğinin problemlerinden biri olarak pekçok araştırmacının ilgisini çekmiştir. Akışkan ile cismin etkileşimi sonucunda meydana gelen dinamik yükler ve gürültü, önemli derecede hasarlar meydana getirebilmektedir. Yüksek yapıların dinamik davranışı, köprülerin titreşimi, nükleer güç santralleri üzerinde kasırgaların etkisi, rüzgar mühendisliği açısından incelenmesi gereken önemli problemlerdir.

Bir akış alanı içerisinde bulunan bir yapı, aerodinamik kuvvetlerin etkisi altındadır. Bu kuvvetler genel olarak, aerodinamik teori ve deneyleri sonucunda belirlenebilir.

Daha önce yapılmış birçok deneysel ve teorik çalışmalara rağmen bu çalışmada, dairesel ve kare kesitli silindirik modeller etrafındaki akım alanı, basınç dağılımı ve özellikle türbülans kararsızlığı (instability) olayına etki eden parametrelerin belirlenmesi amacıyla, küt cisimler aerodinamiği ve vorteks kopması (vortex-shedding) olayı deneysel olarak incelenmiştir.

Bu tez çalışmasının gerçekleşmesinde her türlü yardımını ve yakın ilgisini gördüğüm danışmanım, saygıdeğer hocam Prof. Dr Tahir YAVUZ'a, çalışmaya maddi katkılar sağlayan K.T.Ü. Araştırma Fonu yöneticilerine, bilgisayar yazılımı konusunda ilgisini esirgemeyen Elektronik Yük. Müh. Önder Yürekli'ye, deney düzeneğinin kurulmasında yardımcı olan özellikle Bölümümüz teknisyenlerinden Rasim Yıldırım ve Kadir Aydemir'e, Orman Fakültesinden teknisyen Mustafa Koç'a ve K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü'nün diğer tüm değerli çalışanlarına teşekkürü bir borç bilirim.

Trabzon, Mayıs 1997

Mustafa SARIOĞLU

İÇİNDEKİLER

Sayfa No :

| | |
|--|-------|
| ÖNSÖZ | II |
| İÇİNDEKİLER | III |
| ÖZET | V |
| SUMMARY | VI |
| ŞEKİL LİSTESİ | VII |
| TABLO LİSTESİ | XXIII |
| SEMBOL LİSTESİ | XXIV |
| 1. GENEL BİLGİLER. | 1 |
| 1.1. Giriş. | 1 |
| 1.2. Kaynak Araştırması | 4 |
| 1.2.1. Giriş. | 4 |
| 1.2.2. Dairesel Kesitli Küt Cisimler | 6 |
| 1.2.3. Dikdörtgen Kesitli Küt Cisimler | 14 |
| 1.3. Tezin Amacı ve Kapsamı | 21 |
| 2. DENEYSEL ÇALIŞMA | 22 |
| 2.1 Rüzgar Tünelleri | 22 |
| 2.2. Deney Düzenegi ve Kullanılan Modeller | 25 |
| 2.3. Tünel Karakteristikleri. | 25 |
| 2.4. Kızgın Telli Anemometre ve Kalibrasyonu | 30 |
| 2.5. Basınç Ölçümü ve Kullanılan Basınç Ölçerler | 38 |
| 2.6. Spektral Analiz ve Dataların Değerlendirilmesi. | 45 |
| 3. BULGULAR | 53 |
| 3.1. Dairesel ve Kare Kesitli Silindirik Modeller Arkasındaki Akım Karakteristikleri | 53 |
| 3.2. Dairesel ve Kare Kesitli Model Yüzeyinde Ölçülen Yüzey Basınç Dağılımları | 66 |
| 3.3. Dairesel Kesitli Silindirik Model Etrafında Vorteks Kopmaları. | 79 |
| 3.4. Kare Kesitli Silindirik Model Etrafında Vorteks Kopmaları | 105 |

| | |
|---|-----|
| 3.5. Dikdörtgen Kesitli Silindirik Modeller Etrafında Vorteks Kopmaları | 168 |
| 4. İRDELEME | 206 |
| 5. SONUÇLAR | 231 |
| 6. ÖNERİLER | 234 |
| 7. KAYNAKLAR | 235 |
| 8. EKLER | 245 |
| 9. ÖZGEÇMİŞ | 283 |



ÖZET

Küt cisimler etrafındaki akım parametreleri son derece karmaşık olup, bu konuda birçok çalışma yapılmasına rağmen çok az şey bilinmektedir. Enerji korunumunun önemi nedeniyle, son zamanlarda küt cisim akışları konusu üzerinde önemle durulmaktadır. Büyük yapılar, rüzgar kaynaklı büyük genlikli titreşimlerden sakınılacak şekilde dizayn edilmiş olmalıdır. Küt cisimler ve yapılar etrafındaki rüzgar akımı, bu cisimler etrafında bir basınç dağılımı meydana getirmektedir. Bu basınçlar, cisme zarar verebilen veya rahatsız edici bir şekilde titreştirebilen kuvvetler üretecek şekilde, cismin yüzeyi boyunca rol oynamaktadırlar. Mühendisler 19. yy süresince dizaynlarında ~~rüzgarın etkisini~~ hesaba katmaya başlamışlardır.

Küt cisim etrafındaki akım parametreleri, türbülans şiddeti ve vorteks kopmaları sistemde dinamik zorlamalar meydana getirir. Vorteks kopması, dairesel veya dikdörtgen kesitli küt cisimler ile yüksek hücum açılarında kanat veya plakalar etrafında meydana gelen önemli bir olaydır. Vorteks kopması vasıtasıyla üretilen çalkantılı kuvvetler, doğal frekanslarında yapılarda titreşimlere sebep olabilmektedir. Bu bakımdan vorteks kopmasının araştırılması, aerodinamik kuvvetler, yapısal titreşim ve türbülans karışımı açısından son derece önemlidir.

Bu çalışmada, Reynolds sayısının 1×10^4 ile 1.5×10^5 aralığında (kritik altı akım), yüzeyden ayrılma noktasının yerinin Reynolds sayısı ile değiştiği dairesel kesitli silindir ile yüzeyden ayrılma noktasının yerinin hemen hemen sabit olduğu en/boy oranı $0.5 \leq w/h \leq 2$ olan dikdörtgen kesitli silindirler etrafında akım parametreleri ve basınç dağılımı deneysel olarak incelenmiştir.

Bundan başka, özellikle türbülans kararsızlığı (instability) olayına etkili parametrelerin belirlenmesi için dairesel kesitli silindirin ve değişik hücum açılarında dikdörtgen kesitli silindirlerin arkalarındaki iz (wake) bölgelerinde spektral ölçümler yapılmıştır. Bu ölçümler neticesinde, iz bölgesinin değişik x,y konumlarında spektral yoğunluk, güç spektrum, otokorelasyon ve kroskorelasyon dağılımları elde edilmiştir. Vorteks-kopması (vortex-shedding) olayının hangi konumlarda meydana geldiği, model cinsine ve akım şartlarına bağlı olarak tespit edilmiştir.

Anahtar Kelimeler : Küt Cisim, Vorteks kopması, Küt Cisim Aerodinamiği, İz Bölgesi, İz Akışı, Yüzeyden Ayrılma

SUMMARY

THE EXPERIMENTAL STUDY OF THE BLUFF BODY AERODYNAMICS AND VORTEX SHEDDING BEHAVIOUR

Flow parameters around bluff-bodies are too complex. In spite of many investigation on this subject have been made, relatively little is known about them. The subject of bluff-body flows has recently been receiving a great of attention, because of its importance for energy conservation. Large structures must be designed so as to avoid wind-induced large-amplitude oscillations. Wind flowing around bluff bodies and structures results in a distribution of pressure to produce mean and local forces which may damage or uncomfortably vibrate the body. Engineers began to incorporate the influence of the wind in their designs during nineteenth century.

Flow parameters around bluff-bodies, turbulence intensity and vortex-shedding create dynamic forces on the system. Vortex-shedding is an important phenomenon which occurs around circular or rectangular cylinders and airfoils or plates inclined at high angles of attack. Fluctuating forces which are produced from vortex shedding, may vibrate structures in their nature frequencies. For these reasons, the investigation of vortex shedding around bluff bodies is important for aerodynamic forces, structural vibration and turbulent mixing.

In this study, flow parameters and pressure distrubition around circular cylinders which the separation points change with Reynolds number and rectangular section cylinders with different aspect ratios in the range $0.5 \leq w/h \leq 2$, which the separation points are almost fixed, are experimentally investigated in the Reynolds number ranging from 1×10^4 to 1.5×10^5 (in the subcritical region).

Furthermore, to determine parameters which influence on the turbulence instability, spectral measurements have been made in the wake of the circular cylinder and the rectangular cylinder with different angles of attack. From these measurements, the distributions of spectral density, power spectrum, auto-correlation and cross-correlation in the wake of models were determined. Vortex shedding behaviour depending on the models and flow parameters were obtained.

Key-Words : Bluff Body, Vortex-Shedding, Bluff Body Aerodynamic, Wake, Wake Flow, Seperation

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 1. Bir dairesel silindir üzerinde sınır-tabaka ayrılması ve girdap oluşumu. 2
- Şekil 2. Dairesel silindir arkasında vorteks caddesi 5
- Şekil 3. Dikdörtgen bir bina üzerinde gözlenen akış örneği 15
- Şekil 4. Açık ve kapalı rüzgar tünelleri 22
- Şekil 5. Deney düzeneği ve rüzgar tüneli 26
- Şekil 6. Rüzgar tünelinin genel görüntüsü 27
- Şekil 7. Rüzgar tüneli-çalışma bölgesinin görüntüsü 27
- Şekil 8. Test edilen modeller 28
- Şekil 9. Kullanılan koordinat sistemi ve modelin yerleştirilmesi 28
- Şekil 10. Boş rüzgar tüneline 4 ayrı pozisyonda türbülans şiddeti dağılımları 29
- Şekil 11. Boş rüzgar tüneline; a) $x=11$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarında düşey yönde hız dağılımları, b) $Re=111798$ 'de değişik istasyonlarda düşey yönde boyutsuz hız dağılımları, c) $Re=111798$ 'de değişik istasyonlarda yatay yönde boyutsuz hız dağılımları 31
- Şekil 12. Boş rüzgar tüneline değişik x,y konumlarında, $Re=66539$ 'da hız-zaman değişimleri (velocity-history) 32
- Şekil 13. Boş rüzgar tüneline $x=11$ cm istasyonunda; a) $y=2.5$ cm, b) $y=7.5$ cm konumlarında ve değişik Reynolds sayılarında güç-spektrum grafikleri 33
- Şekil 14. Bir sabit sıcaklık anemometresinin blok diyagramı 34
- Şekil 15. Kullanılan ölçüm cihazları 36
- Şekil 16. T.S.I. Model 1220-20 platinyum kızgın film prob 36
- Şekil 17. T.S.I. Model 1125 kalibrasyon cihazı 37
- Şekil 18. T.S.I. 1220-20 model kızgın film (hot film) probunun kalibrasyon eğrileri; a) D1 hücresi kalibrasyonu, b) D2 hücresi kalibrasyonu 39
- Şekil 19. T.S.I. 1220-20 model kızgın film (hot film) probunun lineerleştirilmiş kalibrasyon eğrileri; a) D1 hücresi kalibrasyonu, b) D2 hücresi kalibrasyonu. . . 40
- Şekil 20. T.S.I. 1220-20 model kızgın film (hot film) probu ile ilgili hız değişimleri; a) D1 hücresi hız değişimi, b) D2 hücresi hız değişimi. 41
- Şekil 21. Dairesel ve kare kesitli model yüzeyinde basınç ölçüm noktaları (pirizleri) . . . 42

| | |
|---|----|
| Şekil 22. Model yüzeyindeki basınç pirizi detayları | 42 |
| Şekil 23. Dairesel kesitli silindirik modelin rüzgar tüneli çalışma bölgesine yerleştirilişi | 43 |
| Şekil 24. Basınç ölçerle birlikte kullanılan cihazların bağlantı şeması | 43 |
| Şekil 25. Basınç ölçerlerin (pressure transmitter) kalibrasyon eğrileri; a) 0-254 mmSS aralığına sahip basınç ölçer, b) 0-50.8 mmSS aralığına sahip basınç ölçer | 44 |
| Şekil 26. İkili hız korelasyonlarının şematik ifadesi | 47 |
| Şekil 27. Keyfi bir sinyalin otokorelasyonu | 48 |
| Şekil 28. Yarı-keyfi bir sinyalin otokorelasyonu | 48 |
| Şekil 29. Bir kare-dalga sinyalin otokorelasyonu | 49 |
| Şekil 30. Kızgın telli anemometre ve bağlı ekipmanların şeması. | 51 |
| Şekil 31. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda değişik y/D konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history) | 53 |
| Şekil 32. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda değişik y/D konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history). | 54 |
| Şekil 33. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, b) $x/D=4$ istasyonlarında değişik y/D konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri | 55 |
| Şekil 34. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, b) $x/D=5.8$, c) $x/D=14.8$ istasyonlarında değişik Reynolds sayılarındaki ortalama hız dağılımları | 56 |
| Şekil 35. Dairesel kesitli silindirik model arkasında üç ayrı istasyonda a) $Re=14670$, b) $Re=36528$, c) $Re=130542$ sayılarındaki boyutsuz hız dağılımları | 57 |
| Şekil 36. Dairesel kesitli silindirik model arkasında iz genişliğinin, akım yönünde ve Reynolds sayısı ile değişimi | 58 |
| Şekil 37. Dairesel kesitli silindirik model arkasında üç değişik Reynolds sayısında, farklı istasyonlardaki türbülans şiddeti dağılımları | 59 |
| Şekil 38. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, b) $x/D=5.8$, c) $x/D=14.8$ istasyonlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki türbülans şiddeti dağılımları. | 60 |
| Şekil 39. Kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda, 0° hücum açısında değişik y/h konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri | |

| | |
|---|----|
| (velocity-history) | 61 |
| Şekil 40. Kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda, 0° hücum açısında değişik y/h konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history) | 61 |
| Şekil 41. Kare model arkasında; a) $x/h=2.2$, b) $x/h=5.8$, c) $x/h=14.8$ istasyonlarında değişik Reynolds sayılarındaki ortalama hız dağılımları | 62 |
| Şekil 42. Kare model arkasında üç ayrı istasyonda; a) $Re=14670$, b) $Re=36528$, c) $Re=130542$ sayılarındaki boyutsuz hız dağılımları | 63 |
| Şekil 43. Kare model arkasında üç değişik Reynolds sayısında, farklı istasyonlardaki türbülans şiddeti dağılımları | 64 |
| Şekil 44. Kare model arkasında; a) $x/h=2.2$, b) $x/h=5.8$, c) $x/h=14.8$ istasyonlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki türbülans şiddeti dağılımları | 65 |
| Şekil 45. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde değişik Reynolds sayılarında; a) ölçülmüş, b) düzeltilmiş basınç katsayıları | 67 |
| Şekil 46. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde; a) $Re=14246$, b) $Re=36606$ sayılarında ölçülmüş ve düzeltilmiş basınç katsayıları | 68 |
| Şekil 47. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde değişik açılarda ölçülmüş basınç katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 69 |
| Şekil 48. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş C_p değerleri ile (25) bağıntısıyla elde edilmiş C_p değerlerinin mukayesesi | 70 |
| Şekil 49. $Re=133687$ 'de dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş C_p değerleri ile (25) bağıntısı ile hesaplanmış C_p değerlerinin mukayesesi | 71 |
| Şekil 50. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş C_p değerleri ile uydurulan bağıntılarla elde edilmiş C_p değerleri : a) $20^\circ-70^\circ$, b) $70^\circ-160^\circ$ | 72 |
| Şekil 51. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş C_p değerlerinin literatür ile karşılaştırılması | 73 |
| Şekil 52. $Re=14822$ 'de kare model yüzeyinde: a) hücum açısı 0° , b) hücum açısı 10° , iken ölçülmüş basınç katsayıları | 74 |
| Şekil 53. $Re=14822$ 'de kare model yüzeyinde: a) hücum açısı 30° , b) hücum açısı 0° ve 30° , iken ölçülmüş basınç katsayıları | 75 |
| Şekil 54. Kare model yüzeyinde 5 değişik Reynolds sayısında: a) 0° hücum açısında, | |

| | |
|---|----|
| b) 30° hücum açısındaki basınç dağılımları | 76 |
| Şekil 55. Kare model yüzeyinde: a) ön yüzeyde 9 no'lu pirizde, b) alt yüzeyde 14 no'lu pirizdeki basınçların hücum açısı ve Reynolds sayısına göre değişimi | 77 |
| Şekil 56. Kare model yüzeyinde: a) arka yüzeyde 18 no'lu pirizde, b) üst yüzeyde 4 no'lu pirizdeki basınçların hücum açısı ve Reynolds sayısına göre değişimi | 78 |
| Şekil 57. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri | 80 |
| Şekil 58. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri | 81 |
| Şekil 59. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 82 |
| Şekil 60. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 83 |
| Şekil 61. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$, $y/D=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 84 |
| Şekil 62. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 85 |
| Şekil 63. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarında, spektral yoğunluğun frekans ve y/D 'ye göre değişimi | 87 |
| Şekil 64. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, $y/D=0.5$, b) $x/D=2.2$, $y/D=1.5$, c) $x/D=4$, $y/D=0.5$, d) $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumlarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi | 88 |
| Şekil 65. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 89 |
| Şekil 66. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 90 |
| Şekil 67. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen Strouhal sayısı değerlerinin literatür ile karşılaştırılması | 91 |
| Şekil 68. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ stasyonunda boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 92 |
| Şekil 69. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda boyutsuz | |

| | |
|---|-----|
| frekansın Reynolds sayısı ile değişimi : a) $y/D=0.5$ konumunda, b) $y/D=1.5$ konumundaki değerlerin literatür ile mukayesesi | 93 |
| Şekil 70. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda: a) $y/D=0.5$, b) $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri | 94 |
| Şekil 71. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda: a) $y/D=0.5$, b) $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri | 95 |
| Şekil 72. Dairesel kesitli silindirik arkasında: a) $x/D=2.2$, $y/D=0.5$, b) $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri | 97 |
| Şekil 73. Dairesel kesitli silindirik model arkasında: a) $x/D=4$, $y/D=0.5$, b) $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri | 98 |
| Şekil 74. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri | 99 |
| Şekil 75. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri | 100 |
| Şekil 76. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ ile $x/D=4$, $y/D=0.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu | 101 |
| Şekil 77. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/D=2.2$, $y/D=2$ ile $x/D=4$, $y/D=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu | 102 |
| Şekil 78. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ ile $y/D=1.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu | 103 |
| Şekil 79. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ ile $y/D=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu | 104 |
| Şekil 80. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ | |

| | | |
|-----------|--|-----|
| | konumunda değişik Reynolds sayılarındaki gerilim-zaman grafikleri | 106 |
| Şekil 81. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki gerilim-zaman grafikleri | 107 |
| Şekil 82. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri | 108 |
| Şekil 83. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri | 109 |
| Şekil 84. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 110 |
| Şekil 85. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 111 |
| Şekil 86. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 112 |
| Şekil 87. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 113 |
| Şekil 88. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 114 |
| Şekil 89. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 116 |
| Şekil 90. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 117 |
| Şekil 91. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 118 |
| Şekil 92. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 119 |
| Şekil 93. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri . . . | 120 |
| Şekil 94. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi | 121 |
| Şekil 95. | Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında | |

| | |
|--|-----|
| ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi | 122 |
| Şekil 96. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi | 123 |
| Şekil 97. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi | 124 |
| Şekil 98. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi | 125 |
| Şekil 99. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 126 |
| Şekil 100. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 127 |
| Şekil 101. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 128 |
| Şekil 102. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 129 |
| Şekil 103. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısı ile değişimleri | 131 |
| Şekil 104. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısı ile değişimleri | 132 |
| Şekil 105. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans | |

| | |
|---|-----|
| ve Reynolds sayısına göre değişimi | 133 |
| Şekil 106. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Re sayısına göre değişimi | 134 |
| Şekil 107. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Re sayısına göre değişimi . | 135 |
| Şekil 108. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi | 136 |
| Şekil 109. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 137 |
| Şekil 110. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik negatif y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 138 |
| Şekil 111. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda ve değişik y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 139 |
| Şekil 112. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda ve değişik negatif y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi | 140 |
| Şekil 113. Kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda ve 0° hücum açısında elde edilen Strouhal sayısı değerlerinin literatür ile karşılaştırılması | 141 |
| Şekil 114. 0° hücum açısında: a) $x=11$ cm, $y=2.5$ cm, b) $x=11$ cm, $y=7.5$ cm konumlarında dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirlerde blokaj oranının Strouhal sayısına etkisi | 142 |
| Şekil 115. 0° hücum açısında: a) $x=20$ cm, $y=2.5$ cm, b) $x=20$ cm, $y=7.5$ cm konumlarında dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirlerde blokaj oranının Strouhal sayısına etkisi | 143 |
| Şekil 116. 0° hücum açısında $x=20$ cm, $y=2.5$ cm konumunda kare ve dikdörtgen kesitli silindirler için elde edilmiş Strouhal sayısı değerlerinin blokaj etkisi açısından literatür ile karşılaştırılması | 144 |
| Şekil 117. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik y/h konumlarında boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 145 |
| Şekil 118. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik negatif y/h konumlarında boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi . | 146 |

| | |
|---|-----|
| Şekil 119. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri | 147 |
| Şekil 120. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri | 148 |
| Şekil 121. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri | 149 |
| Şekil 122. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri | 150 |
| Şekil 123. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 151 |
| Şekil 124. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 152 |
| Şekil 125. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 153 |
| Şekil 126. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (neaktif y/h konumlarında) otokorelasyon grafikleri | 154 |
| Şekil 127. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (neaktif y/h konumlarında) otokorelasyon grafikleri | 155 |
| Şekil 128. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açılara göre otokorelasyon grafikleri | 157 |
| Şekil 129. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açılara göre otokorelasyon grafikleri | 158 |
| Şekil 130. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 159 |
| Şekil 131. Kare model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ ile $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 160 |
| Şekil 132. Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ ile $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumlarında 0° hücum | |

| | | |
|------------|--|-----|
| | açısında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 161 |
| Şekil 133. | Kare model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2$, $y/h=2$ ile $x/h=4$, $y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 162 |
| Şekil 134. | Kare Model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2$, $y/h=2$ ile $x/h=4$, $y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 163 |
| Şekil 135. | Kare model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=1.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 164 |
| Şekil 136. | Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=1.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 165 |
| Şekil 137. | Kare Model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 166 |
| Şekil 138. | Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri | 167 |
| Şekil 139. | $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 169 |
| Şekil 140. | $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 170 |
| Şekil 141. | $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 171 |
| Şekil 142. | $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 172 |

| | |
|---|-----|
| Şekil 143. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 173 |
| Şekil 144. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 174 |
| Şekil 145. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 175 |
| Şekil 146. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 176 |
| Şekil 147. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 177 |
| Şekil 148. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 178 |
| Şekil 149. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında değişik x/h , y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında elde edilen spektral tepelerin şiddetlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri | 179 |
| Şekil 150. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 180 |
| Şekil 151. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=-0.625$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 182 |
| Şekil 152. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=1.875$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 183 |
| Şekil 153. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda ve | |

| | |
|---|-----|
| 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 184 |
| Şekil 154. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 185 |
| Şekil 155. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 187 |
| Şekil 156. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 188 |
| Şekil 157. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 189 |
| Şekil 158. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 190 |
| Şekil 159. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri | 191 |
| Şekil 160. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında değişik x/h , y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında elde edilen spektral tepelerin şiddetlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri | 192 |
| Şekil 161. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.5$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 193 |
| Şekil 162. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.5$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 194 |
| Şekil 163. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=5$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz | |

| | |
|---|-----|
| frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 195 |
| Şekil 164. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=5$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 196 |
| Şekil 165. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=0.3125$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 197 |
| Şekil 166. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=-0.3125$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 198 |
| Şekil 167. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=0.9375$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 199 |
| Şekil 168. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=-0.9375$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 200 |
| Şekil 169. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 201 |
| Şekil 170. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=-0.625$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 202 |
| Şekil 171. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=1.875$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 203 |
| Şekil 172. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=-1.875$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 204 |
| Ek Şekil 1. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi | 245 |
| Ek Şekil 2. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi | 246 |
| Ek Şekil 3. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum | |

| | |
|--|-----|
| açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi | 247 |
| Ek Şekil 4. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi | 248 |
| Ek Şekil 5. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi | 249 |
| Ek Şekil 6. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 250 |
| Ek Şekil 7. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 251 |
| Ek Şekil 8. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 252 |
| Ek Şekil 9. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri | 253 |
| Ek Şekil 10. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 254 |
| Ek Şekil 11. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 255 |
| Ek Şekil 12. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 256 |
| Ek Şekil 13. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (negatif y/h değerlerinde) otokorelasyon grafikleri. | 257 |
| Ek Şekil 14. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (negatif y/h değerlerinde) | |

| | |
|--|-----|
| otokorelasyon grafikleri. | 258 |
| Ek Şekil 15. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Re sayılarında, hücum açılarına göre otokorelasyon grafikleri . | 259 |
| Ek Şekil 16. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Re sayılarında, hücum açılarına göre otokorelasyon grafikleri. | 260 |
| Ek Şekil 17. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Re sayılarında, hücum açılarına göre otokorelasyon grafikleri. | 261 |
| Ek Şekil 18. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Re sayılarında, hücum açılarına göre otokorelasyon grafikleri. | 262 |
| Ek Şekil 19. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Re sayılarında, hücum açılarına göre otokorelasyon grafikleri . | 263 |
| Ek Şekil 20. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Re sayılarında, hücum açılarına göre otokorelasyon grafikleri . | 264 |
| Ek Şekil 21. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri . | 265 |
| Ek Şekil 22. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri . | 266 |
| Ek Şekil 23. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri . | 267 |
| Ek Şekil 24. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri . | 268 |
| Ek Şekil 25. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri. | 269 |
| Ek Şekil 26. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri. | 270 |
| Ek Şekil 27. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 271 |
| Ek Şekil 28. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi. | 272 |

| | |
|---|-----|
| Ek Şekil 29. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi | 273 |
| Ek Şekil 30. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi. | 274 |
| Ek Şekil 31. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri. | 275 |
| Ek Şekil 32. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri. | 276 |
| Ek Şekil 33. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri. | 277 |
| Ek Şekil 34. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri. | 278 |
| Ek Şekil 35. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 279 |
| Ek Şekil 36. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 280 |
| Ek Şekil 37. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 281 |
| Ek Şekil 38. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri | 282 |

TABLO LİSTESİ

Sayfa No:

| | |
|---|------|
| Tablo 1. Deneysel şartlar | 211 |
| Tablo 2. Strouhal sayısının w/h oranına göre değişimi | .222 |



SEMBOL LİSTESİ

| | |
|----------------------------|--|
| A, B, n | : Kızgın tel kalibrasyon sabitleri |
| C_p | : Yüzey basınç katsayısı |
| C_{pc} | : Düzeltilmiş yüzey basınç katsayısı |
| D_e | : Rüzgar tüneli çalışma kesiti eşdeğer çapı ($= 4 \cdot \text{Alan} / \text{Çevre}$) |
| D | : Silindir çapı |
| E [volt] | : Kızgın telli anemometre çıkış gerilimi |
| \bar{E} [volt] | : Kızgın telli anemometre ortalama çıkış gerilimi |
| e [volt] | : Kızgın telli anemometre çıkış gerilimi çalkantı bileşeni |
| f [Hz] | : Frekans |
| f_s [Hz] | : Vorteks kopma frekansı (Vortex shedding frequency) |
| F | : Boyutsuz frekans (Shedding Frequency Parameter) |
| H | : Rüzgar tüneli çalışma kesiti yüksekliği |
| h | : Dikdörtgen modelin yüksekliği |
| R [kJ/kg ^{°K}] | : Gaz sabiti |
| P_o | : Ortam basıncı |
| P_{st} | : Model pozisyonundaki tünel statik basıncı |
| P | : Dikdörtgen model yüzeyindeki basınç |
| $P(\theta)$ | : Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde θ açısal pozisyonundaki basınç |
| Re | : Reynolds sayısı |
| $R_{ww}(t)$ | : Kroskorelasyon fonksiyonu |
| St | : Strouhal sayısı |
| T_o [°K] | : Ortam sıcaklığı |
| t [s] | : Zaman |
| U [m/s] | : Anlık hız |
| \bar{U} [m/s] | : Ortalama hız |
| U_{max} [m/s] | : Tünel kesiti içerisindeki maksimum hız |
| u [m/s] | : Akım yönündeki çalkantı hızı |
| x | : Akım yönündeki kartezyen koordinat |
| y | : Akıma dik yöndeki kartezyen koordinat |

- z : xy düzlemine dik yöndeki kartezyen koordinat
- W : Rüzgar tüneli çalışma kesiti genişliği
- w : Dikdörtgen model genişliği
- $\sqrt{u^2}$: Akım yönündeki çalkantı hızının rms değeri
- $\frac{\sqrt{u^2}}{U}$: Türbülans şiddeti
- α [°] : Hücüm açısı
- θ [°] : Dairesel kesitli silindirik modelin ön durma noktasından itibaren ölçülen açı
- ε : Blokaj oranı
- ν [m²/s] : Kinematik viskozite
- ρ [kg/m³] : Yoğunluk

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

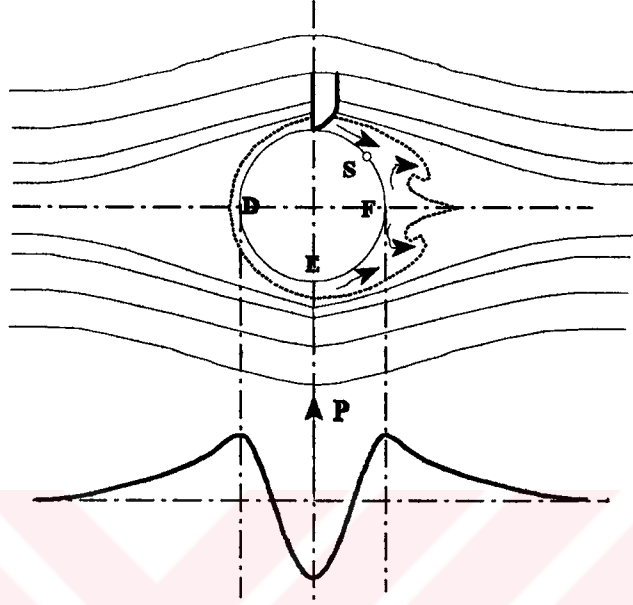
Küt cisim etrafında akım uygulamaları birçok mühendislik probleminde karşımıza çıkmaktadır. Tanım olarak küt cisim, hareket veya akış doğrultusuna göre oldukça büyük bir dik kesit alanı olan ve akışkanı yüzeyden ayırmaya zorlayan cisimler olarak tanımlanabilir. Örnek olarak, dairesel veya dikdörtgen kesitli silindir, küre, boyut oranları küçük olan elipsoid ile büyük hücum açılı düzlem plaka verilebilir.

Akışkanların etkisinde bulunan cisimler çeşitli nedenlerden dolayı titreşirler. Eğer cisme yaklaşan akışkan, salınım hareketi olan uyumlu birbirine benzeyen kararsızlıklar (örneğin girdap tipi kararsızlıklar) veya türbülanslı bir özellik taşıyorsa, etkileşim sonucunda cisimler birbirini izleyen sınırlı veya sınırsız davranışlar gösterirler. Bu çeşit etkileşim, türbin ve helikopter palalarının ve kanatlarının hücum kenarlarında, yüksek binalar etrafında, petrol platformları ayaklarında, ısı değiştirgeçlerinin tüp demetleri etrafında meydana gelebilir.

Akışkan-cisim etkileşimi sonucu meydana gelen dinamik yükler ve gürültü önemli derecede hasarlar meydana getirebilir. Küt bir cisim etrafındaki akımda teşekkül eden sınır tabaka ayrılması nedeniyle cisim etrafında vorteks formasyonu ve vorteks kopmaları meydana gelir. Küt cisim hidrodinamiği veya aerodinamiğinde, vorteks dinamiği çok önemli rol oynamaktadır. Vorteks formasyonu ve vorteks kopmaları burada bahsedildiği gibi sadece küt cisimler etrafındaki dış akımda değil petrol, doğalgaz, su vb. boru hatlarındaki akışı kontrol amacıyla kullanılan vanalar ile genişleme ve daralma elemanları, direkler ve debi ölçmek için boruya bağlanan orifisler akış açısından birer süreksizlik yüzeyleridir. Bu elemanlar da geometrileri nedeniyle akışı yüzeyden ayırmaya zorlayan elemanlar olup sürekli olarak periyodik bir yapıda vorteksler üretirler. Bütün yukarıda ifade edilen durumlarda meydana gelen vorteksler, sistemin akustik ve mekanik yapısı ile akuple olması halinde, mühendisleri tedirgin eden ciddi bir dinamik zorlama ve titreşim problemleri ortaya çıkarabilmektedir.

Dairesel kesitli bir silindir etrafındaki akım, geometrik olarak basit olmasına rağmen cismin etrafındaki akım Reynolds sayısına bağlı olarak çok karmaşıktır. Bu nedenle, bu alandaki çalışmalar hemen hemen 100 yıldır devam ettiği halde, akım davranışlarını tayin etmek amacıyla, bilgisayar alanındaki gelişmelere paralel olarak, bu alandaki çalışmalar teorik ve deneysel olarak artan bir yoğunlukta devam etmektedir.

Dairesel kesitli bir silindir etrafındaki akımda, Reynolds sayısına bağlı olarak bir sınır tabaka oluşur. Şekil 1'de sınır tabaka dışında, akım potansiyel kabul edilebildiğinden, akım



Şekil 1. Bir dairesel silindir üzerinde sınır-tabaka ayrılması ve girdap oluşumu (Diyagramatik), S=ayrılma noktası

D'den E'ye doğru hızlanıp E'den F'ye doğru yavaşlamaktadır. Bernoulli denklemi gereği basınç D'den E'ye doğru azalırken E'den F'ye doğru artmaktadır. Bilindiği gibi sınır tabaka içindeki akım, serbest akım bölgesi basınç gradyanlarının etkisinde olacaktır. Sınır tabaka dışında D'den E'ye doğru basınç enerjisi kinetik enerjiye dönüşür ve E'den F'ye doğru ise enerji dönüşümü ters yönde gelişir. Sınır tabaka içerisinde akışkan molekülleri cidarı takip ederken, sürtünmeler nedeniyle kinetik enerjilerinin büyük bir kısmını kaybederler. Moleküllerin E'den F'ye doğru hareketlerinde ise çok az kinetik enerji kalması nedeniyle artan basınç etkisiyle duvarda yavaşlayarak belli bir noktada ters yönde hareket başlar. Böylece yüzeyden ayrılma olayı meydana gelir. Yani bu noktada sınır tabakanın ani bir genişlemesi ile yüzeyden ayrılma olayı başlar. Bu ters akım bir vorteks hareketi meydana getirir. Meydana gelen vorteks akımı cisimden kopup, akım yönünde hareket ederek cisimden uzaklaşır. Vorteks formasyonu o bölgede bir vakum meydana getirerek cisme etki eden basınç kaynaklı itme (drag) kuvvetlerinde büyük bir artış meydana getirir. Cisimden uzaklaştıkça dalga ekseninin iki

yanında biri saat ibreleri yönünde, diğeri saat ibrelerinin tersi yönünde hareket eden Von Karman Vorteks akımı meydana gelir.

Vorteks kopmaları her ne kadar cismin geometrisine göre akımın Reynolds sayısına bağlı ise de pratik olarak erişilebilecek bütün Reynolds sayılarında vorteks kopmalarının meydana geleceğine inanılır. Mesela küçük Reynolds sayılarında Von Karman Vorteks kopmaları oluşur. Reynolds sayısı büyüdükçe, cismin etrafında meydana gelen serbest kayma tabakaları içerisinde Kelvin Helmholtz kararsızlığı meydana gelerek iki tabakanın etkileşimi sonucu Strouhal Vortisitite kopması meydana gelir. Cismin arkasında meydana gelen Von Karman Vorteks kopmaları hareket ederek eksponansiyel olarak akıma karışırken, bu vortisitelerin cisim arkasında lineer olarak hareket eden iki boyutlu dalga akımda etkileşmesiyle adma literatürde oblique dalga denen yeni bir dalga oluşur. Eğer Von Karman Vorteks kopma frekansı f_K ve iki boyutlu dalga frekansı da f_T ise, iki hareketin etkileşmesi sonucu meydana gelen oblique dalga frekansı, $f_K - f_T$ olarak ifade edilir. Bu dalganın genliği akım yönünde artarak arka bölgelerde akım ortamında dominant bir etki yapar.

Yukarıda bahsedildiği gibi, akımın özellikleri Reynolds sayısına bağlıdır. Akım rejimi olarak laminer, geçiş ve türbülans akım rejimleri tanımlanabilir. Her akım rejimi Reynolds sayısının belli değerleri için geçerlidir. Geçiş rejimi yaklaşık olarak Reynolds sayısının 180-200 değerleri için tanımlanmaktadır. Her üç akım şekli karakter itibarı ile birbirinden farklıdır ve yapılan çalışma sonuçları, sadece o akım şekli için geçerlidir. Vorteks kopmaları ve akıma ait hız ve basınç gibi büyüklüklerin çalkantı veya değişimleri sistemin mekanik, akustik, termik ve kütleli özelliklerinden biri veya birkaçı ile akuple olması sonucu, ortaya akış kaynaklı büyük problemler çıkmaktadır.

Yukarıda bahsedildiği üzere vorteks kopmalarına sebep, sınır tabakanın yüzeyden ayrılmasıdır. Dik köşeye sahip cisimler için (dikdörtgen veya kare kesitli silindir) yüzeyden ayrılma noktasının yeri tam olarak bilinirken eğrisel bir yüzeyde (daireli kesitli silindir gibi) ise, sınır tabaka ayrılmasının hangi noktada olduğunu belirlemek oldukça zordur. Bir cisim etrafındaki vorteks kopmaları cisim etrafında spektrum analizleri yapılarak belirlenmektedir. Herhangi bir frekansta meydana gelen spektral tepe (peak), vorteks kopmasının olduğunu ifade etmektedir. Bu çalışmada küt cisim olarak, hem yüzeyden ayrılma noktasının yerinin bulunmasının çok zor olduğu daireli kesitli bir silindir ile hem de sınır tabaka ayrılmasının meydana geldiği noktanın hemen hemen tam olarak bilindiği dikdörtgen kesitli silindir

etrafındaki akım parametreleri ve vorteks dinamiği deneysel olarak incelenerek, mukayeseli olarak her iki geometri için akım parametreleri belirlenmek suretiyle literatürde ihtiyaç duyulan temel çalışmalara önemli derecede ışık tutulacaktır.

1.2. Kaynak Araştırması

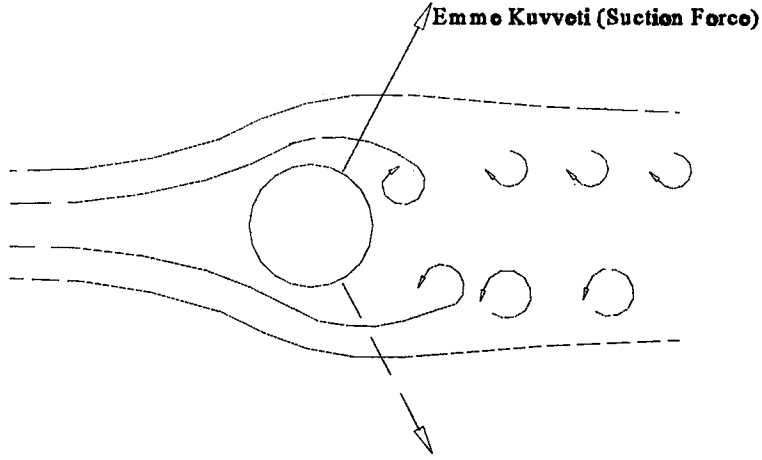
1.2.1. Giriş

Bir engel etrafında meydana gelen sınır tabakanın yüzeyden ayrılması ve vorteks kopmaları ilk olarak 16.yy'da Leonardo da Vinci tarafından gözlenmiştir. O günden bu güne sayısız teorik ve deneysel çalışma gerçekleştirildiği halde iki veya üç boyutlu küt cisimler etrafındaki vorteks dinamiği hakkında çok az şey bilinmektedir. Bilindiği gibi vorteks kopmaları özellikle sistemlere etki eden aerodinamik veya hidrodinamik kuvvetlerin davranışı, sistemin titreşimi ve türbülans etkileri bakımından son derece önemlidir.

Küt cisim etrafındaki dalga hareketi, sınır tabaka ayrılması nedeniyle oluşan türbülans, çalkantı hızları veya girdap hareketleri ile karakterize edilen dairesel kesitli bir küt cisim etrafındaki dalga karakteristikleri akımın Reynolds sayısına bağlıdır. $Re < 10^5$ değerleri için akımın Kritik Altı akım denir ve cismin arkasında meydana gelen dalga veya iz bölgesi oldukça geniş olup vorteks kopmaları düzenli bir karakter gösterir. $10^5 \leq Re \leq 3.5 \times 10^6$ değerleri için akım ortamına geçiş akımı rejimi denir ve bu akım ortamında akışın yüzeyden ayrılma noktasının yeri bir düzensizlik gösterir ve bunun sonucunda dalga akımı veya iz bölgesinde girdap dağılımları rastgele, düzensiz bir karakter gösterir. $Re > 3.5 \times 10^6$ değerinde, akım ortamına Kritik Üstü akım ortamı denir ve bu akım ortamında sınır tabaka akımı türbülanslı olup, dalga veya iz bölgesi oldukça dar olup, vorteks kopmaları tekrar düzenli hale gelir.

Düzenli dalga akımında oluşan vorteksler cismin arkasında birbirine ters yönlü birer sirkülasyon hareketi yaparak iki adet vorteks caddesi meydana gelir. Bu hareket sonucunda Şekil 2'de görüldüğü gibi cismin iki yanında akıma normal yönde hız bileşenleri ve ters yönde etki eden iki adet emme kuvveti meydana gelir. Böylece cisim, akıma normal yönde ve vorteks kopma frekansının yarısına eşit periyodik bir kuvvetin etkisinde kalır. Aynı zamanda cisme, vorteks kopma frekansına eşit periyodik olarak değişen küçük şiddette bir kuvvet, akım yönünde etki eder. Bu frekanslardan herhangi biri sistemin tabii frekansına eşit olduğunda,

rezonans olma durumu ortaya çıkmaktadır. Pratikte, akım yönündeki periyodik kuvvet çok küçük olup, akım yönünde bu kuvvetin bir titreşim meydana getirmesi oldukça zordur.



Şekil 2. Dairesel silindir arkasında vorteks caddesi

Bu nedenle sadece akıma normal yönde vorteks kopma frekansının yarısına eşit frekanstaki periyodik kuvvetler, sistemde titreşim meydana getirirler.

Periyodik olarak değişen normal yöndeki kuvvet frekansları boyutsuz olarak ifade edilen Strouhal sayısına bağlıdır ve

$$f = \frac{U \cdot St}{D} \quad (1)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada f frekans, U ortalama hız ve St de Strouhal sayısıdır.

Keskin kenarlı küt cisimlerde yüzeyden ayrılma noktası Reynolds sayısına bağlı değildir ve bu nedenle Strouhal sayısı, Reynolds sayısından bağımsızdır. Ancak Strouhal sayısı cismin geometrisine ve hücum açısına bağlıdır.

Küt cisim aerodinamiği veya hidrodinamiği alanında yapılan çalışmalar, son yıllarda bilgisayar imkanları ve ölçüm cihazlarındaki gelişmelere paralel olarak artan yaygınlıkta devam etmektedir.

Bu konuda yapılan literatür araştırmaları, biri dairesel diğeri dikdörtgen kesitli olmak üzere iki alt başlık altında özetlenecektir.

1.2.2. Dairesel Kesitli Küt Cisimler

1959 yılında Tritton [1], Reynolds sayısının 0.5-100 değerlerine sahip olduğu bir akışta kıvrılan kuvars liflerini gözleyerek dairesel bir silindir üzerindeki itme (drag) ölçümlerini gerçekleştirmiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar, diğer çalışmalarda elde edilen deneysel değerler ve teorik hesaplamalarla mukayese edilmiştir. Bu çalışmada ayrıca, Reynolds sayısının yaklaşık 90 değerinde bir silindirin iz bölgesindeki vorteks caddesinde oluşan bir geçiş'in (transition) yapısı da deneysel olarak incelenmiştir.

1961 yılında Abernathy ve Kronauer [2], iki boyutlu küt cisimler etrafında vorteks tabakası formasyonunu incelemişlerdir. Bu çalışmada, aralarında başlangıçta belli bir h mesafesi bulunan iki sonsuz vorteks tabakasının non-linear etkileşimi sonucu, vorteks formasyonunun olduğu ifade edilmiştir. Bu iki vorteks tabakasının etkileşimi çeşitli h mesafelerinde ve değişik dalga uzunluklarında incelenmiştir. Sonuçta, bu etkileşimin ve vorteks formasyonunun kuvvetli olarak h/a (a dalga uzunluğudur) oranına bağlı olduğu bulunmuştur.

Bloor [3], kızgın telli anemometre kullanarak dairesel kesitli bir silindir arkasındaki dalga karakteristiklerini, geçiş akımından türbülansa geçiş şartlarında incelemiştir. Türbülans akımının teşekkül ettiği Reynolds sayısının 200'den büyük değerlerinde, artan Reynolds sayısı ile, türbülanslı akıma geçiş bölgesi silindire doğru yaklaşır. $Re < 200$ için türbülanslı akım meydana gelmemektedir. Silindir arkasında meydana gelen periyodik dalga akımı Reynolds sayısının yaklaşık olarak 40 değerinde başlar. Bu dalga oldukça kararlı olup, bu akım silindirin hemen hemen 100 çap arkasındaki noktalara kadar devam eder. Bu çalışmada çeşitli Reynolds sayılarında, akımın geçiş akımından türbülansa geçiş akım bölgesi ve bu bölgedeki vorteks formasyonları incelenmiştir.

1970 yılında Gaster [4]'in yaptığı bir çalışmada, dairesel kesitli konik prizma modelleri üzerinde yapılan deneyler, vorteks iz yapısının farklı kopma frekanslarına sahip birkaç ayırık hücrede var olduğunu göstermiştir. Her bir hücredeki kopmanın düzenli ve periyodik olduğu tespit edilmiştir. Söz konusu frekans, aynı çaplı paralel bir silindirden elde edilen frekanstan daha düşük çıkmıştır. İz bölgesi davranışının bir benzeri de, üniform olmayan bir ortalama akışta paralel bir model üzerinde gözlenmiştir. Bu sonuçlar, Tritton tarafından ileri sürülen kopma kanunundaki süreksizliklerin akıştaki süreksizliklerden kaynaklanabileceğini ortaya koymuştur.

1970 yılında Tritton [5], Reynolds sayısının 50-160 değerlerinde dairesel silindirler

arkasındaki vorteks caddeleri konusunda bir araştırma yapmıştır. Bu, 1969 yılında geçiş'i (transition) elde edemeyen Gaster [6]'in çalışmasıyla teşvik edilmiştir. Bu sözkonusu geçiş, 1959 yılında Tritton [1] ve 1964 yılında da Berger tarafından Reynolds sayısının yaklaşık 90 değerinde gözlenmiştir. Daha sonra geçiş'in var olduğunun tespit edildiği bir deneysel çalışma yapılmıştır. Geçiş'in meydana geldiği Reynolds sayısı aralığı oldukça değişken olduğundan, bazan 160'ın üstüne dahi çıkabileceği açıklanmıştır. Sonuç olarak geçiş akımının, Reynolds sayısının muhtemel 3 aralığından birinde ("düşük hızlı mod", "yüksek hızlı mod" veya "basit (basic) mod") meydana gelebileceği açıklanmıştır.

1971 yılında Surry [7], kritik altı Reynolds sayılarında rijit dairesel bir silindir etrafındaki akışta, yüksek şiddetli büyük skalalı serbest akım türbülansının etkisini deneysel olarak incelemiştir. Homojen türbülans alanları elde etmek için ağlar kullanılmıştır. Türbülans karakteristiklerini doğru bir şekilde tanımlamak amacıyla, türbülans bileşenlerinin güç ve kros-spektrası ölçülmüştür. Bu çalışma sonucunda; (i) dört değişik türbülanslı alanda ölçülen ortalama itme katsayıları ve vorteks kopma frekanslarının, Reynolds sayısındaki efektif bir artışla alakalı olduğu, (ii) düşük türbülans şartları altında ve 90-150° açılardaki yüzey basınç spektrasının, küçük tepeler (peaks) gösterdiği, (iii) yaklaşık olarak homojen türbülansla elde edilen kaldırma ve itme spektrasına göre, çalkantılı kaldırmanın (lift) küçülen (kısalan) Strouhal tepesinin hala etkisinde olduğu ve kararsız itmeye aslında akım türbülansının sebep olduğu ortaya çıkmıştır.

Hunt [8], 1972 yılında yaptığı çalışmasında, Batchelor ve Proudman [9] tarafından 1954 yılında geliştirilen türbülansın hızlı deformasyon (rapid distortion) teorisini genelleştirmiştir. Buna göre, gelen (incident) türbülanslı akışın aşağıdaki şartları sağlaması halinde, türbülanslı bir akışa maruz bir küt cisim etrafındaki türbülanslı hızın, ayrılmış akış bölgelerinin dışında ve öncesinde (upstream'ında) hesaplanabileceği açıklanmıştır. Sözkonusu şartlar:

$$(i) a/L_x \ll 1, Re^{-1} u' / \bar{u} \ll 1 \ll Re^{1/2},$$

$$(ii) a/L_x \gg 1, Re^{-1} \ll u' / \bar{u} \ll 1 / (a/L_x) \text{ ve } Re \gg (a/L_x)^2 \text{ dir.}$$

burada $Re = \bar{u} a / \nu$ Reynolds sayısı, \bar{u} ortalama üniform hız, u' homojen türbülanslı r.m.s. hızı, a cismin enine boyutu (bir dairesel silindir durumunda yarıçap), L_x gelen türbülansın integral skalası ve ν ise kinematik viskozitedir. Bu çalışmada dairesel bir silindir etrafındaki akış için detaylı hesaplamalar yapıldığı ve sonuçların, diğer silindirik cisimler için de genelleştirilebileceği ifade edilmiştir. Türbülans skalasının cismin boyutundan çok daha büyük veya küçük olduğu

durumlar için hızlar ve hız spektrası elde edilmiştir. Bu makalede, türbülanslı akışın cismin etrafındaki bütün noktalarda fiziksel olarak anlaşılabilir olamayacağı, ancak akışın belli bölgelerinde tahmin edilen hızlardan yola çıkılarak deneysel sonuçların tahmin edilebileceği ileri sürülmüştür. Ayrıca bu çalışmada, bir küt cisim etrafındaki türbülanslı akışların incelenmesinin, çok önemli bir teorik araştırma problemi olduğu ifade edilmiştir.

1973 yılında Maull ve Young [10], kayma gerilmeli bir akımda küt bir cisim etrafında vorteks kopmaları ve basınç katsayılarını deneysel olarak incelemişlerdir. Bu çalışmada, vorteks kopmalarının eşit frekanslı birçok hücreye bölünebildiği gösterilmiştir. Deneysel, küçük hızlı bir rüzgar tüneline gerçekleştirilmiş ve türbülans derecesi lokal hızlara göre %0.5 mertebesinde alınmıştır. Model olarak, uç kısmı eliptik bir geometriye, arka kısmı ise dikdörtgen kesite sahip bir elemandır. Vorteks kopmaları için yapılan ölçümlerde DISA kızgın telli anemometre kullanılmıştır. y tabandan itibaren yükseklik, d modelin küçük kenar uzunluğu olmak üzere çeşitli y istasyonlarında yapılan ölçümlerde, $0 \leq y/d \leq 6$ için ortalama kopma frekansı 135Hz, $y/d=7$ için ise kopma frekansı 160Hz olarak bulunmuştur. y/d arttıkça kopma frekansı, $y/d=10$ için 170, $y/d=16$ için 190Hz olarak bulunmuştur. Sonuç itibarıyla y/d arttıkça, vorteks kopma frekansının da değiştiği sonucuna varılmıştır.

1981 yılında Ayoub ve Karamcheti [11], Reynolds sayısının 0.85×10^5 , 1.8×10^5 ve 7.7×10^5 değerlerinde üniform çapraz (cross) akışta sonlu bir dairesel silindirin uç bölgesindeki karmaşık akışı incelemişlerdir. Yüzey basıncı ve iz bölgesi hız çalkantılarının aynı anda (simultaneous) ölçümleri, uç bölgesinde bir kopma (shedding) rejiminin var olduğunu göstermiştir. Özellikle bu rejimin kararsız olabileceği ve aralıklarla meydana gelebileceği ifade edilmiştir. Bu çalışma sonucunda;

- (i) Bir enine akıştaki bir silindirden meydana gelen vorteks kopmasının, uç kısmından kısa bir mesafeye kadar uzandığı,
- (ii) Uç bölgesindeki girdapların bir tek frekansta uygun bir şekilde koştukları,
- (iii) Genellikle, uç bölgesindeki kopma rejiminin Reynolds sayısının nominal bir değerden daha düşük bir değerinde meydana geldiği,
- (iv) Uç bölgesindeki kopma rejiminin kararsız olabileceği (yani aralıklarla meydana gelebileceği) ve kopma frekansının farklı zaman aralıklarında farklı değerler alabileceği, ortaya konulmuştur.

1981 yılında Perry ve arkadaşları [12], çeşitli akım gözleme teknikleri kullanarak dairesel kesitli bir silindir etrafındaki akımı incelemişler ve vorteks kopmaları gelişimi konusuna ışık

tutacak sonuçlar elde etmişlerdir. Bu çalışmada, silindir arkasında meydana gelen vorteks formasyonunun oldukça kompleks olduğu ve vorteks formasyonunun birbiri ardısıra olarak akım yönünde ilerlediği ortaya konulmuştur. Bu harekette, viskoz difüzyonun etkili olmadığı ve vorteks formasyonunun bu nedenle Reynolds sayısına bağlı olmadığı sonucu çıkarılmıştır.

1985 yılında Williamson [13], çeşitli akım gözleme teknikleri kullanarak, bir akım içine yanyana yerleştirilmiş küt cisimler etrafındaki akımı incelemiştir. Cisimler arasındaki mesafeye göre, cisimlerden meydana gelen vorteks kopmalarının aynı fazlı ve ters fazlı olarak oluştuğu gözlenmiştir. g^* silindir yüzeyleri arasındaki boşluğun çapa oranı olmak üzere, $1.0 < g^* < 5.0$ için hem faz hem de antifaz durumunda vorteks kopmaları senkronizasyonu gözlenmiştir. $g^* = 1.0$ için her silindir arkasındaki dalgaların tamamen birbirinden farklı olduğu görülmüştür. $1 < g^* < 5$ için antifaz vorteks kopmalarının faz vorteks kopmalarına göre dominant olduğu gözlenmiştir. Antifaz vorteks durumunda akımın kararlı olduğu ve bu vorteks durumunun bozulmadan cisimlerden uzaklaştıkça değişmediği görülmüştür. Aynı fazlı vorteks durumunda ise, birbirinden uzaklaştıkça girdapların birbiri üzerinde dönmeye başladığı görülmüştür. Cisimlere çok yakın bölgede birbirine tamamen benzer ve aynı işaretli iki vorteks formasyonu meydana gelir. Cisimlerden biraz uzaklaştıkça iki paralel vorteks tabakasında beraberce hareket eden (biri diğerinin etrafında dönen) binari vorteks hareketlerine dönüşür. Daha da uzaklaştıkça binari vorteks tek bir vorteks hareketine dönüşerek büyük skalalı vorteks akımının oluştuğu gözlenmiştir. Bu hareket ancak silindirlere yakın arka bölgede meydana gelmekte ve daha arka bölgelerde akıma karışarak ortadan kalkmaktadır. Bu nedenle antifaz vorteks kopmaları kararlı, aynı fazlı vorteks kopmaları ise kararsız olarak nitelendirilmektedir.

1985 yılında Wei ve Smith [14], hidrojen kabarcığıyla akım gözlemesi tekniği ve kızgım telli anemometre ölçümleri kullanarak dairesel kesitli bir silindir etrafında yakın iz bölgesindeki ikincil vorteks hareketlerinin karakteristiklerini, Reynolds sayısının 1200 ile 11000 değerleri için incelemiştir. Bu çalışmada, i) ikincil vorteksler ile geçiş dalgalarının (transition waves) aynı özelliklere sahip olduğu, ii) ikincil vortekslerin boyutsuz kopma frekanslarının Reynolds sayısının 0.87 kuvveti ile değiştiği, (halbuki bu, geçiş akımı için elde edilen vorteks kopma frekanslarının Reynolds sayısının 0.5 kuvveti ile orantılı olduğu şeklinde Bloor [3] tarafından elde edilen sonuçlardan oldukça farklıdır.) iii) ikincil vorteksler yakın iz bölgesinde serbest kayma tabakası kararsızlıklarından kaynaklanmaktadır. Bu durumda bu kararsızlıkların, silindir yüzeyinden ayrılmış bulunan sınır tabakanın dönmeye sebep olduğu, iv) yakın iz bölgesinde

ikincil vortekslerin hızlıca deformasyona uğraması sonucu hareketin, laminer akımdan türbülanslı Strouhal girdaplarına (vortices) geçiş yaptığı, sonucu bulunmuştur.

Triantafyllou ve arkadaşları [15], hareketsiz silindirler etrafındaki vorteks akımına, silindirin hemen arkasında meydana gelen dalga akımı içindeki kararsızlığın sebep olduğunu ortaya atmışlardır. Bu çalışmada, Orr-Sommerfeld denklemi ile çeşitli Reynolds sayılarında ölçülmüş hız profilleri kullanılarak stabilite analizleri yapılmıştır. Akım ortamında meydana gelen mutlak kararsızlık, Reynolds sayısının 56 ve 140000 değerlerinde Strouhal sayısı olarak 0.13 ve 0.21 değerlerini vermiştir. Bu değerler deneysel değerlere oldukça yakındır. Reynolds sayısının 34'den küçük değerlerindeki (bu değer kritik Reynolds sayısı olarak tanımlanmıştır) kararsızlığın, konvektif tipi bir kararsızlık olduğu (konvektif kararsızlık, belli bir noktada zamanla büyürken, akım yönünde ilerledikçe azalarak belli bir noktadan sonra tamamen ortadan kalkan ve akımı etkilemeyen kararsızlık şeklinde tanımlanmıştır) ortaya konulmuştur.

1988 yılında Nakamura, Ohya ve Ozono [16], üç-boyutlu ve iki boyutlu küt cisim etrafındaki akıma, türbülansın etkilerini incelemişlerdir. Bu çalışmada, türbülansın iki bakımdan küt cisim akımını etkileyeceği ortaya konmuştur. Bunlardan biri; küçük skalalı türbülans küt cismin yan kısmından ayrılmış olan kayma tabakasının daha arkada yeniden temasını (reattachment) sağlamakta, ikincisi ise yüksek dereceli türbülansla, cisim etrafında meydana gelen vorteks kopmaları ile türbülansın etkileşmesi sonucu ortalama akım karakteristikleriyle orantılı değişimler meydana gelmektedir.

Hammache ve Gharib [17], 1989 yılında, Reynolds sayısının 72-158 değerlerinde, sonlu en/boy oranına sahip dairesel silindirlerin iz bölgesinin, eğik (slanted) vorteks kopmasının etkisi altında olduğunu ifade etmişlerdir. Silindirin iki ucunda simetrik bir basınç sınır şartının olması durumunda, dairesel silindirin iz bölgesinde paralel vorteks kopması meydana gelebileceği ve bu durumun, daha büyük çaplı iki dairesel silindirin ön bölgede silindire dik tutulmasıyla gerçekleştirilebileceği açıklanmıştır. Sonuçta elde edilen Strouhal-Reynolds sayısı eğrisinin süreksizlik göstermediği, ayrıca dairesel bir silindirin iz bölgesindeki türbülanslı geçişin, bu teknik kullanılarak geciktirilebileceği ifade edilmiştir.

1990 yılında Alfonsi ve Giorgini [18], teorik olarak impulsif olarak harekete maruz dairesel kesitli bir silindir etrafındaki kararsız vorteks kopmalarına, akım ortamında üretilen sonlu genlikteki raharsızlıkların (perturbations) etkileri incelenmiştir. Bu çalışmada $Re=1000$ değerinde, iki boyutlu zamana bağlı Navier-Stokes Denklemlerinin akım fonksiyonu-vortisitite

transport formu, Hızlı Fourier-Dönüşüm algoritması kullanılarak çözülmüştür. Sonuçta, akım ortamında türetilen vortekslerin şiddetlerinin, vorteks kopmalarının zamanla gelişimine önemli derecede etki ettiği gözlenmiştir.

Song ve Yuan [19], zayıf sıkıştırılabilir akım denklemlerini kullanarak ve geliştirdikleri model ile yüksek Reynolds sayılarında dairesel kesitli bir silindir etrafında, vorteks kopmalarının simülasyonunu yapmışlardır. Bu çalışmada Mach sayısının küçük olduğu varsayılarak, akışkanın yoğunluğunun ve ses hızının sabit olduğu kabulü yapılmıştır. Bu nedenle modele zayıf sıkıştırılabilir akım denklemleri denilmiştir. Nümerik çalışma Reynolds sayısının 1000'den küçük değerleri için yapılmıştır. Bu çalışmada büyük skala vorteks kopmaları, yani ilk vorteks kopmaları ile buna bağlı olarak salınımlı (oscillatory) değişim gösteren kaldırma (lift) ve itme (drag) kuvvetleri modellenmiştir. Ayrıca ağ (grid) sistemini modelleyerek ikincil vorteks (secondary vortex), buna bağlı olarak kaldırma ve itme kuvvetlerinin de modellenebileceği ifade edilmektedir. Ancak büyük Reynolds sayılarında çok ince ağ kullanmak gerektiğinden ince sınır tabaka ve küçük skala türbülans akımları için hesaplama yapmanın pratik olmadığı ifade edilmektedir.

Abarbanel ve arkadaşları [20] 1990 yılında, dairesel bir silindir etrafındaki iki boyutlu akışı, 3 farklı sayısal algoritma kullanarak ve zaman bağımlı sıkıştırılabilir Navier-Stokes Denklemlerini çözerek incelemişlerdir. Bu algoritmalardan biri sonlu farklar metodu, ikincisi spektral teknikler ve üçüncüsü ise bu iki metodun bir kombinasyonudur. Kararlı ve uygun sınır şartları ile, bu üç metot kullanılarak akışın vorteks kopma frekansının başlıca özellikleri doğru bir şekilde tahmin edilmiştir. Bu üç metot kullanılarak Reynolds sayısının 80 değerinde, Mach sayısının 0.4 olduğu akış için hesaplamalar yapılmıştır. Düşük Reynolds sayılarında, dairesel bir silindirin iz bölgesinde birincil kopma frekansının düşük hızlardaki deneysel ölçümleri Roshko [21] tarafından verilmiştir. Bu ölçümlerden hareketle aşağıdaki bağıntı bulunmuştur.

$$St = 0.212 \cdot \left(1 - \frac{21.2}{Re_{\infty D}}\right) \quad (2)$$

Reynolds sayısının 80 değeri için bu bağıntı ile $St=0.1558$ değeri elde edilmiştir. Her durum için Strouhal sayısının hesaplanan değerlerinin, deneysel değerlere çok yakın olduğu görülmüştür.

1990 yılında Chang ve Sa [22], dairesel silindir arkasında silindire çok yakın bölgede kaldırma kuvvetinin vorteks kopmalarına etkisi incelemişlerdir. Bu çalışmada ısıtılan veya soğutulan dairesel kesitli silindir etrafında, vorteks kopmalarının davranışları nümerik olarak

incelenmiştir. Akım şartları olarak, tabii ve zorlanmış konveksiyon karışımı alınmıştır. Bu durumda akım ortamında viskoz etkiler ile kaldırma kuvvetleri etkilerinin birleşmesi sonucu oldukça karmaşık bir akım ortamının meydana geleceği söylenebilir. Bu çalışmada, viskoz sıkıştırılmaz Boussinesq akımının olduğu kabulü yapılmış ve kaldırma kuvveti nedeni ile vorteks kopma frekansları, itme (drag) kuvvet katsayısı ve kuvvetlerin ısı transfer davranışları incelenmiştir. Bu çalışma sonucunda kopma frekansı, cisme yakın arka dalga bölgesinde sınır tabaka kalınlığına, vorteks dalgalarının takip ettiği yörüngenin ise vorteks tabakasının şiddetine bağlı olduğu görülmüştür. Çeşitli Reynolds ve Grashof sayılarında silindir etrafında vorteks davranışları incelenmiştir.

1991 yılında Hammache ve Gharib [23], Reynolds sayısının 40-160 değerleri aralığında dairesel silindirlerin laminar iz bölgesinde eğik (oblique) vorteks kopması ile ilgili bir deneysel çalışma gerçekleştirmişlerdir. Ana silindirden dolayı meydana gelen kopma açısını kontrol etmek için ana silindirin ön bölgesine iki enine dairesel silindir yerleştirilmiştir. Farklı açılı eğik (oblique) kopma, eğri (curved) kopma ve de paralel kopma meydana getirmek için, her bir enine silindir ile ana silindir arasında ayrı ayrı mesafeler kullanılmıştır. Bu çalışmada, silindirin arka (base) bölgesinde ortalama statik basınç dağılımı ölçümleri ile iz bölgesi hız ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümler, simetrik olmayan bir basınç dağılımının, eğik kopmaya (oblique shedding) sebep olduğunu açıklamaktadır. Bu basınç dağılımı silindirin arka bölgesinde uzunlamasına (spanwise) bir akış meydana getirmiştir. Paralel vorteks kopması simetrik bir basınç dağılımı göstermiştir. Sonuç olarak paralel vorteks kopmasının sürekli bir Strouhal-Reynolds sayısı eğrisi meydana getirdiği gösterilmiştir.

"Karman Vorteks Kopması"nın performansının incelendiği pek çok çalışma mevcut ise de boru akışında vorteks kopmasının özelliklerinin incelendiği birkaç çalışma vardır. Yokoi, Saito, Kamemoto ve Ogawa [24]'nin çalışmalarında bir boruda bir silindirden elde edilen vorteks kopması, Reynolds sayısının 810-20000 aralığında, iz salma (tracer) metoduna dayanan lazer ışık tabakası tekniği (Laser light sheet technique) yardımıyla gözlenmiştir. Deneylerin sonucunda, Reynolds sayısının 1000-4600 aralığında iki tipik vorteks kopması örneği gözlenmiştir. Bunlardan biri "Karman Vorteks Kopması" tipi olup diğeri "ikiz (twin) vorteks-kopması" tipidir. Vorteks kopmasının bu iki tipinin boru akışında zaman zaman durarak ve değişerek gözükteği farkedilmiştir. Bu çalışmada ayrıca, Strouhal sayısı ile Reynolds sayısı arasındaki ilişki de incelenmiştir.

1991 yılında Griffin ve Hall [25], bir küt cisim etrafında meydana gelen vorteks oluşumu ile akım ortamında periyodik bir rezonans olayı meydana geldiği yönündeki çalışmaları içine alan bir literatür araştırması yapmışlardır. Bu çalışmalarda, vorteks kopmaları ile akım çalkantı büyüklükleri ve vorteksler arasında kuvvetli bir rezonans meydana geldiği ortaya konulmuştur. Bu çalışmanın önemi, vorteks kopmaları nedeniyle cisim üzerinde meydana gelen ortalama ve çalkantı kuvvetlerinin nasıl oluştuğunun ortaya konmasıdır. Ayrıca bu çalışmada, cismin arkasında cisme yakın bölgedeki dalga karakteristiklerini kullanarak orta ve arka bölgelerdeki vorteks hareketlerinin oluşumunun hesaplanabileceği vurgulanmıştır.

1992 yılında Buresti ve Lanciotti [26], çapraz akışta (cross flow) dairesel bir silindir üzerinde rol oynayan ortalama ve çalkantılı kuvvetlerin ölçümleriyle ilgili deneysel bir araştırma yapmışlardır. Bu çalışma Reynolds sayısının $0.86-2.77 \times 10^5$ aralığında gerçekleştirilmiştir. Çalışma sonucunda, kritik altı (subcritical) Reynolds sayılarında, sınır tabaka kalınlığına bakılmaksızın, düzlemden belli uzaklıklarda ($G/D=0.4$), düzenli vorteks kopmasından kaynaklanan periyodik salımlı kaldırma kuvvetlerinin var olduğu gösterilmiştir. Ortalama kaldırma katsayısının, boşluk boyutu artarken, hızlı bir şekilde azaldığı görülmüştür. Halbuki ortalama itme katsayısı, G/D ile değişik eğilimler göstermiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar genel olarak, bir düzlem yüzeye yakın çapraz akıştaki (cross-flow) dairesel silindirlerin aerodinamik özellikleri ile ilgili mevcut bilgilerin çoğunu teyit etmiştir. Burada G , cisimler arasındaki boşluğu ifade eden bir büyüklüktür.

1993 yılında Williamson ve Prasad [27], küt bir cisim etrafında meydana gelen akımda, cismin arkasında cisimden uzak bölgedeki dalga yapısıyla, cisme yakın bölgedeki dalga akımı arasındaki ilişkiyi incelemişlerdir. Bu çalışmada, uzak bölgedeki dalga akım karakteristiği ve dalga akım frekansının, yakın bölge dalga akımına bağlı olduğu ortaya konmuştur. Halbuki daha önce uzak bölge dalga akım davranışları ile yakın bölge akım davranışlarının birbirinden bağımsız olduğu ileri sürülmüştü. Cismin arkasındaki çalkantı hızlarını kullanarak hesaplanan hız spektralleri cismin arkasında cisme yakın bölgede, $x/D=50$ 'de meydana gelen Karman kopma frekansı, f_k , enerjisi cisimden uzaklaştıkça eksponansiyel olarak kaybolurken cismin arkasında meydana gelen iki-boyutlu lineer olmayan dalga akımı (f_T frekansı) ile etkileşerek f_k-f_T frekansında oblique rezonans bir dalga meydana getirmektedir. Daha sonra bu rezonans dalgası arka bölgeye doğru, $x/D \approx 300$, gittikçe büyüyerek akımda dominant etki yaptığı gözlenmiştir.

1993 yılında Nakano ve Rockwell [28], silindir etrafındaki akış ile ilgili olarak yaptıkları

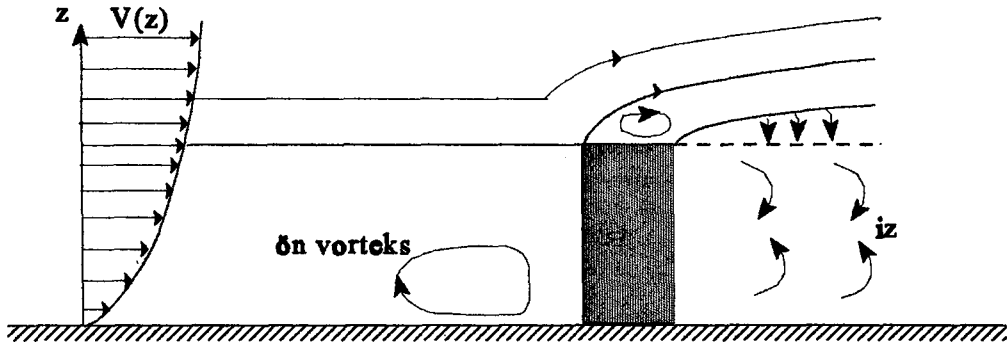
bir çalışmada, uzak iz bölgesi yapısının, kuvvetli bir şekilde yakın iz bölgesi yapısına bağlı olduğunu açıklamışlardır. Bu çalışmada gözlenen yakın ve uzak iz bölgeleri arasındaki önemli bağlantı, sabit bir silindire ait iz bölgesinin üç-boyutlu yapısı ile ilgili 1993 yılında Williamson ve Prasad [29] tarafından gözlenen ilişki ile benzerlik göstermektedir. Yakın iz bölgesindeki paralel ve eğik (oblique) kopmaların kontrol edilmesiyle, uzak iz bölgesinin yapısı ile ilgili direkt bilgi edinilebileceği vurgulanmıştır.

1995 yılında Inoue, Yamazaki ve Bisako [30], iki boyutlu Navier- Stokes denklemlerini nümerik olarak sonlu farklar metodu ile çözerek dairesel kesitli bir silindir etrafında meydana gelen dalga akımının gelişimine, periyodik kuvvetlerin etkisini incelemiştir. Kuvvet, silindir yüzeyinde bir emme veya üfleme etkisi ile veya üniform serbest akım hızını etkileyerek üretilmiştir. Bu çalışmada, silindir etrafında meydana gelen vorteks kopmalarının ve dalga akımı gelişiminin, tamamen üretilen (periyodik olarak değişen) kuvvetle kontrol edilebildiği ortaya konulmuştur. Eğer üretilen periyodik kuvvet frekansı ilk Karman vorteks frekansından büyükse cisme yakın bölge dalga akımının kontrol edilebildiği, tersi durumda ise, uzak bölge dalga akımının kontrol edilebildiği sonucu bulunmuştur.

Luo, Gan ve Chew [31], üniform bir akım ortamına dik olarak yerleştirilmiş bir veya birbirini arkasına dizilmiş iki silindir etrafındaki akımı deneysel olarak incelemiştir. Bu çalışmada silindir boyunca tabandan başlayarak çeşitli yüksekliklerde basınç dağılımları ölçülmüş ve basınç katsayısının silindirin ucuna doğru arttığı görülmüştür. Uzunluk çap oranı 8 olan silindir için y uzunluk yönündeki değişimi göstermek üzere y/d 'nin 0.95 değerinde ve 0.5'den küçük değerlerinde Strouhal sayısının 0.08 ve 0.191 değeri elde edilmiştir.

1.2.3. Dikdörtgen Kesitli Küt Cisimler

Yapılar ve binalar gibi yere dayalı küt cisimler etrafındaki akış, kanat profilli cisimler ve uçak etrafındaki akıştan oldukça daha karmaşıktır. Karmaşıklık ana sebebi, sonuçta türbülanslı rüzgarda oluşturulan kayma (shear) ve yer'in (ground) varlığıdır. Vorteks oluşumu ve kopması vasıtasıyla üretilen çalkantılı kuvvetler (Şekil 3), doğal frekanslarında yapılarda titreşimlere sebep olabilirler [32].



Şekil 3. Dikdörtgen bir bina üzerinde gözlenen akış örneği

1971 yılında Bearman ve Trueman [33], dikdörtgen silindirlerin Strouhal sayısı, itme (drag) katsayısı ve basınç katsayısı ölçümlerini gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlara göre yüksek itme, düzenli vorteks kopmasının bir sonucu olduğundan, artan itmenin nasıl geliştiğini anlamak için cismin hemen arkasındaki karmaşık vorteks oluşumu hakkında daha çok bilgi edinmeliyiz. Yine bu çalışmada kare kesitte, ayrılma noktalarından vorteksin oluştuğu pozisyona kadar ki mesafenin, düzlem plakaya göre oldukça uzun olduğu sonucuna varılmıştır. Bundan dolayı, kayma tabakaları daha fazla yayılacak ve vorteksin oluştuğu pozisyonda daha kalın olacaktır. Kayma tabakalarının bu yayılışının, kopma frekansı üzerinde bazı etkilere sahip olduğu görülmüştür. Bu bulgu, Gerrard [34]'ün "yayılmaya uzunluğu" nun (diffusion length) vorteks kopma frekansı üzerindeki önemine ilişkin, muhakemesi ile uyumaktadır.

Castro ve Robins [35] 1976 yılında yaptıkları bir çalışmada, üniform, irrotasyonel ve kaymalı (sheared) türbülanslı akışlarda yüzeye monte edilmiş küp'ler etrafındaki akışı deneysel olarak incelemişlerdir. Kayma akışı, cisim boyutunun 10 katı yüksekliğinde simule edilmiş bir atmosferik sınır tabakada olmuştur. Bu çalışmada, cismin yüzey basınçları ve iz bölgesindeki ortalama ve çalkantılı hızlara ait ölçümleri sunulmuştur. Ayrıca bu çalışmada, gelen akım türbülansının ve iz bölgesindeki kaymanın etkileri açıklanmıştır. Akışın, küb'e 45°'lik bir açıyla geldiği durumda yapılan ölçümler, üniform akışta yakın iz ve basınç alanının, cismin üst kenarlarından kopan kuvvetli vortekslerin etkisi altında olduğunu göstermiştir.

1979 yılında Petty [36], türbülans uzunluk skalasının, rüzgara dik olarak yerleştirilmiş bir kare prizmanın arka yüzündeki (base) basınç üzerine, etkilerini incelemiştir. Bu çalışmada, bu etkilerin muhtemelen küçük olduğu şeklinde bir sonuç elde edilmiştir. Bu çalışmada, elde

edilen sonuçların blokaj etkileri açısından düzeltilmesi gerektiği ifade edilmiş ve iki düzeltme metodu mukayese edilmiştir. Bunlardan biri Allen ve Vincenti [37] metodu olup diğeri Maskell [38] metodudur. Bu iki düzeltme metodu, tünelde değişik prizmaların arka yüzeylerinde (base) ölçülen basınçlara uygulanmıştır. Sonuçta Maskell metodu ile yapılan düzeltme sonucu elde edilen değerler ölçülen değerlerden fazla saparken, Allen ve Vincenti'nin metodu en iyi sonuçları vermiştir. Bu ise, bir düzlem plaka için Maskell'in düzeltmesinin en iyi olduğunu ortaya koyan Fackrell [39]'in sonucuna ters düşmektedir. Bu farkın sebebi açık olmamakla birlikte iki sebebi olabileceği ileri sürülmüştür. Birincisi farklı cisim şekli, ikincisi ise daha küçük en/boy oranıdır.

1980 yılında Friche [40], Reynolds sayısının 50-175 değerlerinde silindirler için, Strouhal-Reynolds sayısı bağıntısındaki süreksizlikleri birkaç akışta gözlemiştir. Kopma frekansı ve serbest akım hızını dikkatli bir şekilde gözlemek için deneysel bir teknik tasarlanmış ve böylece geçişler (transitions) kesin olarak gözlenebilmiştir. Uzunluk/çap oranı 150'den büyük olan silindirler için elde edilen Strouhal sayısı ve Reynolds sayısı değerleri, Tritton [41] ve Berger'in sonuçları ile iyi bir uyum sağlamıştır.

Davis ve Moore [42], dikdörtgen kesitli bir silindir etrafındaki vorteks kopmalarını nümerik olarak araştırmışlardır. Bu çalışmada, üçüncü dereceden sonlu farklar (upwind difference) yaklaşımı uygulanarak Reynolds sayısının 100 ile 2800 değerleri arasında çözüm yapılmıştır. Ayrıca, bu çalışmada gelen akım hız profili, hücum açısı ve dikdörtgen boyut oranlarının etkileri de incelenmiştir. Sonuç olarak bu çalışmada, kaldırma kuvveti, itme kuvveti ve Strouhal sayısında olduğu gibi, vorteks hareketinin Reynolds sayısına kuvvetli olarak bağlı olduğu ortaya konmuştur. Hesaplanan Strouhal sayısının, Reynolds sayısının 1000'den küçük değerleri için rüzgar tüneline elde edilen deneysel datalarla uyum içinde olduğu görülmüştür.

1982 yılında Okajima [43], bir rüzgar tüneli ve bir su tankında değişik dikdörtgen silindirlerin vorteks kopma frekanslarını deneysel olarak incelemiştir. Sonuçlar, Reynolds sayısının 70-20000 aralığında, Strouhal sayısının sözkonusu silindirlerin genişlik/yükseklik oranı ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Neticede Strouhal sayısındaki ani bir süreksizlik sonucu akışın birdenbire değiştiği genişlik/yükseklik oranları 2 ve 3 olan silindirler için, belli bir Reynolds sayısı aralığının var olduğu gösterilmiştir. Strouhal sayısının bu süreksizliğine tekabül eden akıştaki bu değişiklikler, hız dağılımı ölçümleri ve akış gözlemesi vasıtasıyla tespit edilmiştir. Bu datalar diğer araştırmacıların datalarıyla mukayese edilmiştir. Bu çalışmada elde

edilen sonuçların, sayısal hesaplamalarla elde edilen sonuçlarla iyi bir uyum içinde olduğu gösterilmiştir.

1982 yılında Sakamoto ve Arie [44], yaptıkları çalışmada, bir düzlem duvara irtibatlı dik bir dikdörtgenler prizması ile dik bir dairesel silindir arkasındaki vorteks kopma frekansı ölçümlerinin, türbülanslı sınır tabaka karakteristikleri ile ilişkilerini araştırmışlardır. Deneysel datalar, bu cisimlerin en/boy oranları ve vorteks kopma frekansı üzerine sınır tabaka karakteristiklerinin etkilerini incelemek amacıyla elde edilmiştir. Bu çalışmada, dikdörtgenler prizması ve dairesel silindire ait Strouhal sayısı, en/boy oranı, h/w , (veya h/d)'nin bir fonksiyonu olarak ifade edilmiştir. Burada h yükseklik, w genişlik ve d de çaptır. Ayrıca en/boy oranına bağlı olarak, cisim arkasında iki tip vorteks oluştuğu görülmüştür. Bunların "arch-tipi vorteks" ve "Karman-tipi vorteks" olduğu açıklanmıştır. Sonuç olarak, dikdörtgenin $h/w=2.0$, dairesel silindirin de $h/d=2.5$ değerlerinden küçük en/boy oranlarında birinci tip vorteks görülürken, daha büyük en/boy oranlarında ise ikinci tip vorteks oluştuğu açıklanmıştır. Vortekslerin bu değişiminin, Strouhal sayısındaki değişimden belirlendiği ifade edilmiştir.

1982 yılında Obasaju [45], hücum açısı 0° 'den 45° 'ye artarken bir kare kesitli silindir etrafındaki akışı incelemiştir. Bu çalışmada, Strouhal sayısının önce biraz azaldığı sonra oldukça hızlı bir şekilde $\alpha=13.5^\circ$ 'de bir maksimuma yükseldiği gözlenmiştir. $\alpha=13.5^\circ$ 'nin dışında artan hücum açısı ile Strouhal sayısının azaldığı ve $\alpha=20^\circ$ ile $\alpha=25^\circ$ arasında 0.174 'den 0.167 'ye düştüğü görülmüştür. Bu çalışmada basınç ve hız çalkantılarının spektrası ölçülmüş ve her ikisinin de $\alpha=5^\circ$ ve $\alpha=10^\circ$ 'de kısmi harmonik (subharmonic) tepelere (peaks) sahip olduğu görülmüştür. Buna, bir vorteks ile köşe arasındaki etkileşimin sebep olabileceği ifade edilmiştir.

1983 yılında Nakamura ve Ohya [46], akış içerisinde sıraya dizilmiş kare kesitli cisimler (rods) etrafındaki ortalama akış üzerine, türbülansın etkilerini incelemiştir. Bir üç-boyutlu keskin kenarlı küt cisim etrafındaki ortalama akışta, türbülansın iki ana etkisi vardır. Büyük skalalı türbülans, kayma tabakasının dönmesini (roll-up) artırırken küçük skalalı türbülans kayma tabakasının büyüme oranını artırır. Bu artışların kare çubuğun uzunluğuna bağlı olduğu ifade edilmiştir.

1983 yılında Davis ve arkadaşları [47], sonsuz alanlarda dikdörtgenlerden meydana gelen vorteks kopması ile ilgili Davis ve Moor [42]'un daha önce yaptıkları nümerik bir çalışmayı, duvarların sınırlama etkilerini de içine alacak şekilde genişletmişlerdir. Bu çalışmada, basınç denklemi için direkt bir çözücü ilave edilmiştir. Bu durumda problemdeki parametreler,

Reynolds sayısı, dikdörtgenin en/boy oranı, blokaj oranı ve gelen akım hız profilidir. Bunların herbiri değiştirilirken, dikdörtgen üzerinde rol oynayan kuvvetlerin ve iz yapısının etkileri incelenmiştir. Bu çalışmada sayısal ve deneysel olarak elde edilen Strouhal sayıları, blokaj oranının iki değeri için mukayese edilmiştir. Ayrıca iz bölgesi ile duvarlar arasında gözükten ters akış bölgelerinin hareketi incelenmiştir. $Re \leq 1000$ için, sayısal ve deneysel sonuçlar arasında genel olarak iyi bir uyum elde edilmiştir.

Nakamura ve Ohya [48], dikdörtgen kesitli ve çeşitli uzunluktaki prizma etrafında, gelen akımın laminar ve türbülanslı olması durumunda, hem akımı gözleme çalışmaları hem de hız ve basınç ölçümleri yapmışlardır. Hız ölçümlerinde kızgın telli anemometre kullanmışlardır. Bu çalışmada dikdörtgen, kesiti akıma normal olarak yerleştirilmiş ve çalışma sonunda yan yüzeylere paralel düzlemlerde vorteks kopmalarının meydana geldiği, ancak bu kopmaların belli bir düzende olmadığı, ayrıca küp ile boyut oranları 0.5 olan dikdörtgen için vorteks kopmalarının aynı özellik taşıdığı, ancak boyut oranı 2.0 olan prizma için herhangi bir vorteks kopmasının gözlenmediği ifade edilmektedir. Ayrıca boyu kısa olan prizmalar için, gelen akımda türbülans şiddetinin artması ile rezonant bir etkileşim meydana geldiği ve bunun sonucunda basınçta bir azalma meydana geldiği gözlenmiştir.

1987 yılında Unal ve Rockwell [49], Reynolds sayısının $140 < Re < 3600$ aralığında, iz bölgesine sokulan uzun bir plaka vasıtasıyla dairesel bir silindirden elde edilen vorteks oluşumunu incelemişlerdir. Bu çalışmada iz bölgesine bir plakanın sokulmasıyla, klasik Von Karman caddesinin oluşmasına sebep olan büyük skalalı kararsızlıkların gelişimi, Reynolds sayısının $140 < Re < 5000$ aralığı boyunca gözlenebilmiştir. Reynolds sayısının 142 değerinde, sözkonusu plakanın silindirin yeterince yakınına yerleştirildiği takdirde, kararsızlığın tamamen elimine edilebilebileceği ifade edilmiştir. Bu durumda, ayrılan kayma tabakasının, giden akım (downstream) ucuna tekrar tutununcaya kadar, laminar olarak kalacağı açıklanmıştır. Sonuç olarak plaka, ilk oluşan vorteksin giden akım bölgesine (downstream) yerleştirildiğinde ve yakın iz çalkantı seviyesi ile serbest iz'e tekabül eden ortalama basınç yeterince küçük olduğunda efektif kontrolün mümkün olacağı ileri sürülmüştür.

1989 yılında Williamson [50], düşük Reynolds sayısında silindir iz bölgesinde tartışma gerektiren iki temel karakteristiğin bulunduğunu, bunlardan birinin Strouhal-Reynolds sayısı bağıntısındaki süreksizlikler, diğerinin de eğik (oblique) vorteks kopması olayı olduğunu ifade etmiştir. Bu çalışmada, iz bölgesindeki bu iki karakteristiğin birbiriyle direkt ilişkili oldukları ve

silindir uç etkilerine maruz kaldıkları ortaya konmuştur. Bir eğik (oblique) kopma şeklinin değişmesi, Strouhal süreksizliğine sebep olmuştur. Sonuçta, eğik kopma ile paralel kopma'dan hangisinin iz bölgesinin gerçek modları olduğu şeklinde bazı sorular ortaya çıkmıştır. Elde edilen sonuçlar, her ikisinin de gerçek olduğunu ve farklı problemlerin basit çözümleri olduklarını ortaya koymuştur. Bunun da, sınır şartlarının farklı olmasından kaynaklanabileceği ileri sürülmüştür.

1990 yılında Hayashida ve Iwasa [51], bina şeklinin, aerodinamik kuvvetler üzerine etkilerini, bir rüzgar tüneline 600m yükseklikteki süper yüksek bir bina için incelemişlerdir. Deneyler, 6400m² taban alanına, 600m yüksekliğe ve 125kg/m³ yoğunluğa sahip 8 tür bina şeklinin rijid modelleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Modelde ölçülen kuvvetler, gerçek bina etkileşiminin belirlenmesi amacıyla bir bilgisayar modeli ile analitik olarak birleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlardan hareketle, basit bir kesite sahip şeklin bazı kısımları değiştirilerek gerçekleştirilen aerodinamik sönümlenme (damping) etkisi açıklanmış ve basit şekillerin aerodinamik karakterleri ortaya konmuştur.

1991 yılında Mukhopadhyay ve arkadaşları [52], bir kanalda bir kare silindir arkasındaki iz bölgesinin yapısını, kararsız Navier-Stokes Denklemlerinin sayısal çözümü yoluyla incelemişlerdir. Silindir arkasındaki vorteks kopması, akış alanında periyodikliğe sebep olmuştur. Akımın davranışları, nümerik akış gözleme yoluyla simule edilmiştir. Kararsız periyodik iz bölgesinin, Reynolds sayısı ve kanal blokaj oranı ile değişen Strouhal sayısı vasıtasıyla karakterize edilebileceği ifade edilmiştir. Bununla beraber, akışın periyodikliğinin, uzun bir kanalda modelin arka kısmında söndürülebileceği ve bu sönmenin (damping), yan duvarların akış yapısı üzerine etki etmesi sonucu meydana gelebileceği ileri sürülmüştür. Bu çalışmada, artan blokaj oranı ile Strouhal sayısının değerinin arttığı, silindirin önündeki akış alanının iz bölgesinin yapısından neredeyse bağımsız olduğu ve kanalda engelin yerinin etkisinin iz yapısına göre büyük öneme sahip olmadığı gösterilmiştir.

1992 yılında Kelkar ve Patankar [53], dikdörtgen kesitli bir silindir etrafındaki vorteks kopmalarını nümerik olarak incelemişlerdir. Bu çalışmada, Newton-Rapson tekniği kullanılarak, değişik Reynolds sayılarında iki boyutlu akım denklemleri kullanılarak kararlılık (stability) analizleri yapılmıştır. Reynolds sayısının kritik değerinden büyük değerler için elde edilen Strouhal sayısının, deneysel değerlerle uyum içinde olduğu görülmüştür.

Nakagawa [54]'nin çalışmasında, serbest akım Mach sayısının 0.15-0.91 aralığında ve

sabit bir aralık oranında, $L/D=2$, (burada L , birbiri arkasına dizilmiş kare prizma ile uçak kanadı arasındaki merkezi uzaklıktır) küçük bir uçak kanadı şeklindeki plakanın (NACA 0018, giriş (chord) uzunluğu, $c=20\text{cm}$) bir tek kare prizmadan (yan uzunluğu, $D=2\text{ mm}$) elde edilen vorteks kopması üzerine etkileri incelenmiştir. Akışta şok dalgaları yokken, küçük uçak kanadının bir tek kare prizmadan alınan vorteks kopmasını geciktirdiği keşfedilmiştir. Birbiri arkasına dizilmiş olan kare prizma ve uçak kanadına ait Strouhal sayısının, hemen hemen Mach sayısından bağımsız olduğu ve yaklaşık 0.11 değerini aldığı açıklanmıştır. Bu, bir tek kare prizma için bilinen 0.13 değerinden daha küçüktür. Bununla beraber, şok dalgaları akışta görülür görünmez Strouhal sayısının aniden arttığı ve sonra da artan Mach sayısı ile artışın devam ettiği görülmüştür. Strouhal sayısının ani artışına aslında, vorteks oluşum bölgesinde gözükken şok dalgalarının sebep olduğu ortaya konmuştur. Yani akışta şok dalgaları varken küçük uçak kanadının, bir tek kare prizmanın oluşturduğu vorteks kopması üzerine sadece ikincil bir etkiye sebep olduğu ifade edilmiştir.

1996 yılında Bosch ve Rodi [55], birçok mühendislik ve çevresel akım problemlerinde karşılaşılan küt cisim olarak dikdörtgen kesitli bir silindir etrafında, periyodik vorteks kopmalarını incelemişlerdir. Bu çalışmada, cidarlardan çeşitli uzaklıklarda bulunan dikdörtgen kesitli bir silindir etrafındaki akım, $Re=22000$ değerinde hesaplanmıştır. Cidar ile silindir arasındaki mesafe azaldıkça, kararsız vorteks kopmalarının azaldığı görülmüştür. Bu çalışmada, periyodik kopma hareketine müsaade eden iki-boyutlu daimi olmayan hareket denklemleri, $k-\epsilon$ türbülans modeli kullanılarak çözülmüştür. Bilindiği gibi vorteks kopmaları cismin dinamik yüklerini artırmakta ve cismin arkasındaki iz bölgesinin karışımının şiddetini artırmaktadır. $k-\epsilon$ modeli, cidar ile model arasındaki mesafe azaldıkça vorteks kopmalarının azaldığını ortaya koymuştur. G_w cidardan uzaklık, D silindirin kenar uzunluğu olmak üzere, $Re=22000$ 'de $G_w/D=0.25$ için kararlı bir akım elde edilmiştir. $G_w/D \geq 0.5$ değerlerinde vorteks kopmalarının meydana geldiği deneysel olarak görülmüştür. Reynolds sayısının 13600 değeri için vorteks kopmalarının $G_w/D=0.25-0.5$ aralığında meydana geldiği Durao ve arkadaşları [56] tarafından ortaya atılmıştır.

Üniform akışta kararlı bir dairesel silindirin iz bölgesinde, periyodik Karman Vorteks Caddesi gözlenir. Silindir, Karman vorteks frekansına yakın bir frekansta enine olarak (transversely) titreştirildiği zaman sözkonusu vorteks kopması, silindirin titreşimi ile senkronize olur. Bu, rüzgar mühendisliğinde "Lock-in phenomenon" olarak bilinir [57].

Huang [58], dairesel bir silindirden oluşan vorteks kopmasının geri beslemeli ses

(feedback sound) vasıtasıyla önlenmesi konusunda bir deneysel çalışma yapmıştır. Deneysel bir rüzgar tüneline gerçekleştirilmiştir. Geri besleme sesi, silindirin içinde oluşturulmuş ve silindir yüzeyinde yerel olarak ince bir kanal açılmıştır. Böylece kanalın en yakınındaki kayma akışı, direkt olarak kontrol edilebilmiştir. Sonuçta, vorteks kopmasının önlenmesinin, iz bölgesinin baştan başa kontrol edilmesi sonucu bir kızgın-telden alınan sinyaller ile uzaktan kumandalı bir mikrofondan alınan sinyallerle, Reynolds sayısının belli değerlerinde gerçekleştirilebileceği ifade edilmiştir. Neticede bu tekniğin, silindir arkasındaki iz kararsızlıklarının daha iyi anlaşılması konusunda faydalı olduğu ortaya konulmuştur.

1.3. Tezin Amacı ve Kapsamı

Küt cisim hidrodinamiği veya aerodinamiği oldukça kompleks olup, şu ana kadar birçok deneysel ve teorik çalışma yapılmış olmasına rağmen, bu konuda çok az şey bilinmektedir.

Rüzgar etkisinde bulunan binalar, soğutma kuleleri ve deniz dalgasının etkisinde bulunan açık deniz (off-shore) yapıları gibi sabit sistemler üzerine etki eden aerodinamik kuvvetlerin ve binalar etrafındaki basınç dağılımından hareketle hava kirliliği ve tabii vantilasyon bakımından bir binanın optimum tasarımı için ilgili yapılar etrafındaki akım alanının özellikleri ve türbülans kararsızlığından (instability) kaynaklanan girdap (vortex) olaylarının deneysel olarak belirlenmesi gerekir.

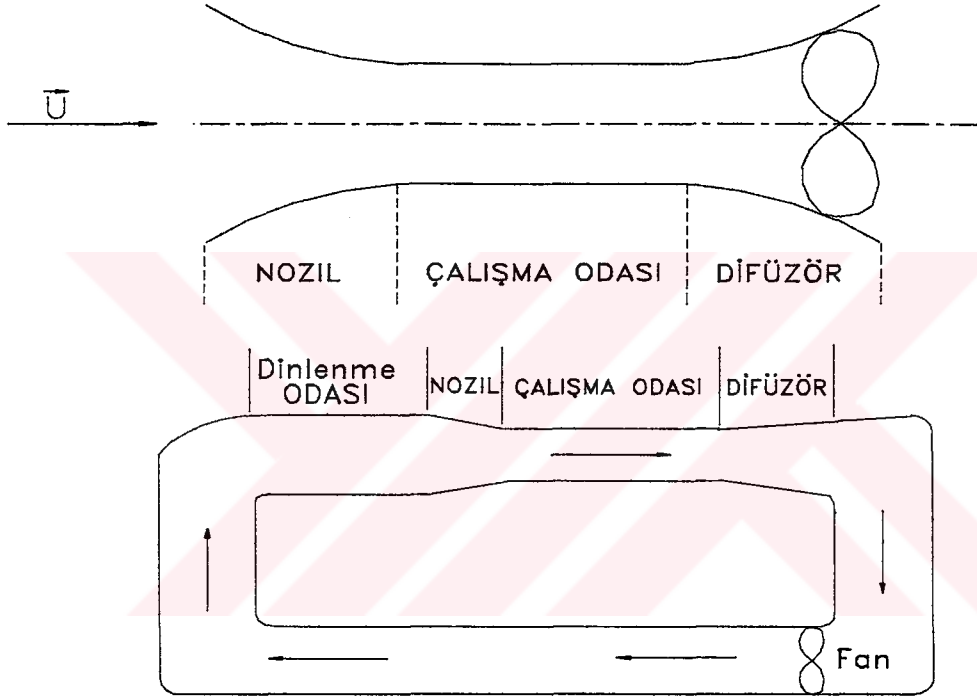
Tez çalışmasının amacı, dairesel kesitli ve en/boy oranı $0.5 \leq w/h \leq 2$ olan dikdörtgen kesitli silindirler etrafındaki akım alanı, basınç dağılımı ve özellikle türbülans kararsızlığı olayına etkili parametrelerin, hücum açısı da dikkate alınarak deneysel olarak belirlenmesidir. Bu amaçla KTÜ Makina Mühendisliği Bölümü Termodinamik Laboratuvarında mevcut açık devreli rüzgar tüneli, düzenlenerek kullanılmıştır. Bu çalışmada, sözkonusu modeller etrafında akım parametreleri ve türbülans kararsızlık karakteristikleri anemometre yardımıyla ölçülmüştür. Ölçüm değerleri, Hızlı Fourier Dönüşümü (Fast Fourier Transform) kullanılarak, bir bilgisayar paket programı yardımıyla hız alanı frekans alanına çevrilmek suretiyle akım ortamında spektral analizler yapılarak spektral yoğunluk, güç spektrum, otokorelasyon ve kroskorelasyon dağılımları elde edilmiştir. Böylece küt cisim etrafındaki akım ile ilgili yapılan çalışmalara önemli ölçüde ışık tutulmuş olacaktır.

Tez, kapsam itibarıyla beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde genel bilgiler, ikinci bölümde deneysel çalışma, üçüncü bölümde bulgular, dördüncü bölümde irdeleme ve beşinci bölümde de sonuçlar verilmektedir.

2. DENEYSEL ÇALIŞMA

2.1. Rüzgar Tünelleri

Aerodinamik araştırmalarında tabii rüzgar kullanmanın dezavantajları nedeniyle bir fan yardımıyla elde edilen suni rüzgarın kullanıldığı deney düzenekleri geliştirilmiştir. Aerodinamik kuvvetleri ölçme yöntemlerinden en uygunu ve doğru netice vereni rüzgar tüneli metodudur. Genel olarak Rüzgar tünelleri Şekil 4'de görüldüğü gibi iki tipe ayrılmaktadırlar.



Şekil 4. Açık ve kapalı rüzgar tünelleri

(i) Açık devre tüneller (Eiffel Tipi),

(ii) Kapalı devre tüneller (Geri dönen akışlı tüneller) (Göttingen veya Prandtl tipi).

Kapalı devreli, kapalı çalışma odalı rüzgar tünellerinin başlıca avantajı, hava haricindeki akışkanların kullanılabilmesine ve akışkan içindeki toz ve benzeri yabancı maddelerin azaltılabilme imkanlarına sahip olmasıdır. Buna karşılık devre içinde giderek sıcaklığı artan akışkanı soğutma problemi ortaya çıkar. Açık devreli tünellerde ise dikkate alınması gereken dezavantajlar şunlardır :

-Harici hava akımlarına maruz kalabilirler,

-Gürültüldürler,

-Hava şartlarındaki değişikliklerden (yağmur, kar, ısı, vs. gibi) etkilenebilirler,

-Çalışma odası çevre basıncının etkisi altındadır,

-Kir, toz, böcek ve kuşlar tünele girip akım kalitesine zarar verebilir,

-Fanlar model arızalarından dolayı hasara uğrayabilir,

Açık devreli tünellerin maliyet ucuzluğu yanı sıra şu avantajları vardır :

-Küt cisim (Bluff Body) deneylerinde meydana gelen büyük akış değişimleri devre boyunca taşınmamış olur,

-Motorlar temiz havada çalıştırılabilir,

-Soğutma problemi yoktur,

-Gürültü hava akışını bozmaz,

-Duman deneylerinin (akış gözlemlerinin) yapılması, görülmesi daha kolaydır. Kapalı devre tünellerde ise akış boyunca dönen dumanlar gözlem için oluşturulan dumanın özelliğini bozar,

Rüzgar tünelleri deney hızına göre ikiye ayrılabilir :

(i) Düşük hızlı (low speed) rüzgar tünellerinde sıkıştırılabilirlik ihmal edilebilir,

(ii) Yüksek hızlı (high speed) rüzgar tünellerinde ise hava akışı sıkıştırılabilir hızlardadır.

Jet hızının ses hızına oranına (Ma) göre de tüneller gruplara ayrılırlar : Subsonik ($Ma < 0.8$),

Transonik ($0.8 < Ma < 1.4$), Süpersonik ($1.4 < Ma < 4, 5$), Hipersonik ($4, 5 < Ma$).

Rüzgar tünellerinin bir diğer sınıflaması da çalışma odalarının kesit şekillerine göre (Kare, dikdörtgen, köşeleri doldurulmuş dörtgen, altıgen, sekizgen, dairesel, elips, vb.).

Rüzgar tüneli kullanım alanları :

Rüzgar tünelleri günümüzde aşağıdaki amaçlarla kullanılmaktadır.

-Model şeklinin, serbest akış hızına ve rüzgar yönüne göre bağlı konumunun fonksiyonları olarak hareketli sistemlerin aerodinamik karakteristikleri üzerindeki etkileri konusunda yapılan araştırmalar,

-Gaz türbinlerinin, pervanelerin, kompresörlerin, fanların, uçak motorlarının vs. performans deneyleri,

-Temel araştırmalar (sınır tabaka, sınır tabaka ayrılması, türbülans vs.),

-Uçuş dinamiği araştırmaları.

Hepsi aerodinamik biliminin uygulamaları olan bu araştırmalar mühendislik çalışmaları açısından iki temel alanda kullanılır :

(i) Havacılık ve uzay araştırmaları : Uçak, helikopter, roket, balon, paraşüt vb. atmosferdeki hareketli sistemlerin aerodinamik karakteristiklerinin elde edilmesinde en önemli araçtır.

(ii) Havacılık ve uzay dışı araştırmaları : "Endüstri Aerodinamiği" adı altında da incelenen havacılık dışı aerodinamik problemleri aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir ;

- 1) Kara ve deniz taşıtlarının göz önüne alındığı problemler,
- 2) Yapı Endüstrisi,
- 3) Rüzgar enerjisi,
- 4) Meteorolojik- Zirai araştırmalar.

Küt cisimler ve yapılar etrafındaki rüzgar akışı, bu cisimler etrafında bir basınç dağılımlı meydana getirir. Bu basınçlar, cisme zarar verebilen veya rahatsız edici bir şekilde titreştirebilen ortalama ve yerel kuvvetler üretmek veya zararlı gazları taşıyabilen yerel rüzgar şartları meydana getirmek üzere yüzey boyunca rol oynarlar. Mühendisler 19.yy süresince, dizaynlarında rüzgarın etkisini hesaba katmaya başlamışlardır. Paris'teki Eifel Kulesi ve New York'taki Empire State Binası rüzgar etkileri açısından inşa edilmiş iyi bilinen yapılardır. Rüzgar tünelleri, evvelki araştırmacılar tarafından bile rüzgar yüklerini hesaplamak için kullanılmıştır. 1891'de Irminger küçük bir model ev ve de bir duman bacasının eksozunda asılan iki boyutlu plakalar, prizmalar ve silindirler üzerinde rüzgar basınçlarını incelemiştir [59].

Akışkan dinamiği testlerinde, test kesiti duvarlarının yapılan ölçümler üzerindeki karışım etkilerinden sakınmak için daha küçük boyutlu bir model kullanılması arzu edilir. Bundan başka, akış benzerliğini muhafaza etmek açısından yeterince yüksek Reynolds sayıları meydana getirmek için daha büyük model kullanılması gerekir. Netice olarak, küt cisimler etrafındaki akışın karakteristikleri üzerinde duvar etkileri, uygun düzeltmeler yapmayı gerektirir. Model alanının test kesiti alanına oranı *blokaj* olarak ifade edilir ve bu, yan duvarların akış karakteristikleri üzerindeki etkisini belirler [60].

Bir silindir etrafındaki akışı içeren pekçok mühendislik probleminde, akış paralel duvarlarla sınırlıdır. Sınırların, akış ve akış kaynaklı kuvvetler üzerindeki etkisini bilmek pratik açıdan büyük öneme sahiptir.

Klasik rüzgar tüneli testinde, rüzgar tüneli test kesitinin sınırlarıyla etkilenen hava akışı üzerindeki sınırlamalar, test modelleri üzerindeki basınç ve kuvvet ölçümlerinde hata oluştururlar. Kapalı bir sınır tabaka ile, model ve tünel duvarları arasındaki hava akışının sıkıştırılmasıyla kuvvetler ve basınçlar artarlar. Bir açık jet durumunda, hava akışı durgun çevre ortamına açılırken, sözkonusu kuvvetler ve basınçlar azalırlar. Bu hatalar, modelleme detayı ve azaltılmış Reynolds sayısı veya çok büyük ve pahalı rüzgar tünellerinin inşa edilmesiyle, çok

küçük modeller kullanarak ihmal edilebilir [61].

2.2. Deney Düzeneği ve Kullanılan Modeller

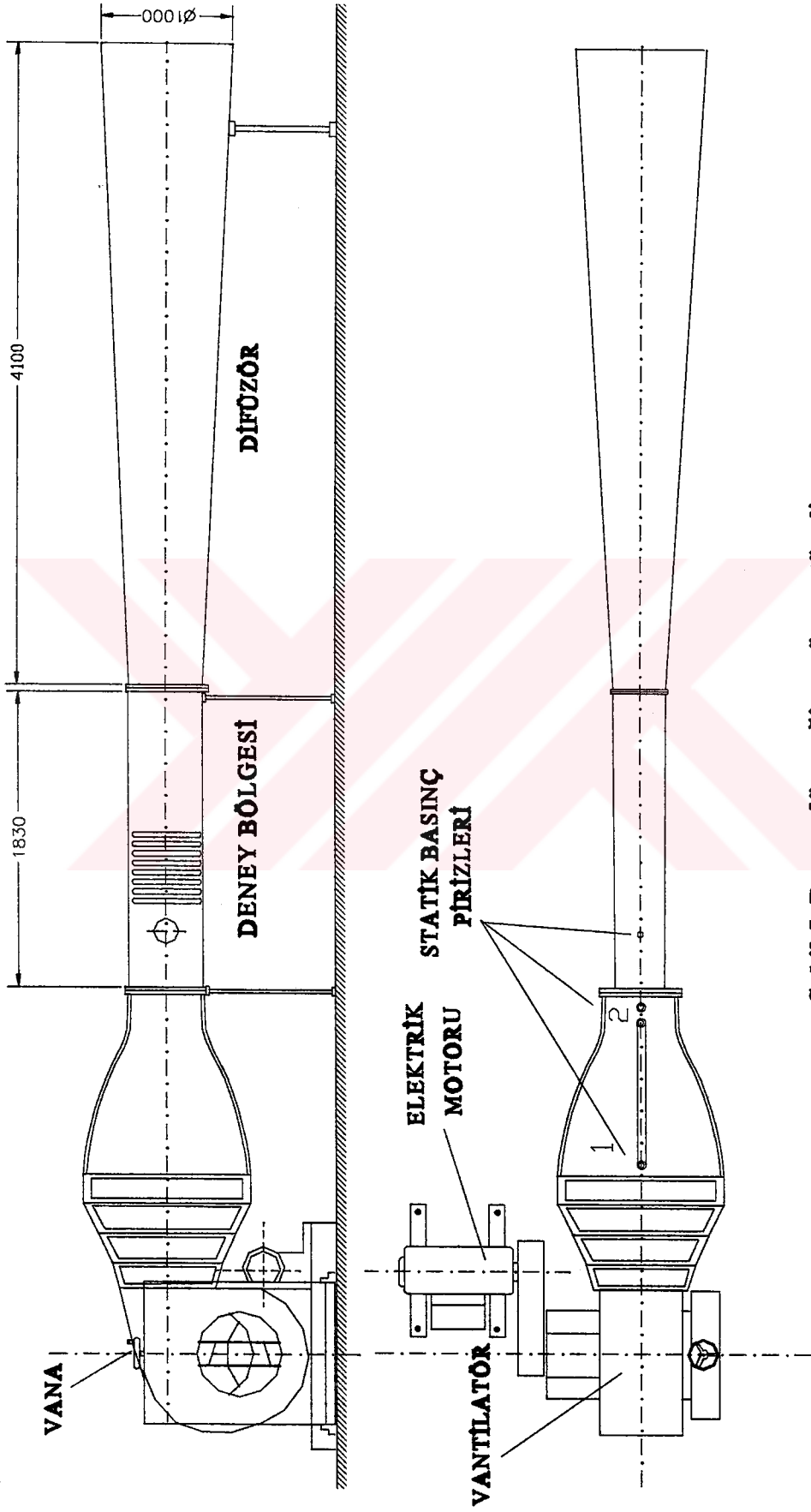
Deney düzeneğinin genel görüntüsü Şekil 5, Şekil 6 ve Şekil 7'de görülmektedir. Görüldüğü üzere deney düzeneği, K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü Termodinamik Laboratuvarında mevcut açık devre hava tüneli ve deney parçalarından meydana gelmiştir. Hava, 18.5kw gücündeki bir elektrik motorunun kayış kasnak tertibatıyla tahrik ettirdiği vantilatör tarafından sisteme gönderilmektedir. Sisteme gönderilen hava, önce geniş bir hazneye girmektedir. Bu, vantilatörün akışkana verebileceği dönme etkisinin azalmasına yardımcı olmaktadır. Bu geniş kesitten sonra hava, çalışma bölgesine girmektedir.

Tünel, 6/1'lik bir daralma oranına sahiptir. Çalışma bölgesi, girişte $457 \times 287 \text{ mm}^2$ 'lik bir dikdörtgen kesite sahip olup, sınır tabaka gelişiminin sağlanması [62] ve tünel eksenini boyunca sabit statik basınç oluşturması amacıyla [63], pleksiglas yan duvarlar 0.3° 'lik açıyla birbirinden uzaklaşacak şekilde imal edilmiştir. Dikdörtgen kesitli çalışma bölgesi uzunluğu 1830mm olup, çalışma bölgesinden geçen hava, 4100mm uzunluğunda ve çıkış kesiti 1000mm çaplı daire olan difüzöre girmekte ve buradan ortama çıkmaktadır. Tünel test kesitinde herhangi bir model olmaksızın maksimum tünel hızı yaklaşık 36m/s olmuştur.

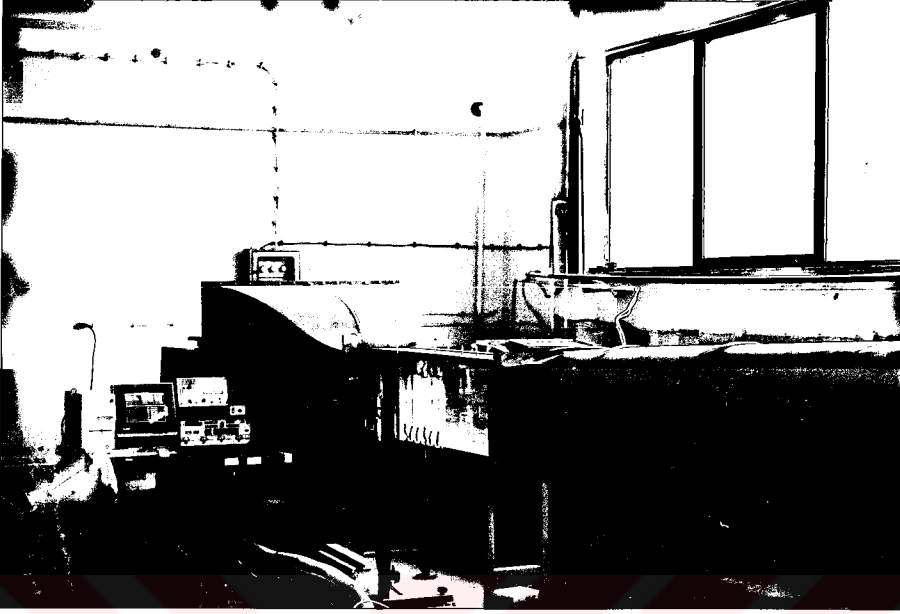
Bu çalışmada, sınır tabakanın yüzeyden ayrıldığı noktanın yerinin yaklaşık tam olarak bilindiği değişik w/h oranlarına sahip dikdörtgen kesitli silindirikler ile yüzeyden ayrılma noktasının yerinin belirlenmesinin oldukça zor olduğu dairesel kesitli silindirik modeller test edilmiştir (Şekil 8). Söz konusu modeller ahşap malzemeden imal edilmiş olup, modellerin çalışma bölgesindeki pozisyonu ve kullanılan koordinat sistemi Şekil 9' da gösterilmiştir.

2.3. Tünel Karakteristikleri

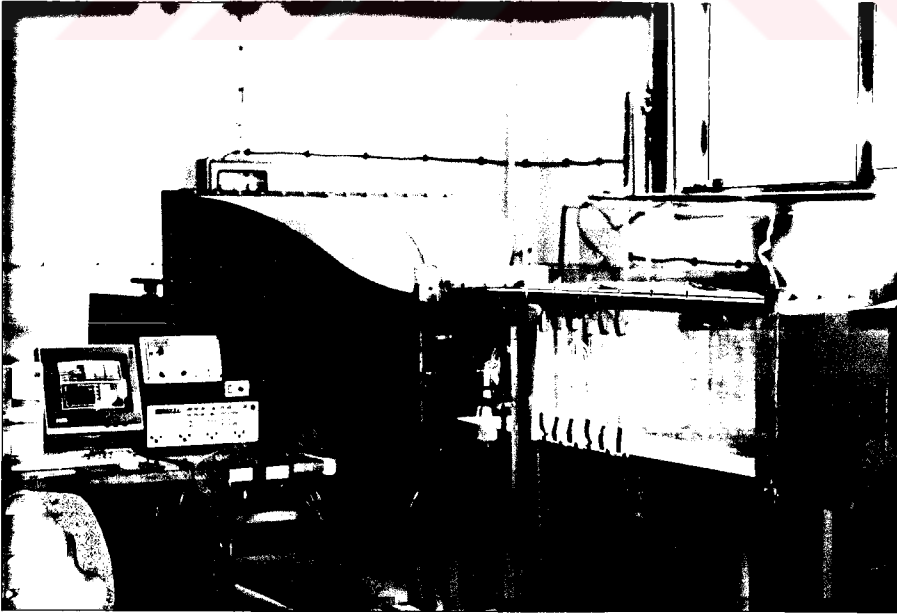
Bu çalışmada, modeller etrafındaki akış ölçümlerine geçmeden önce, rüzgar tüneli çalışma bölgesinin karakteristikleri hakkında bilgi edinmek açısından önce bununla ilgili ölçümler yapılmıştır. İlk olarak, türbülans şiddeti seviyesini belirlemek amacıyla ölçümler yapılmıştır. Bir hava akımı asla tam olarak üniform ve kararlı değildir fakat rüzgar tüneli ölçümleri açısından düşük türbülans gereklidir. $x=11 \text{ cm}$ istasyonunda, dört değişik (y,z) pozisyonunda ve 10 değişik



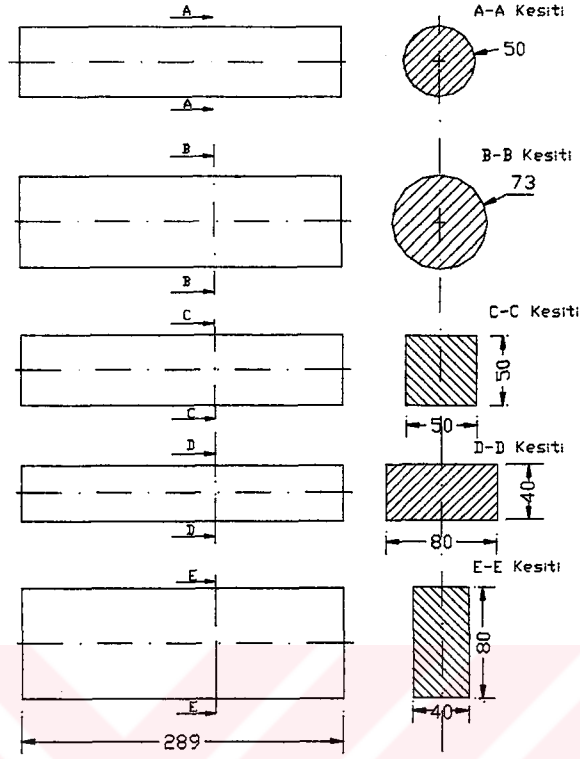
Şekil 5. Deneysel düzenek ve rüzgar tüneli



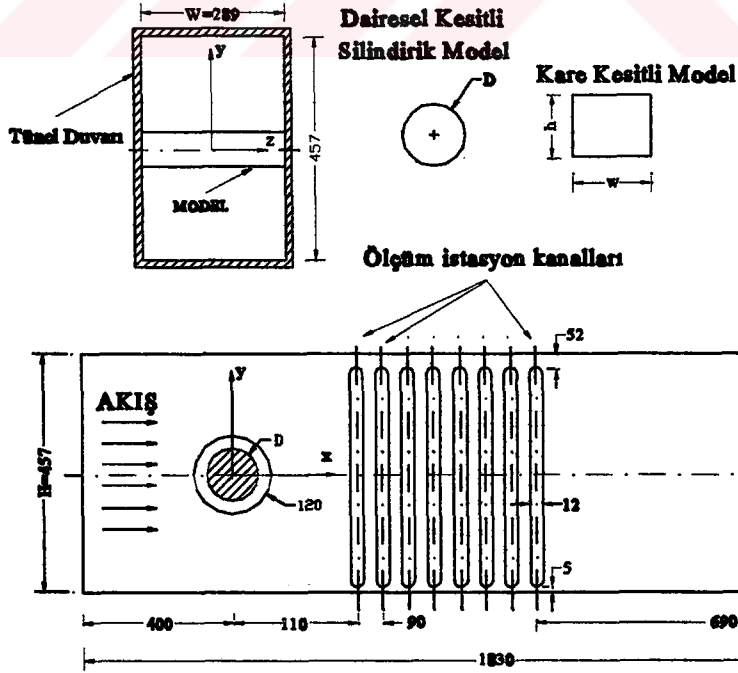
Şekil 6. Rüzgar tünelinin genel görünüşü



Şekil 7. Rüzgar tüneli-çalışma bölgesinin görünüşü

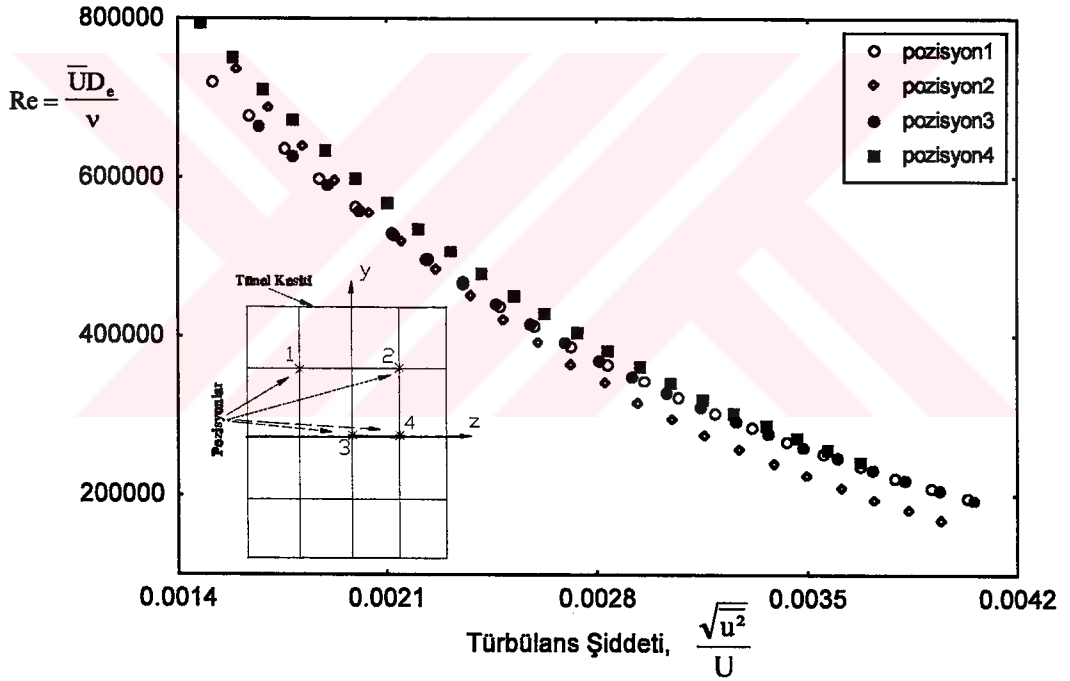


Şekil 8. Test edilen modeller



Şekil 9. Kullanılan koordinat sistemi ve modelin yerleştirilmesi

Reynolds sayısında serbest akım türbülans şiddeti ölçülmüş olup sonuçlar Şekil 10'da verilmiştir. Serbest akım türbülans şiddeti ölçümleri TSI Model 1220-20 kızgın film prob ile gerçekleştirilmiştir. Bilindiği üzere artan tünel hızıyla türbülans şiddeti azalmaktadır [63]. Türbülans şiddetindeki bir azalma Reynolds sayısının artmasına sebep olmaktadır [32]. Şekil 10'da görüldüğü üzere türbülans şiddeti, düşük Reynolds sayılarında yaklaşık %0.4 değerinde iken Reynolds sayısı artarken azalmakta ve yüksek Reynolds sayılarında yaklaşık %0.15 değerine düşmektedir. Reynolds sayısı yaklaşık 160000 değerinden 800000 değerine 5 kat artarken türbülans şiddeti yaklaşık %0.4 değerinden %0.15 değerine %63 oranında azalmıştır. Yeterince ince ağ perdeler kullanılmak suretiyle türbülans şiddeti %0.1'e kadar düşürülebilmektedir.



Şekil 10. Boş rüzgar tüneline 4 ayrı pozisyonda türbülans şiddeti dağılımları

Daha sonra boş rüzgar tüneline çalışma bölgesinde değişik x istasyonlarında ve Reynolds sayılarında ortalama hız ölçümleri yapılmıştır. Bu ortalama hız ölçümlerinde de TSI Model 1220-20 tek (single) kızgın film prob kullanılmıştır. Şekil 11a'da $x=11\text{cm}$ istasyonunda 3 değişik Reynolds sayısı için düşey yönde hız dağılımları, Şekil 11b'de $Re=111798$ 'de değişik x istasyonlarında radyal yönde boyutsuz hız dağılımları, Şekil 11c'de ise yine $Re=111798$ 'de değişik x istasyonlarında yatay yönde (z-yönünde) boyutsuz hız dağılımları verilmiştir.

Simetri nedeniyle bütün kesit boyunca değil tünel cidarından eksene kadar ölçüm yapılmıştır. Duvar yakınında dik hız gradyanı gösteren ve kanal merkezine doğru yassılaştıran bu eğriler tipik türbülanslı hız profilleridir. Bu hız profillerinden, çalışma ortamının tam gelişmiş bir türbülanslı akım ortamı olduğu anlaşılmaktadır. Yine bu Şekil 11'deki hız dağılımlarından, deneyin yapıldığı bölgede sınır tabaka kalınlığının cidardan itibaren yaklaşık 4.6 cm olduğu tespit edilmiştir. Şekil 10 ve 11'de ifade edilen Reynolds sayısı; \bar{U} , kesit içerisindeki ortalama akış hızı, D_e eşdeğer çap ve ν de kinematik viskozite olacak şekilde tanımlanmıştır.

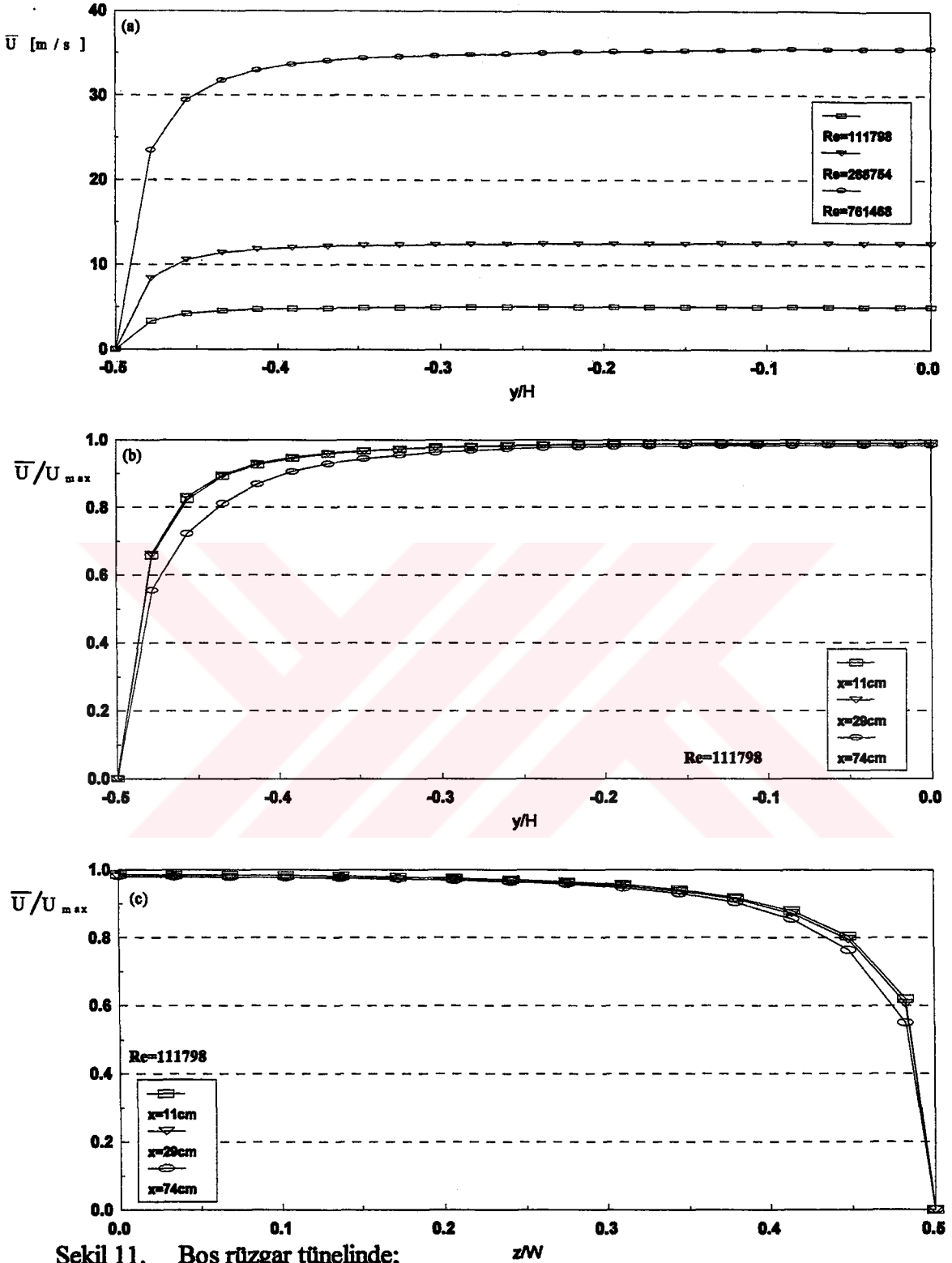
Şekil 12'de değişik noktalarda ölçülen anlık hızların zaman ile değişimleri verilmiştir. Boş rüzgar tüneline ölçülmüş olan Şekil 12'deki bu hız-zaman değişimi (velocity history), eğrilerinde, model etkisi olmadığından beklendiği üzere dalgalanmalar veya çalkantılar olmamıştır. Bu ölçümler için de yukarıda bahsedilen tek (single) kızgın film prob kullanılmıştır. Bu hızların ölçümünde kızgın telden alınan dataların frekansı 1kHz olarak alınmıştır. Kızgın telli anemometreden alınan datalar, bir bilgisayar paket programı vasıtasıyla anında (real time) bilgisayarda bir kütüğe kaydedilmiştir. Hızların bu zaman periyodu içerisinde hemen hemen sabit olduğu görülmüştür.

Şekil 13'de ise yine boş rüzgar tüneline $x=11$ cm istasyonunda iki değişik y pozisyonunda ve 3 farklı Reynolds sayısında elde edilen güç-spektrum (power-spectrum) grafikleri görülmektedir. Bilindiği üzere spektral grafiklerde herhangi bir frekansta meydana gelen bir sıçrama veya tepe (peak), o frekansta vorteks kopması olayının meydana geldiğini ifade etmektedir. Halbuki boş rüzgar tüneline elde edilen Şekil 13'deki güç spektrum grafiklerinde beklendiği üzere böyle bir olaya rastlanmamıştır.

Şekil 12 ve 13'de ifade edilen Reynolds sayıları, $D=5$ cm esas alınarak tanımlanmıştır.

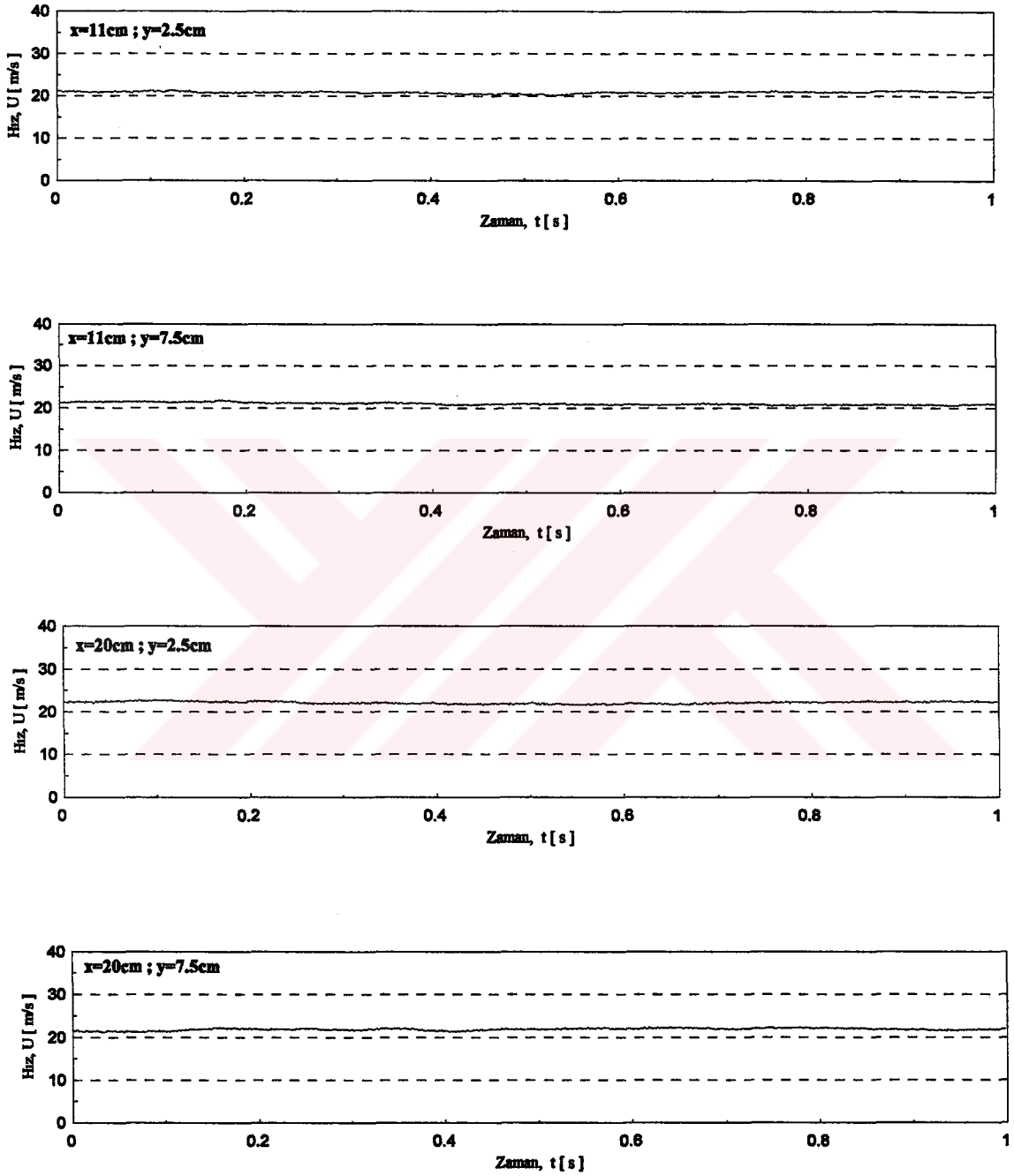
2.4. Kızgın Telli Anemometre ve Kalibrasyonu

Kızgın telli anemometre esas olarak bir termal ölçü aletidir. Kızgın tel ölçümlerinin en çok yapıldığı akışkan, hava ise de diğer sıvı ve gazlarda da kızgın tel ölçümleri sık sık kullanılmaktadır. Bir kızgın-tel sisteminin iki çalışma şekli vardır. Biri sabit akım diğeri ise sabit sıcaklık tipidir. Şekil 14'de bir sabit sıcaklık anemometresine ait blok diyagramı görülmektedir. Sabit sıcaklık anemometresinin elektronik devresi, bir Wheatstone köprüsü içerir ve kızgın tel köprüünün bir kolunda direnç olarak görev yapar. Ayrıca iki sabit direnç ve ayarlanabilir bir

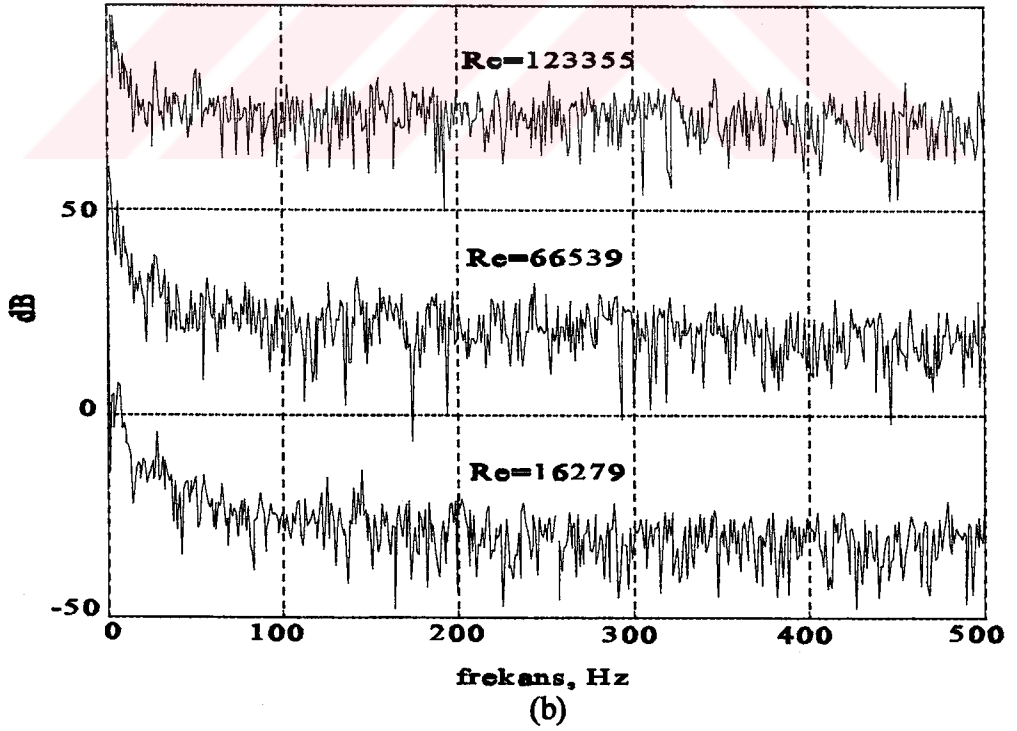
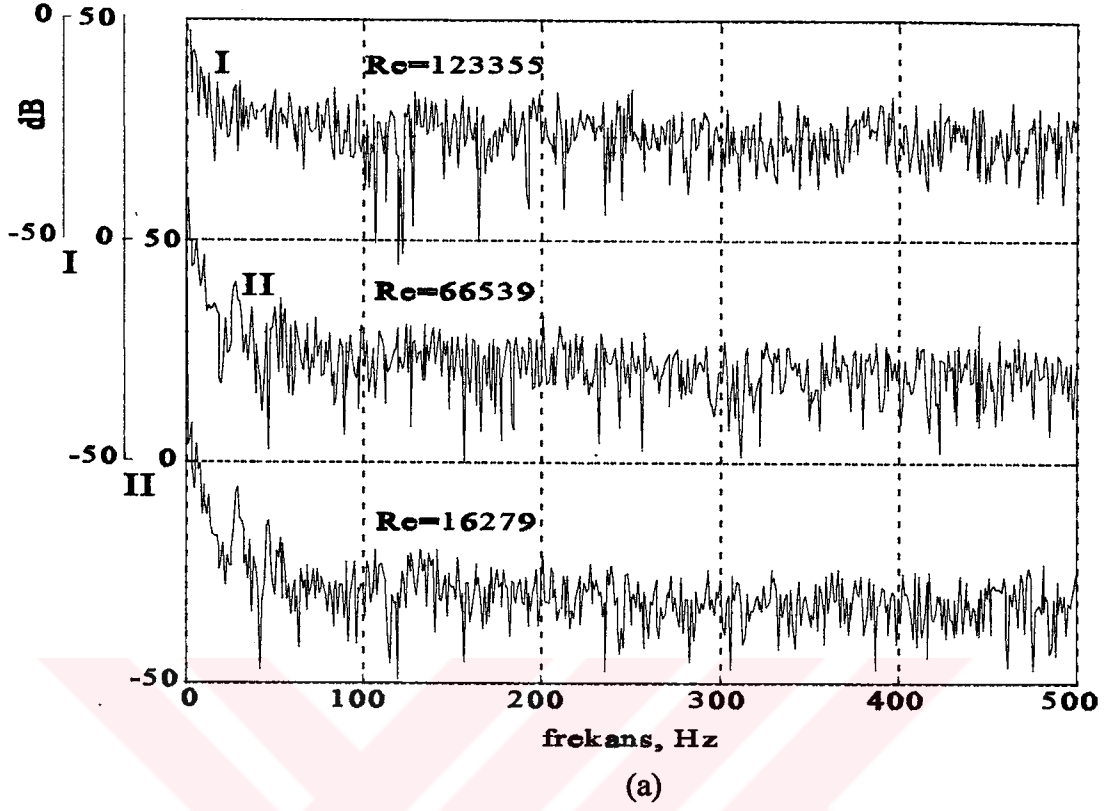


Şekil 11. Boş rüzgar tüneline;

- $x=11cm$ istasyonunda değişik Re sayılarında düşey yönde hız dağılımları,
- $Re=111798$ 'de değişik istasyonlarda düşey yönde boyutsuz hız dağılımları,
- $Re=111798$ 'de değişik istasyonlarda yatay yönde boyutsuz hız dağılımları

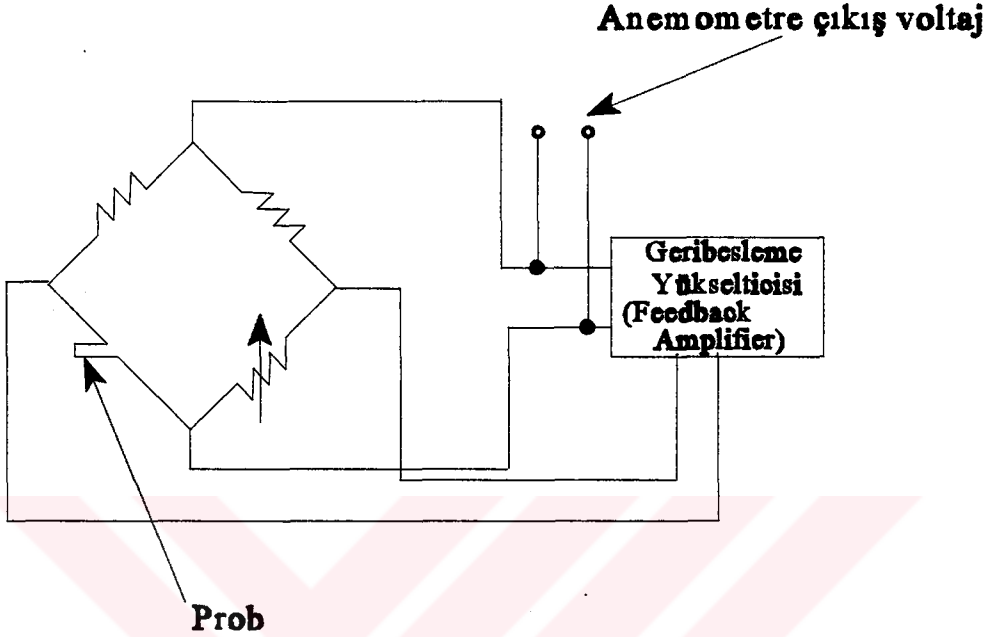


Şekil 12. Boş Rüzgar tüneline de değişik x,y konumlarında, $Re=66539$ 'da hız-zaman değişimleri (velocity-history)



Şekil 13. Boş rüzgar tüneline $x=11\text{cm}$ istasyonunda : a) $y=2.5\text{cm}$, b) $y=7.5\text{cm}$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarında güç-spektrum grafikleri

başka direnç devreyi tamamlar. Bir diferansiyel geri besleme yükselticisi köprü dengesizliğini algılar ve sensör sıcaklığını sabit tutmak için akımı ayarlar.



Şekil 14. Bir sabit sıcaklık anemometresinin blok diyagramı

Sistem çalıştırılmadan önce ayarlanabilir direnç, köprüyü dengeye getirmek için gerekli olan direnç değerinden daha büyük bir değere ayarlanır. Sistemi çalıştırmak için güç verildiği zaman, geri besleme yükselticisi sensör ısıtma akımını artırır. Bu da sensör sıcaklığının yükselmesine ve dolayısıyla köprü dengeye gelinceye kadar, sensör direncinin artmasına sebep olur. Hızdaki bir artış sensörü soğutur ve köprünün dengesini bozar. Bu, geri besleme yükselticisinin sensör ısıtma akımını artırmasına ve köprüyü dengeye getirmesine sebep olur. Geri besleme yükselticisi hızlı bir şekilde cevap verdiği için, hız değişirken sensör sıcaklığı hemen hemen sabit kalır. Köprüde meydana gelen voltaj farkı akışkan hızıyla orantılıdır. Sabit akım anemometresi de bir Wheatstone köprüsü ve bir yükselticiye sahiptir fakat burada geri besleme tekniği kullanılmaz. Bunun yerine köprü akımı, bir sabit akım güç kaynağı ile sağlanır [64].

Kızgın telli anemometre, akışkanlar mekaniğinde bir araştırma aleti olarak yıllarca kullanılmıştır. Akışkan akışlarının çok detaylı bir şekilde araştırılmasından dolayı son zamanlarda anemometrenin kullanılması büyük oranda artmıştır. Kızgın tel tipinde bir sensör, iki karakteristiğinden dolayı faydalı bir alettir. a) Yüksek sıcaklık direnç katsayısı, b) Elverişli

voltaj ve akım seviyelerinde bir elektrik akımı ile kolayca ısıtılacak şekilde bir elektrik direnci. En genel malzemeleri tungsten, platinyum, platinyum-iridyum alaşımıdır. Tungsten teller kuvvetlidir ve yüksek bir sıcaklık direnç katsayısına sahiptirler (0.004/ °C). Bununla beraber, zayıf oksidasyon direnci sebebiyle pekçok gazda yüksek sıcaklıklarda kullanılamazlar. Platinyum iyi oksidasyon direncine ve iyi bir sıcaklık katsayısına (0.003/ °C) sahiptir fakat özellikle yüksek sıcaklıklarda çok zayıftır. Platinyum-iridyum teli tungsten ve platinyum arasında iyi bir oksidasyon direnci gösterir ve platinyumdan daha kuvvetlidir fakat düşük bir sıcaklık direnç katsayısına sahiptir (0.00085/ °C). Sıcaklık direnç katsayısı bir kızgın telin önemli özelliğidir. Tungsten daha yaygın kızgın tel malzemesidir. Kaplanmış uçlar ile destek iğnelerinin irtibatını artırmak için çoğunlukla ince bir kaplama uygulanır [65].

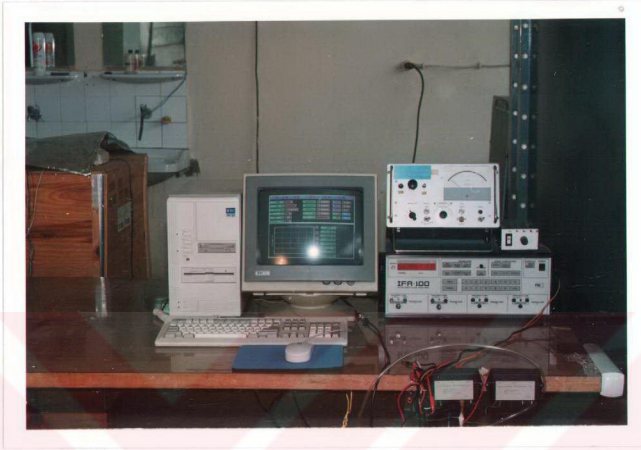
Elektronik devrelerdeki modern ilerlemelerle ve problemlerin konstrüksiyon ve dizaynındaki genel bir gelişme ile kızgın telli anemometre şimdi, elektronik bilgiye sahip uzmanlar olmaksızın nispeten tecrübesiz operatörlerle bütün genel ölçümler için kullanılabilirse de sonuçları yorumlamak için türbülans bilgisine sahip bir uzman hala gereklidir. Kullanılan kızgın tel çoğunlukla mekanik olarak çok narin olup (kolay kırılır), akışkan sıcaklığındaki ve hızındaki değişimlere cevap verir.

Hız çalkantılarının akım yönünde ve enine (cross) kesitteki bileşenlerinin ani değerlerini ölçmek gerektiği zaman, iki eğik kızgın telden oluşan problemler (X prob veya V prob) kullanılmalıdır. Türbülans hız çalkantılarının sadece ikinci momentlerinin ölçülmesi gerektiği ($\overline{u^2, v^2, uv}$) zaman sadece bir tek (single) tel yeterlidir [66].

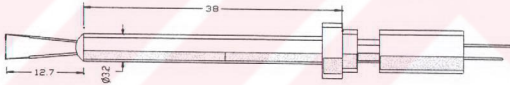
Bu tez çalışmasında yapılan deneylerde, Şekil 15'de görülen Kızgın Telli Anemometre (IFA 100 System Intelligent Flow Analyzer) kullanılmıştır. Bu anemometre; Model 150 Anemometre, Model 157 Sinyal Kaydedici ve Model 158 Master Kabinet'den oluşmaktadır. Model 150 Anemometre, yüksek performanslı, düşük gürültülü sabit sıcaklık anemometresidir. Deneylerde hız, spektral yoğunluk ve türbülans ölçümlerinde TSI Model 1220-20 kızgın film prob kullanılmıştır. Bu prob, bir platinyum kızgın film olup Şekil 16'da gösterilmiştir.

Anemometrenin ölçüm birimi, ısıtılan ve yüksek bir sıcaklıkta kontrol edilen küçük bir dirençtir. Akış içindeki probun duyar ucunda harcanan elektrik enerjisi, akışkanın duyar ucu soğutmasının bir ölçüsüdür. Duyar uç üzerinden geçen akışkanın soğutma etkisi, akışkanın hızı ile duyar uç ve akış arasındaki sıcaklık farkına bağlıdır.

Kalibrasyon işlemi, Şekil 17'de görülen, TSI Model 1125 Kalibrasyon cihazı ile



Şekil 15. Kullanılan ölçüm cihazları



Şekil 16. T.S.I. Model 1220-20 platinyum kızgın film prob

gerçekleştirilmiştir. Cihaz 0.01m/s ile 300m/s aralığındaki hızlar için kullanılabilir. Prob ekseninin, ortalama akışa dik ve akış doğrultusunda olması durumuna göre de kalibrasyonun düzeltilmesine imkan sağlamaktadır. Anemometre köprü gerilimi E ile akış hızı U arasındaki bağıntı;

$$\frac{E^2 \cdot R}{(R + R_3)^2} = [A + B \cdot (\rho U)^{1/n}] (t_s - t_o) \quad (3)$$

olarak verilmektedir.

Bu bağıntıdaki A, B ve n sabitleri, akışkan ile duyar uç tipine bağlı olmakta ve ısı iletimi,

karekökü ile elde edilen kalibrasyon eğrisi lineer olmaktadır.

Tek normal tel'in kalibrasyon dataları, çok sayıda fonksiyon ile tahmin edilmiştir. King [67]'e göre anemometrenin \bar{E} çıktısı, tele normal \bar{U} hızı ile ilişkilidir yani,

$$\bar{E}^2 = A + B\bar{U}^n \quad (6)$$

dir. Burada $n=0.5$ (Collis ve William, n' i 0.45 olarak bulmuşlardır), A ve B sabitlerdir.

Bu kabul altında statik kalibrasyon dataları anlık (instantaneous) değerlere transfer edilebilir ve sıkıştırılmaz izotermal bir akış için,

$$\bar{E} = f(\bar{U}) \quad (7)$$

$u' = d\bar{U}$ ve $e' = d\bar{E}$ ile \bar{U} 'daki küçük sarsımlar (perturbations) için,

$$e' = \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial \bar{U}} \right) \cdot u' \quad (8)$$

olur. (6) bağıntısı ile ani voltaj çalkantısı,

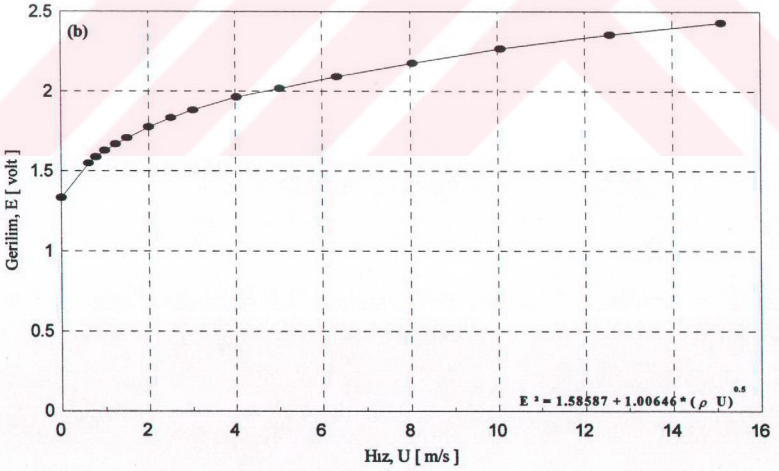
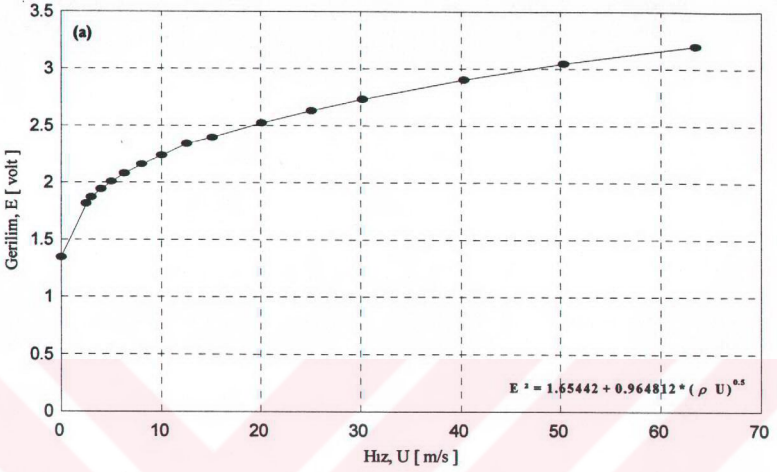
$$e' = (n/2) \cdot (\bar{E}^2 - A) / (\bar{E} \cdot \bar{U}) \cdot u' \quad (9)$$

olur. King Kanunu, geniş bir aralık boyunca kalibrasyon dataları için uygun bir yaklaşım değildir. Bir başka ifadeyle n üssü ve A ve B sabitleri, genel manada sabit olmayıp akış parametrelerinin fonksiyonlarıdır. $\partial \bar{E} / \partial \bar{U}$ 'nin hesaplanmış değerlerinin değişimi Şekil 20'de gösterilmiştir. Bu grafikler, Vagt [68]'in çalışmasındaki grafiklerle tam bir uyum içindedir.

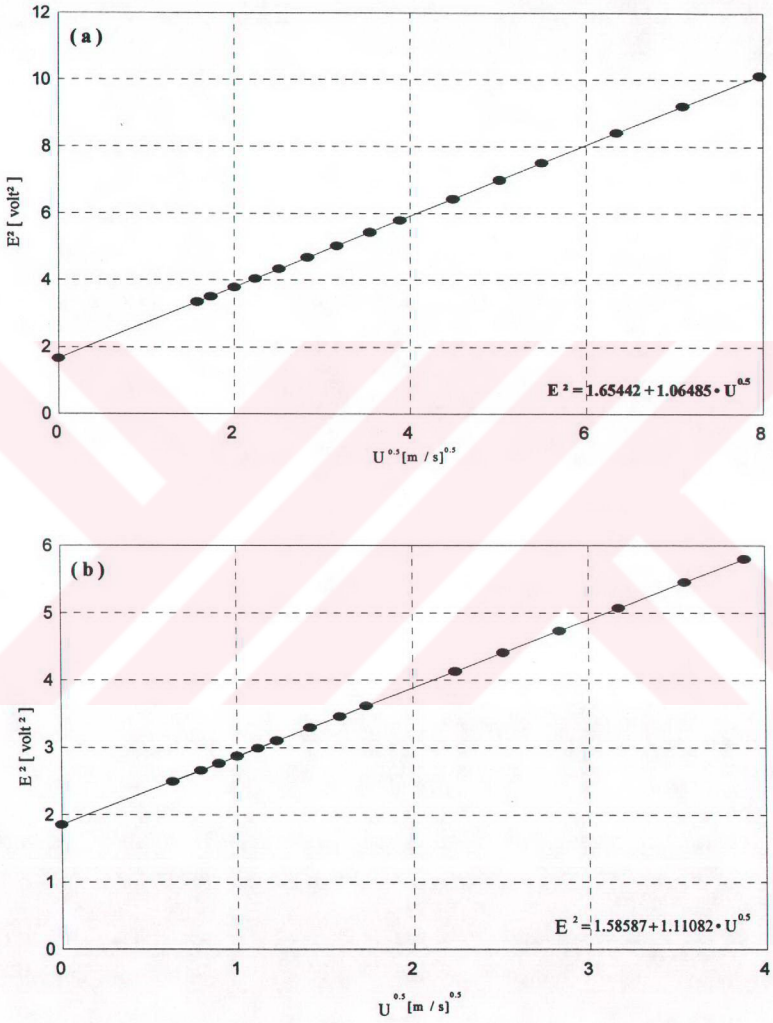
2.5. Basınç Ölçümü ve Kullanılan Basınç Ölçerler

Deneylerde, dairesel ve kare kesitli silindirik modellerin yüzeyinde basınçlar ölçülmüştür. Yüzey basınçları, modellerin orta kesitinde yani $z=0$ kesitinde çevresel olarak ölçülmüştür (Şekil 9). Her iki model için ölçüm noktaları ve pozisyonları Şekil 21'de gösterilmiştir.

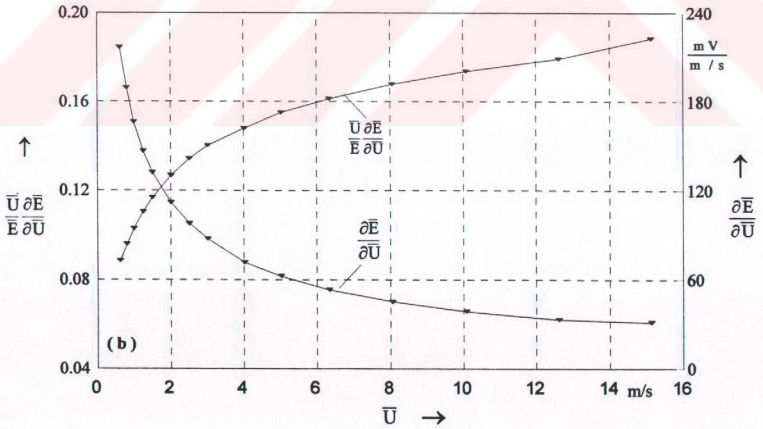
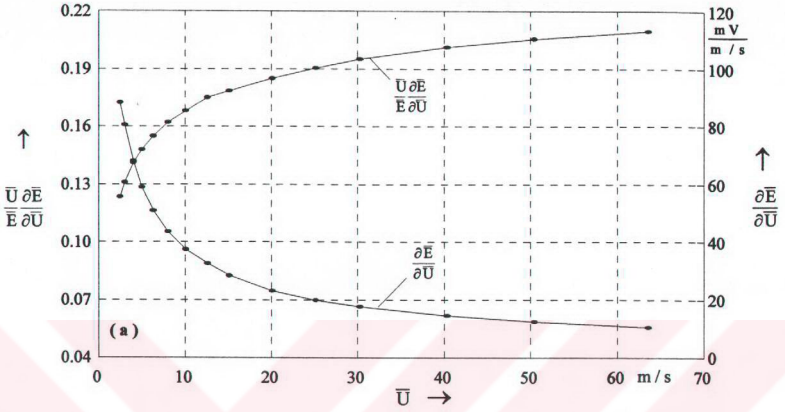
Model Yüzeyinde basınç ölçüm prizleri 1mm çaplı delikler açılarak oluşturulmuştur. Deliklerin iç kısımlarına kısa bakır borular yerleştirilerek plastik basınç hortumları bu borulara irtibatlandırılmıştır. Basınç deliği, bakır boru ve plastik basınç hortumu bağlantı detayı Şekil 22 'de gösterilmiştir. Modellerin rüzgar tüneli çalışma bölgesine yerleştirilişi Şekil 23'de görülmektedir.



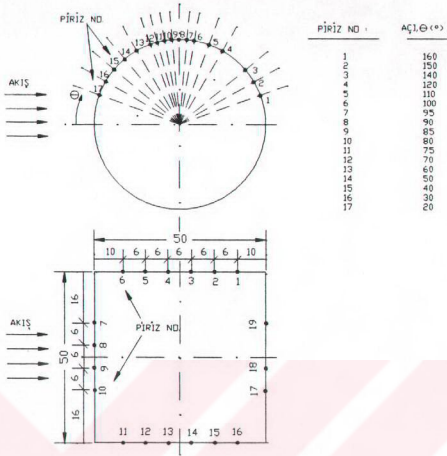
Şekil 18. T.S.I. 1220-20 Model kızgın film (Hot Film) probunun kalibrasyon eğrileri;
a) D1 hücresi kalibrasyonu, b) D2 hücresi kalibrasyonu



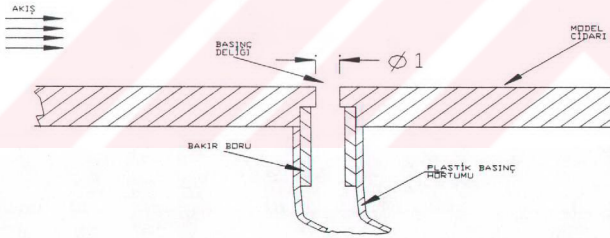
Şekil 19. T.S.I. 1220-20 Model kızgın film (Hot Film) probunun lineerleştirilmiş kalibrasyon eğrileri; a) D1 hücresi kalibrasyonu, b) D2 hücresi kalibrasyonu



Şekil 20. T.S.I. 1220-20 Model kızgın film (Hot Film) probu ile ilgili hız değişimleri;
a) D1 hücresi hız değişimi, b) D2 hücresi hız değişimi

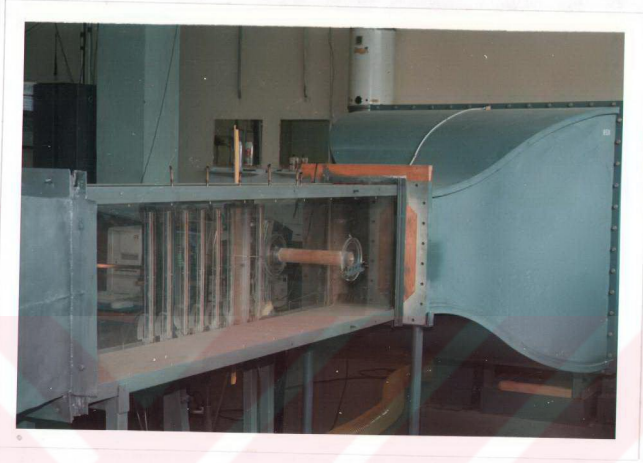


Şekil 21. Dairesel ve kare kesitli model yüzeyinde basınç ölçüm noktaları (pirizleri)

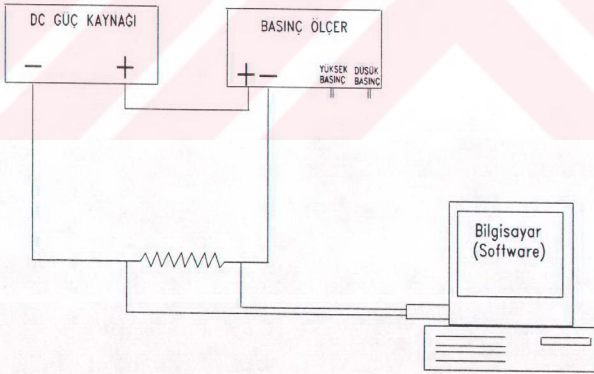


Şekil 22. Model yüzeyindeki basınç pirizi detayları

Basınç ölçümleri için, iki adet T30 Seri No'lu Basınç Ölçer (Pressure Transmitter) kullanılmıştır (Şekil 15). Bunlardan biri 0-50.8 mmSS, diğeri ise 0-254 mmSS ölçüm aralığına sahiptir. Bu basınç ölçerlere bir DC güç kaynağından 10-35V'luk voltaj uygulanmakta olup alıcı (receiver)'dan 4-20 mA çıkış alınmaktadır. Şekil 24'de görüldüğü üzere bağlantı devresine bir direnç ilave edilerek mA'den volt'a dönüşüm yapılmıştır. Basınç ölçerlerden alınan ölçüm değerleri bilgisayar programı vasıtasıyla anında bilgisayarda bir kütüğe kaydedilmiştir. Her iki basınç ölçer, ölçümlerden önce kalibre edilmiş olup elde edilen kalibrasyon eğrileri Şekil 25'de

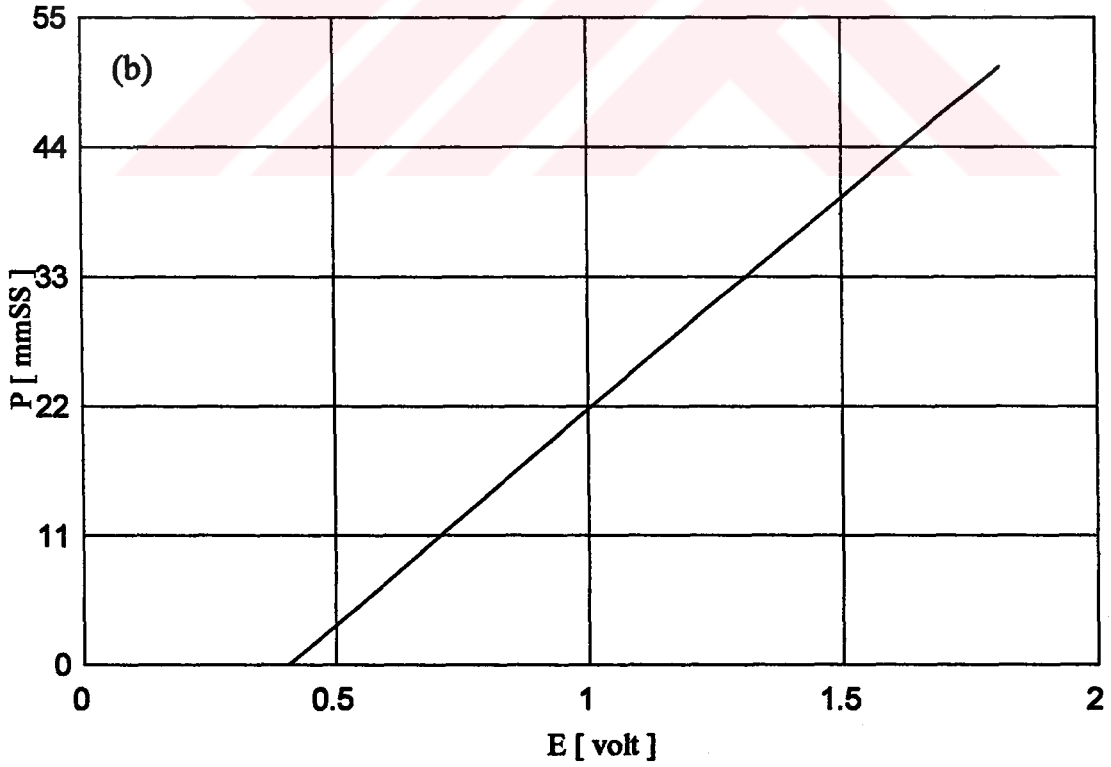
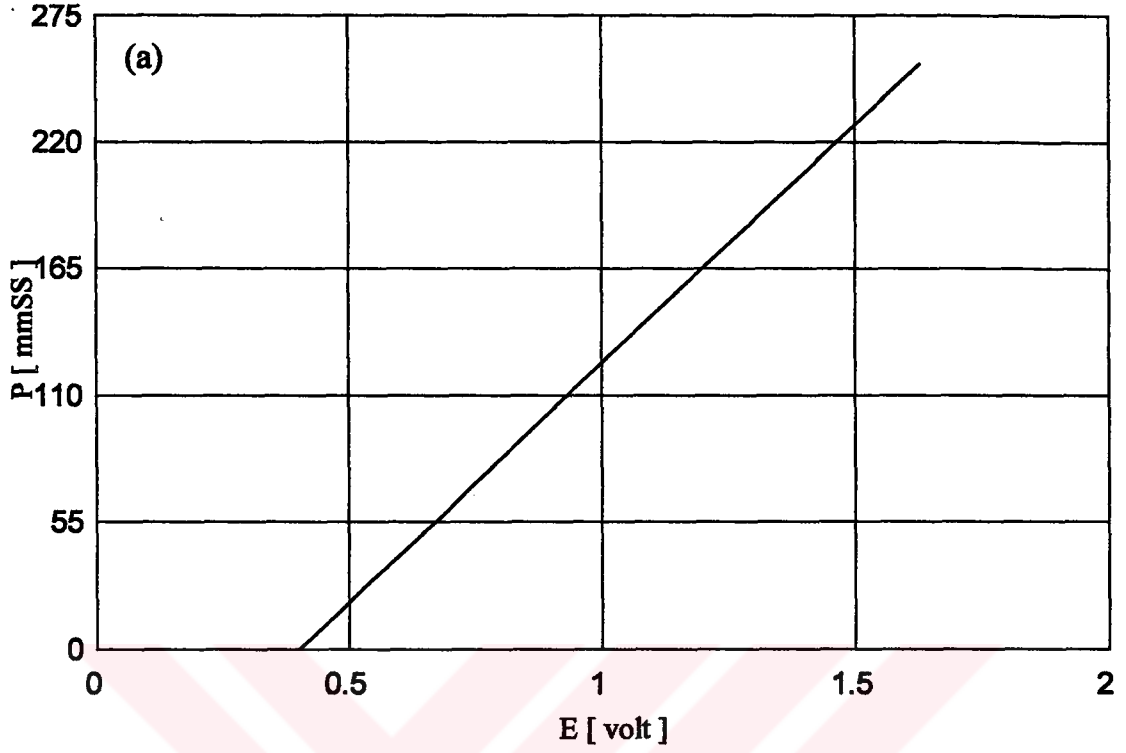


Şekil 23. Dairesel kesitli silindirik modelin rüzgar tüneli çalışma bölgesine yerleştirilişi



Şekil 24. Basınç ölçerle birlikte kullanılan cihazların bağlantı şeması

verilmiştir. Kalibrasyon sonucunda, 0-254 mmSS aralığına sahip basınç ölçer için $P[\text{mmSS}] = 207.354 \cdot E[\text{volt}] - 83.7584$ bağıntısı, 0-50.8 mmSS aralığına sahip basınç ölçer için ise $P[\text{mmSS}] = 36.2073 \cdot E[\text{volt}] - 14.6612$ bağıntısı elde edilmiştir.



Şekil 25. Basınç ölçerlerin (Pressure Transmitter) kalibrasyon eğrileri : a) 0-254 mmSS aralığına sahip basınç ölçer, b) 0-50.8 mmSS aralığına sahip basınç ölçer

2.6. Spektral Analiz ve Dataların Değerlendirilmesi

Spektrum kelimesinin bize ilk hatırlattığı şey büyük olasılıkla, prizmadan geçen güneş ışığının kırmızı, kavun içi, sarı, yeşil, mavi, çivit ve menekşe şeklinde sıralanmış yedi güzel renkten oluşan spektrumudur. Güneş ışığı ilk bakışta renksiz gibi görünürse de aslında beyaz ışıktır. Prizmadan geçtiği zaman ışığın ayrışması olayını ilk defa 1666 yılında Newton gözlemiştir. Ayrışma sonucu meydana gelen yedi rengin dalga boyları yaklaşık olarak kırmızıdan menekşeye kadar 8,000 Å (Angstöm) ile 4,000 Å arasında değişmektedir. Spektrum kelimesinin İngilizcesi "spectrum", çoğulu ise "spectra"dır. Sıfat olarak "spectral" kelimesi kullanılmaktadır.

Spektrumun içinde, bu gibi ışık spektrumundan başka, karmaşık bir sesin basit ses bileşenlerine ayrılıp, frekanslarına göre sıralandığı "kütle spektrumu" vb. çeşitli spektrumlar vardır.

Spektrum adı verilen kavramı en genel şekilde tanımlamak gerekirse, karmaşık bir birleşimi basit bileşenlerine ayrıştırıp, bu bileşenleri belirli bir niteliğe göre küçükten büyüğe doğru sıralamak diye tanımlanabilir. İstatistik ve olasılık hesabında geçen yineleme sayısı dağılışı veya olasılık yoğunluğu dağılışı bu anlamda bir çeşit spektrumdur.

Spektrumun sıralanış durumu ile, ışık yayan cisimleri oluşturan elemanların mikroskopik yapıları arasında yakın ilişki bulunduğundan, madde hakkında bilgi edinmek için kullanılan spektruma ayrıştırma yöntemi, genel olarak spektral analizdir. Gök cisimlerinden gelen ışık yardımı ile gök cisimleri veya yakınlarındaki madde hakkında bilgi edinmek için de spektral analiz geniş ölçüde kullanılmaktadır [69].

Sınır tabaka akımında spektral metotların uygulanması, sınır tabaka akım karakteristikleri ile ilgili istatistikî değerler vermesi bakımından oldukça önemlidir [70].

Yapılar üzerinde rüzgar etkilerinin incelenmesi konusunda yapılan sayısal çalışmalar, gittikçe artmaktadır. Spektral metotlar uygun bir şekilde uygulandığı zaman, diğer metotlardan çok daha verimli olabilirler. Bununla beraber bu uygulama, sonlu eleman veya sonlu fark yaklaşımlarından çok daha fazla programlama imkanı gerektirmektedir [71].

Sinyallerin analizinde, spektrum kavramı esastır. Son yıllarda küt cisim etrafında meydana gelen girdap olayları ve vorteks kopmaları ile ilgili araştırmalarda, spektral analiz uygulanmak suretiyle iz bölgesi hakkında gerekli istatistikî bilgiler edinilmeye çalışılmaktadır. Spektrum

analizleri Fourier serileri yardımıyla yapılmaktadır.

Hızlı Fourier Dönüşümü :

Bir keyfi (random) serinin güç spektrumu (power spectrum) ve otokovaryansının hesabında kullanılan Hızlı Fourier Dönüşüm (Fast Fourier Transform) algoritması, sayısal sinyal işleme tekniklerinin uygulamasında önemli yer tutmaktadır.

Astronomi, fizik, kimya, istatistik, biyotıp, elektronik, mekanik ve diğer pekçok alanda, Hızlı Fourier Dönüşümünden (HFD) yararlanılmaktadır. HFD geniş bir matematik analiz tekniğidir. Titreşim, pompalama, şok, kabarcık, patlama veya zamanla değişen herhangi bir olayın sözkonusu olduğu durumlarda HFD'nün uygulanması mümkündür. Bir korelasyon fonksiyonunun HFD'ü bir güç spektrum meydana getirir. Bir otokorelasyon fonksiyonunun HFD'ü genel olarak Oto-Spektrum olarak ifade edilir. Ayrıca güç spektral yoğunluk (PSD) olarak da ifade edilir. Oto-Spektra, titreşim analizinde yaygın olarak kullanılır. Bir çapraz (cross) korelasyon fonksiyonunun frekans domenine fourier dönüşümü yapıldığı zaman, elde edilen sonuç bir kros-spektrum olarak ifade edilir. Oto-Spektra gibi, kros-spektra da titreşim analizinde sık sık kullanılır [72].

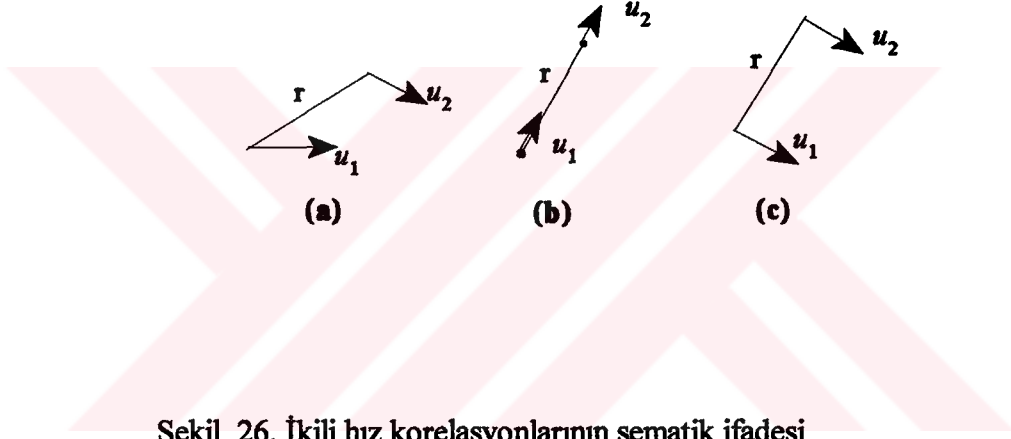
Mühendislik uygulamalarında iki veya daha çok keyfi data seti arasındaki lineer bağıntının belirlenmesine çalışılır. Bu lineer bağıntılar genel olarak, bir korelasyon fonksiyonu veya bir spektral yoğunluk fonksiyonu adını alırlar. Bu fonksiyonların elde edilmesinde Fourier dönüşümü kullanılır. Korelasyon ve spektral yoğunluk fonksiyonları temel olarak aynı bilgiyi sağlarlar fakat tarihsel açıdan, ayrı ayrı geliştirilmişler; korelasyon fonksiyonları matematikçi ve istatistikçilerin bir ürünüdürler, halbuki spektral yoğunluk fonksiyonları daha direkt olarak bir mühendislik aracı olarak geliştirilmiştir. Belli uygulamalar için, korelasyon fonksiyonları, arzu edilen bilgiyi daha uygun bir formatta sağlayabilirler, fakat son yıllarda spektral yoğunluk fonksiyonları, mühendislik problemleri için daha genel analiz aracı olmuşlardır.

Bilindiği gibi, türbülanslı bir akım ortamında hız bileşenlerinin ortalama değerlerinden başka bir de çalkantı değerleri vardır. Çalkantı değerleri akım ortamında Reynolds gerilmelerine sebep olur. Bu çalkantı değerleri keyfi ve düzensiz bir değişim gösterirler. Bazen istatistiki metotlar kullanılarak, keyfi değişim gösteren değişkenler arasında bir bağıntı benzerliği olup olmadığı incelenir. Mesela, bu değişkenlerde meydana gelen değişim, diğer değişkenlerde nasıl bir etki meydana getirdiği gibi. Örnek olarak bir dedektöre gelen güneş ışımı şiddeti ile lokal hava sıcaklığı arasındaki ilişki gibi, veya dedektöre gelen güneş ışımının şiddeti arttıkça hava

sıcaklığının da artacağı gibi. Ayrıca iki keyfi özellik taşıyan değişken aynı bir mekanizma ile etkileniyorsa, bu iki değişken arasında benzerlik veya ilişki vardır denir.

Korelasyon katsayıları, türbülansla ilgili teorik ve deneysel çalışmaların her ikisinde de önemli bir rol oynar. Onların bir türbülanslı hareketin yapısını ve skalasını nasıl ifade edebildiğini göstermek için, ikili korelasyonların tipik özelliklerine bir göz atalım.

u_1 ve u_2 farklı pozisyonlarda fakat aynı andaki hızlar olmak üzere, $\overline{u_1 u_2}$ bir konum (space) korelasyonu olarak bilinir. Bunun ayrıntıları Şekil 26'daki gibi bir diyagramla belirlenebilir.



Şekil 26. İkili hız korelasyonlarının şematik ifadesi

Hız bileşenine paralel (Şekil 26b) veya dik (Şekil 26c) bir yönde ayrılmış noktalarındaki aynı hız bileşeninin korelasyonlarına çoğunlukla daha çok önem verilir. Bunlara sırasıyla uzunlamasına ve yanal (lateral) korelasyonlar diyebiliriz. Söz konusu korelasyon büyüklüğe ve ayrılma doğrultusu (yönü), r 'ye bağlı olacaktır. Farklı doğrultulardaki farklı davranışlar türbülansın yapısı hakkında bilgi sağlayabilir [73].

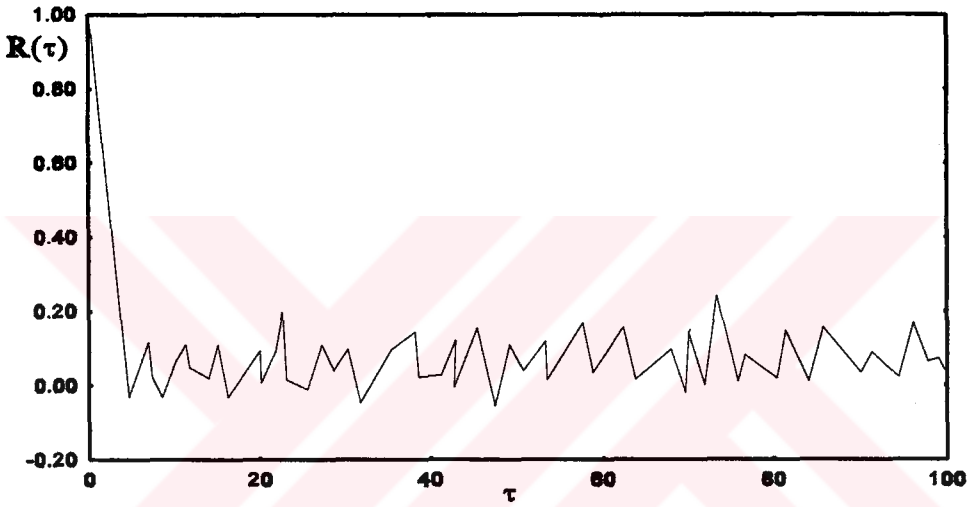
İki keyfi değişken arasındaki ilişkiyi ifade eden istatistiksel mekanizmaya korelasyon veya korelasyon katsayısı denir. Korelasyon iki keyfi değişken arasındaki benzerliğin bir ölçüsünü ifade eder. İki tür korelasyon vardır: Otokorelasyon ve kroskorelasyon.

1) Otokorelasyon :

Otokorelasyon, keyfi değişim gösteren bir değişkenin kendi kendine benzediğini veya kendisi ile korelasyonunu ifade eder. Otokorelasyon, aynı değişkenin değişik iki andaki değerleri arasındaki bağımlılığı ifade eder. Otokorelasyon katsayısı,

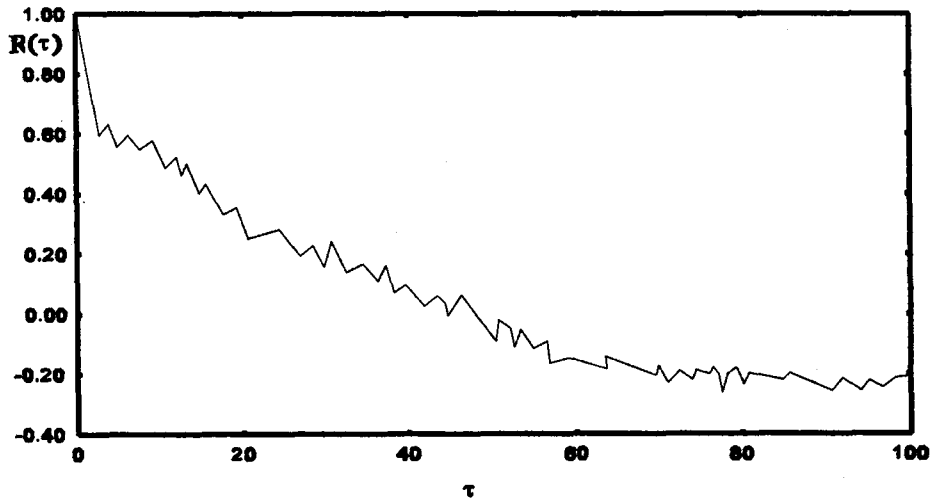
$$R(\tau) = \frac{1}{R(0)} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot f(t+\tau) dt \quad (10)$$

denklemi ile tanımlanır. Denklemde $R(0)$, $\tau=0$ anındaki korelasyonu ifade eder. $\tau=0$ için elde edilen iki fonksiyon $f(t)$ ve $f(t+\tau)$ arasında pek bir fark olmayacağından $\tau=0$ 'da otokorelasyon katsayısı $R(\tau)$, 1 olur. Eğer değişken tamamen keyfi bir değişim gösteriyorsa, değişkenler arasında herhangi bir ilişki veya bağımlılık yoktur ve bunun sonucunda τ arttıkça otokorelasyon katsayısı, Şekil 27'de görüldüğü gibi sifıra gider.



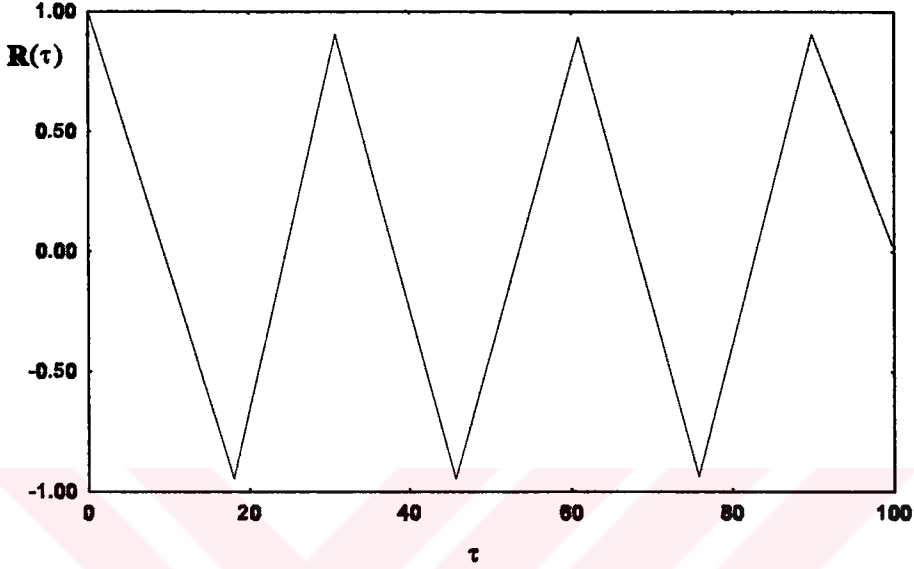
Şekil 27. Keyfi bir sinyalin otokorelasyonu

Eğer akım ortamında büyük girdaplar varsa, değişken düzenli bir değişim gösterir ve böyle bir değişkenin otokorelasyon katsayısı daha uzun bir zaman diliminde sifıra gider (Şekil 28).



Şekil 28. Yarı-keyfi bir sinyalin otokorelasyonu

Eğer değişken periyodik bir değişim gösterirse, böyle bir değişkenin otokorelasyon katsayısı da periyodik bir değişim gösterir. Mesela, kare dalgasının otokorelasyon katsayısı Şekil 29'da gösterilmiştir.



Şekil 29. Bir kare-dalga sinyalin otokorelasyonu

Otokorelasyon bazan, otokovarians olarak da ifade edilir ve çalkantı değerlerinin ortalama değerlerden ne kadar sapma gösterdiğini ifade eder ve,

$$R_x(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - \mu_x][x(t+\tau) - \mu_x] dt \quad (11)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada μ_x , değişkenin ortalama değerini göstermektedir. Bu durumda otokorelasyon katsayısı,

$$P_x(\tau) = \frac{R_x(\tau)}{\sigma_x^2} \quad (12)$$

denklemleri ile tanımlanır. Burada $R_x(\tau)$ otokovarians ve σ_x^2 değişkenin standart sapmasını ifade etmektedir.

2) Kroskorelasyon :

Kroskorelasyon iki değişken arasındaki korelasyonu ifade eder. $x(t)$ ve $y(t)$ iki değişken olmak üzere kroskorelasyon,

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t+\tau) dt \quad (13)$$

denklemleri ile ifade edilir. Bazan iki değişkenin, ortalama değerlerine göre nasıl değiştiğini ifade eden kroskovarians,

$$R_{xy} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - \mu_x][y(t) - \mu_y] dt \quad (14)$$

denklemi ile ifade edilir. Kroskorelasyon katsayısı,

$$P(x,y) = \frac{R_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} \quad (15)$$

denklemi ile tanımlanır. Burada R_{xy} kroskovarians ve $\sigma_x \sigma_y$ iki değişkenin ortak standart sapmasını göstermektedir.

Kroskorelasyon katsayısı iki değişken arasındaki korelasyonu ifade eder. Eğer iki değişken arasında kuvvetli bir korelasyon varsa, korelasyon katsayısı 1 olur. Korelasyon katsayısının 0.5 den büyük olması iki değişken arasında kuvvetli bir korelasyon olduğunu ifade eder. Katsayının negatif olması, değişkenler arasında bir korelasyon olmadığını ifade eder. Katsayı 0.1 den küçük ise, değişkenler arasında çok zayıf bir korelasyon vardır veya bir korelasyon yoktur denir.

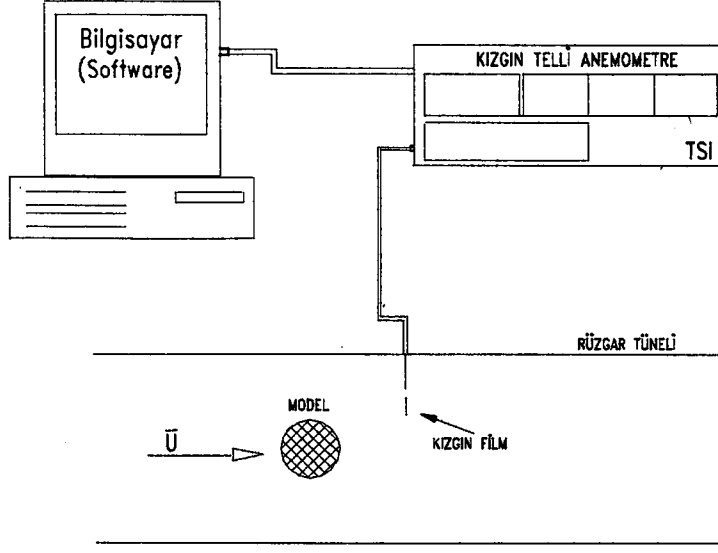
Spektral Yoğunluk :

Güç spektrum veya güç spektral yoğunluk, bir sinyalin frekans alanındaki anlamını ifade eder. Güç spektrum, verilen bir frekans aralığında meydana gelen sinyal çalkantılarını gösterir. Güç spektral yoğunluk,

$$G_x(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta f} \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t, f, \Delta f) dt \right] \quad (16)$$

denklemi ile ifade edilir. Bu ifade, verilen bir f frekansındaki güç yoğunluğunu vermektedir. $x(t, f, \Delta f)$ fonksiyonu, bir Δf bant genişliğine sahip f frekansında süzölmüş (filtrelenmiş) $f(t)$ sinyalidir. Bilindiği gibi bir küt cisim etrafındaki akımda, iz bölgesinde ölçülen bir değişkenin güç spektrumu veya güç spektral yoğunluğu grafiğinde, belli bir frekansta meydana gelen sıçrama veya tepe (peak) o frekansta vorteks kopması (vortex shedding) olayının meydana geldiğini ifade etmektedir.

Bu tez çalışmasındaki hız ölçümleri, kızgın telli anemometre (Hot-Wire Anemometer) ile yapılmıştır. Prob olarak TSI firması yapımı 1220-20 model kızgın film prob kullanılmıştır. Anemometreden alınan E gerilimi, bir data acquisition kartı ve bir paket program (software) vasıtasıyla bilgisayara kaydedilerek analiz edilmiştir (Şekil 30).



Şekil 30. Kızgın telli anemometre ve bağlı ekipmanların şeması

Bilindiği üzere türbülanslı akışta, bir yönde herhangi bir noktadaki anlık hızın bir ortalama bir de çalkantı bileşeni vardır. Mesela, akım yönünde (x-yönünde) herhangi bir noktadaki anlık hız;

$$U = \bar{U} + u \quad (17)$$

olarak ifade edilir. Daha önce ifade edilen, anemometre çıkış gerilimi, E ile akış hızı, U arasında geçerli olan (4) bağıntısından, U hızı;

$$U = \frac{[(E^2 - A)/B]^{1/n}}{\left(\frac{P_0}{R \cdot T_0}\right)} \quad (18)$$

şeklinde hesaplanır. (17) denkleminde benzer şekilde anemometre çıkış geriliminin de ortalama ve çalkantı bileşenleri vardır. Yani;

$$E = \bar{E} + e \quad (19)$$

dir.

$$\frac{e}{\bar{E}} = \frac{u}{\bar{U}} \quad (20)$$

olduğundan (4) ve (20) denklemlerinden;

$$\bar{U} = \frac{[(E^2 - A)/B]^{\frac{1}{n}}}{\left(\frac{P_0}{R \cdot T_0}\right) \cdot \left(1 + \frac{e}{E}\right)} \quad (21)$$

olarak elde edilir.

Akım yönündeki çalkantı hızı u , (20) denkleminde,

$$u = \frac{\bar{U}}{E} \cdot e \quad (22)$$

olarak elde edilir. Ayrıca,

$$\overline{u^2} = \left(\frac{\bar{U}}{E}\right)^2 \cdot \overline{e^2} \quad (23)$$

olarak verilmektedir. (21) ve (23) denklemlerinden yararlanılarak türbülans şiddeti;

$$\text{Türbülans Şiddeti} = \frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{\bar{U}} \quad (24)$$

olarak ifade edilir [64].

Sözkonusu data acquisition kartı ve paket programı (software) vasıtasıyla anemometre çıkış gerilimi E analiz edilerek \bar{E} ve e elde edilmiş ve buradan da (18), (21), (22), (23), ve (24) denklemleriyle ilgili büyüklükler hesaplanıp bir dosyaya kaydedilmiştir.

Spektral ölçümler için yine aynı prob kullanılmış olup, bu prob model arkasında ilgili pozisyona yerleştirilerek yine bilgisayar ve paket program vasıtasıyla saniyede 1000 data olarak bir anda (real time) okunarak ölçülmüş ve dosyaya kaydedilmiştir. Daha sonra bu datalar, değişik hazır bilgisayar paket programları kullanılarak, spektral analiz yapılmıştır.

Basınç ölçüm değerleri de daha önce bahsedilen basınç ölçerlerle ölçülerek bilgisayar, data acquisition kartı ve paket program (software) vasıtasıyla kaydedilerek değerlendirilmiştir (Şekil 24).

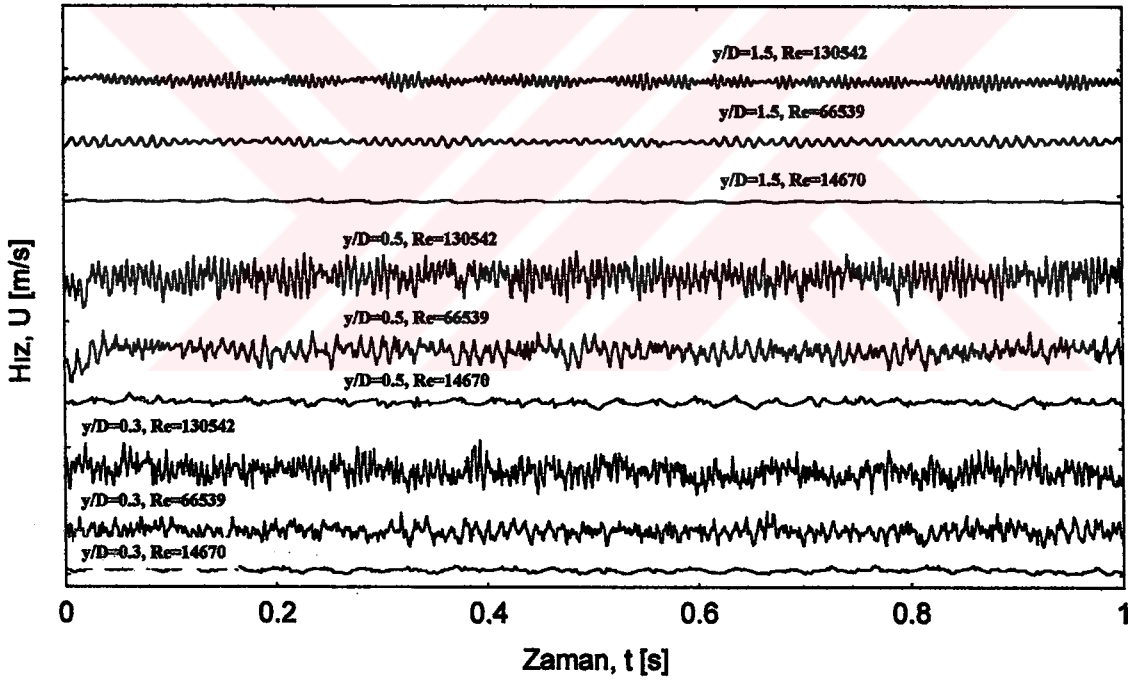
Yapılan tüm ölçümlerde anemometre ekranından okunan gerilim değerinin aynısı, data acquisition kartı ve ilgili paket program vasıtasıyla bilgisayara kaydedilmiş olup, bu data transferinde hata olmadığı görülmüştür.

3. BULGULAR

3.1. Dairesel ve Kare Kesitli Silindirik Modeller Arkasındaki Akım Karakteristikleri

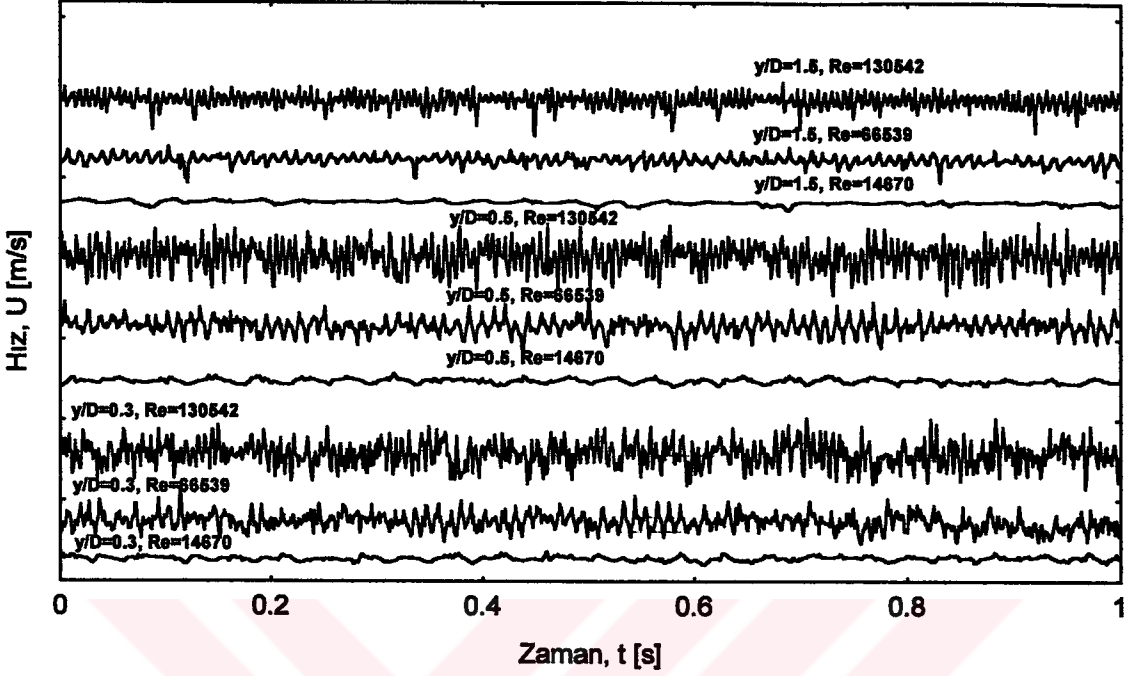
Dairesel ve kare kesitli silindirik modeller arkasında değişik x -istasyonlarında, kesit içerisinde y -yönünde 44 noktada ve değişik Reynolds sayılarında ortalama hız ve türbülans ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümler de, tek kızgın film (TSI 1220-20 Model Hot Film Probe) kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Şekil 31-32'de 5cm çaplı dairesel kesitli silindirik model arkasında 3 farklı Reynolds sayısında ve değişik x, y pozisyonlarında anlık hızların zamanla (1sn'lik bir zaman periyodunda) değişim grafikleri (velocity-history) verilmiştir. Bu sözkonusu anlık hızlar, aynı anda (real time)



Şekil 31. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda değişik y/D konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history)

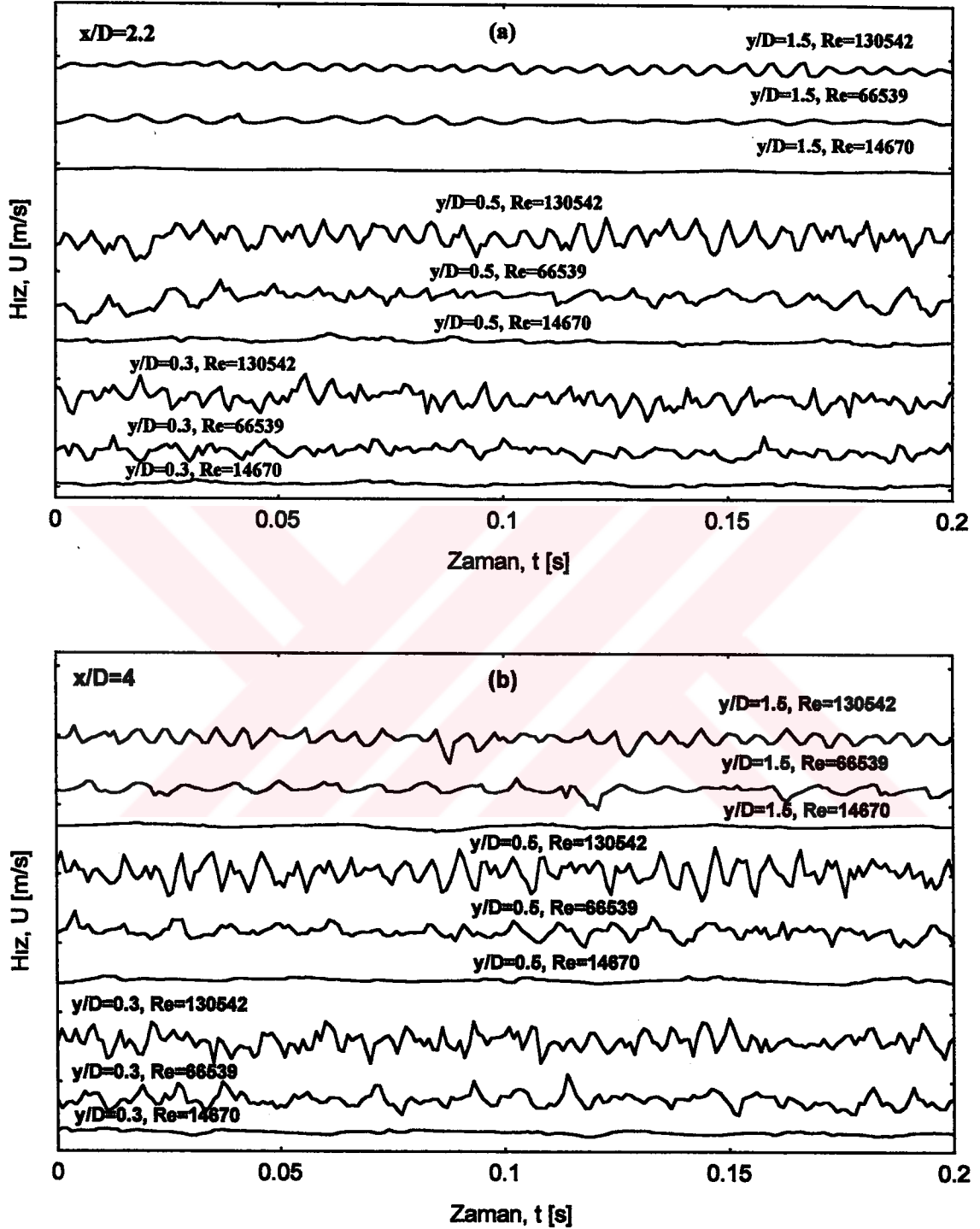
sanide 1000 data okunarak (1 kHz frekansla) kaydedilmiştir. Şekil 31-32 incelendiğinde, akım yönünde ilerledikçe ($x/D=2.2$ ile $x/D=4$ istasyonlarında) grafiklerdeki titreşim frekansı az da olsa azalırken, radyal yönde y/D arttıkça, $y/D=1.5$ konumunda sinyallerin genliği önemli derecede azalmaktadır. Reynolds sayısı arttıkça sinyallerin titreşim frekansı ve genliği büyük



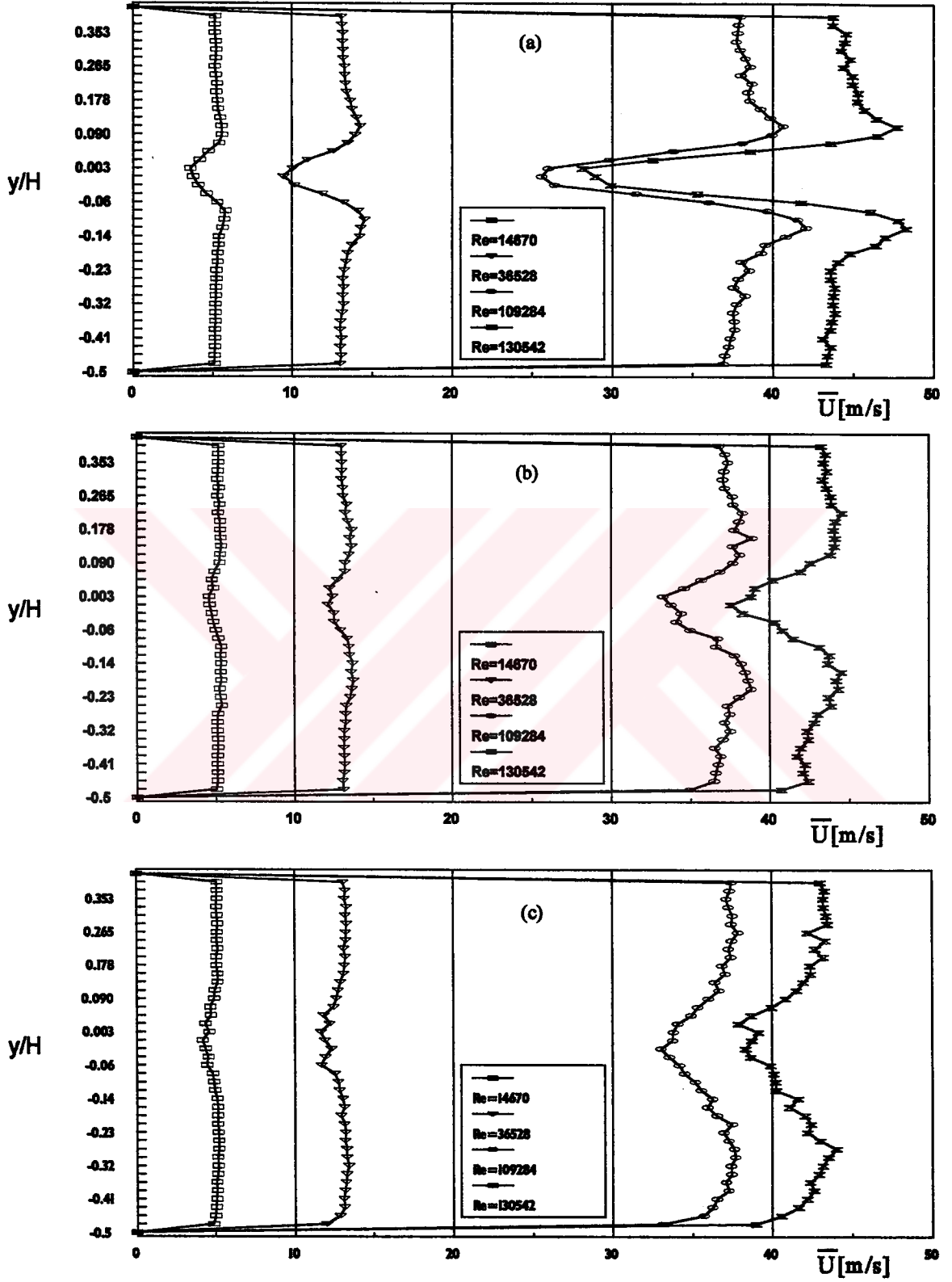
Şekil 32. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda değişik y/D konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history)

oranda artmaktadır. Şekil 31-32 için söylenen bu özellikler, 0-0.2 s'lik zaman diliminde çizilen hız-zaman değişimi sinyallerinin yer aldığı Şekil 33'den daha açık bir şekilde görülmektedir.

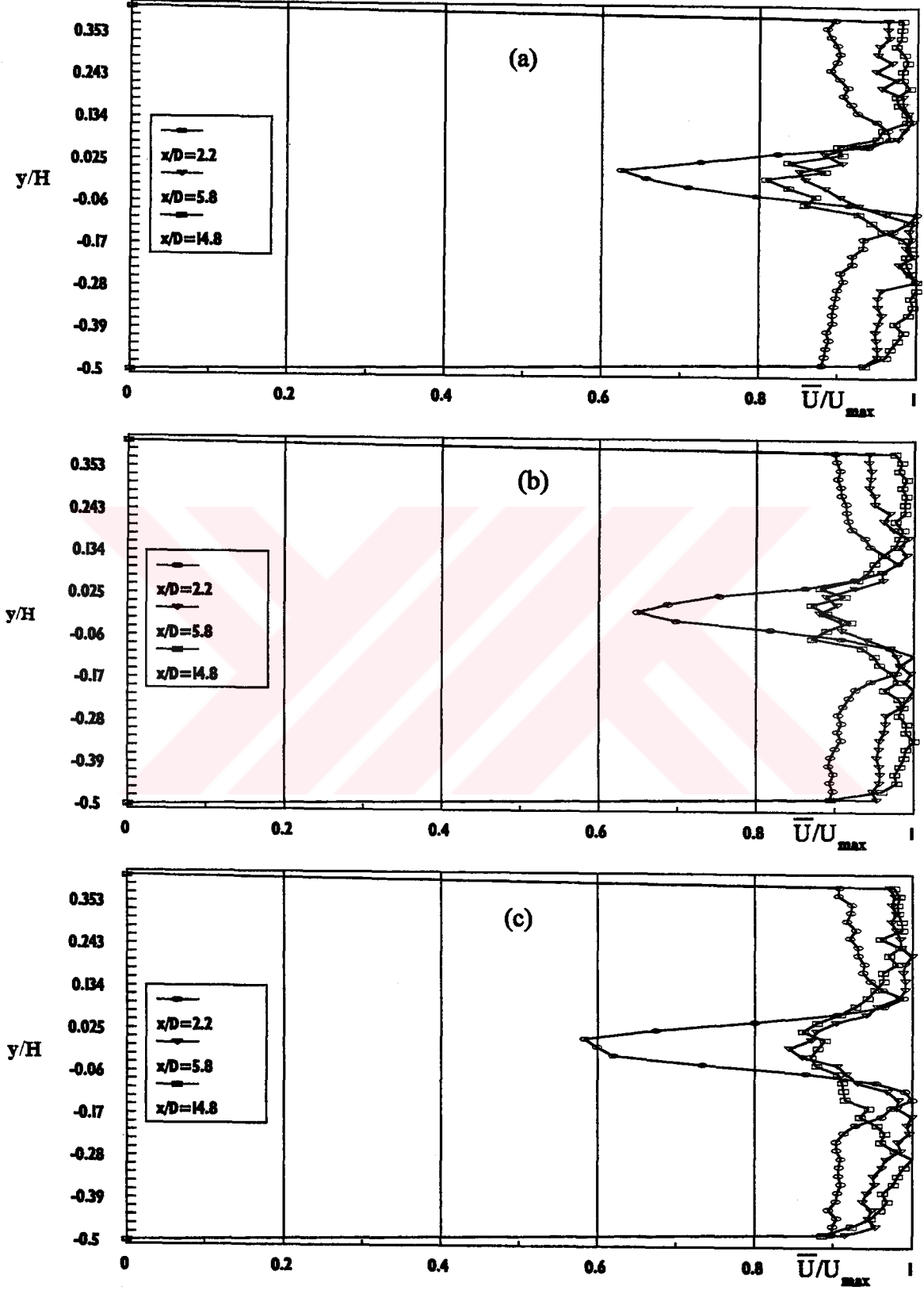
Şekil 34'de 5cm çaplı dairesel kesitli silindirik model arkasında üç farklı x - istasyonunda ve 4 değişik Reynolds sayısında ölçülmüş hız dağılımları, Şekil 35'de ise aynı istasyonlardaki boyutsuz hız dağılımları görülmektedir. Bu hız dağılımlarından görüldüğü üzere $y/H=0$ civarında, yani modelin tam arka bölgesinde hızların değerleri bariz bir şekilde azalmaktadır. Şekil 36'da görüldüğü üzere silindir arkasındaki iz genişliği akım yönünde artmaktadır. Şekil 37-38'de akım yönünde yine aynı $x/D=2.2$; 5.8 ve 14.8 istasyonlarında ve üç farklı Reynolds sayısında ölçülen türbülans şiddeti dağılımları verilmiştir. Şekil 37-38'den de görüldüğü gibi, türbülans şiddetinin en yüksek olduğu bölge $y/H=0$ civarındaki bölge olup akım yönünde x/D artarken türbülans şiddeti azalmaktadır. x/D 'nin değeri 2.2'den 14.8 değerine artarken $y/H=0$ noktasındaki türbülans şiddeti, $Re=130542$ için %7.6 değerinden %3.5 değerinde azalmıştır (Şekil 37).



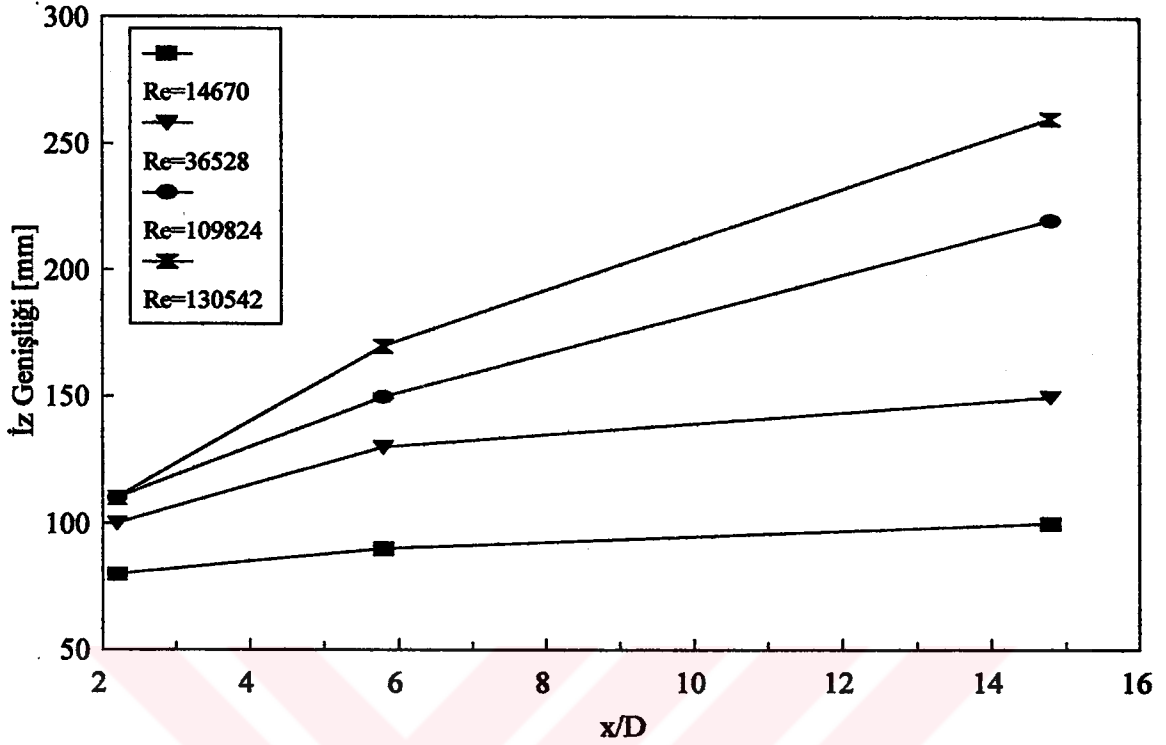
Şekil 33. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, b) $x/D=4$ istasyonlarında değişik y/d konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri



Şekil 34. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, b) $x/D=5.8$, c) $x/D=14.8$ istasyonlarında değişik Reynolds sayılarındaki ortalama hız dağılımları

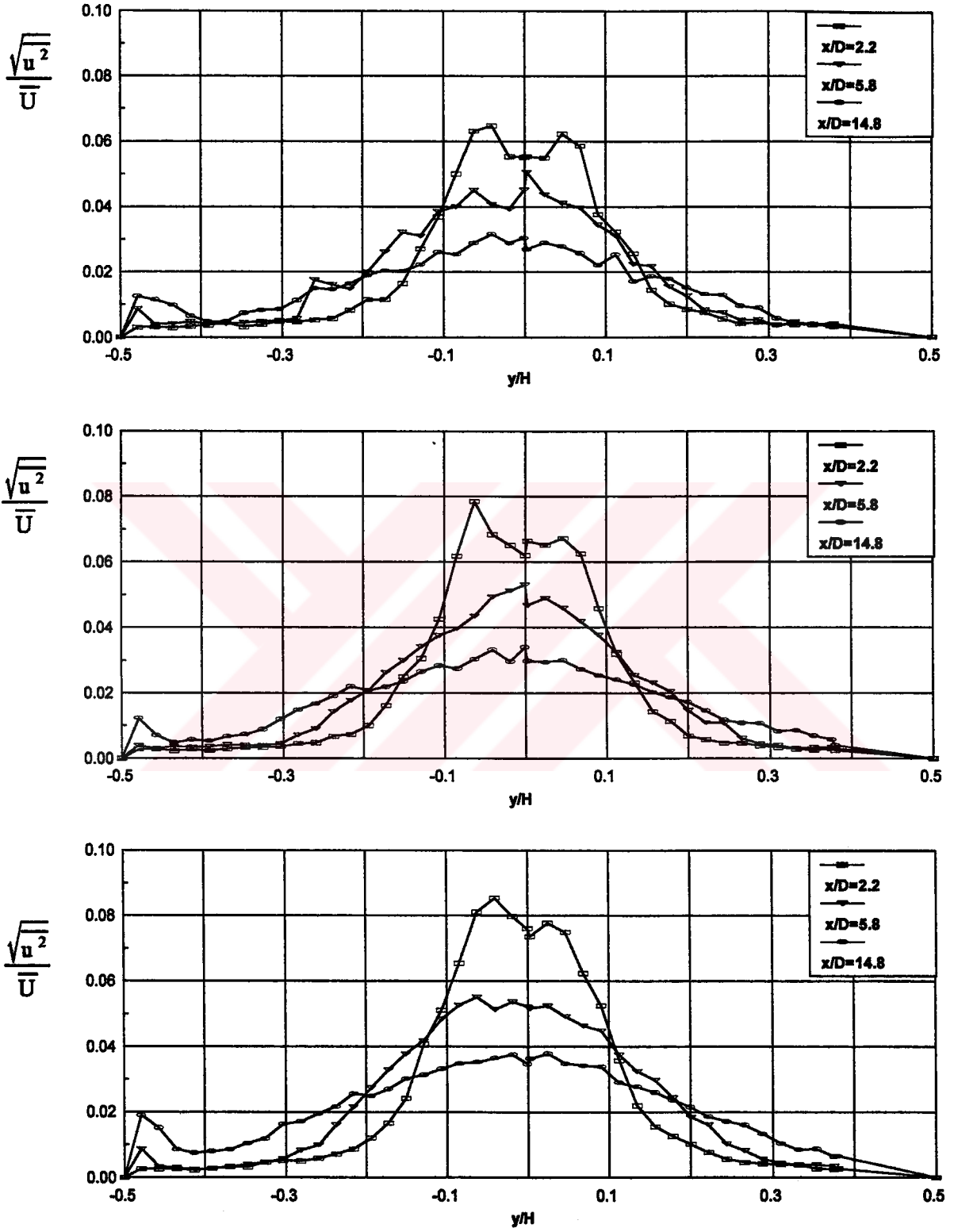


Şekil 35. Dairesel kesitli silindirik model arkasında uç ayrı istasyonda a) $Re=14670$, b) $Re=36528$, c) $Re=130542$ sayılarındaki boyutsuz hız dağılımları

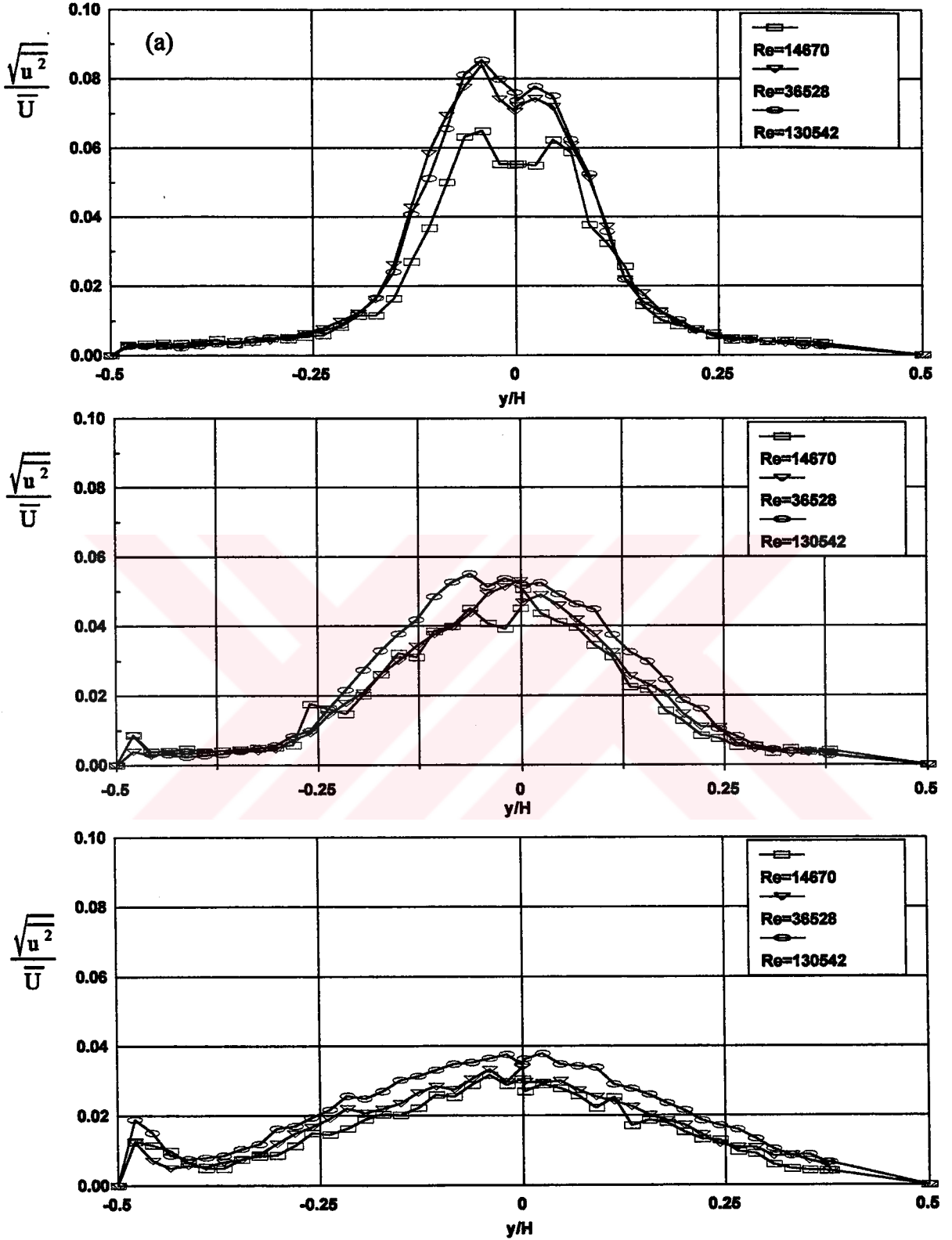


Şekil 36. Dairesel kesitli silindirik model arkasında iz genişliğinin, akım yönünde ve Reynolds sayısı ile değişimi

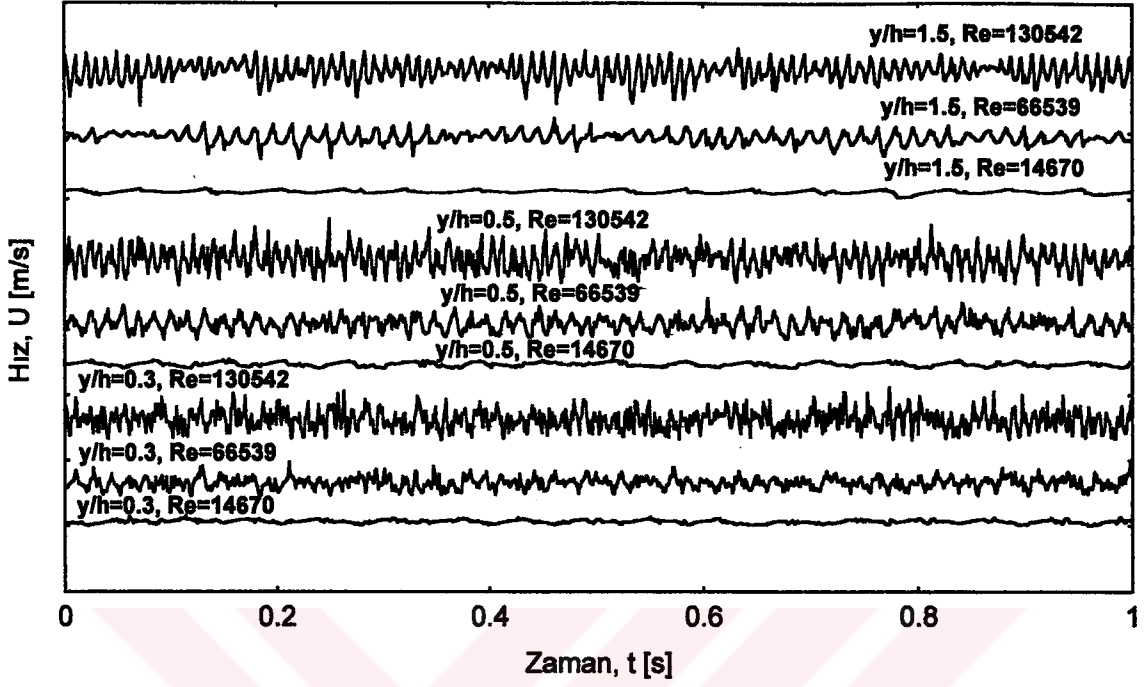
Kenarı 5cm olan kare kesitli silindirik model arkasında değişik x,y konumlarında ve farklı Reynolds sayılarında ölçülen hız zaman değişimleri Şekil 39-40'da verilmiştir. Şekil 39-40'da görüldüğü üzere Reynolds sayısı arttıkça sinyallerin titreşim frekansı ve genlikleri artmaktadır. Ayrıca y/h değeri 0.3'den 1.5'a değişirken sinyallerin titreşim frekansı ve genliği az da olsa azalmaktadır. Söz konusu bu kare model arkasında ölçülen ortalama hız dağılımları Şekil 41-42'de, türbülans şiddeti dağılımları ise Şekil 43-44'de verilmiştir. Silindirik model için söylenenler burada da söylenebilir. Yani Şekil 41-42'de görüldüğü gibi hız profillerindeki minimum hız bölgesi $y/H=0$ civarında olmaktadır. Şekil 43-44 incelendiğinde, akım yönünde x/h 'nin değeri 2.2'den 14.8'e artırılırken $y/H=0$ notasındaki türbülans şiddeti, $Re=130542$ için %7.7'den %4.7'ye düşmektedir.



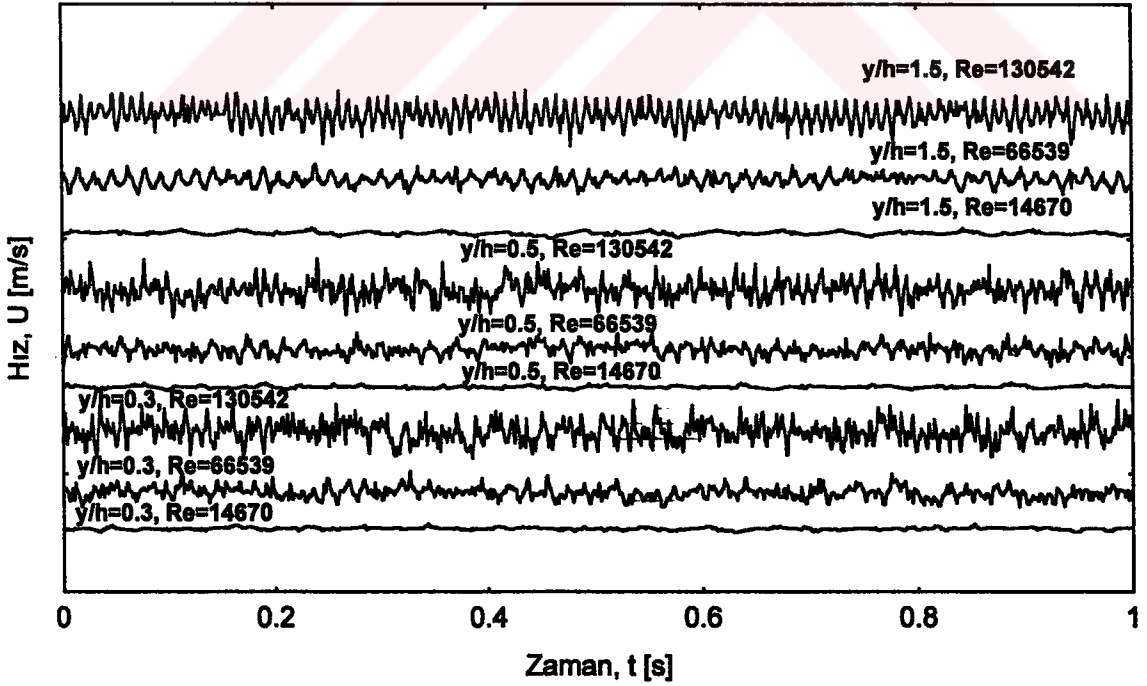
Şekil 37. Dairesel kesitli silindirik model arkasında üç değişik Reynolds sayısında, farklı istasyonlardaki türbülans şiddeti dağılımları



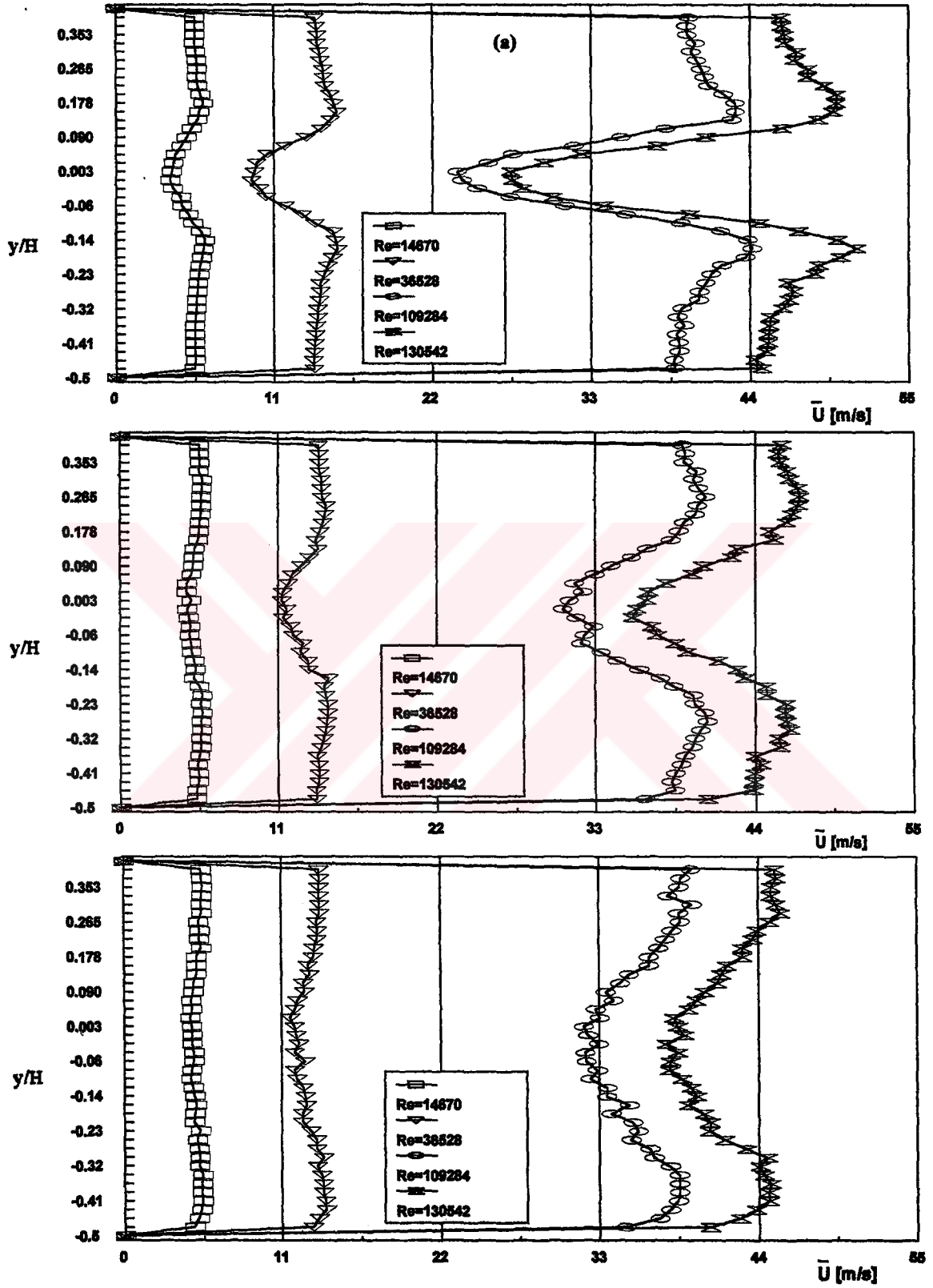
Şekil 38. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, b) $x/D=5.8$, c) $x/D=14.8$ istasyonlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki türbülans şiddeti dağılımları



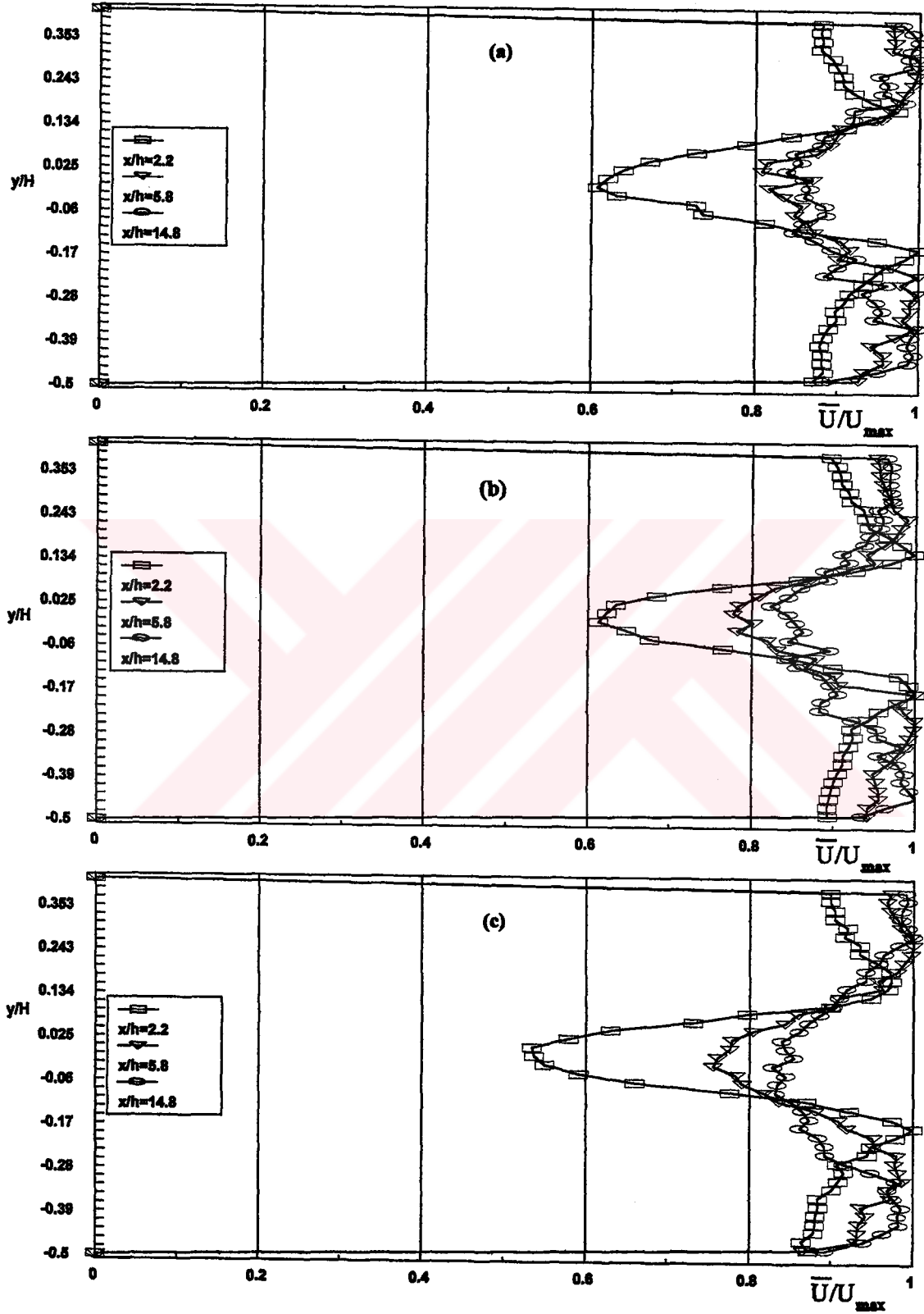
Şekil 39. Kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda, 0° hücum açısında değişik y/h konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history)



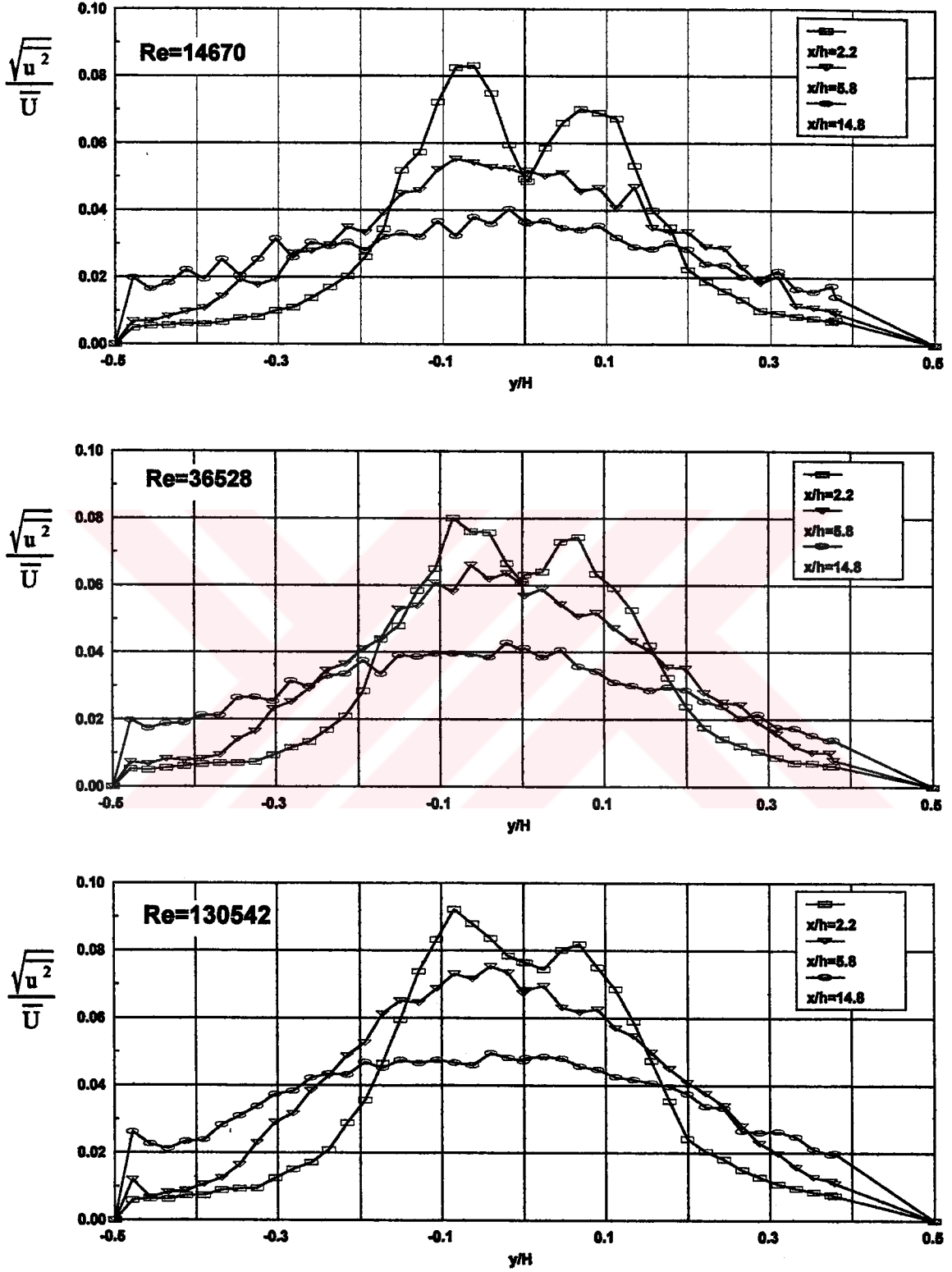
Şekil 40. Kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda, 0° hücum açısında değişik y/h konumlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki hız-zaman değişimleri (velocity-history)



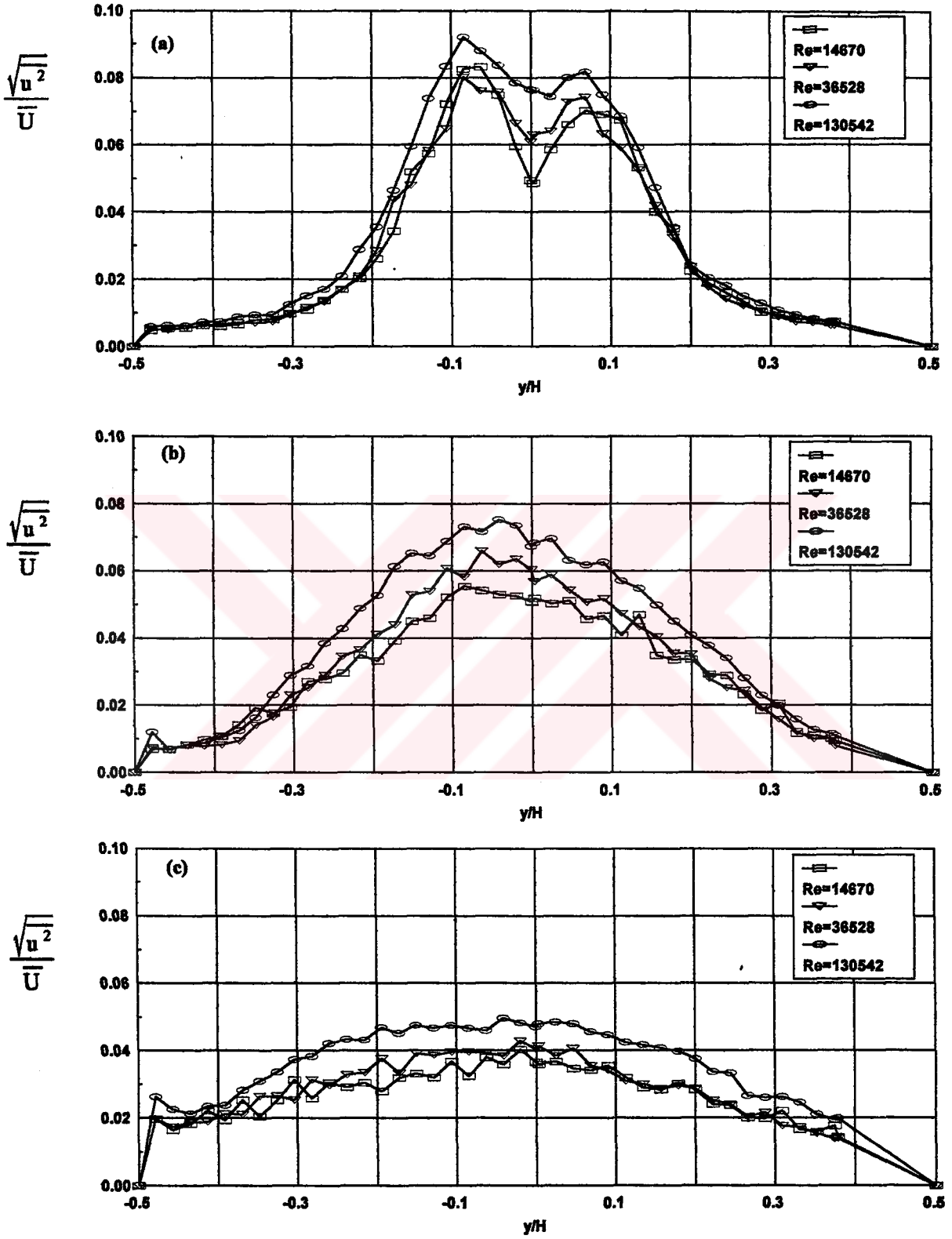
Şekil 41. Kare model arkasında; a) $x/h=2.2$, b) $x/h=5.8$, c) $x/h=14.8$ istasyonlarında değişik Reynolds sayılarındaki ortalama hız dağılımları



Şekil 42. Kare model arkasında üç ayrı istasyonda; a) $Re=14670$, b) $Re=36528$, c) $Re=130542$ sayılarındaki boyutsuz hız dağılımları



Şekil 43. Kare model arkasında üç değişik Reynolds sayısında, farklı istasyonlardaki türbülans şiddeti dağılımları



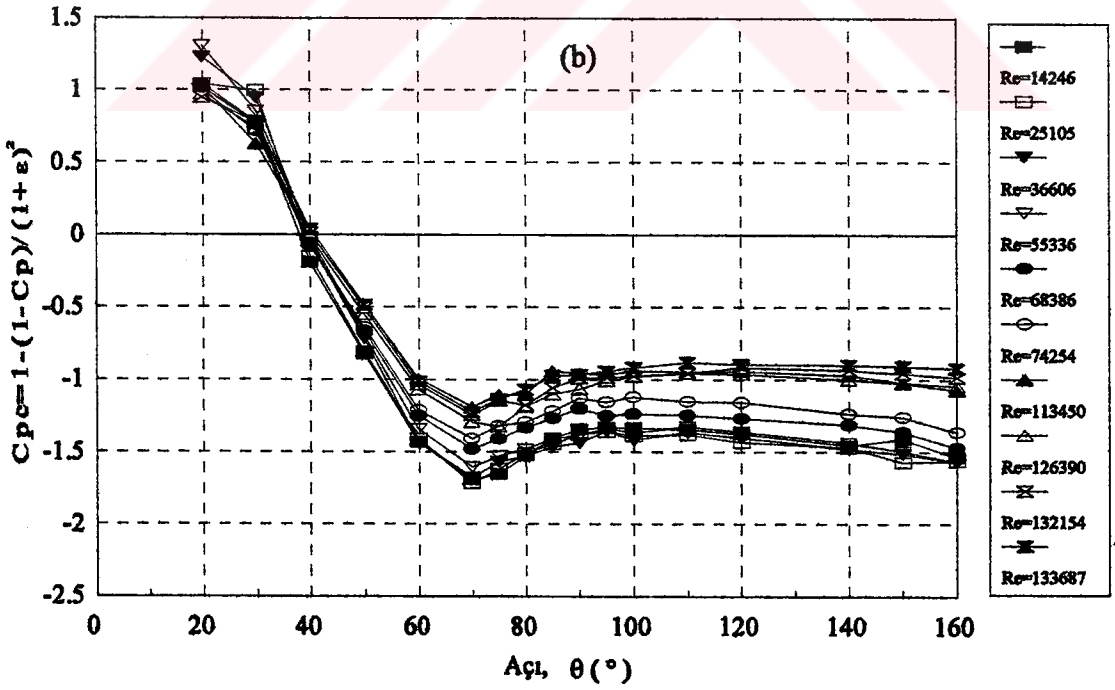
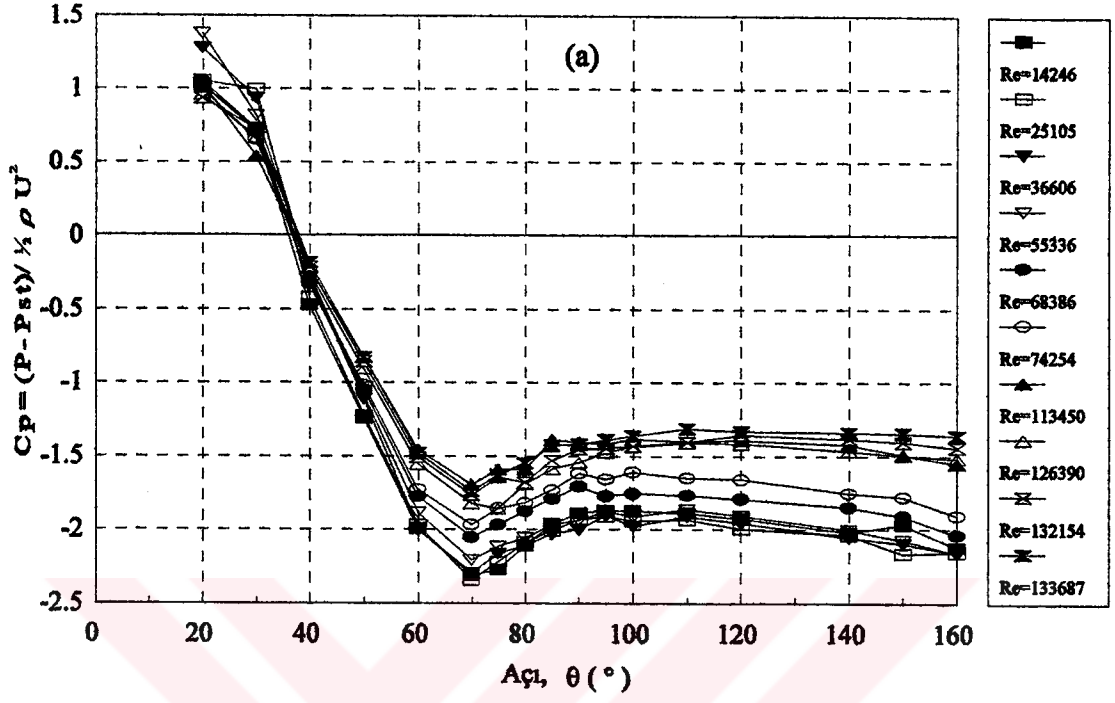
Şekil 44. Kare model arkasında; a) $x/h=2.2$, b) $x/h=5.8$, c) $x/h=14.8$ istasyonlarında ve farklı Reynolds sayılarındaki türbülans şiddeti dağılımları

3.2. Dairesel ve Kare Kesitli Model Yüzeyinde Ölçülen Yüzey Basınç Dağılımları

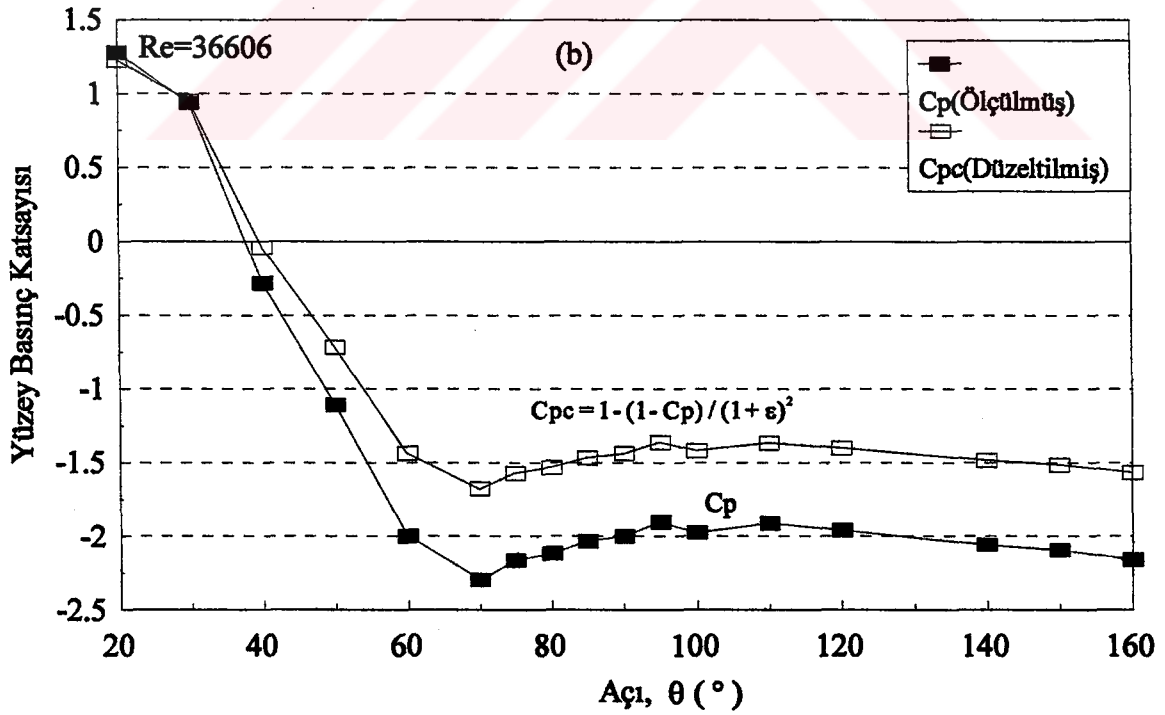
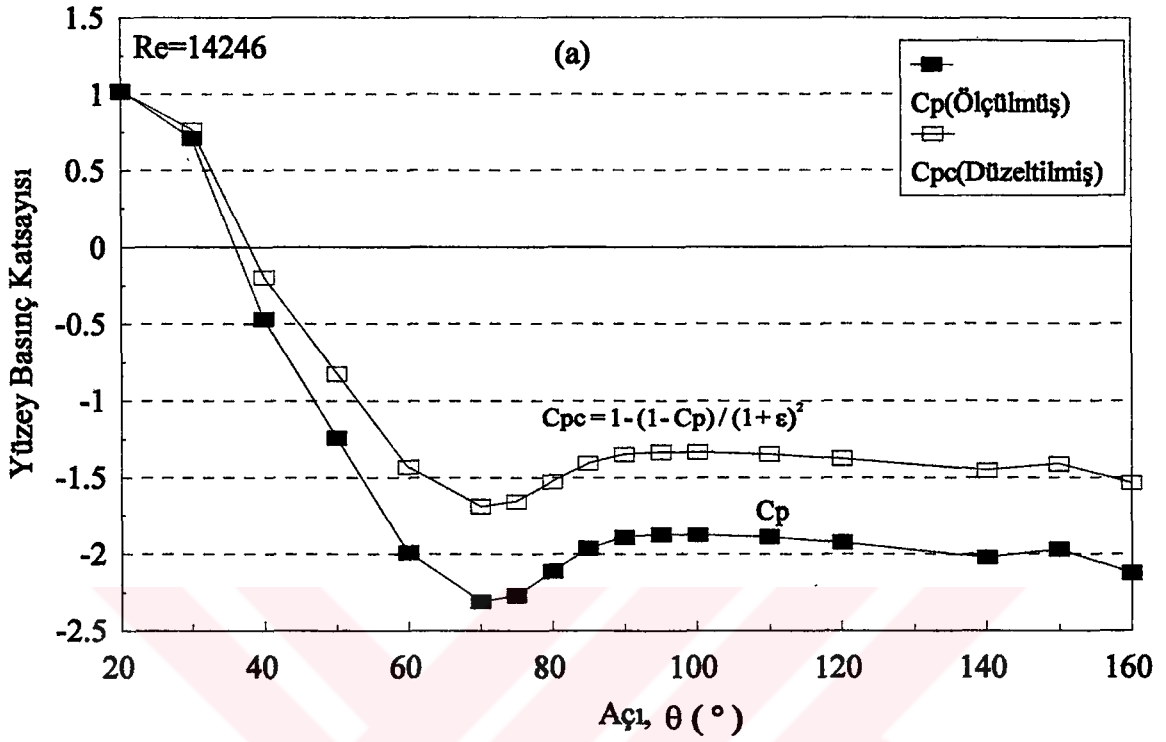
Basınç ölçümleri hem dairesel hem de kare kesitli silindirik modeller etrafında yapılmıştır. Sonuçların mukayese edilebilmesi için her iki modelin hidrolik çapları aynı, (5cm), seçilmiştir. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde, tam orta kesitte ($x=y=z=0$) çevresel olarak değişik θ açılarında 17 noktada (Şekil 21) ve farklı Reynolds sayılarında basınç ölçümleri yapılmıştır. Bu dairesel kesitli silindirik model ile elde edilebilen maksimum Reynolds sayısı, $Re=133687$ olmuştur. Burada Reynolds sayısı, $Re=\frac{UD}{\nu}$ olarak tanımlanmış olup, U akış hızı, D model çapı

ve ν de kinematik viskozitedir. Basınç katsayısı, $C_p=\frac{P(\theta)-P_{st}}{\frac{1}{2}\rho U^2}$ olarak tanımlanmıştır. Burada

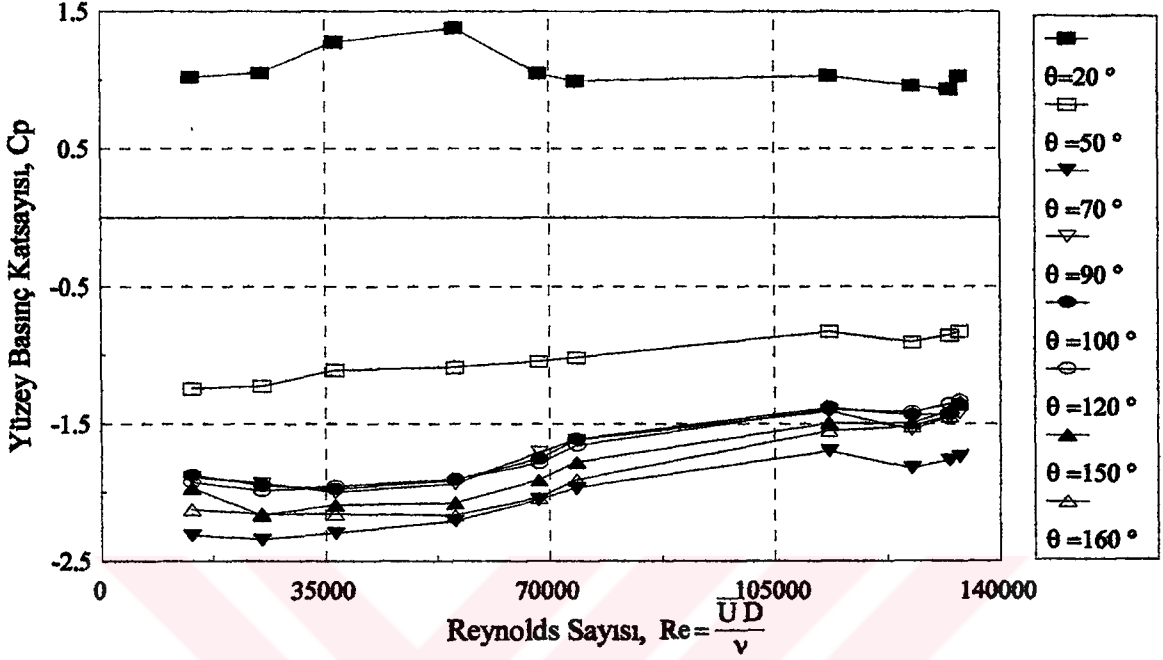
$P(\theta)$, θ açısız pozisyonundaki basınç, ρ yoğunluk, P_{st} ve U ise sırasıyla model pozisyonundaki basınç ve akış hızıdır. $14246 \leq Re \leq 133687$ aralığında 10 değişik Reynolds sayısında, açısız pozisyonun bir fonksiyonu olarak ölçülen tipik basınç dağılımları Şekil 45a'da verilmiştir. Dairesel kesitli silindir simetrik bir geometriye sahip olduğundan, silindirin sadece üst yarı bölgesinde basınç ölçümü yapılmıştır. Basınç katsayısı, ön kısımda azalarak $\theta=70^\circ$ civarında minimum değer almakta, bundan sonra az bir miktar artmaktadır. Silindirin diğer yarısı olan arka kısımda, basınç oldukça üniformdur. Dikkat edilirse eğrilerin minimum noktası, göz önüne alınan Reynolds sayılarında 70° civarında oluşmaktadır. Bilindiği gibi silindir üzerinde yüzeyden ayrılma yeri, Reynolds sayısı ile değişmektedir. Bu deneysel çalışmada basınç prizleri, yüzeyden ayrılma yerinin belirlenebilmesi için yeteri kadar yerleştirilmemiştir. Bu nedenle yüzeyden ayrılma noktasının yeri tam olarak belirlenememiştir. Ancak yüzeyden ayrılma noktasının yeri, göz önüne alınan $14246 \leq Re \leq 133687$ aralığındaki akım şartlarında 70° civarında olduğu ve silindir etrafındaki basınç dağılımları incelendiğinde, yüzeyden ayrılma noktasından sonra basıncın pek değişmediği söylenebilir. C_p değerleri blokaj etkileri dikkate alınarak düzeltilmiş olup, düzeltilmiş C_p değerleri Şekil 45b'de verilmiştir. Kullanılan düzeltme metodu ile ilgili açıklamalar 4. bölümünde verilecektir. Şekil 45b'deki düzeltilmiş C_p değerleri, mutlak değer olarak ölçülmüş C_p değerlerinden daha küçük çıkmaktadır. Düzeltme sonucunda blokaj etkilerinin %28 civarında olduğu görülmüştür. Bu durum, Şekil 46'da mukayeseli bir şekilde daha açık olarak görülmektedir. Şekil 47'de ise yine aynı ölçülmüş C_p değerlerinin Reynolds sayısı ile değişimi, değişik θ değerleri için verilmiştir. Yine bu grafikten de görüldüğü üzere C_p 'nin $\theta=70^\circ$ civarındaki değerleri, en düşük



Şekil 45. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde değişik Reynolds sayılarında;
a) ölçülmüş, b) düzeltilmiş basınç katsayıları



Şekil 46. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde; a) Re=14246, b) Re=36606 sayılarında ölçülmüş ve düzeltilmiş basınç katsayıları



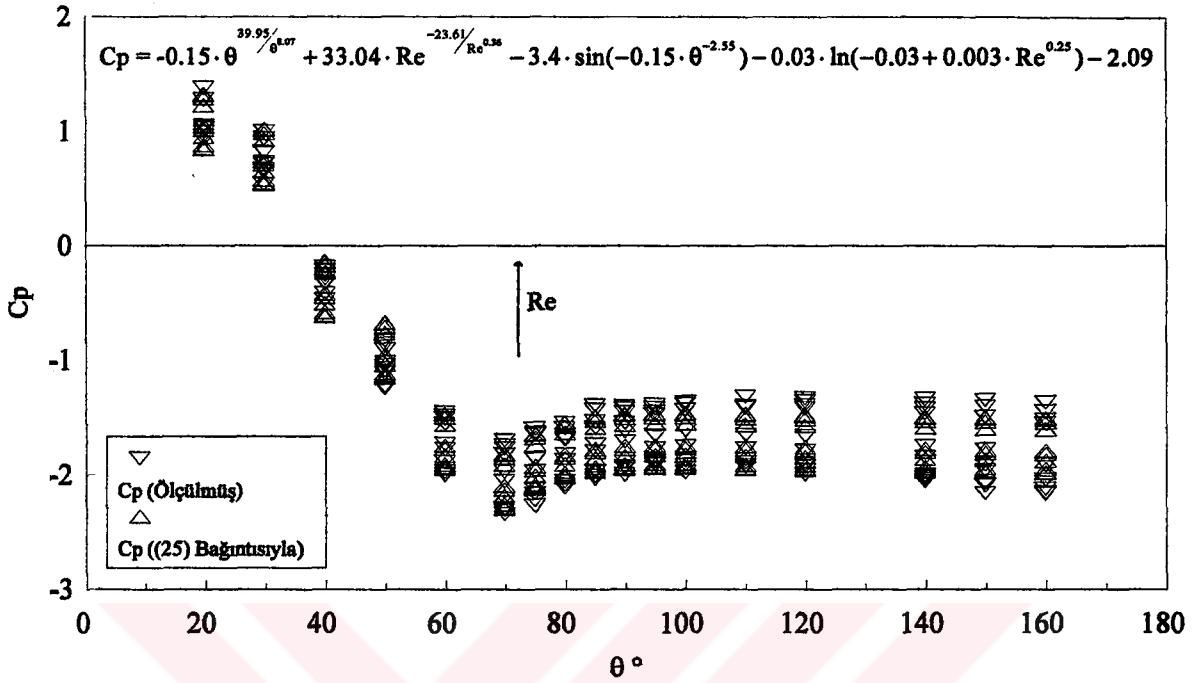
Şekil 47. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde değişik açılarda ölçülmüş basınç katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi

değerlerdir. Ayrıca Şekil 47'de görüldüğü gibi, Reynolds sayısı arttıkça Cp değerleri de artmaktadır. Reynolds sayısı 14246'dan 133687 değerine artarken her bir basınç pirizinde ölçülen Cp değerleri ortalama %25 oranında artmıştır.

Bu çalışmada ölçülen basınç dağılımını ifade edebilmek için ampirik bir bağıntı bulmaya çalışılmıştır. Simplex ve Quasi-Newton Metodu kullanılarak deneysel ölçüm değerlerinden, Cp'nin Reynolds sayısı ve θ 'ya göre değişimini ifade eden regresyon bağıntısı, aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$C_p = -0.15 \cdot \theta^{39.95/\theta^{8.07}} + 33.04 \cdot Re^{-23.61/Re^{0.36}} - 3.4 \cdot \sin(-0.15 \cdot \theta^{-2.55}) - 0.03 \cdot \ln(-0.03 + 0.003 \cdot Re^{0.25}) - 2.09 \quad (25)$$

Burada θ , radyan olarak yerine konulacaktır. Bu bağıntı $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ ve $15000 \leq Re \leq 140000$ için geçerlidir. Bu (25) bağıntısı, deneylerden elde edilen ölçüm değerlerini, %97.8 doğrulukla ifade etmektedir. Aynı Reynolds sayılarında, ölçülen Cp değerleriyle, (25) bağıntısı ile hesaplanan Cp değerlerinin bir mukayesesi Şekil 48'de verilmiştir. Şekilden



Şekil 48. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde, ölçülmüş C_p değerleri ile (25) bağıntısıyla elde edilmiş C_p değerlerinin mukayesesi

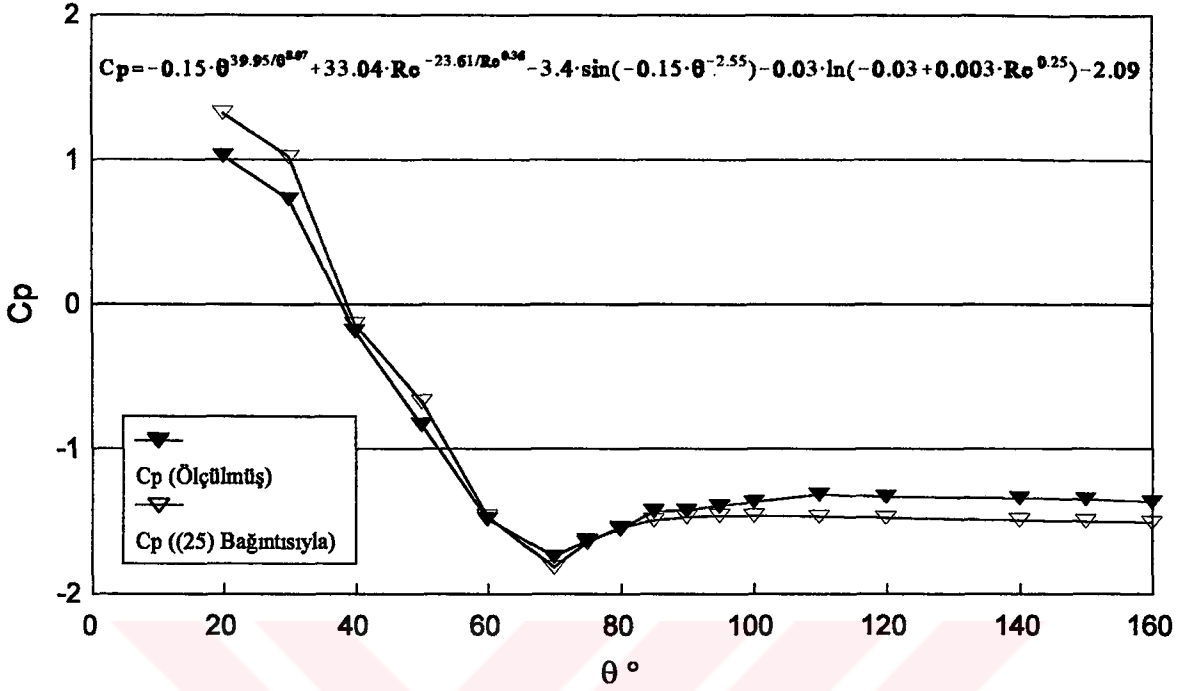
görüldüğü üzere ölçülen ve hesaplanan değerler iyi bir uyum içerisindedir. Bu uyum, Şekil 49' da yalnızca $Re=133687$ için çizilen basınç eğrilerinden, daha açık bir şekilde görülmektedir. Aynı metod kullanılarak (25) bağıntısı yerine, kullanımı daha pratik olması açısından $20^\circ \leq \theta < 70^\circ$ için,

$$C_p = -5.54 \cdot \sin(-0.52 \cdot \theta^{-1.2}) + \ln(Re^{0.12}) - 5.57 \quad (26)$$

ve $70^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ için ise,

$$C_p = -1.5916 \cdot \cos\left(2.7997 \cdot \theta \left[-1.3703 + \frac{0.4144}{0.0138 \cdot Re^{0.3446}}\right]\right) + 0.0443 \cdot Re \left[\frac{0.3804}{\theta^{3.0395}} - \frac{0.1558}{\theta^{3.0395}}\right] - 4.4282 \quad (27)$$

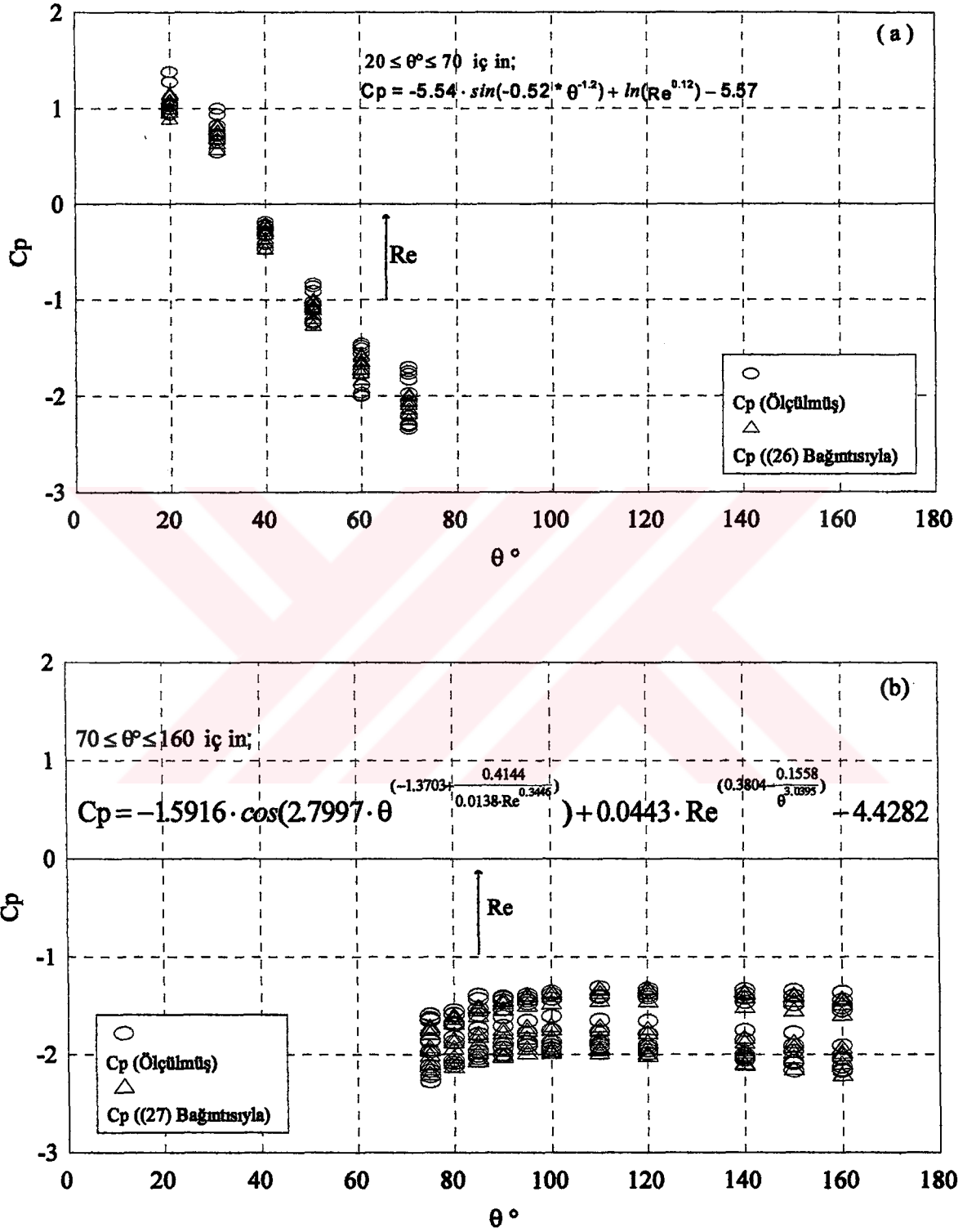
bağıntıları elde edilmiştir. Bu bağıntılar da $15000 \leq Re \leq 140000$ için geçerlidir. (26) denklemleri deneysel ölçüm değerlerini %98.4 doğrulukla, (27) denklemleri ise %94 doğrulukla temsil etmektedir. Aynı Reynolds sayılarında, $20^\circ \leq \theta < 70^\circ$ için ölçülen C_p değerleri ile (26) bağıntısı ile hesaplanan C_p değerleri Şekil 50a'da ve $70^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ için ölçülen C_p değerleriyle (27) bağıntısı kullanılarak hesaplanan C_p değerleri Şekil 50b'de mukayese edilmiştir. Görüldüğü gibi ölçülen ve sözkonusu bağıntılarla elde edilen değerler çok iyi bir uyum içindedir. Sözkonusu



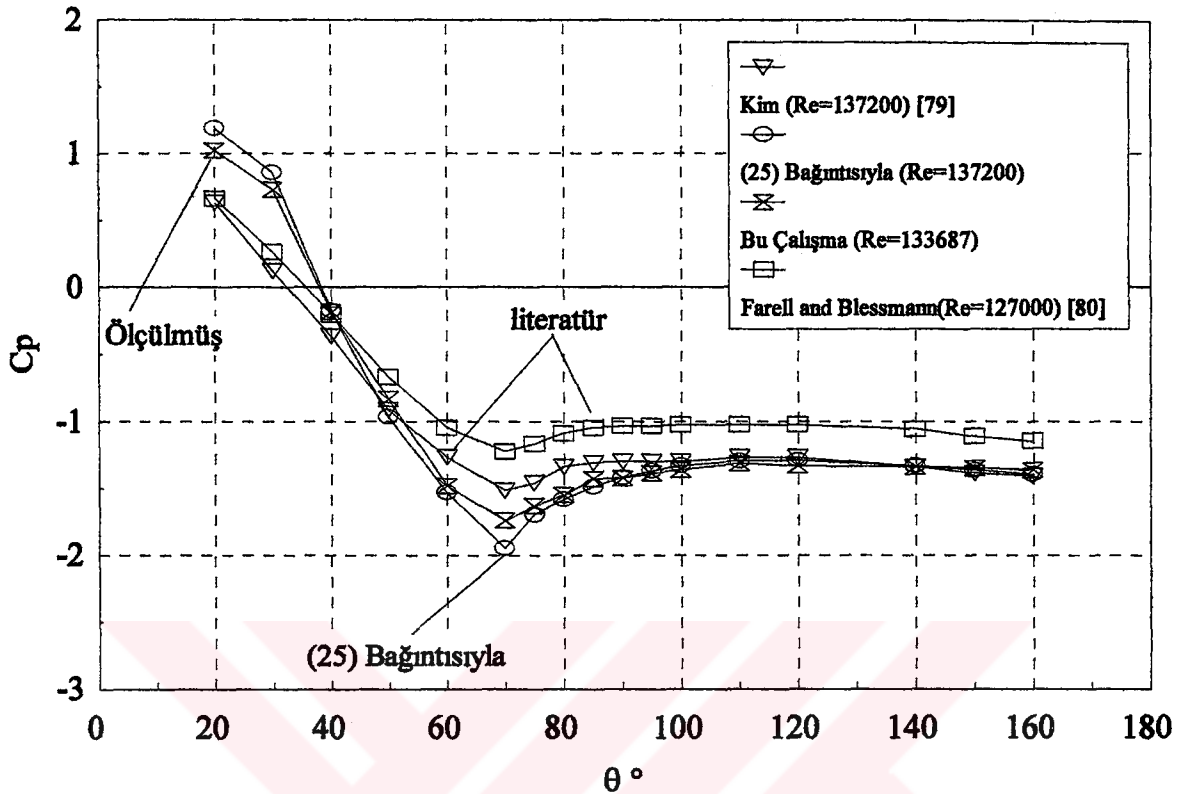
Şekil 49. $Re=133687$ 'de dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş C_p değerleri ile (25) bağıntısı ile hesaplanmış C_p değerlerinin mukayesesi

dairese kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülen basınç katsayıları ile (25) bağıntısı ile hesaplanan C_p değerlerinin literatür ile karşılaştırılması Şekil 51' de verilmiştir. Bu grafikte de iyi bir uyum olduğu görülmektedir.

Hidoluk çapı 5cm olan (Kenar uzunluğu 5cm) kare model yüzeyinde de tam orta kesitte ($x=y=z=0$), $\alpha=0,5,10,20$ ve 30° hücum açılarında ön, arka, alt ve üst yüzeylerde toplam 19 noktada (Şekil 21) ve $14822 \leq Re \leq 132121$ aralığında 10 değişik Reynolds sayısında basınç dağılımları elde edilmiştir. Kare kesitli silindirik model yüzeyinde yapılan basınç ölçümleriyle ilgili sonuçlar Şekil 52-56'da verilmiştir. Bu şekillerde, I bölgesi ön yüzeyi, II bölgesi alt yüzeyi, III bölgesi arka yüzeyi ve IV bölgesi de üst yüzeyi göstermektedir. Şekil 52'de Reynolds sayısının 14822 değerinde 0° ve 10° 'lik hücum açılarında kare model yüzeyinde ölçülen C_p değerlerinin, modelin ön, üst, arka ve alt yüzeylerine göre değişimi görülmektedir. Görüldüğü gibi negatif basınçlar, kare modelin alt (II bölgesi) ve üst (IV bölgesi) yüzeylerinde ölçülmüştür. Hücum açısı 0° 'den 30° 'ye arttığında diğer bölgelere oranla özellikle alt yüzeydeki (II bölgesi) basınçlar çok bariz bir şekilde artmaktadır (Şekil 53). 30° hücum açısında alt yüzeyde meydana gelen (0° hücum açısına göre) bu basınç artışı Şekil 53b'de görüldüğü üzere, yaklaşık %107



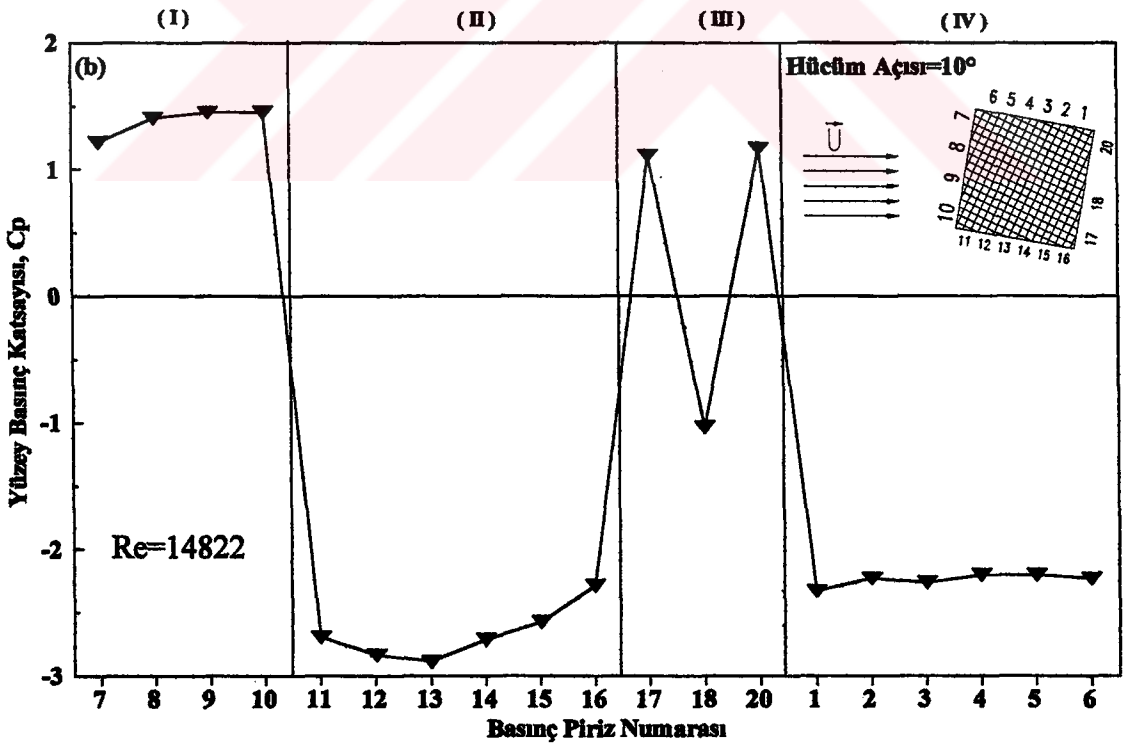
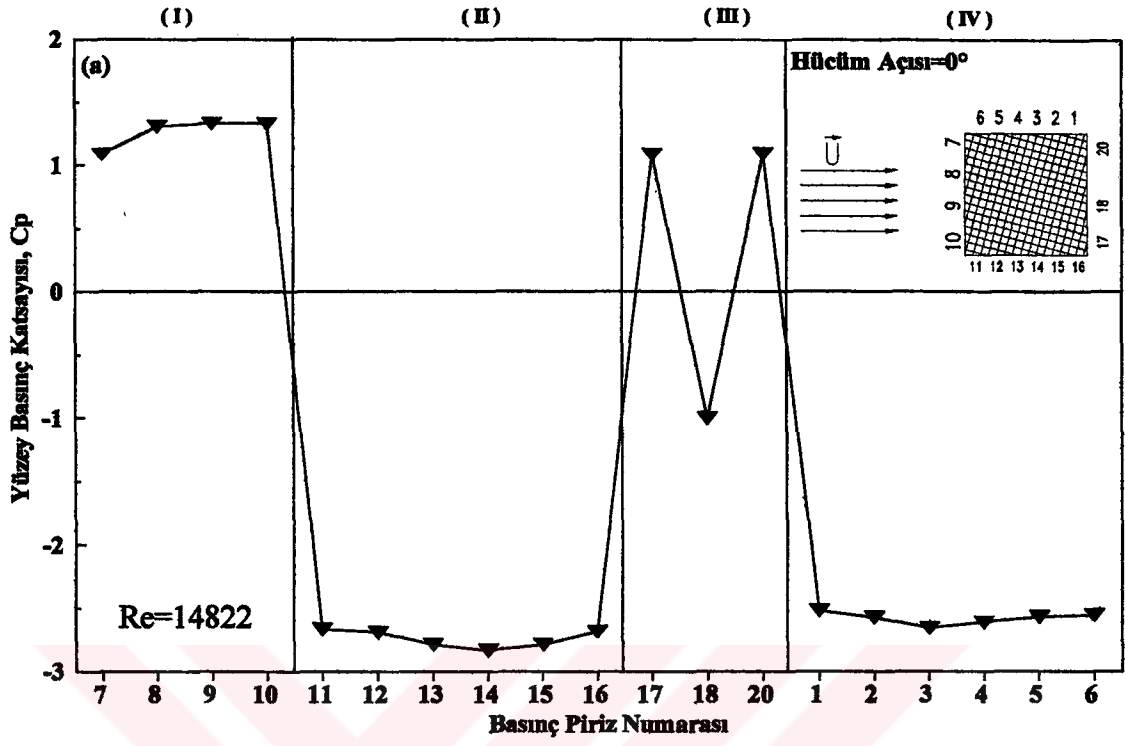
Şekil 50. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş C_p değerleri ile uydurulan bağıntılarla elde edilmiş C_p değerleri : a) 20° - 70° , b) 70° - 160°



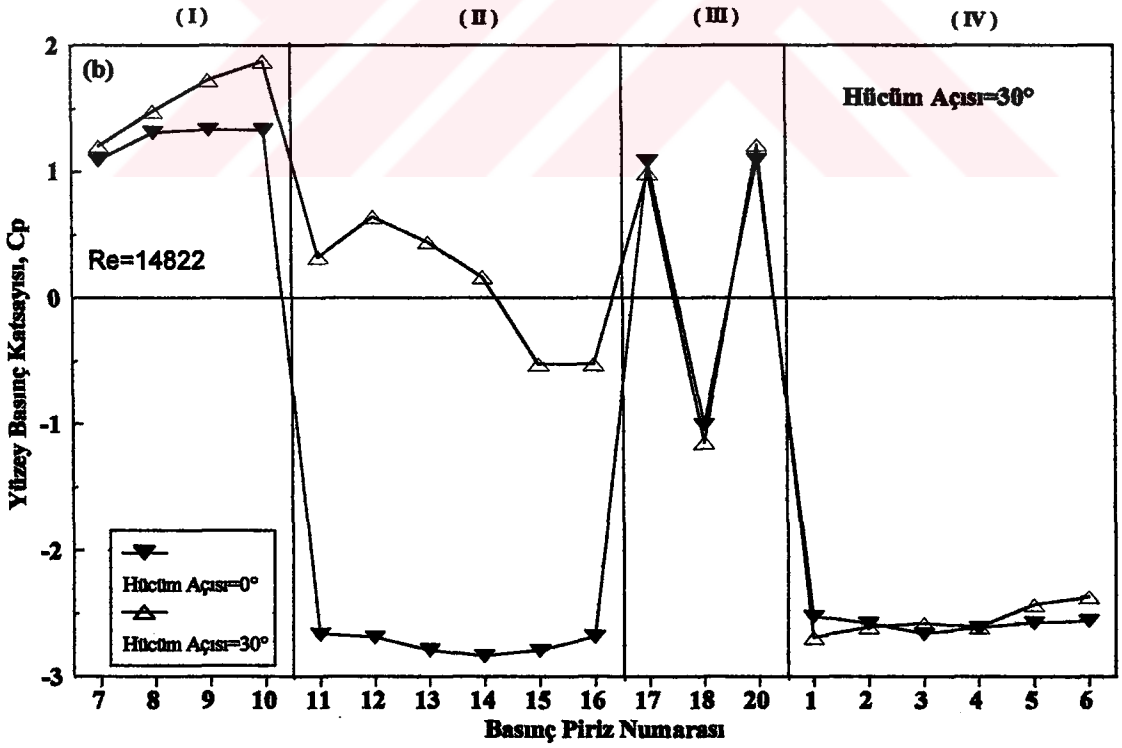
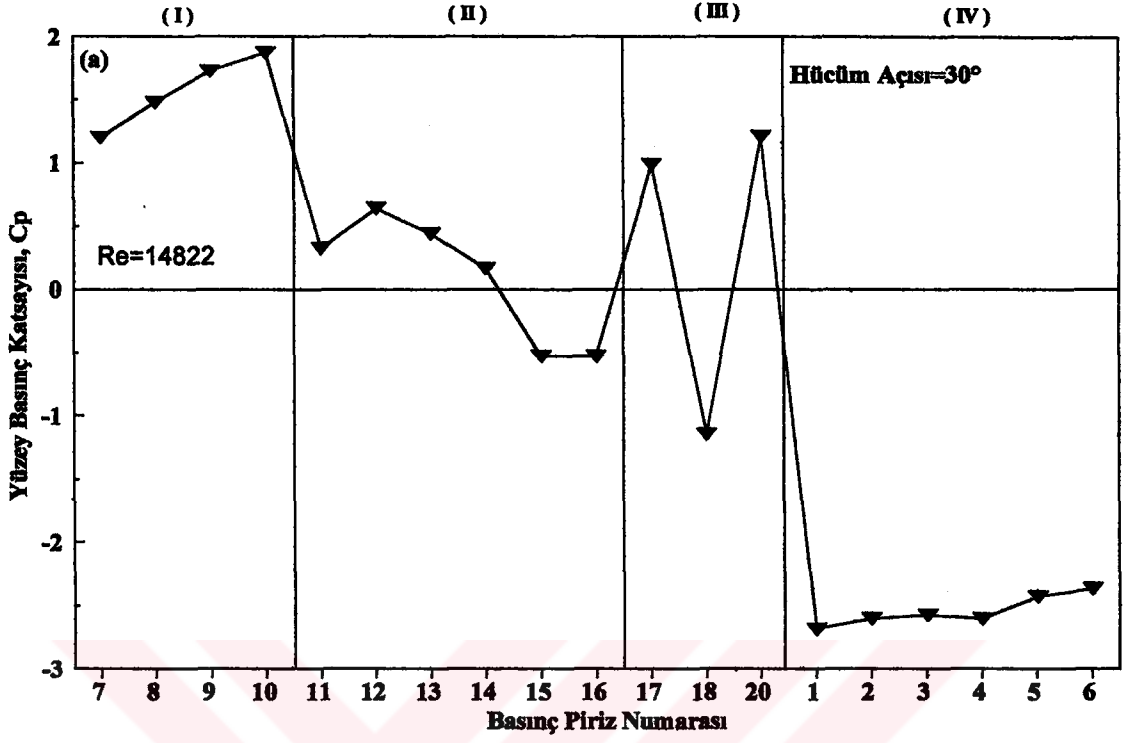
Şekil 51. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülmüş Cp değerlerinin Literatür ile karşılaştırılması

oranında gerçekleşmiştir. Şekil 54'de kare model yüzeyinde, $14822 \leq Re \leq 132121$ aralığında 5 farklı Reynolds sayısında, 0° ve 30° hücum açılarında ölçülen basınç dağılımları verilmiştir. Görüldüğü gibi artan Reynolds sayısı ile özellikle alt ve üst yüzeylerde (II ve IV bölgesi) basınçlar artmaktadır. Örneğin, Şekil 54a'da görüldüğü gibi 0° hücum açısında, Reynolds sayısı 14822'den 132121'e artarken, alt yüzeyde 14 no'lu pirizdeki basınç yaklaşık %49, üst yüzeyde 4 no'lu pirizdeki basınç ise yaklaşık %46 artmıştır. Şekil 55-56'da sözkonusu kare modelin ön, alt, arka ve üst yüzeylerinde 9, 14, 18 ve 4 no'lu pirizlerdeki basınçların Reynolds sayısı ve hücum açısına göre değişimleri verilmiştir. Şekil 55-56'da görüldüğü üzere hücum açısı ve Reynolds sayısı artarken en büyük basınç artışı alt yüzeyde 14 no'lu pirizde meydana gelirken, hücum açısına göre en az değişen basınç arka yüzeyde 18 no'lu pirizde elde edilmiştir.

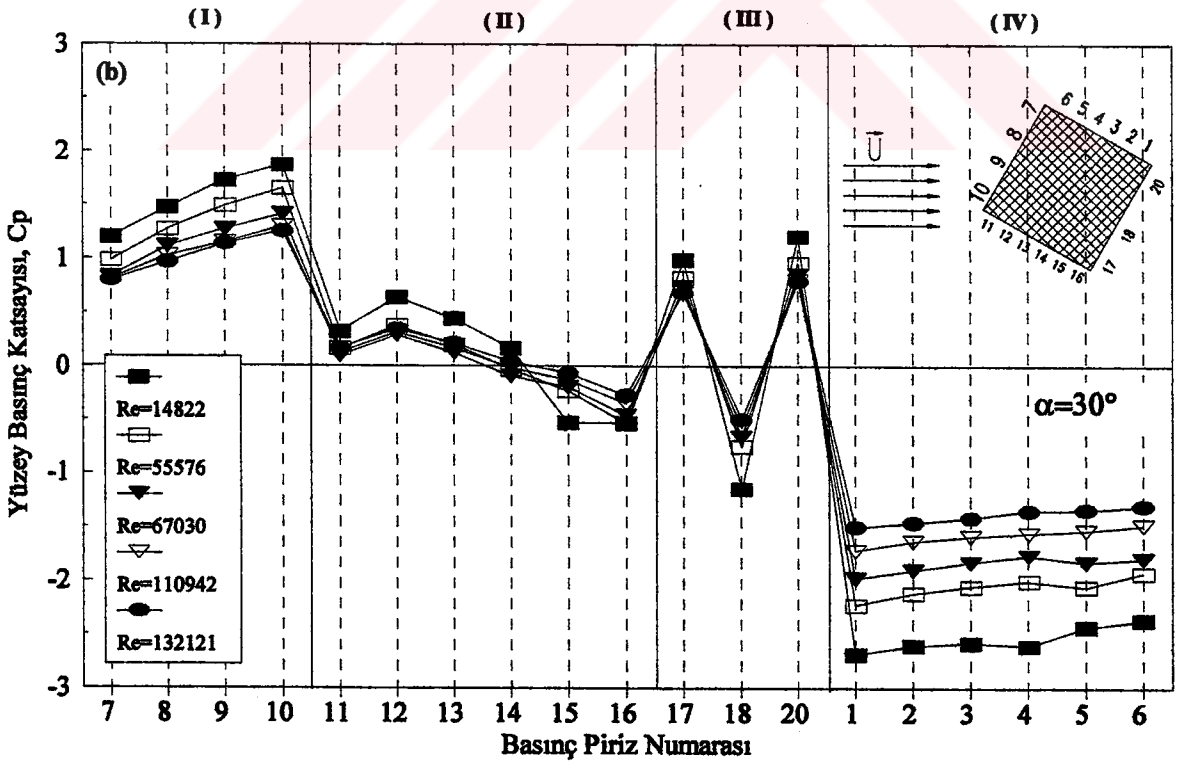
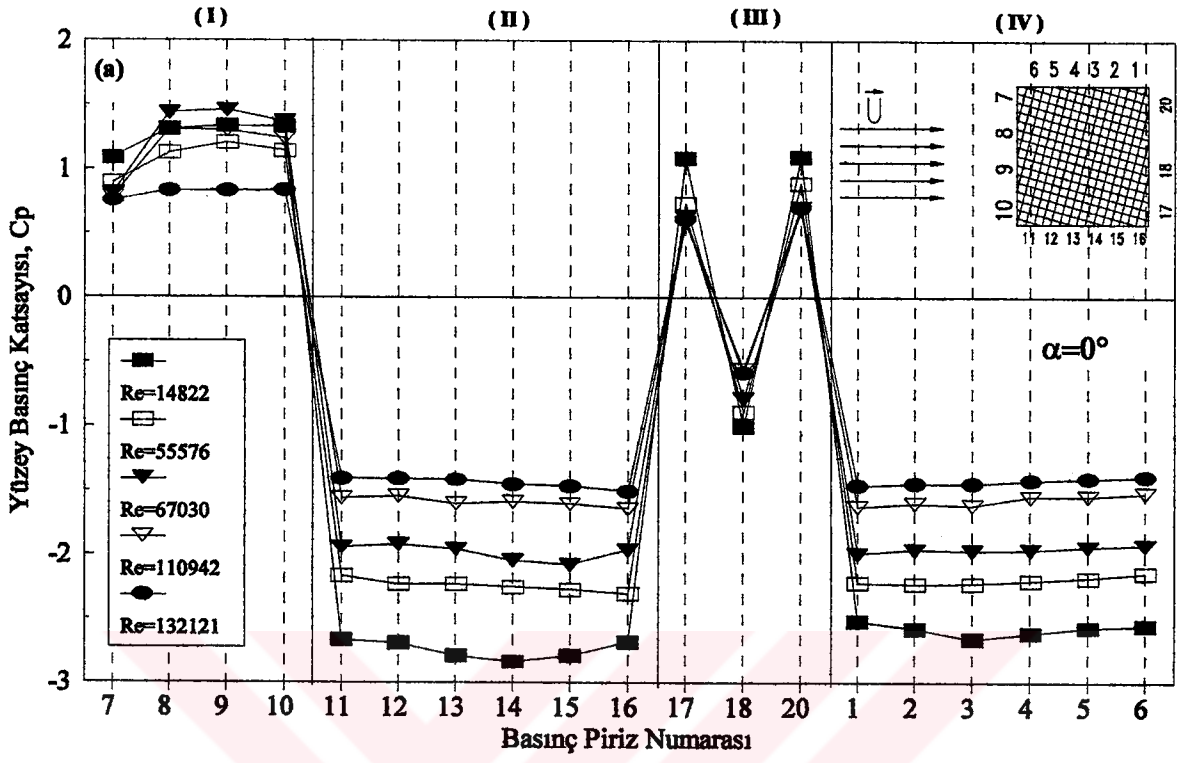
III bölgesi modelin arka kısmını ifade etmekte olup, bu bölge akım yönünde pek önemli olmadığından bu yüzeyde 3 adet basınç pirizi kullanılmıştır. Bu bölgede basıncın akım



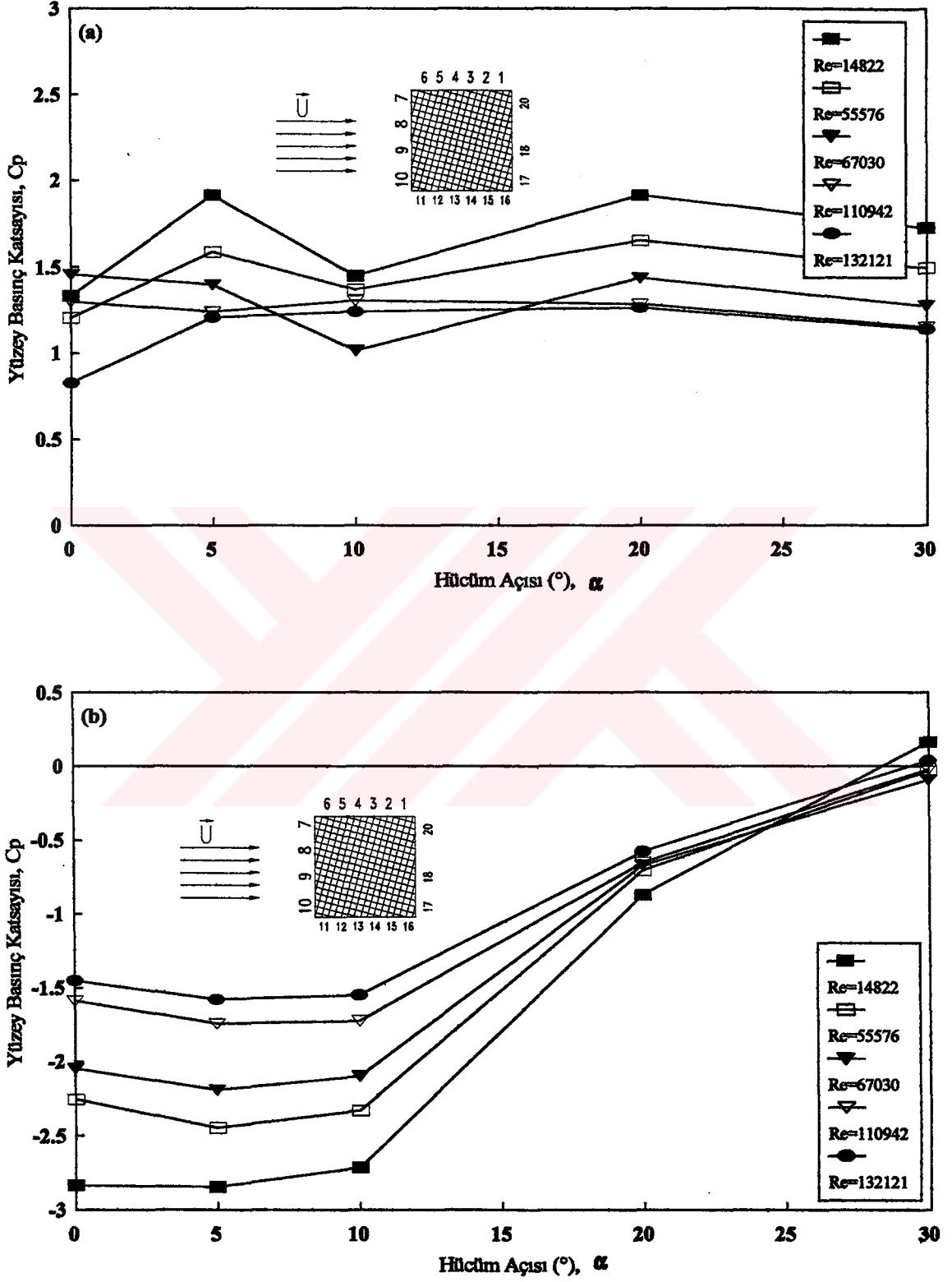
Şekil 52. $Re=14822$ 'de kare model yüzeyinde: a) hücum açısı 0° , b) hücum açısı 10° iken, ölçülmüş basınç katsayıları



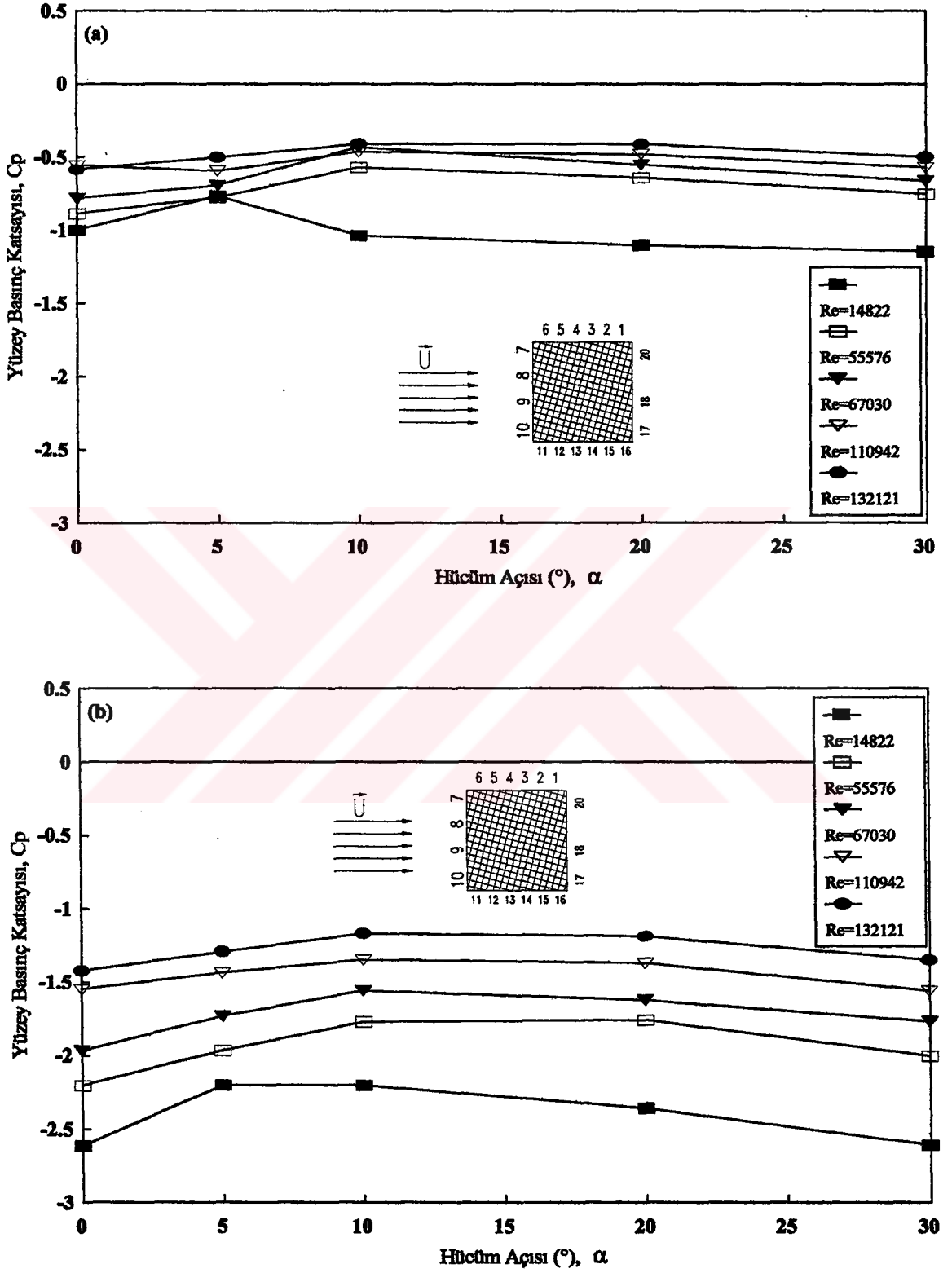
Şekil 53. $Re=14822$ 'de kare model yüzeyinde: a) hücum açısı 30° , b) hücum açısı 0° ve 30° , iken ölçülmüş basınç katsayıları



Şekil 54. Kare model yüzeyinde 5 değişik Reynolds sayısında: a) 0° hücum açısında b) 30° hücum açısındaki basınç dağılımları



Şekil 55. Kare model yüzeyinde: a) ön yüzeyde 9 no'lu pirizde, b) alt yüzeyde 14 No'lu pirizdeki basınçların, hücum açısı ve Reynolds sayısına göre değişimi



Şekil 56. Kare model yüzeyinde: a) arka yüzeyde 18 no'lu pirizde, b) üst yüzeyde 4 no'lu pirizdeki basınçların hücum açısı ve Reynolds sayısına göre değişimi

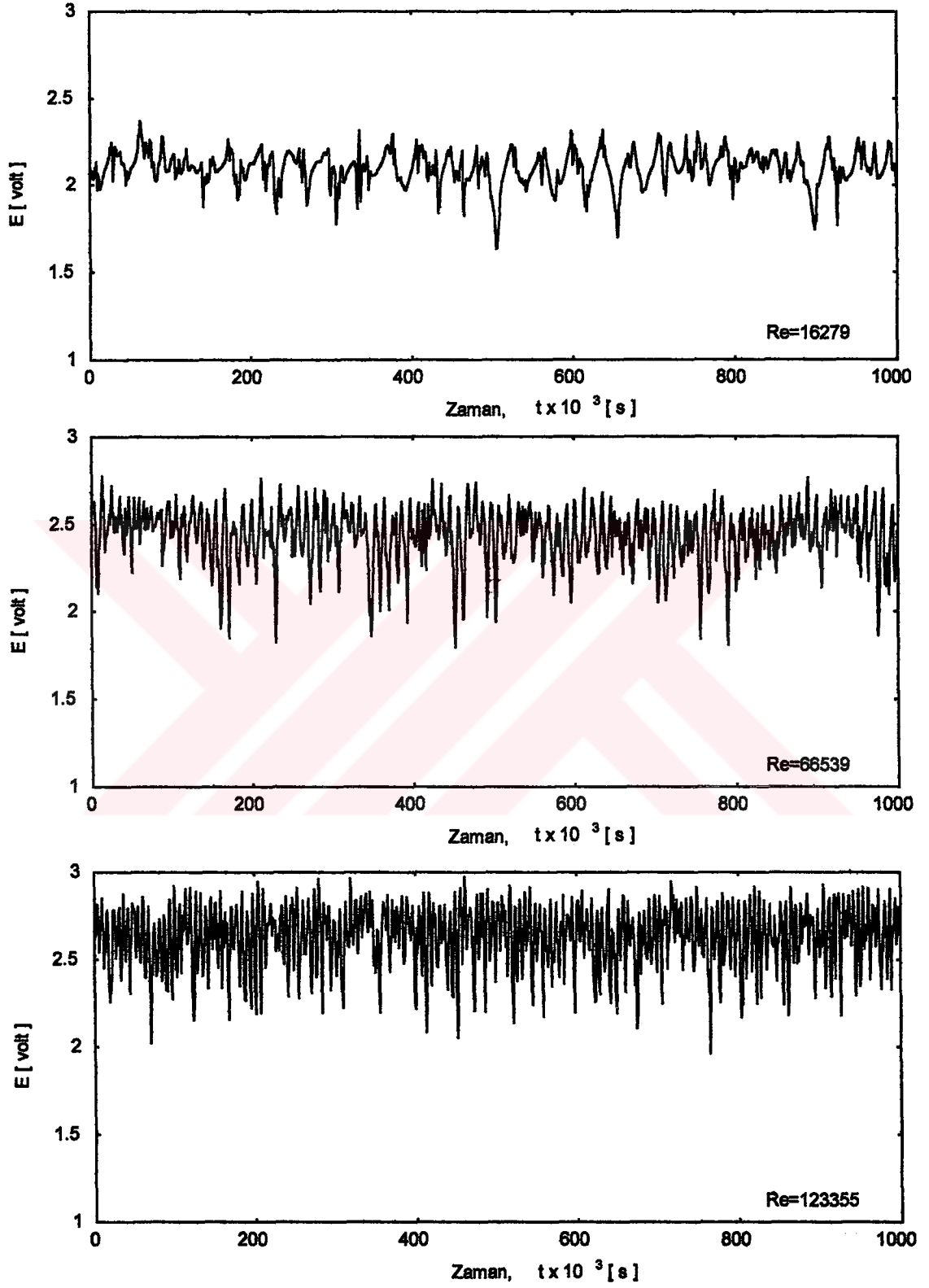
parametrelerine göre pek değişmeyeceği dikkate alınmıştır. Bu nedenle az sayıda basınç pirizi kullanılmıştır. Elde edilen basınç dağılımlarından görüldüğü gibi hem hücum açısı hem de Reynolds sayısına bağlı olarak bu bölgede basınçlar fazla değişmemektedir. I ve II bölgesi hücum açısından, akım parametrelerinden en fazla etkilenen bölgelerdir.

3.3. Dairesel Kesitli Silindirik Model Etrafında Vorteks Kopmaları

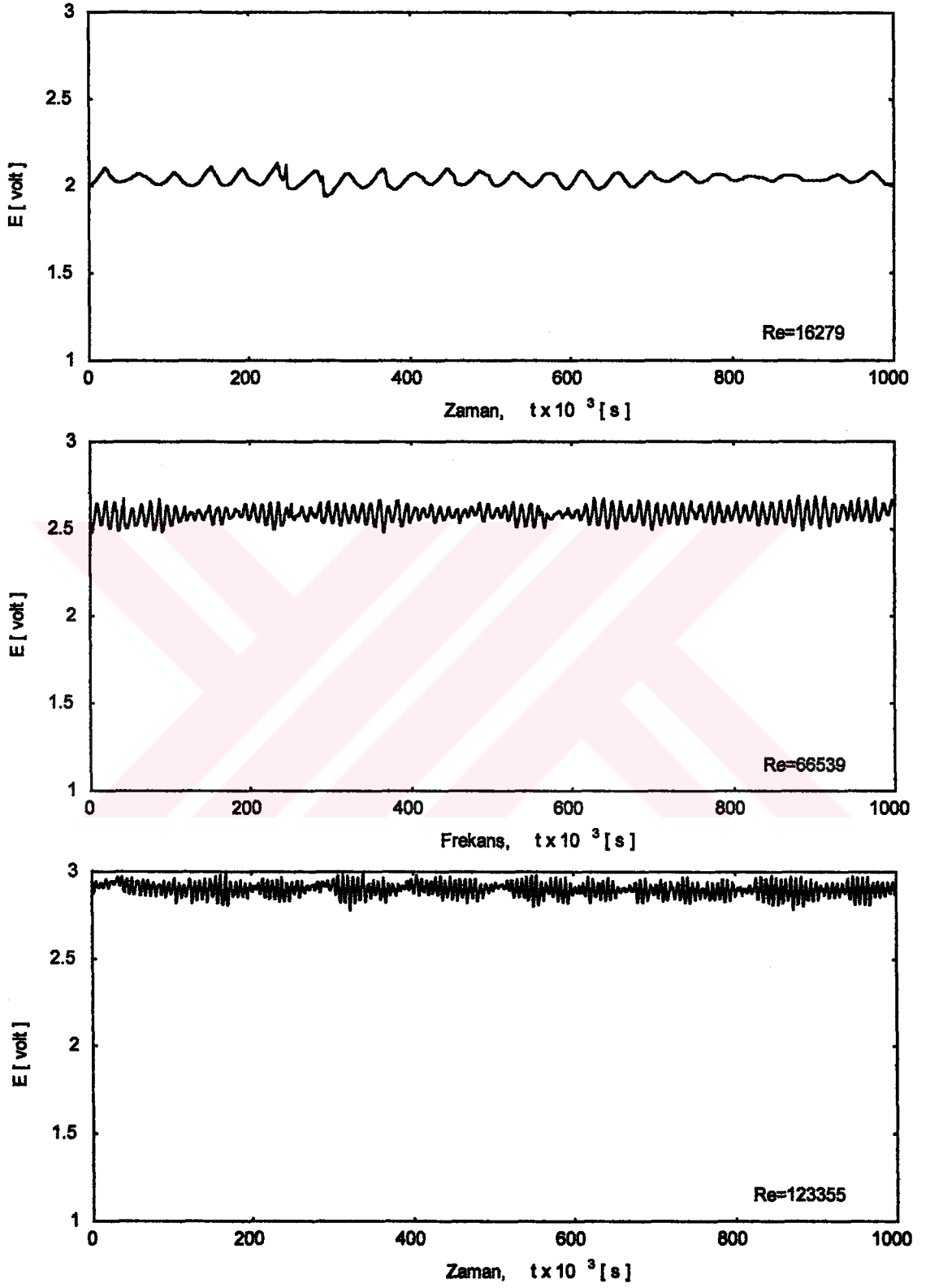
Dairesel kesitli silindirik model etrafında değişik x/D , y/D konumlarında ve farklı Reynolds sayılarında yapılan spektral ölçümlerin analizi sonucunda elde edilen grafikler Şekil 57-79'da verilmiştir. Bu grafikler, spektral analiz yapabilen paket programlar kullanılarak, bilgisayar yardımıyla elde edilmiştir.

Şekil 57-58'de, model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda, $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında Reynolds sayısının 16279 , 66539 ve 123355 değerlerinde alınan ölçüm değerlerinin (anemometre çıkış geriliminin) zaman ile değişim sinyalleri verilmiştir. Bu grafiklerde görüldüğü gibi Reynolds sayısı arttıkça anemometre çıkış gerilimi artmaktadır. Yine Şekil 57-58'den görüldüğü üzere Reynolds sayısı arttıkça, gerilim-zaman sinyallerinin titreşim frekansı ve genliği artmaktadır. Ayrıca bu $x/D=2.2$ istasyonunda y/D 'nin değeri büyüdükçe gerilimin genliği azalmaktadır.

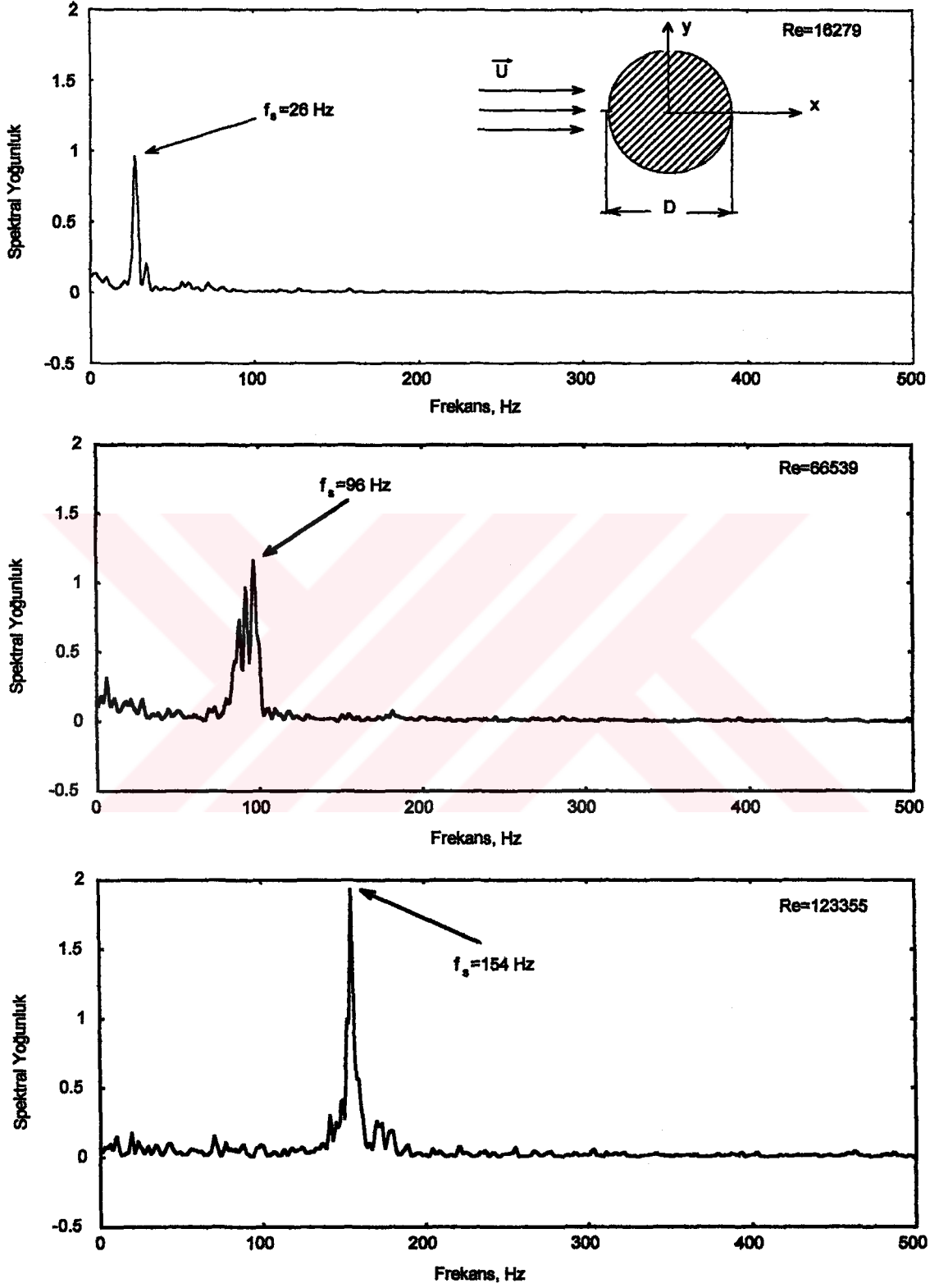
Şekil 59-62'de sözkonusu model arkasında $x/D=2.2$ ve 4 istasyonlarında ve $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında Reynolds sayısının 16279 , 66539 ve 123355 değerlerinde yapılan ölçümlerle ilgili spektral yoğunluk grafikleri görülmektedir. Bilindiği gibi vorteks kopması olayı spektral grafiklerden belirlenmektedir. Şekil 59-62'deki grafiklerden görüldüğü üzere, vorteks kopmalarının meydana geldiği frekanslarda tepeler oluşmaktadır. Şekil 59-60 incelendiğinde, model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde y/D 'nin değeri 0.5 'den 1.5 'a artarken, oluşan spektral tepelerin şiddeti Reynolds sayısının 16279 değerinde yaklaşık $1/4$, 66539 değerinde $1/6$ ve 123355 değerinde ise yaklaşık $1/15$ oranında azalmaktadır. $x/D=2.2$ istasyonunda ve $y/D=0.5$ konumunda Reynolds sayısı 16279 'dan 123355 değerine artarken spektral tepenin şiddeti %100 oranında artmaktadır. Buna karşılık aynı $x/D=2.2$ istasyonunda fakat $y/D=1.5$ konumunda yine Reynolds sayısı 16279 'dan 123355 'e artarken spektral tepenin şiddeti %44 oranında azalmaktadır. Model arkasında akım yönünde daha büyük bir x/D değerinde ($x/D=4$), aynı Reynolds sayılarında elde edilen spektral yoğunluk grafikleri (Şekil 61-62) incelendiğinde,



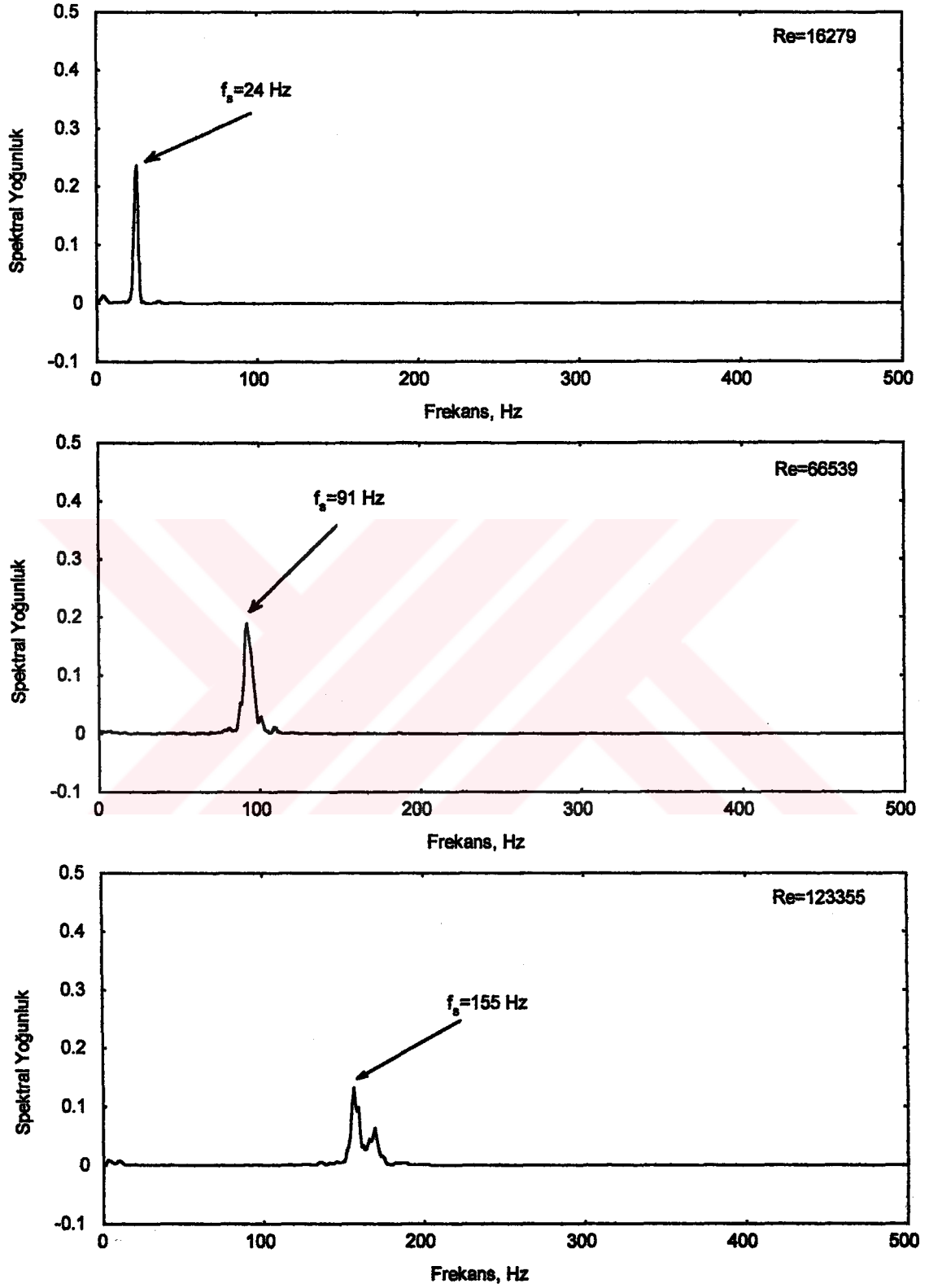
Şekil 57. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri



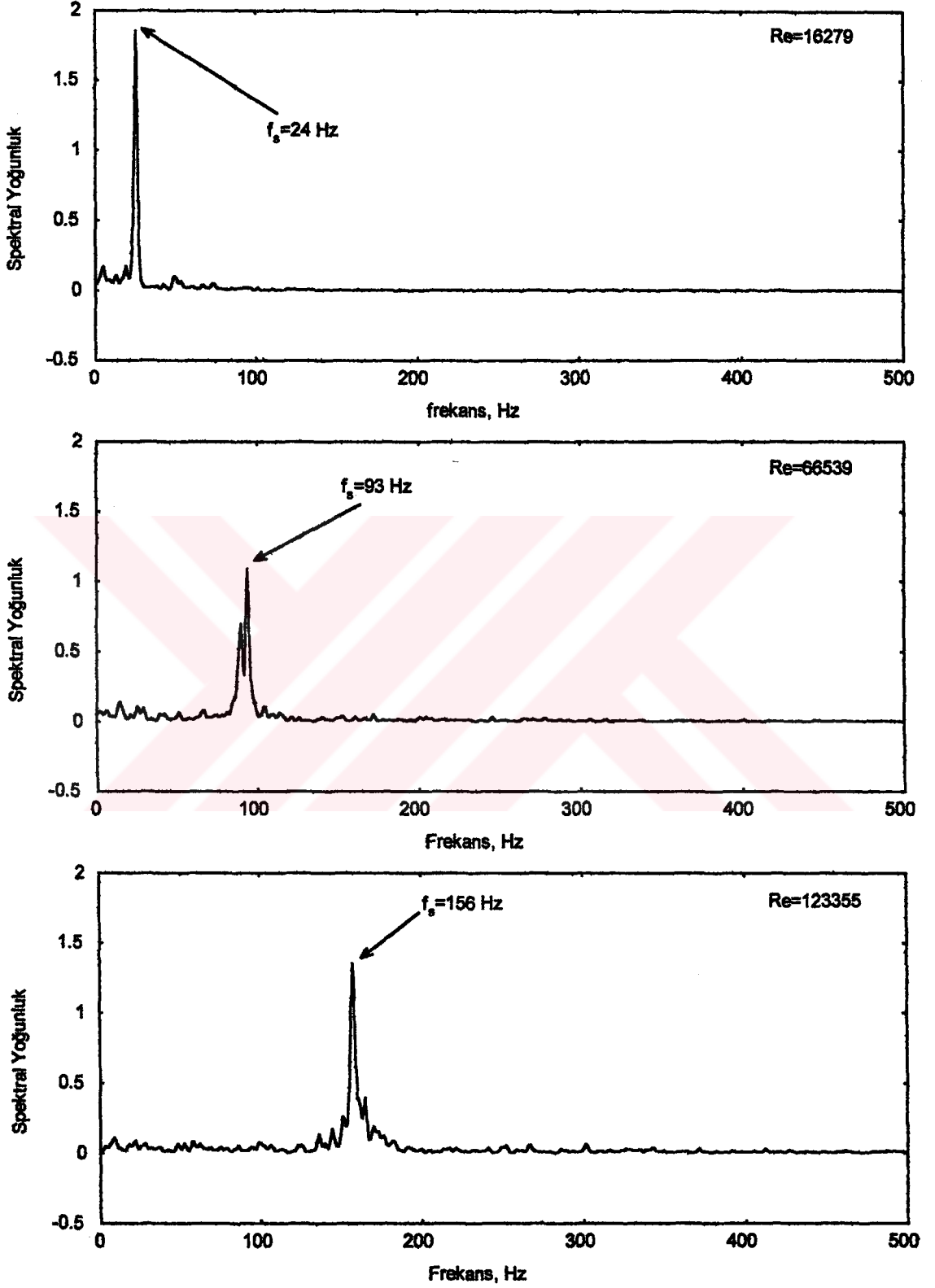
Şekil 58. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri



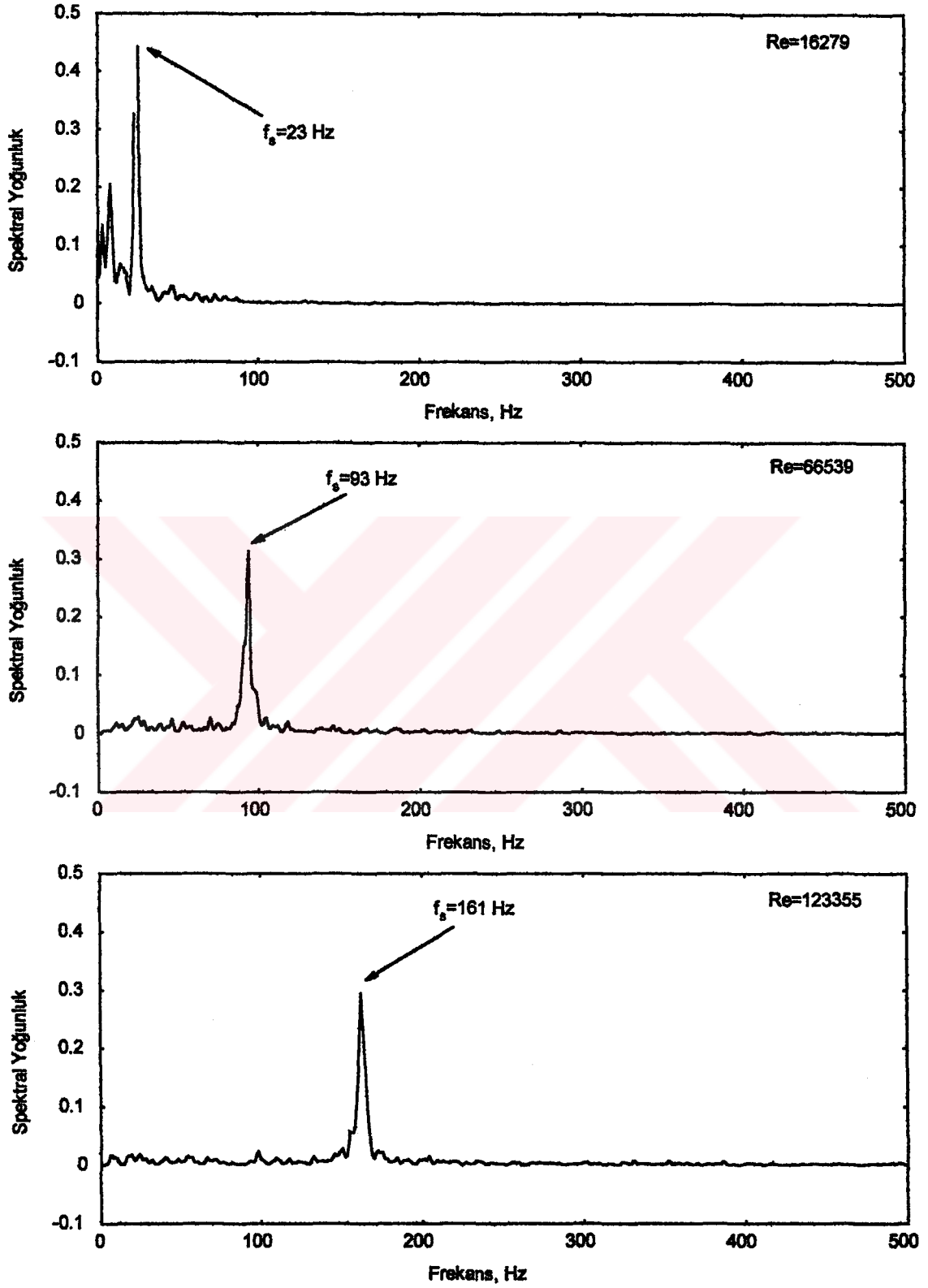
Şekil 59. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 60. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 61. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$, $y/D=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



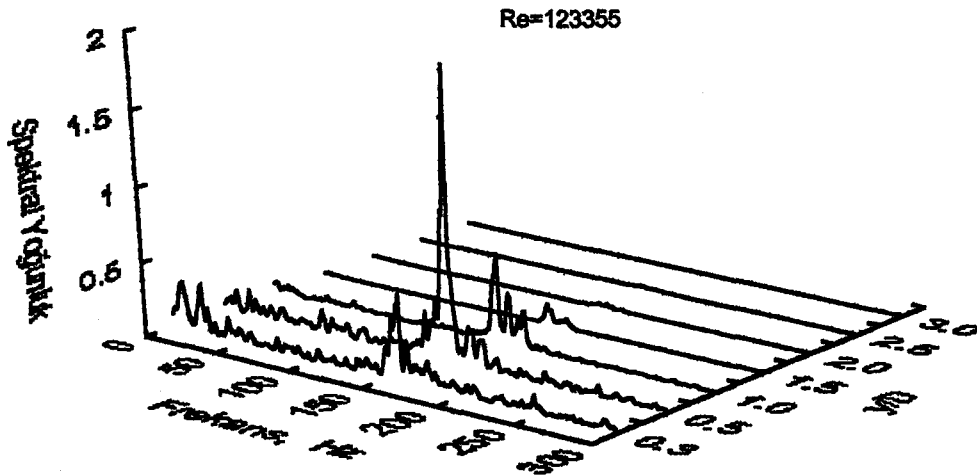
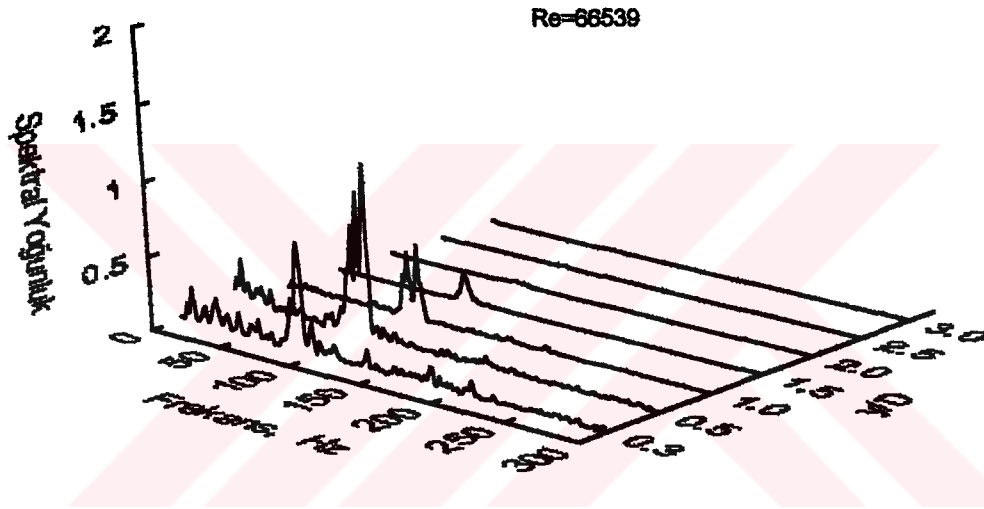
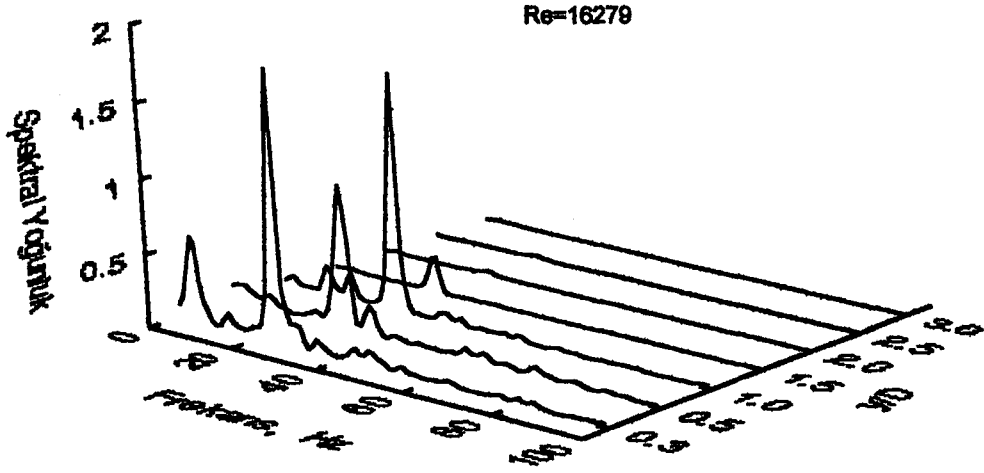
Şekil 62. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri

y/D 'nin değeri 0.5'den 1.5'a artarken spektral tepenin şiddeti, $Re=16279$ ve 66539 'da yaklaşık $1/4$ ve $Re=123355$ 'de ise yaklaşık $1/5$ oranında azalmaktadır. $x/D=4$ istasyonunda ve $y/D=0.5$ konumunda Reynolds sayısı 16279 'dan 123355 'e artarken spektral tepenin şiddeti yaklaşık %27 oranında azalmaktadır. Halbuki yukarıda, $x/D=2.2$ istasyonunda elde edilen tepelerin şiddetinin, aynı Reynolds sayısı aralığında %100 arttığı ifade edilmişti. Diğer taraftan, $x/D=4$ istasyonunda fakat $y/D=1.5$ konumunda (Şekil 62), yine Reynolds sayısı 16279 'dan 123355 'e artarken spektral tepenin şiddeti %33 oranında azalmaktadır. $y/D=0.5$ konumunda akım yönünde $x/D=2.2$ 'den $x/D=4$ 'e ilerlerken spektral tepenin şiddeti, $Re=16279$ 'da %93 artarken, $Re=123355$ 'de yaklaşık %30 oranında azalmaktadır (Şekil 59,61). $y/D=1.5$ konumunda ise akım yönünde $x/D=2.2$ 'den $x/D=4$ 'e ilerlerken spektral tepenin şiddeti $Re=16279$ 'da %87 artarken, $Re=123355$ 'de yaklaşık %122 artmaktadır.

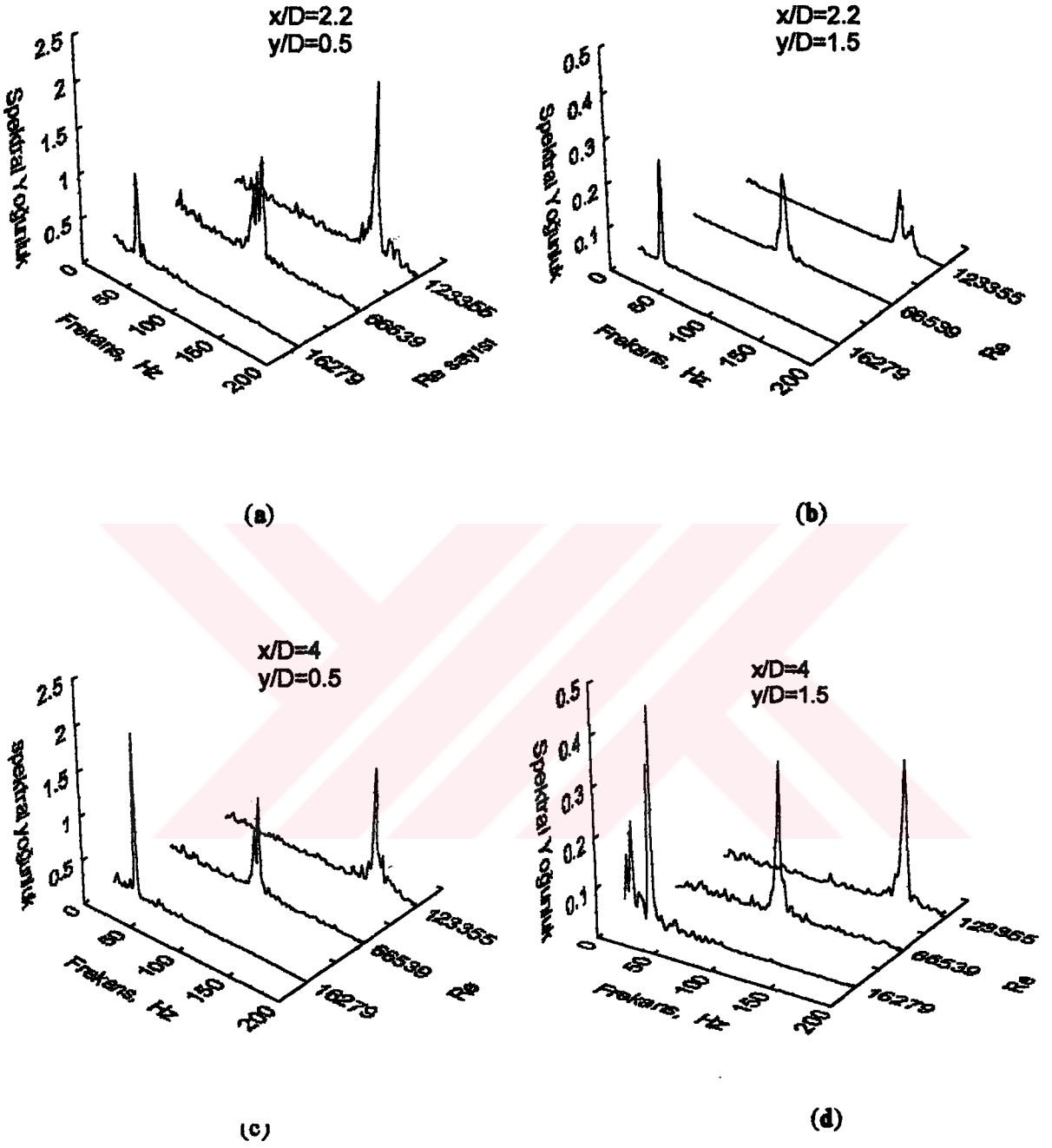
Şekil 63'de model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda Re sayısının 16279 , 66539 ve 123355 değerlerinde spektral yoğunluğun, frekans ve y/D 'ye göre değişimi 3-boyutlu olarak verilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü üzere, genel olarak en şiddetli ve tekil tepeler y/D 'nin yaklaşık 0.5 değeri civarında meydana gelmektedir. Yine Şekil 63'de görüldüğü gibi y/D 'nin 1.5 değerinden sonra artık tepeler oluşmamaktadır. Şekil 64'de ise Şekil 59-62'de verilen sonuçlar 3-boyutlu olarak toplu halde sunulmuştur. Yukarıda bahsedilen hususlar Şekil 64'de daha açık bir şekilde görülmektedir.

Spektral yoğunluk grafiklerinden kopma (shedding) frekansı (f) belirlenerek, Strouhal sayısı ($St = \frac{f \cdot D}{U}$) hesaplanmış ve St sayısının Reynolds sayısı ile değişimi Şekil 65-66'da

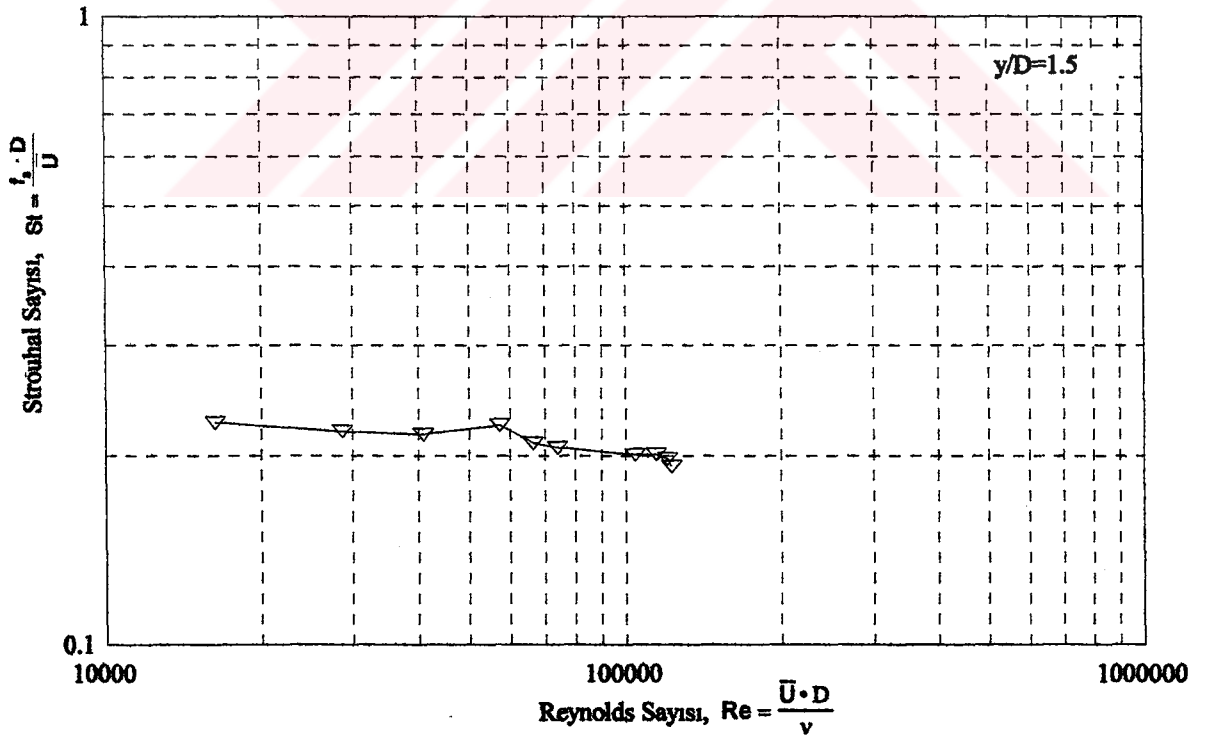
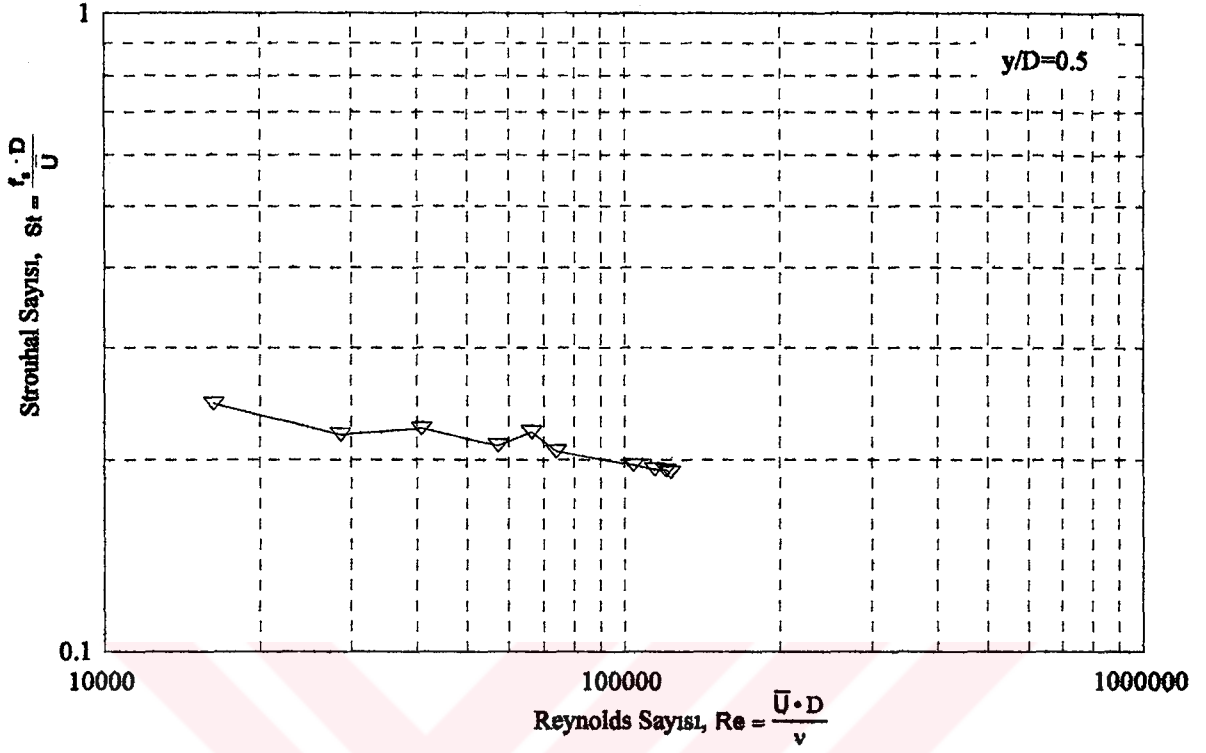
verilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü üzere 5cm çaplı dairesel kesitli silindir için Strouhal sayısı değerleri 0.2 civarında çıkmıştır. Şekil 66'da model arkasında $x/D=4$ istasyonunda ve $y/D=0.5$ konumunda elde edilen Strouhal sayıları incelendiğinde, Reynolds sayısının 181548 değerinde elde edilen St sayısı değeri, $16279 \leq Re \leq 123355$ aralığında elde edilen St sayısı değerlerine göre bir düşüş göstermektedir. Şekil 67'de bu çalışmada elde edilen sonuçlar ile Bearman [74], Kim [63], Farell ve Blessmann [75] ve Achenback ve Heinecke'nın [76] sonuçları mukayese edilmiştir. Bu sonuçlar, görüldüğü üzere birbirleriyle uyum içerisindedir. Şekil 67'de Achenback ve Heinecke'e ait sonuçlar en yüksek blokaj oranına (%16.67) sahip iken, Bearman'a ait sonuçlar en düşük blokaj oranına (%6.5) sahiptir. Bu çalışmadaki sözkonusu blokaj oranı ise bu iki değer arasında olup %10.94'dür.



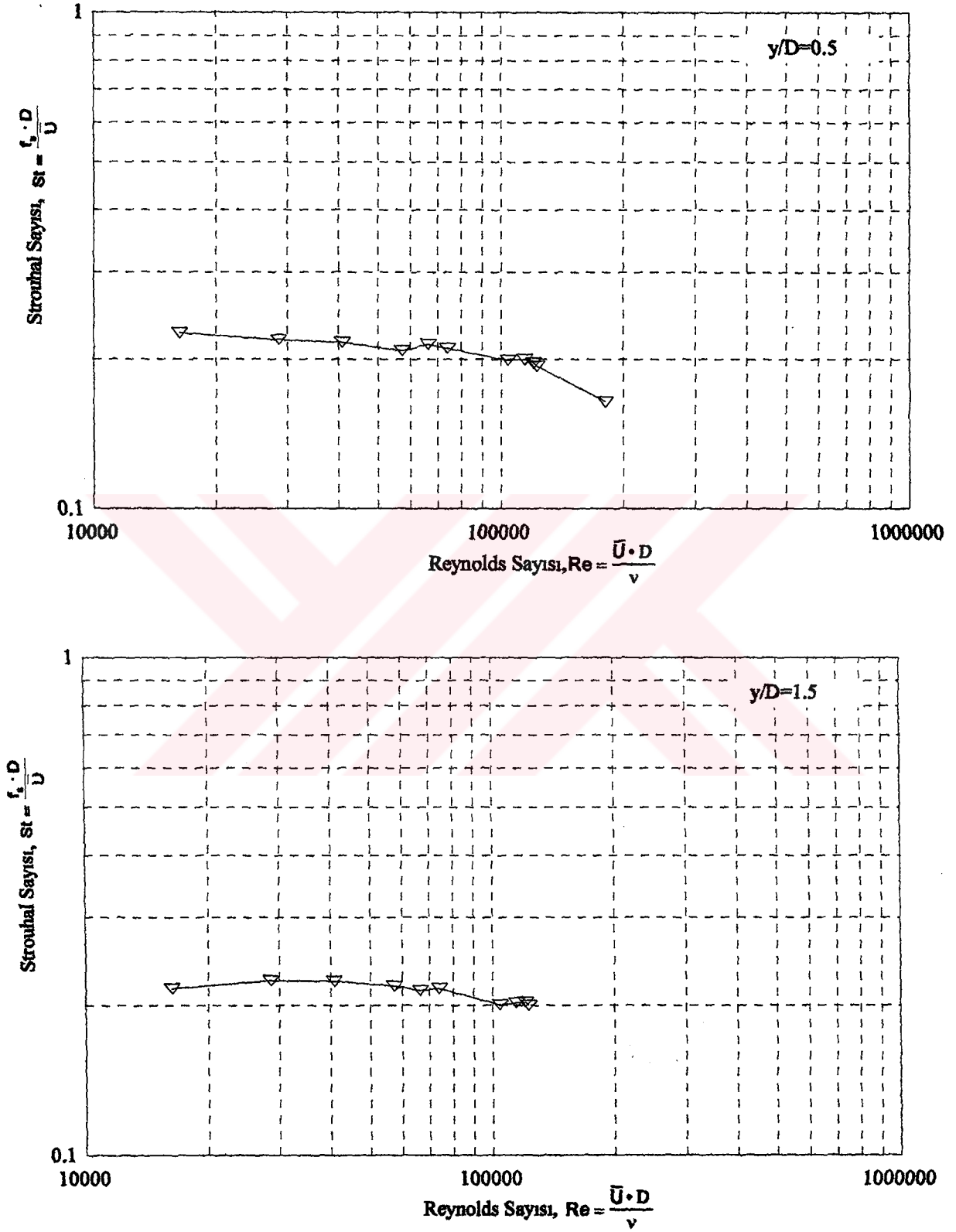
Şekil 63. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/D 'ye göre değişimi



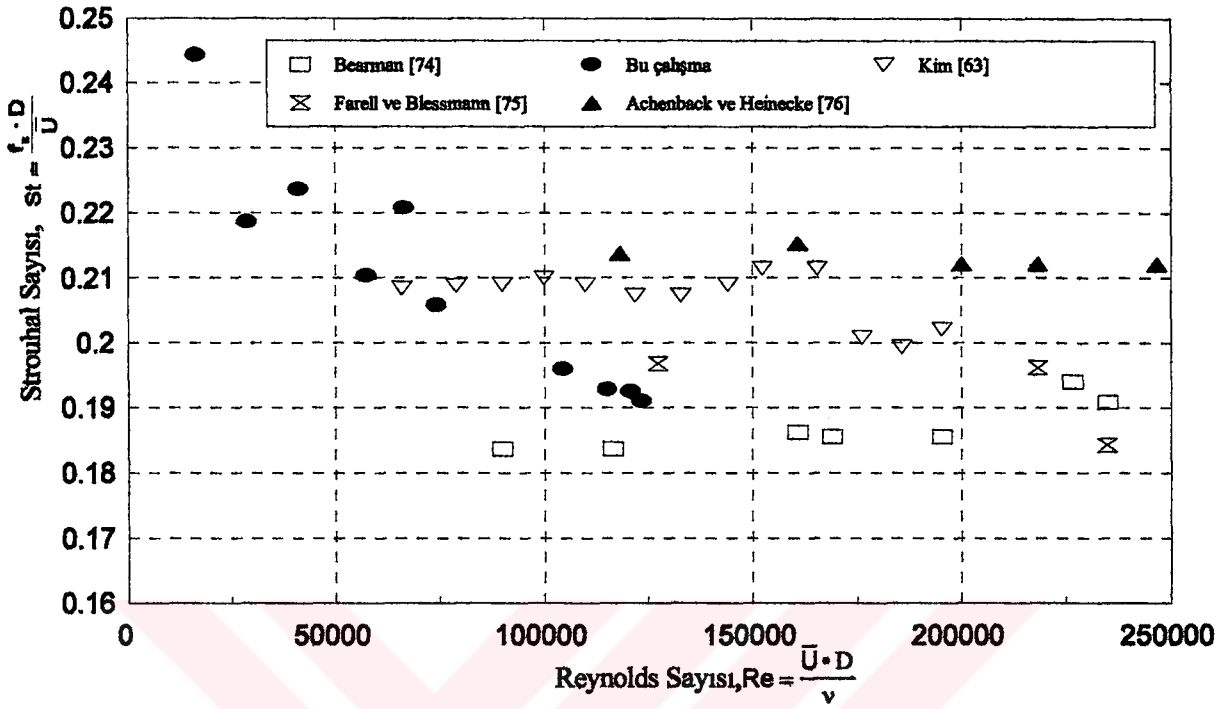
Şekil 64. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, $y/D=0.5$, b) $x/D=2.2$, $y/D=1.5$, c) $x/D=4$, $y/D=0.5$, d) $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumlarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi



Şekil 65. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/d=2.2$ istasyonunda Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



Şekil 66. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi

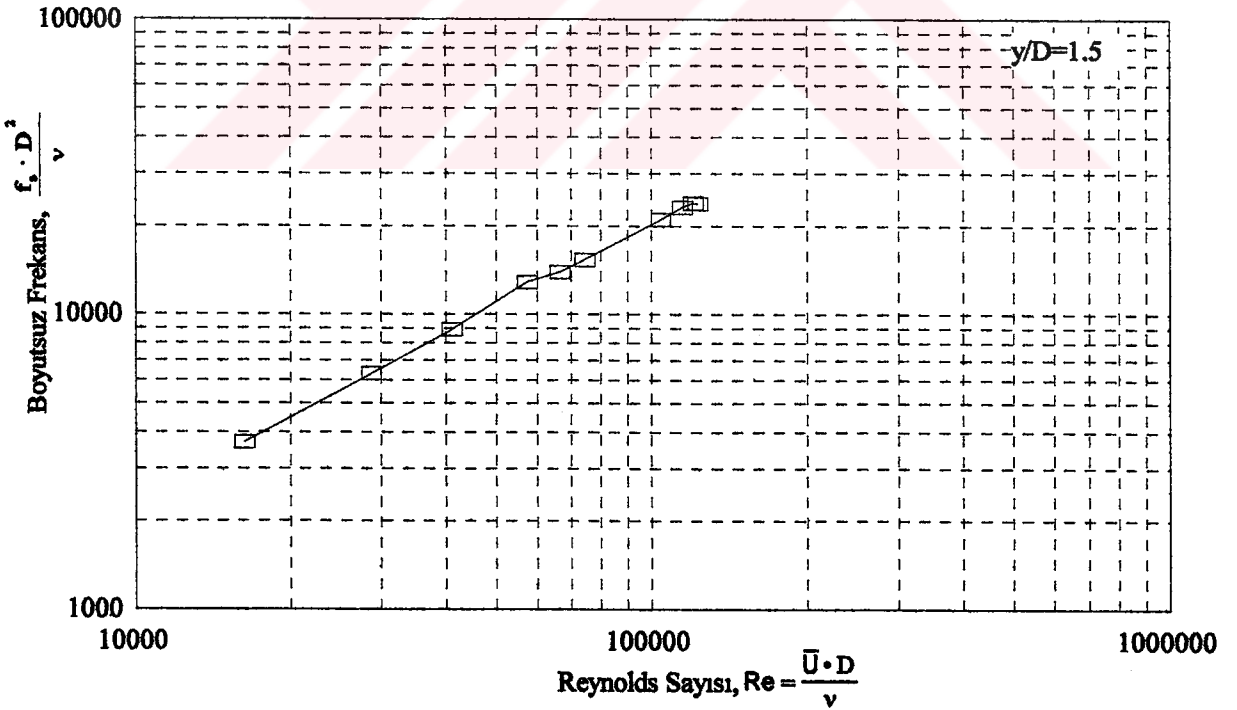
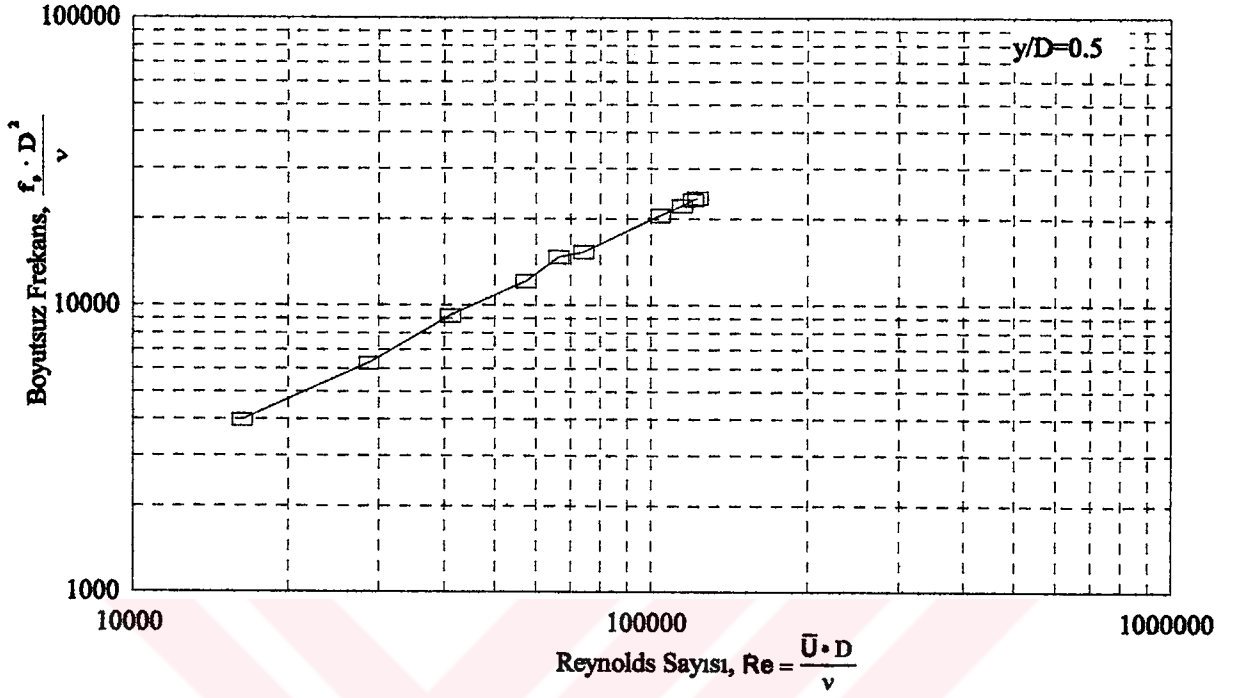


Şekil 67. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen Strouhal sayısı değerlerinin literatür ile karşılaştırılması

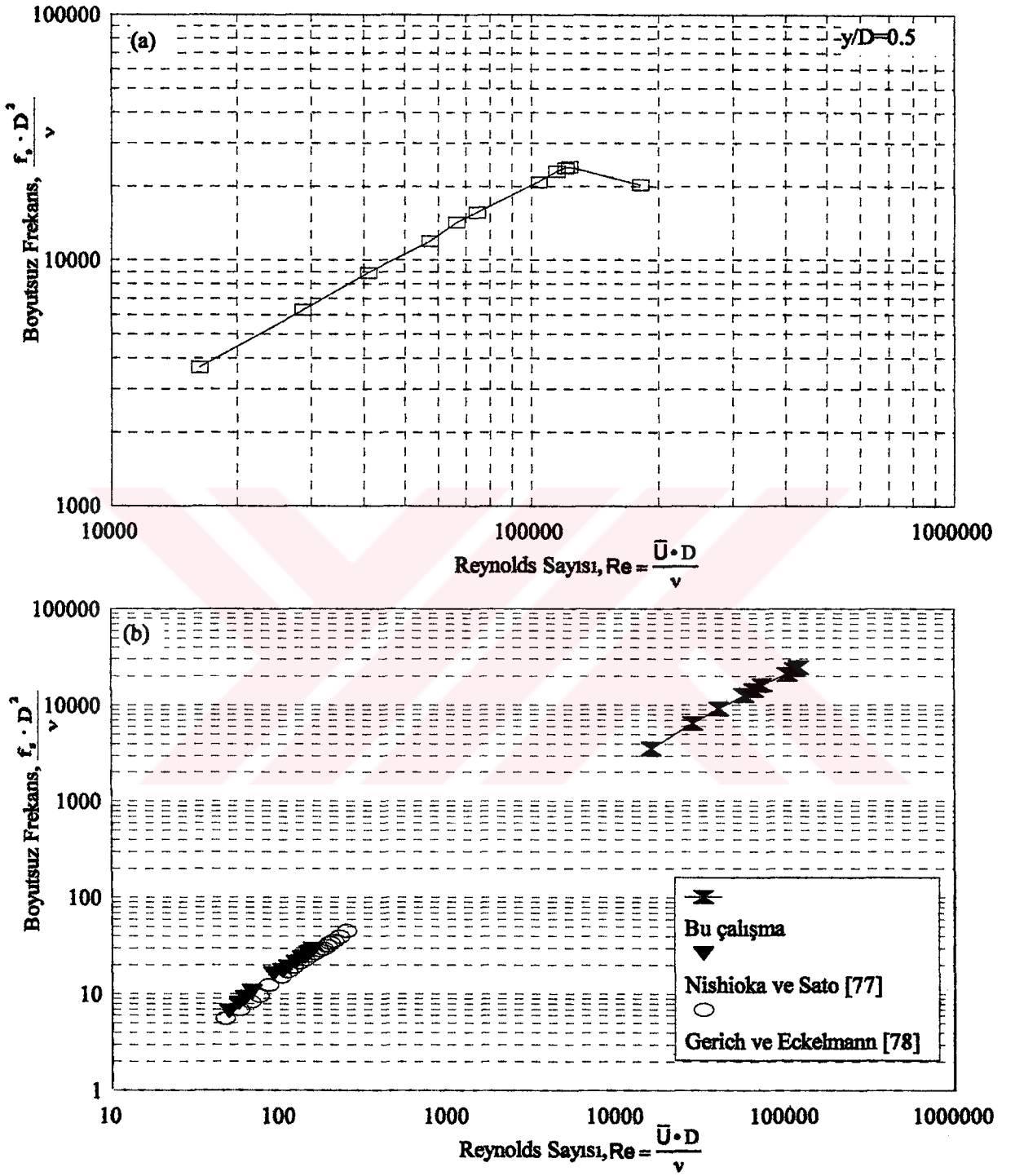
Vorteks kopma frekansı (f_s) bazen, boyutsuz frekans (shedding frequency parameter), $\frac{f_s \cdot D^2}{\nu}$, olarak da ifade edilir. Bu çalışmada da boyutsuz frekans hesaplanarak Şekil 68-69' da

boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimleri verilmiştir. Bu grafiklerde görüldüğü gibi, Reynolds sayısı artarken boyutsuz frekans yaklaşık lineer olarak artmaktadır. Şekil 68'de $x/D=2.2$ istasyonunda y/D 'nin 0.5 ve 1.5 değerleri için elde edilen söz konusu grafikler incelendiğinde, y/D 'nin değeri 0.5'den 1.5'a artarken Boyutsuz Frekans-Reynolds sayısı doğrusunun eğimi %4.4 artmaktadır. Şekil 69b'de $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumunda elde edilen boyutsuz frekans değerleri, incelenen Reynolds sayısı aralığı farklı da olsa Nishioka ve Sato [77] ile Gerich ve Eckelmann'ın [78] sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

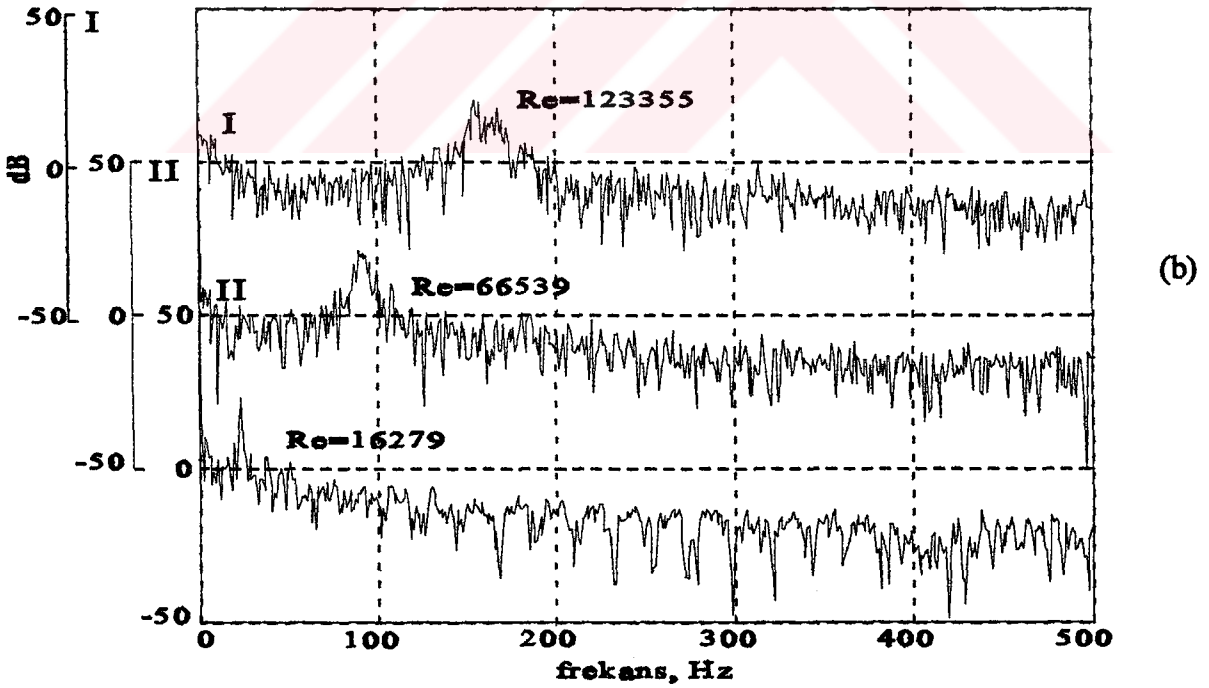
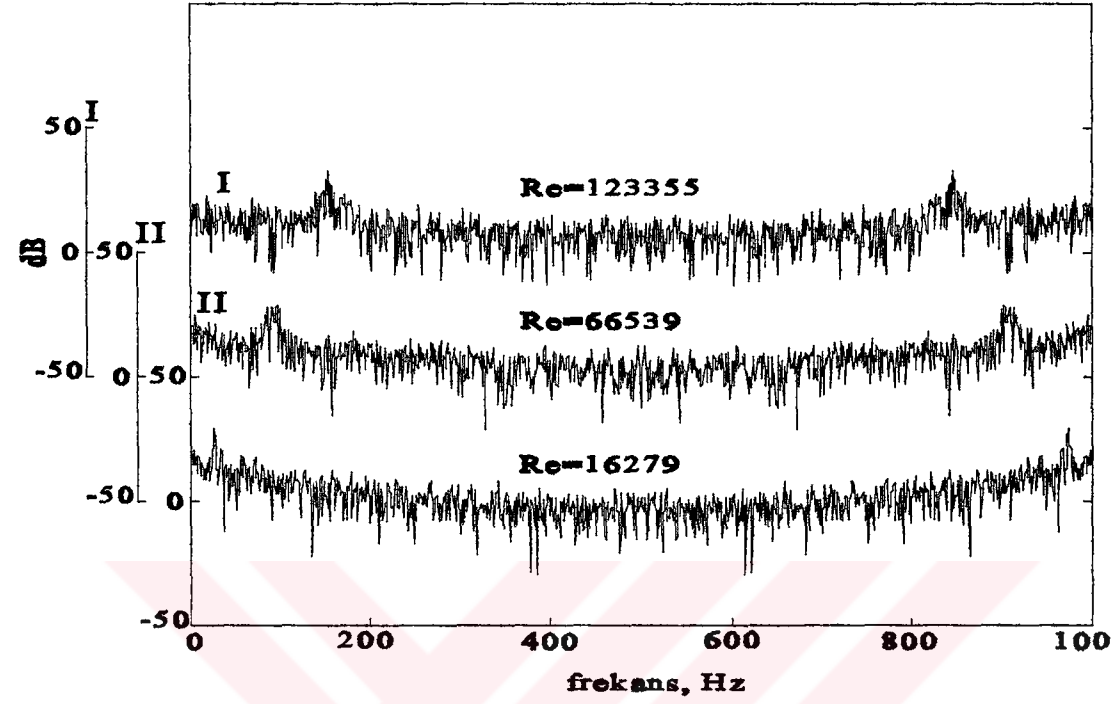
Vorteks kopması olayı, spektral yoğunluk fonksiyonlarından belirlendiği gibi sinyallerin güç spektrumlarından da belirlenebilir. Şekil 70-71'de $x/D=2.2$ ve 4 istasyonlarında ve $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında, Reynolds sayısının 16279, 66539 ve 123355 değerlerinde elde edilen güç spektrum grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerde de görüldüğü üzere, Reynolds sayısı artarken



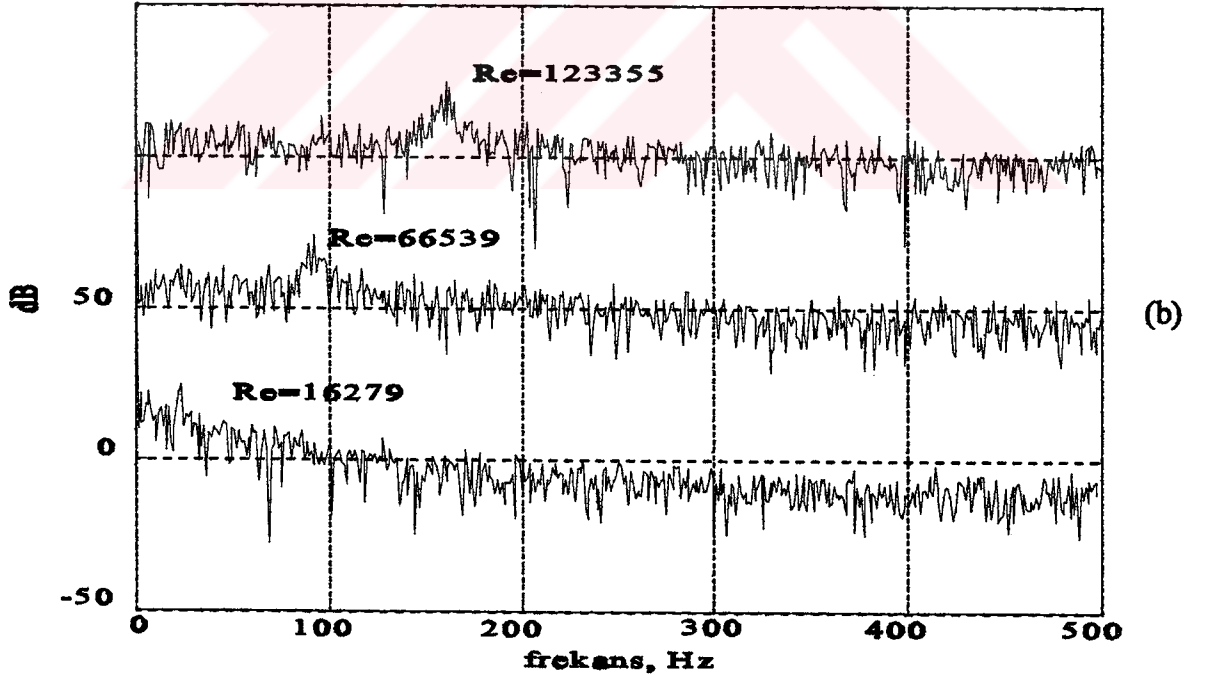
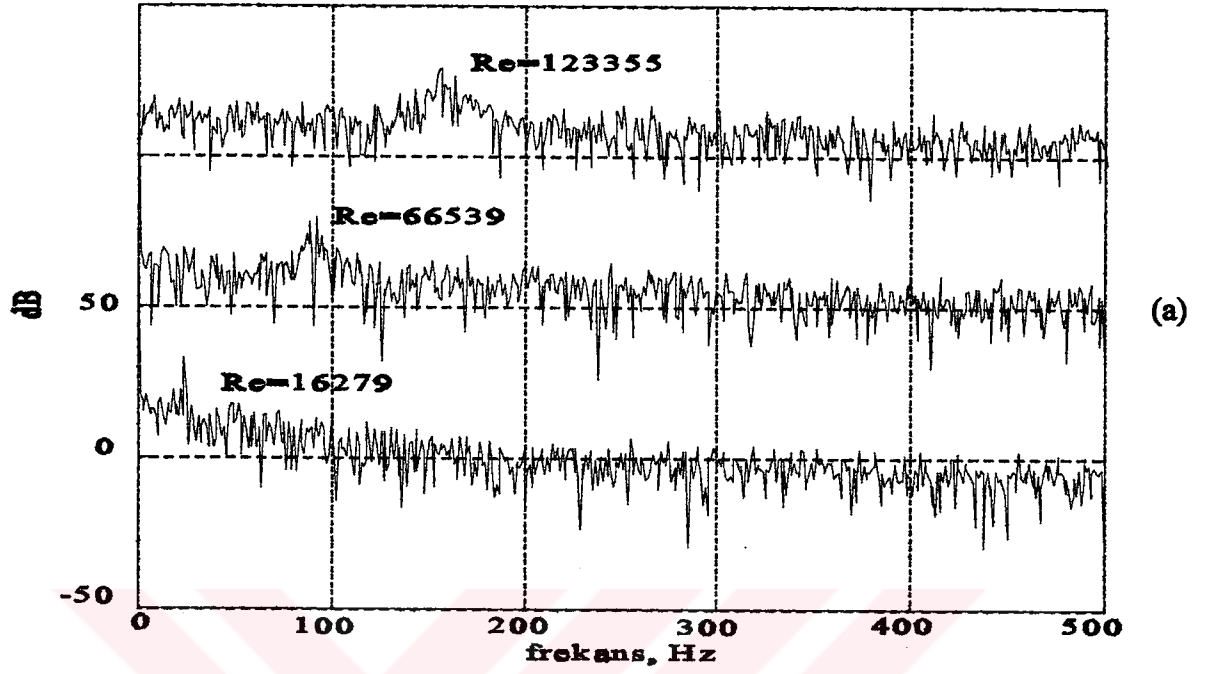
Şekil 68. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



Şekil 69. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi : a) $y/D=0.5$ konumunda, b) $y/D=1.5$ konumundaki değerlerin literatür ile mukayesesi



Şekil 70. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda a) $y/D=0.5$, b) $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Re sayılarında güç spektrum grafikleri



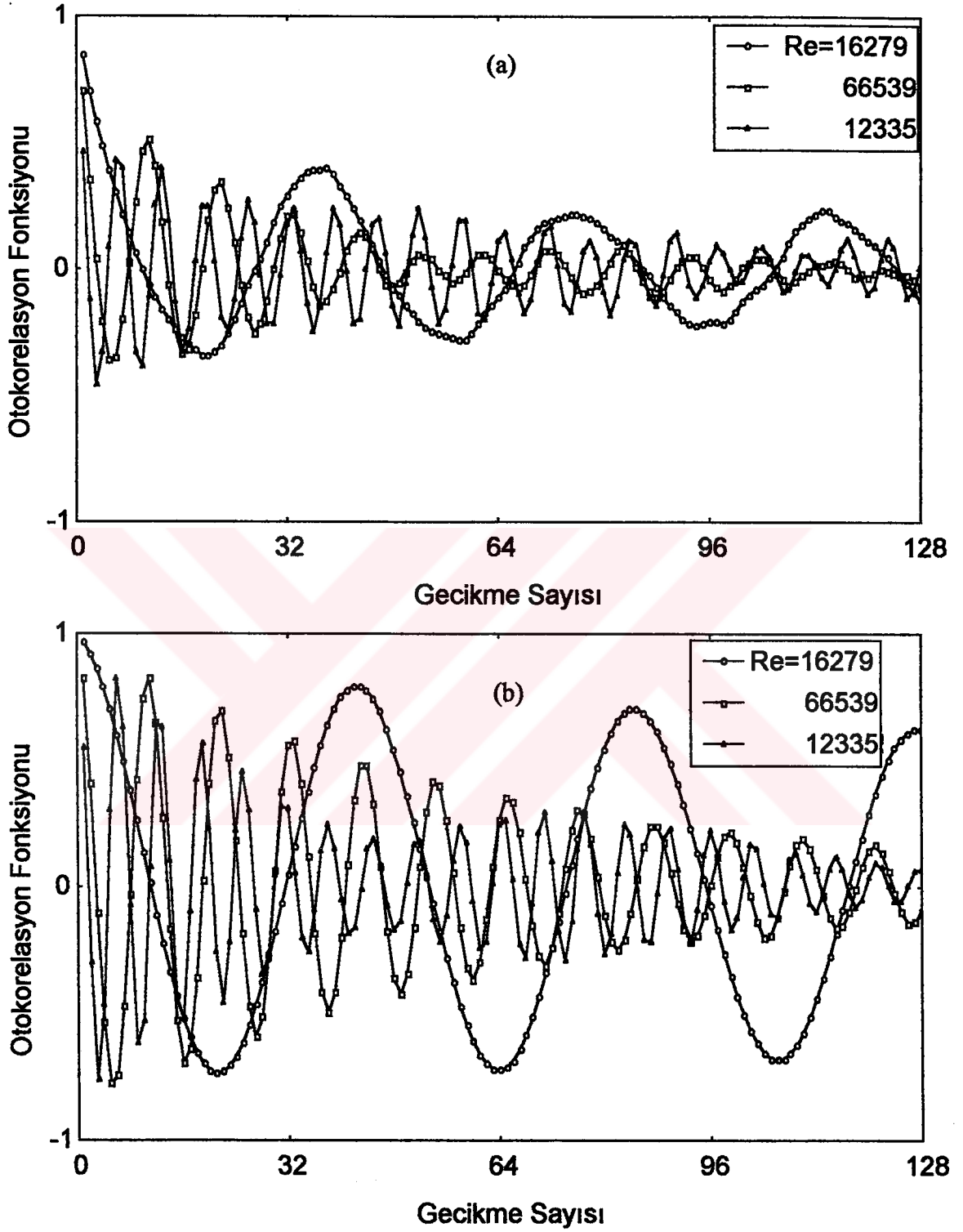
Şekil 71. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda: a) $y/D=0.5$, b) $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Re sayılarında güç spektrum grafikleri

vorteks kopma frekansı artmaktadır. Şekil 70a'da görüldüğü gibi Reynolds sayısı artarken, vorteks kopması olayının tekrarlanma periyodu küçülmektedir. Spektral yoğunluk grafiklerinde olduğu gibi, güç spektrum grafiklerinde de vorteks kopma olayının meydana geldiği frekanslarda tepeler oluşmaktadır.

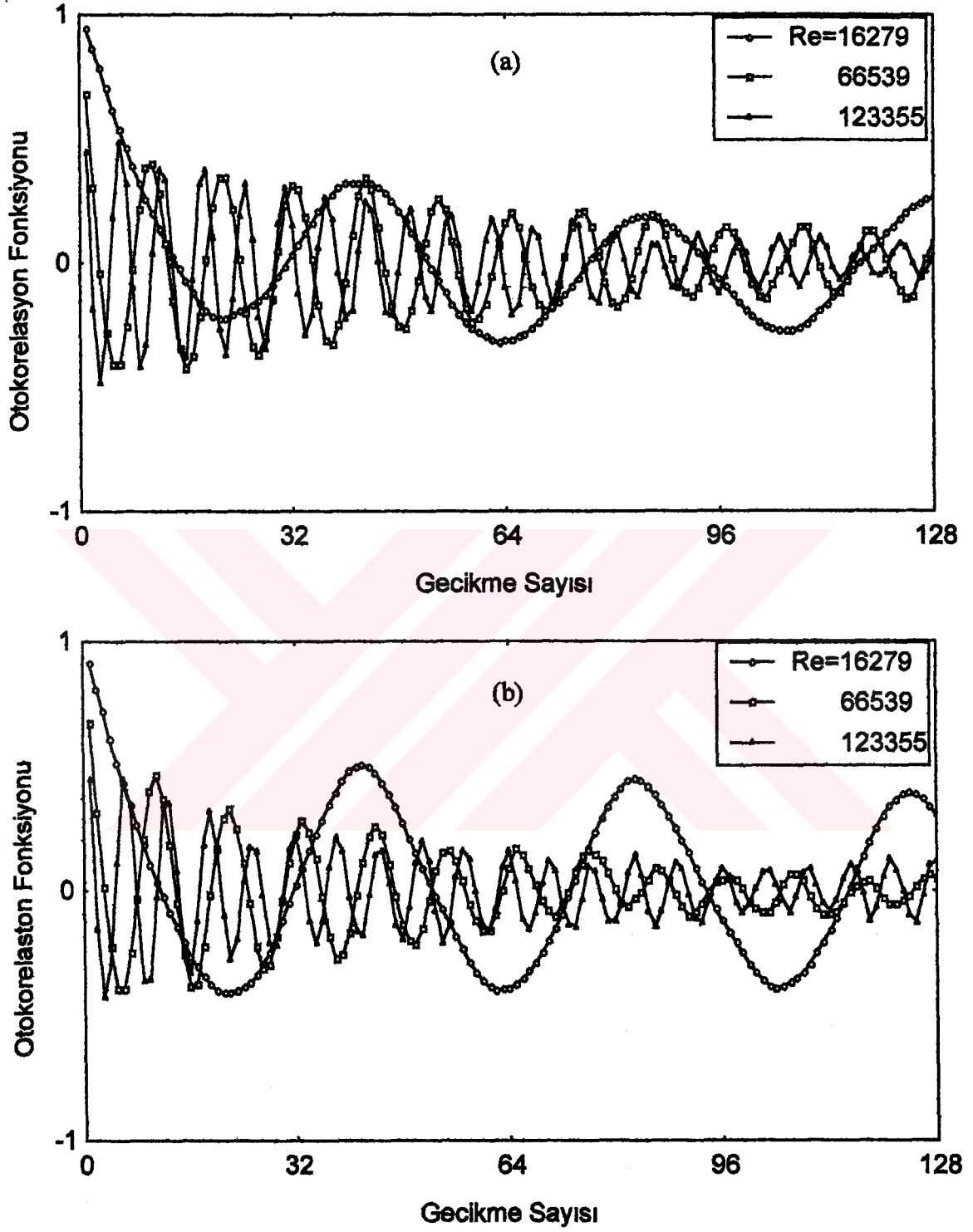
Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde durma noktasından itibaren 70° , 100° ve 120° lik açılardaki (Şekil 21) basınç prizlerinde (4, 6 ve 12 no'lu prizler) ölçülen basınçlarla ilgili olarak da spektral analiz yapılmış, fakat elde edilen basınç spektrasından vorteks kopması olayı tespit edilemediğinden bununla ilgili spektral grafikler verilmemiştir.

Silindirik modelin iz bölgesinde $x/D=2.2$ ve 4 istasyonlarında, radyal yönde $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında ve Reynolds sayısının 16279, 66539 ve 123355 değerlerinde elde edilen otokorelasyon fonksiyonları Şekil 72-75'de verilmiştir. Şekil 72-73 incelendiğinde, Reynolds sayısı artarken otokorelasyon fonksiyonlarının genliklerinin azaldığı görülmektedir. Şekil 74'de $x/D=2.2$ istasyonunda, y/D 'nin değeri 0.5'den 1.5'a artarken otokorelasyon fonksiyonunu genliği artmaktadır. Fakat bu artış, Şekil 75'de görüldüğü üzere akım yönünde bir sonraki istasyonda ($x/D=4$) ortadan kalkmaktadır.

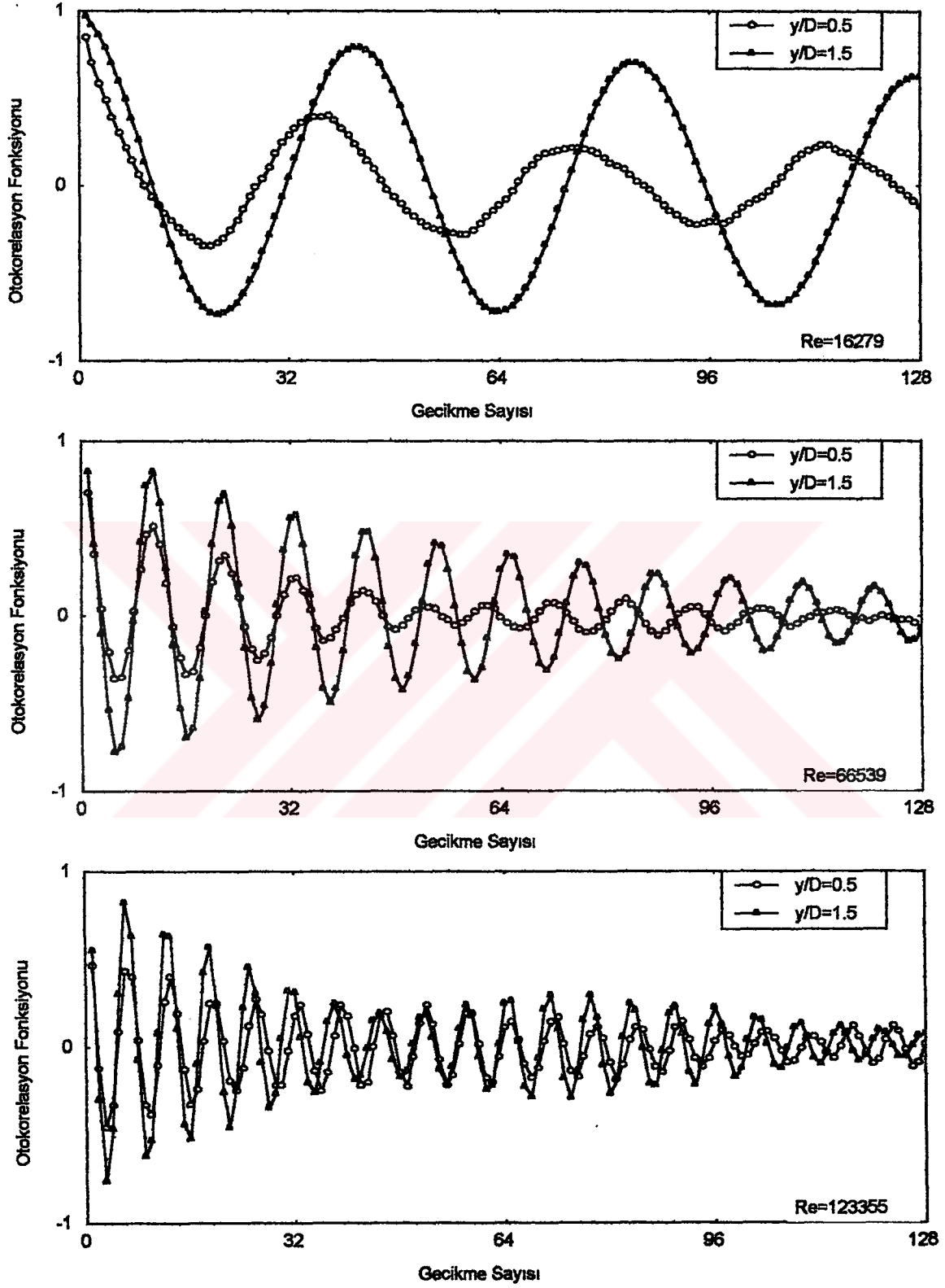
Dairesel kesitli silindirik modelin iz bölgesinde akım yönünde $x/D=2.2$, $x/D=4$ istasyonlarında ve radyal yönde $y/D=0.5;1.5$ ve 2 konumlarında akıma ait hız sinyalleri arasında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları ($R_{mn}(t)$) Şekil 76-79'da verilmiştir. Bilindiği üzere kroskorelasyon, akım ortamında iki farklı noktada fakat aynı anda alınan sinyaller arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir. Bu çalışmada, akım ortamı hakkında ilave bilgiler elde edebilmek amacıyla, modelin iz bölgesinde çeşitli istasyonlarda ayrı zamanlarda elde edilen hız değişimleri kullanılarak, bu değişimlerin kroskorelasyonları incelenmiştir. Şekil 76-77'de akım yönünde $x/D=2.2$ ve 4 istasyonları ve radyal yönde $y/D=0.5$ ve 2 konumları arasındaki kroskorelasyonlar görülmektedir. Bu iki şekilde görüldüğü üzere, bu iki x/D istasyonları arasında y/D büyüdükçe kroskorelasyon fonksiyonlarının genlikleri artmaktadır. Şekil 78 ve 79'da $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ ile 1.5 ve $y/D=0.5$ ile 2 arasındaki kroskorelasyon fonksiyonları verilmiştir. $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde bu iki nokta arasındaki ($y/D=0.5$ ile 2 arasında) kroskorelasyon fonksiyonlarının oldukça düşük genlikli olduğu görülmektedir. Şekil 76-79'daki şekillerde görüldüğü üzere yine Reynolds sayısı arttıkça sinyallerin ve kroskorelasyon fonksiyonlarının titreşim frekansı da artmaktadır.



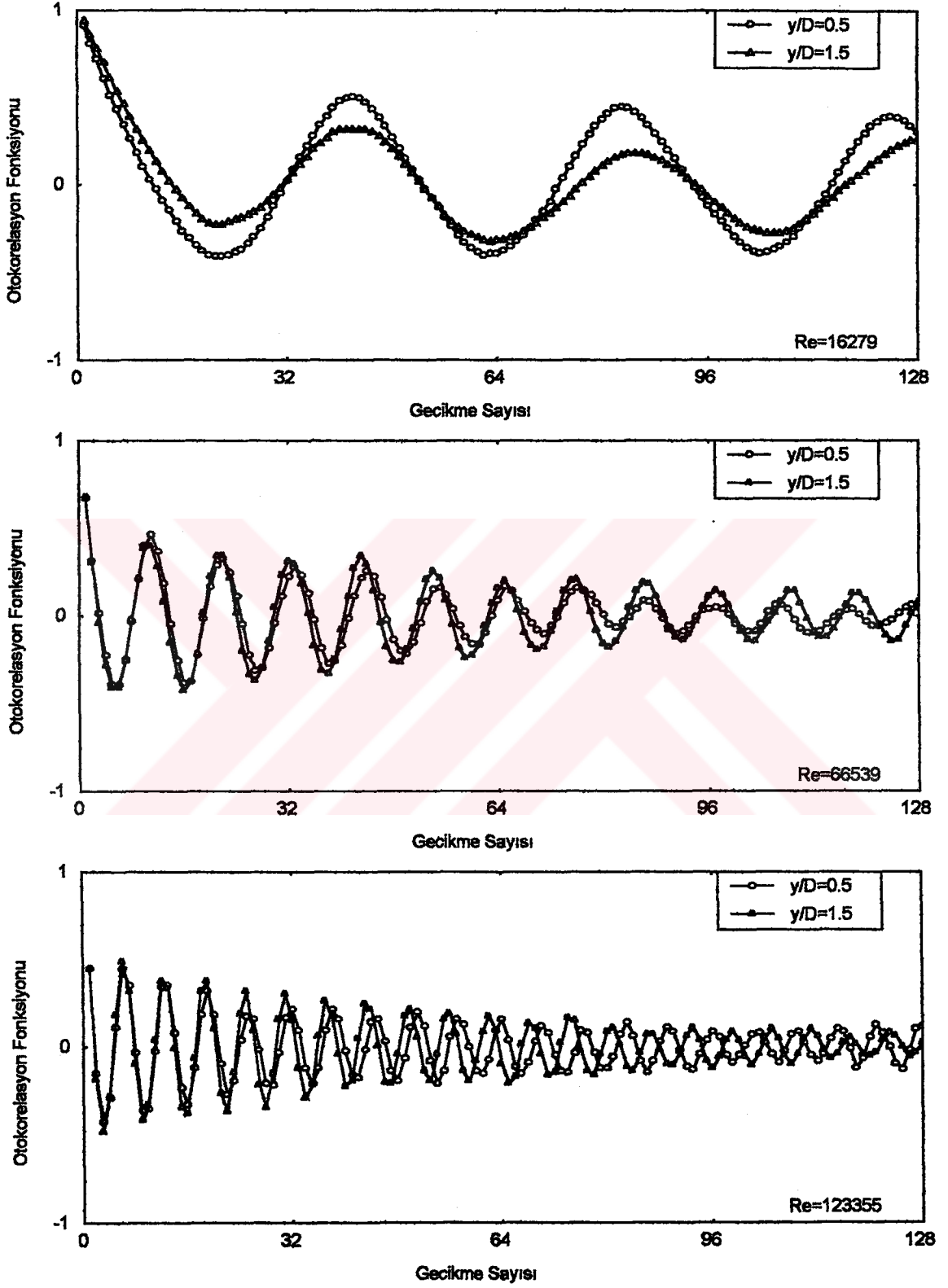
Şekil 72. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=2.2$, $y/D=0.5$, b) $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri



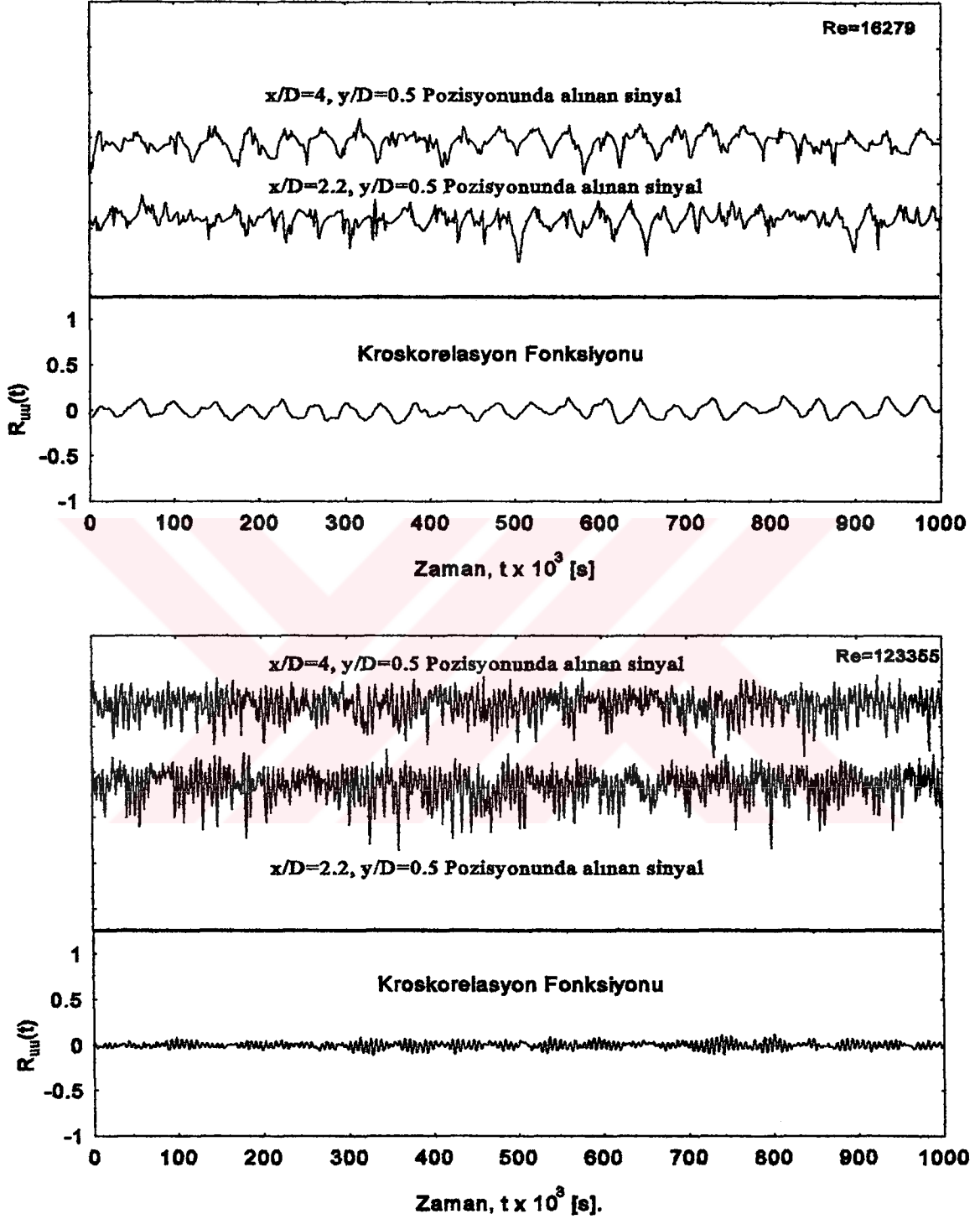
Şekil 73. Dairesel kesitli silindirik model arkasında a) $x/D=4, y/D=0.5$, b) $x/D=4, y/D=1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri



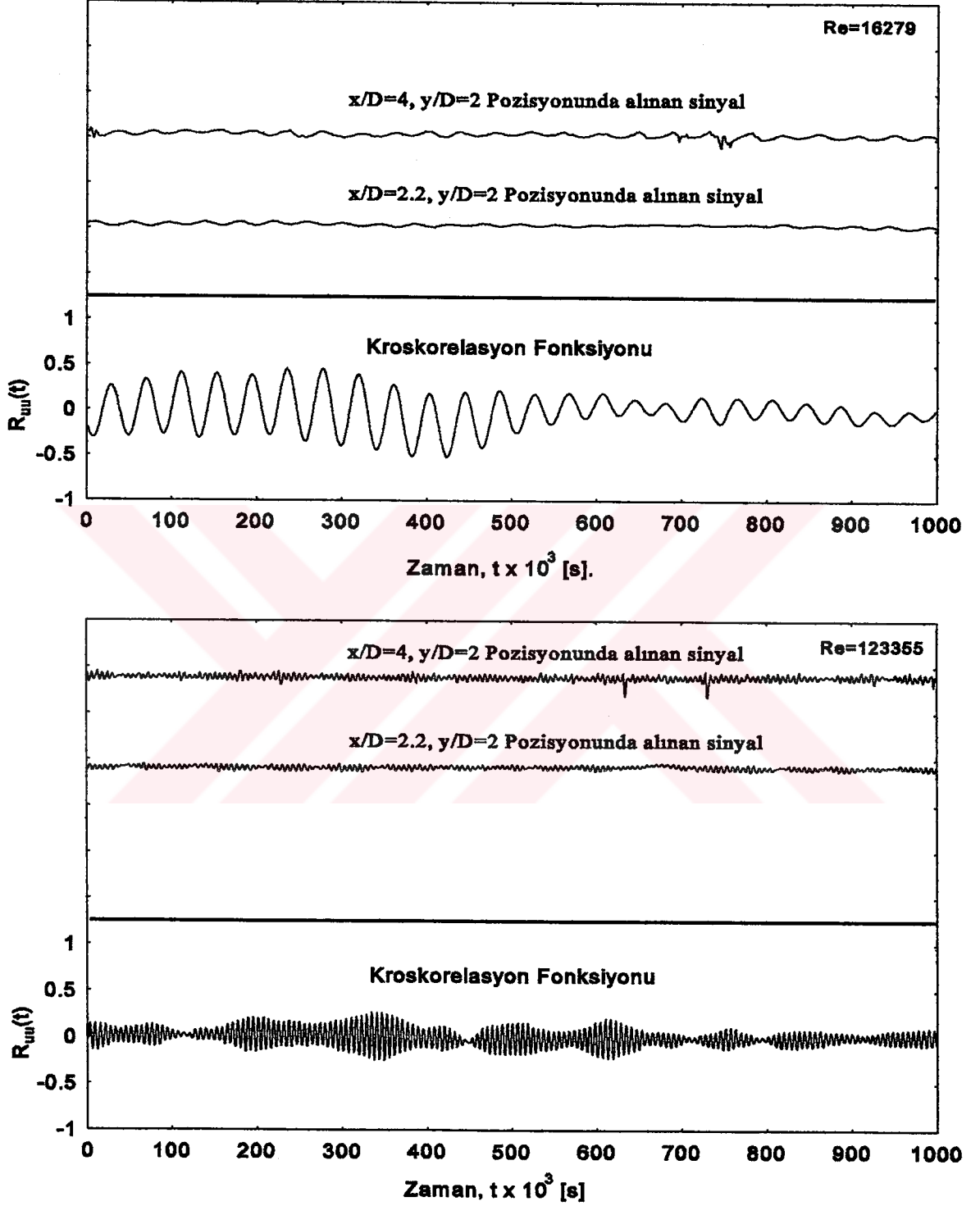
Şekil 74. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri



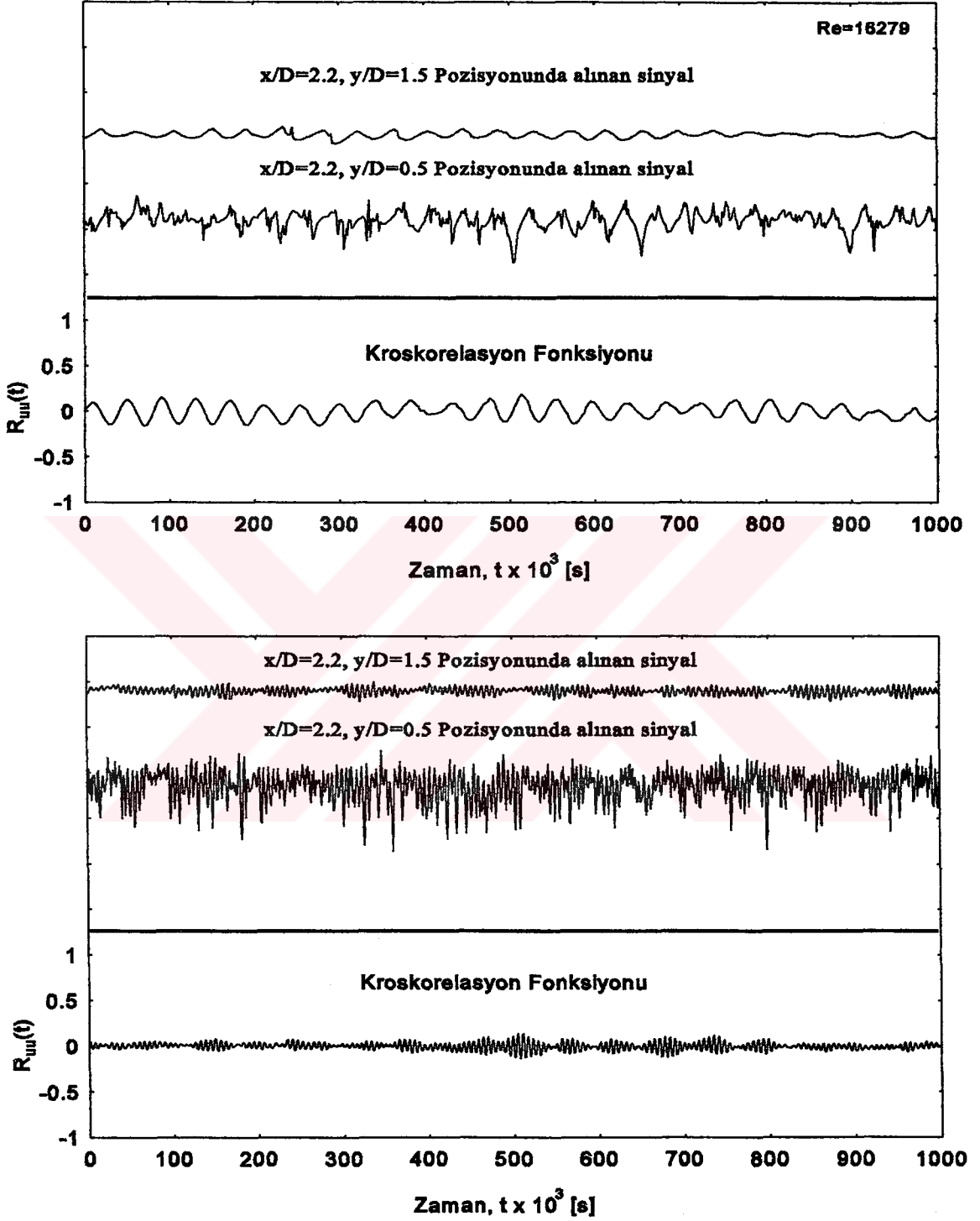
Şekil 75. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=4$ istasyonunda değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon grafikleri



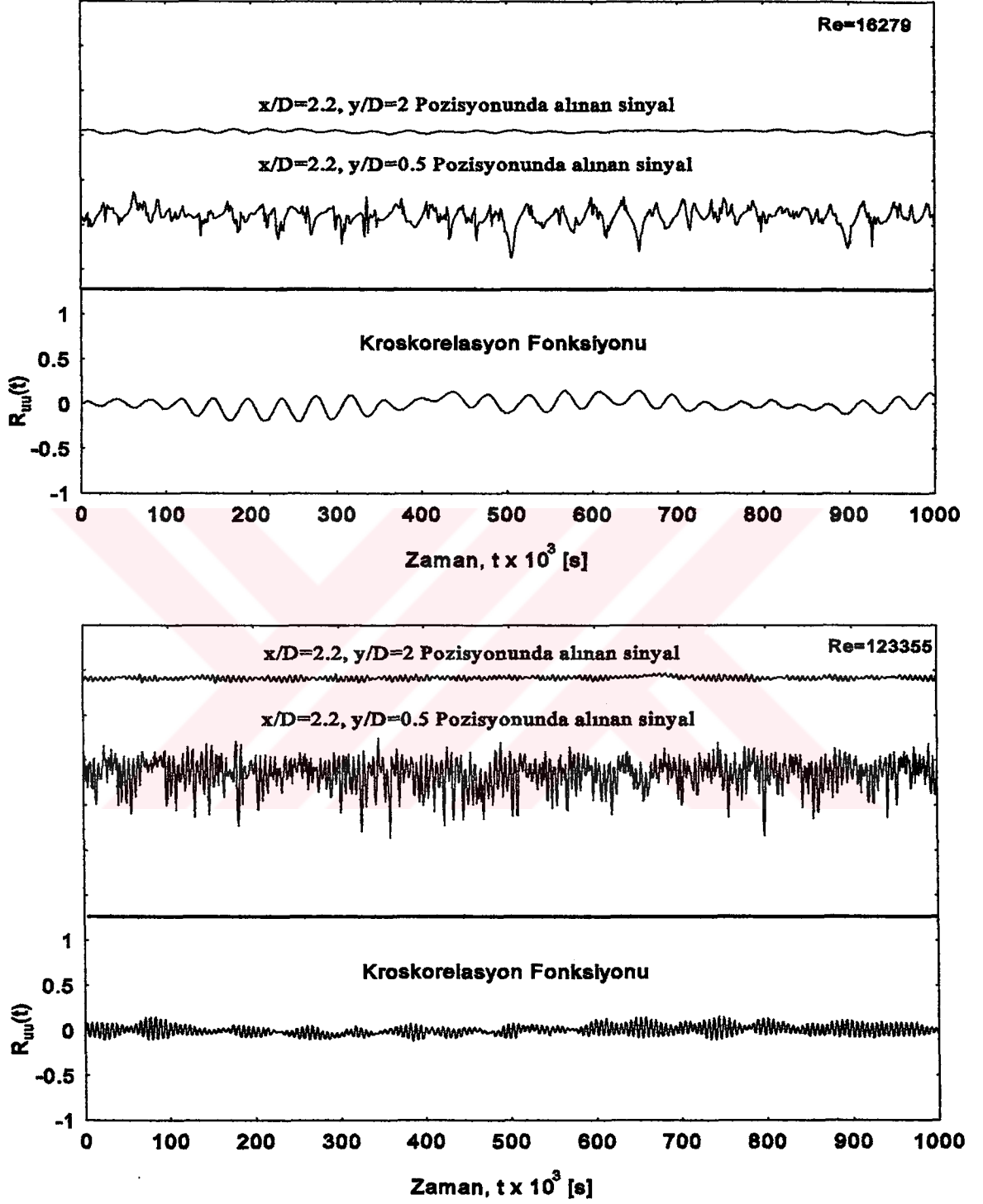
Şekil 76. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/D=2.2, y/D=0.5$ ile $x/D=4, y/D=0.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu



Şekil 77. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/D=2.2, y/D=2$ ile $x/D=4, y/D=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu



Şekil 78. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ ile $y/D=1.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu



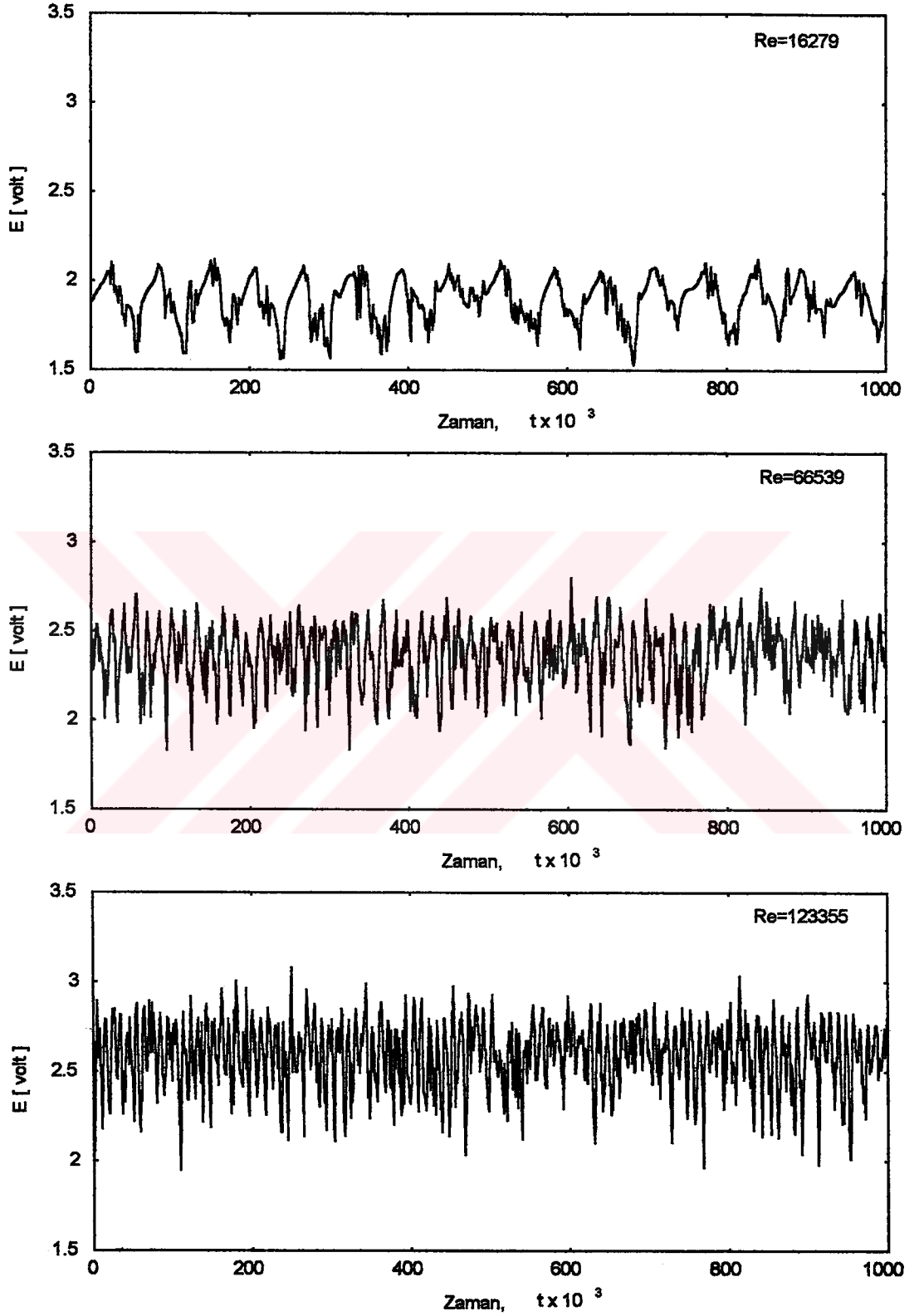
Şekil 79. Dairesel kesitli silindir arkasında iki farklı Reynolds sayısında $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ ile $y/D=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon fonksiyonu

3.4. Kare Kesitli Silindirik Model Etrafında Vorteks Kopmaları

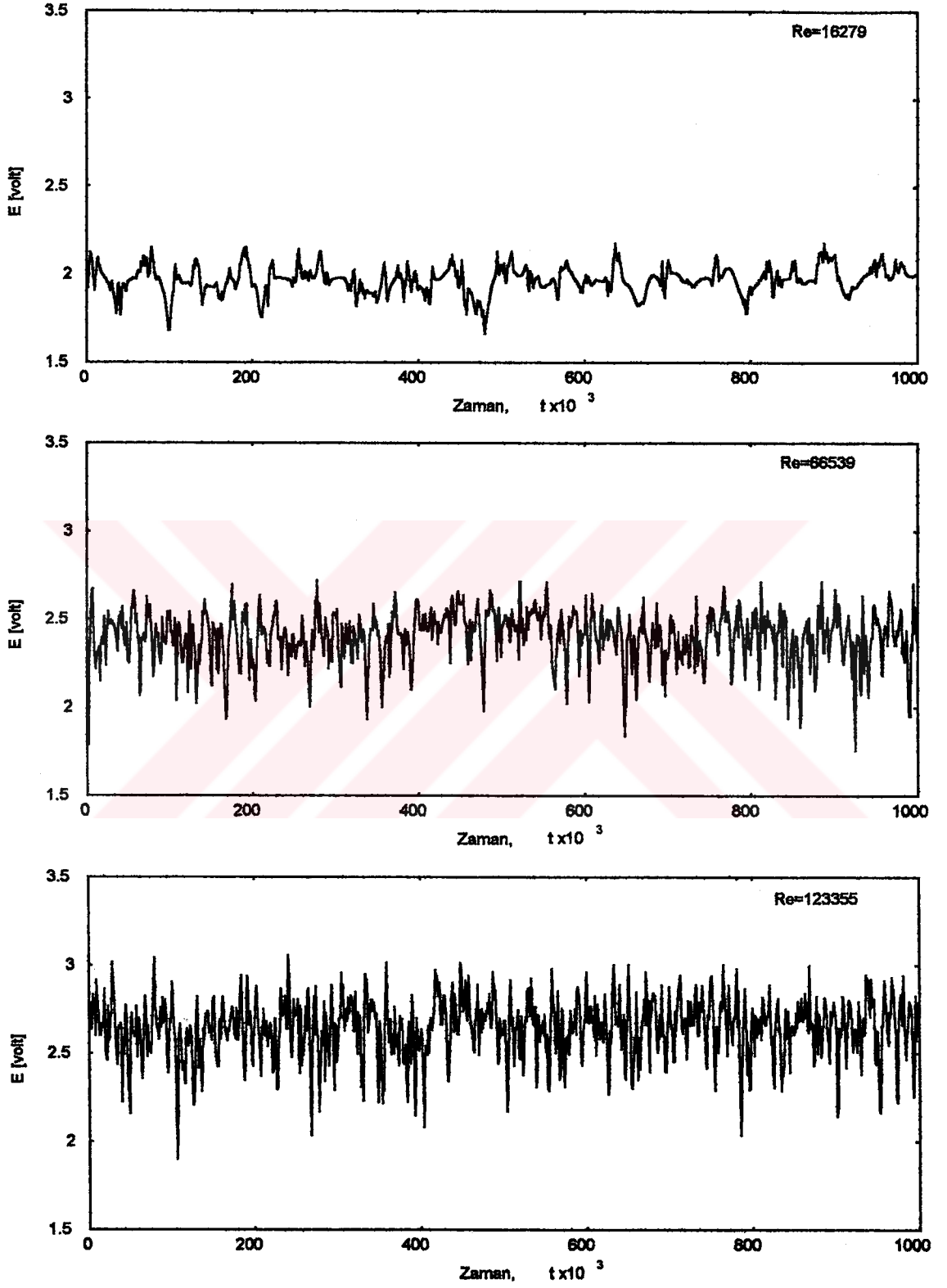
Kenarı 5cm olan kare kesitli silindirik model etrafında değişik konumlarda yapılan spektral ölçümlerin analizi sonucunda elde edilen grafikler Şekil 80-138'de verilmiştir. Bu grafiklerin elde edilmesinde spektral analiz yapabilen Statistica ve Matlab gibi paket programlar kullanılmıştır.

Şekil 80-83'de sözkonusu bu model arkasında $x/h=2.2$ ve 4 istasyonlarında, değişik y/h konumlarında Reynolds sayısının 16279, 66539 ve 123355 değerlerinde alınan ölçüm değerlerinin (anemometre çıkış geriliminin) zaman ile değişim sinyalleri verilmiştir. Bu grafiklerde görüldüğü gibi Reynolds sayısı artarken anemometre çıkış gerilimi artmaktadır. Yine bu Şekil 80-81'de görüldüğü üzere Reynolds sayısı artarken, gerilim-zaman sinyallerinin titreşim frekansı ve genliği artmaktadır. $y/h=0.5$ konumunda akım yönünde $x/h=2.2$ istasyonundan $x/h=4$ istasyonuna ilerlerken sinyallerin titreşim frekanslarının ve genliklerinin azaldığı görülmüştür. Akım doğrultusuna dik yönde y/h 'nın değeri 0.3'den 3 değerine artarken sinyallerin genlikleri artmaktadır. Bu gerilim-zaman grafiklerindeki y-ekseni [volt] skalası, $y/h=0.3$ değeri için geçerli olup diğer y/h değerlerine ait sinyaller için de aynı skala aynı şekilde geçerlidir.

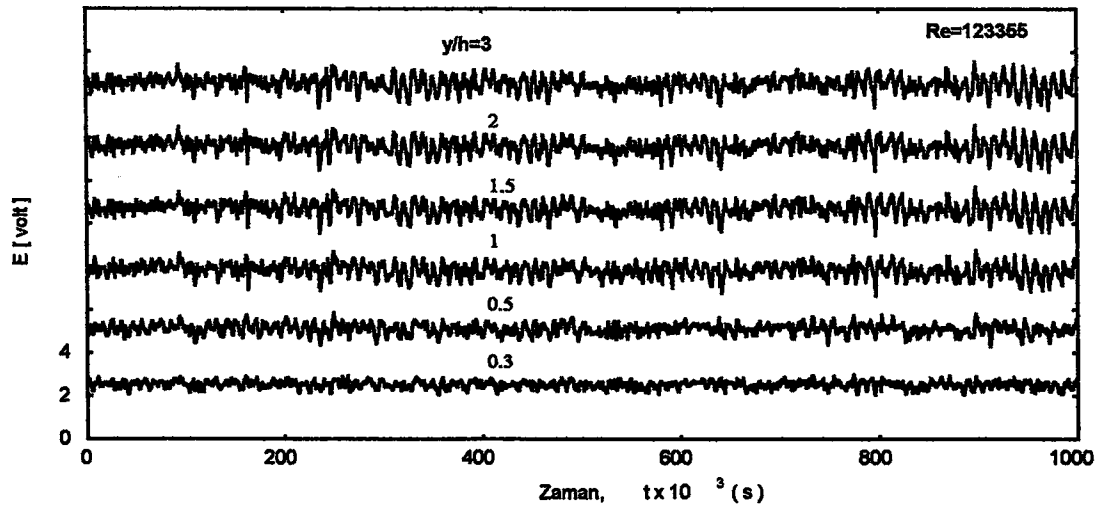
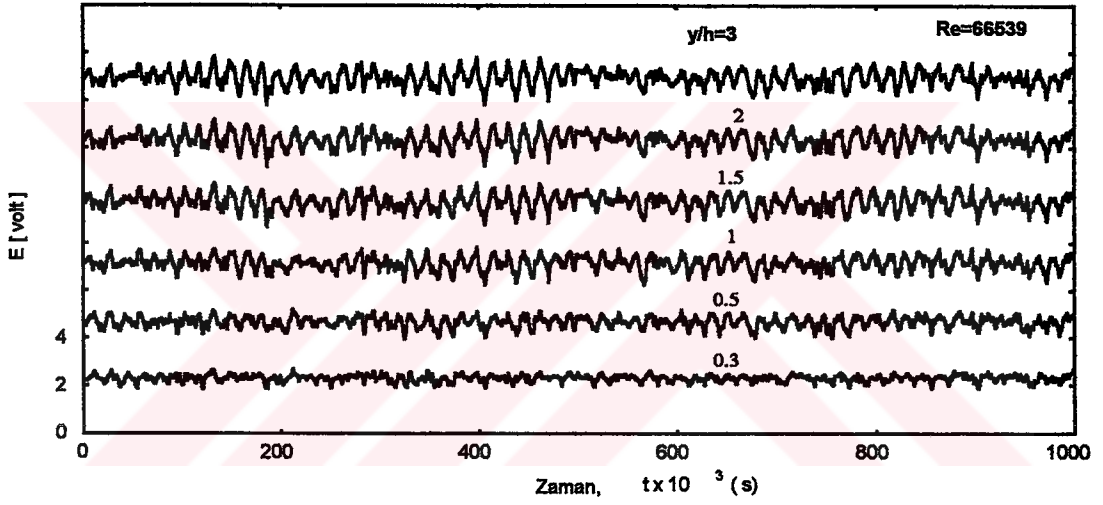
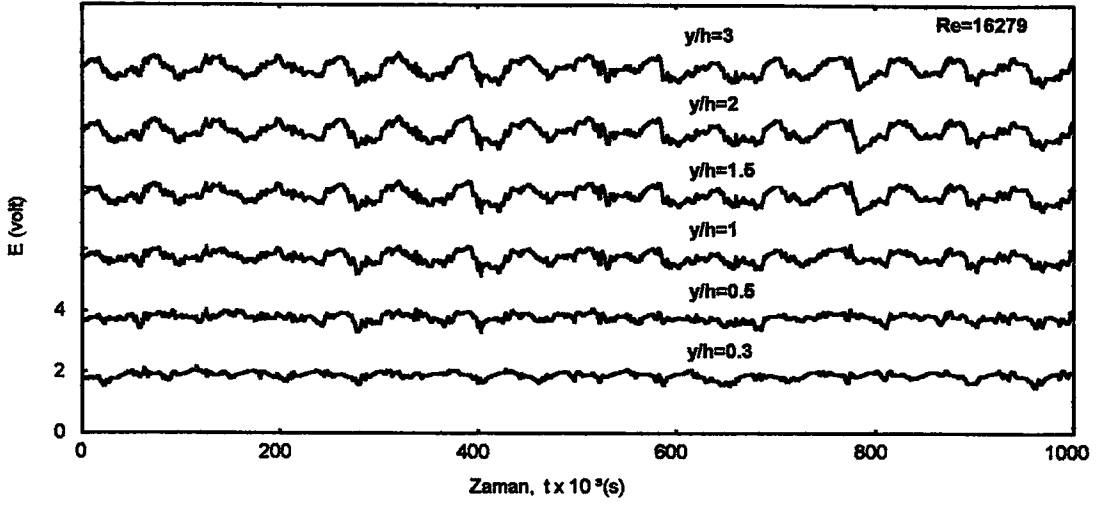
Şekil 84-88'de model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 3 değişik hücum açısında ve farklı y/h konumlarında değişik Reynolds sayıları için yapılan ölçümlerle ilgili spektral yoğunluk grafikleri görülmektedir. Bu beş şekil incelendiğinde $x/h=2.2$ istasyonunda ve $y/h=0.5$ ve -0.5 konumlarında gerçekten çok etkili ve tekil tepeler (peaks) elde edilmiştir. Bu grafiklerde ilk göze çarpan özellik Reynolds sayısı artarken, kopma (shedding) frekansının artmasıdır. Şekil 84-88'den görüldüğü üzere model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda, 0° hücum açısında Reynolds sayısı 16279'dan 123355 değerine artarken spektral tepenin şiddeti %98 oranında azalmakta (Şekil 84), buna karşılık aynı Reynolds sayısı aralığında 10° hücum açısında tepenin şiddeti 2.13 katına (Şekil 85), 30° hücum açısında ise 3.76 katına (Şekil 86) çıkmaktadır. Reynolds sayısı artarken tepelerin şiddetleri artmaktadır (Şekil 85-86). Aynı Reynolds sayısı aralığında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda, 10° hücum açısında spektral tepenin şiddeti %90 artarken 30° hücum açısında %43 oranında artmaktadır (Şekil 87-88). $x/h=2.2$ istasyonunda, $y/h=\pm 1.5$ konumlarında da spektral ölçümler yapılmış olup aynı özellikler bu ölçümlerde de görülmüştür. Fakat $x/h=2.2$, $y/h=\pm 1.5$ konumlarında elde edilen spektral yoğunluk grafiklerinde oluşan tepeler daha az etkili olduğundan burada verilmemiştir. $x/h=2.2$ istasyonunda, değişik hücum açılarında ve farklı Reynolds sayılarında ölçülen spektral



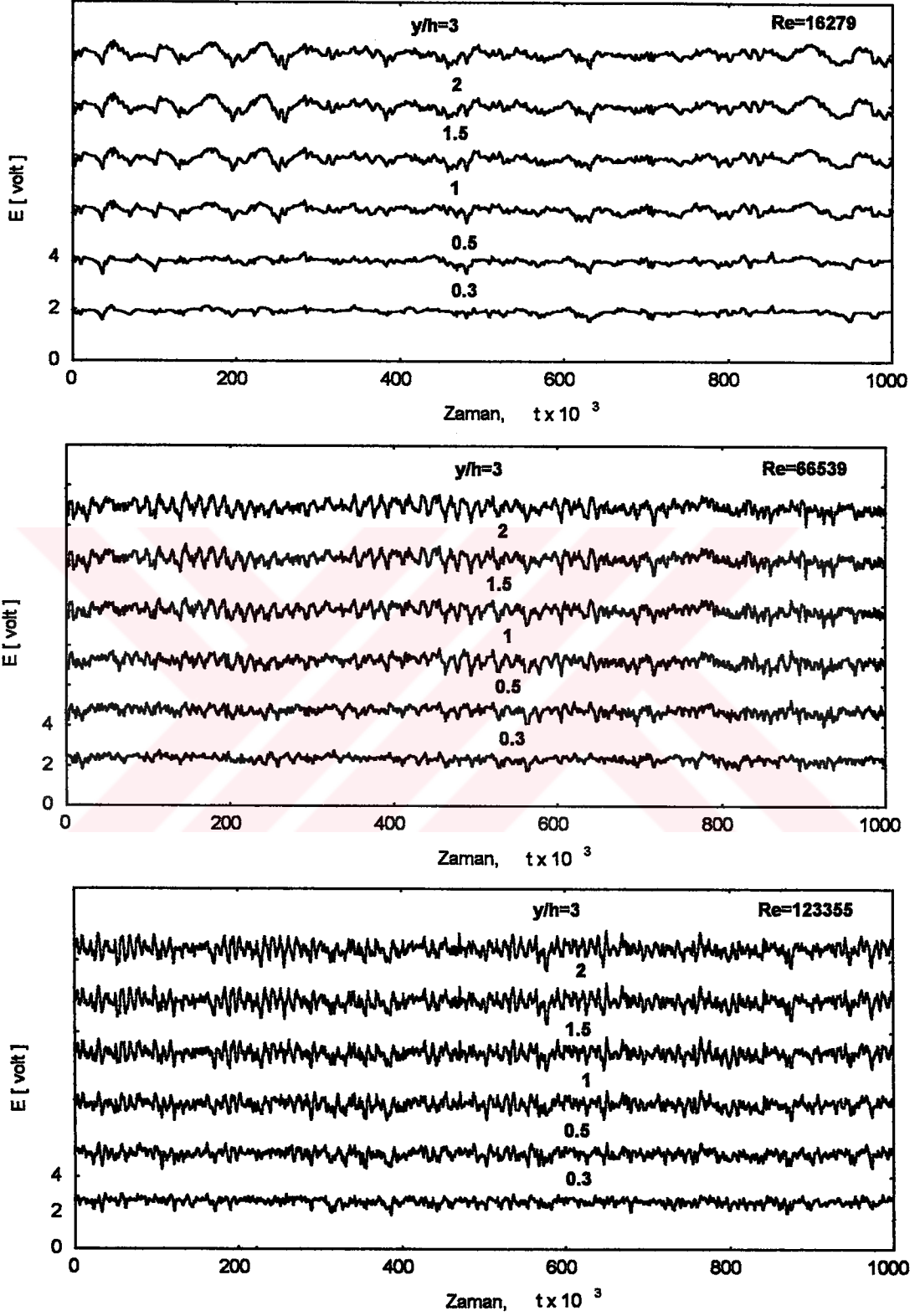
Şekil 80. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki gerilim-zaman grafikleri



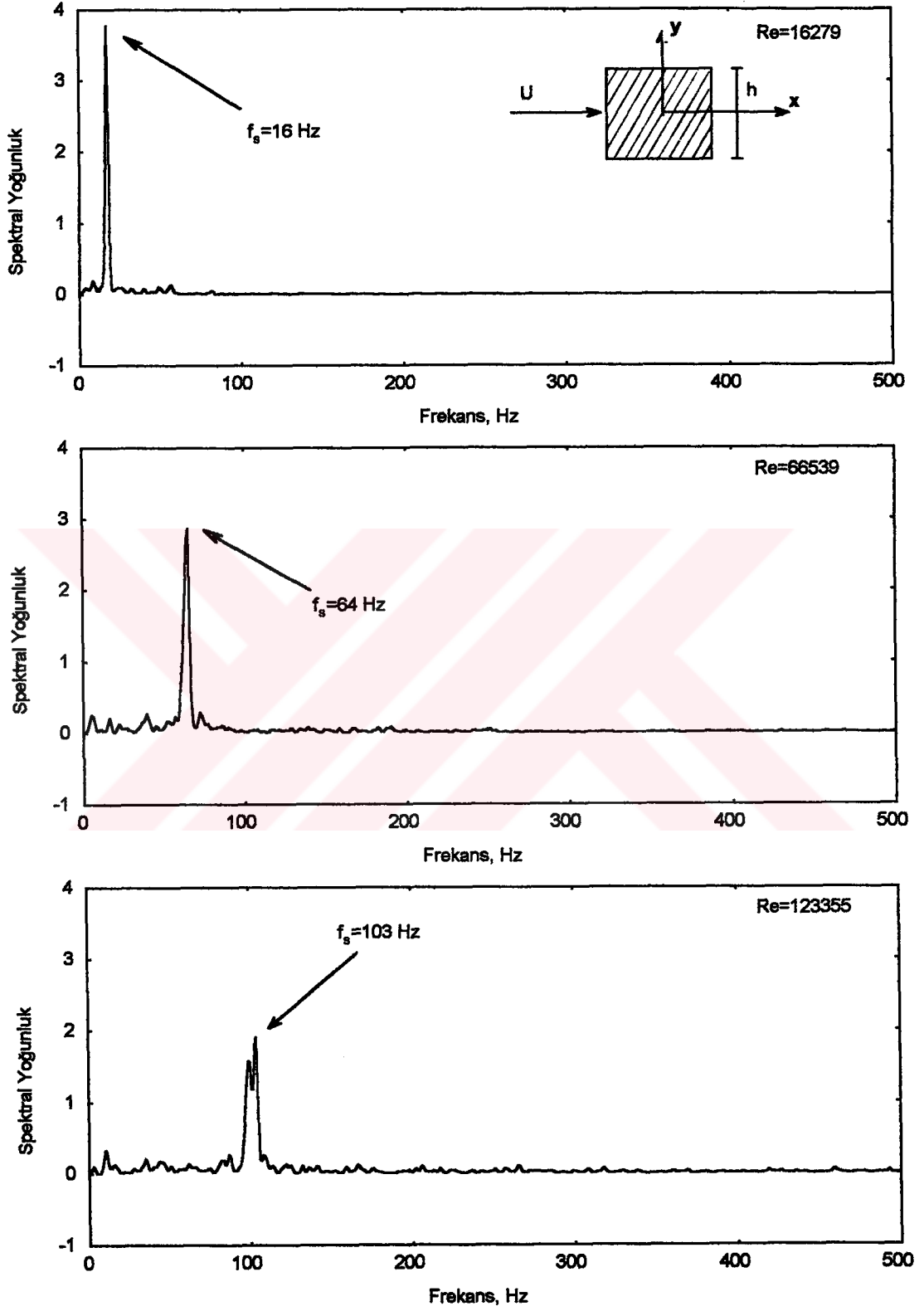
Şekil 81. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki gerilim-zaman grafikleri



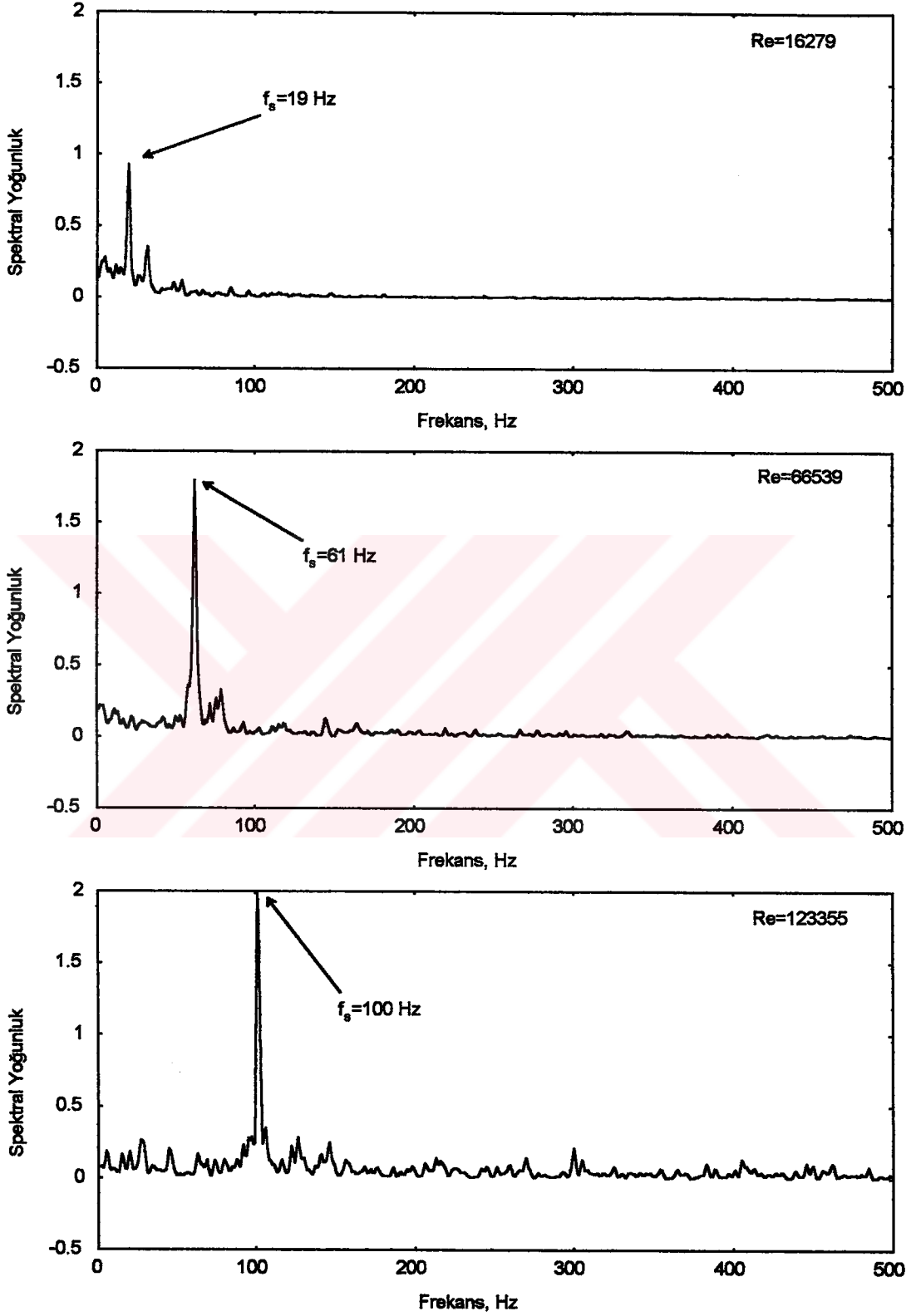
Şekil 82. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri



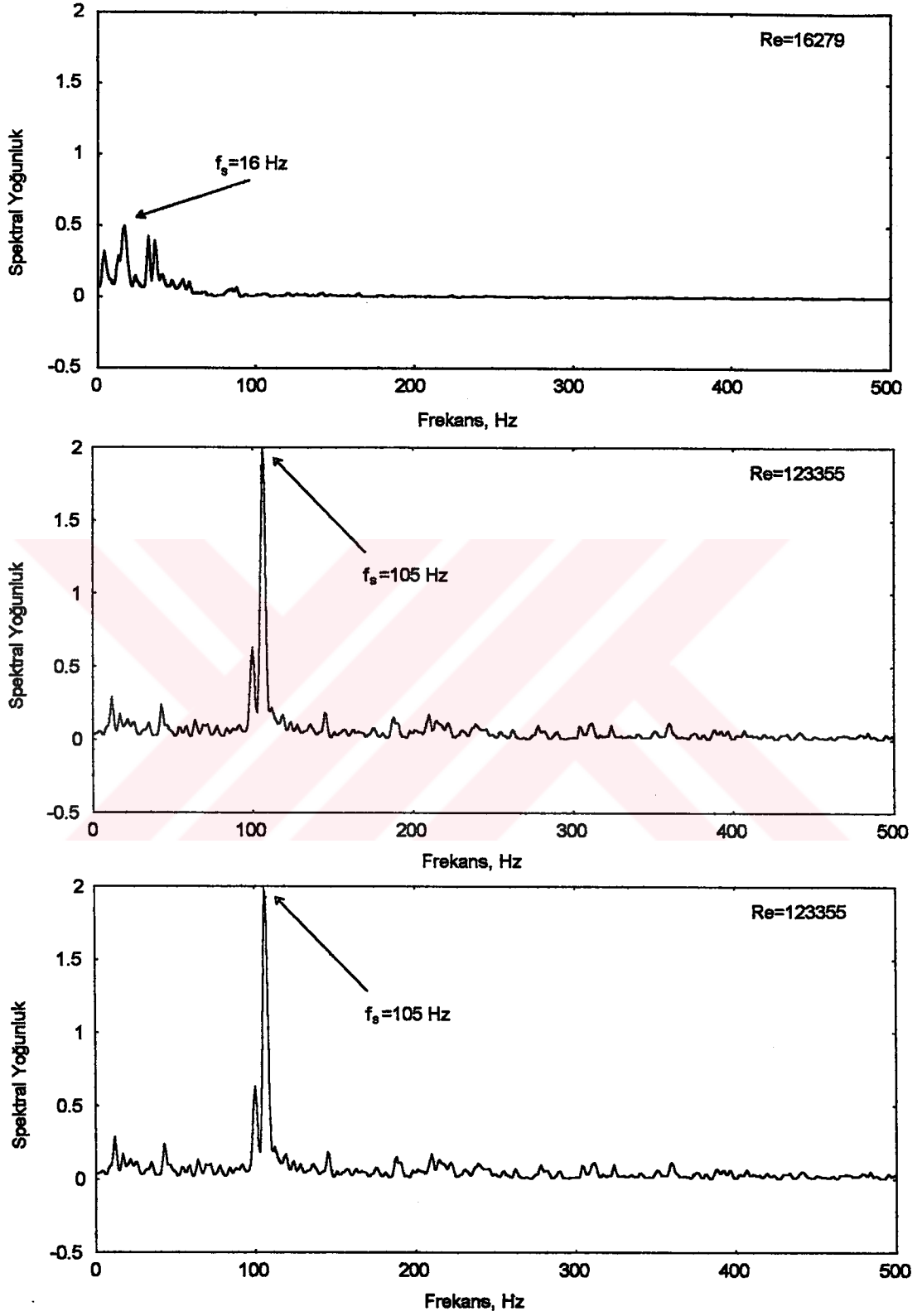
Şekil 83. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında gerilim-zaman grafikleri



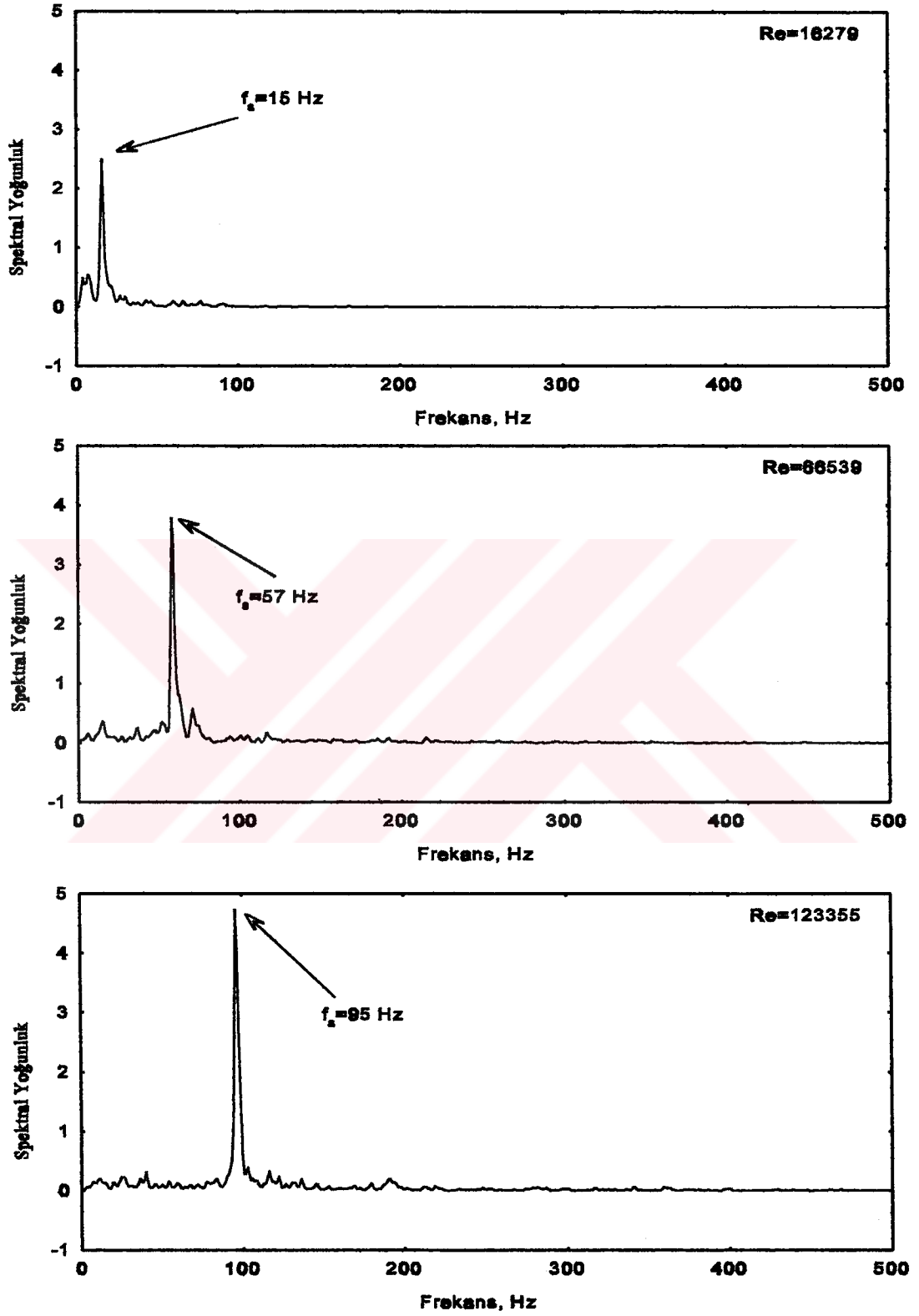
Şekil 84. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



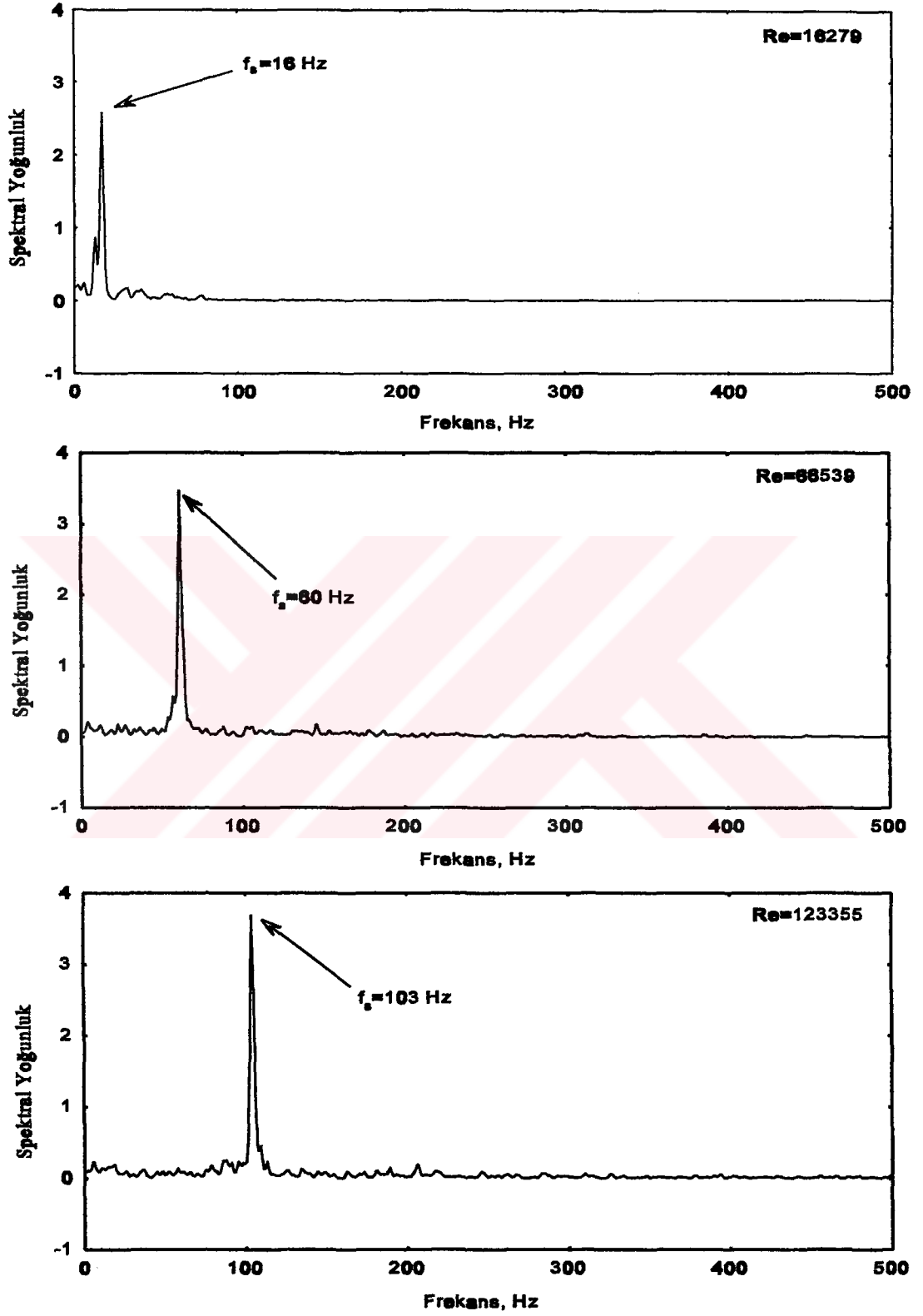
Şekil 85. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 86. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 87. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



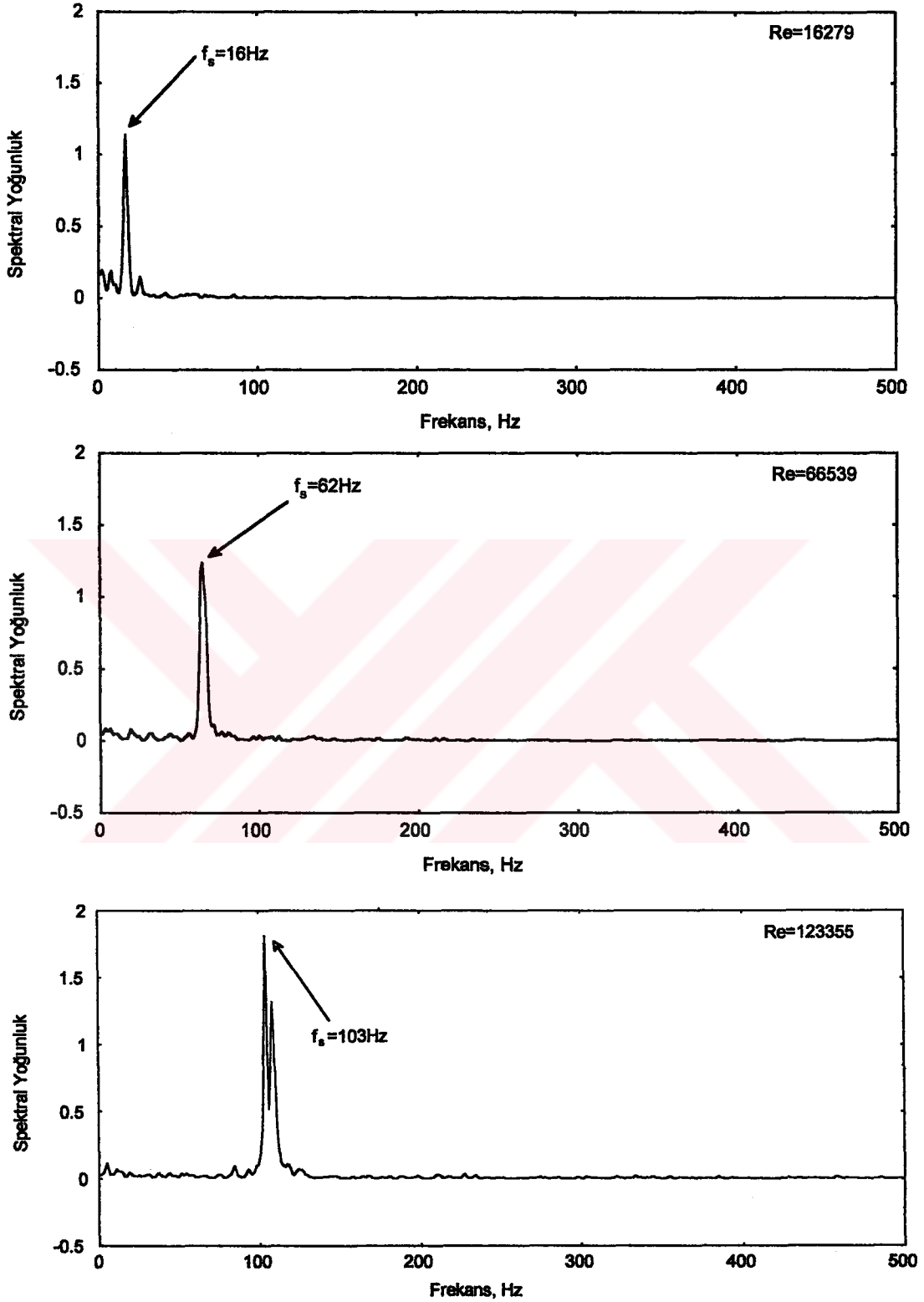
Şekil 88. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri

yoğunluğun frekans ve y/h 'ya göre değişimi üç boyutlu olarak Ek Şekil 1-5'de verilmiştir.

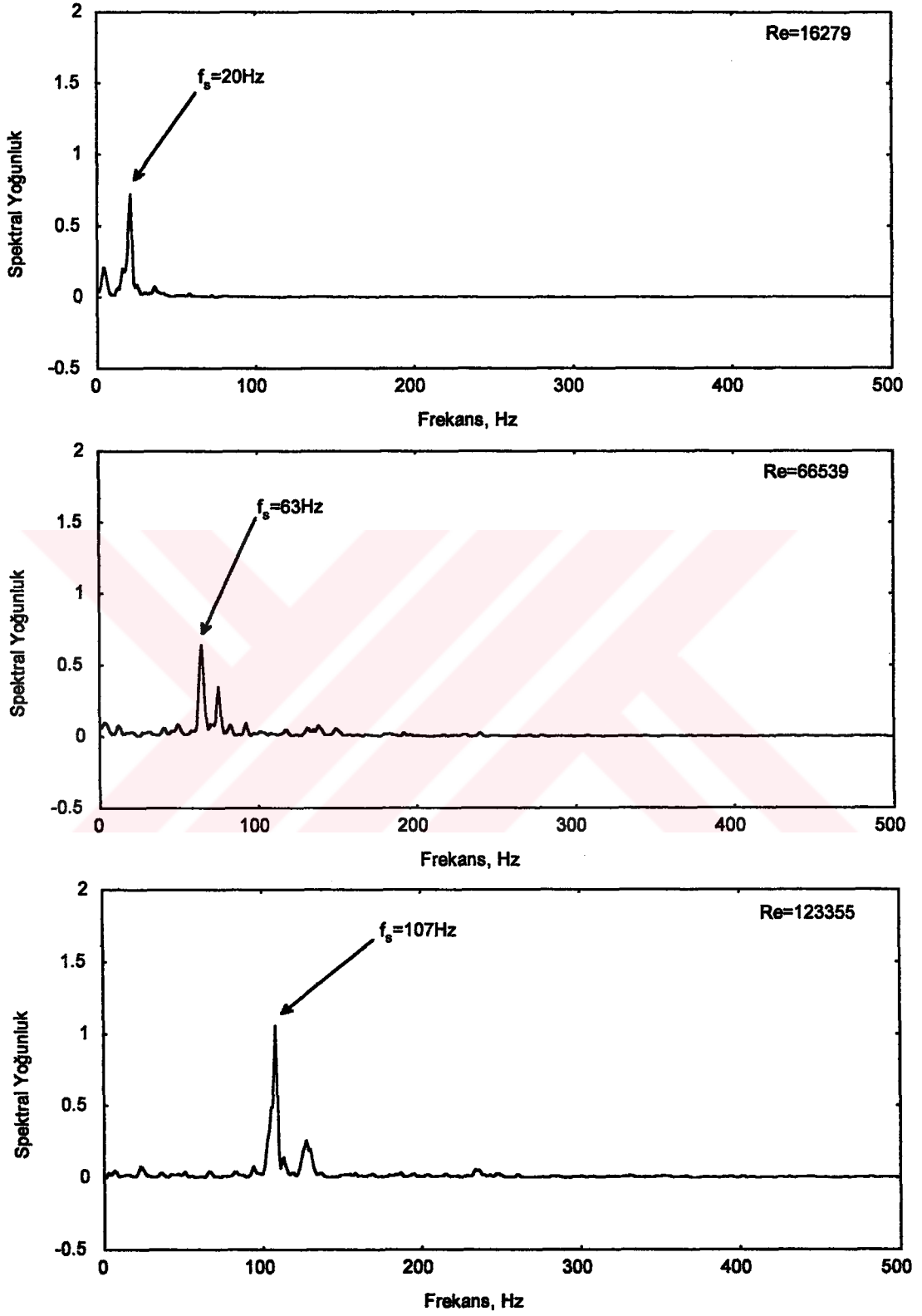
Şekil 89-93'da aynı kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda ve $y/h=\pm 1.5$ konumlarında elde edilen spektral yoğunluk grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerde görüldüğü üzere en şiddetli ve tekil tepeler 30° hücum açısında elde edilmiştir. Yine $x/h=4$, $y/h=\pm 0.5$ konumlarında da spektral ölçümler yapılmış ve benzeri sonuçlar elde edilmiş olup, burada bu konumlara ait sonuçlar verilmemiştir. $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda Reynolds sayısı 16279 değerinden 123355 değerine artarken spektral tepenin şiddeti, 0° hücum açısında %59 (Şekil 89), 10° hücum açısında %46 (Şekil 90) ve 30° hücum açısında %144 (Şekil 91) oranında artmıştır. Aynı $x/h=4$ istasyonunda, eksen çizgisinin alt tarafında y/h 'nın -1.5 değerinde ve aynı Reynolds sayısı artışında, spektral tepenin şiddeti, 10° hücum açısında %149 (Şekil 92), 30° hücum açısında ise %89 (Şekil 93) oranında artmıştır.

Şekil 94-98'de $x/h=4$ istasyonunda farklı hücum açılarında, Reynolds sayısının 16279, 66539 ve 123355 değerlerinde spektral yoğunluğun frekans ve y/h 'ya göre değişimi 3-boyutlu olarak verilmiştir. Şekil 94-96'da y/h 'nın pozitif değerlerinde elde edilen spektral sonuçlar incelendiğinde, en şiddetli tepelerin $y/h=1$ civarında oluştuğu görülmektedir. Bu üç şekle göre hücum açısının 30° değerinde meydana gelen tepelerin (Şekil 96) şiddeti (genliği), 0° ve 10° hücum açılarındakilere göre daha büyüktür. Yine 0° ve 10° hücum açılarında ikincil tepeler (secondary peaks) görüldüğü halde 30° hücum açısında ikincil tepeler kaybolmuştur. Şekil 94-96'da görüldüğü üzere, y/h 'nın yaklaşık 2'den büyük değerlerinde tepeler oluşmamaktadır. y/h 'nın negatif değerlerinde elde edilen sonuçların yer aldığı Şekil 97-98'de görüldüğü gibi, en şiddetli tepeler $y/h=-0.5$ civarında elde edilmiştir. Bu iki Şekil'den de görüldüğü üzere $x/h=4$ istasyonunda, hücum açısı 10° 'den 30° 'ye artarken tepelerin şiddeti artmaktadır. Yine Şekil 97-98'deki grafiklerde görüldüğü üzere, yaklaşık $y/h < -2$ değerlerinde tepeler kaybolmaktadır. $x/h=4$ istasyonunda y/h 'nın negatif değerlerinde 10° hücum açısında görülen ikincil tepeler, 30° hücum açısında kaybolmuştur. Şekil 94-98'e bakıldığında dikkati çeken bir başka husus da, aynı Reynolds sayısında fakat farklı y/h konumlarındaki kopma frekanslarının değerlerinin yaklaşık olarak aynı mertebede olmasıdır. Şekil 94-98'de görüldüğü üzere en büyük genlikli tepeler, Şekil 98'de görüldüğü gibi 30° hücum açısında ve negatif y/h konumlarında elde edilmiştir. $x/h=2.2$ istasyonunda, değişik hücum açılarında ve farklı Reynolds sayılarında ölçülen spektral yoğunluğun frekans ve y/h 'ya göre değişimi 3-boyutlu olarak Ek Şekil 6-9'da verilmiştir.

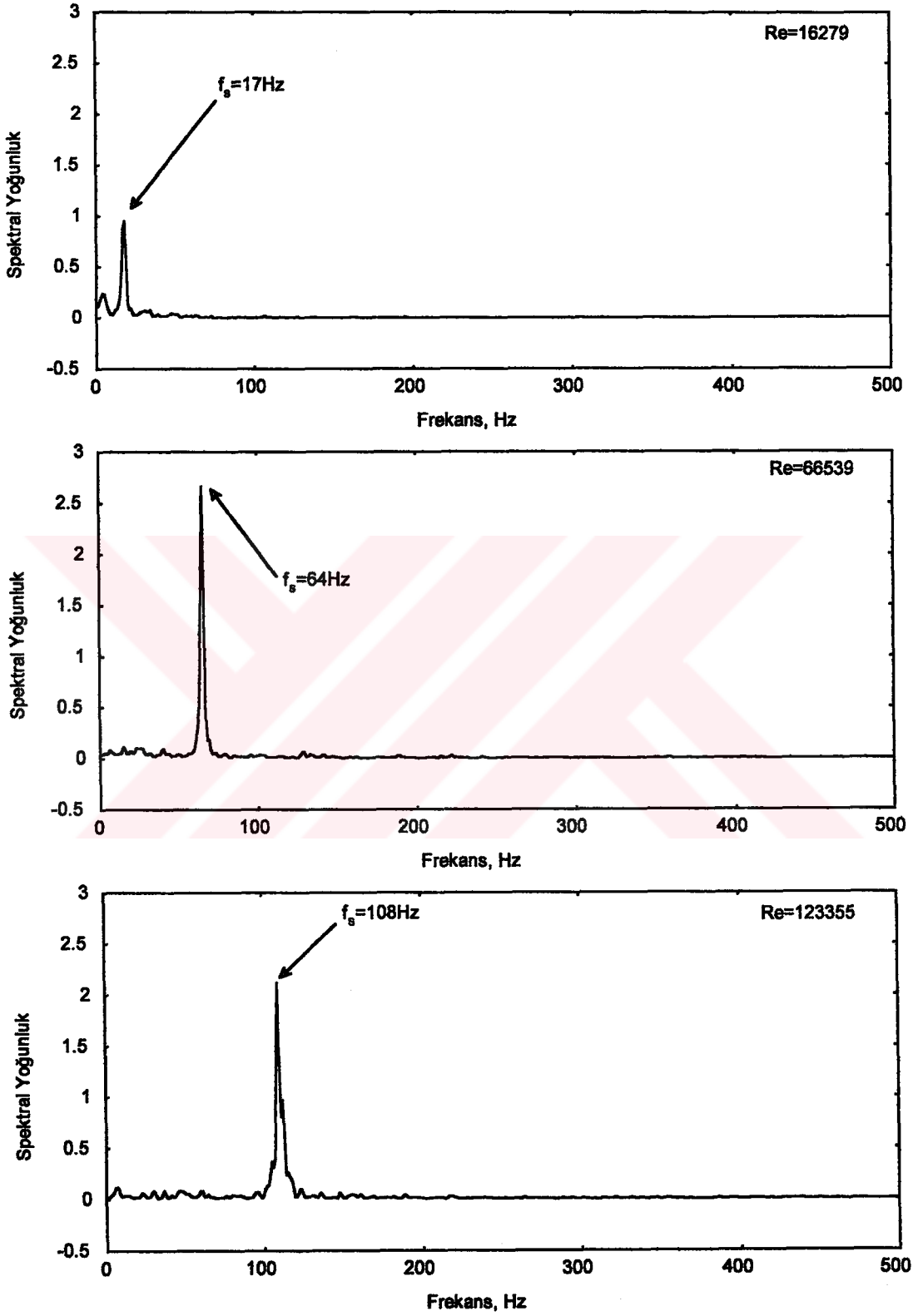
Şekil 99-102'de $x/h=4$ istasyonunda, değişik y/h pozisyonlarında farklı Reynolds



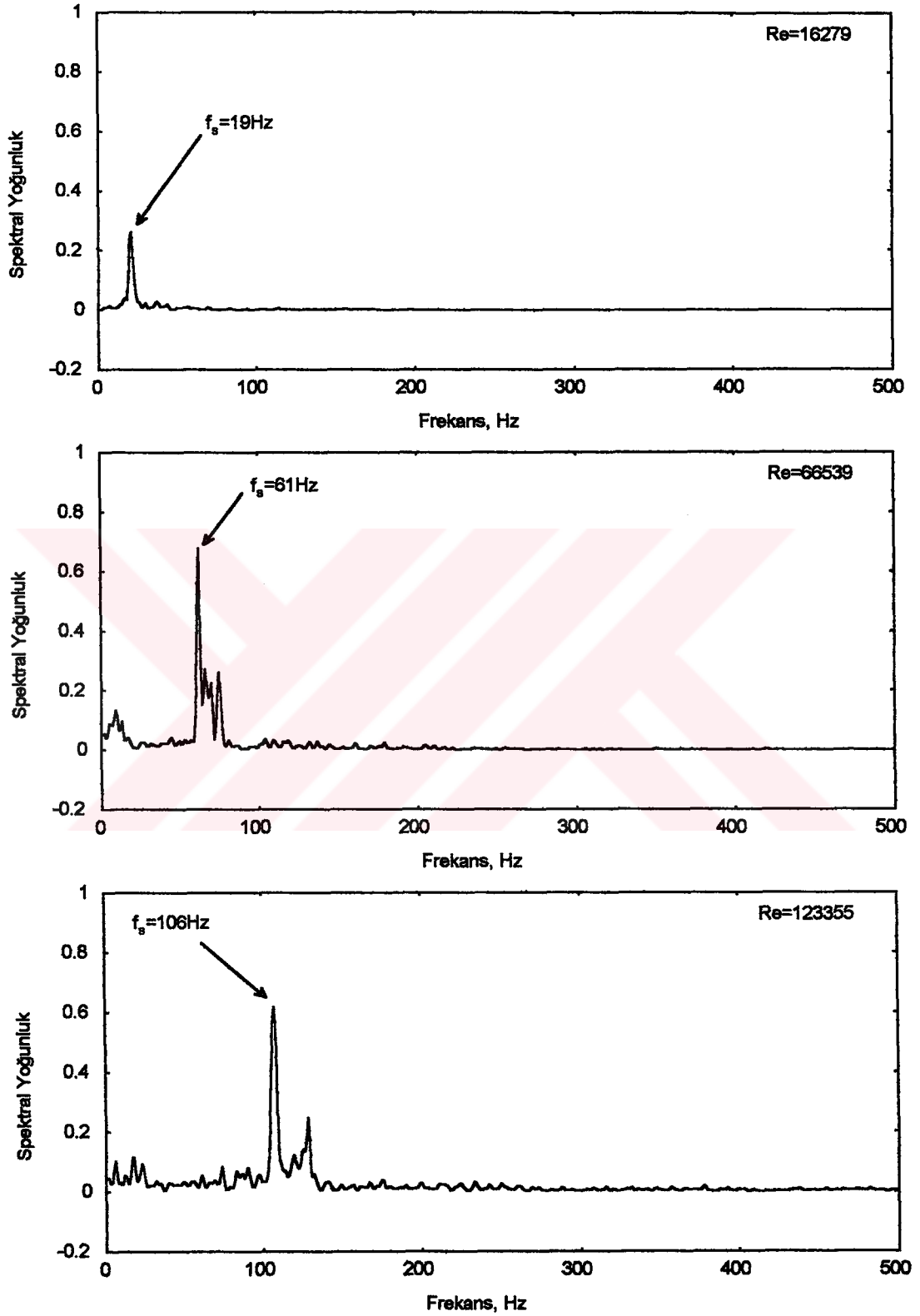
Şekil 89. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



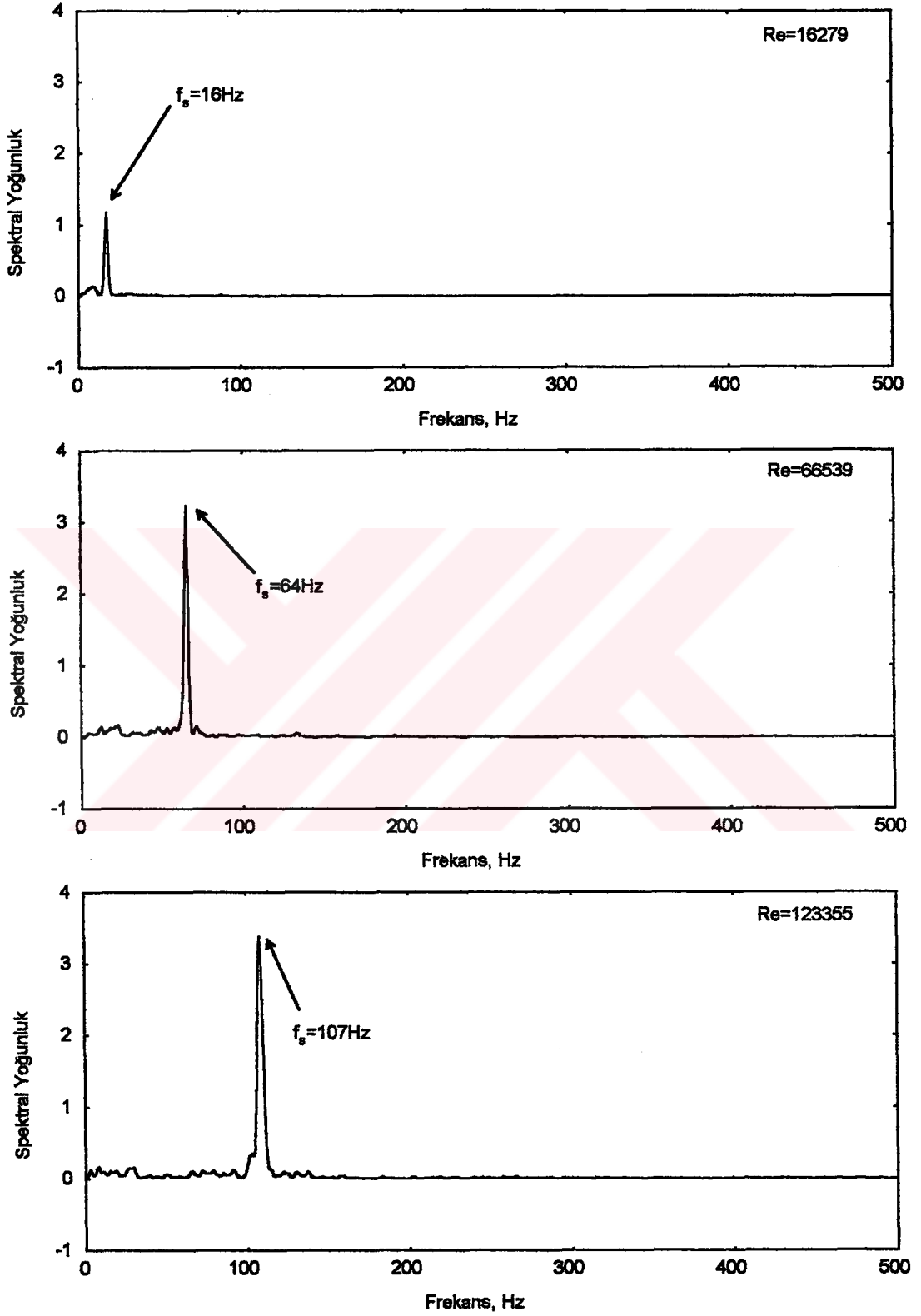
Şekil 90. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



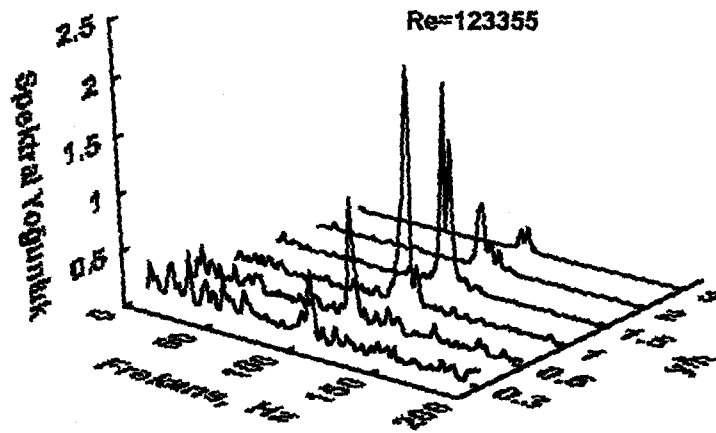
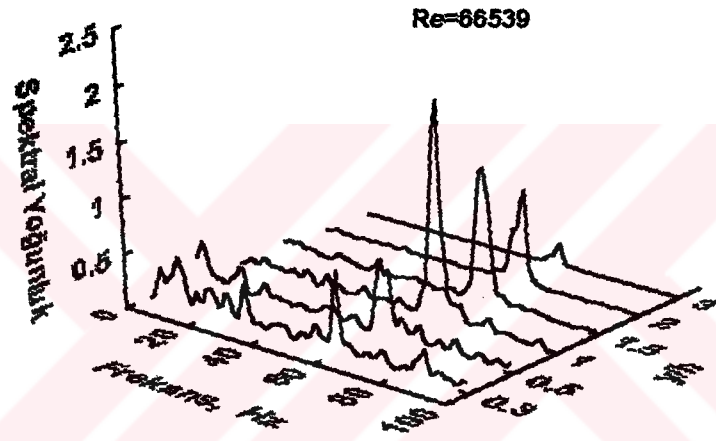
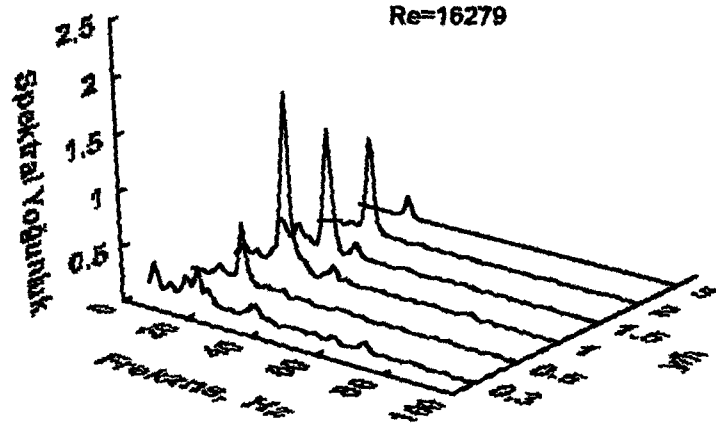
Şekil 91. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



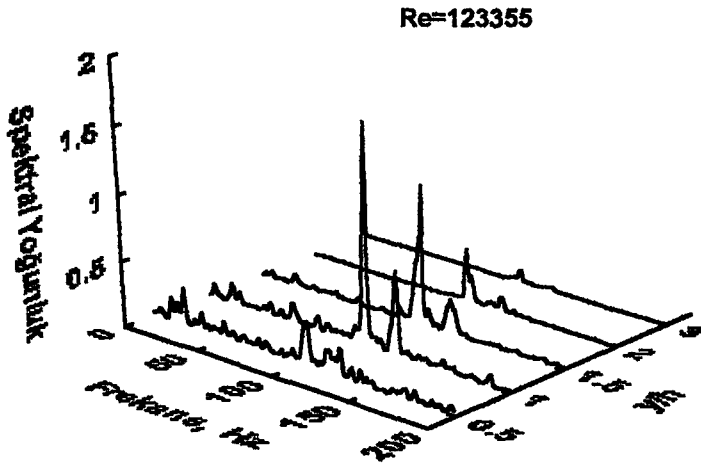
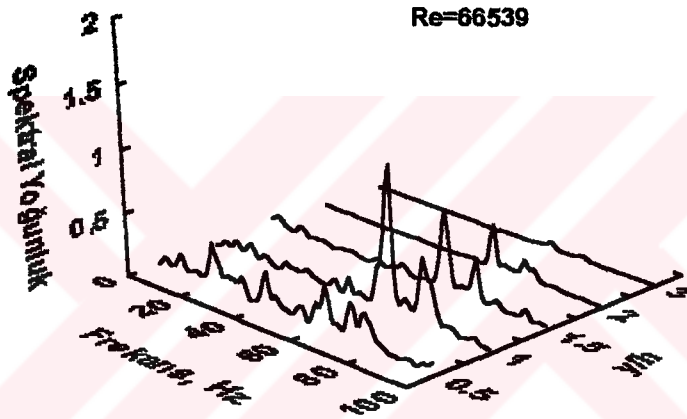
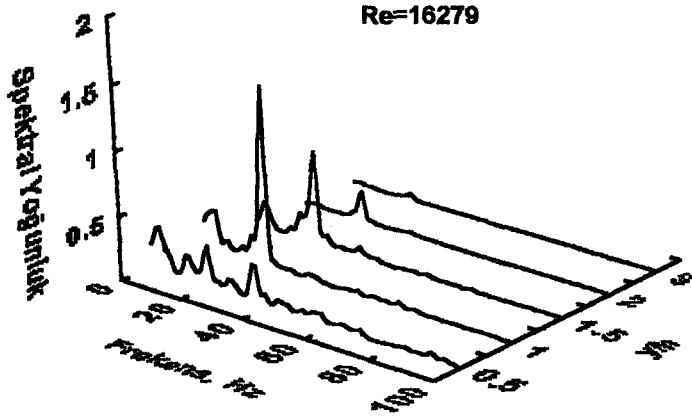
Şekil 92. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 10° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



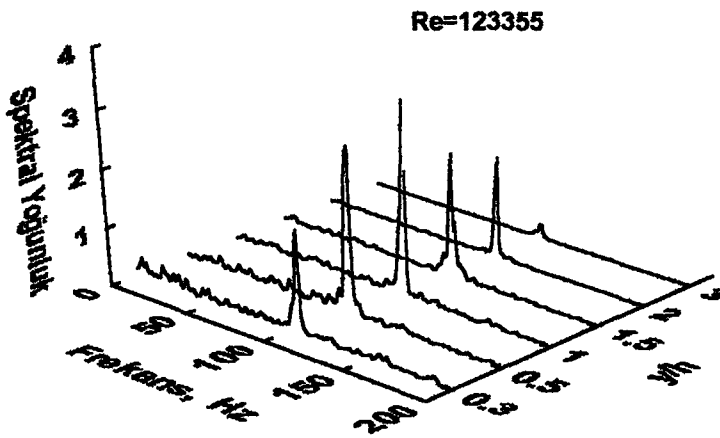
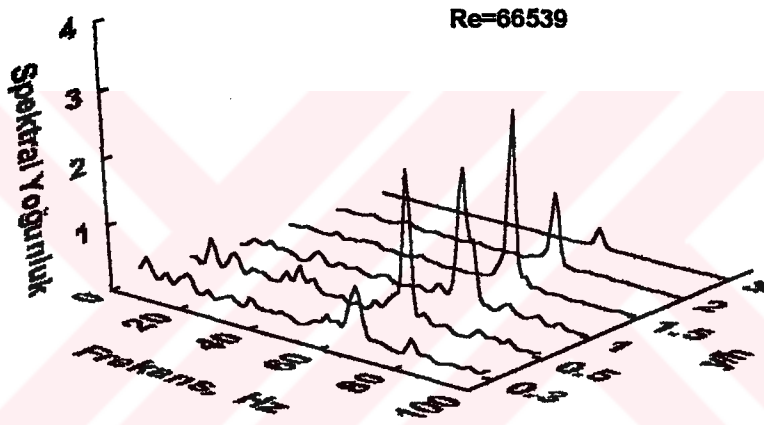
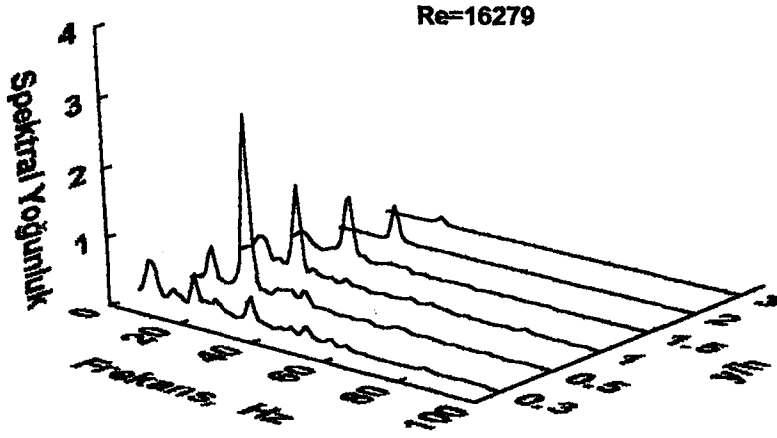
Şekil 93. Kenarı 5cm olan kare model arkasında 30° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



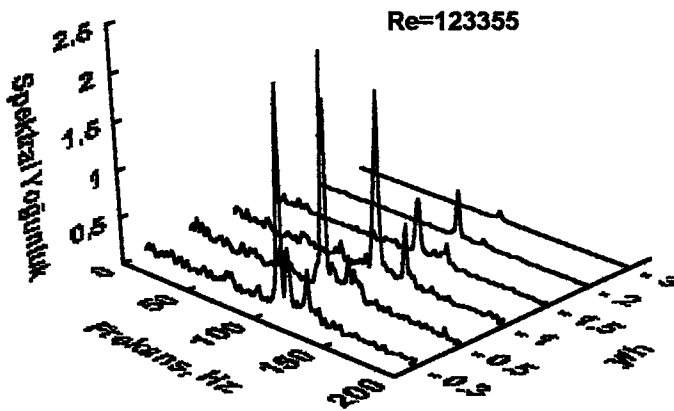
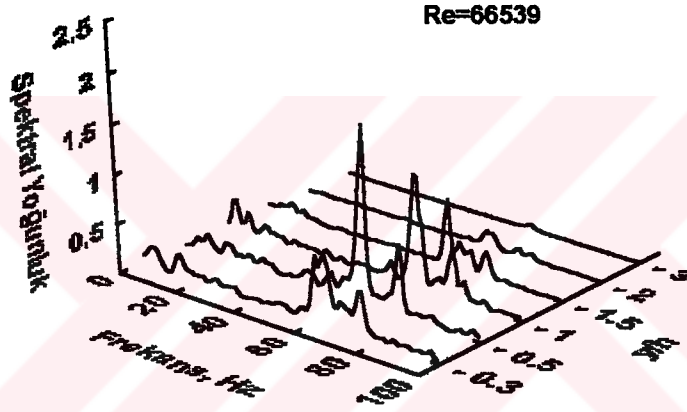
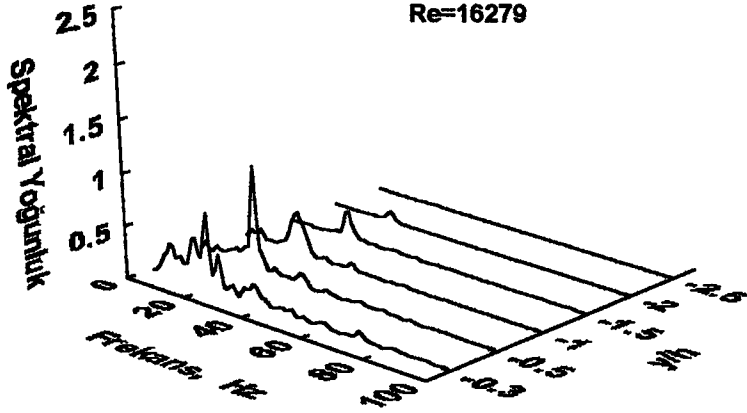
Şekil 94. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h ' ya göre değişimi



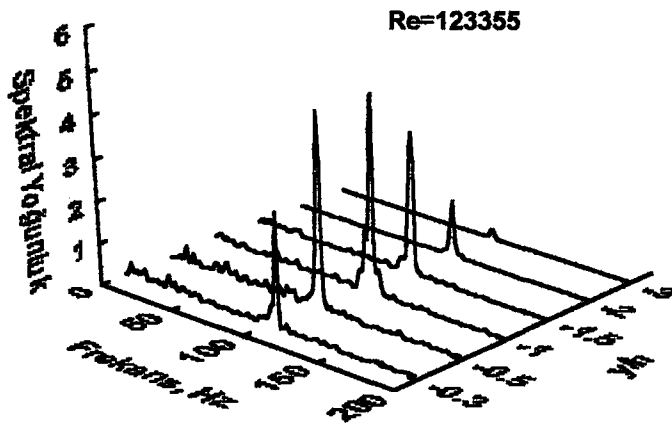
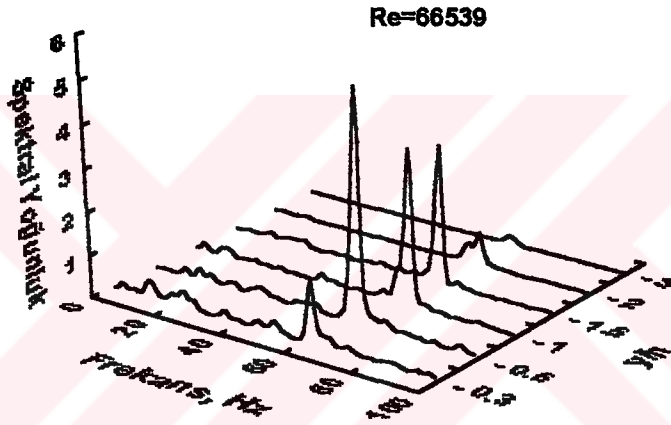
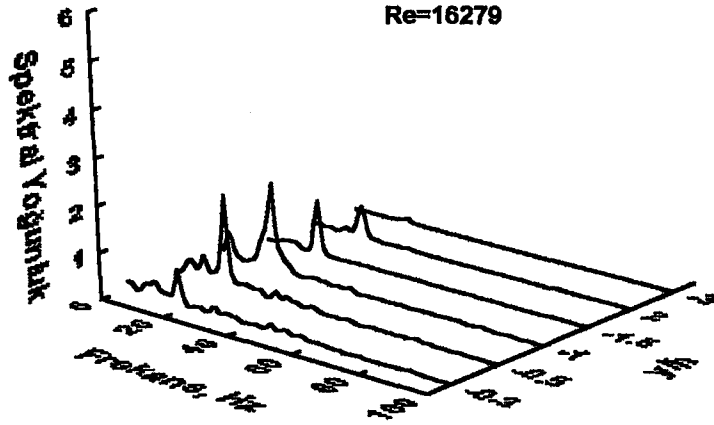
Şekil 95. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi



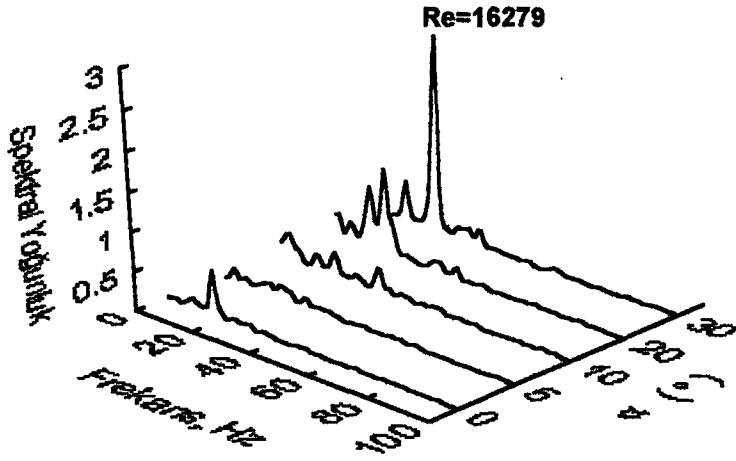
Şekil 96. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi



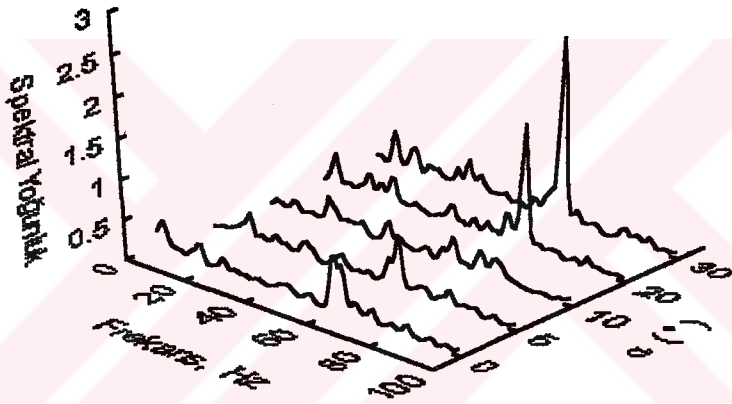
Şekil 97. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi



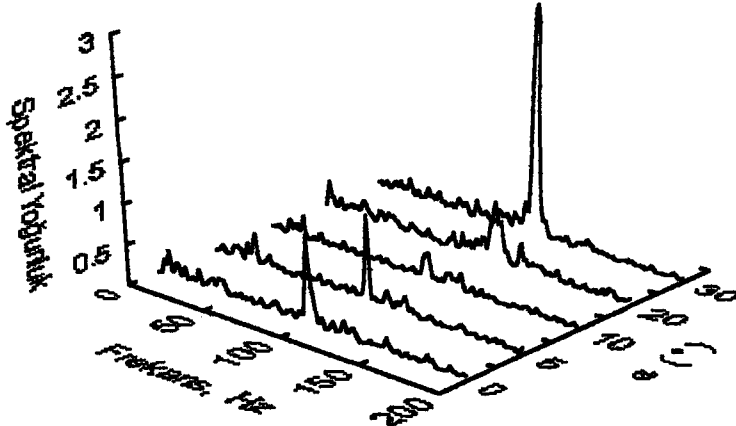
Şekil 98. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi



Re=66539

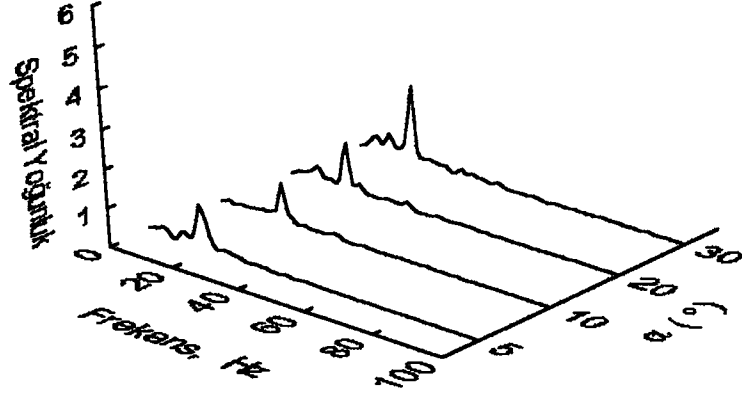


Re=123355

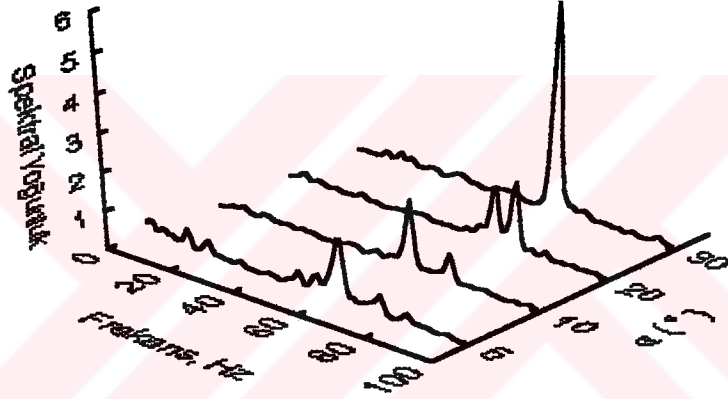


Şekil 99. Kenarı 5cm Olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri

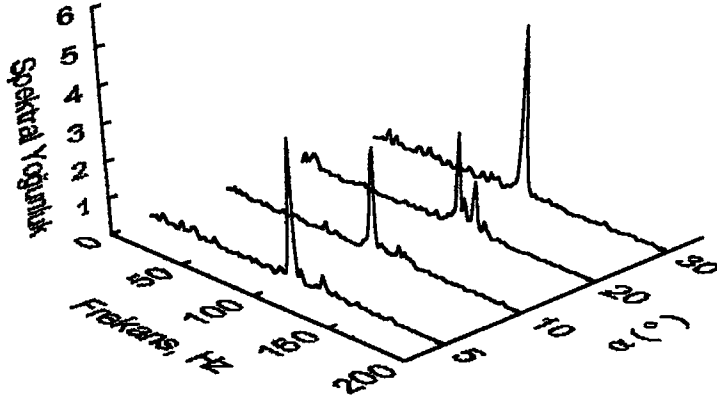
Re=16279



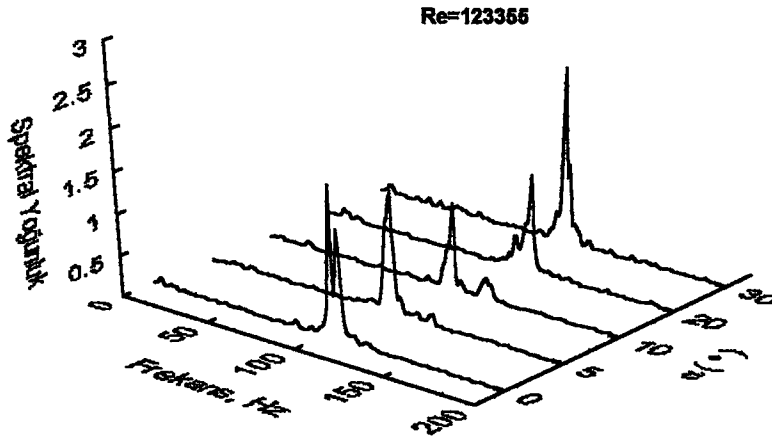
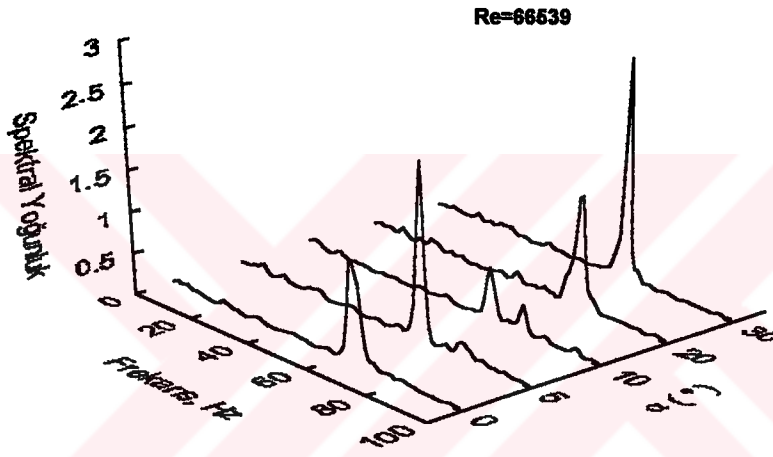
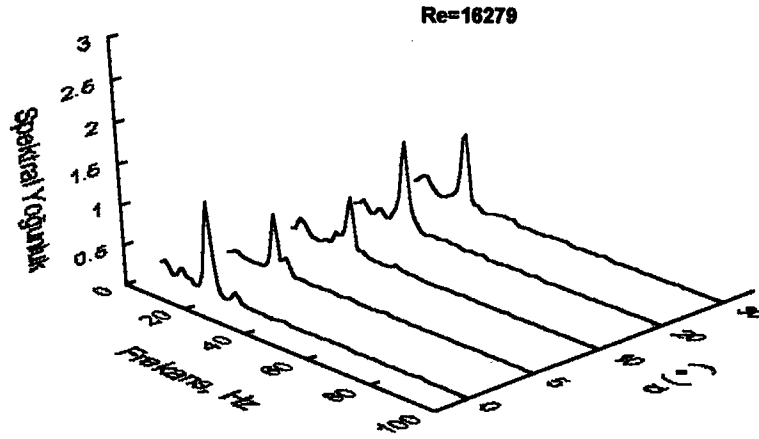
Re=66539



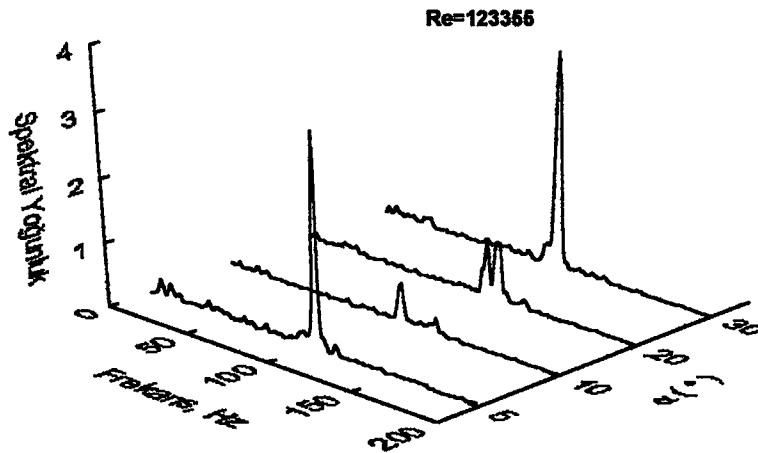
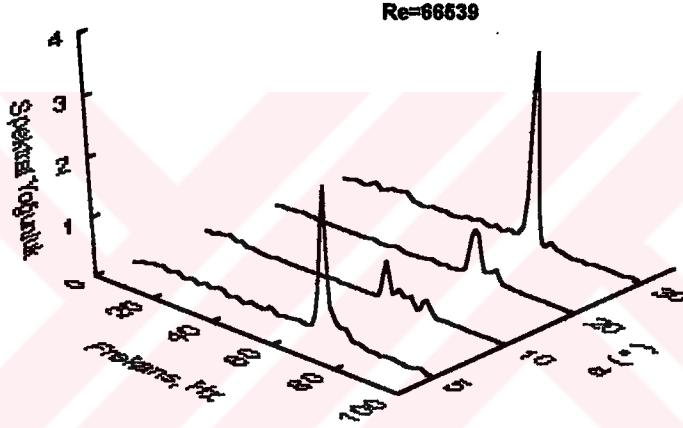
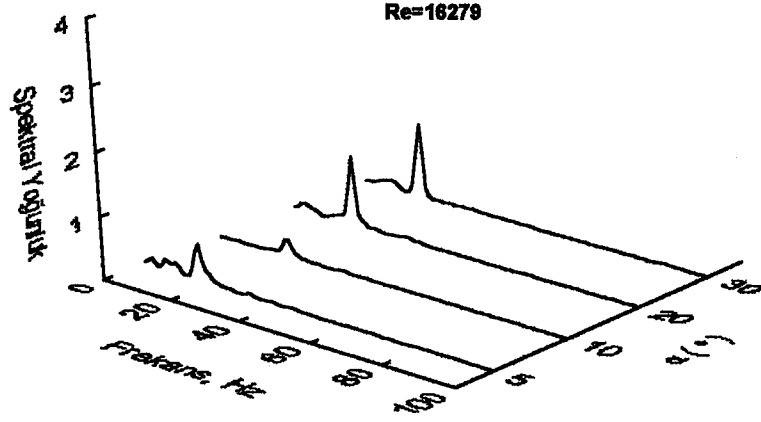
Re=123355



Şekil 100. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri



Şekil 101. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri



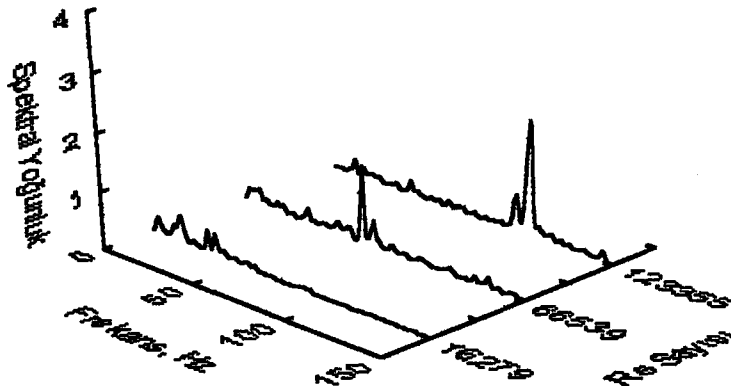
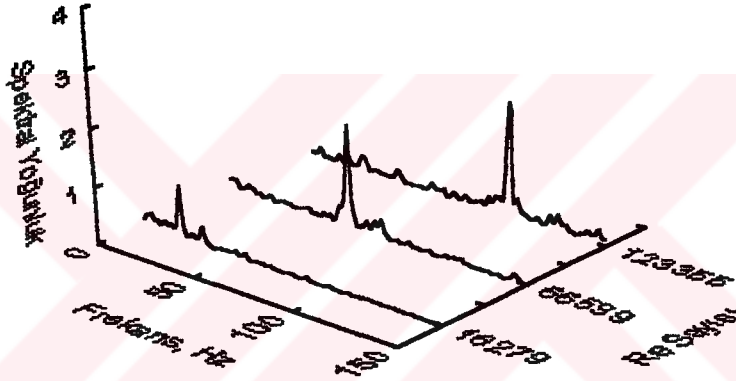
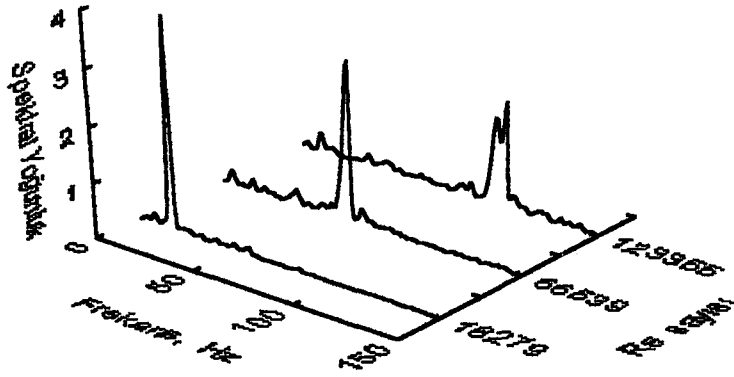
Şekil 102. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri

sayılarında ölçülen spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısına göre değişimi 3-boyutlu olarak verilmiştir. Hücum açısının vorteks kopması olayı üzerine etkileri bu şekillerde açık bir şekilde görülmektedir. Şekil 99-102'den görüldüğü üzere en şiddetli ve önemli tepeler, 30° hücum açısında elde edilmiştir. Yine bu şekillere görüldüğü gibi ikincil tepelerin ortaya çıkmadığı hücum açısı, 30° 'dir. Şekil 100 ve Şekil 102'de görüldüğü üzere, negatif y/h konumlarındaki spektral yoğunluk grafiklerindeki tepelerin genliği, pozitif y/h değerlerindekiinden daha büyüktür.

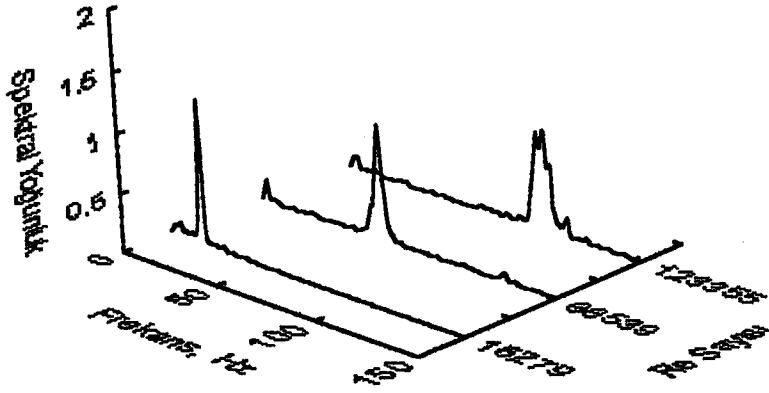
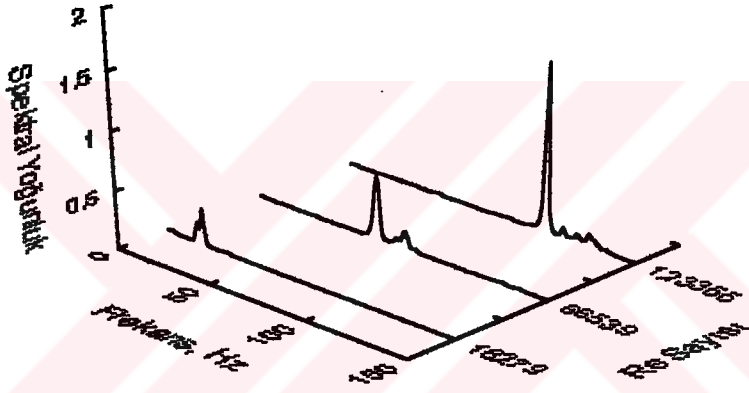
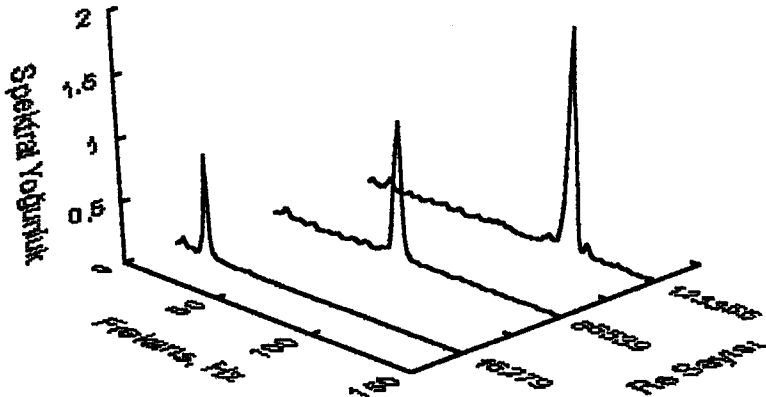
$x/h=2.2$ ve 4 istasyonlarında ve y/h'nın değişik pozitif ve negatif konumlarında farklı hücum açılarındaki ölçülen spektral yoğunluğun, frekans ve Reynolds sayısı ile değişimi 3 boyutlu olarak Şekil 103-108'de verilmiştir. Şekil 103-105'de $x/h=2.2$ istasyonu ve farklı y/h pozisyonlarındaki grafikler verilmiş olup bu şekiller incelendiğinde, akım doğrultusuna dik yönde y/h'nın 0.5 değerinde elde edilen (Şekil 103) tepelerin şiddeti, y/h'nın 1.5 değerindekilerden (Şekil 104) daha büyük çıkmıştır. Buna benzer olarak y/h'nın negatif değerlerinde elde edilen Şekil 105'deki grafikler incelendiğinde, $y/h=-0.5$ konumunda oluşan tepelerin $y/h=-1.5$ konumunda meydana gelen tepelerden daha şiddetli ve etkili olduğu görülmektedir. $x/h=4$ istasyonuna ait Şekil 106-108'deki grafikler incelendiğinde, y/h'nın pozitif ve negatif değerlerinde, yine etkili ve önemli tepeler 30° hücum açısında elde edilmiştir. Ayrıca Reynolds sayısı artarken kopma frekansının (shedding frequency) da arttığı bu şekillerden görülmektedir.

Kare model yüzeyinde, 0° hücum açısında 4 ve 6 no'lu prizlerde (Şekil 21) ölçülen basınçlarla ilgili spektral grafikler de elde edilmiş, fakat basınç spektrasından vorteks kopması olayı elde edilemediğinden, ilgili grafikler burada verilmemiştir.

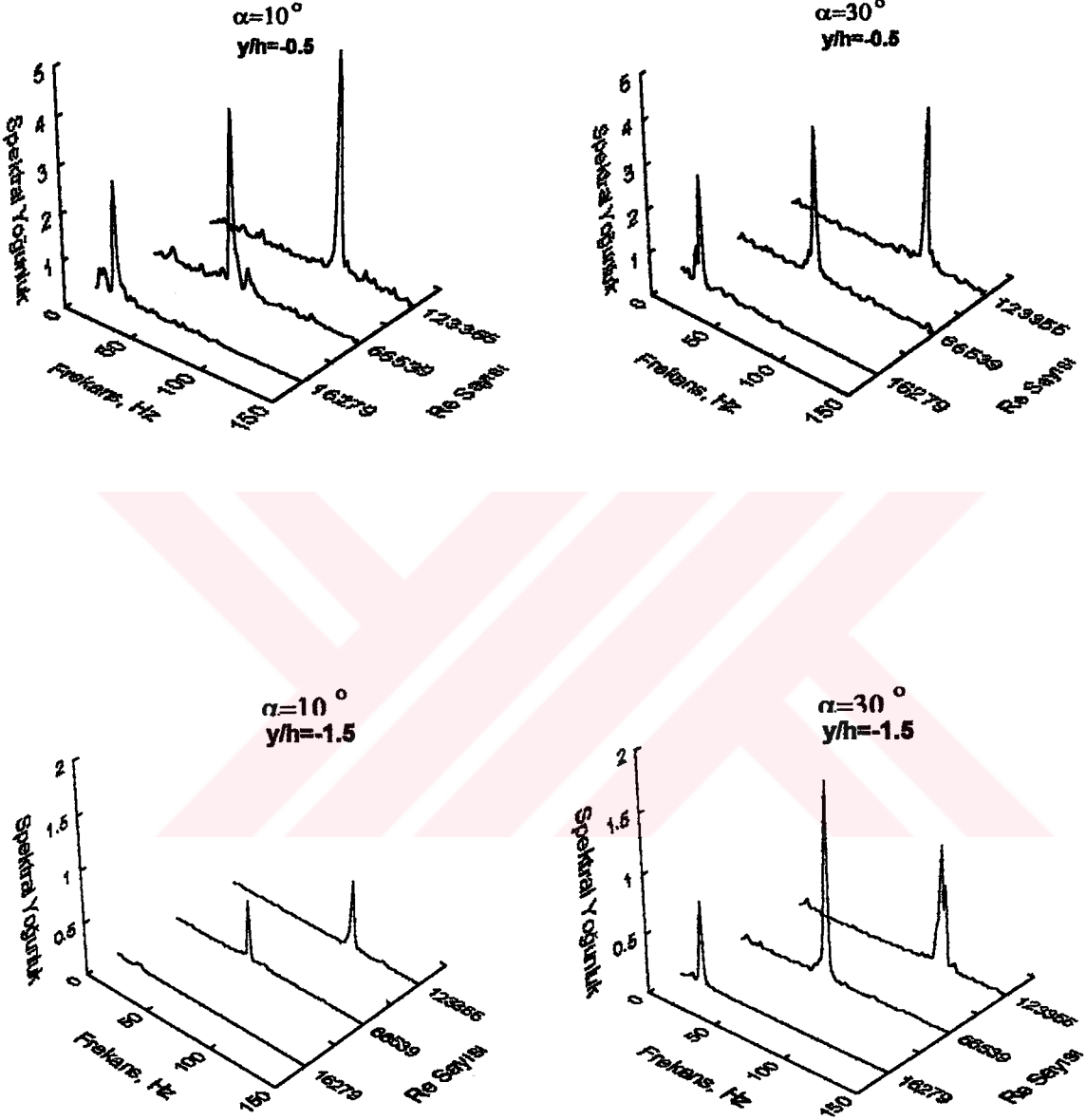
Şekil 109-112'de $x/h=2.2$ ve 4 istasyonlarında, değişik hücum açıları ve farklı y/h konumları için hesaplanan Strouhal sayılarının Reynolds sayısı ile değişimleri verilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü üzere, elde edilen Strouhal sayıları 0.1 ile 0.2 arasında değerler almaktadır. Şekil 113'de, sökonusu kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda ve 0° hücum açısında elde edilen Strouhal Sayısı değerleri, blokaj oranları farklı da olsa Obasaju [45], Okajima [43] ve Mukhopadhyay ve arkadaşlarının [52] yaptıkları çalışmalarda elde ettikleri sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Şekil 114-115'de dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirler için "blokaj oranı"nın Strouhal sayısına etkileri görülmektedir. Buna göre artan blokaj oranı ile Strouhal sayısı değerleri de artmaktadır. Burada dikkati çeken bir başka husus da, aynı hidrolik çapa ve blokaj oranına sahip dairesel kesitli silindire ($D/H=0.1094$) ait Strouhal sayısı



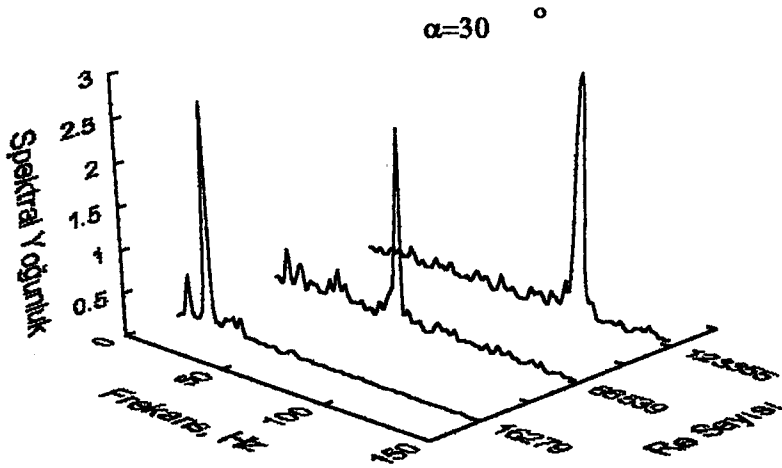
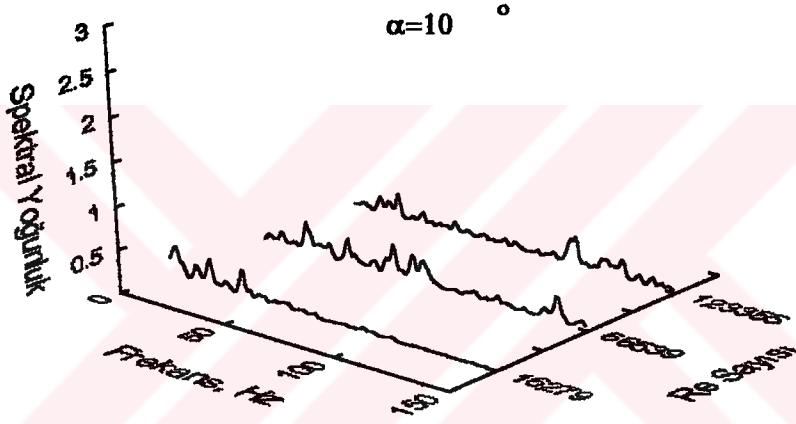
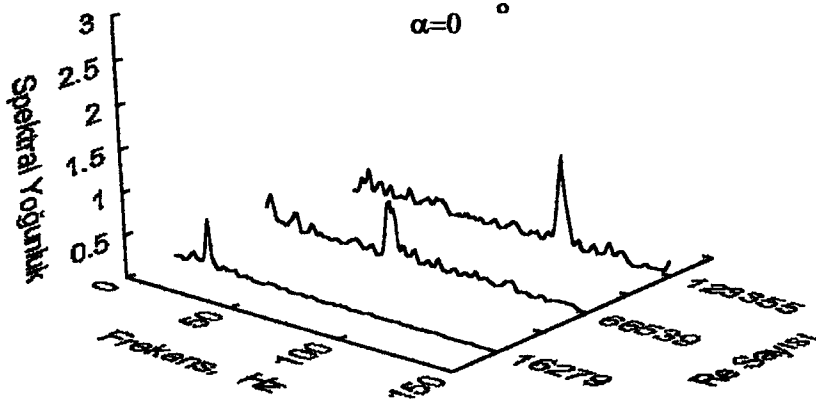
Şekil 103. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısı ile değişimleri

$\alpha=0^\circ$  $\alpha=10^\circ$  $\alpha=30^\circ$ 

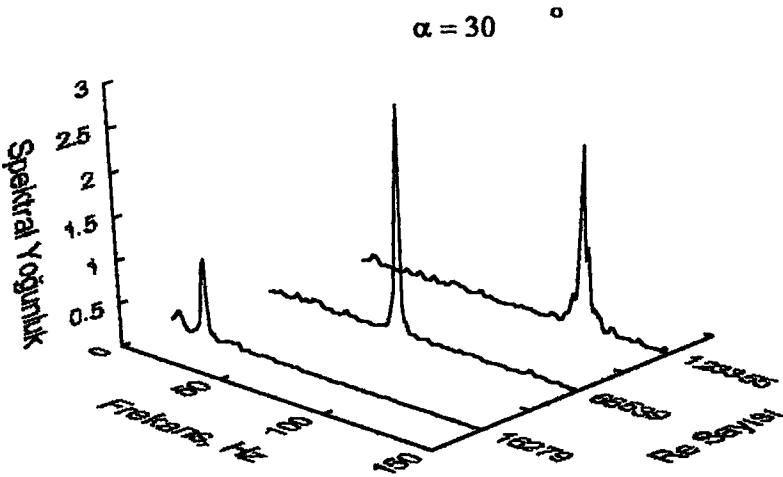
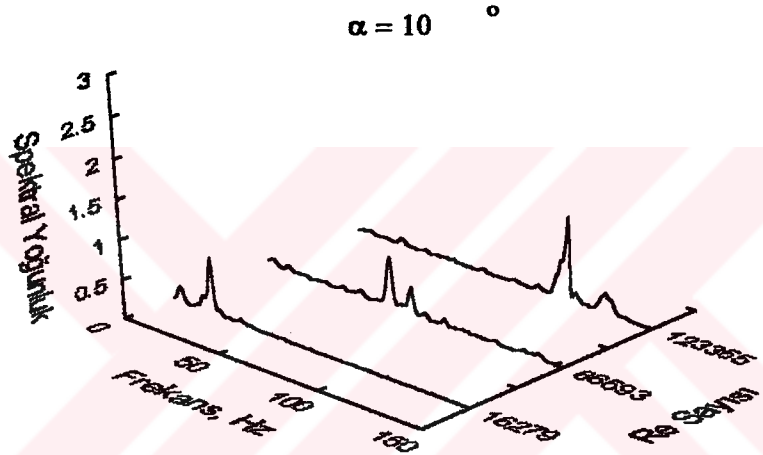
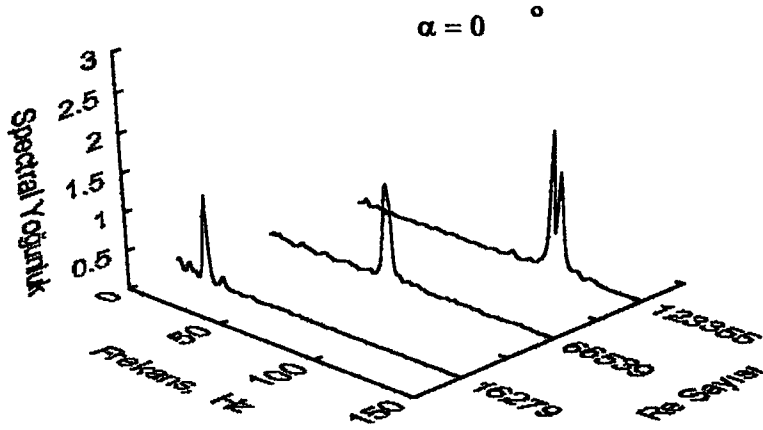
Şekil 104. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısı ile değişimleri



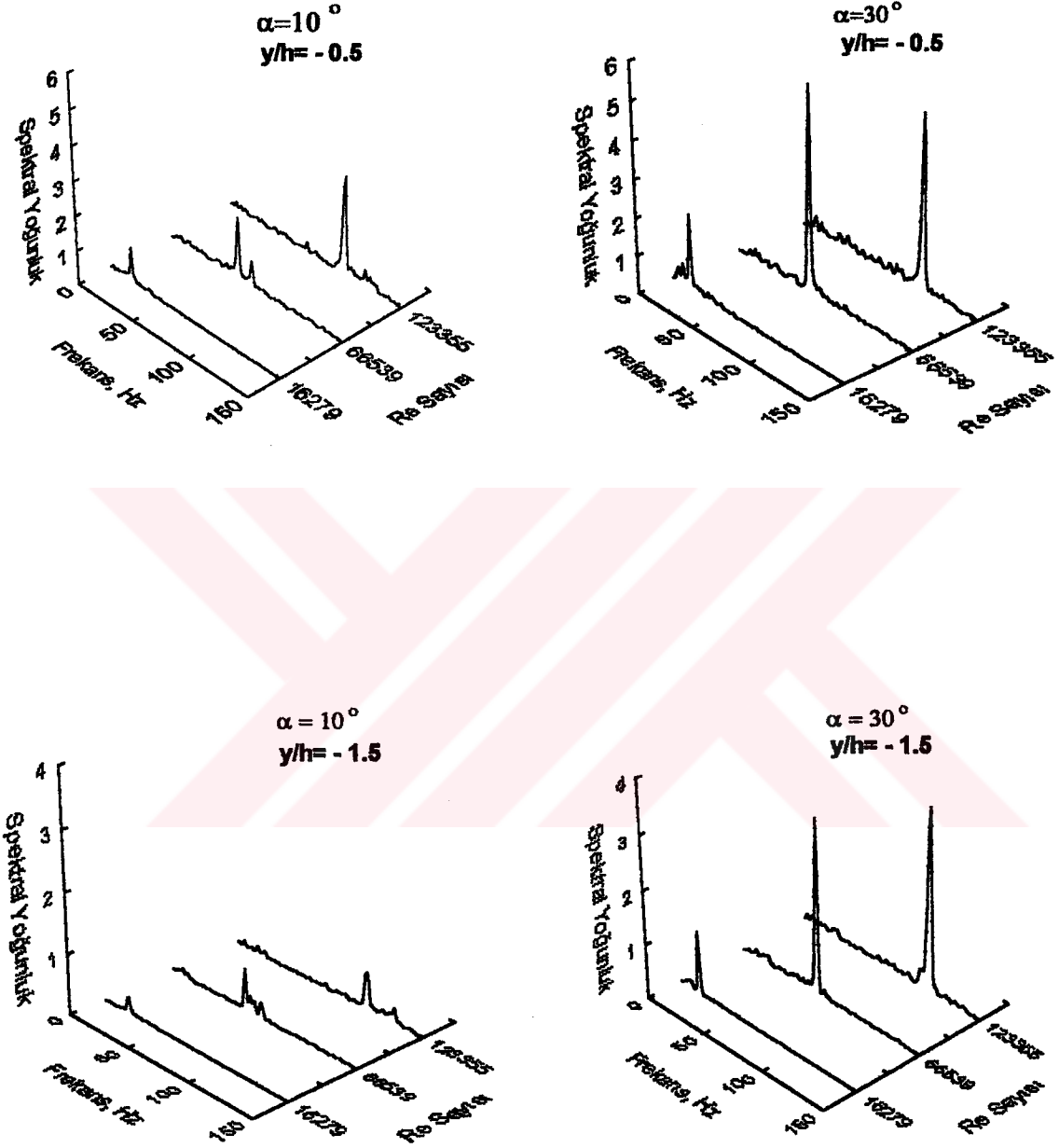
Şekil 105. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi



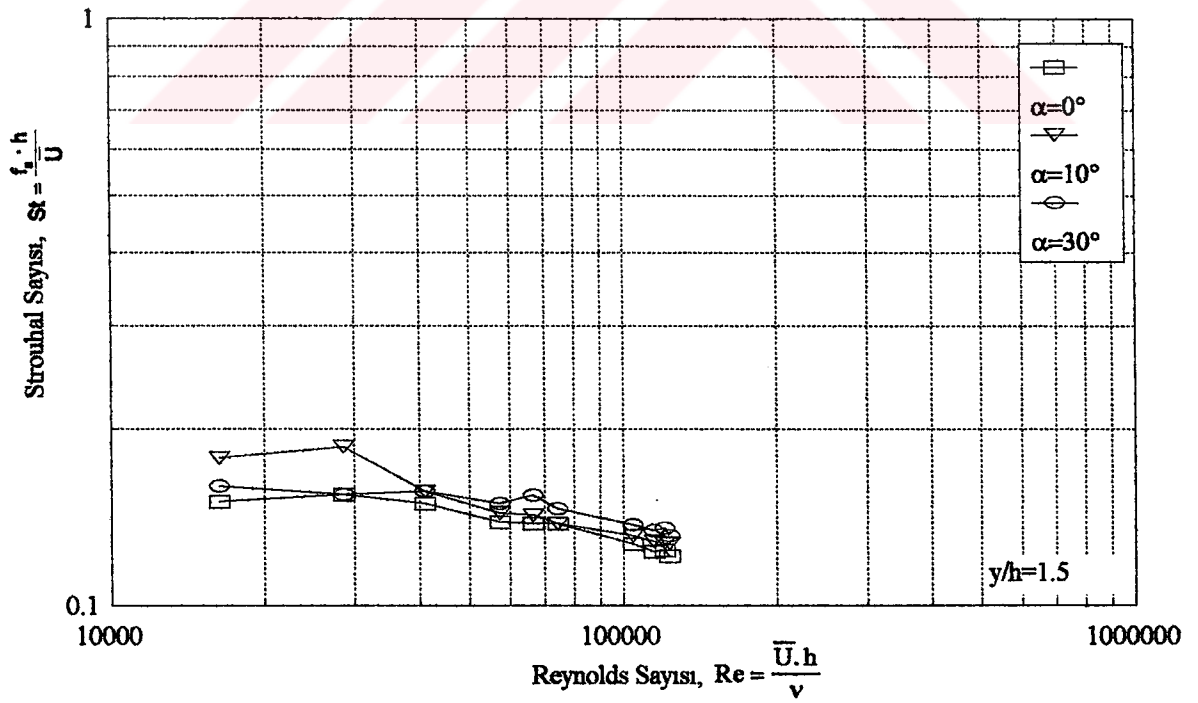
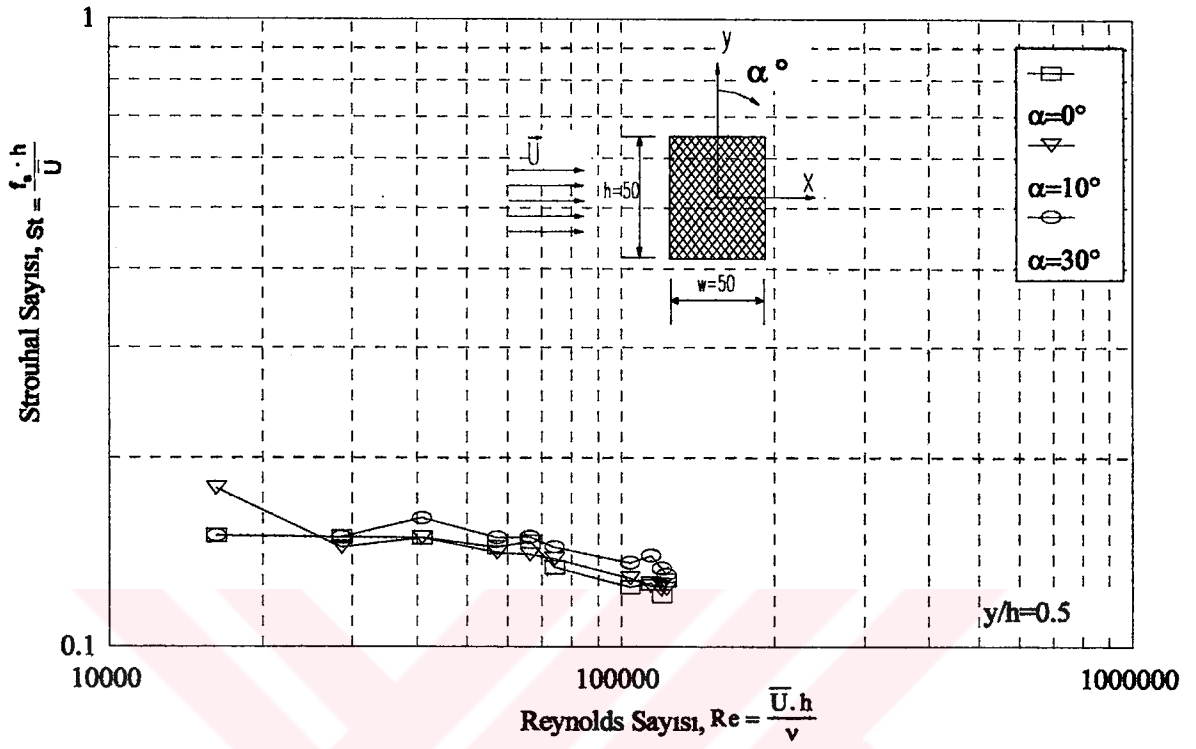
Şekil 106. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi



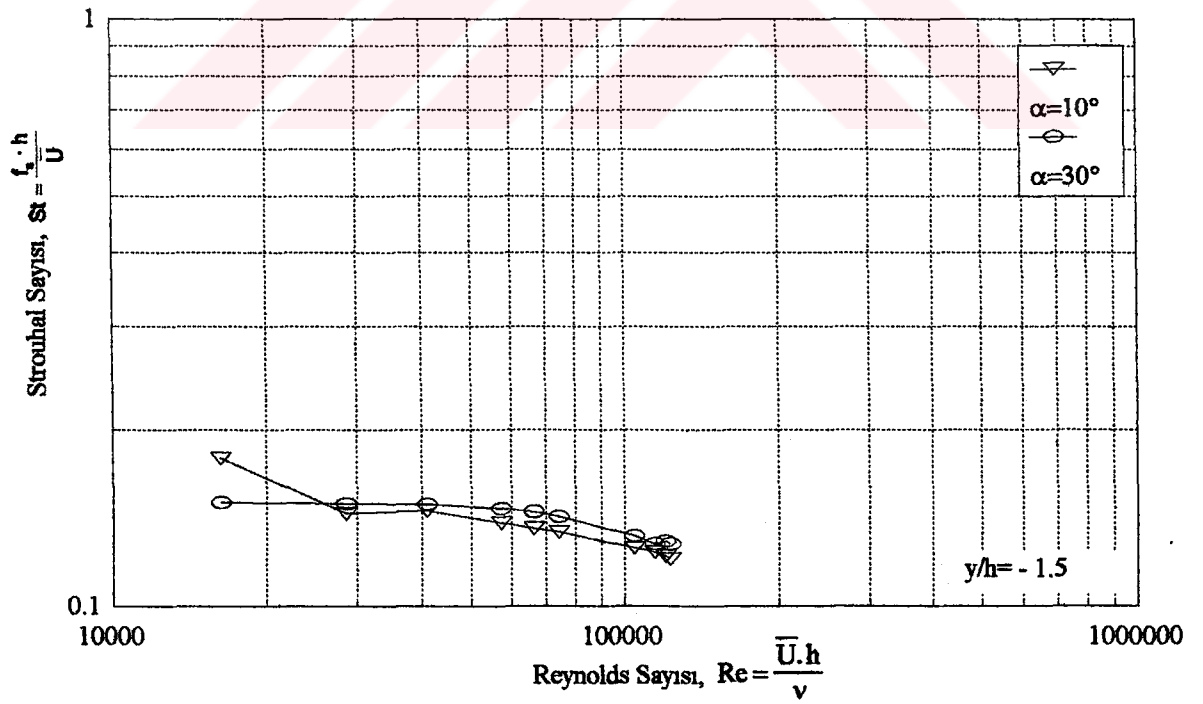
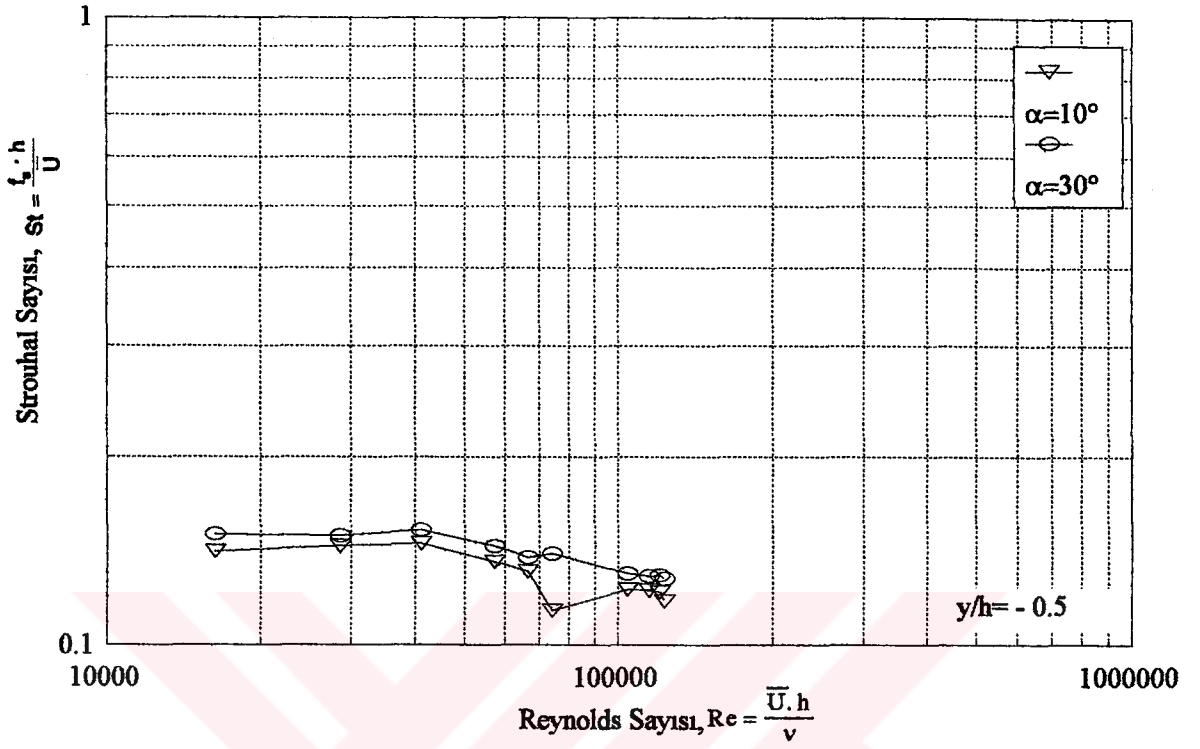
Şekil 107. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda değişik hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi



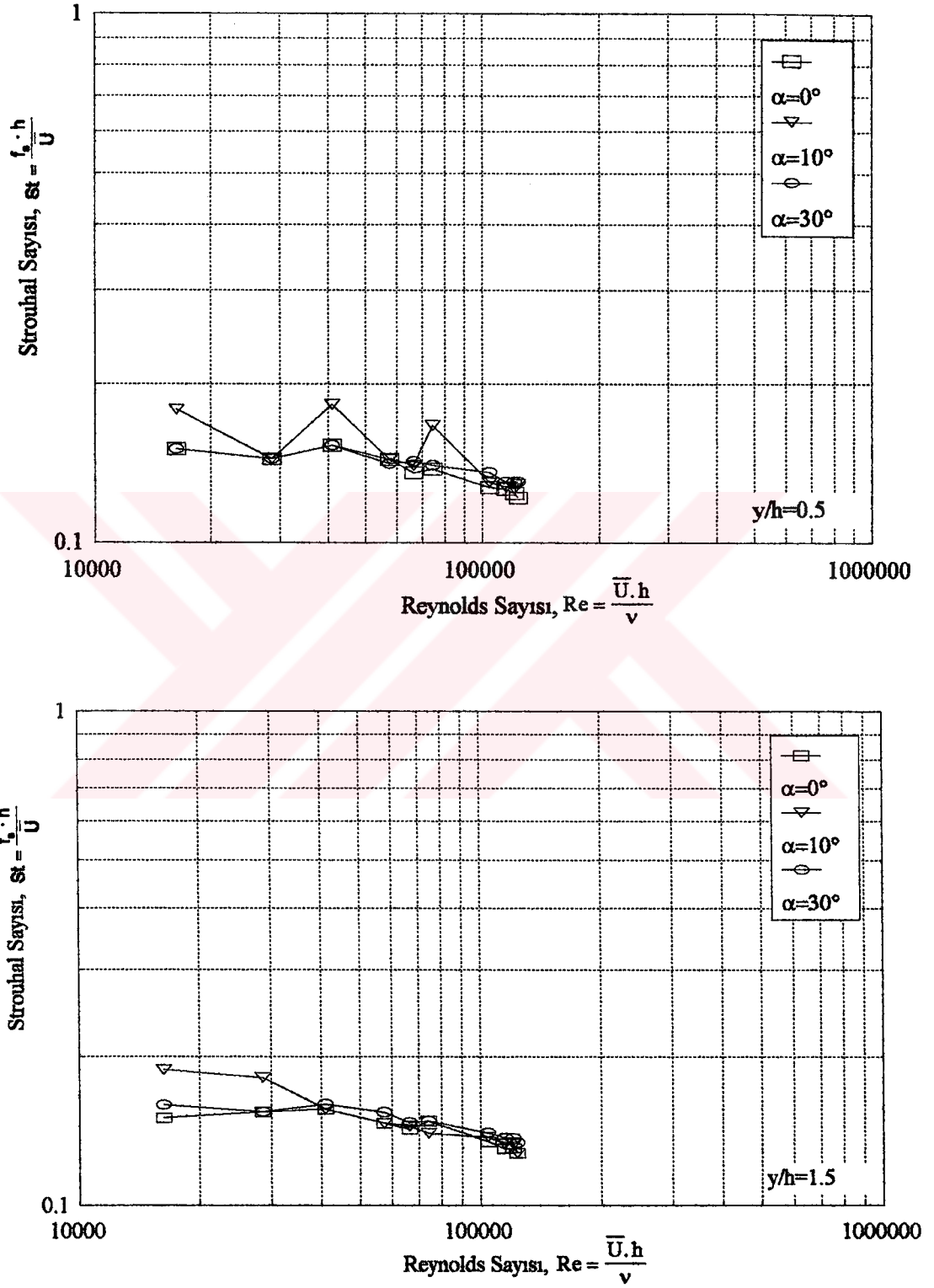
Şekil 108. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında spektral yoğunluğun frekans ve Reynolds sayısına göre değişimi



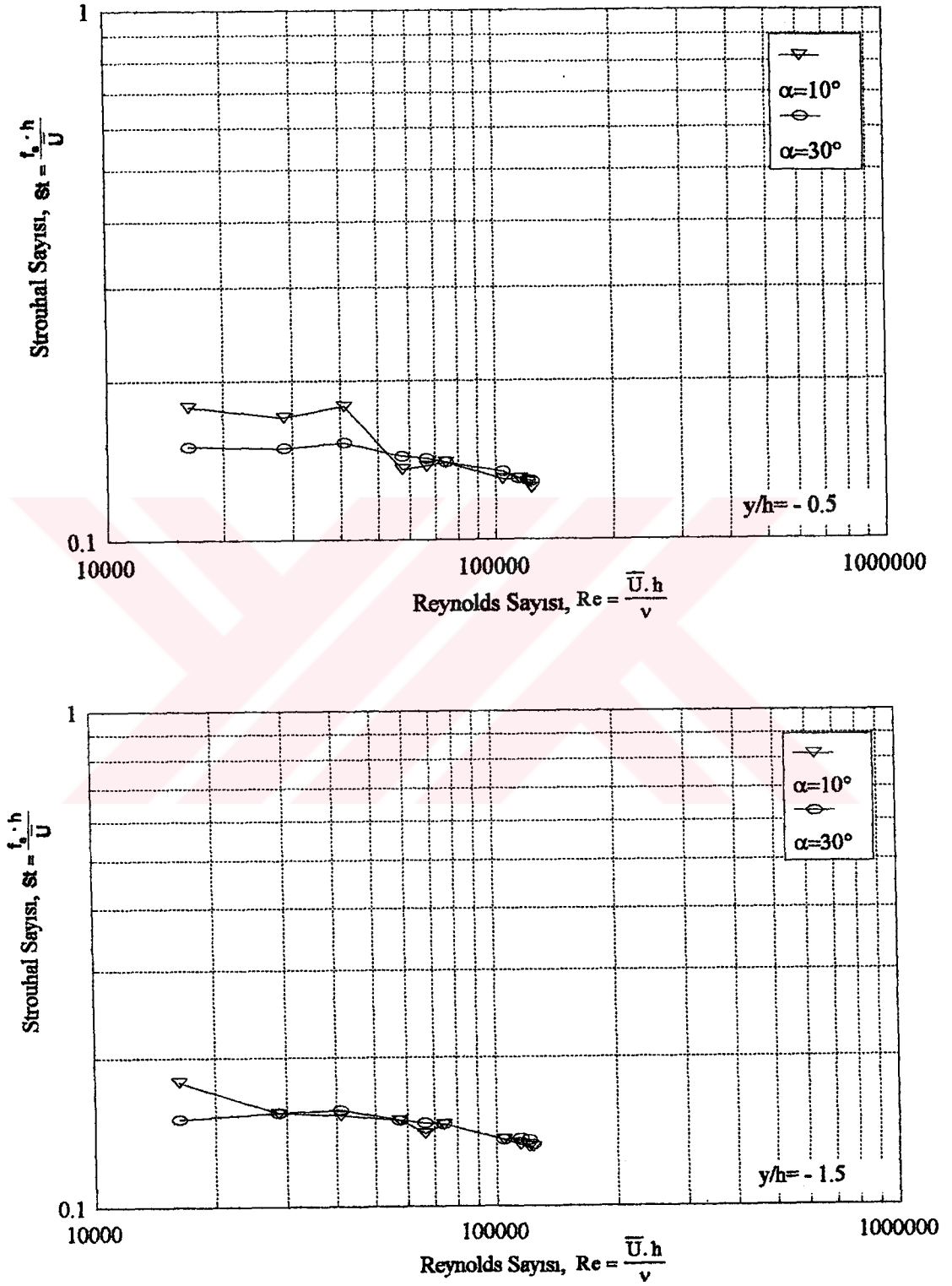
Şekil 109. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



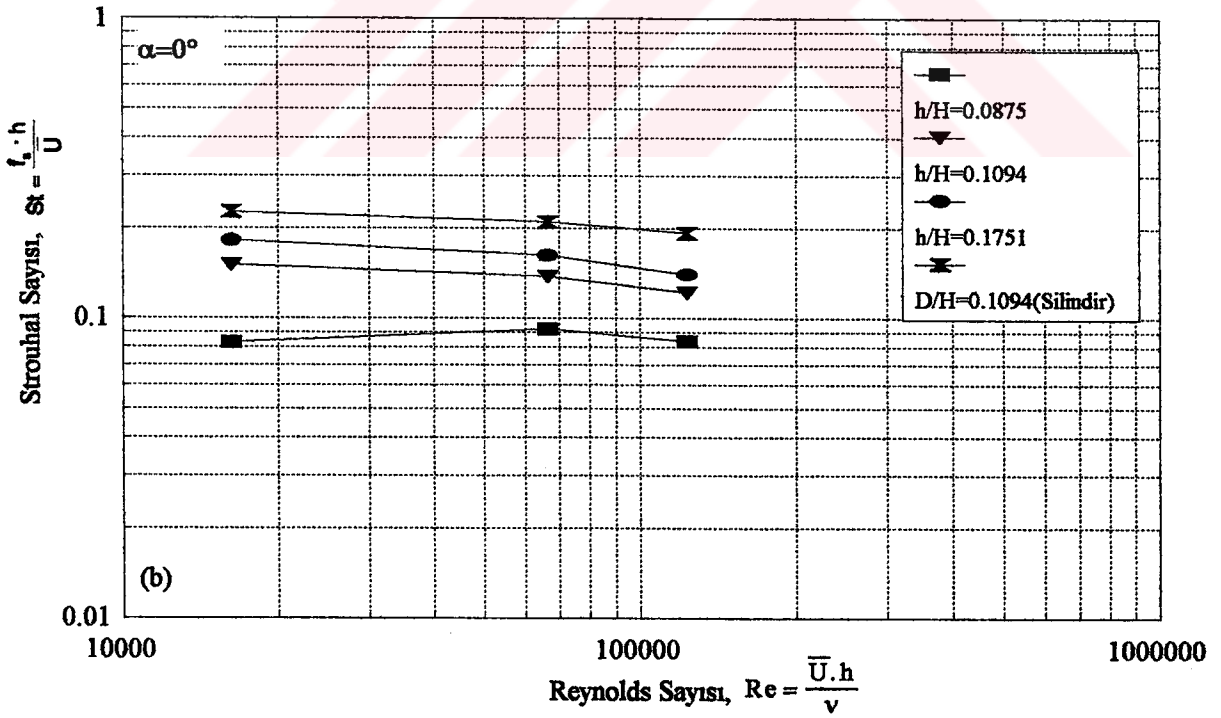
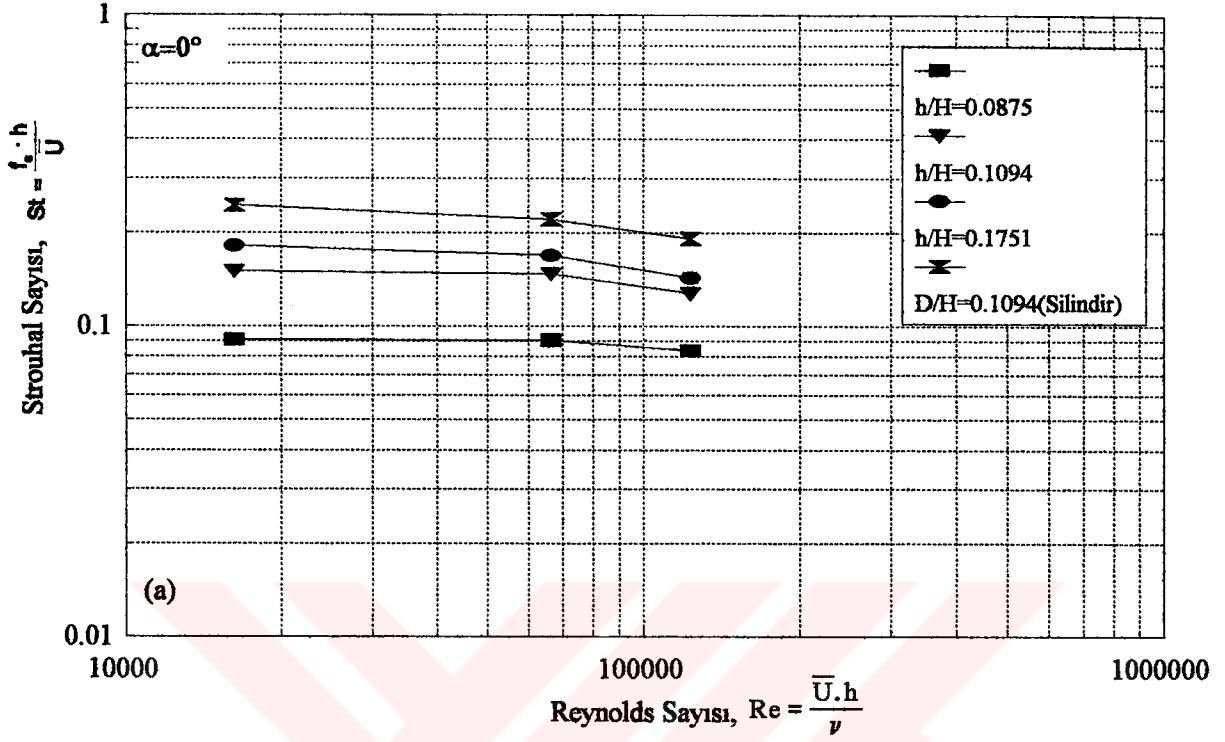
Şekil 110. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik negatif y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



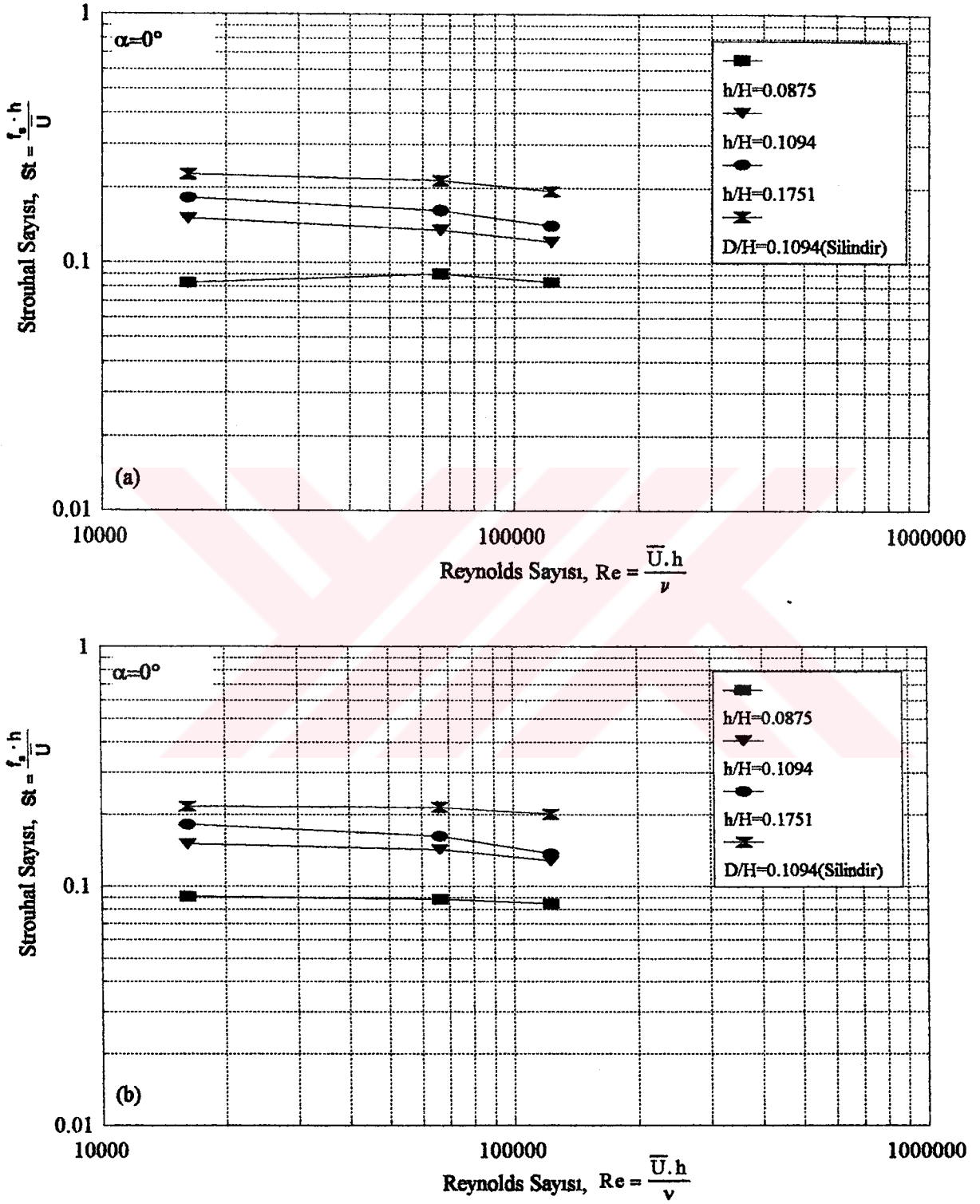
Şekil 111. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda ve değişik y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



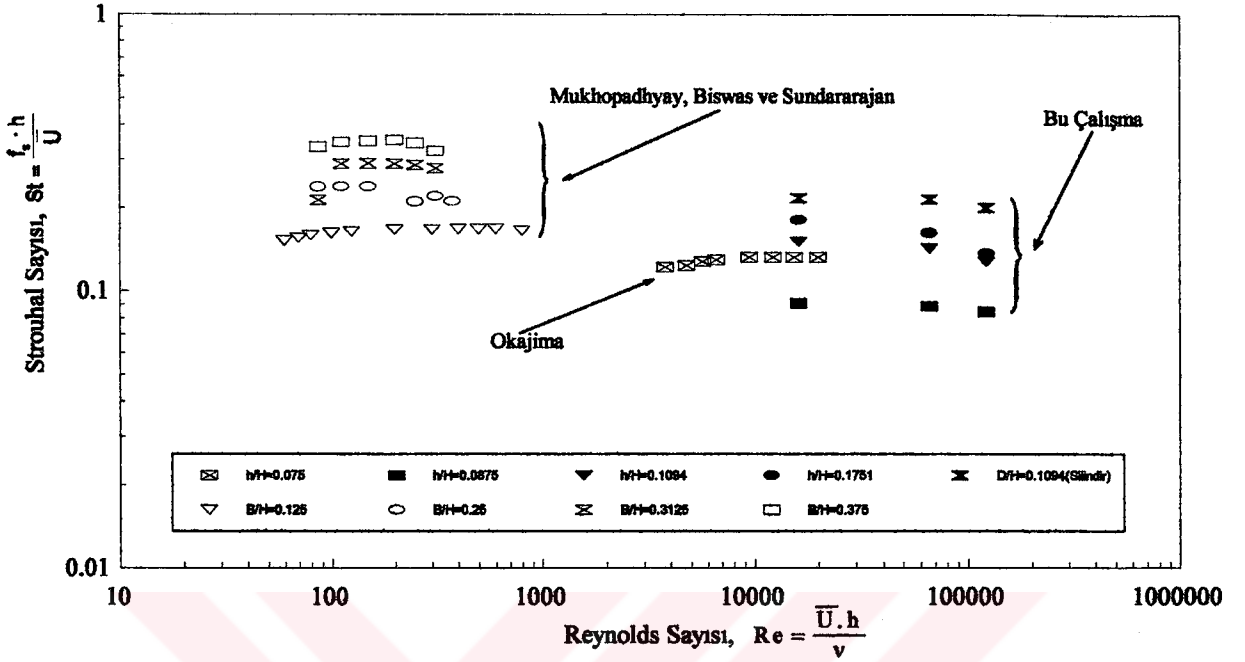
Şekil 112. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda ve değişik negatif y/h konumlarında Strouhal sayısının Reynolds sayısı ile değişimi



Şekil 114. 0° hücum açısında a) $x=11\text{cm}$, $y=2.5\text{cm}$, b) $x=11\text{cm}$, $y=7.5\text{cm}$ konumlarında dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirlere blokaaj oranının Strouhal sayısına etkisi



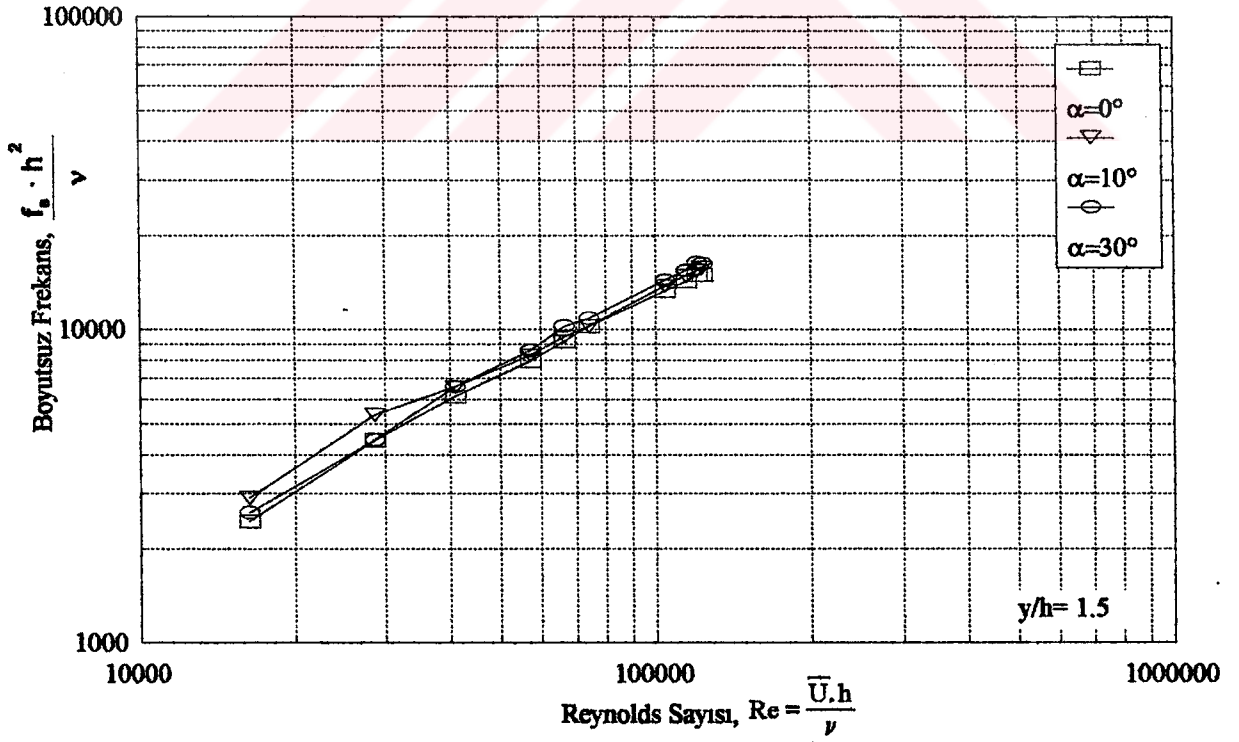
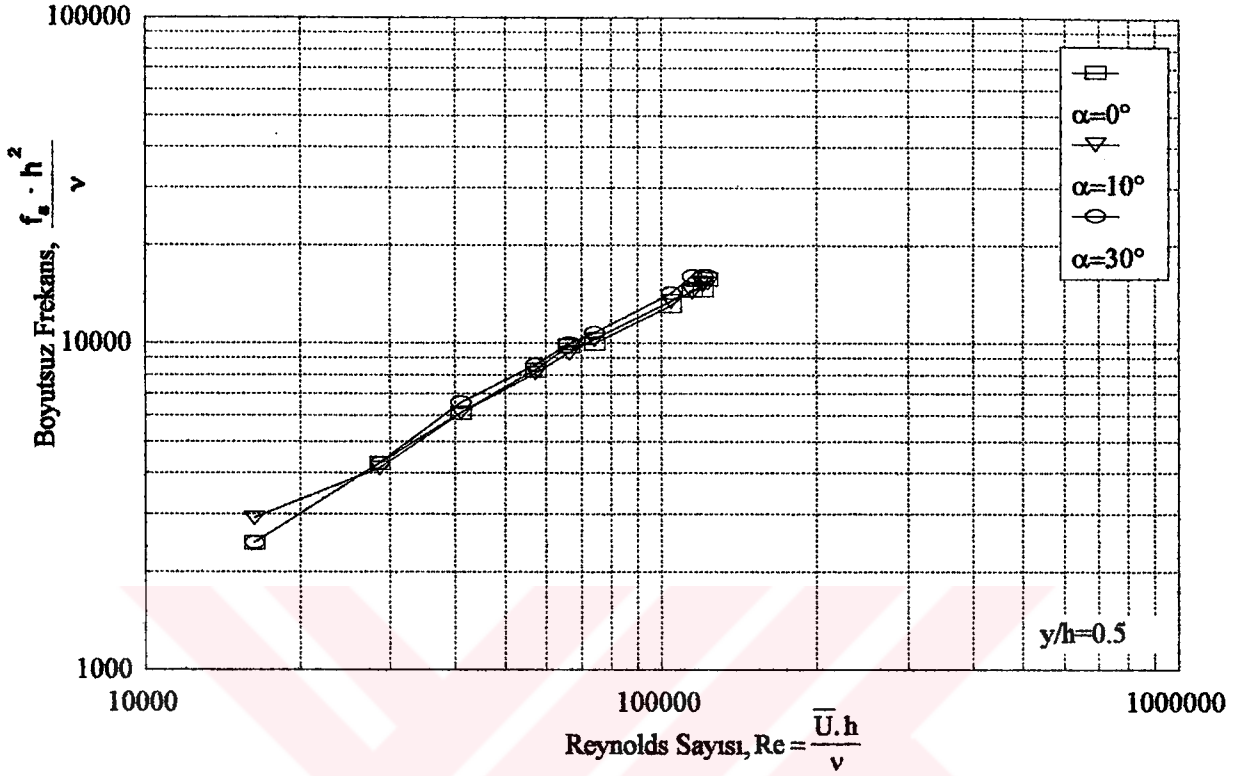
Şekil 115. 0° hücum açısında: a) $x=20\text{cm}, y=2.5\text{cm}$, b) $x=20\text{cm}, y=7.5\text{cm}$ konumlarında dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirlere blokaj oranının Strouhal sayısına etkisi



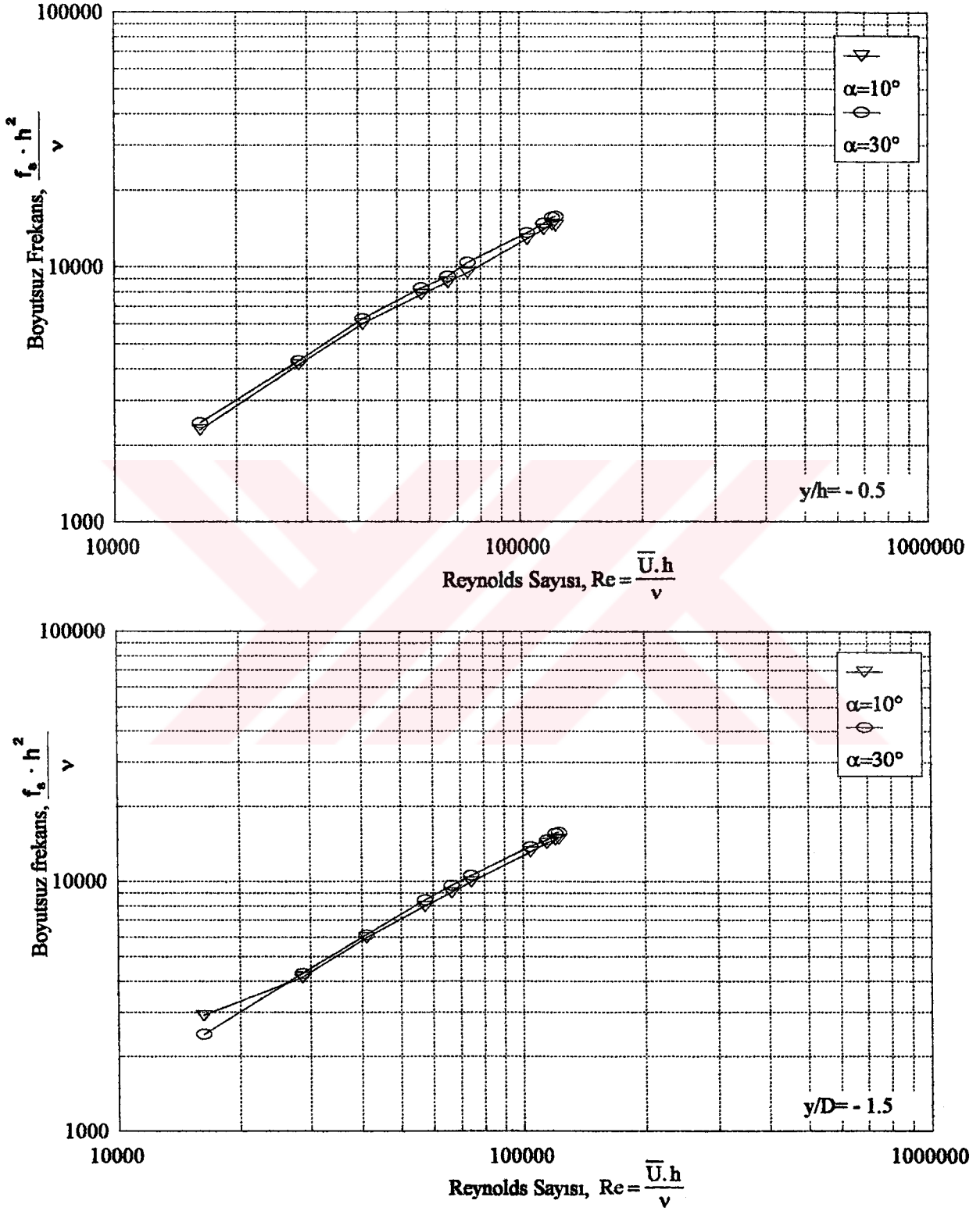
Şekil 116. 0° hücum açısında $x=20\text{cm}$, $y=2.5\text{cm}$ konumunda kare ve dikdörtgen kesitli silindirler için elde edilmiş Strouhal sayısı değerlerinin blokaj etkisi açısından literatür ile karşılaştırılması

(power-spectrum) grafikleri çizilmiştir. Bu grafiklerde de görüldüğü üzere spektral yoğunluk grafiklerinde olduğu gibi, vorteks-kopması (shedding) olayının meydana geldiği frekanslarda tepeler oluşmaktadır.

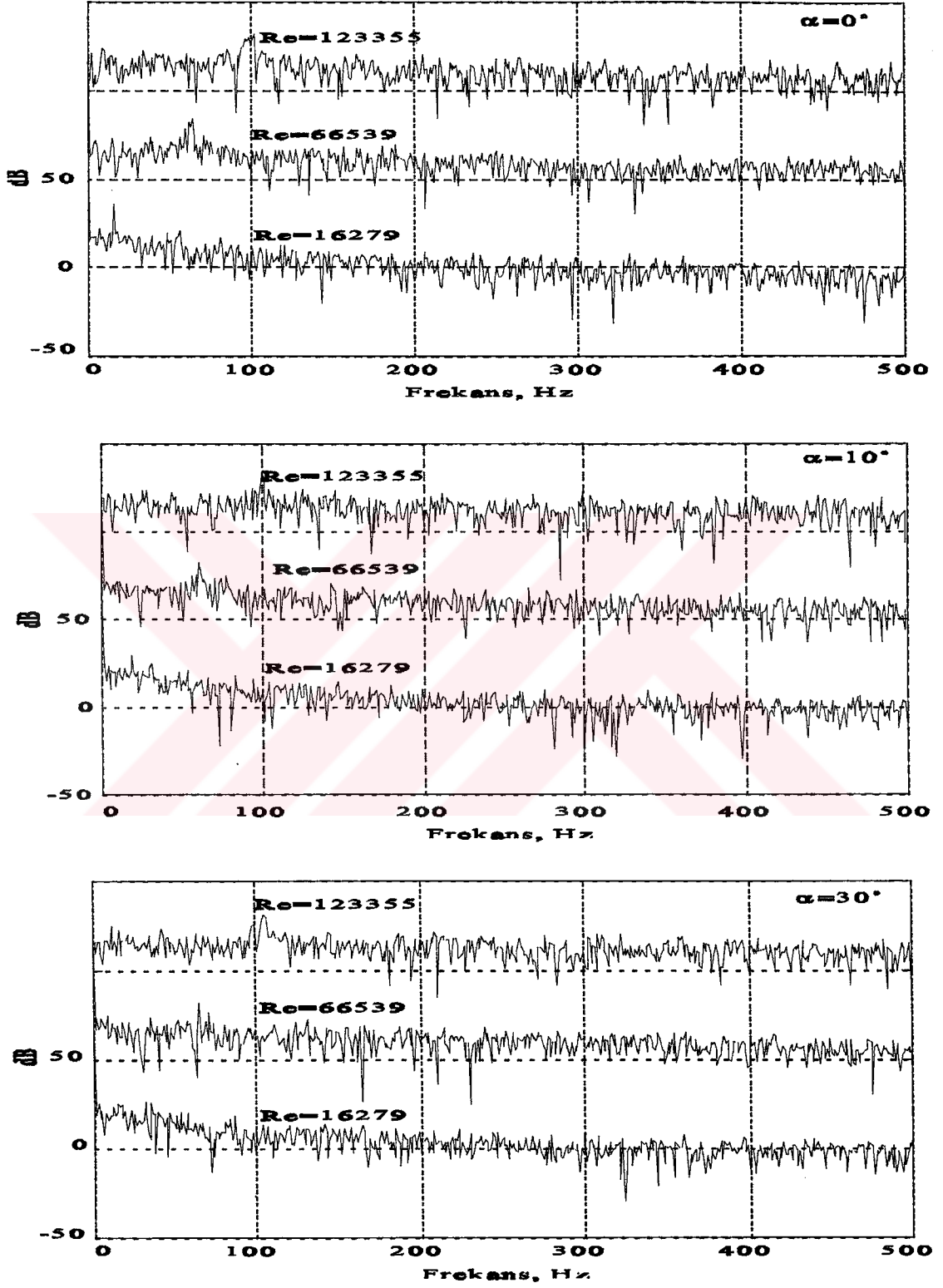
Kare model arkasında $x/h=2.2$ ve 4 istasyonlarında, $y/h=0.5$ ve 1.5 konumlarında ve hücum açısının 0° , 10° ve 30° değerleri için yapılan ölçümlerden elde edilen otokorelasyon grafikleri Şekil 123-130'da verilmiştir. Şekil 123-125'de $x/h=2.2$ istasyonunda, değişik hücum açılarında ve farklı pozitif y/h değerlerindeki otokorelasyon fonksiyonları çizilmiştir. Bu üç şekilde görüldüğü üzere, 0° hücum açısında $y/h=0.5$ ile $y/h=1.5$ konumlarındaki otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri hemen hemen birbirine eşit iken, hücum açısı 0° 'den 30° 'ye artırıldığında $y/h=0.5$ 'deki fonksiyonların genliklerinin $y/h=1.5$ 'daki değerlere göre bariz bir şekilde azaldığı görülmüştür. Aynı $x/h=2.2$ istasyonunda fakat negatif y/h değerleri için Şekil 126-127'de çizilen grafikler incelendiğinde 10° ve 30° hücum açılarında $y/h=-0.5$ ve -1.5 pozisyonlarında elde edilen otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri (şiddetleri) ise birbirine



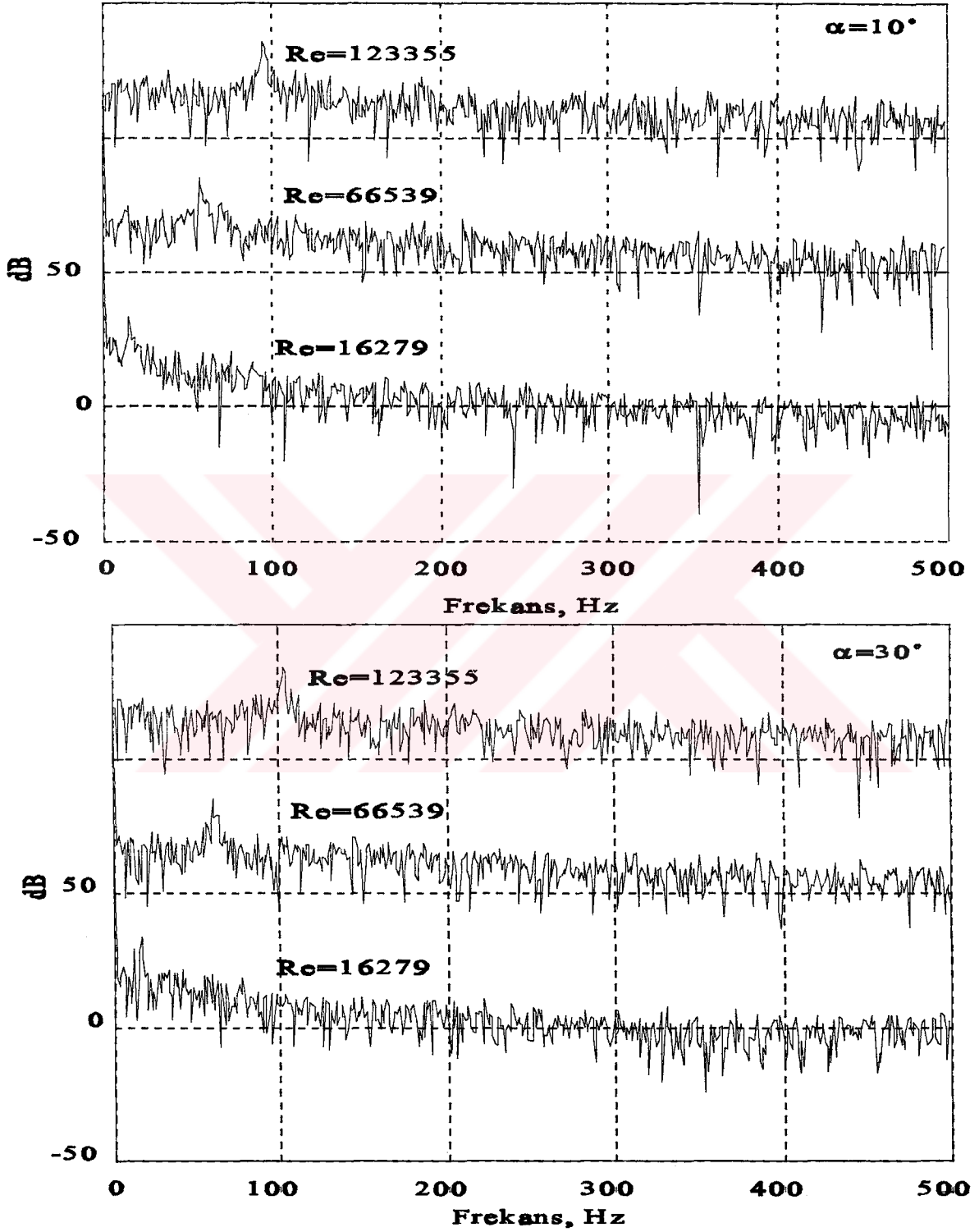
Şekil 117. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik y/h konumlarında boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



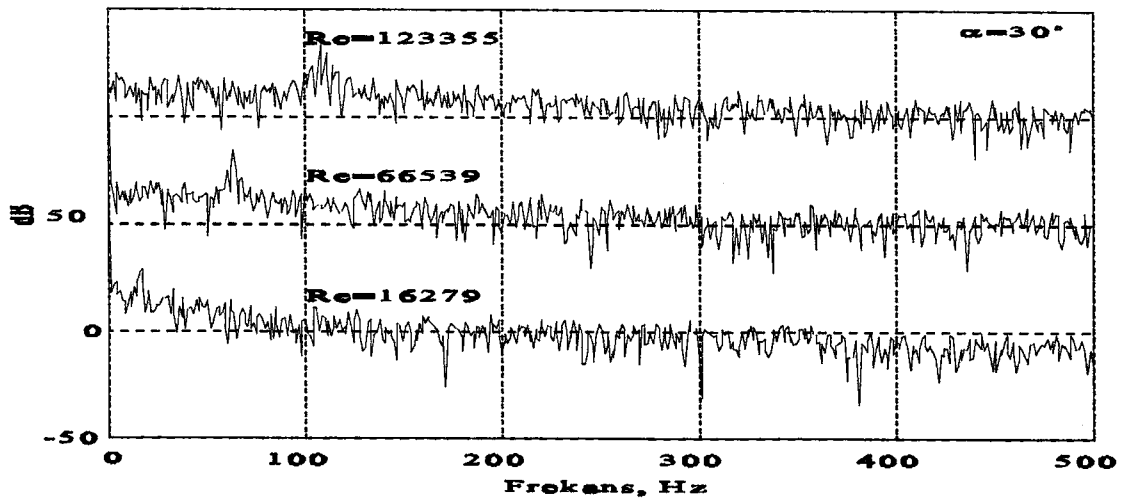
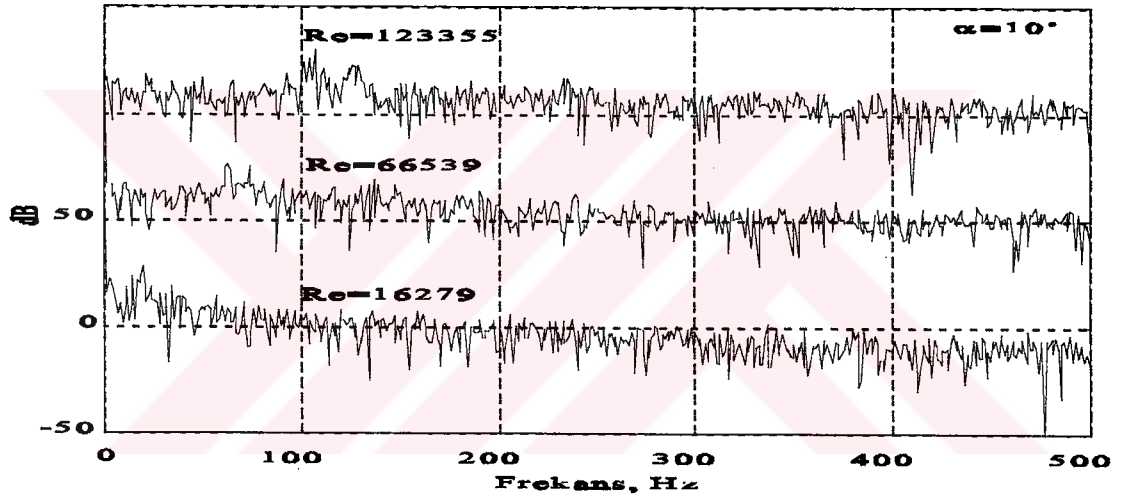
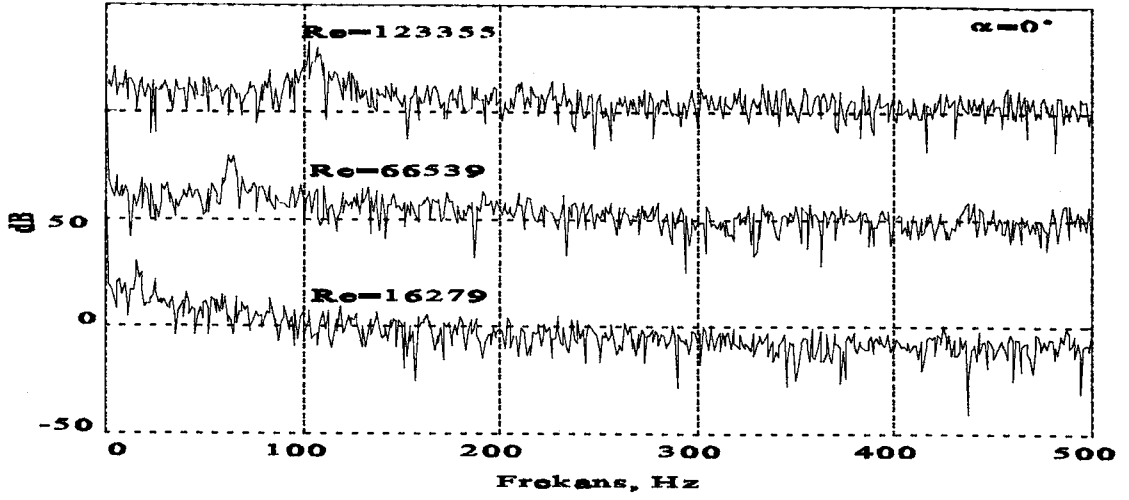
Şekil 118. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda ve değişik negatif y/h konumlarında boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



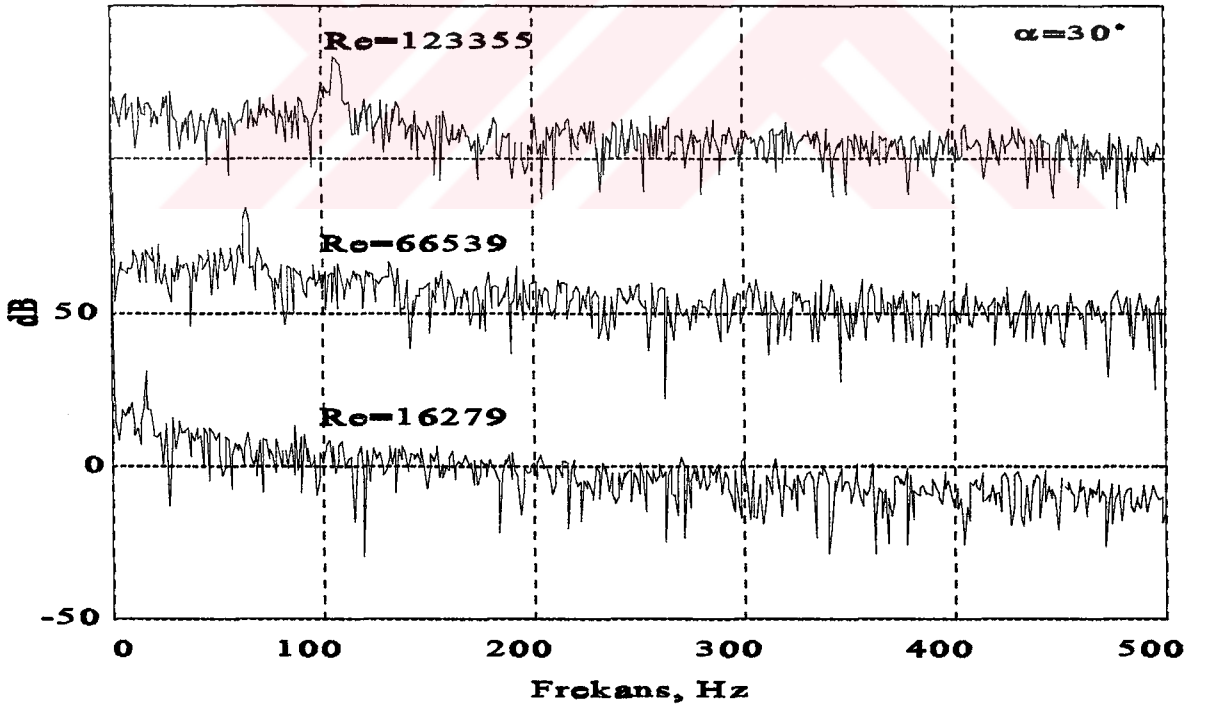
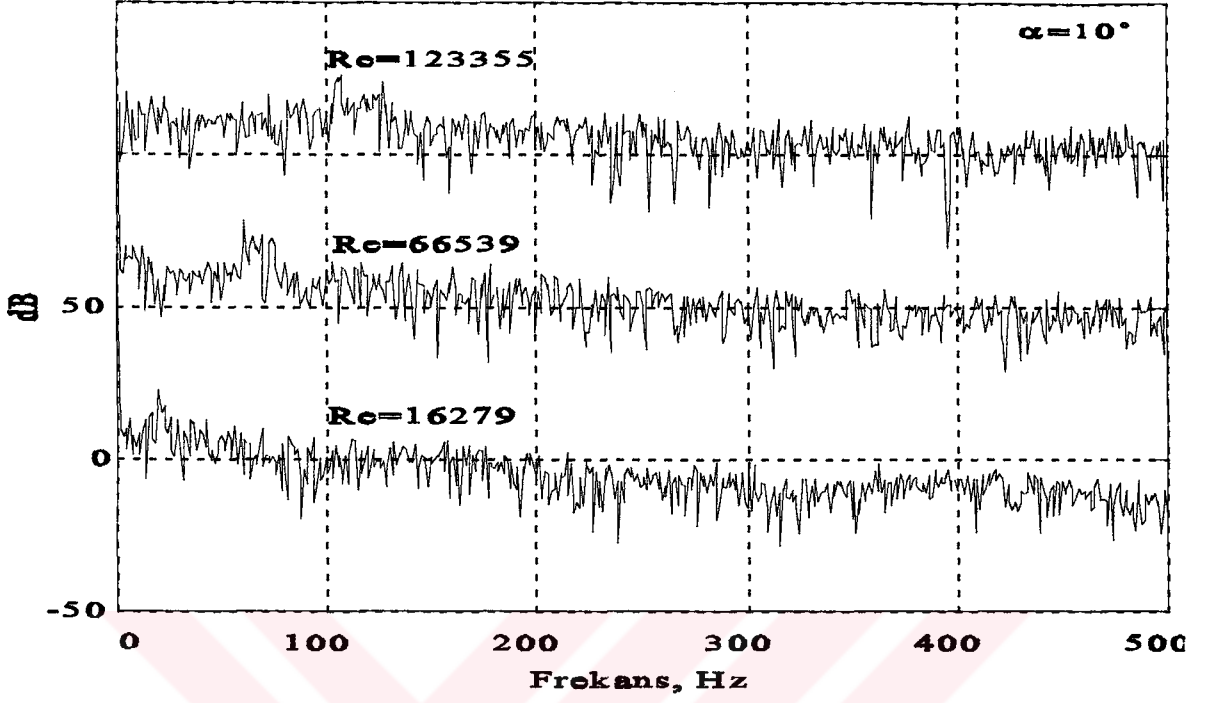
Şekil 119. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda, değişik hücum açılarında ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri



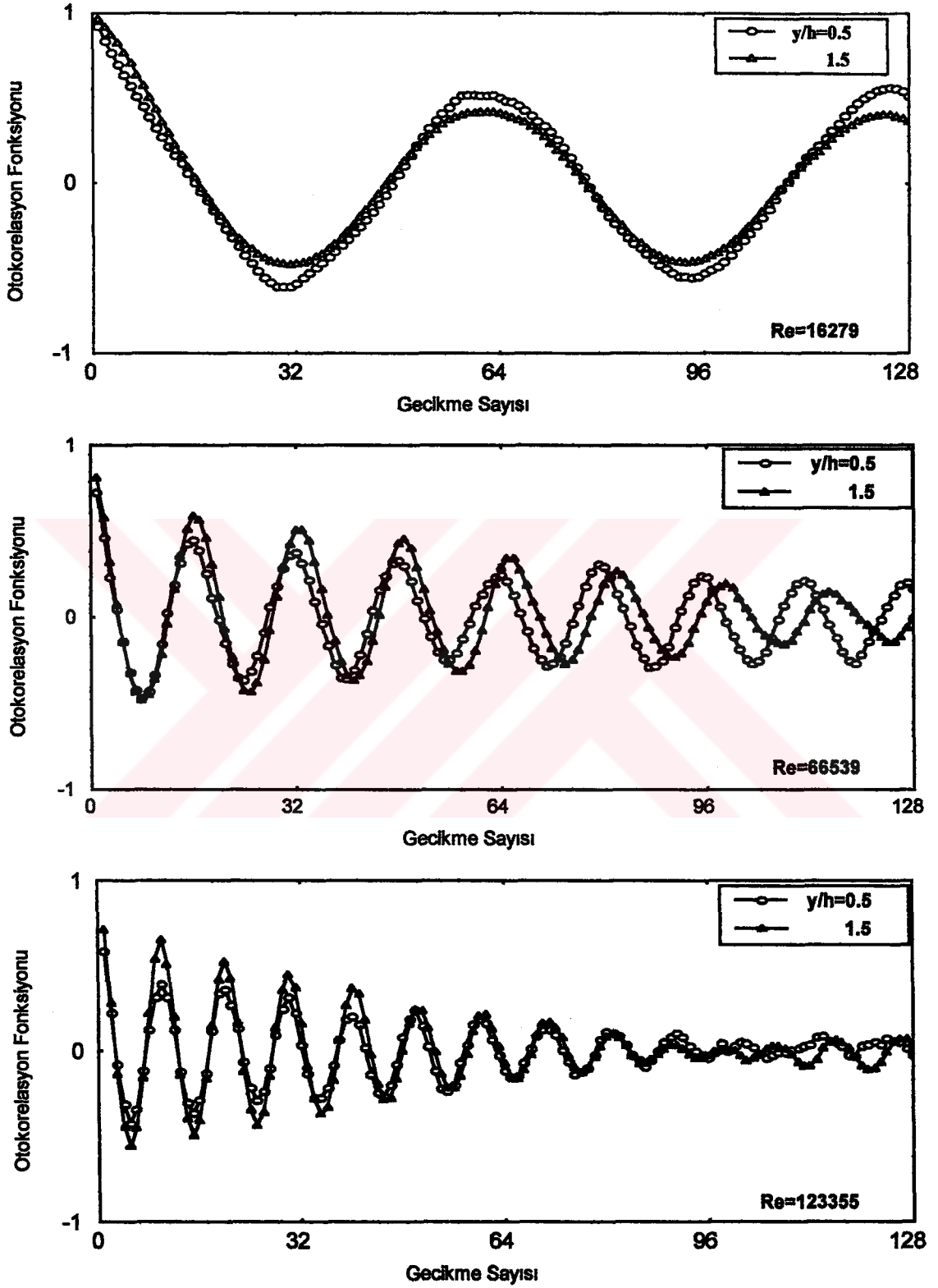
Şekil 120. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda, değişik hücum açılarında ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri



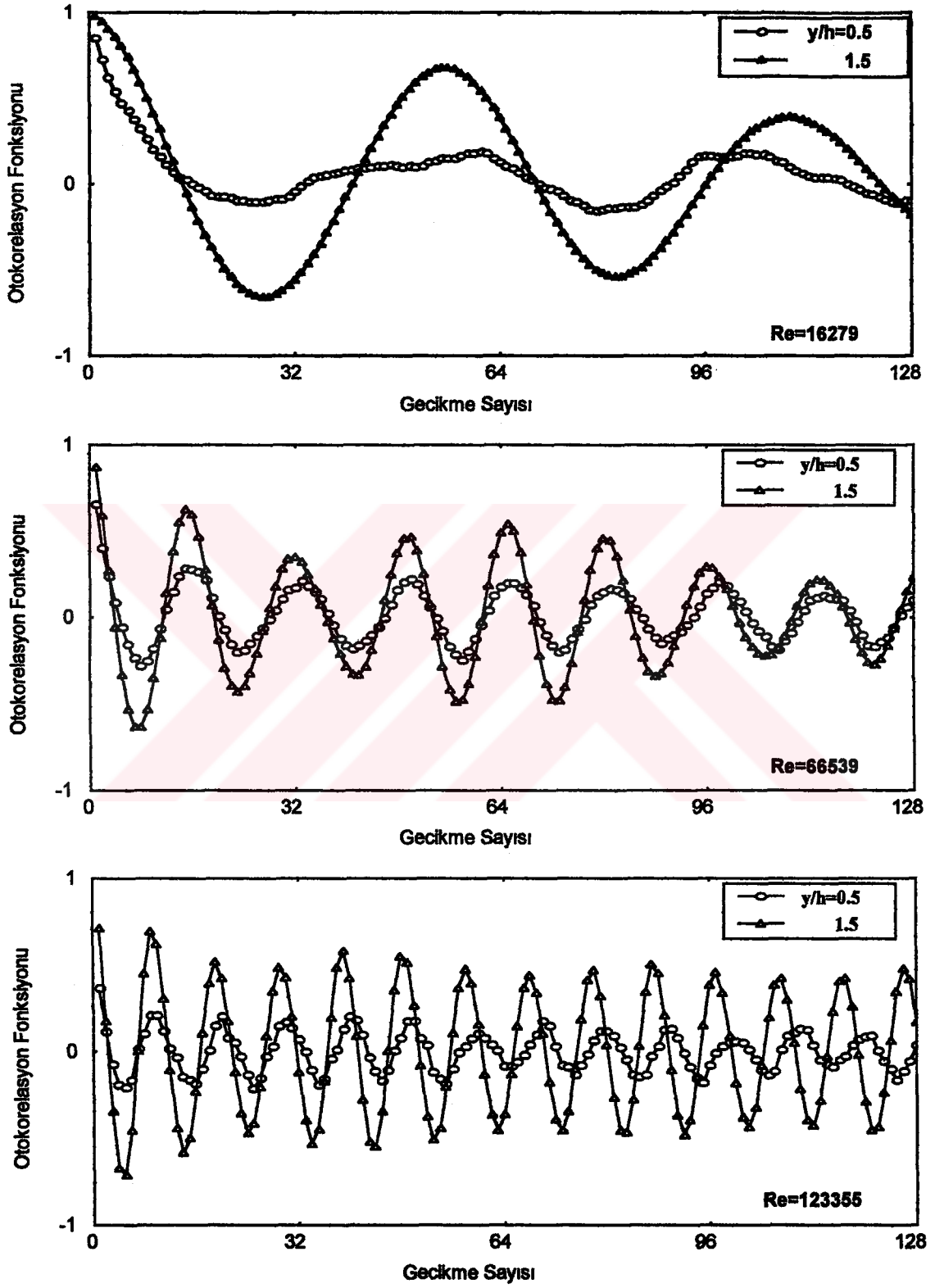
Şekil 121. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda, değişik hücum açılarında ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri



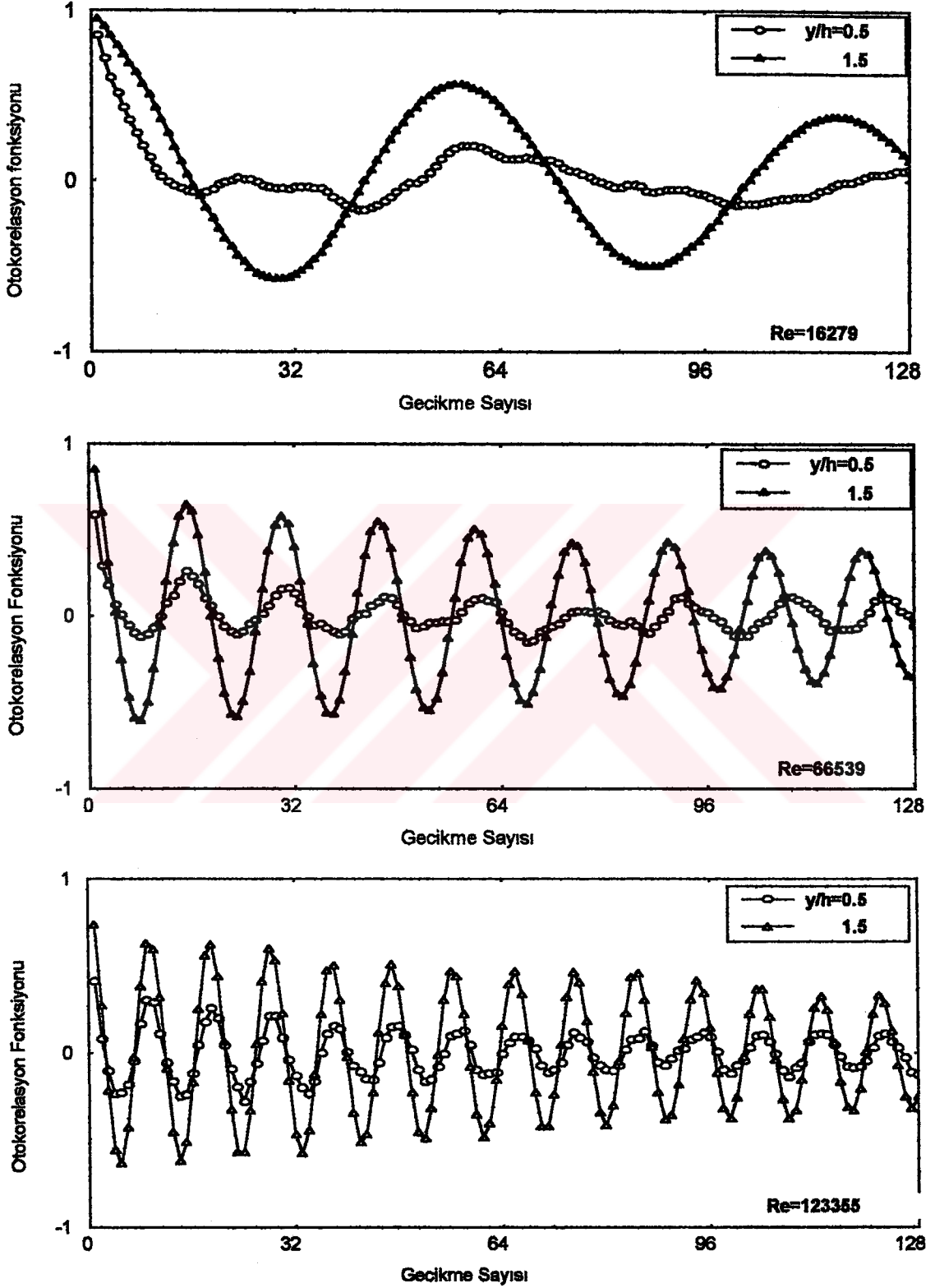
Şekil 122. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında güç spektrum grafikleri



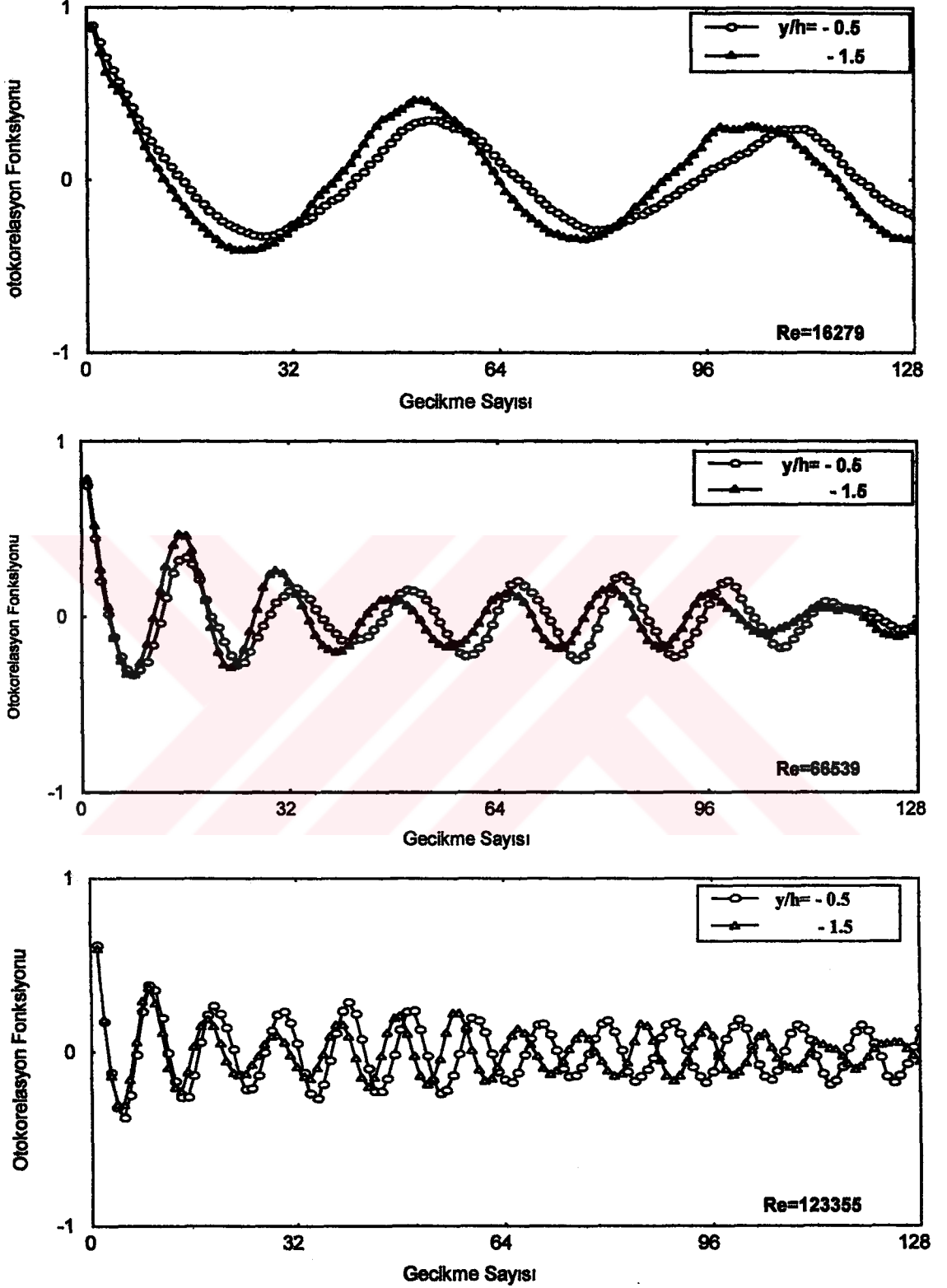
Şekil 123. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 0° hüçüm açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



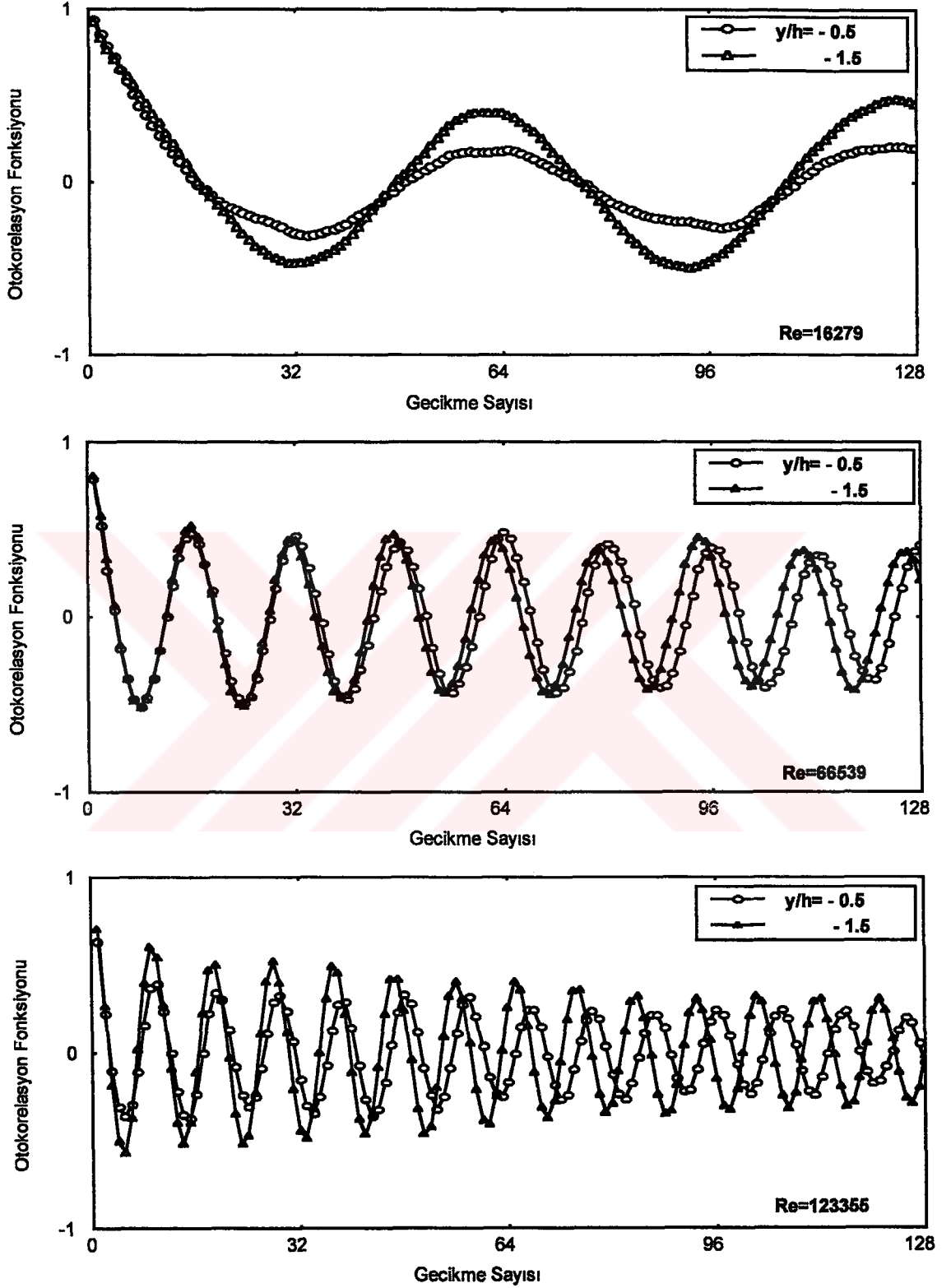
Şekil 124. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



Şekil 125. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



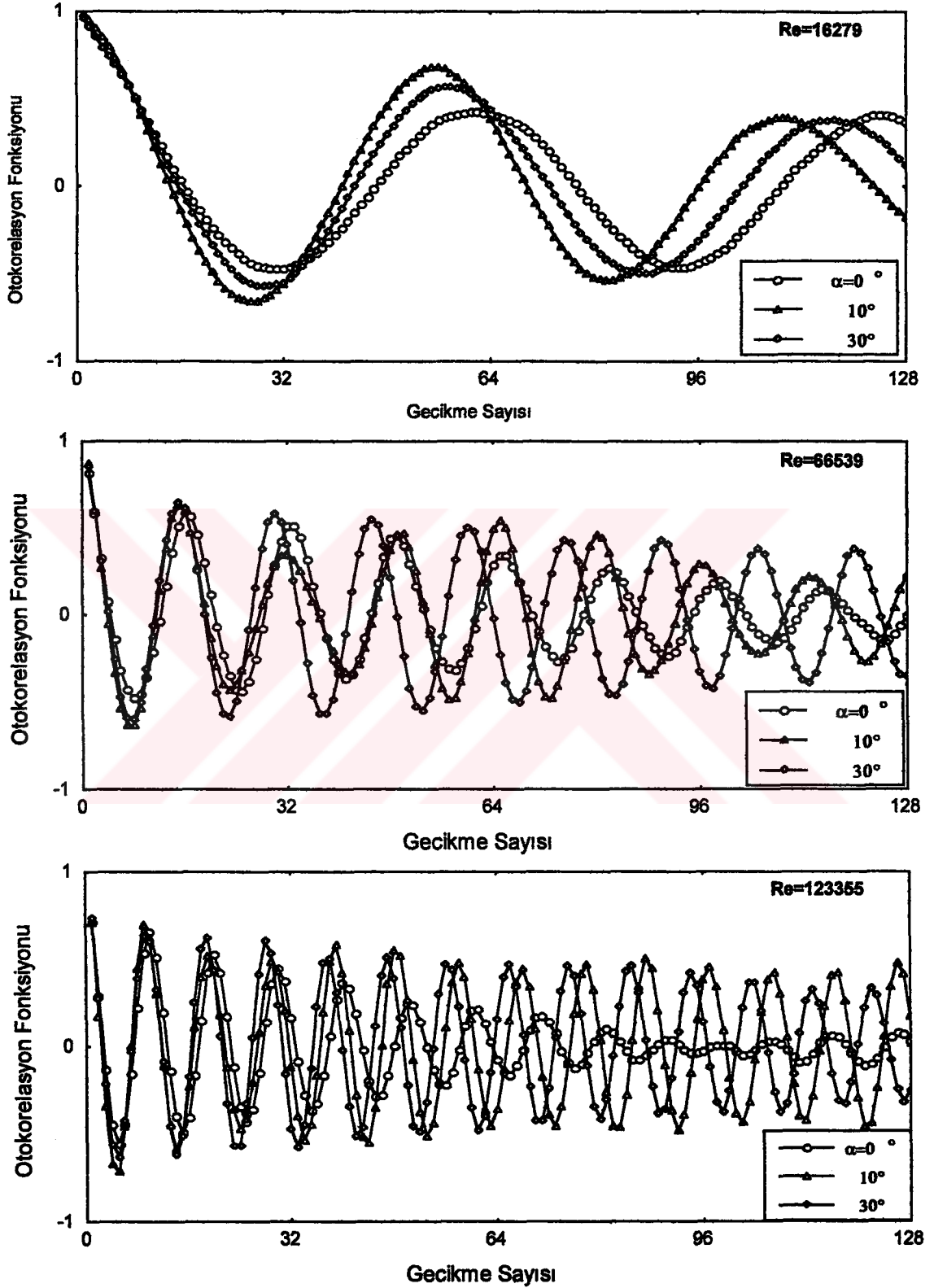
Şekil 126. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (negatif y/h konumlarında) otokorelasyon grafikleri



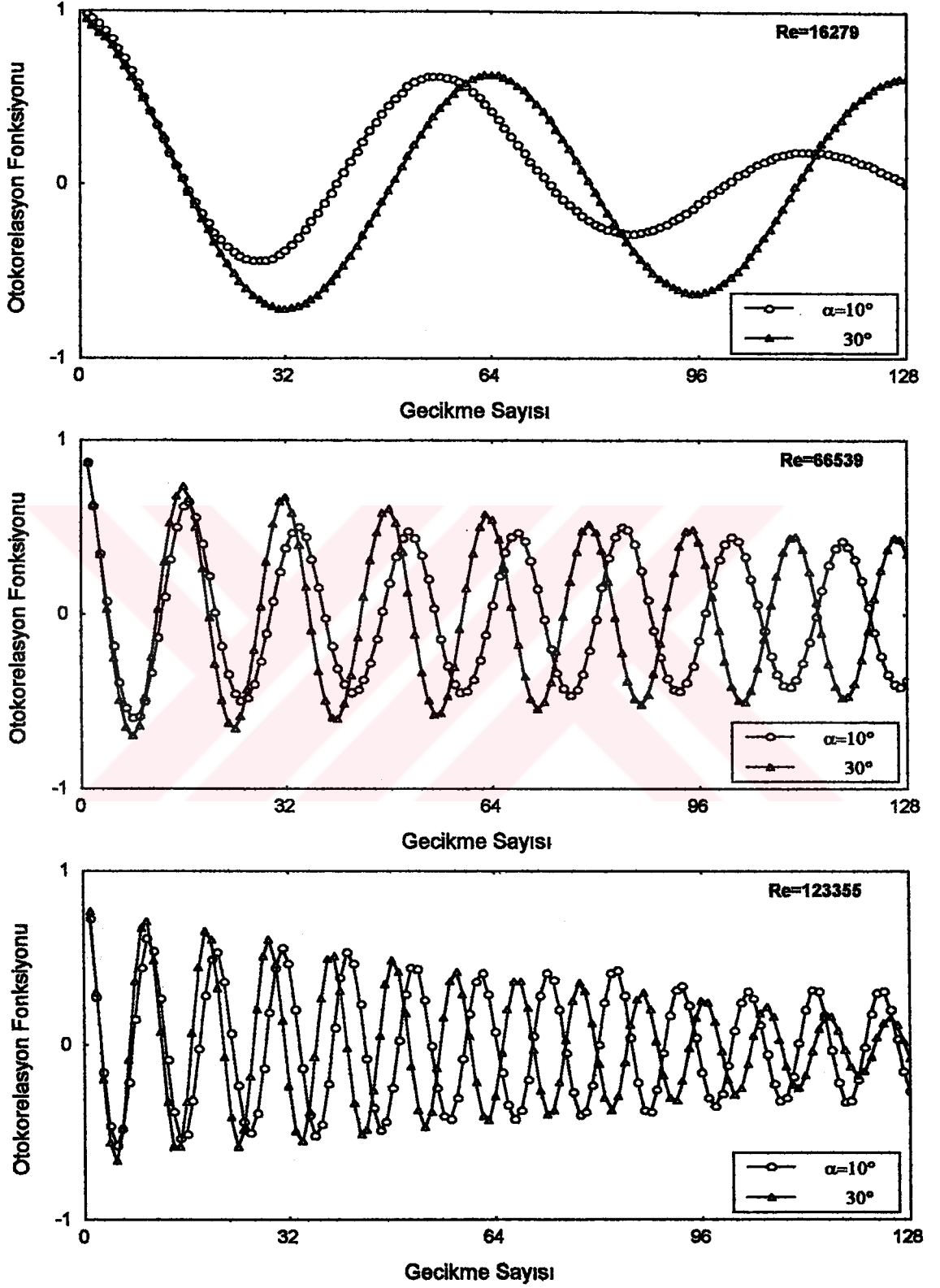
Şekil 127. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (neaktif y/h konumlarında) otokorelasyon grafikleri

oldukça yakın çıkmıştır. Şekil 123-127'deki otokorelasyon grafiklerinde görüldüğü üzere Reynolds sayısı artarken otokorelasyon fonksiyonunun periyodu azalmaktadır. Şekil 123-127'deki grafiklere benzer olarak $x/h=4$ istasyonunda elde edilen otokorelasyon fonksiyonları da çizilmiş olup Ek Şekil 10-14'de verilmiştir. Şekil 128-129'da $x/h=2.2$ istasyonunda $y/h=\pm 1.5$ konumlarında ve değişik Reynolds sayılarındaki otokorelasyon fonksiyonlarının hücum açısına göre değişimleri verilmiştir. $x/h=2.2$, $y/h=\pm 0.5$ konumları ve $x/h=4$, $y/h=\pm 0.5$ ile $y/h=\pm 1.5$ konumları için de aynı tür grafikler çizilmiş olup Ek Şekil 15-20'de verilmiştir. Şekil 130'da $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında çizilen otokorelasyon grafikleri görülmektedir. Bu grafiklerde görüldüğü üzere hücum açısı 0° 'den 30° 'ye artarken otokorelasyon fonksiyonlarının periyotları pek değişmezken, genlikleri az da olsa artmaktadır. Şekil 130'daki grafiklere benzer olarak, $x/h=4$ ve $x/h=2.2$ istasyonları için çizilen otokorelasyon grafikleri Ek Şekil 21-26'da verilmiştir.

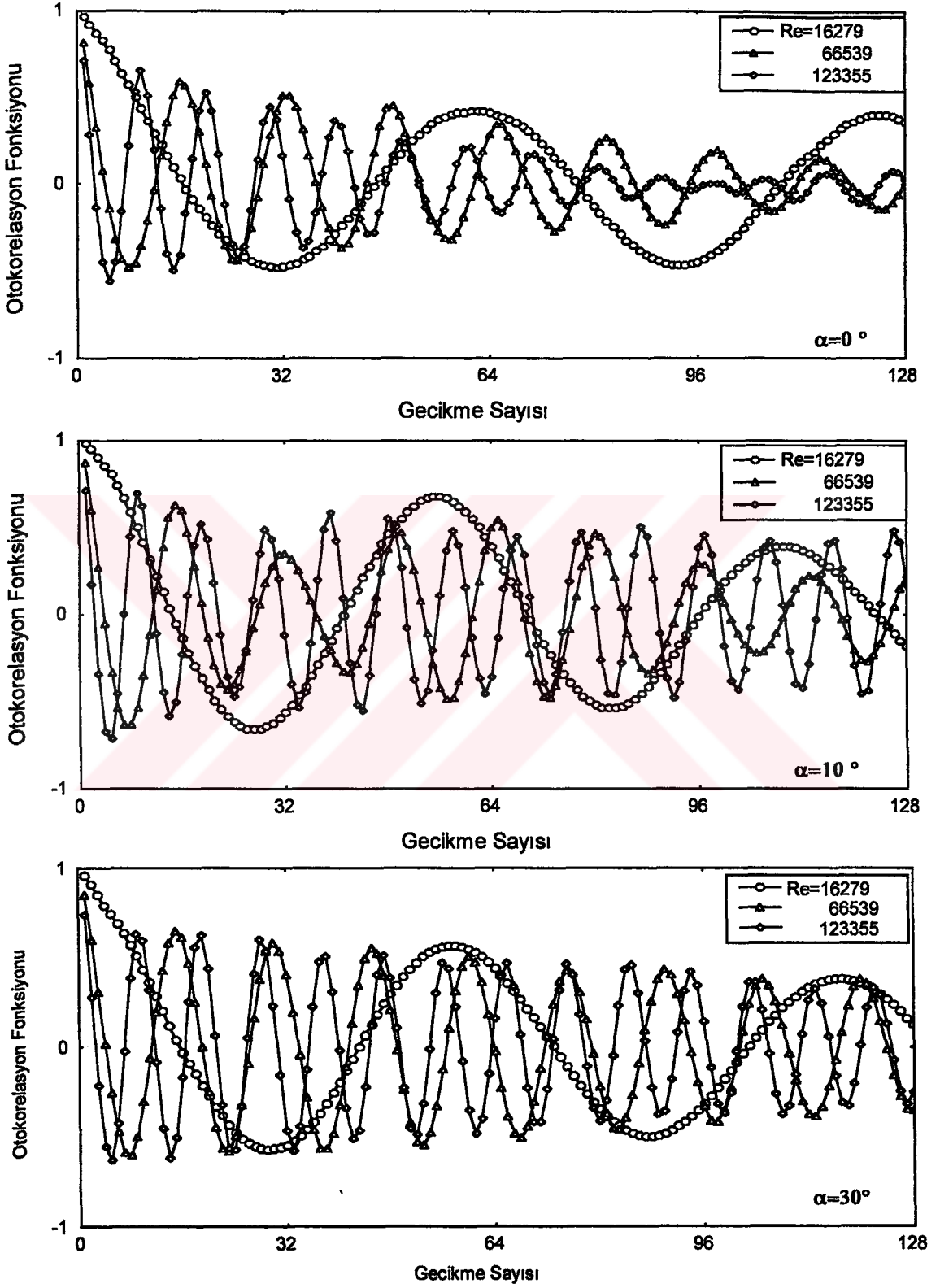
Kare Kesitli modelin iz bölgesinde değişik istasyonlar arasında kroskorelasyon fonksiyonları elde edilmiştir. Şekil 131-132'de $y/h=0.5$ değerinde, akım yönünde $x/h=2.2$ ile $x/h=4$ istasyonları arasında iki farklı Reynolds sayısında ($Re=16279$ ve 123355) ve iki farklı hücum açısındaki ($\alpha=0^\circ$ ve 30°) kroskorelasyon fonksiyonları verilmiştir. Şekil 131-132'den görüldüğü üzere $Re=16279$ değerinde $y/h=0.5$ değerinde $x/h=2.2$ ile $x/h=4$ istasyonları arasında 0° hücum açısında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonu, 30° hücum açısında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonundan daha büyük genlikli olmaktadır. Reynolds sayısı artarken, sinyallerin ve kroskorelasyon fonksiyonlarının titreşim frekansları artmaktadır. Daha büyük y/h değerinde ($y/h=2$) akım yönünde yine aynı $x/h=2.2$ ve $x/h=4$ istasyonları arasında $Re=16279$ ve 123355 değerlerinde ve $\alpha=0^\circ$ ve 30° hücum açılarında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları (Şekil 133-134) daha büyük genlikli olmaktadır. Bu şekillerde dikkat edilirse, Reynolds sayısının artmasıyla titreşim frekansının artmasının yanında, kroskorelasyon fonksiyonlarının genlikleri azalmaktadır. $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile 1.5 ve $y/h=0.5$ ile 2 noktaları arasında $Re=16279$ ve 123355 değerlerinde ve $\alpha=0^\circ$ ve 30° hücum açılarında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları Şekil 135-136'da verilmiştir. Bu şekillerden görüldüğü üzere, $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile 1.5 noktaları arasında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları (Şekil 135-136) ile $y/h=0.5$ ile 2 arasında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonlarının (Şekil 137-138) her ikisi de $Re=16279$ 'da ve 0° hücum açısında -0.5 ile 0.5 değerleri arasında bir değişim göstermekte olup yaklaşık aynı genliğe sahiptirler. Reynolds sayısı ve hücum açısı artarken bu fonksiyonların genlikleri de azalmaktadır.



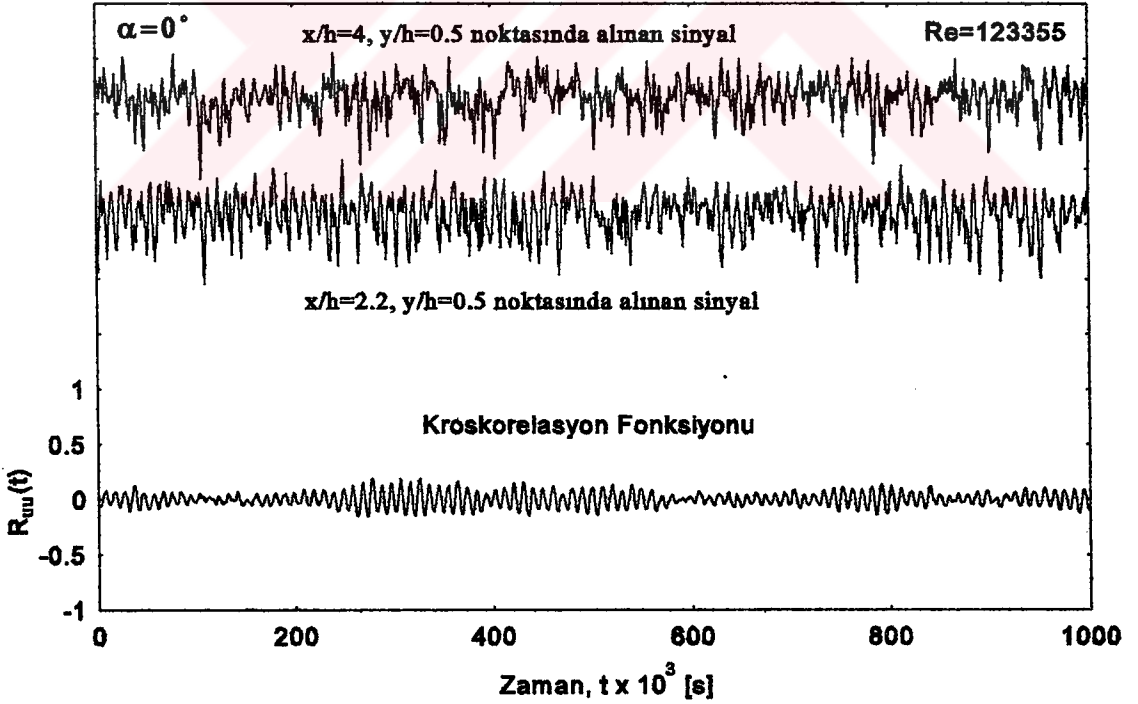
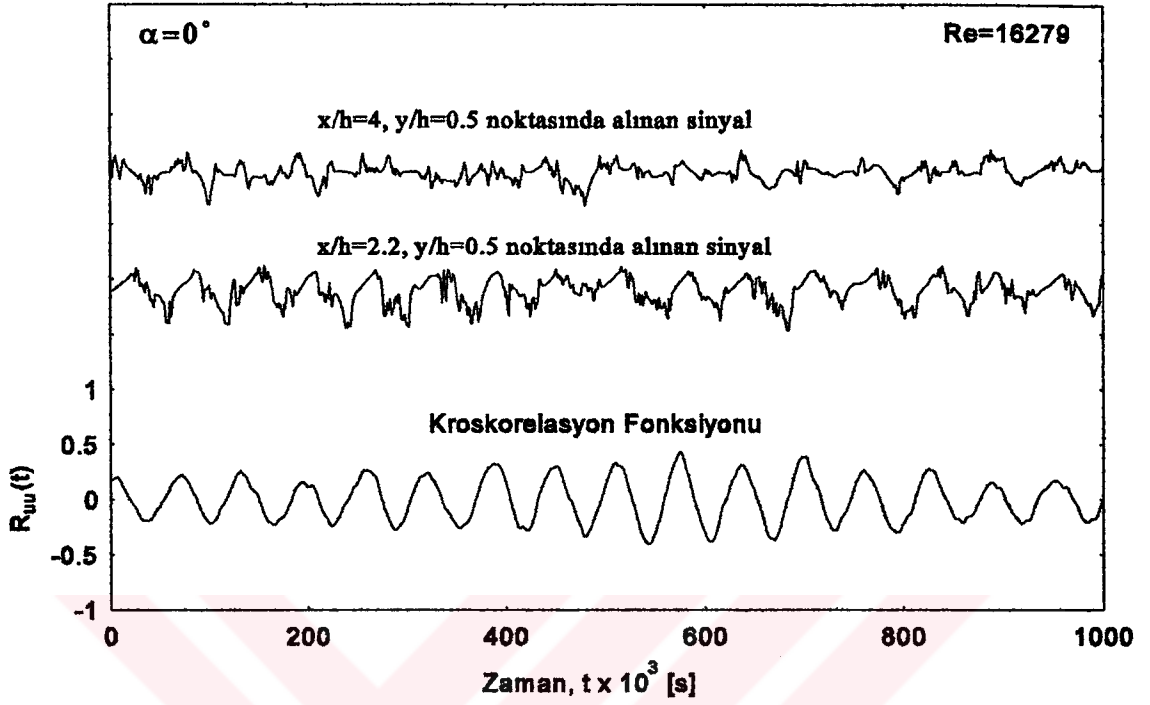
Şekil 128. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



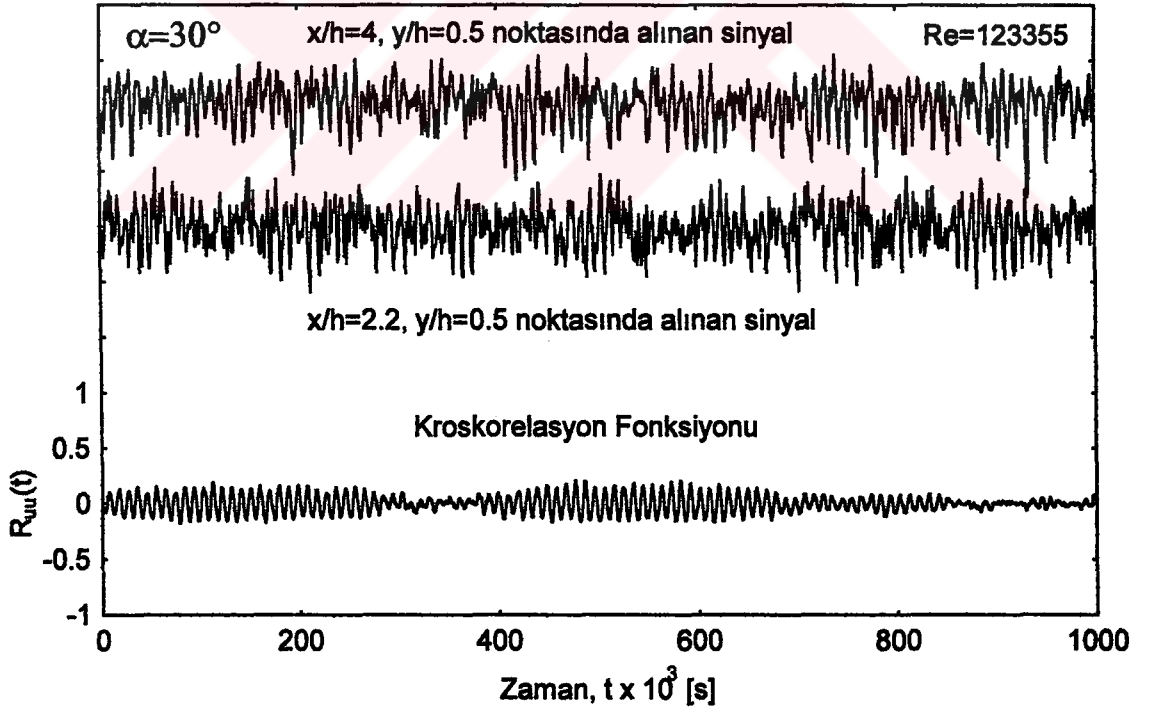
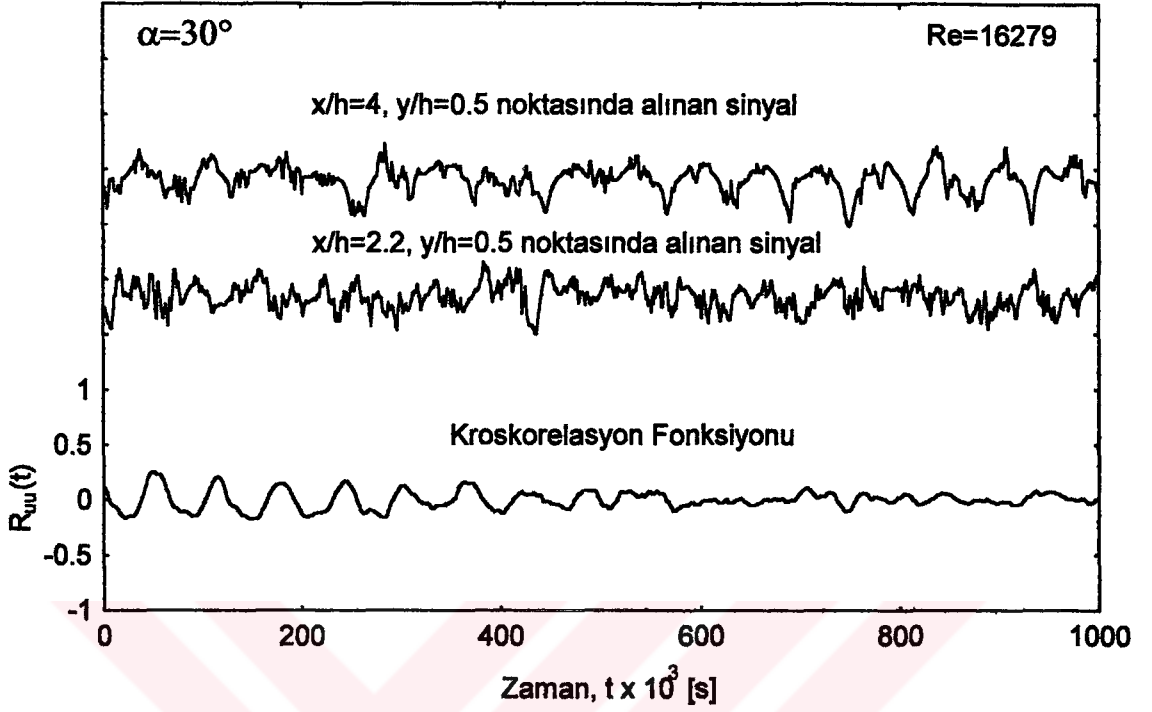
Şekil 129. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



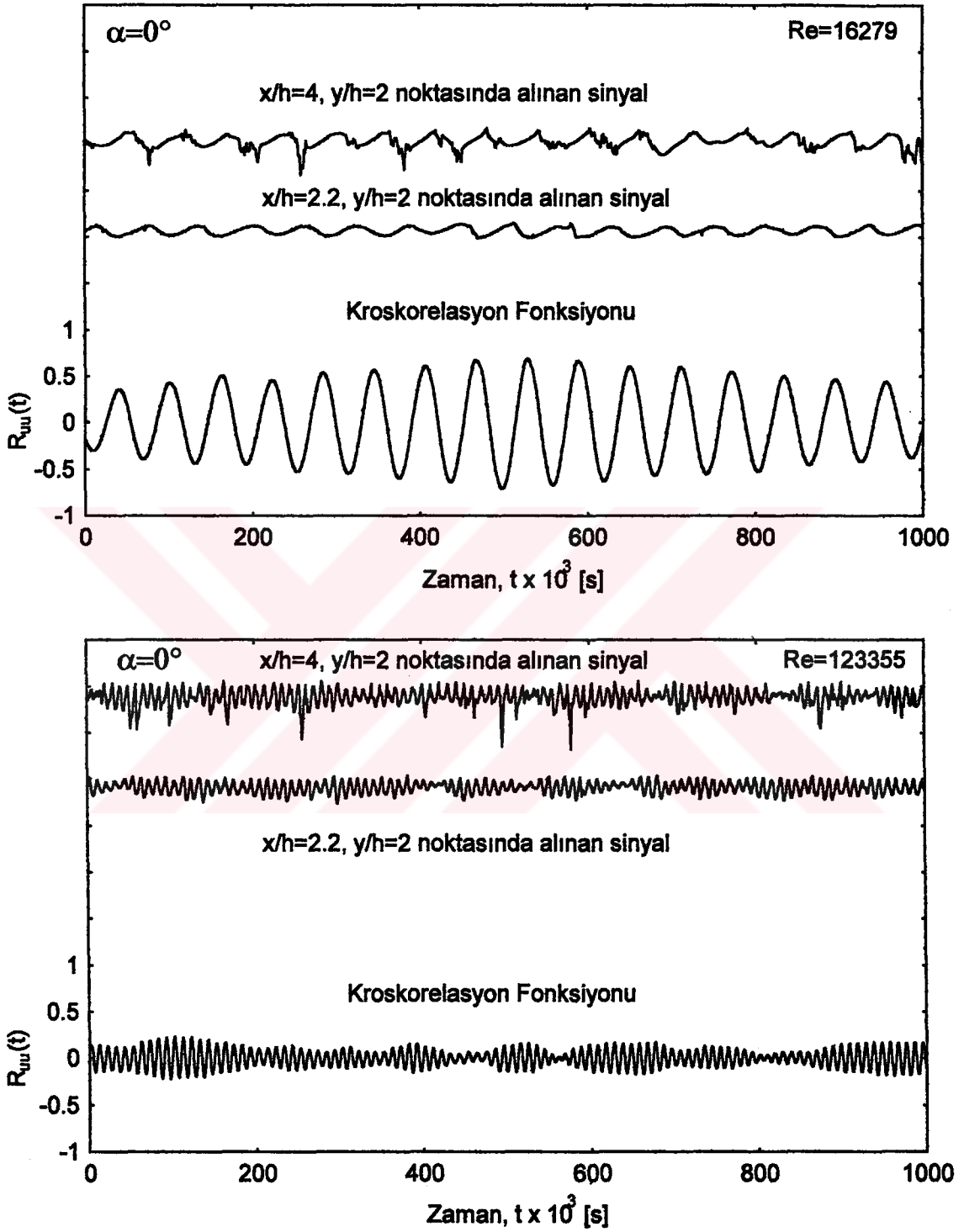
Şekil 130. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri.



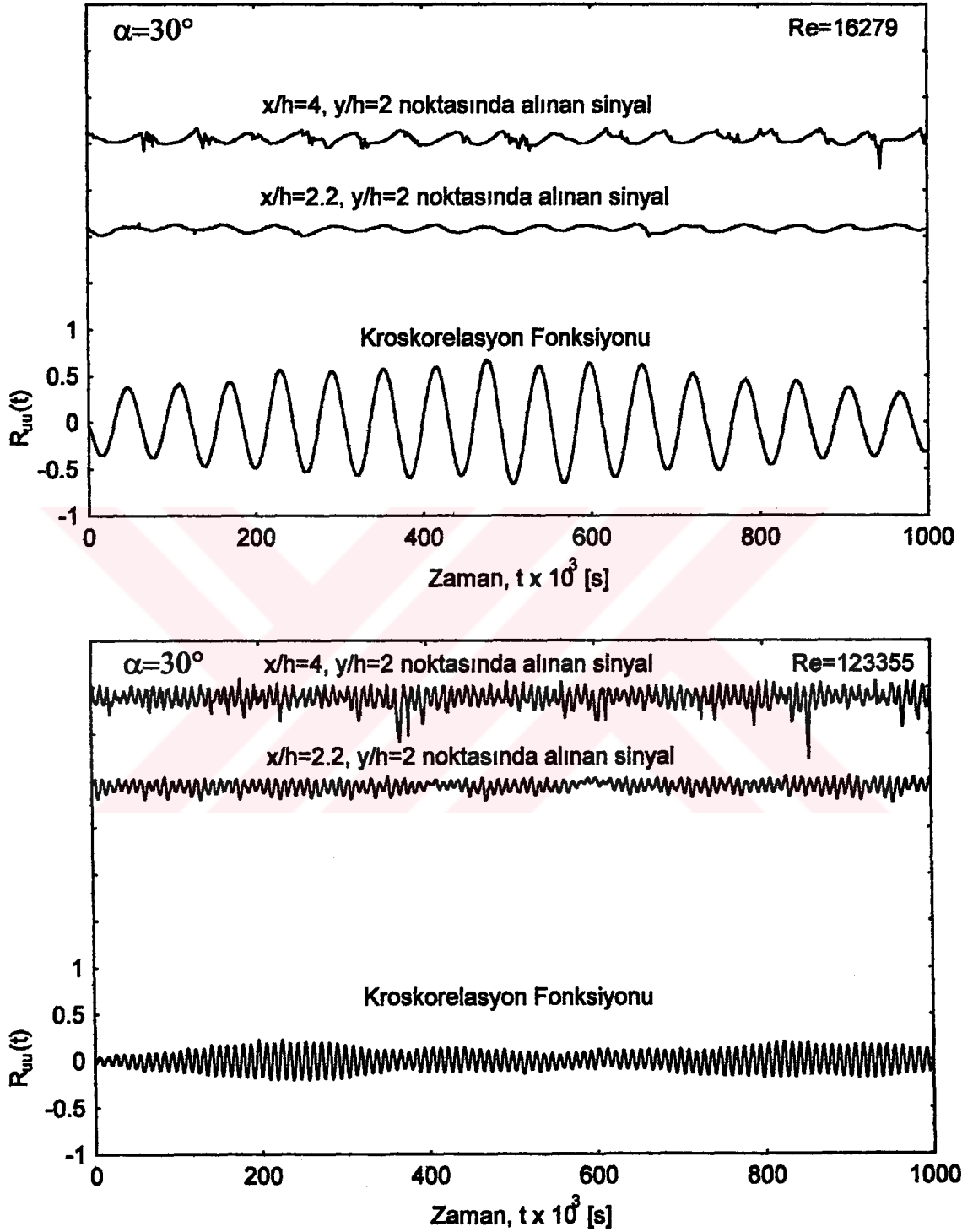
Şekil 131. Kare model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ ile $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



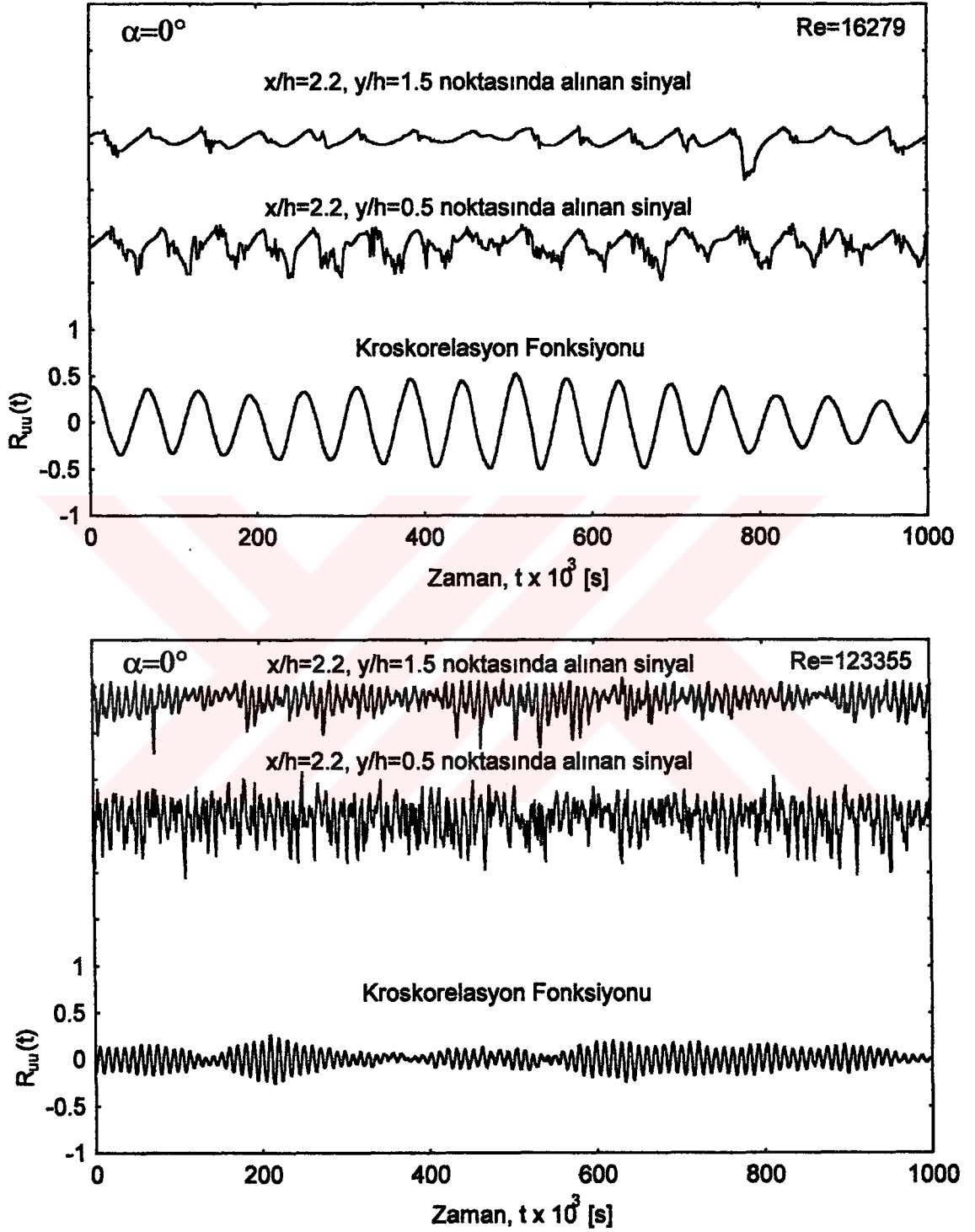
Şekil 132. Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ ile $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



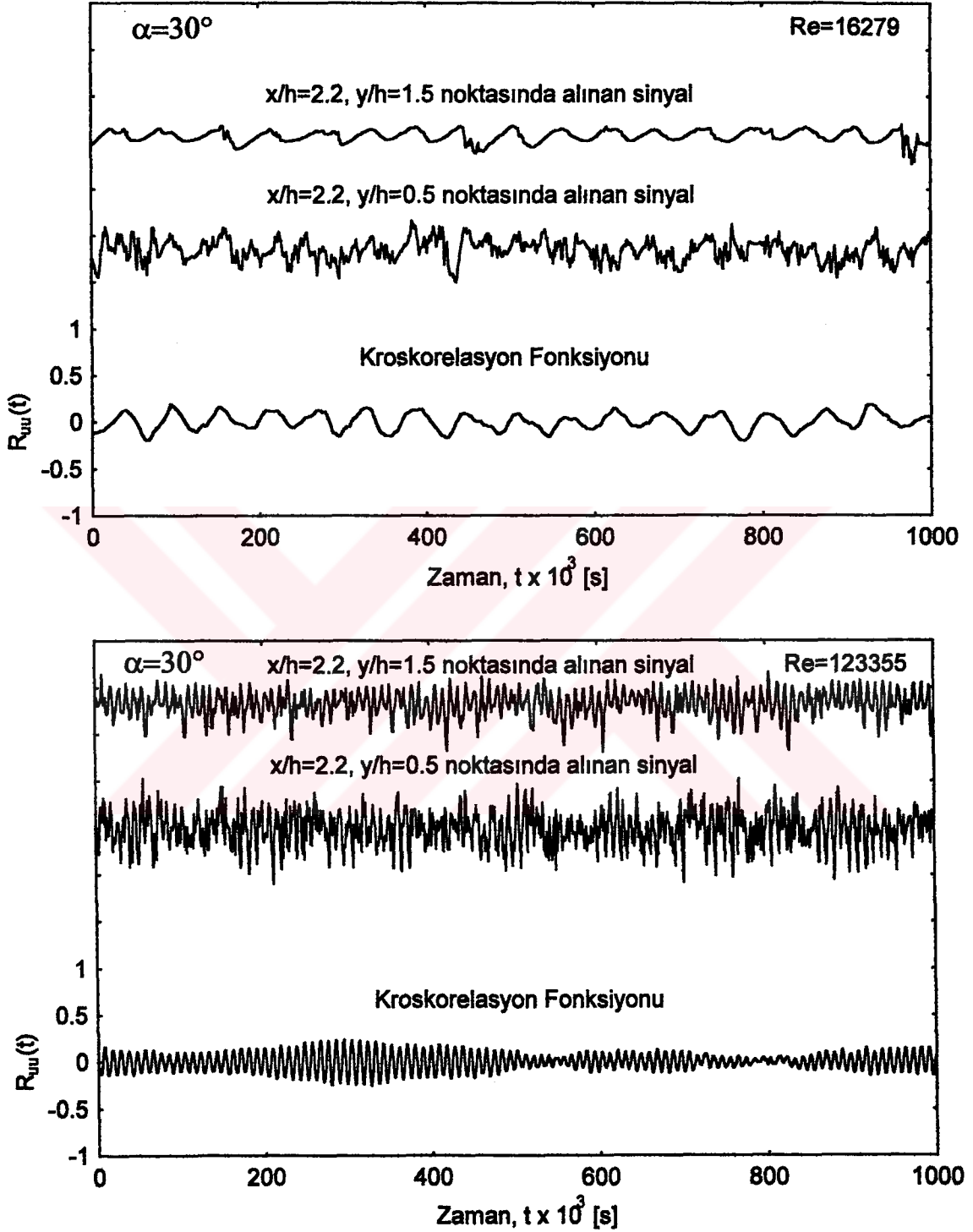
Şekil 133. Kare model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2, y/h=2$ ile $x/h=4, y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



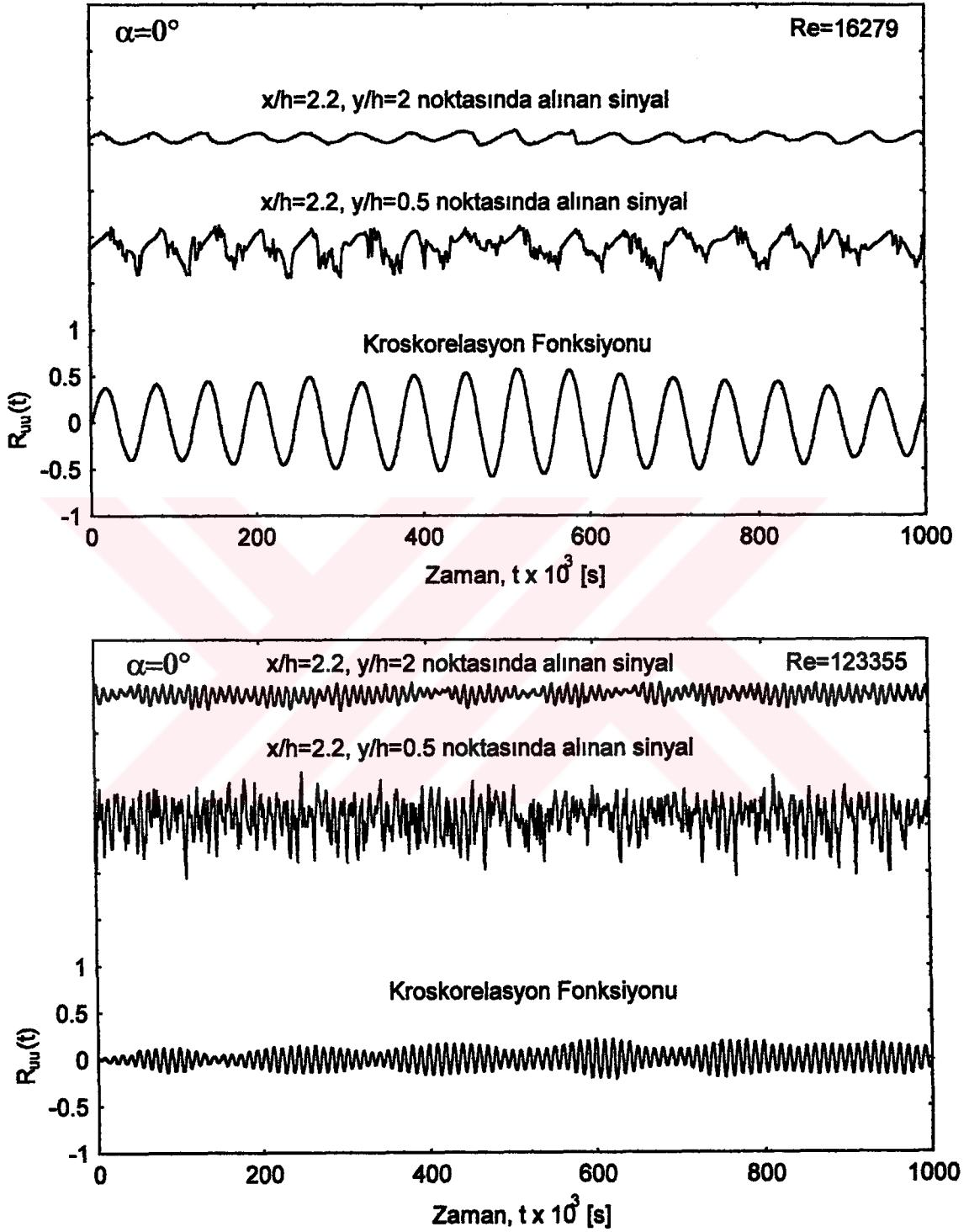
Şekil 134. Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında akım yönünde $x/h=2.2, y/h=2$ ile $x/h=4, y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



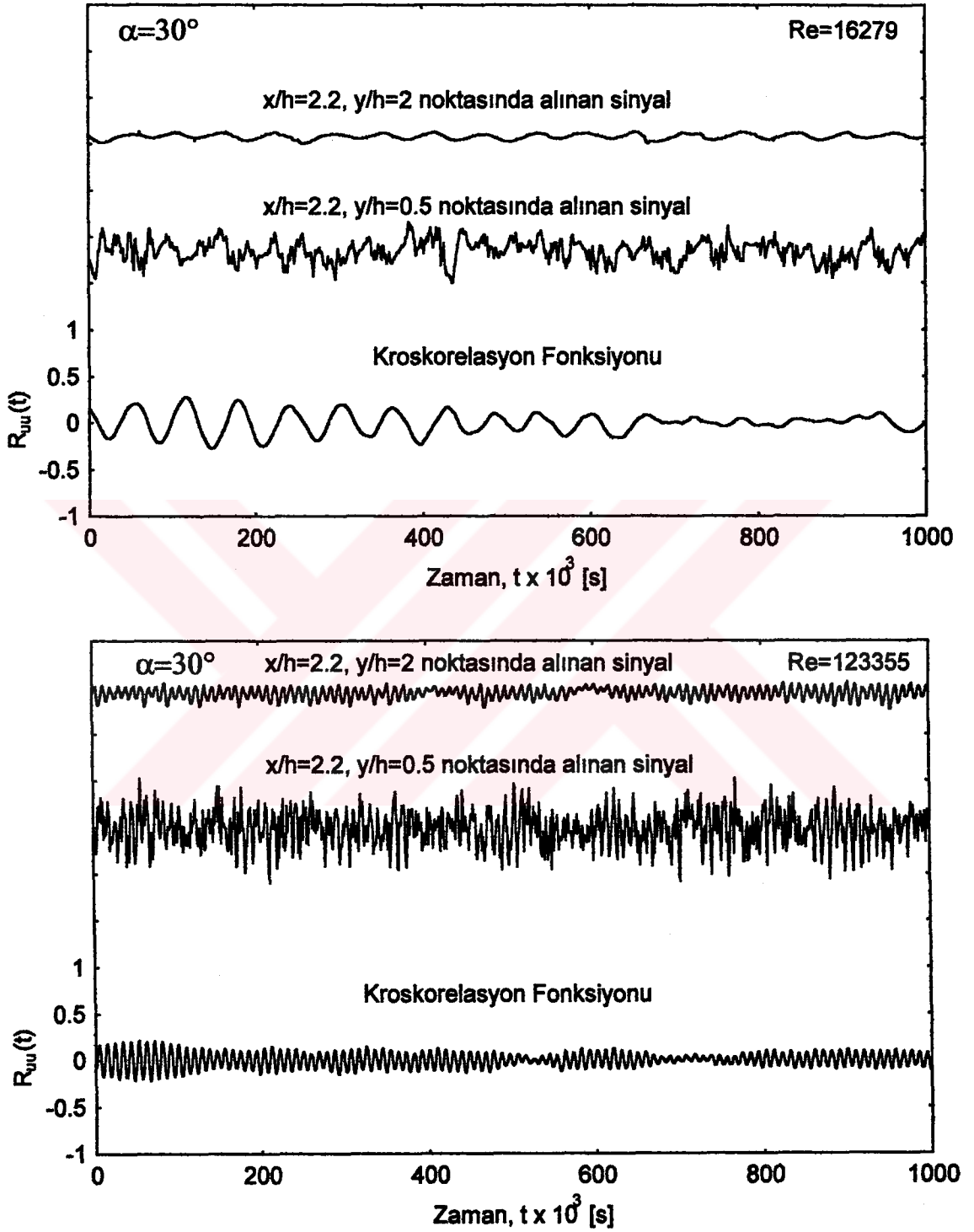
Şekil 135. Kare model arkasında 0° hücm açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=1.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



Şekil 136. Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=1.5$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



Şekil 137. Kare model arkasında 0° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri



Şekil 138. Kare model arkasında 30° hücum açısında iki farklı Reynolds sayısında $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile $y/h=2$ konumlarında alınan hız sinyallerinin kroskorelasyon grafikleri

3.5. Dikdörtgen Kesitli Silindirik Modeller Etrafında Vorteks Kopmaları

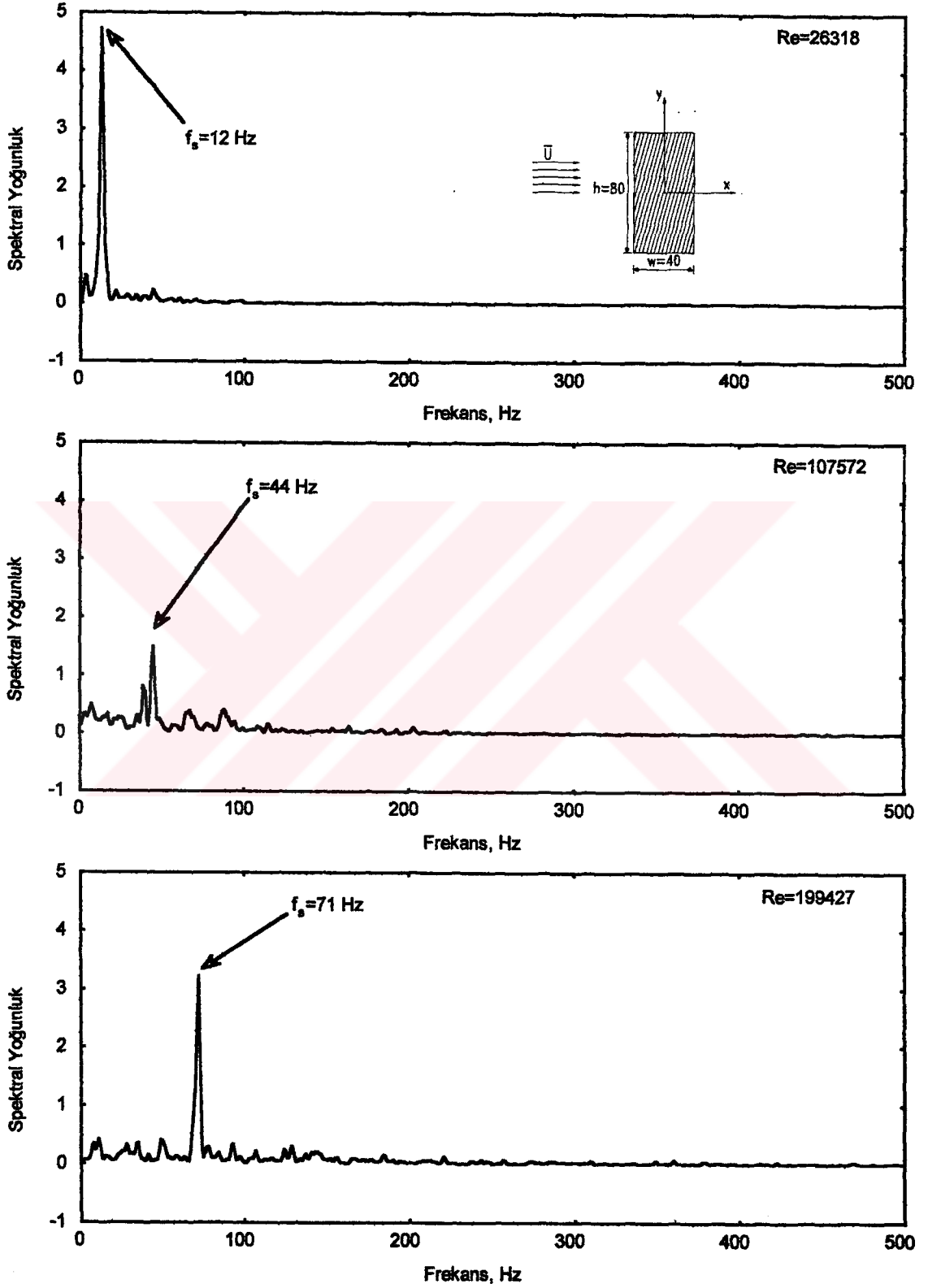
Hidrolik çapları 5.333, en/boy oranları $w/h=0.5$ ve 2 olan dikdörtgen kesitli silindirik modellerle ilgili spektral ölçüm sonuçları Şekil 139-172'de verilmiştir.

$w/h=0.5$ olan dikdörtgen kesitli silindirik model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=\pm 0.3125$ konumlarında ve değişik hücum açılarında spektral ölçümler yapılmış ve en şiddetli tepeler $y/h=0.3125$ konumunda ve 0° hücum açısında elde edilmiştir. Aynı model için aynı istasyon ve hücum açılarında fakat $y/h=\pm 0.9375$ konumlarında da benzeri ölçümler yapılmış olup $y/h=\pm 0.3125$ konumlarına göre çok daha şiddetli ve tekil tepeler elde edilmiştir. Fakat bu $x/h=1.375$, $y/h=\pm 0.3125$ ve ± 0.9375 konumlarında elde edilen spektral yoğunluk grafikleri burada verilmemiştir.

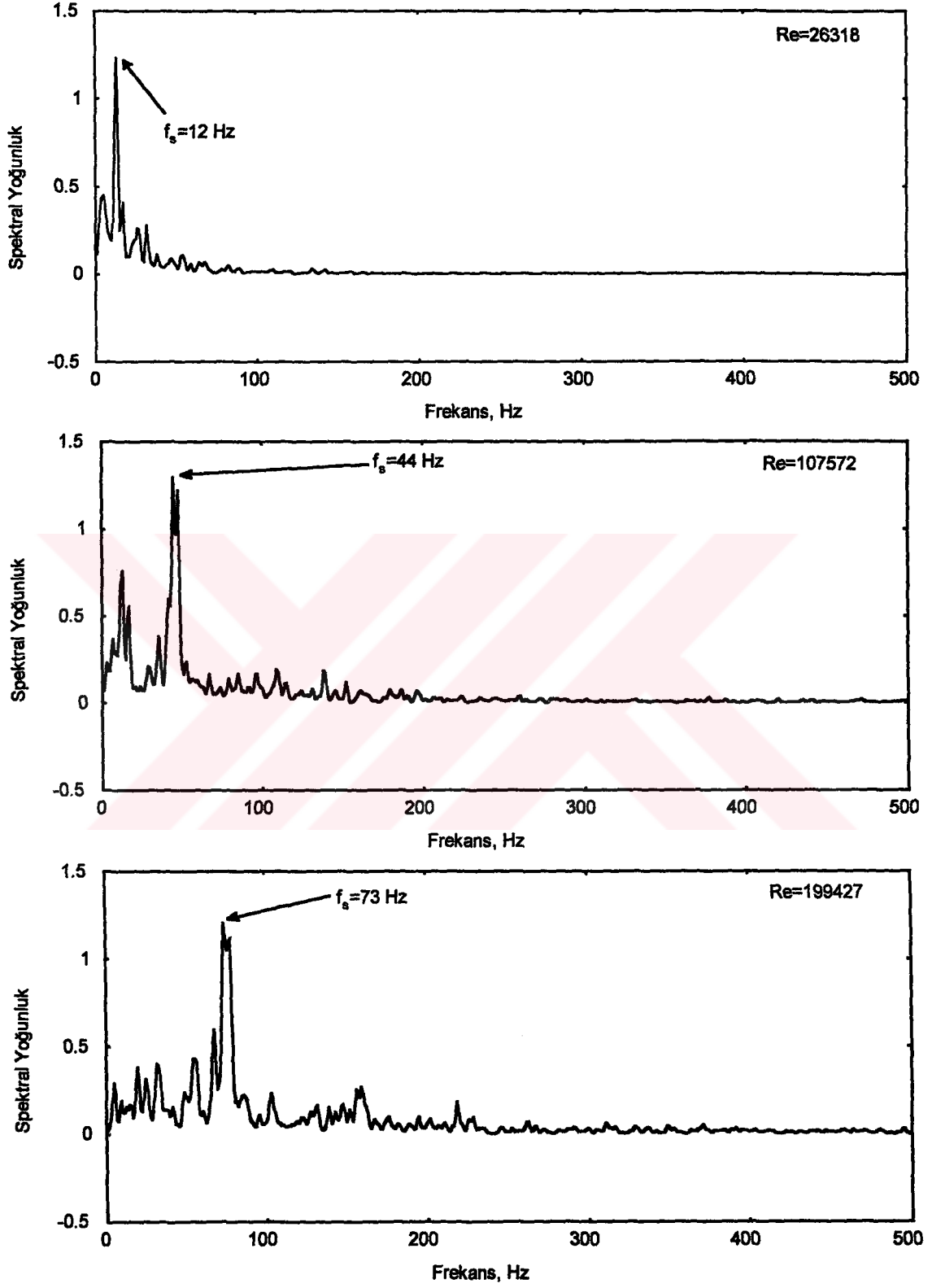
Şekil 139-143'de $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin (hidrolik çapı 5.333) iz (wake) bölgesinde $x/h=2.5$, $y/h=\pm 0.3125$ konumlarında elde edilen sonuçlar görülmektedir. $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda 0° hücum açısında, Reynolds sayısı 26318'den 199427'ye artırılırken spektral tepenin şiddeti $Re=26318$ 'deki değerine göre %32, 10° hücum açısında %2 oranında azalırken 30° hücum açısında %2 oranında artmaktadır. Şekil 139-141 incelendiğinde, $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda en şiddetli tepeler 0° hücum açısında elde edilmiş olup hücum açısı artarken tepelerin şiddeti de azalmıştır. Şekil 142-143'de $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumundaki spektral yoğunluk grafikleri verilmiştir.

Şekil 144-148'de yine $w/h=0.5$ olan modelin iz bölgesinde $x/h=2.5$, $y/h=\pm 0.9375$ konumlarında ve değişik hücum açılarında elde edilen sonuçlar görülmektedir. Şekil 144-146'ya dikkat edilirse en şiddetli tepeler 0° hücum açısında ortaya çıkmıştır. Şekil 147-148'de, $y/h=-0.9375$ konumunda 10° ve 30° hücum açılarında da yaklaşık aynı şiddette tepeler ortaya çıkmıştır. Şekil 139-141 ile Şekil 144-146 karşılaştırıldığında, aynı $x/h=2.5$ istasyonunda fakat akım doğrultusuna dik yönde daha büyük bir y/h değerinde ($y/h=0.9375$), $y/h=0.3125$ değerine göre daha şiddetli spektral tepeler meydana gelmiştir. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen kesitli silindirik modelin iz bölgesinde elde edilen spektral yoğunluk grafiklerindeki (Şekil 139-148) spektral tepelerin şiddetleri, Şekil 149'da toplu halde mukayese edilmiştir.

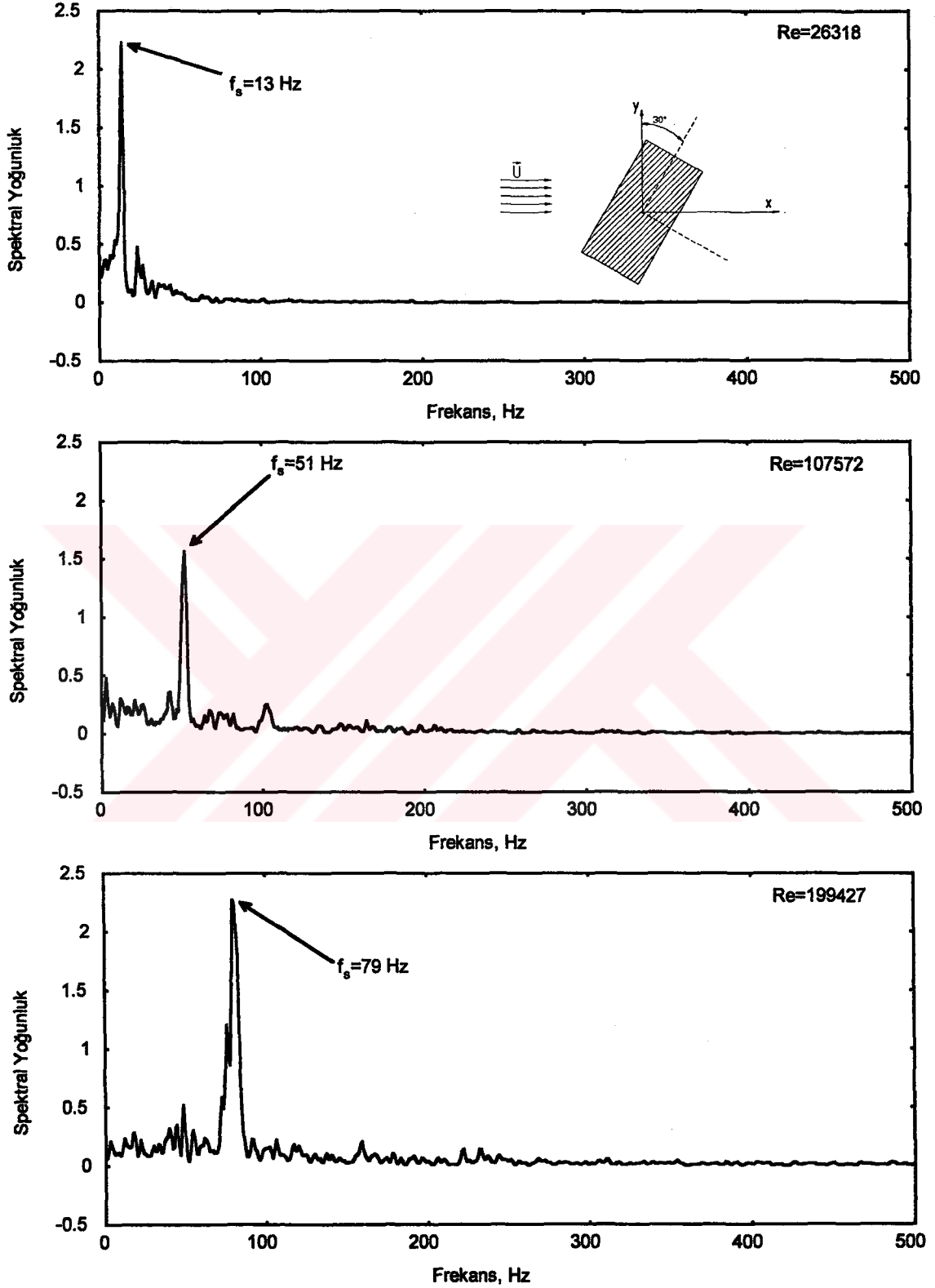
Şekil 150'de $w/h=2$ olan model (hidrolik çapı 5.333) arkasında $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda ve 0° hücum açısında Reynolds sayısının 13159, 53786 ve 99714 değerlerinde çizilen spektral yoğunluk grafikleri görülmektedir. Bu Şekil'de görüldüğü üzere, sözkonusu bu konumda büyük genlikli ve tekil tepeler elde edilmiştir. Reynolds sayısı 13159'dan 99714'e



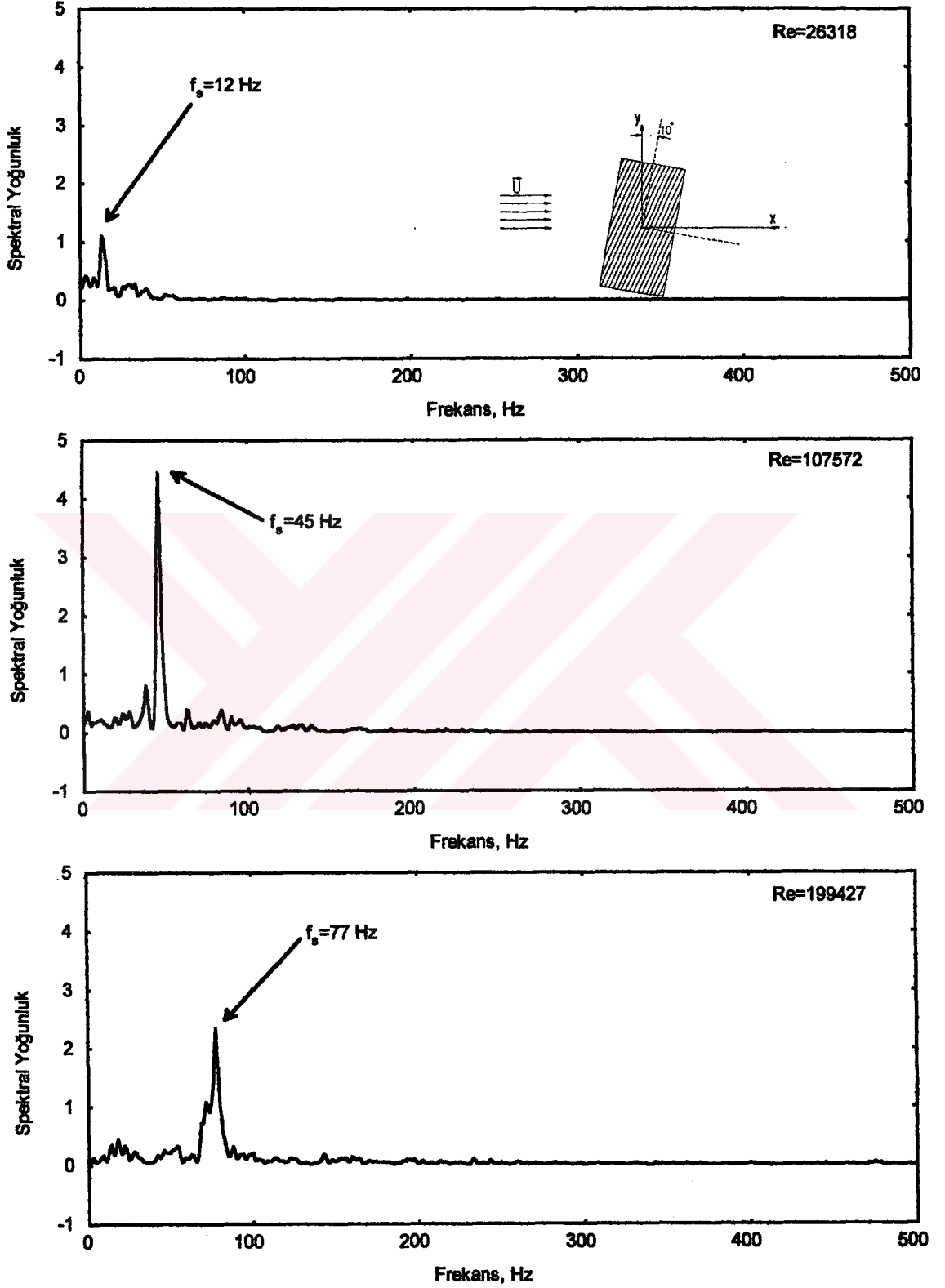
Şekil 139. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Re sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



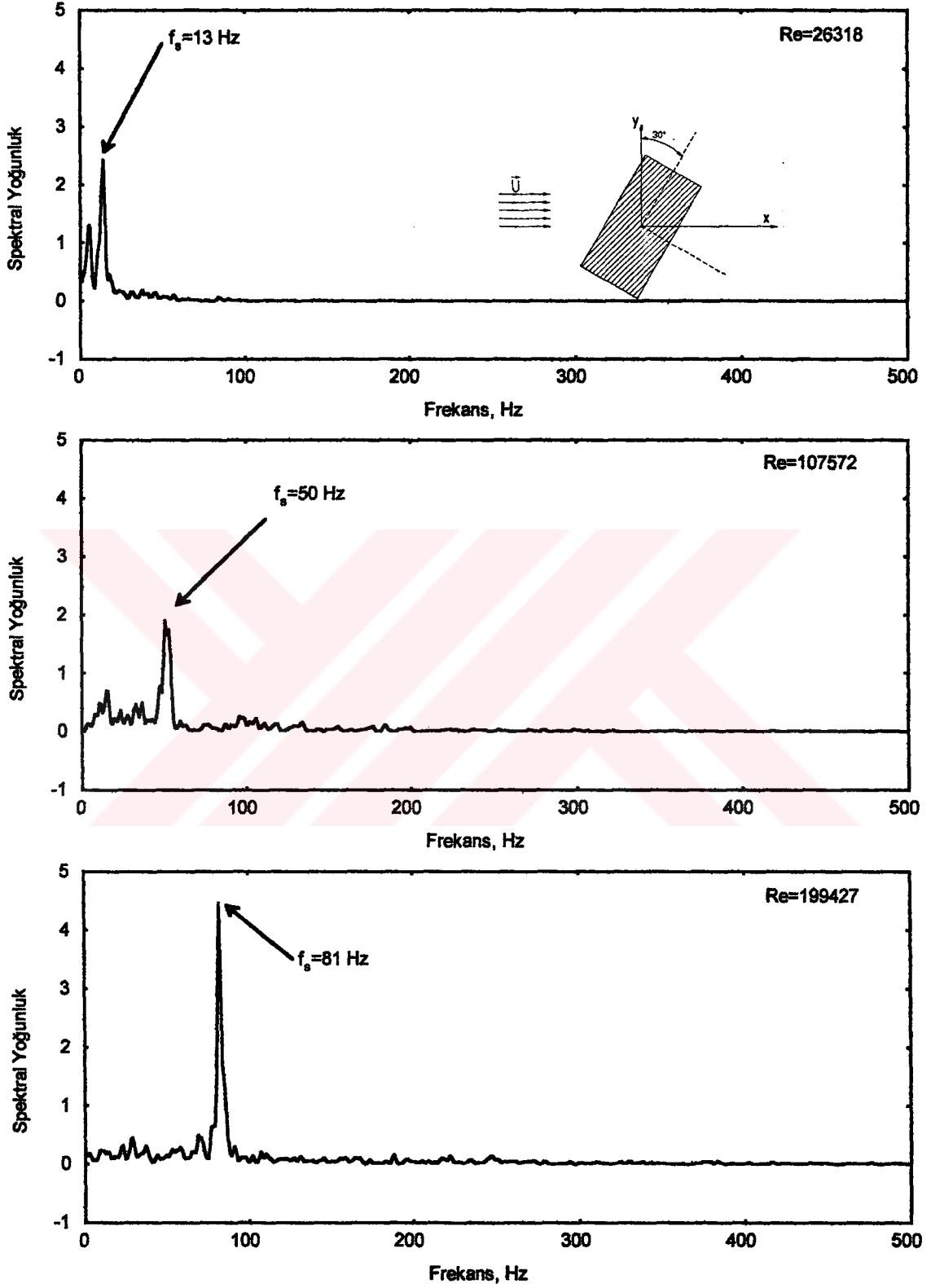
Şekil 140. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



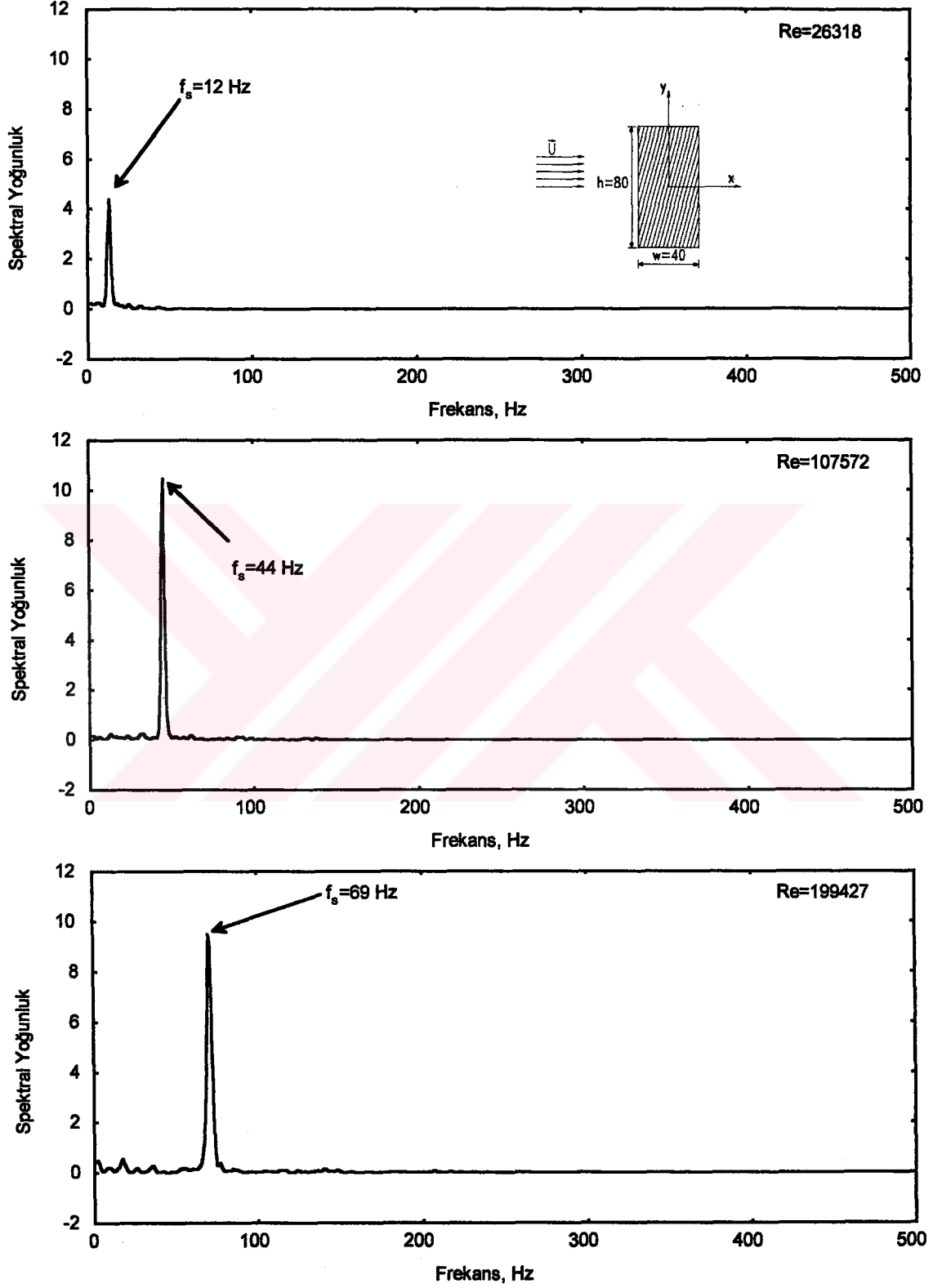
Şekil 141. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



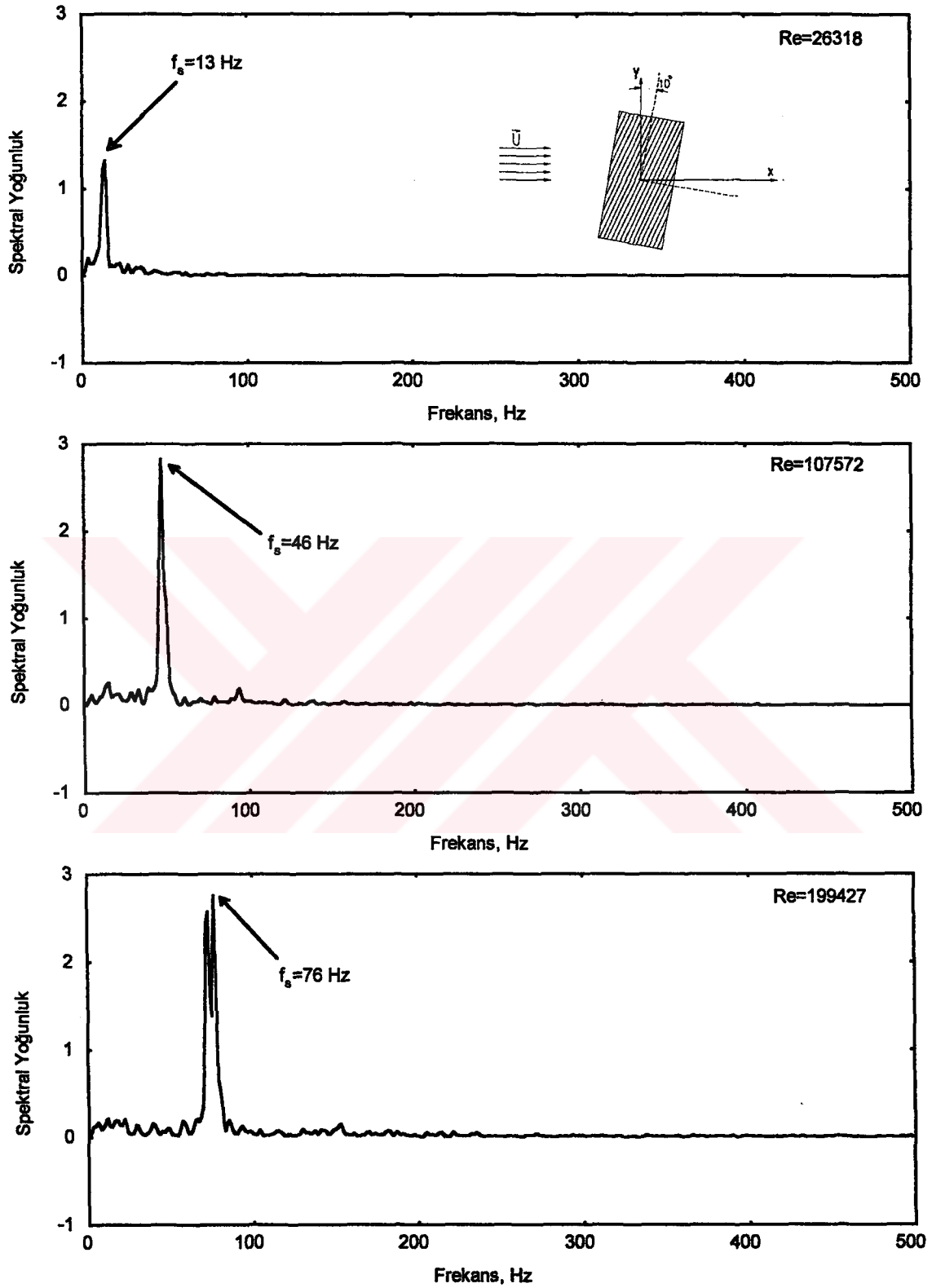
Şekil 142. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



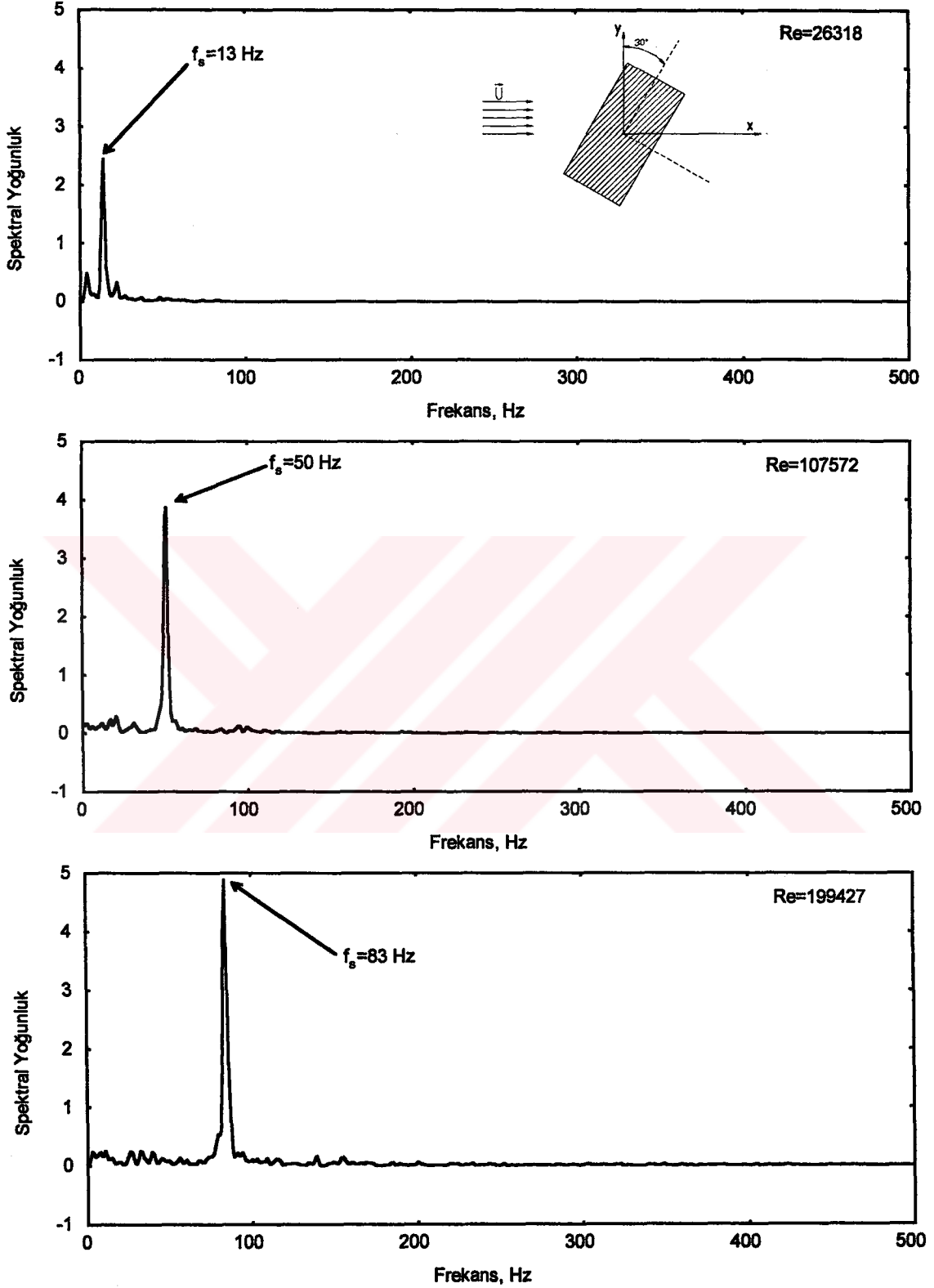
Şekil 143. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda ve 30° hüçüm açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



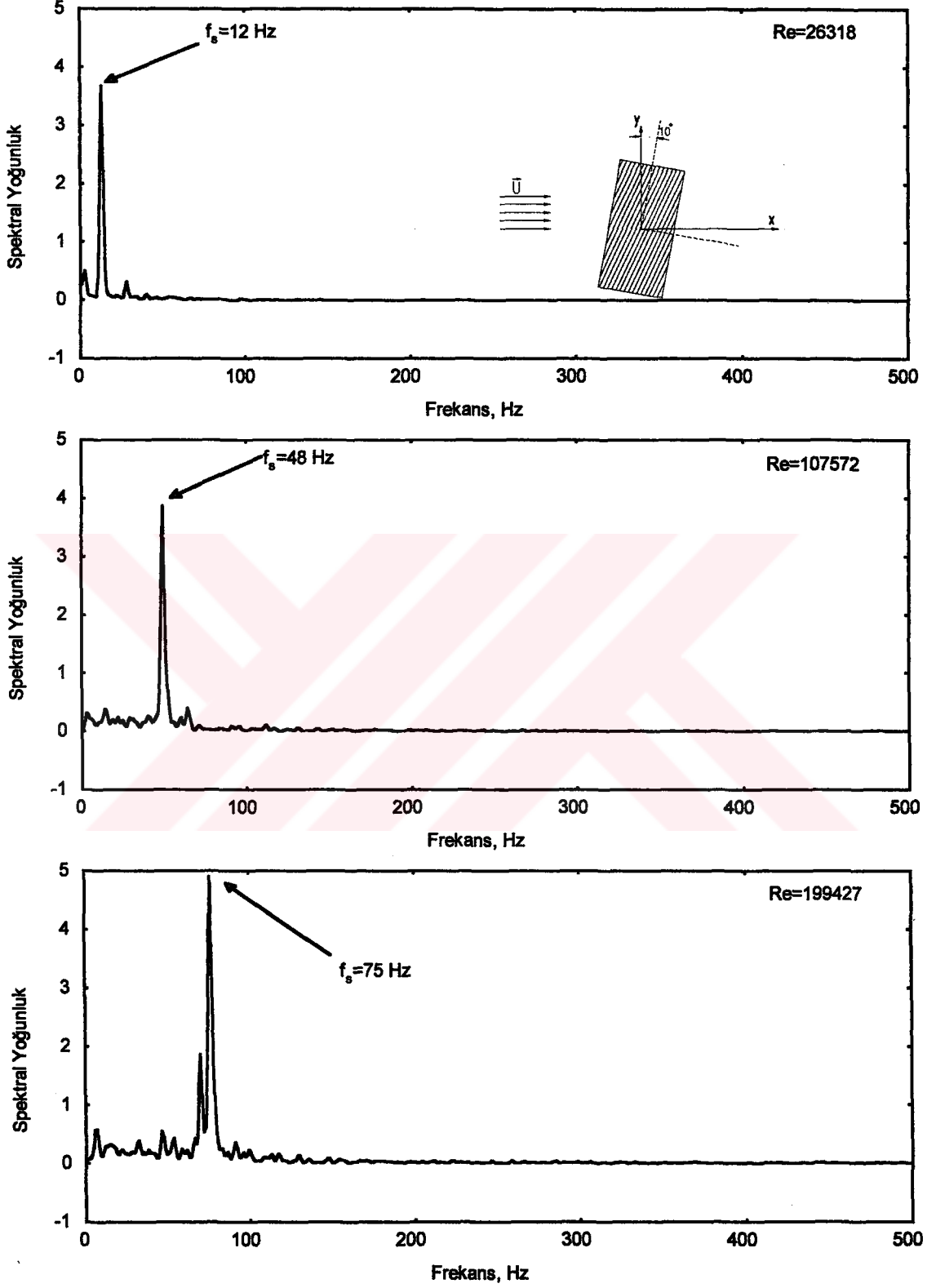
Şekil 144. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Re sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



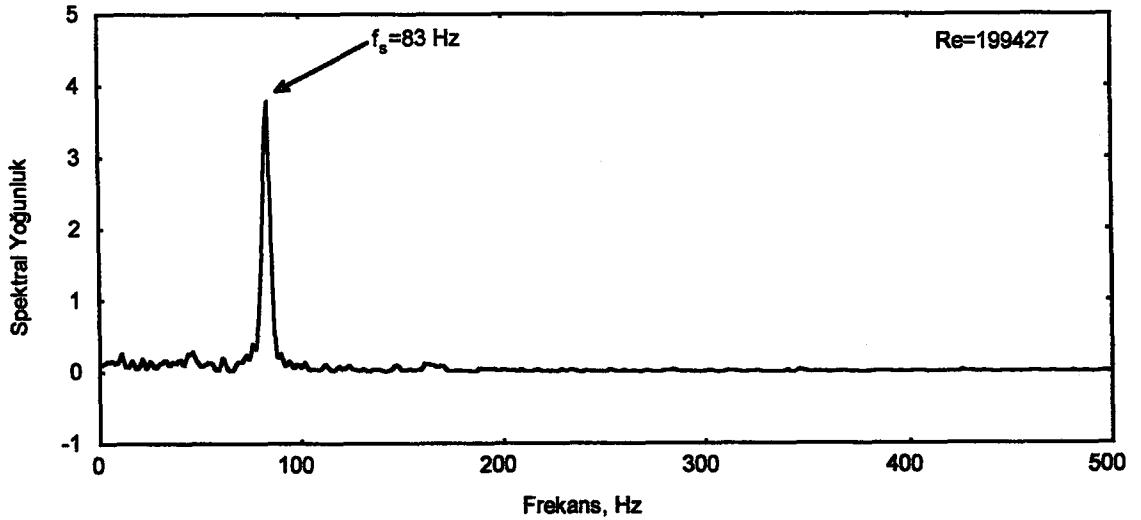
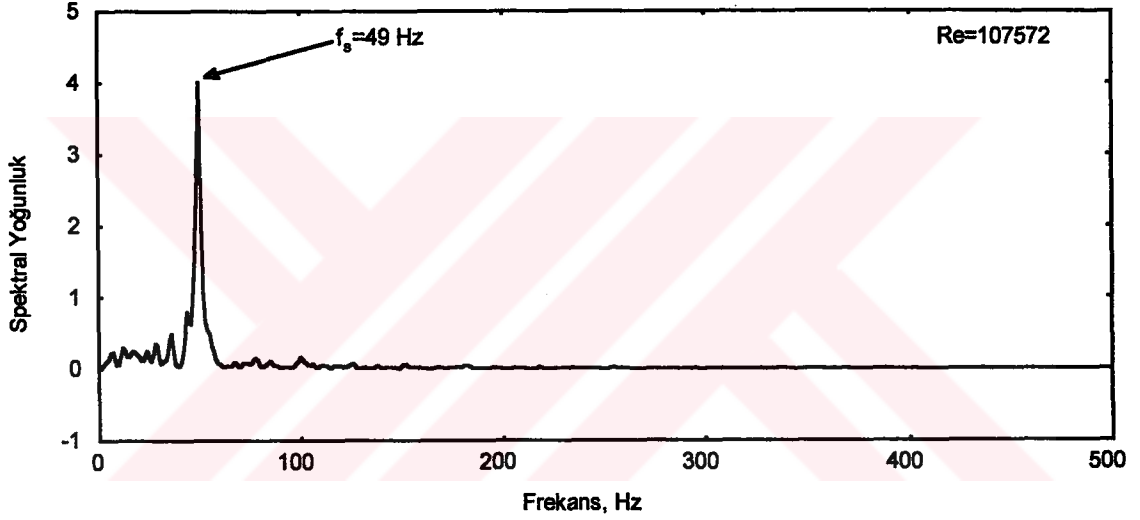
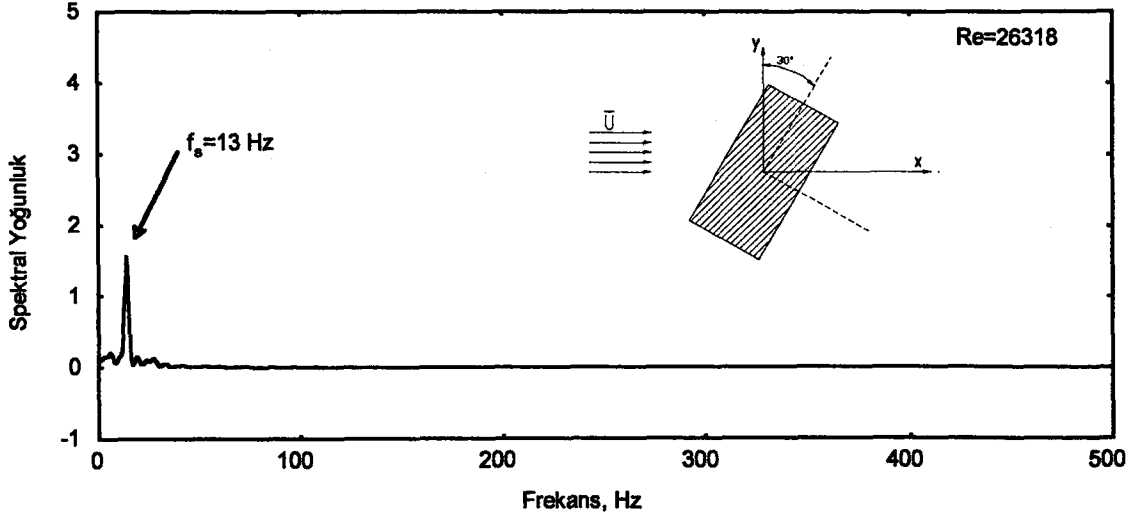
Şekil 145. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



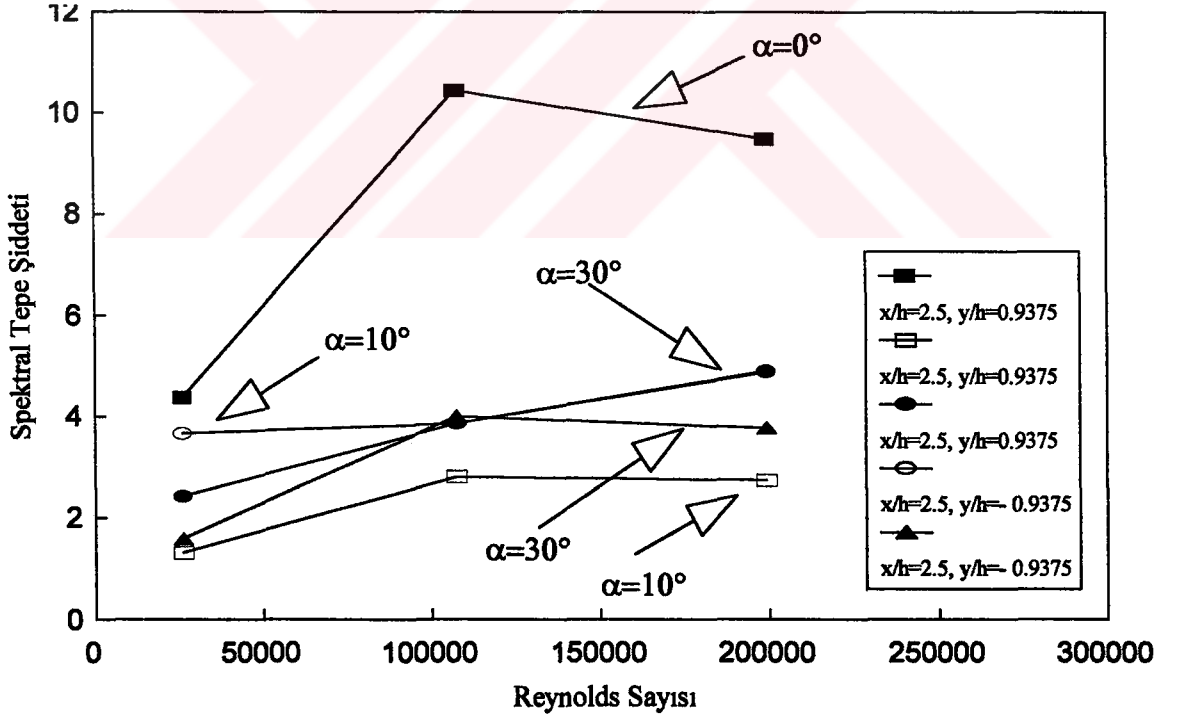
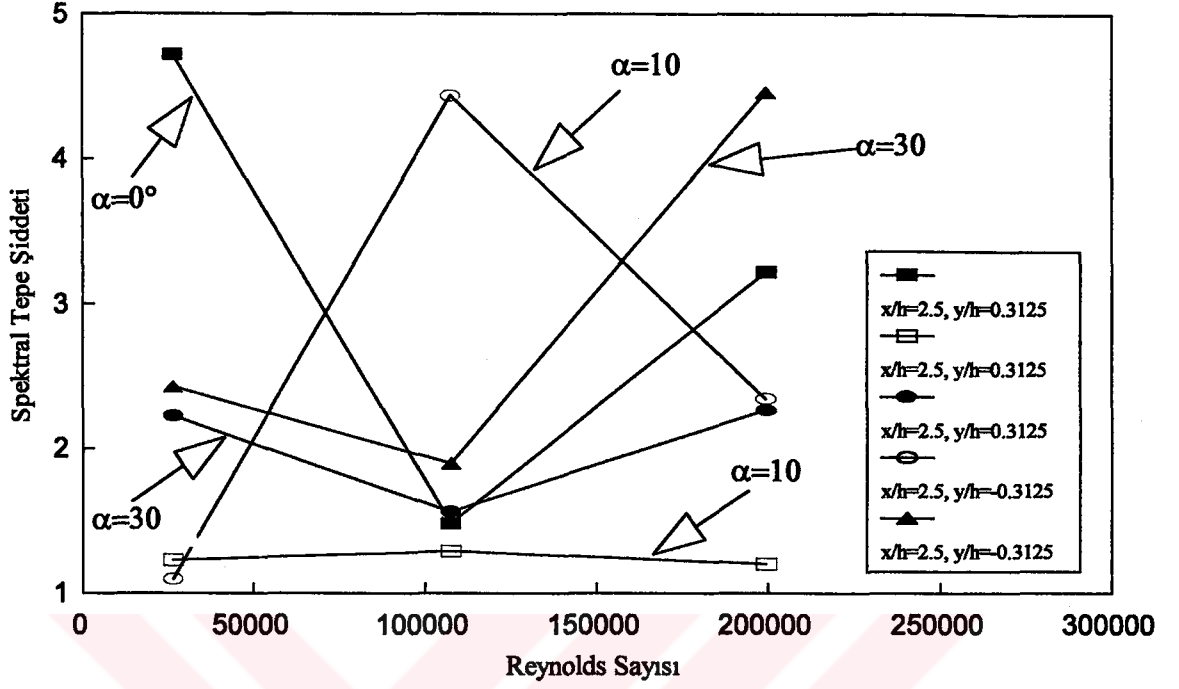
Şekil 146. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



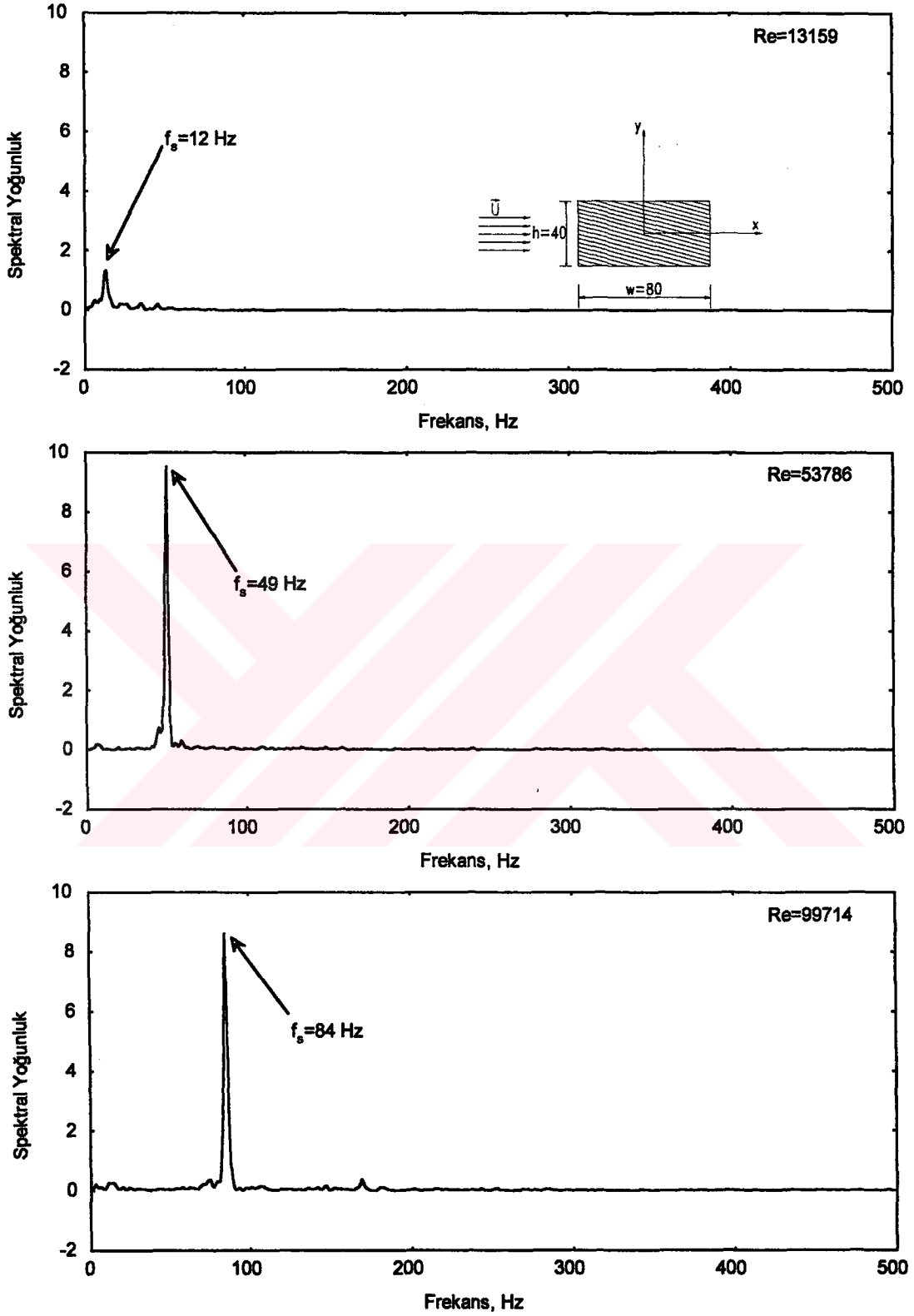
Şekil 147. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 148. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



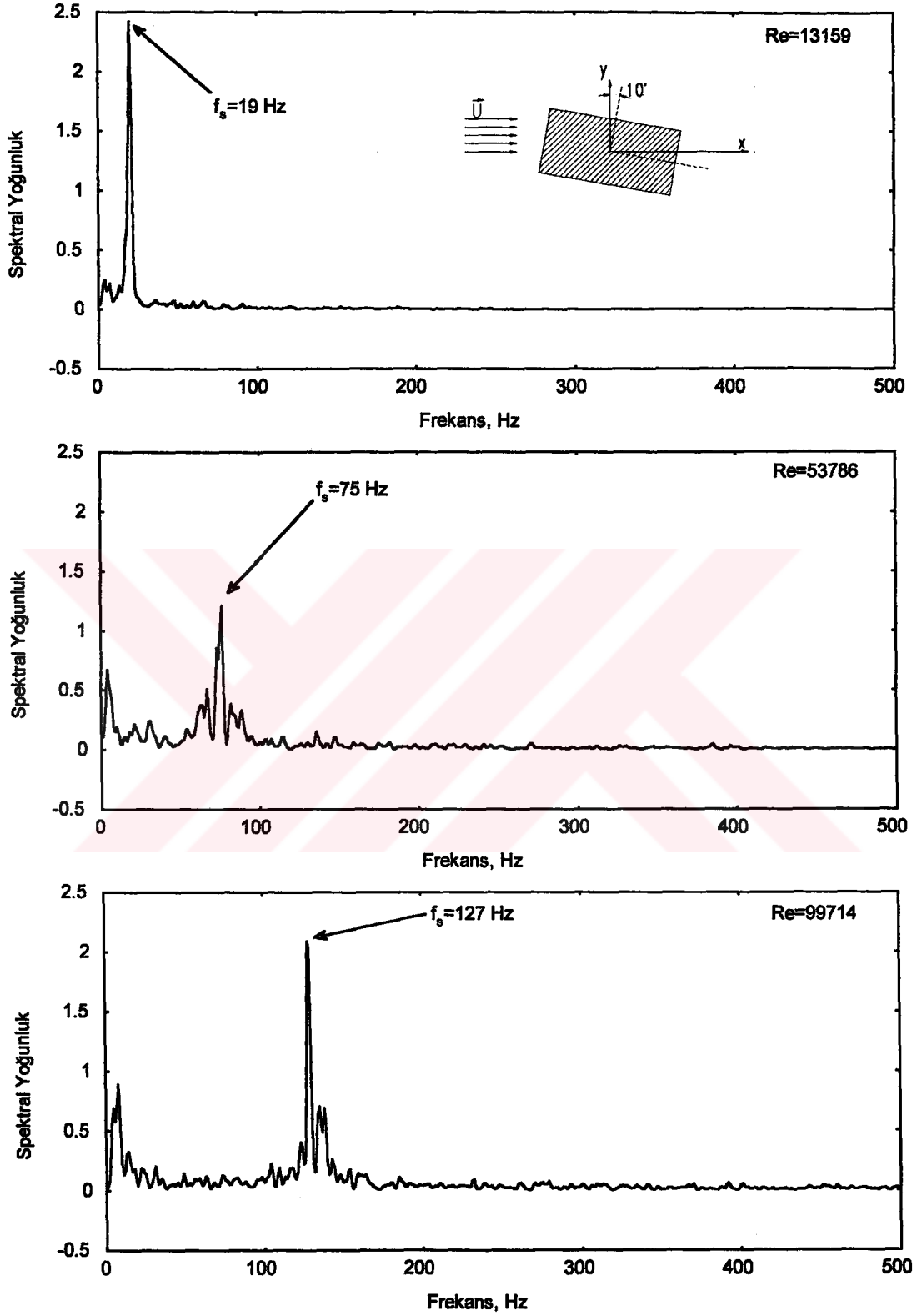
Şekil 149. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında değişik x/h , y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında elde edilen spektral tepelerin şiddetlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri



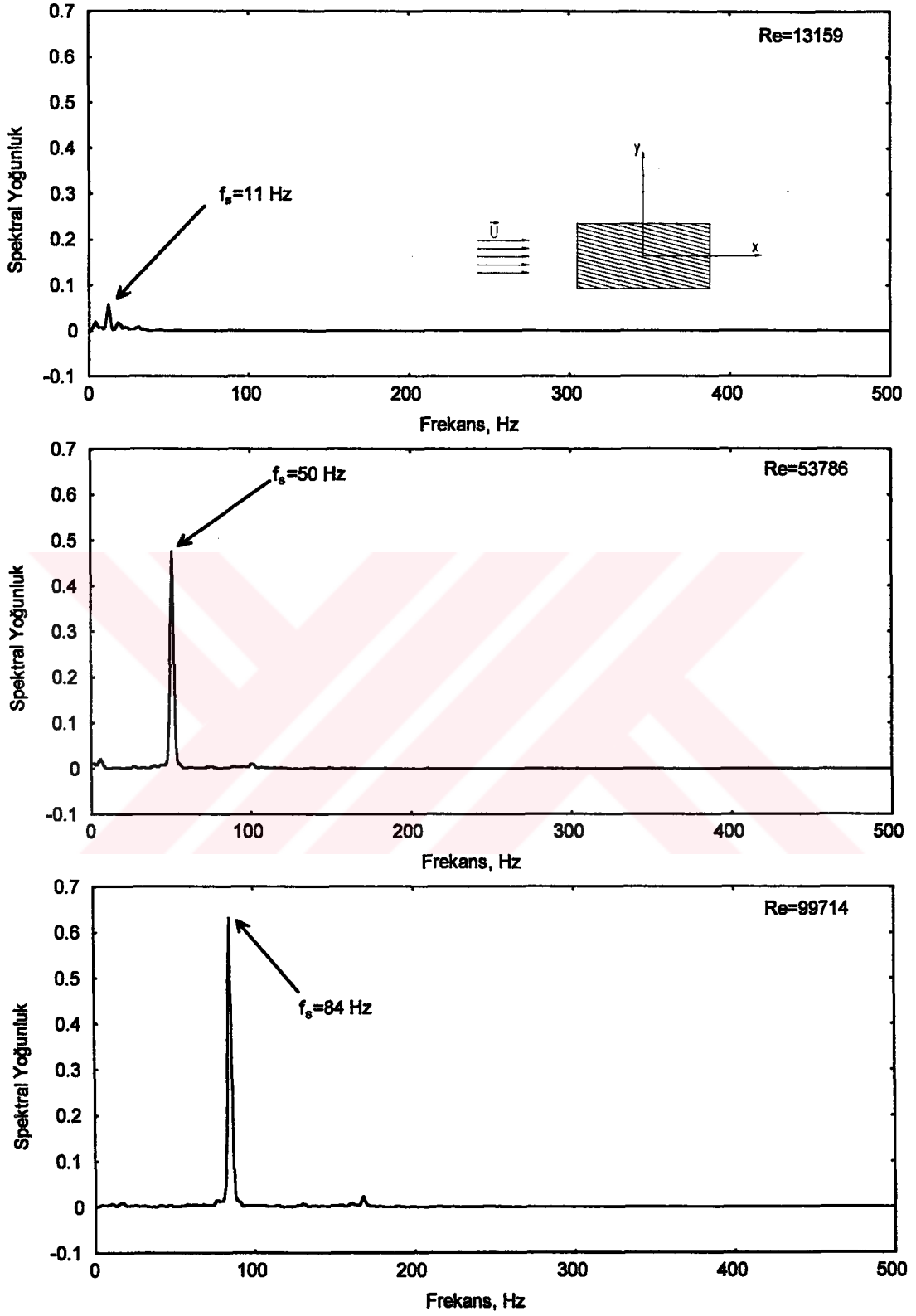
Şekil 150. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri

artarken spektral tepenin şiddeti (genliği) 6.75 katına çıkmaktadır. Burada verilmemekle birlikte yine $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda 10° ve 30° hücum açıları için de aynı tür grafikler elde edilmiştir. Fakat o grafiklerde Şekil 150'deki gibi etkili ve şiddetli tepeler oluşmamış ve aynı zamanda ikincil tepeler ortaya çıkmıştır. Şekil 151'de aynı model ($w/h=2$) için aynı $x/h=2.75$ istasyonunda fakat $y/h=-0.625$ pozisyonunda 10° hücum açısında elde edilen grafikler görülmektedir. Şekil 151'de görüldüğü üzere yüksek Reynolds sayılarında ikincil tepeler ortaya çıkmaktadır. $x/h=2.75$, $y/h=-0.625$ konumunda, Reynolds sayısı 13159'dan 99714'e artarken spektral tepenin genliği yaklaşık %14 azalmaktadır. Yine aynı $x/h=2.75$, $y/h=-0.625$ konumunda fakat 30° hücum açısı için de ölçüm yapılmış olup benzeri sonuçlar elde edilmiş fakat burada verilmemiştir. Şekil 152'de yine aynı $w/h=2$ olan model arkasında, $x/h=2.75$ istasyonunda, 0° hücum açısında fakat bu kez $y/h=1.875$ pozisyonunda ölçülen spektral yoğunluk grafikleri verilmiştir. Şekil 150 ile Şekil 152 mukayese edildiğinde akım doğrultusuna dik yönde, y/h büyüdükçe meydana gelen tepelerin şiddeti önemli derecede azalmaktadır. $x/h=2.75$ istasyonunda 0° hücum açısında, radyal yönde y/h 'nin değeri 0.625'den 1.875'e artırıldığında, spektral tepenin şiddeti Reynolds sayısının 13159 ve 53786 değerlerinde %95 oranında, 99714 değerinde ise %93 oranında azalmaktadır. Şekil 141'e ilaveten 10° ve 30° hücum açıları için de ölçüm yapılmış olup 10° hücum açısında tepelerin şiddeti azalmış fakat 30° 'de, 0° 'dekinden daha da şiddetli tepeler ortaya çıkmıştır. Ayrıca aynı model için ($w/h=2$) aynı $x/h=2.75$ istasyonunda ve $y/h=-1.875$ pozisyonunda da aynı tür grafikler elde edilmiş olup bu konumda da 30° hücum açısında, 10° 'ye göre daha şiddetli ve etkili tepeler elde edilmiş fakat burada verilmemiştir.

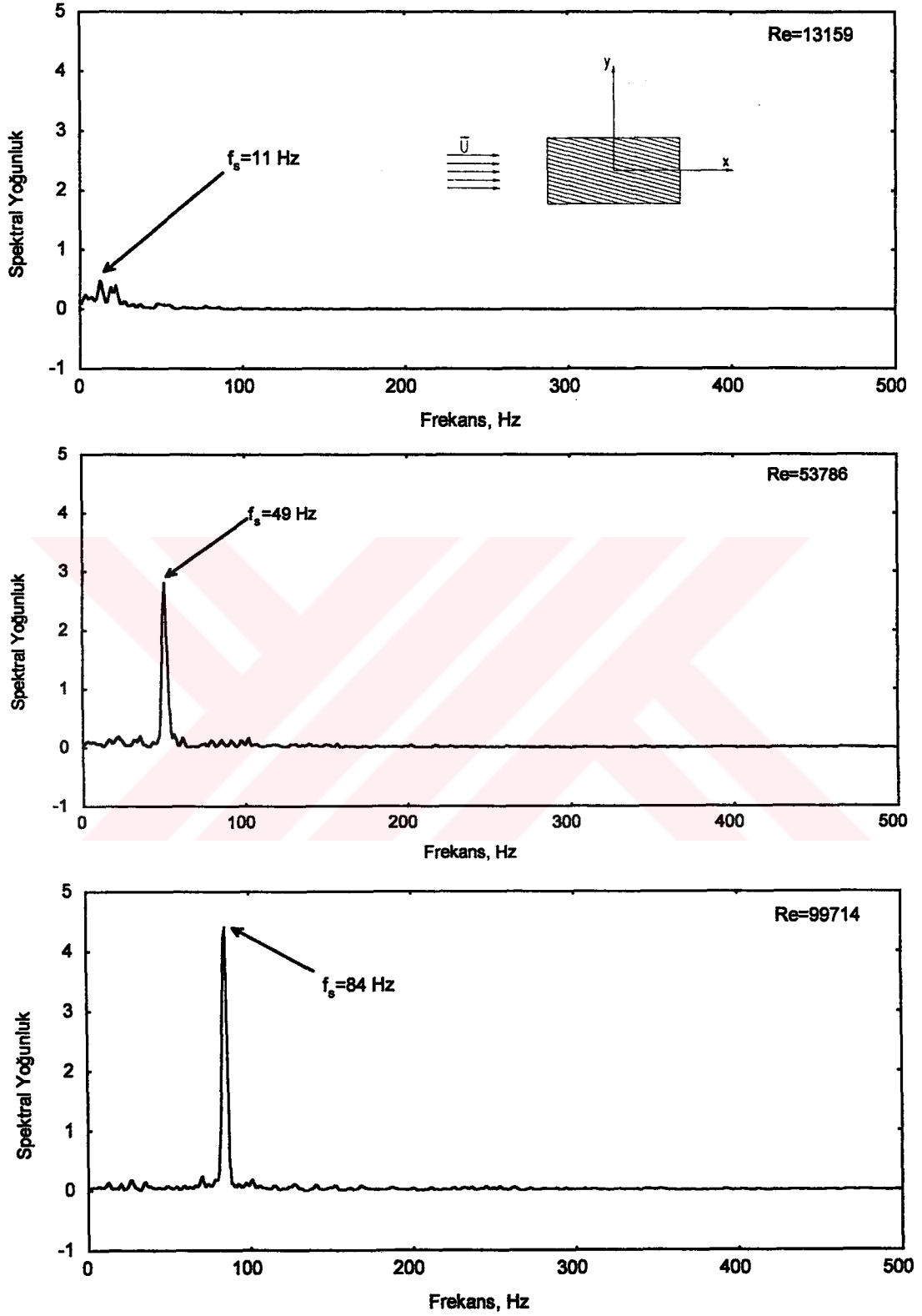
Şekil 153-154'de $w/h=2$ olan aynı model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda 0° ve 30° hücum açılarında alınan sonuçlar verilmiştir. Bu konumda 0° hücum açısında Reynolds sayısı 13159 değerinden 99714 değerine artırılırken spektral tepenin şiddeti, yaklaşık 9 katına çıkarken, 30° hücum açısında aynı Reynolds sayısı artışında spektral tepenin şiddeti 3.82 katına çıkmaktadır. $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda 10° hücum açısında da ölçüm yapılmış olup 0° ve 30° 'ye göre daha küçük şiddette tepeler elde edilmiştir. Şekil 150 ve Şekil 153 mukayese edildiğinde, 0° hücum açısında akım yönünde $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumundan $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumuna ilerlerken spektral tepenin şiddeti, $Re=13159$ 'da %63, $Re=53786$ 'da %70 ve $Re=99714$ 'de ise %49 oranında azalmaktadır. Ayrıca aynı istasyonda $y/h=-0.625$ konumunda da ölçümler yapılmış olup bu konumda da 30° hücum açısında, 10° 'ye göre daha şiddetli ve etkili



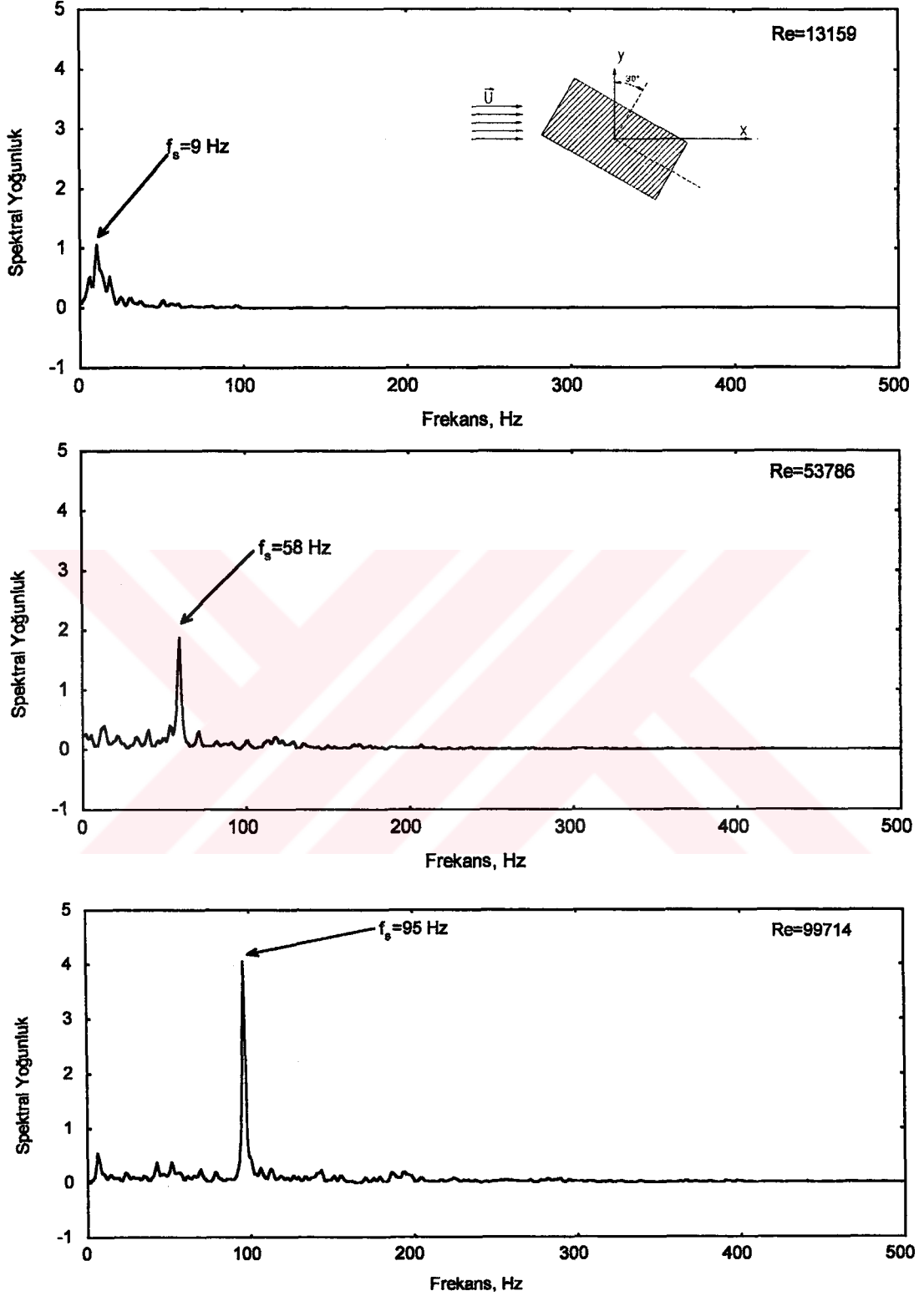
Şekil 151. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=-0.625$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds saylarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 152. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=1.875$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 153. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



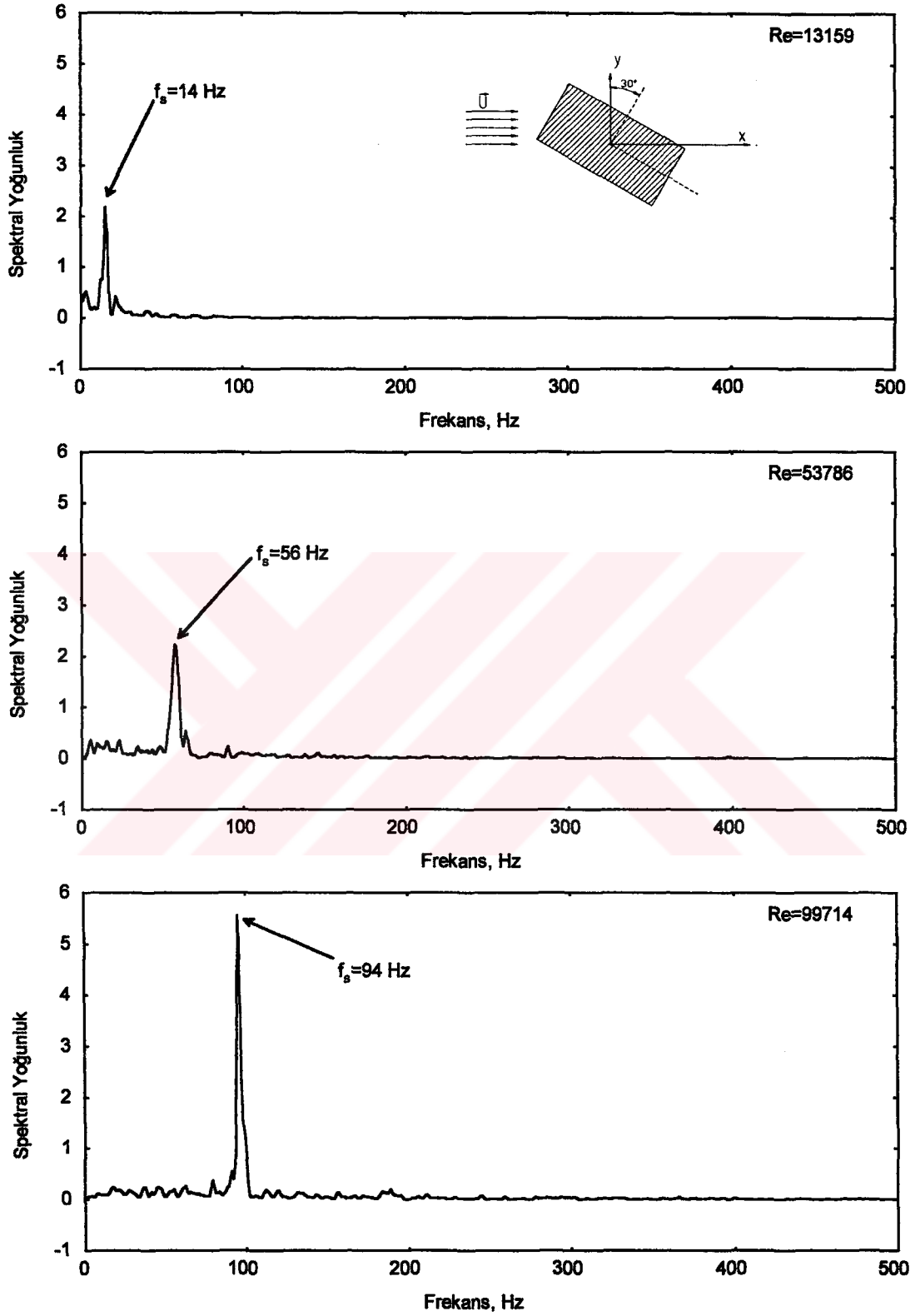
Şekil 154. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri

tepeler (peaks) elde edilmiştir (Şekil 155). Şekil 155'de görüldüğü gibi, bu $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda ve 30° hücum açısında, Reynolds sayısı 13159'dan 99714 değerine artırılırken spektral tepenin şiddeti %56 oranında artmaktadır. Şekil 154 ve Şekil 155'de $x/h=5$ istasyonunda ve 30° hücum açısında y/h 'nın eksen çizgisinin üst tarafında 0.625 ve alt tarafında -0.625 değerlerinde meydana gelen spektral tepeler incelendiğinde; -0.625 değerindeki tepenin şiddeti, 0.625 değerindeki tepenin şiddetine göre $Re=13159$ 'da %105, $Re=53786$ 'da %18 ve $Re=99714$ 'de de %37 oranında daha büyük olmaktadır.

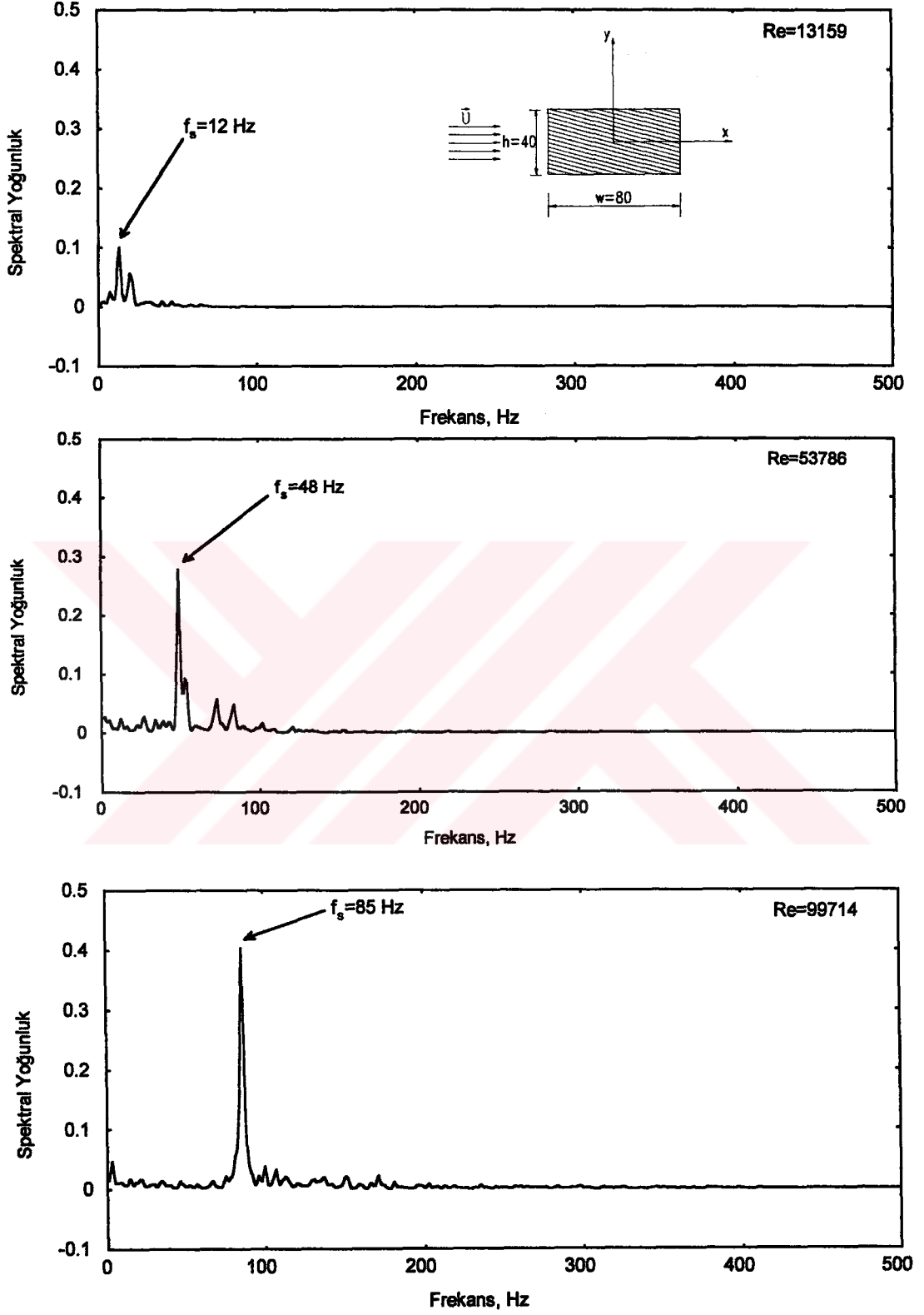
Yine $w/h=2$ olan dikdörtgen kesitli modelin iz bölgesinde $x/h=5$, $y/h=\pm 1.875$ konumlarında, 0° - 30° hücum açılarında elde edilen sonuçlar Şekil 156-159'da verilmiştir. Şekil 156 ve 157 incelendiğinde, $y/h=1.875$ pozisyonunda 30° hücum açısında 0° 'ye göre daha şiddetli ve tekil tepeler elde edilmiş olup, burada verilmediği halde 10° 'de elde edilen tepeler 0° 'de elde edilenlerden daha küçük şiddette olmuştur. $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda sözkonusu modelin 0° 'den 30° 'ye döndürülmesiyle spektral tepenin şiddeti, $Re=13159$ 'da 9.7 kat artarken, $Re=53786$ 'da 13.64 kat ve $Re=99714$ 'de de 3.12 kat artmıştır (Şekil 156-157). $x/h=5$ istasyonunda 0° hücum açısında, akım doğrultusuna dik yönde $y/h=0.625$ konumundan $y/h=1.875$ konumuna geçilirken meydana gelen spektral tepenin şiddeti $y/h=0.625$ konumuna göre, $Re=13159$ 'da %79, $Re=53786$ 'da %90 ve $Re=99714$ 'de de %91 oranında azalmaktadır. Şekil 158-159 incelenirse $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda da 30° hücum açısında 10° 'ye göre daha tekil ve şiddetli tepeler ortaya çıkmıştır. $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda modelin 10° 'den 30° 'ye döndürülmesiyle spektral tepenin şiddeti, $Re=13159$ 'da 10.25 kat, $Re=53786$ 'da 14.96 kat ve $Re=99714$ 'de de 29.33 kat artmıştır (Şekil 158-159). $w/h=2$ olan dikdörtgen kesitli silindirik modelin iz bölgesinde elde edilen spektral yoğunluk grafiklerindeki (Şekil 150-159) spektral tepelerin şiddetleri, Şekil 160'da toplu halde mukayese edilmiştir.

Şekil 161-162'de $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model ile ilgili hesaplanan Strouhal Sayısı ve boyutsuz frekansın (shedding frekans parametresinin) Reynolds sayısı ile değişimleri verilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü üzere bu modele ait Strouhal sayısı değerleri 0.2 civarında çıkmıştır. $26318 \leq Re \leq 199427$ aralığında Reynolds sayısı artarken Strouhal sayısı yaklaşık %20 azalırken, boyutsuz frekans da dairesel ve kare kesitli silindirik modellerde olduğu gibi yaklaşık lineer olarak artmaktadır.

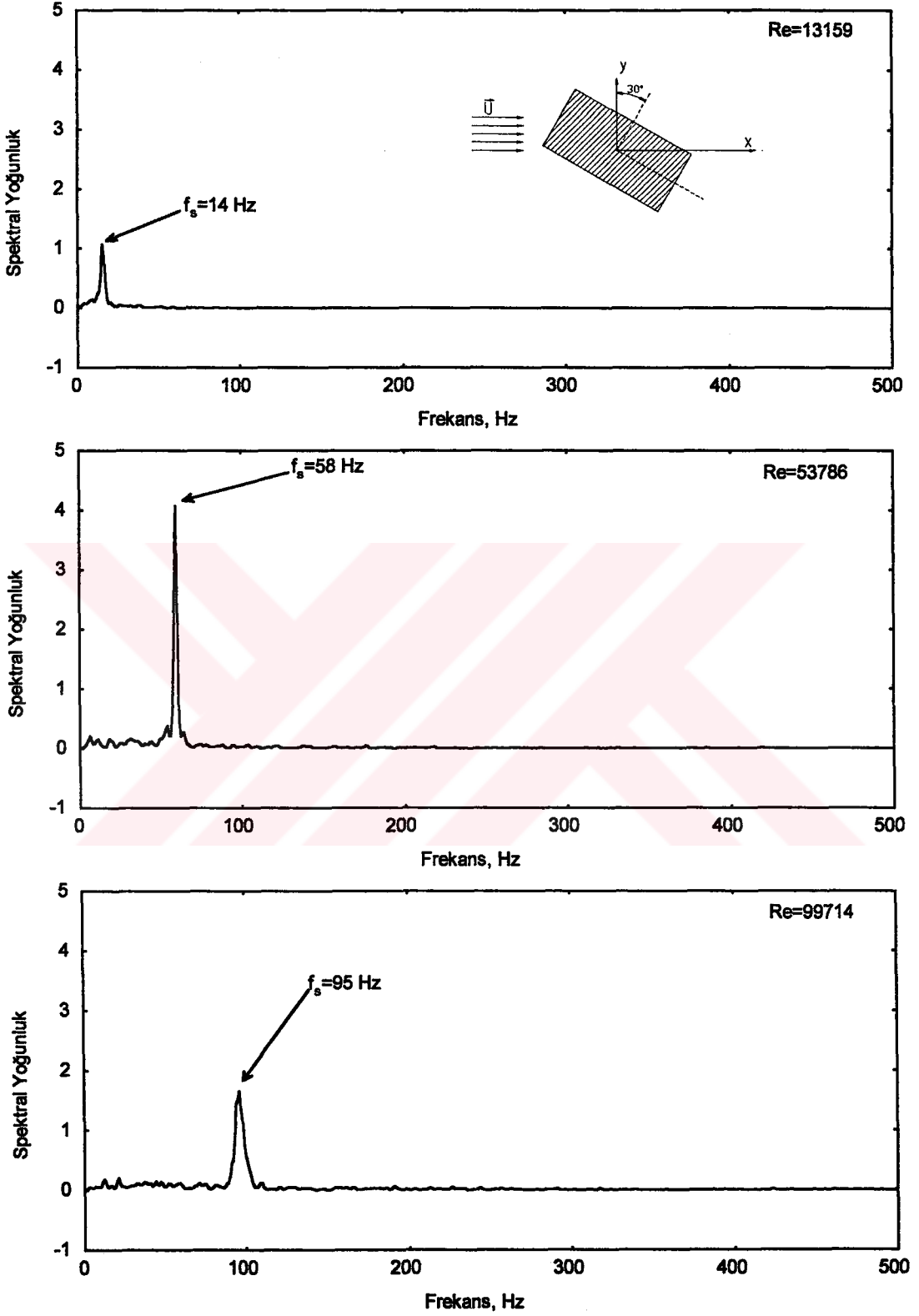
Şekil 163-164'de ise $w/h=2$ olan model ile ilgili aynı tür grafikler verilmiştir. Bu grafikler incelendiğinde, en büyük Strouhal sayısı ve boyutsuz frekans değerleri 10° hücum açısında, en küçük değerler ise 0° hücum açısında elde edildiği görülür. Ayrıca 0° ve 30° hücum açılarında



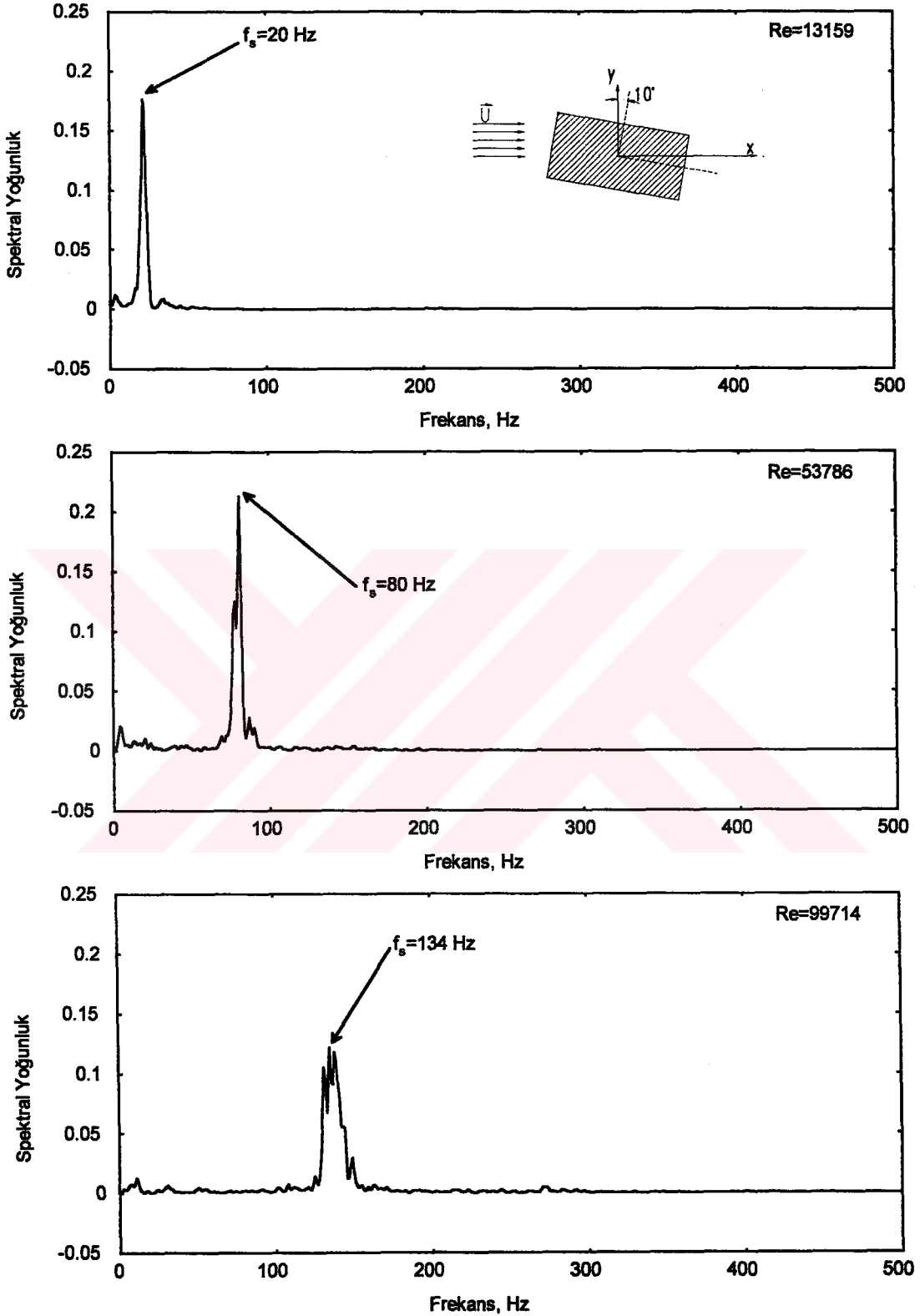
Şekil 155. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



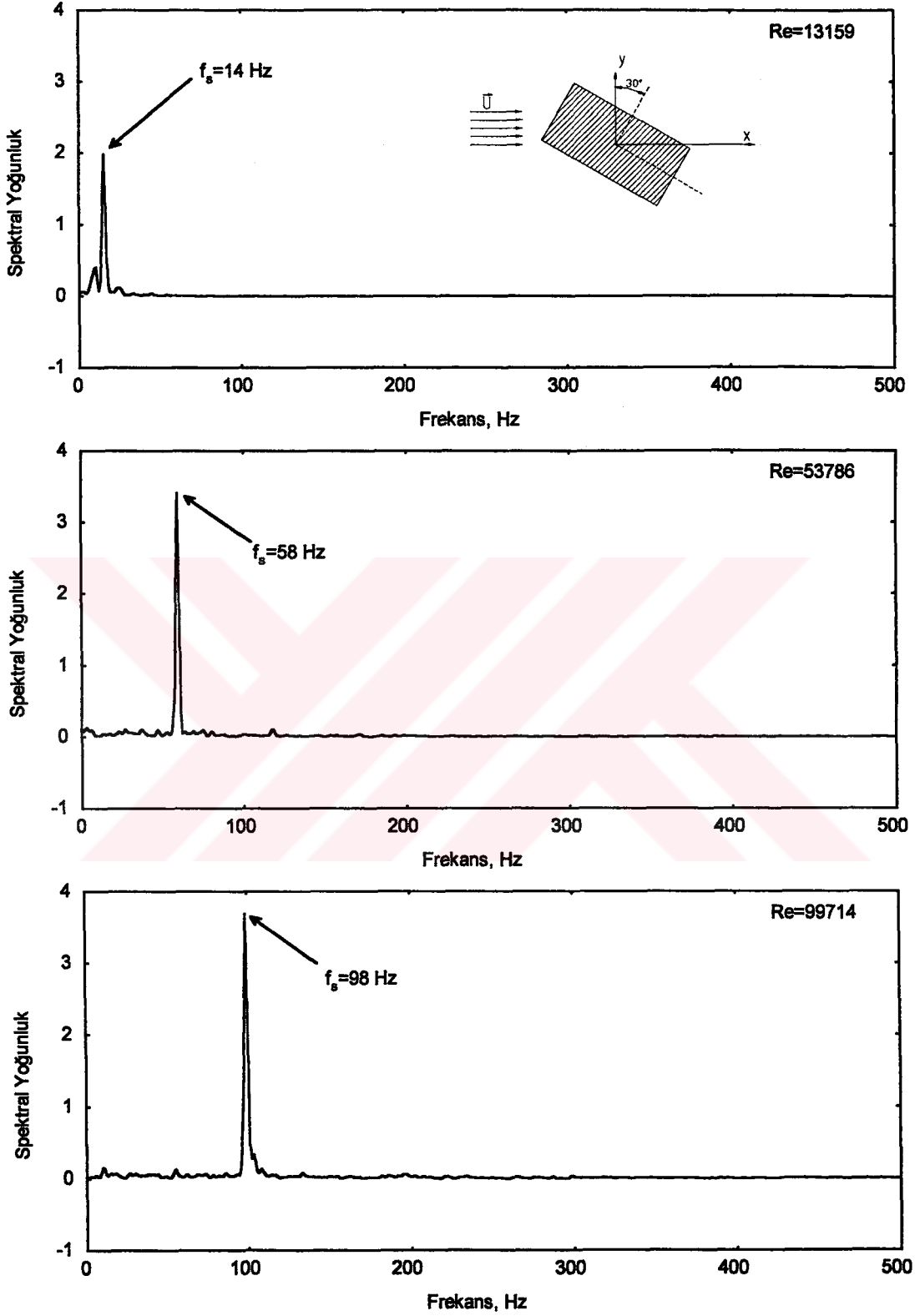
Şekil 156. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda ve 0° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



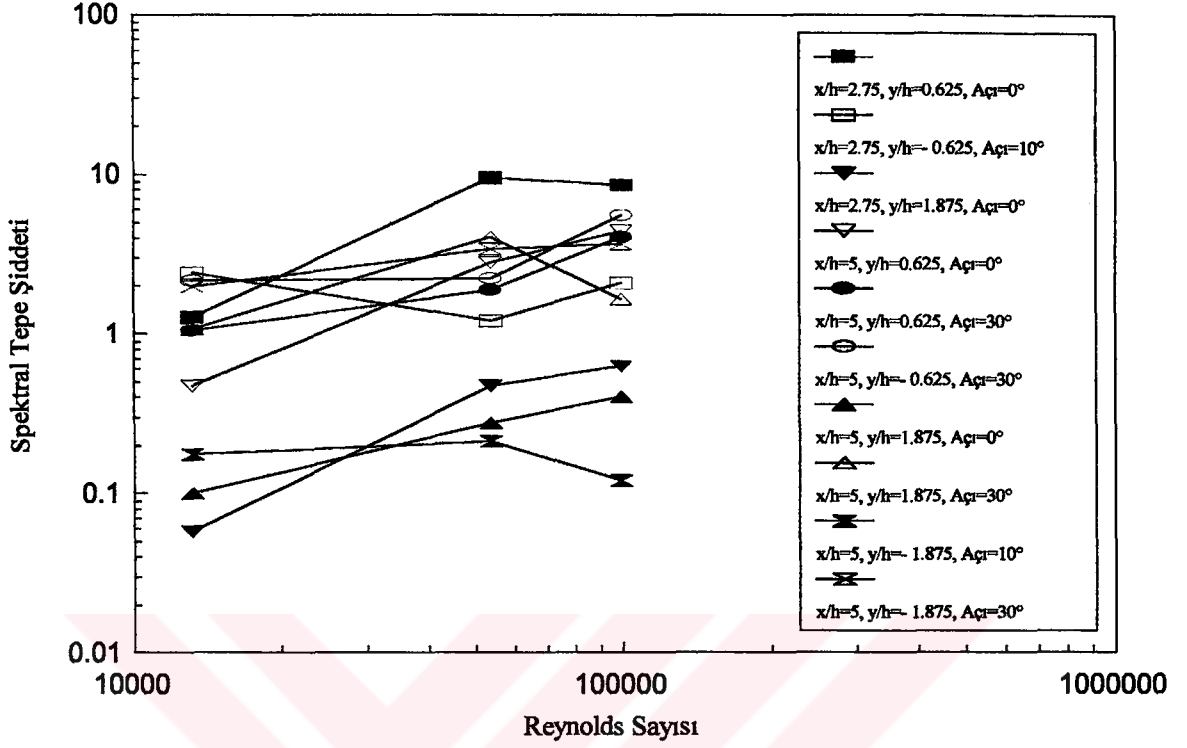
Şekil 157. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 158. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda ve 10° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri



Şekil 159. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda ve 30° hücum açısında değişik Reynolds sayılarındaki spektral yoğunluk grafikleri

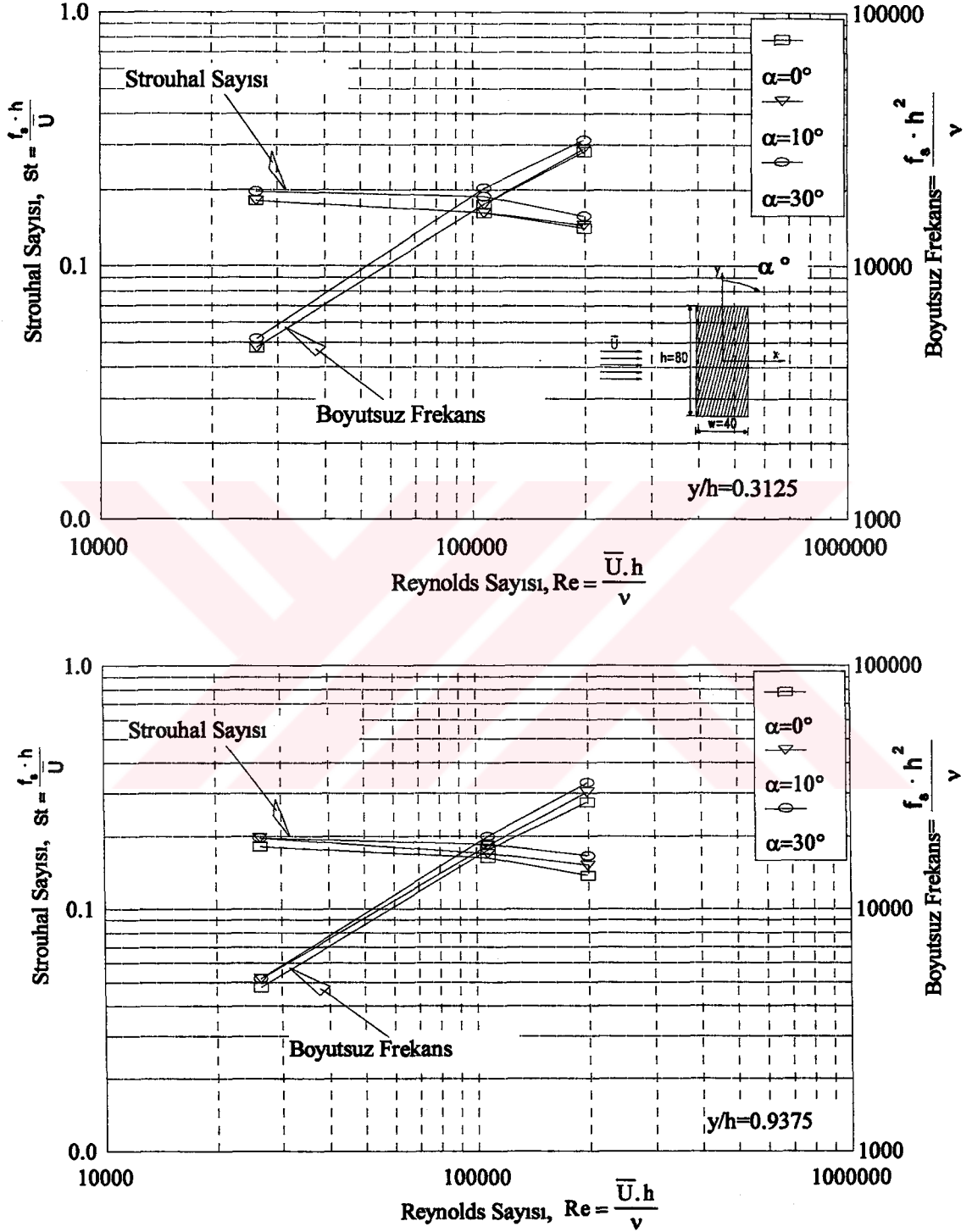


Şekil 160. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında değişik x/h , y/h konumlarında ve farklı hücum açıları elde edilen spektral tepelerin şiddetlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri

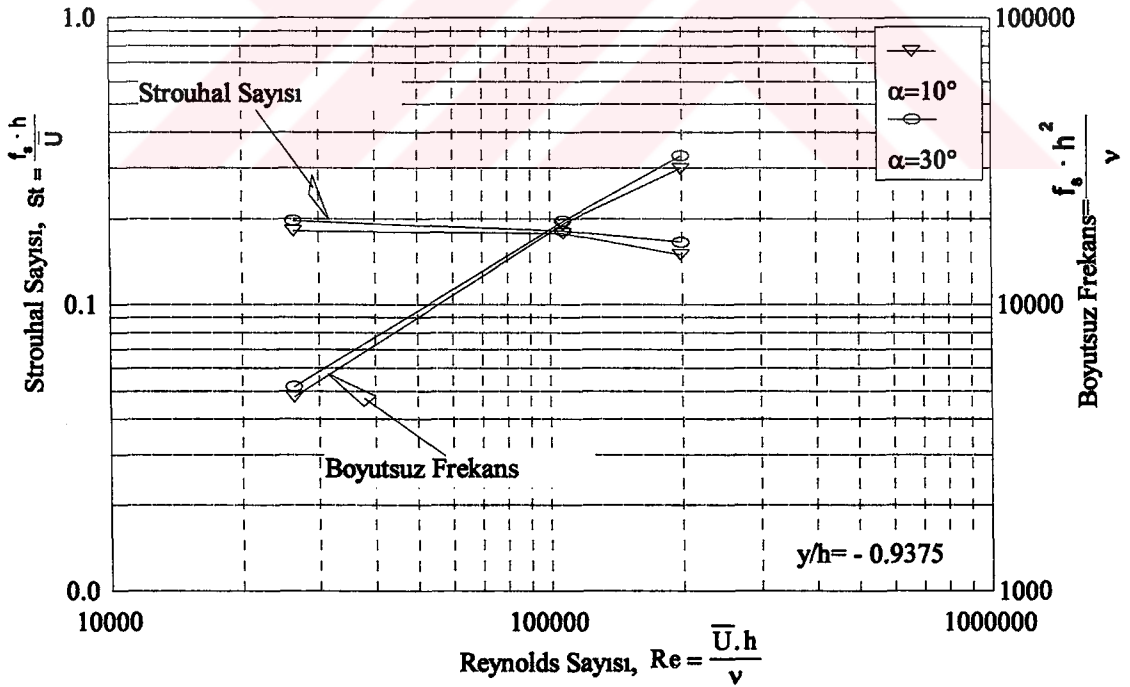
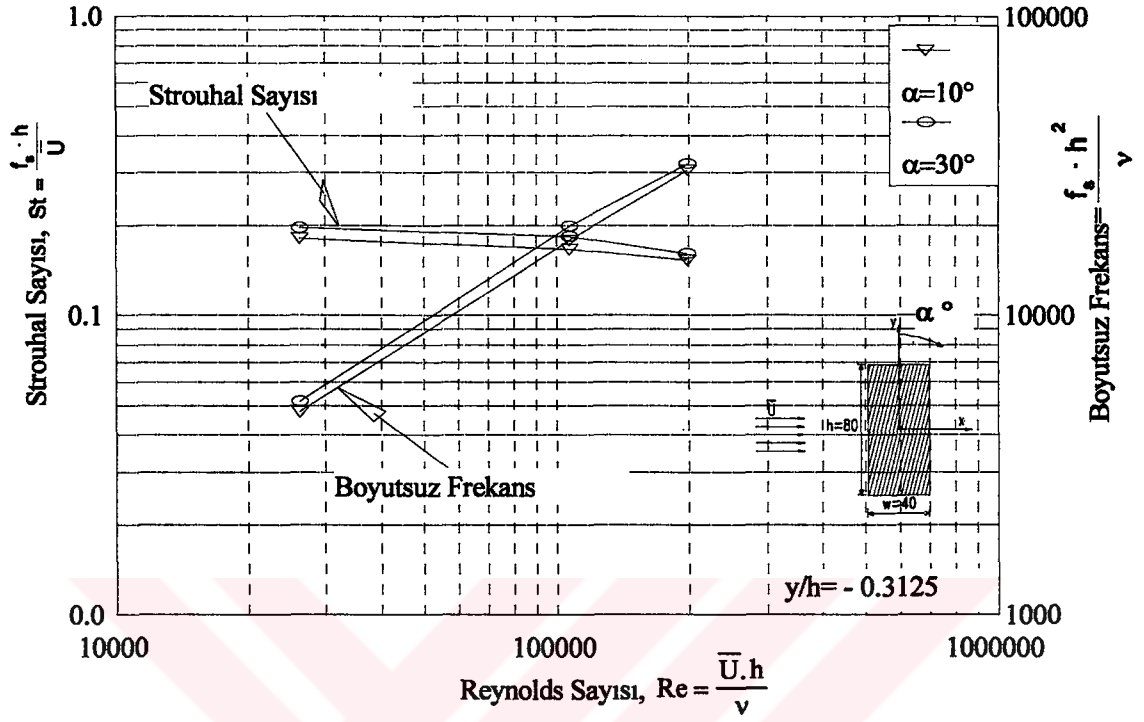
ait Strouhal sayısı değerleri 0.1 civarında iken 10^0 'ye ait değerler 0.15 civarında çıkmıştır. $w/h=0.5$ ve 2 olan dikdörtgen modellere ait diğer x/h , y/h konumlarındaki aynı tür grafikler de çizilmiş olup Ek Şekil 27-30'da verilmiştir.

Her iki tip dikdörtgen kesitli modele ait otokorelasyon fonksiyonları Şekil 165-172'de verilmiştir. Şekil 165-168'de $w/h=0.5$ olan modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda $y/h=\pm 0.3125$ ve ± 0.9375 pozisyonlarında çizilen otokorelasyon fonksiyonları görülmektedir. Özellikle $y/h=\pm 0.9375$ konumunda sinüzoidal grafikler elde edilmiş olup Reynolds sayısı artarken, sinyallerin periyot ve genlikleri azalmaktadır. $w/h=0.5$ olan modelin arkasında $x/h=2.5$ istasyonunda ve $y/h=\pm 0.3125$ ve ± 0.9375 pozisyonları için de otokorelasyon fonksiyonları çizilmiş olup Ek Şekil 31-34'de verilmiştir.

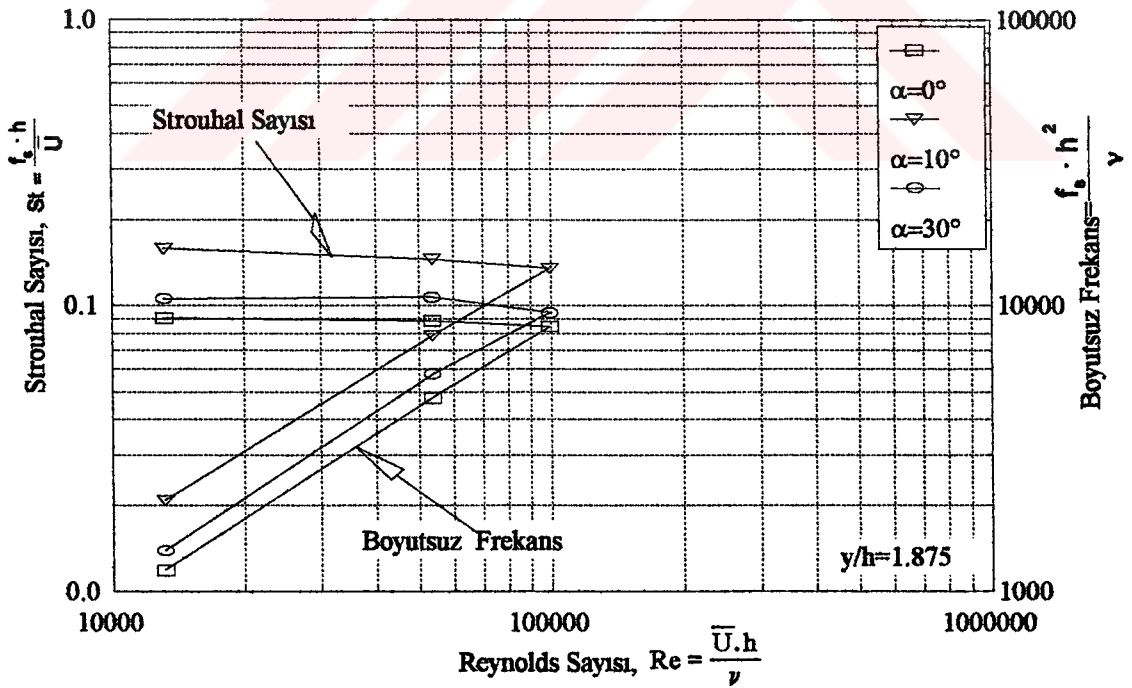
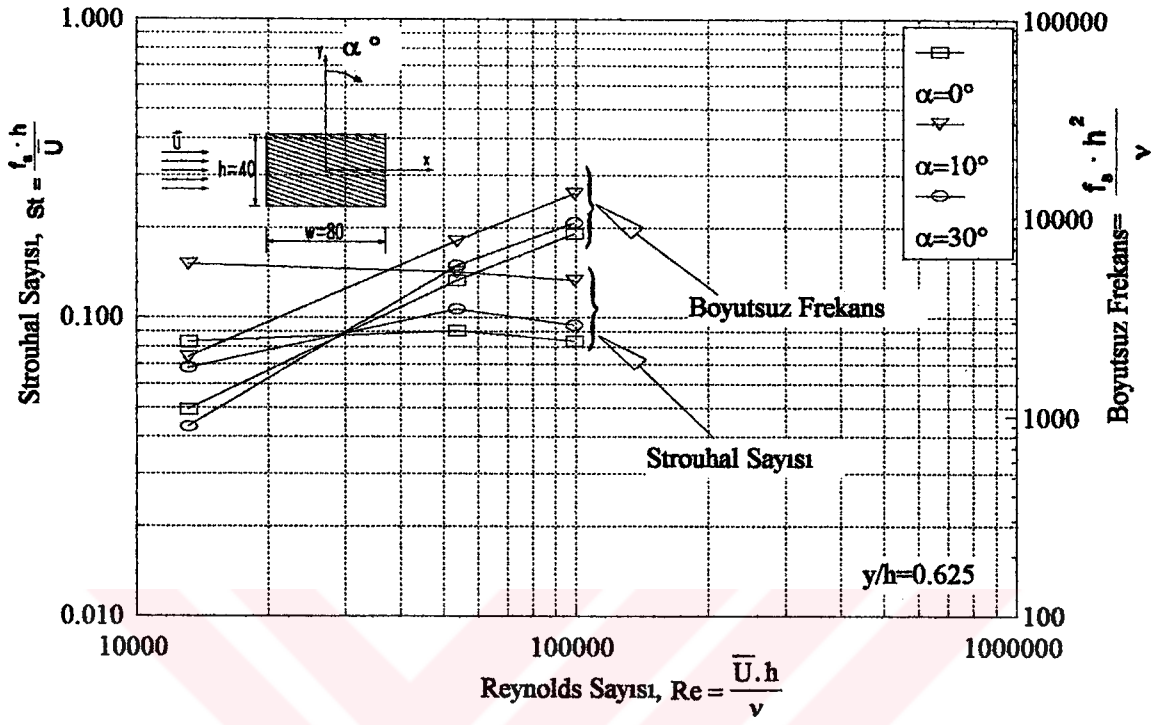
Şekil 169-172'de $w/h=2$ olan modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$, $y/h=\pm 0.625$ ve ± 1.875 konumlarındaki otokorelasyon fonksiyonları verilmiştir. Şekil 169'da görüldüğü üzere $y/h=0.625$ konumunda 0° hücum açısında daha büyük genlikli otokorelasyon fonksiyonları elde



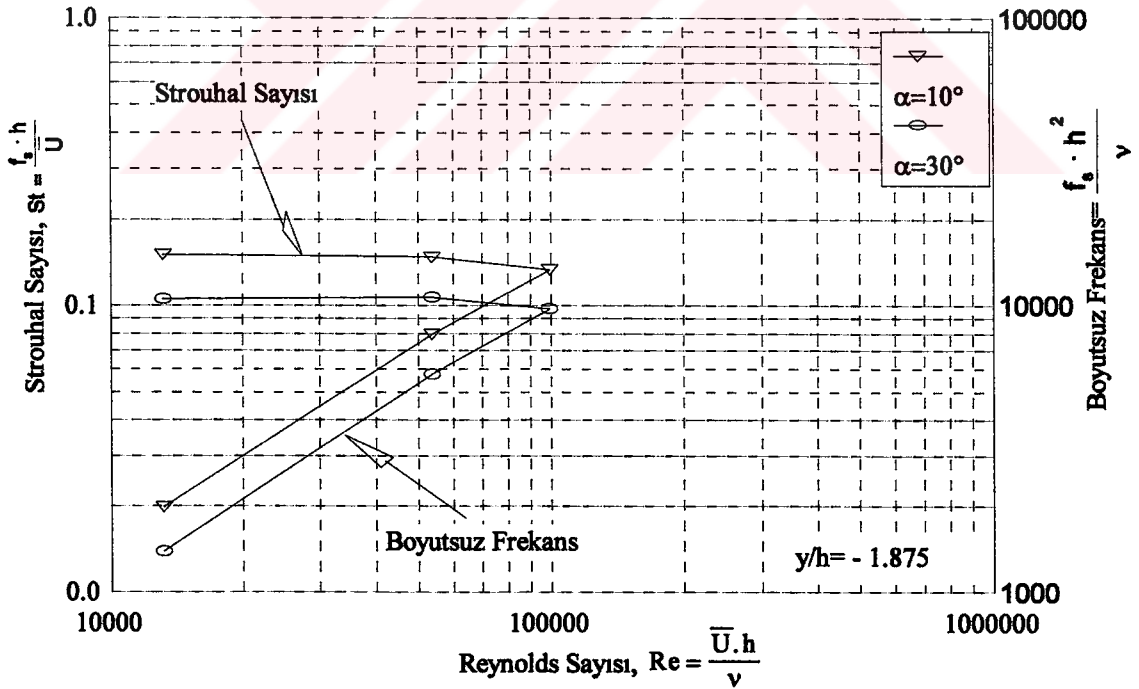
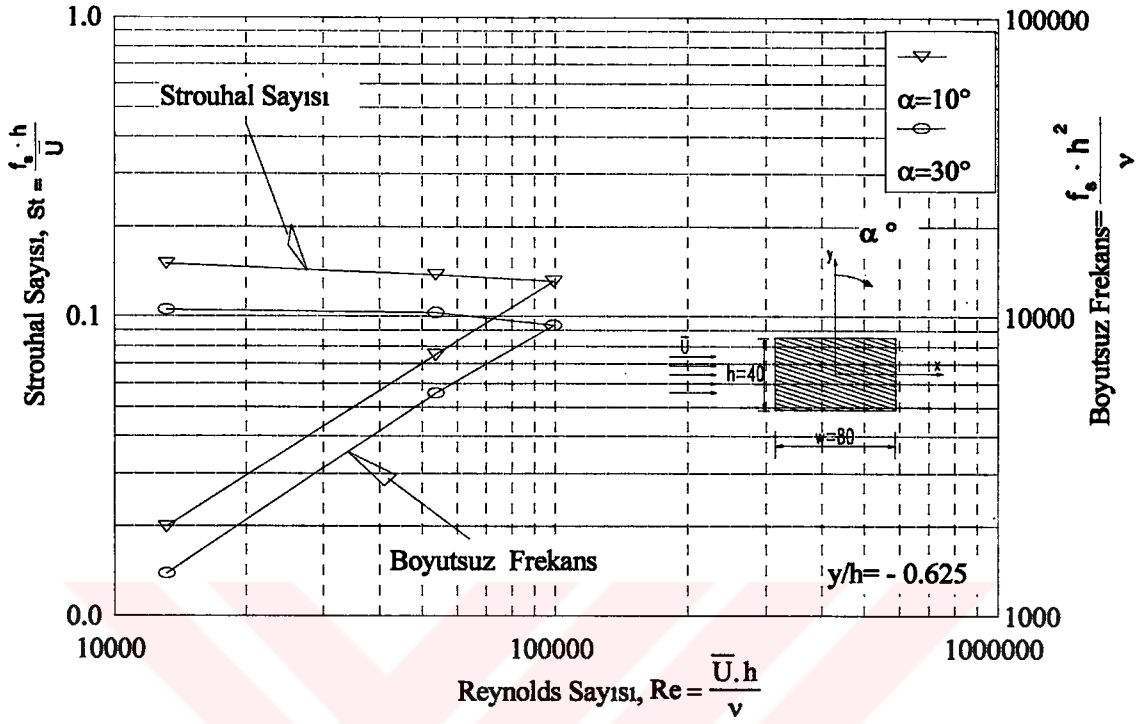
Şekil 161. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.5$ istasyonunda değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



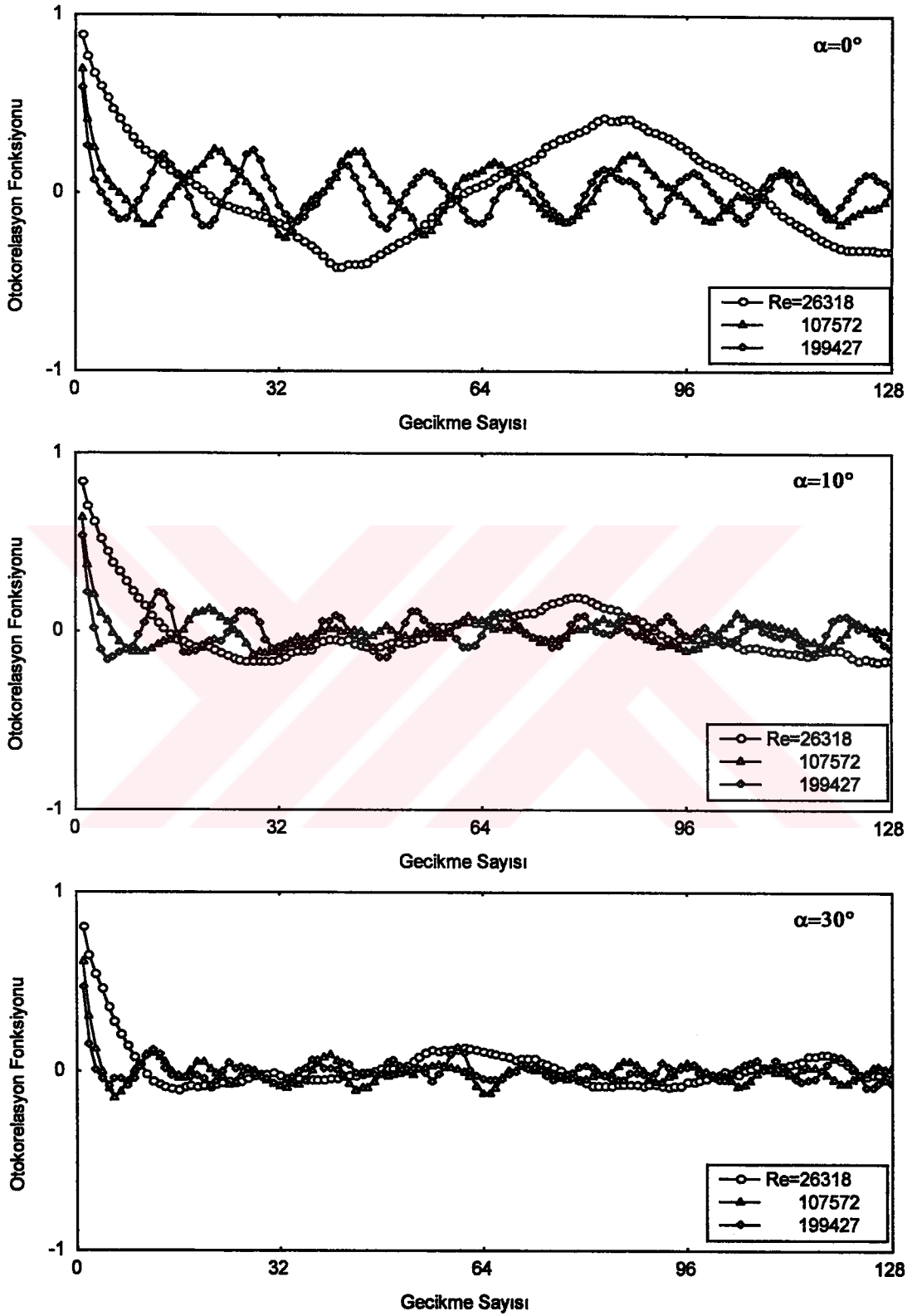
Şekil 162. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.5$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



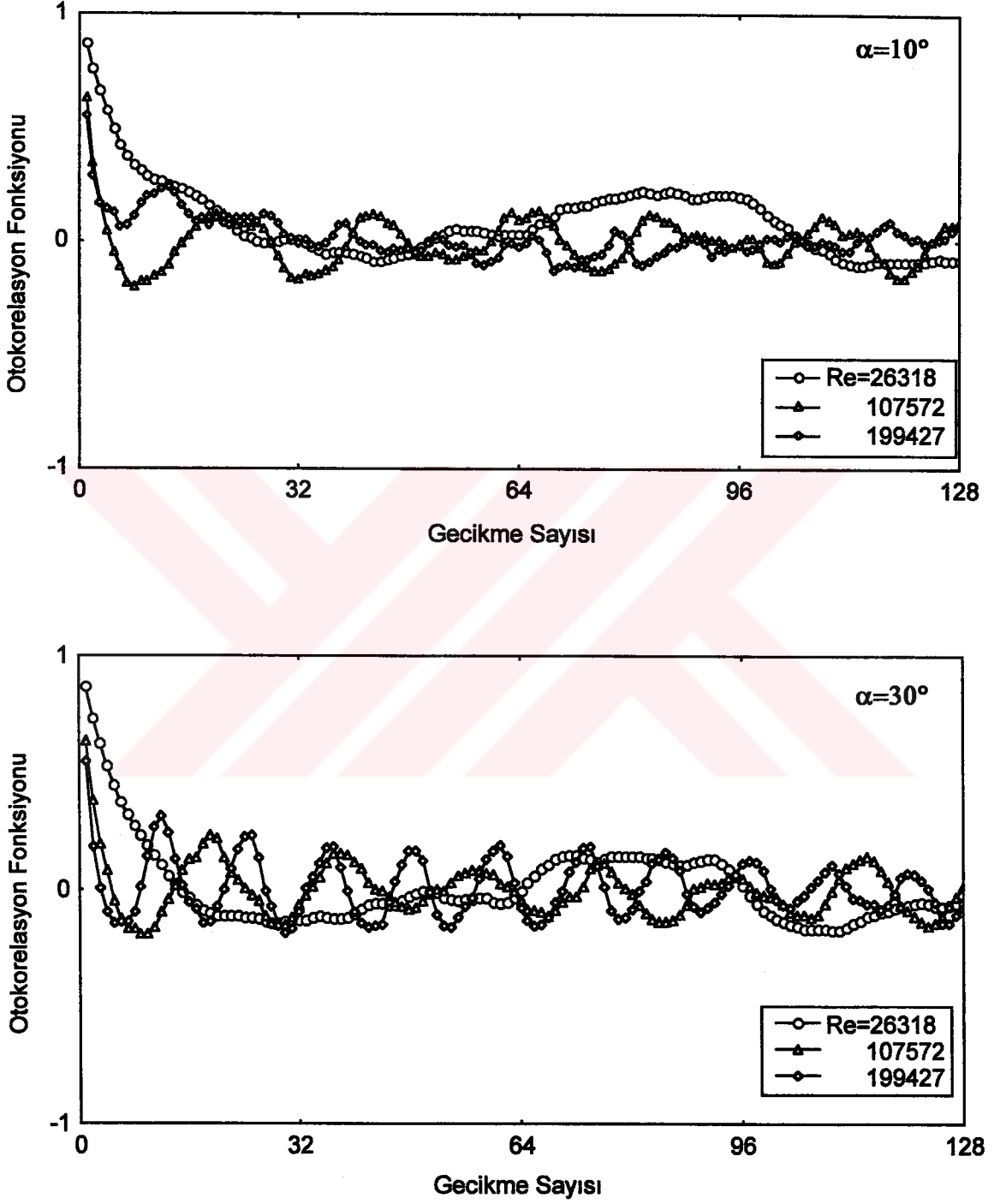
Şekil 163. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=5$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



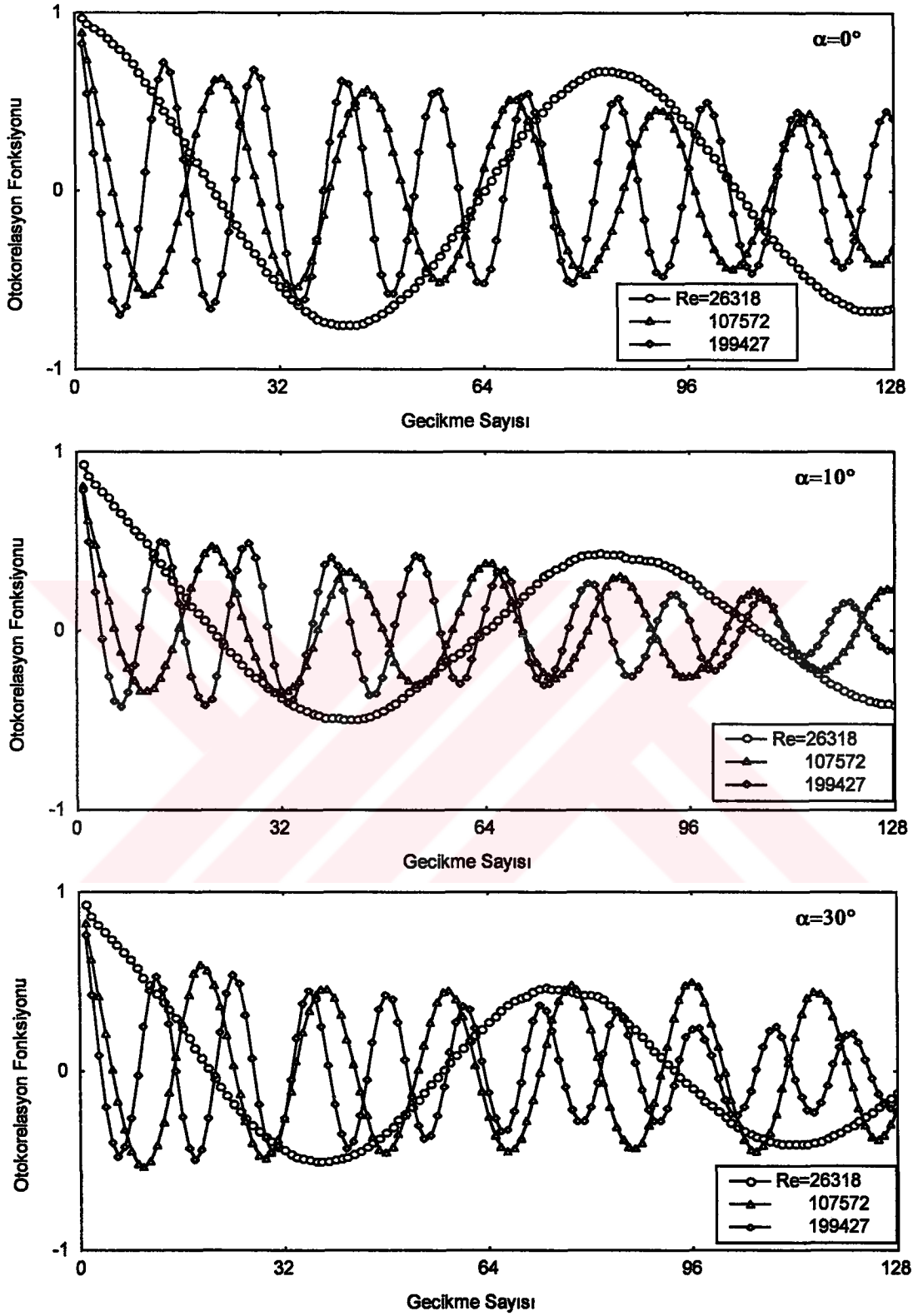
Şekil 164. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=5$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



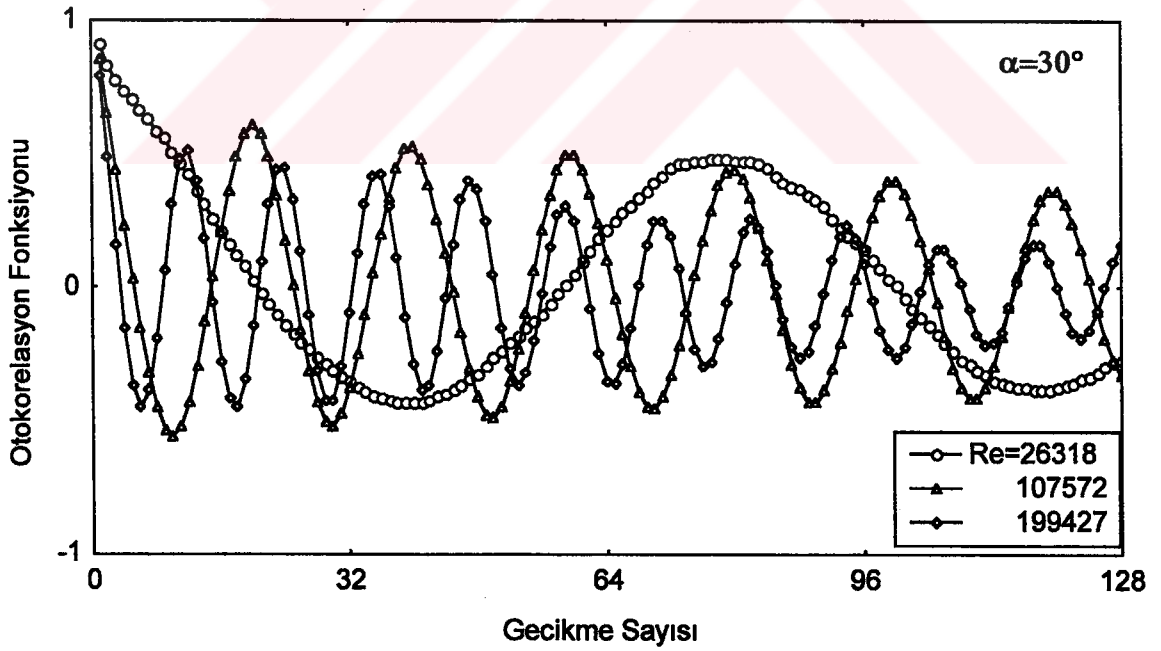
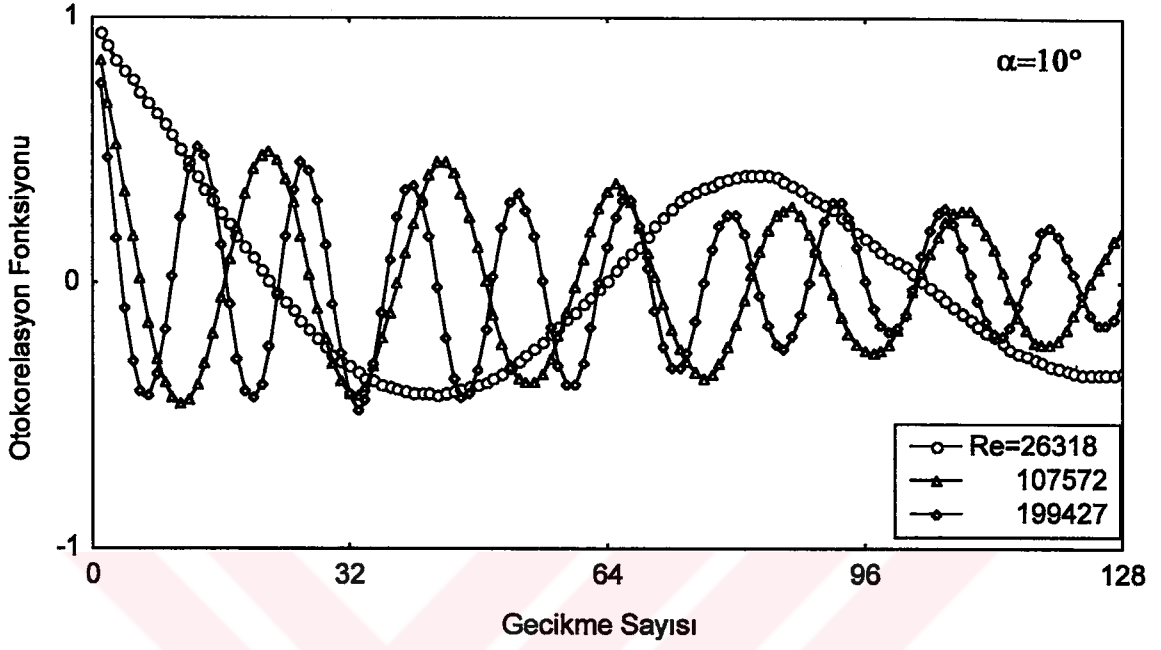
Şekil 165. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=0.3125$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



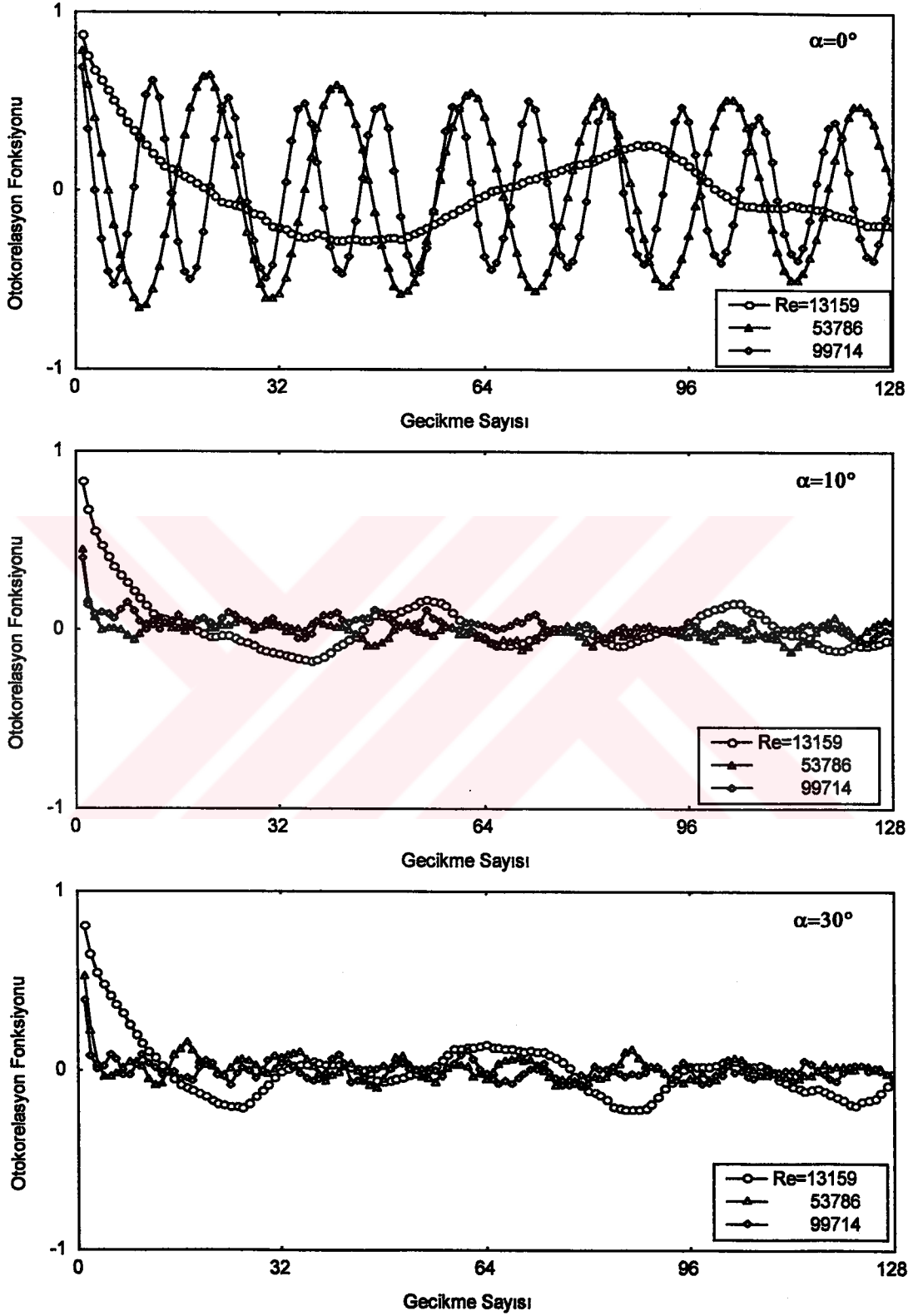
Şekil 166. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=-0.3125$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



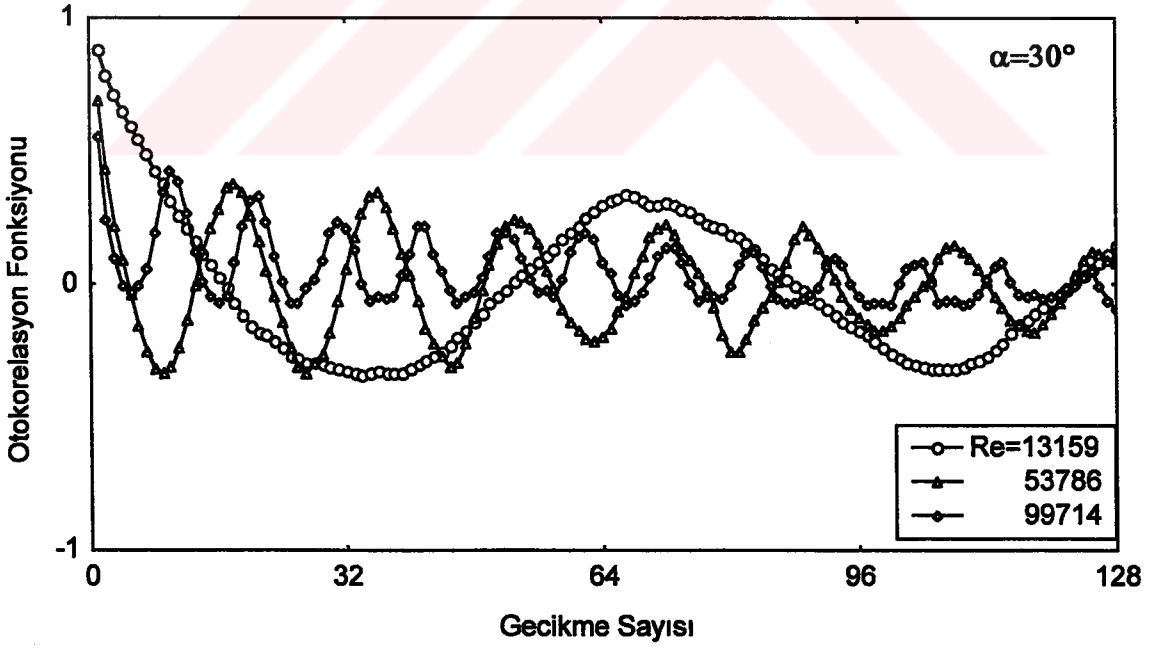
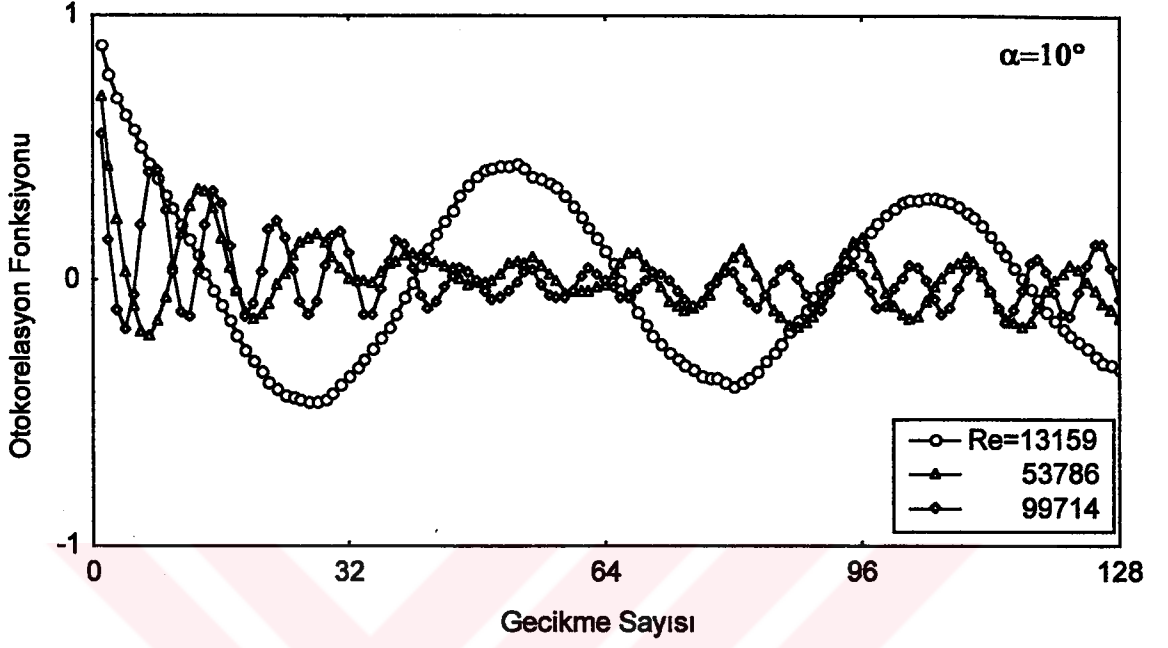
Şekil 167. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=0.9375$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



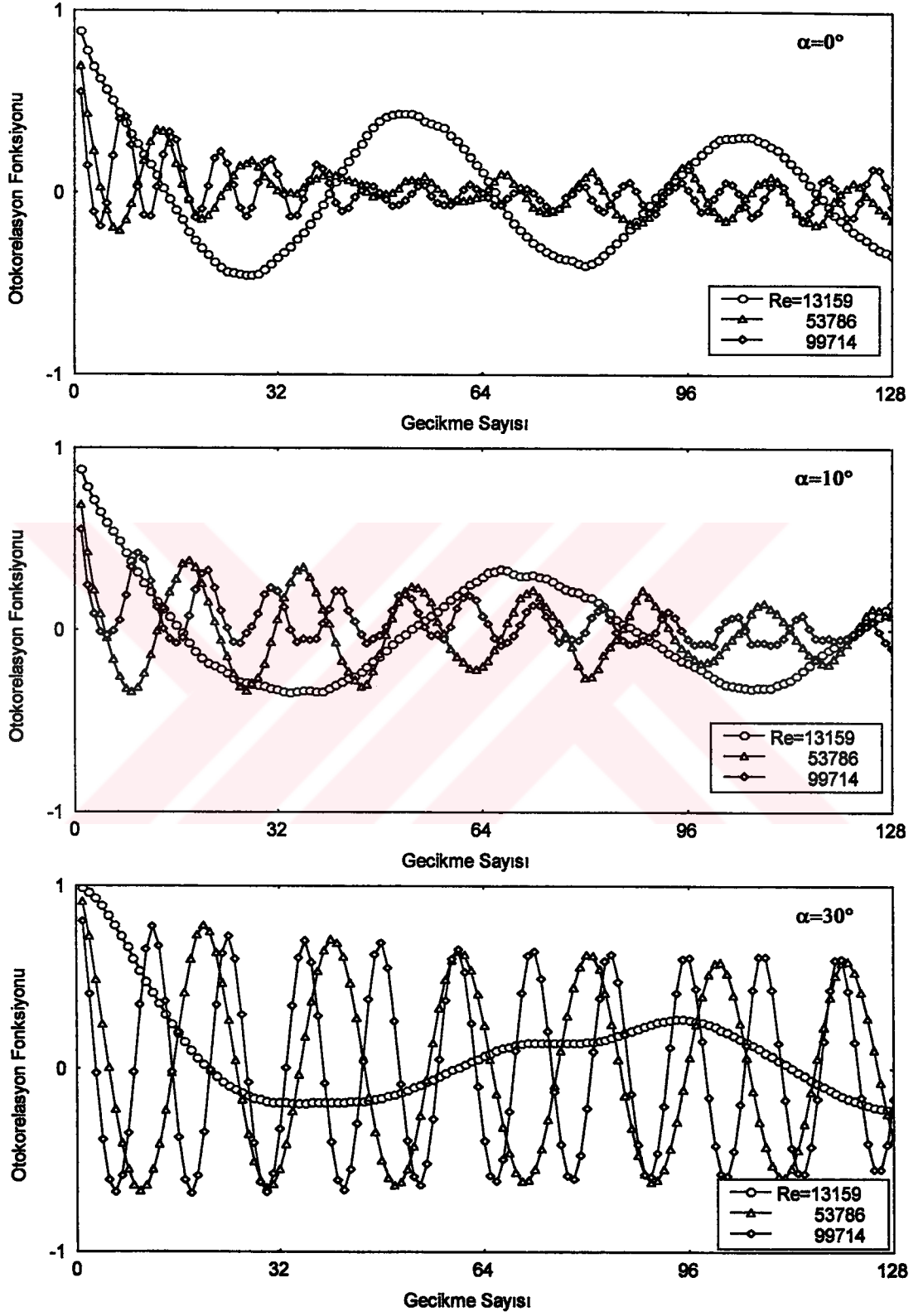
Şekil 168. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=1.375$, $y/h=-0.9375$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



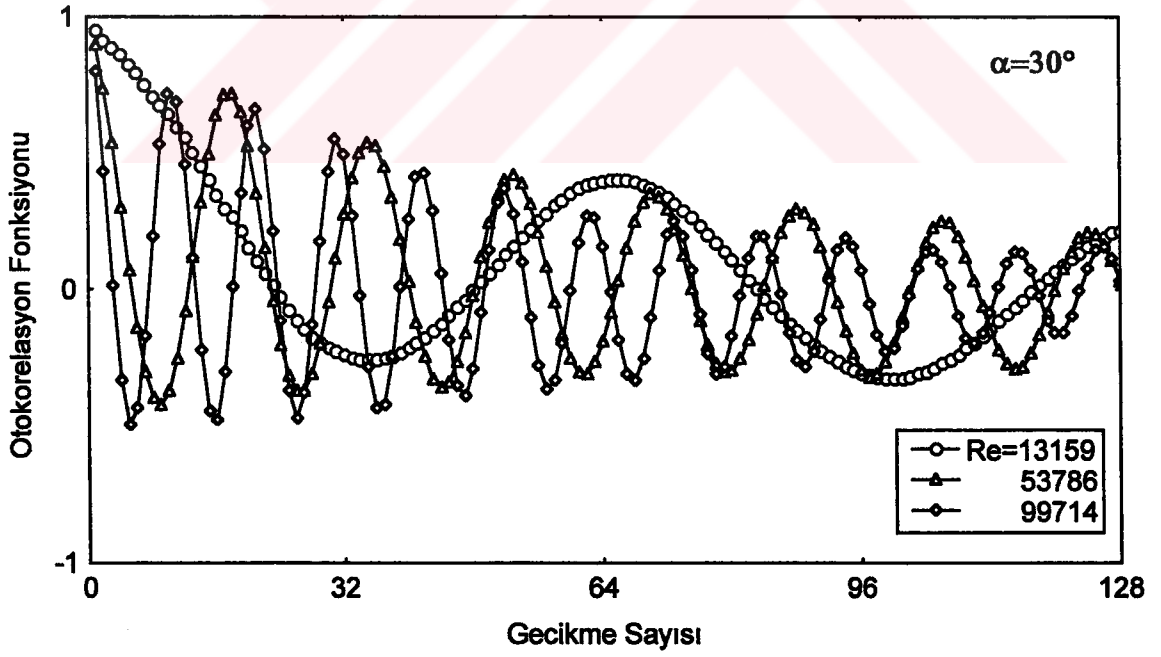
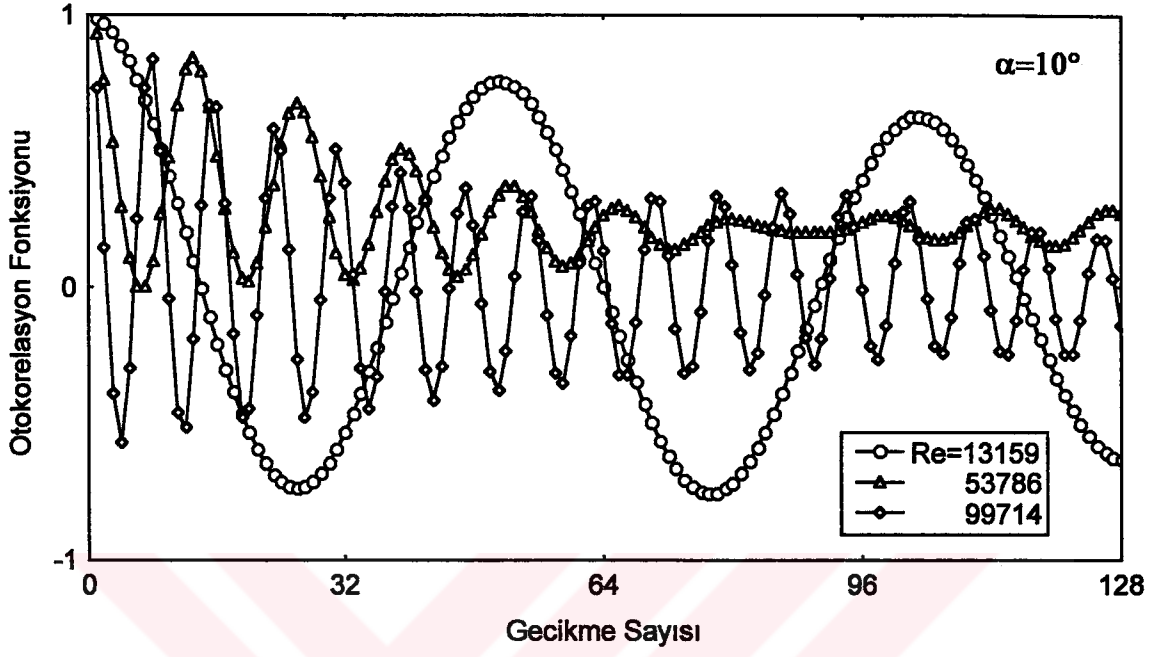
Şekil 169. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



Şekil 170. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=-0.625$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



Şekil 171. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=1.875$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



Şekil 172. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=-1.875$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri

edilirken hücum açısı arttıkça sinyallerin genlikleri de önemli derecede küçülmektedir. Fakat buna karşılık eksenin alt tarafında yani $y/h=-0.625$ konumundaki sinyaller eksenin üst tarafındaki ($y/h=0.625$) sinyallere göre daha büyük genliğe sahiptir (Şekil 170). Şekil 171-172'de $x/h=2.75$, $y/h=\pm 1.875$ konumlarındaki otokorelasyon grafikleri incelenirse, bu kez hücum açısı artarken sinyallerin genliklerinin arttığı görülür. Şekil 170 ile Şekil 172 mukayese edildiğinde, $x/h=2.75$ istasyonunda akım doğrultusuna dik yönde $y/h=-0.625$ konumundan $y/h=1.875$ konumuna geçilirken otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri artmaktadır. Şekil 165-168'de $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modele ait otokorelasyon fonksiyonları ile Şekil 169-172'de $w/h=2$ olan dikdörtgen modele ait otokorelasyon fonksiyonları karşılaştırıldığında, y/h 'nin pozitif değerlerinde, artan w/h oranı ile (0.5 'den 2 değerine artarken) özellikle 0° hücum açısında otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri artarken, negatif y/h değerlerinde artan w/h oranı ile 10° ve 30° hücum açısında otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri artmaktadır. $w/h=2$ olan modelin iz bölgesinde $x/h=5$ istasyonunda elde edilen otokorelasyon fonksiyonları ise Ek Şekil 35-38'de verilmiştir.

4. İRDELEME

Bu bölümde, 3. bölümde elde edilen bulgular, aynı sıra içerisinde irdelenmiştir.

5cm çaplı dairesel kesitli silindirik modelin iz bölgesinde $x/D=2.2$ ve 4, $y/D=0.3$; 0.5 ve 1.5 konumlarında ve üç değişik Reynolds sayısında, $Re=14670$, 66539, 130542, ölçülen hız zaman değişimlerinin (velocity-history) verildiği Şekil 31-32 incelendiğinde, artan Reynolds sayısı ile bu sözkonusu hız zaman değişimi sinyallerinin titreşim frekansı ve genlikleri artmaktadır. Bilindiği üzere artan Reynolds sayısı ile hız değişiminin regülaritesi kaybolmaktadır [73]. Şekil 31-32'deki grafiklere göre, y/D değeri 0.3'den 1.5 değerine değişirken, $y/D=1.5$ değerinde hız zaman değişimi sinyallerinin genliği önemli derecede azalmıştır. Bunun sebebi ise, $y/D=1.5$ değerinde iz bölgesi dışına çıkmış olmasındandır. Çünkü iz bölgesi dışında türbülans şiddeti önemli derecede azalmaktadır. Yine Şekil 31-32'ye göre akım yönünde $x/D=2.2$ istasyonundan $x/D=4$ istasyonuna ilerlerken, hız zaman değişimlerinde çok fazla farklılık gözlenmemiştir. Şekil 31-32'deki hız-zaman değişimi sinyalleri 0-1 s'lik zaman diliminde çizilmiş olup, Şekil 33' de 0-0.2 s'lik zaman diliminde çizilen sinyaller incelendiğinde yukarıda bahsedilen özellikler daha açık bir şekilde görülmektedir. Dairesel kesitli silindirik model arkasında ölçülen Şekil 31-32'deki hız zaman değişimleri, boş rüzgar tüneline ölçülenlere (Şekil 12) göre oldukça farklıdır. Bunun sebebi iz bölgesinde meydana gelen ters akışlar ve yüksek şiddetteki türbülansdır. Şekil 31-32'deki hız-zaman değişimi sinyallerinden, iz bölgesi sınırının hareketinin periyodik olmadığı ve bu hareket aralığının zamanla sürekli değiştiği söylenebilir.

Dairesel kesitli silindirik model arkasında ölçülen hız dağılımlarının verildiği Şekil 34-35' de görüldüğü üzere eğriler, $y/H=0$ civarında ters akış ortaya koyacak şekilde W-şeklinde kısımlara sahiptir. Bu şekiller, pozitif ve negatif y/H değerlerinde kapalı akım çizgilerinin, yani sabit girdap çiftlerinin (a pair of standing eddies) var olduğunu göstermektedir. İz bölgesinin eksen çizgisine göre hemen hemen simetrik olmasından dolayı, bu W-şekilli hız dağılımları, sözkonusu sabit girdapların eksen çizgisine göre simetrik olduğunu ortaya koymaktadır [77]. Simetri eksenine dik istasyonlarda elde edilen ortalama hız ve türbülans profillerini gösteren Şekil 34 ve Şekil 37'den, iz bölgesinin yapısı açıkça görülebilmektedir. Şekil 34-35'deki hız dağılımlarından yararlanarak, dairesel kesitli silindir arkasındaki iz genişliği belirlenmiştir. İz genişliğinin akım yönünde ve Reynolds sayısı ile değişimi, Şekil 36'da görülen grafikte gösterilmiştir. Bilindiği üzere iz genişliği, açık bir şekilde akımın ayrılma noktasının yerine bağlıdır. Türbülanslı bir sınır tabakada ayrılma noktası, laminer tabakaya göre, silindirin üzerinde daha

gerideki bir noktada meydana gelir. Böylece iz bölgesinin genişliği daralır [79]. Şekil 36'da görüldüğü üzere akım yönünde ilerledikçe iz genişliği artmaktadır. Hoyt ve Sellin'in [80] çalışmasında da artan Reynolds sayısı ile iz genişliğinin büyük oranda arttığı ifade edilmektedir. Şekil 36'dan da görüldüğü üzere Reynolds sayısı arttıkça hem iz genişliği daha da büyümekte, hem de akım yönündeki bu artışın eğimi artmaktadır. Mesela $Re=14670$ için, akım yönünde $x/D=2.2$ istasyonundan $x/D=14.8$ istasyonuna ilerlerken, iz genişliği 79.98 mm'den 100 mm'ye yaklaşık olarak %25 oranında artmışken, $Re=130542$ için iz genişliği 110.14 mm'den 260.03 mm'ye yaklaşık olarak %136 oranında artmıştır. Şekil 34'de $x/D=2.2$; 5.8 ve 14.8 istasyonlarındaki hız dağılımları incelendiğinde, belli bir x -istasyonunda oluşan W-şekilli hız profilleri Reynolds sayısının artmasıyla daha etkili ters akışların meydana geldiğini ifade etmektedir. Fakat akım yönünde ilerledikçe, Şekil 34b,c'de görüldüğü üzere, modelin etkisi azalmaktadır.

Şekil 37-38'de verilen, dairesel kesitli silindirin iz bölgesindeki türbülans şiddeti dağılımları incelendiğinde x/D büyüdükçe, yani iz bölgesinde silindirden uzaklaştıkça, silindirin etkisinin azalması sonucu türbülans şiddeti de azalmaktadır. Roket tipi bazı cisimlerin iz bölgesinin incelendiği İlday, Acar, Elbay ve Ath'nın [81] çalışmasında, iz bölgesindeki maksimum türbülans değerlerinin yerlerinin, akım yönünde $x/D \approx 1.1$ istasyonuna kadar $y/H=0$ değerine yaklaştığı ve daha sonra uzaklaştığı ifade edilmektedir. Bu çalışmada elde edilen Şekil 37'deki türbülans şiddeti eğrileri $x/D=2.2$ istasyonunda yaklaşık $y/H=\pm 0.05$ değerlerinde maksimum yaparken, akım yönünde ilerledikçe $x/D=5.8$ ve 14.8 istasyonlarında $y/H=0$ noktasında maksimum yapmaktadır. Yani silindir iz bölgesinde, türbülans şiddetinin en fazla olduğu bölgenin eksen çizgisine yakın bölge olduğu anlaşılmaktadır.

Dairesel kesitli silindire ait Şekil 31-38'deki grafikler için yukarıda söylenenler, kare kesitli silindirik modele ait Şekil 39-44'deki grafikler için de genel olarak geçerlidir. Kenarı 5cm olan kare kesitli model arkasında değişik x/h , y/h konumlarında ve farklı Reynolds sayılarında ölçülen hız zaman değişimleri (Şekil 39-40) ile dairesel kesitli silindire ait Şekil 31-32'de verilen hız zaman değişimleri mukayese edildiğinde, dairesel silindirin arkasında $y/D=1.5$ konumunda hız zaman değişimi sinyallerinin genliği önemli derecede azalırken, kare kesitli silindir arkasında aynı $y/h=1.5$ konumunda kaydedilen hız zaman değişimlerinin genliğinin azalmadığı görülmektedir. Bunun sebebi ise, $y/D=1.5$ değerinde dairesel kesitli silindirin iz bölgesinin dışına çıkılırken, kare kesitli silindirin iz bölgesinde $y/h=1.5$ değerinde henüz iz bölgesi dışına çıkılmamasındandır.

Kare kesitli silindirik model arkasında $x/h=2.2$; 5.8 ve 14.8 istasyonlarında ve değişik Reynolds sayılarında ölçülen hız dağılımlarının verildiği Şekil 41-42 incelendiğinde, eğriler yine $y/H=0$ civarında ters akış ortaya koyacak şekilde W-şeklinde kısımlara sahiptir. Bu şekiller de, pozitif ve negatif y/H değerlerinde kapalı akım çizgilerinin, yani sabit girdap çiftlerinin var olduğunu göstermektedir. Şekil 41'e göre kare model arkasında akım yönünde ilerlerken ve Reynolds sayısı artarken iz genişliği artmaktadır. Değişik en/boy oranına sahip dikdörtgen kesitli silindirik modeller etrafındaki akışın incelendiği Okajima'nın [43] çalışmasında, artan Reynolds sayısı ile iz bölgesinin oldukça genişlediği ifade edilmektedir. Dairesel kesitli silindirik modele ait hız profilleri (Şekil 34) ile kare kesitli silindirik modele ait hız profilleri (Şekil 41) mukayese edildiğinde hidrolik çapları aynı olmasına rağmen kare modelin iz bölgesinin, daireesel silindirin iz bölgesinden daha geniş olduğu açık bir şekilde görülmektedir. Bunun sebebi de, geometrilerinin ve dolayısıyla akımın yüzeyden ayrılma noktalarının farklı olmasındandır.

Kare modelin iz bölgesinde elde edilen hız ve türbülans şiddeti dağılımları (Şekil 41-44), Reynolds sayısı aralığı farklı da olsa Okajima'nın [43] değişik en/boy oranına sahip dikdörtgen modeller için elde ettiği iz profillerinin gösterdiği değişimle tam bir uyum içindedir. Şekil 38a ve Şekil 44a' daki W-şekilli profillerden, iz bölgesinde eksen çizgisinin iki tarafında saat ibreleri yönünde ve saat ibrelerinin tersi yönünde hareket eden girdapların var olduğu anlaşılmaktadır. Fakat buna karşılık x/D büyüdükçe, yani silindirden uzaklaştıkça Şekil 38b,c ve Şekil 44b,c'de görüldüğü gibi bu girdapların etkilerini kaybetmesi sonucu W-şekilli eğriler yerine, parabolik eğriler ortaya çıkmaktadır. $x/D=2.2$ istasyonu, model arkasında ters akış bölgesi (recirculation region) içerisinde olduğundan, bu istasyonda Şekil 38a ve Şekil 44a'da görüldüğü gibi $y/H=0$ hattının her iki tarafında iki tepe oluşmaktadır. Aynı hidrolik çapa sahip daireesel kesitli (Şekil 38) ve kare kesitli (Şekil 44) silindirik modellere ait türbülans şiddeti değerleri mukayese edildiğinde, aynı Reynolds sayılarında kare model etrafındaki akımın türbülans şiddeti, daireesel silindir etrafındaki akımın türbülans şiddetinden biraz daha yüksek olmaktadır. Bu da, modellerin geometrilerinin ve akımın yüzeyden ayrılma noktalarının farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 38 ve Şekil 44'den, herhangi bir x -istasyonunda Reynolds sayısı artarken türbülans şiddetinin de arttığı açık bir şekilde görülmektedir. Ayrıca daha önce model etrafındaki hız profillerinden de görüldüğü gibi model arkasında akım yönünde iz genişliğinin artması, her iki modele ait Şekil 38 ve Şekil 44'deki türbülans şiddeti eğrilerinden de çok açık bir şekilde görülmektedir.

Şekil 45'deki dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülen basınç dağılımlarından, var olan türbülans sebebiyle önemli değişimlerin meydana geldiği açıkça görülmektedir. Şekil 45a'daki basınç dağılımları incelendiğinde, ayrılma (separation) olayı yaklaşık olarak 70° civarında meydana gelmektedir. Fiziksel olarak ayrılma, sınır tabakanın sona erdiğine ve nispeten düşük hızlara sahip ters akış bölgesinin başladığına işaret eder [82]. Bilindiği üzere ayrılma noktasının yeri, cismin arkasındaki iz bölgesinin genişliğine ve yüzey üzerindeki basınç dağılımı ve sınır tabaka akımının tabiatına bağlıdır. Sınır tabakanın ayrılması nedeniyle dairesel bir silindir etrafındaki akım alanının yapısı, akışkanın viskozitesine bağlıdır [83]. Değişik eğim açılarında rijit bir dairesel silindir etrafındaki basınç dağılımının incelendiği Sax'ın [62] çalışmasında, ayrılma noktasının yaklaşık olarak 75° 'de meydana geldiği ifade edilmektedir. Dairesel kesitli silindirler etrafındaki akışın incelendiği Farell ve Blessmann'ın [75] çalışmasında, Reynolds sayısının 127000 değerinde yüzeyden ayrılma olayı 70° civarında meydana gelirken, $Re=380000$ değerinde 90° civarında meydana gelmektedir. Farell ve Blessmann'ın bu sözkonusu çalışmasında yüzeyden ayrılma noktasının, bir ortalama basınç profilinden belirlenmesi ile ilgili herhangi bir metodun en iyi olduğu ifade edilmektedir.

Kim'in [63] çalışmasında, Yamamoto ve Iuchi'nin silindir yüzeyindeki bir delikten bir sıvı injekte ederek ayrılma noktalarını belirlediklerini, fakat injeksiyon metodu akışı değiştirebileceğinden hatalı olduğu ifade edilmektedir. Kim'in çalışmasında ayrılma noktasının yerinin, Reynolds sayısının 1.5×10^5 değerine kadar hemen hemen sabit olduğu ifade edilirken, Achenbach'ın [84] çalışmasında, Reynolds sayısının 1.5×10^5 değerine kadar, ayrılma noktası ön tarafa (upstream) doğru yer değiştirmiş ve $Re=1.5 \times 10^5$ 'den sonra da akım yönünde (downstream) hareket etmeye başlamıştır. Dwyer ve McCroskey [85] tarafından ifade edildiği gibi, dairesel bir silindir etrafındaki akışta sınır tabakanın yüzeyden ayrılma noktasının yerinin değişiminin karakteristiği oldukça farklıdır. Dwyer ve McCroskey'in çalışmasında Reynolds sayısının 1.06×10^5 değerinde, vorteks kopma frekansına bağlı olarak sınır tabakanın osilasyon hareketine maruz kaldığı ve buna bağlı olarak yüzeyden ayrılma noktasının yerinin de bu salınım hareketine maruz kaldığı ortaya konulmuştur. Kim'in [63] çalışmasında kritik altı akışta $Re=1.02 \times 10^5$ değerinde, yüzeyden ayrılma noktasının yerinin $84^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ arasında değiştiği ve sınır tabaka konfigürasyonunda herhangi bir değişim meydana gelmediği gösterilmiştir. Buna karşılık ilk kritik giriş bölgesinde (the first critical subregion) Reynolds sayısının 1.96×10^5 değerinde ise, yüzeyden ayrılma noktasının yerinin karasız ayrılma kabarcığı (unsteady

separation bubble) tarafından etkilendiği ve t_1 anından t_2 anına zaman arttıkça yüzeyden ayrılma yerinin, kritik altı bölgede olduğu gibi akım yönünde (dowstream) hareket ettiği ve zaman daha da arttıkça bir t_3 anında ayrılmış sınır tabakanın, bir ayrılma kabarcığı oluşturarak yüzeye tekrar temas ettiği ortaya konmuştur. Achenbach'ın [84] çalışmasında, duvar kayma gerilmesinin sıfır olduğu nokta, sınır tabakanın yüzeyden ayrılma pozisyonu olarak kabul edilmiştir. Kim'in [63] çalışmasında ise, yüzeyden ayrılan sınır tabakanın kararsız tutunması halinde, ayrılma noktasının ortalama basınç dağılımından belirlenmesinin yanlış olabileceği ifade edilmektedir. Son ve Hanratty [86]'nin çalışmasında, ayrılma noktasının elektrokimyasal bir prob ile belirlenmesinin, bu problemin kayma gerilmesinin yönünü göstermediğinden dolayı büyük belirsizliğe yol açacağı ifade edilmektedir.

Ayrılmış tabakalar, küt cisim arkasındaki iz akışında, vorteks kopmaları meydana getirirler. Sözkonusu akışın detayları tabii olarak yüksek derecede Reynolds sayısına bağlıdır [87]. Şekil 45'de görüldüğü gibi pozitif C_p değerleri, $\theta < 40^\circ$ bölgesinde elde edilmiş olup, bu durum Luo, Gan ve Chew'nin [31] çalışmaları ile tam bir uyum içerisindedir. İtme (drag) katsayısının büyüklüğü de, kuvvetli bir şekilde akış yapısına bağlı olup normal olarak iz bölgesi basınç değişiminin direkt bir sonucu olarak değişir.

Bilindiği gibi basınç dağılımı, sınır tabaka üzerinde çok büyük bir etkiye sahiptir. Silindirin arka tarafında, iz bölgesindeki basınç düşük olup yaklaşık olarak sabittir. Silindirin ön tarafındaki basınç yüksektir, bundan dolayı silindir üzerinde net bir basınç kuvveti vardır. Bu net basınç kuvveti, itme (drag) meydana getirir [88].

Blokaj etkileri dikkate alınarak, dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülen basınçlar için düzeltme yapılmış ve düzeltilmiş basınç eğrileri Şekil 45b' de verilmiştir. Bilindiği gibi blokaj, tünel test kesiti duvarları ile akış arasındaki etkileşimi ifade etmektedir. Blokaj etkisi, Roshko [89], West ve Apelt [90], Allen ve Vincenti [37] ve Richiter ve Naudascher [91] gibi birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Bu çalışmada incelenen Reynolds sayısı aralığı ($Re < 135000$) kritikaltı (subcritical) bölgesi olarak kabul edilebilir. Zira bu kabul Kim'in [63] çalışmasına da uygundur. Bu çalışmadaki deneysel şartlar ile literatürdeki diğer bazı çalışmaların bir özeti Tablo 1'de verilmiştir. Tablo 1'deki Tu , L/D ve BO sırasıyla, serbest akım türbülans şiddeti, en/boy oranı ve blokaj oranını göstermektedir.

Tablo 1'de verilen serbest akım türbülans seviyesi, silindirin en/boy oranı ve blokaj oranı gibi deneysel şartlar, yüzeyden ayrılmayı etkileyebilir. Bununla ilgili olarak silindir model

konfigürasyonu tablo 1'de gösterilenlerden farklı olsa da, Okamoto ve Yagita [93] bir ucu serbest akımda olan dairesel bir silindir etrafındaki akışta, ayrılma noktasının azalan en/boy oranı ile ileri hareket ettiğini göstermiştir.

Tablo 1. Deneysel şartlar

| Yazar | Tu (%) | L/D | BO(%) | Uç Plakaları |
|----------------------------|---------|------|-------|--------------|
| Bu Çalışma | ~0.3 | 5.78 | 10.94 | yok |
| Kim [63] | 0.3-0.6 | 5 | 11.8 | var |
| Farell ve Arkadaşları [75] | 0.4 | 6.14 | 11.9 | yok |
| Güven ve Arkadaşları [92] | 0.2 | 3.08 | 18.04 | yok |
| Achenbach [84] | 0.7 | 3.33 | 16.67 | yok |
| Bearman [74] | 0.2 | 12 | 6.5 | yok |

Bu çalışmada yüzey pürüzlüğü incelenmemiştir. Genel olarak pürüzlük, akışın kritikalti durumdan kritik duruma geçmesine sebep olur [63]. West ve Apelt [90] kritikalti bölgede yaptıkları bir çalışmada, en/boy oranındaki bir artış ile itme (drag) katsayısında bir azalma gözlemişlerdir. Buna karşılık Morsbach [94] kritikalti akışta, L/D'nin itme katsayısı üzerine etkisi olmadığını bulmuş fakat kritik akışta küçük en/boy oranlarında ($L/D < 3$), L/D'nin önemli bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir. Bu çalışmada test edilen 5cm çaplı dairesel kesitli silindirik model için blokaj oranı $\epsilon = D/H = 0.1094$ 'dür. İhmal edilemez mertebede olan bu blokaj oranı sebebiyle düzeltme yapılmıştır. Blokaj etkisinden başka, akış ölçümlerini etkileyen yüzey pürüzlüğü, serbest akım türbülans şiddeti, integral uzunluk skalası, en/boy oranı ve uç şartları gibi pekçok parametre vardır. Bu çalışmada blokaj etkileri açısından düzeltme, West ve Apelt'in [90] çalışmasında verilen $C_{pc} = 1 - (1 - C_p) / (1 + \epsilon)^2$ bağıntısı kullanılarak yapılmıştır. Burada C_p ölçülmüş, C_{pc} ise düzeltilmiş basınç katsayısı, ϵ ise blokaj oranıdır. Şekil 46'da görüldüğü üzere, yapılan düzeltme sonucunda blokaj etkilerinin %28 civarında olduğu görülmüştür. Bu çalışmada elde edilen C_p değerleri, Kim'in [63] çalışması ile Farel ve Blessmann'ın [75] elde ettikleri sonuçlarla gayet iyi bir uyum içerisindedir (Şekil 51).

Şekil 52-56'da kenarı 5cm olan kare model yüzeyinde değişik hücum açılarında ve

Reynolds sayısının $14822 \leq Re \leq 132121$ aralığında ölçülen basınç dağılımları görülmektedir. Görüldüğü gibi, genel olarak C_p 'nin negatif değerleri, yan yüzeylerde (II ve IV bölgelerinde) olmaktadır. Buna, ivmelenmiş iki boyutlu hız sebep olabilir ve yan yüzeylerdeki ayrılma (separation) ile ilgili olarak meydana gelebilir [95]. Şekil 52-53'de Reynolds sayısının 14822 değerinde kare model yüzeyinde 0° , 10° ve 30° hücum açılarında ölçülen basınç dağılımları görülmektedir. Hücum açısı 0° 'den 30° 'ye artırılırken alt yüzeyin (II bölgesi) normali ile akış doğrultusu arasındaki açı küçüldüğünden, basınçlar yaklaşık %107 oranında olmak üzere en fazla alt bölgede artmıştır (Şekil 53b). Hücum açısı 0° 'den 30° 'ye artırılırken alt yüzeydeki artış kadar olmasa da, ön yüzeyde (I bölgesinde) de özellikle ön yüzeyin alt yarısında (9 ve 10 nolu pirizlerde) ve ayrıca üst yüzeyde (IV bölgesinde) bir miktar artış meydana gelmiştir. Hücum açısının değişimi ile I ve II bölgelerindeki akım, kompresyon özelliği göstermekte ve bunun sonucunda mutlak değerler olarak bu bölgelerdeki basınçlar önemli ölçüde değişmektedir. Kare modelin arka yüzeyinde (III bölgesi) ise yüzeyin alt ve üst kısımlarında (17 ve 19 no'lu pirizlerde) pozitif basınç elde edilirken, orta kısmında (18 no'lu pirizde) negatif basınç elde edilmiştir. Arka yüzeyde daha çok noktada ölçüm yapılsaydı, muhtemelen daha detaylı ve belirgin bir dağılım elde edilebilecekti.

Şekil 54'de, kare model yüzeyinde ölçülen basınç dağılımı üzerine Reynolds sayısının etkileri açık bir şekilde görülmektedir. Şekil 54a'da görüldüğü üzere, 0° hücum açısında Reynolds sayısı 14822'den 132121 değerine artarken, kare modelin alt yüzeyinde (II bölgesi) yaklaşık olarak %49, üst yüzeyinde ise yaklaşık %46 oranında artış meydana gelmiştir. Kare modelin ön yüzeyinde ise tersi bir durum sözkonusudur. Yani 0° hücum açısında modelin ön yüzeyinde Reynolds sayısının en büyük değerinde ($Re=132121$) en düşük basınçlar elde edilmiştir. Sözkonusu bu kare modelin arka yüzeyinde 0° hücum açısında artan Reynolds sayısı ile, bu yüzeyin alt ve üst kısımlarındaki (17 ve 20 no'lu pirizlerde) basınçlar azalırken, orta kısmındaki (18 no'lu piriz) basınç artmaktadır. Şekil 54b'de ise kare model yüzeyinde ölçülen basınç dağılımı üzerine, aynı anda hem Reynolds sayısının hem de hücum açısının etkileri görülmektedir. Şekil 54b'de görüldüğü üzere, hücum açısı 0° 'den 30° 'ye ve Reynolds sayısı 14822'den 132121'e artarken, yukarıda da zikredildiği gibi en büyük basınç artışı alt yüzeyde meydana gelmiştir. Şekil 55-56'da kare modelin ön, alt, arka ve üst yüzeylerinin yaklaşık orta kısımlarına tekabül eden pirizlerdeki (9, 14, 18 ve 4 no'lu pirizler) basınçların hücum açısı ve Reynolds sayısına göre değişimleri verilmiştir. Reynolds sayısı artarken, ön yüzeyde 9 no'lu

pirizdeki basınç azalmaktadır (Şekil 55a). Şekil 55a'da görüldüğü gibi hücum açısı 0° 'den 30° 'ye artarken, ön yüzeyin 9 no'lu pirizindeki basınç genel olarak 0° - 5° arasında artmakta, 5° - 10° arasında azalmakta, 10° - 20° arasında artmakta ve nihayet 20° - 30° arasında tekrar azalmaktadır. Hücum açısı ve Reynolds sayısı artarken en fazla basınç artışının meydana geldiği alt yüzeyin 14 no'lu pirizindeki basınç, hücum açısının 0° - 10° aralığında çok fazla değişmezken, 10° 'den 30° 'ye yaklaşık %100 civarında artış meydana gelmektedir. Kare modelin alt yüzeyinde hücum açısının büyük değerleri için, daha yüksek basınçların meydana gelmesi beklenen bir sonuçtur (Şekil 55b). Çünkü hücum açısı artarken alt yüzeyin normali ile akış doğrultusu arasındaki açı küçülmekte ve böylece alt yüzeyin konumu, kare modelde en yüksek basınçların meydana geldiği ön yüzeyin konumuna yaklaşmaktadır. Kare modelin arka yüzeyinin orta bölgesine yakın olan 18 no'lu pirizde artan Reynolds sayısı ile basınç artmakta, fakat hücum açısının 0° 'den 30° 'ye artmasıyla, genel olarak 0° - 10° arasında basınç biraz artmakta, 10° - 30° arasında ise yaklaşık sabit kalmaktadır (Şekil 56a). Kare modelin üst yüzeyindeki 4 no'lu pirizde ise artan Reynolds sayısı ile basınç artmakta fakat hücum açısının 0° - 10° aralığında basınç artarken, 10° - 30° aralığında ise az da olsa azalmaktadır.

Dairesel ve kare kesitli silindirik modeller etrafındaki basınç dağılımları incelendiğinde, kare model etrafındaki basınçlar, bu modelin sahip olduğu keskin köşeler nedeniyle dairesele silindir etrafındaki basınçlara göre oldukça farklı bir karakter göstermektedir. Bu çalışmada, kare model yüzeyinde yapılan ölçümler neticesinde elde edilen basınçlar için blokaj düzeltmesi yapılmamıştır.

Dairesel kesitli silindirik modelin iz bölgesinde $x/D=2.2$ istasyonunda, radyal yönde $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında ve Reynolds sayısının 16279, 66539 ve 123355 değerlerinde alınan anemometre çıkış gerilim sinyalleri (Şekil 57-58) incelendiğinde, Reynolds sayısı artarken gerilim değeri de artmaktadır. Ayrıca Reynolds sayısı artarken sinyallerin titreşim frekansı da artmaktadır. Radyal yönde y/D 'nin değeri 0.5 'den 1.5 'a artarken sinyallerin genliği önemli derecede azalmaktadır. Çünkü y/D 'nin 1.5 değerinde serbest akım bölgesine ulaşılmaktadır. Akım yönünde ilerledikçe ($x/D=4$ istasyonunda) modelin etkisi azaldığından sinyallerin titreşim frekansı azalmaktadır. $x/D=4$ istasyonunda $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında alınan gerilim sinyalleri burada verilmemiştir.

Bilindiği gibi modelin iz bölgesinde meydana gelen vorteks kopması olayı, bu bölgede ölçülen hız veya basınç sinyallerine ait spektral grafiklerde oluşan tepelerden belirlenmektedir.

Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ ve 4 istasyonlarında, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen spektral yoğunluk grafiklerinde (Şekil 59 ve Şekil 61) oluşan tepelerden, bu konumlarda vorteks kopması olayının meydana geldiği anlaşılmaktadır. $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen spektral grafiklerdeki tepelerin şiddeti, Reynolds sayısı 16279'dan 123355'e artarken %100 oranında artmıştır (Şekil 59). Akım yönünde daha ileriki bir istasyonda ($x/D=4$ istasyonunda), yine aynı $y/D=0.5$ konumunda elde edilen spektral grafiklerdeki tepelerin şiddeti ise, aynı Reynolds sayısı artışında yaklaşık %27 oranında azalmıştır (Şekil 61). Söz konusu dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ istasyonunda, radyal yönde $0.3 \leq y/D < 1.5$ aralığında vorteks kopması olayı meydana gelmiştir. Bu, spektral yoğunluğun frekans ve y/D 'ye göre değişiminin verildiği Şekil 63'deki grafiklerde oluşan tepelerden anlaşılmaktadır. Görüldüğü üzere $y/D \geq 1.5$ bölgesinde artık tepeler oluşmamaktadır. Çünkü bu konumda serbest akım bölgesine ulaşılmaktadır.

Artan Reynolds sayısı ile türbülans şiddetinin azaldığı daha önce ifade edilmişti (Şekil 10). Şekil 64'de görüldüğü üzere artan Reynolds sayısı ile birlikte vorteks-kopma (shedding) frekansı da artmaktadır. Nitekim artan türbülans şiddeti vorteks-kopma frekansını küçültmektedir. Bir başka ifadeyle artan türbülans şiddeti, vorteks-kopması olayını daha küçük Reynolds sayılarında oluşturur [62]. Kim'in [63] çalışmasında vorteks kopma şiddetinin, artan Reynolds sayısı ile pek değişmediği, ancak $Re=1.5 \times 10^5$ değerine doğru (kritik akıma doğru) ani olarak azaldığı ve bu azalma ile spektral tepenin yassılaştığı gözlenmiştir.

Bilindiği gibi vorteks-kopma frekansı, genellikle silindir çapı, serbest akım hızı kullanılarak normalize edilir. Böylece Strouhal sayısı ($St=f_v \cdot D/\bar{U}$) oluşur [63]. Yine bilindiği üzere Strouhal sayısının hesaplanmasında kullanılan vorteks-kopma frekansı, sinyallerin spektral yoğunluk fonksiyonlarından belirlenmektedir [96]. Bu çalışmada, Şekil 65-66'da görüldüğü üzere silindir arkasında $x/D=2.2$, 4 ve $y/D=0.5$, 1.5 konumlarında yapılan ölçümlerden hesaplanan Strouhal sayıları, $Re < 8 \times 10^4$ için 0.2 değerinin biraz üzerinde, $Re > 8 \times 10^4$ için ise yaklaşık 0.2 civarında çıkmıştır. Değişik eğim açılarında rijit bir dairesel silindir etrafındaki basınç dağılımının incelendiği Sax'in [62] çalışmasında elde edilen Strouhal sayıları da bu mertebededir. Şekil 66'da $x/D=4$, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen Strouhal sayıları incelendiğinde, $Re=181548$ sayısında elde edilen St sayısı değeri, $Re \leq 123355$ aralığında elde edilen St sayısı değerlerine göre düşüş göstermektedir. Çünkü, $Re=1.5 \times 10^5$ 'den itibaren kritik akıma geçilmektedir. Bu çalışmada elde edilen strouhal sayısı değerleri ile Kim'in [63], Bearman'ın

[74], Farell ve Blessmann'ın [75] ve Achenback ve Heinecke'nin [76] elde ettikleri St sayısı değerlerinin mukayese edildiği Şekil 67'den görüldüğü üzere sonuçlar uyum içerisindedir. Sonuçların az da olsa birbirlerinden farklı olması blokaj oranlarının farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Zira blokaj oranı, Bearman'ın çalışmasında %6.5, Kim'in çalışmasında %11.8, Farell ve Blessmann'ın çalışmasında %11.9, Achenback ve Heinecke'nin çalışmasında %16.67 olup bu çalışmadaki blokaj oranı ise %10.94'dür. Şekil 67 incelendiğinde en düşük St sayısı değerleri, en küçük blokaj oranına sahip Bearman'ın çalışmasında elde edilmiştir. Kim'in [63] çalışmasında, yüksek blokaj oranının serbest akım bölgesi hızını artırdığı, buna karşılık cismin arkasındaki iz bölgesi genişliğini küçülttüğü ve neticede blokaj oranı arttıkça St sayısının arttığı ve akımın kritik hale daha küçük Reynolds sayılarında geçtiği ifade edilmektedir.

Bazan literatürde, spektral yoğunluk fonksiyonlarından belirlenen kopma frekansları kullanılarak, boyutsuz frekans (shedding frequency parameter) diye bir parametre de hesaplanmaktadır. Boyutsuz frekans ($F=f_s \cdot D^2/v$), Reynolds sayısı ile Strouhal sayısının çarpımını ifade etmektedir. Şekil 68-69'da görüldüğü gibi, $x/D=2.2$, 4 ve $y/D=0.5$, 1.5 konumlarında elde edilen boyutsuz frekanslar, Reynolds sayısı ile yaklaşık lineer olarak artmaktadır. Şekil 69' da $x/D=4$, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen F - Re grafiğinde, $Re > 123355$ 'den sonra düşüş meydana gelmektedir. Çünkü daha önce de ifade edildiği üzere, yaklaşık $Re=1.5 \times 10^5$ 'de kritik akıma geçilmektedir. Boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimini ifade etmek amacıyla bir amprik bağıntı elde edilmeye çalışılmış ve $x/D=2.2$, 4 istasyonları, $y/D=0.5$ ve 1.5 konumları için (Şekil 68-69) aşağıdaki amprik bağıntılar elde edilmiştir.

$$F=f_s \cdot D^2/v=0.181 \cdot Re+1539; \quad x/D=2.2, y/D=0.5 \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot D^2/v=0.189 \cdot Re+1119; \quad x/D=2.2, y/D=1.5 \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot D^2/v=0.189 \cdot Re+1042; \quad x/D=4, y/D=0.5 \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot D^2/v=0.194 \cdot Re+1006; \quad x/D=4, y/D=1.5 \text{ konumu için,}$$

Bu bağıntılar Reynolds sayısının $16279 \leq Re \leq 123355$ aralığı için geçerlidir. Akım yönünde $x/D=2.2$ 'den $x/D=4$ istasyonuna ilerlerken, bu bağıntıların ifade ettiği doğruların eğimi, $y/D=0.5$ konumunda %4.4 oranında, $y/D=1.5$ konumunda ise yaklaşık %2.5 oranında artmaktadır. $x/D=2.2$ istasyonunda, radyal yönde y/D 'nin değeri 0.5'den 1.5'a artarken F - Re doğrusunun eğimi %4.4 oranında artmakta, $x/D=4$ istasyonunda yine y/D 'nin değeri 0.5'den 1.5'a artarken ise sözkonusu eğim yaklaşık %2.5 oranında artmaktadır. İncelenen Reynolds sayısı aralığı farklı da olsa, $10 \leq Re \leq 80$ aralığında dairesel bir silindirin iz bölgesindeki hız dağılımlarının incelendiği

Nishioka ve Sato'nun [77] çalışması ile düşük Reynolds sayılarında dairesel silindire ait kopma frekansı üzerine, uç plakaları ve serbest uçların etkilerinin incelendiği Gerich ve Eckelman'ın [78] çalışmasında elde edilen boyutsuz frekans değerleri, bu çalışmada elde edilen boyutsuz frekans değerleri ile Şekil 69b'de mukayese edilmiştir. Görüldüğü üzere, literatürde elde edilen boyutsuz frekans değerleri de Reynolds sayısı ile yaklaşık lineer olarak artmakta olup bu çalışmada elde edilen sonuçları desteklemektedir.

Vorteks kopması olayı, spektral yoğunluk grafiklerinden belirlendiği gibi güç-spektrum grafiklerinden de belirlenebilir. Bu çalışmada da sözkonusu dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, 4 istasyonları ve $y/D=0.5$, 1.5 konumlarında, Reynolds sayısının $16279 \leq Re \leq 123355$ değerlerinde güç-spektrumlar elde edilmiş ve bununla ilgili grafikler Şekil 70-71'de verilmiştir. Daha önce, spektral yoğunluk grafiklerinde olduğu gibi, güç-spektrum grafiklerinde de vorteks kopmalarının meydana geldiği frekanslarda tepeler oluşmaktadır. Vorteks kopmaları, spektral yoğunluk grafiklerinde hangi frekanslarda tespit edildiyse, güç spektrum grafiklerinde de aynı frekanslarda tespit edilmiştir. Şekil 70a incelendiğinde, artan Reynolds sayısı ile vorteks kopmalarının tekrarlanma periyodu azalmaktadır. Bir başka ifadeyle Reynolds sayısı arttıkça vorteks kopmaları daha sık aralıklarla meydana gelmektedir.

Bilindiği üzere hız spektrasından olduğu gibi, basınç spektrasından da vorteks kopmaları belirlenmektedir. Hatta vorteks kopması olayı, hız spektrasında hangi frekansta meydana geliyorsa, basınç spektrasında da yaklaşık aynı frekansta meydana gelmesi beklenir. Bu çalışmada da dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde θ 'nın 70° , 100° ve 120° değerlerindeki (Şekil 21) basınç pirizlerinde (4, 6 ve 12 no'lu pirizlerde) ölçülen basınçlarla ilgili olarak spektral analiz yapılmış fakat elde edilen spektral grafiklerden vorteks kopması olayı tespit edilememiştir. Eğer bu çalışmada kullanılan basınç ölçer (pressure transmitter) yerine, Kim'in [63] kullandığı straine-gauge tipi basınç ölçer kullanılsaydı, hız spektrasında olduğu gibi vorteks-kopması (shedding) elde edilebilecekti. Kim tarafından yapılan çalışmada, hız ve basınç çalkantı değerleri kullanılarak yapılan spektral ölçüm sonuçları mukayese edildiğinde, küçük Reynolds sayılarında her iki sonucun vorteks kopma frekansı civarında birbirine benzer olduğu, daha küçük frekans bölgesinde ilk kritik akım şartlarında (first subregion of the critical) benzerliğin iyi olduğu, diğer akım şekillerinde ise benzerliğin bozulduğu ortaya konmuştur. Ancak hız ve basınç çalkantıları arasında belli bir faz farkı olduğu, bu faz farkının $0.79 \times 10^5 \leq Re \leq 1.94 \times 10^5$ değerlerindeki akım için Strouhal sayısının $0 \leq St \leq 0.03-0.05$ mertbesinde değiştiği ifade

edilmiştir.

Akım ortamında herhangi bir noktada, belli bir andaki akış hızı ile belli bir zaman sonraki akış hızı arasında ilişki otokorelasyon analizi ile incelenir. Bilindiği gibi korelasyon, iki keyfi değişken arasındaki benzerliğin bir ölçüsüdür. Otokorelasyon, aynı değişkenin değişik iki andaki değerleri arasındaki bağımlılığı ifade etmektedir. Otokorelasyon fonksiyonu boyutsuz bir büyüklüktür. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$ ve 4 , $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında elde edilen otokorelasyon grafikleri (Şekil 72-73) incelendiğinde azalan Reynolds sayısı ile otokorelasyon fonksiyonunun genliği artmaktadır. Genliğin artmasıyla otokorelasyon fonksiyonu, daha uzun bir zaman diliminde sıfır genliğe ulaşmaktadır. Bu da, o konumda meydana gelen akımın, özelliklerini kaybetmeden daha uzun bir süre muhafaza ettiğini ifade etmektedir. Bilindiği üzere, otokorelasyon fonksiyonunun değerinin 1 olması, akımın hiç bozulmadığını ve tamamen kendine benzediğini ifade etmektedir. Daha önce de ifade edildiği gibi, Reynolds sayısının azalması türbülans şiddetini artırmakta, artan türbülans şiddeti de kopma (shedding) frekansını küçültmektedir. Buna göre, kopma frekansının küçülmesi, otokorelasyon fonksiyonunun genliğini artırmakta, fonksiyonu daha uzun bir zaman diliminde sıfır genliğe ulaştırmakta, yani akımın daha uzun bir süre kendine benzemesini sağlamaktadır. Şekil 72 incelendiğinde, $x/D=2.2$ istasyonunda akıma dik yönde y/D 'nin değeri 0.5 'den 1.5 'a artırıldığında otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri artmaktadır. Yani bu noktadaki akım, özelliklerini daha uzun bir süre muhafaza etmektedir. Bu da beklenen bir sonuçtur. Çünkü y/D 'nin 1.5 değerinde serbest akım bölgesine ulaşılmakta ve iz bölgesi etkileri yavaş yavaş ortadan kalkmaktadır. Akım yönünde $x/D=2.2$ istasyonundan $x/D=4$ istasyonuna ilerlerken, $y/D=1.5$ konumunda otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri azalmaktadır (Şekil 72b, Şekil 73b). Çünkü $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumunda iz bölgesi dışına çıkılırken, $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumunda ise henüz iz bölgesi dışına çıkılmamıştır. Şekil 72-73'deki grafikler için söylenen özellikler Şekil 74-75'de daha açık olarak görülebilmektedir. Dairesel kesitli model arkasında $x/D=2.2$ ve 4 istasyonlarında Reynolds sayısının 16279 , 66539 ve 123355 değerlerindeki otokorelasyonlar üzerine y/D 'nin etkileri Şekil 74-75'de görülmektedir. Şekil 74'deki grafiklerde çok açık bir şekilde görüldüğü üzere, $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ konumundan $y/D=1.5$ konumuna geçilirken, serbest akım bölgesine ulaşıldığından dolayı otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri artmaktadır. Fakat genliklerdeki bu artış $x/D=4$, $y/D=1.5$ konumunda elde edilen otokorelasyon fonksiyonları için geçerli değildir (Şekil 75). Çünkü bu konumda iz

bölgesi etkileri hala devam etmektedir.

Otokorelasyon fonksiyonları ile spektral yoğunluk fonksiyonları arasındaki ilişkiyi ortaya koymak amacıyla Şekil 64 ile Şekil 74 birlikte incelendiğinde, $x/D=2.2$ istasyonunda y/D 'nin değeri 0.5'den 1.5'a artarken otokorelasyon fonksiyonunun genliği artmakta, buna karşılık vorteks kopma şiddeti (genliği) azalmaktadır. Bu da son derece uygun olup beklenen bir sonuçtur. Zira yukarıda da ifade edildiği üzere, $y/D=1.5$ değerinde serbest akım bölgesine ulaşılması sonucu, spektral tepelerin şiddeti önemli derecede azalmakta ve böylece de girdapların kaybolması sonucu akımın özellikleri sık sık değişmeyip, daha uzun bir süre kendine benzemektedir.

Dairesel kesitli silindirik modelin iz bölgesinde $y/D=0.5$ değerinde akım yönünde $x/D=2.2$ ile $x/D=4$ istasyonları arasında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları oldukça düşük genlikli olurken (Şekil 76), y/D büyüdükçe, $y/D=2$ değerinde yine aynı $x/D=2.2$ ve $x/D=4$ istasyonları arasında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları daha büyük genlikli olmaktadır (Şekil 77). Bilindiği üzere kroskorelasyon fonksiyonu -1 ve 1 değerleri arasında değerler almaktadır. -1 veya 1 tam benzerliği ifade etmektedir. Fonksiyonun tepe değeri (peak value) $t=0$ anında meydana gelmeyebilir. Şekil 77'de görüldüğü üzere, $y/D=2$ değerinde akım yönündeki bu iki noktada ($x/D=2.2$ ve 4) alınan sinyaller birbirleriyle daha iyi korrole olmaktadır. Bu da beklenen bir sonuçtur. Çünkü $y/D=2$ değerinde iz bölgesi dışına çıkmış olmakta yani iz bölgesi etkileri ortadan kalkmaktadır. $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/D=0.5$ ile 1.5 ve $y/D=0.5$ ile 2 konumları arasında elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları (Şekil 78 ve 79) incelendiğinde, bu noktalar arasında iyi bir ilişki (korelasyon) olmadığı anlaşılmaktadır. Çünkü bu noktalar arasındaki kroskorelasyon fonksiyonlarının genlikleri oldukça düşük olmaktadır (Şekil 78-79).

Kare modelin iz bölgesinde $x/h=2.2$ ve 4 istasyonlarında, $0.3 \leq y/h \leq 3$ konumlarında ölçülen anemometre çıkış gerilim sinyallerine (Şekil 80-83) göre, Reynolds sayısı artarken gerilim değeri de artmaktadır. Bu, beklenen bir durumdur çünkü (4) bağıntısına göre akımın hızı ile birlikte gerilim de artmaktadır. Ayrıca Reynolds sayısı artarken, gerilim-zaman sinyallerinin titreşim frekansları ve genlikleri de artmaktadır. $y/h=0.5$ konumunda, akım yönünde $x/h=2.2$ istasyonundan $x/h=4$ istasyonuna ilerlerken, modelden uzaklaşıldığı için gerilim-zaman sinyallerinin titreşim frekansları ve genlikleri azalmaktadır. Akım doğrultusuna dik yönde $y/h=0.3$ konumundan $y/h=3$ konumuna geçilirken, serbest akım bölgesine ulaşıldığından, sinyallerin genlikleri artmaktadır.

Kare modelin iz bölgesinde $x/h=2.2$, $y/h=\pm 0.5$ konumlarında (Şekil 84-88) ve $x/h=4$, $y/h=\pm 1.5$ konumlarında (Şekil 89-93) elde edilen spektral yoğunluk grafikleri incelendiğinde, ilgili frekanslarda meydana gelen tepelerden, bu konumlarda vorteks kopmalarının meydana geldiği anlaşılmaktadır. Reynolds sayısı artarken tepelerin şiddeti artmaktadır (Şekil 85-86). $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda Reynolds sayısı 16279 değerinden 123355 değerine yaklaşık 7 kat artarken, 0° hücum açısında spektral tepenin şiddeti %98 oranında azalmakta (Şekil 84), buna karşılık 10° hücum açısında spektral tepenin şiddeti %105, 30° hücum açısında ise %276 oranında artmaktadır (Şekil 85-86). $x/h=4$ istasyonunda, $0.3 \leq y/h \leq 3$ değerlerinde ve farklı hücum açılarında elde edilen spektral sonuçların 3-boyutlu olarak toplu halde verildiği Şekil 94-98 incelendiğinde kare model arkasında, y/h 'nin yaklaşık 2.5'dan büyük değerlerinde tepeler kaybolmakta, yani vorteks kopmaları artık meydana gelmemektedir. Halbuki dairesel kesitli silindirik model arkasında y/D 'nin 1.5'dan büyük değerlerinde tepeler kaybolmaktaydı. Buradan da, aynı hidrolik çapa sahip dairesel ($D=5\text{cm}$) kesitli silindirin iz bölgesinin, kare kesitli ($h=5\text{cm}$) silindire ait iz bölgesinden daha dar olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu iki modelin iz bölgelerinin genişliklerinin farklı olması, yüzeyden ayrılma noktalarının ve model geometrilerinin farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 94-98'e benzer olarak, $x/h=2.2$ istasyonunda alınan sonuçlar da 3-boyutlu olarak Ek Şekil 1-5'de verilmiştir.

Sözkonusu kare modelin iz bölgesinde en kuvvetli vorteks-kopmaları Şekil 99-102'deki grafiklerden de görüleceği üzere $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda ve 30° hücum açısında elde edilmiştir. Çünkü Şekil 99-102'deki grafiklere göre, kare modelin 30° döndürülmesiyle modelin sağ alt köşesinin geldiği konum itibarıyla bu köşenin etkisiyle iz bölgesinin eksene göre alt tarafında $y/h=-0.5$ konumunda en şiddetli (yani büyük genlikli) ve tekil tepeler, dolayısıyla da kuvvetli vorteks kopmaları meydana gelmiştir. Yine bu köşenin etkisiyle $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda 30° hücum açısında da Şekil 105'de görüldüğü gibi şiddetli spektral tepeler elde edilmiştir. Şekil 103-108'deki grafiklerden görüleceği üzere Reynolds sayısı artarken vorteks kopma frekansı da artmaktadır. Bu da beklenen bir sonuçtur. Zira daha önce de ifade edildiği gibi, artan Reynolds sayısı ile türbülans şiddeti azalmakta ve artan türbülans şiddeti de vorteks kopma frekansını küçültmektedir. Kare model arkasında $x/h=2.2$ ve 4 istasyonlarında ve $y/h=\pm 0.5$ ve ± 1.5 konumlarında elde edilen spektral yoğunluk fonksiyonları incelendiğinde (Şekil 103-108) büyük genlikli (şiddetli) tepelerin, 30° hücum açısında meydana geldiği görülmektedir.

Söz konusu bu kare model yüzeyinde 4 ve 6 no'lu basınç pirizlerinde (Şekil 21), 0° hücum açısında elde edilen basınç ölçüm değerlerinin spektral analizi sonucunda, dairesel kesitli silindirik modelde olduğu gibi vorteks kopmaları elde edilememiştir. Eğer bu çalışmada kullanılan basınç ölçer (pressure transmitter) yerine, Kim'in çalışmasında kullanılan strain-gauge tipi basınç ölçer kullanılsaydı, muhtemelen hız spektrasında olduğu gibi basınç spektrasından da, yaklaşık aynı kopma (shedding) frekanslarında vorteks kopması olayı tespit edilebilecekti.

Kare modelin iz bölgesinde alınan sonuçlardan elde edilen Strouhal sayıları, $0.1 < St < 0.2$ arasında değerler almıştır (Şekil 109-112). Kare model için Strouhal sayısı, $St = \frac{f_s \cdot h}{\bar{U}}$ şeklinde tanımlanmıştır. Burada f_s vorteks kopma frekansı, h kare modelin yüksekliği ve \bar{U} da ortalama akış hızıdır. Artan Reynolds sayısı ile Strouhal sayısı biraz azalmıştır. 0° hücum açısında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda elde edilen Strouhal sayısı değerleri, blokaj oranları farklı da olsa, Obasaju [45], Okajima [43] ve Mukhopadhyay ve arkadaşlarının [52] sonuçları ile oldukça iyi bir uyum içerisindedir (Şekil 113). Şekil 113'de görüldüğü gibi, Strouhal sayısı değerleri arasındaki fark, blokaj oranlarındaki farklılıktan kaynaklanmaktadır. Nitekim blokaj oranları bu çalışmada %10.94, Obasaju'nun çalışmasında %5.5, Okajima'nın çalışmasında %7.5 ve Mukhopadhyay ve arkadaşlarının çalışmasında da %12.5'dur.

Bu çalışmadaki blokaj oranının Strouhal sayısına etkisi Şekil 114-115'de verilen grafiklerde görülmektedir. Görüldüğü gibi artan blokaj oranı ile Strouhal sayısı da artmaktadır. Literatürde, artan w/h oranı ile dominant frekans değerinin azaldığı ifade edilmektedir [97]. Şekil 114 ve 115'de dikkati çeken bir başka husus da, aynı blokaj oranına (%10.94) ve aynı hidrolik çapa (5cm) sahip dairesel kesitli silindirik modelle ($D/H=0.1094$) ilgili Strouhal sayılarının, kare modele ($h/H=0.1094$) ait Strouhal sayısı değerlerinden yaklaşık %50 daha büyük çıkmasıdır. Bu durum da literatürdeki sonuçlarla uyusmaktadır. Bu çalışmada elde edilen Strouhal sayısı değerleri ile literatürde elde edilen sonuçların blokaj etkileri açısından mukayese edildiği Şekil 116 incelendiğinde, yukarıda da ifade edildiği üzere artan blokaj oranı ile St sayısının arttığı açık bir şekilde görülmektedir.

Park'ın [98] çalışmasında, bir dikdörtgen silindir etrafında impulsif olarak hareket eden bir akış varken, $T=tU_0/h$ olmak üzere, $T=10$ değerine kadar model etrafında simetrik bir akış oluşarak, teşekkül eden girdapların büyüdüğü ifade edilmektedir. Burada t zaman, U_0 serbest akım hızı, h ise cismin akışa dik yöndeki boyutudur. $T>10$ için, vorteksler daha hızlı büyürken,

daha yavaş büyüyen absorbe ederek akım yönünde hareketlerine devam ederler. Yani bir vorteks oluşumu meydana gelir. Böylece Karman-Vorteks caddesi oluşur. Yine Park'ın çalışmasında, yapılan deneysel çalışmalarda cisme etki eden drag kuvvetinin maksimum olduğu bir w/h oranının olduğu görülmüştür. Bu değerin dışında drag katsayısı, artan w/h oranı ile azalmaktadır. Bu azalmayı, Bearman ve Trueman [33] iki zıt etkiyle ifade etmişlerdir. Bunlardan biri w/h değerinin kritik değerden küçük olması durumunda, artan w uzunluğu ile cismin arkasında meydana gelen vorteks formasyonu cisme doğru yaklaşarak kaviteasyon bölgesi küçülmekte ve bunun sonucunda artan w/h oranı ile drag katsayısı artmaktadır. w/h değerinin kritik değerden daha büyük değerlerinde kayma tabakalarının etkileşimi gecikmekte ve bunun sonucu olarak drag kuvveti azalmaktadır. Park tarafından, vorteks metodu kullanılarak hesaplanan boyutsuz vorteks kopma (shedding) frekansı (Strouhal sayısı, St), $w/h=0.6$ değerine kadar artan w/h değeri ile artarken, $w/h>0.6$ değerleri için artan w/h ile azalmaktadır. Aynı durum drag katsayısı için de geçerlidir. Bu tez çalışmasında, dikdörtgen kesitli silindirik model için değişik Reynolds sayılarında elde edilen Strouhal sayısı değerleri ile Park'ın çalışmasında Strouhal sayısı ile ilgili olarak verilen değerler, toplu halde Tablo 2'de görülmektedir. Tablo 2'de görüldüğü gibi, bu çalışmada w/h oranı 0.5, 1 ve 2 olan dikdörtgen modeller için elde edilen Strouhal sayısı değerleri ile literatürde değişik w/h oranlarına sahip modeller için elde edilmiş Strouhal sayısı değerleri arasında oldukça iyi bir uyum olduğu görülmektedir.

Yukarıda da bahsedildiği üzere literatürde bazen kopma frekansı kullanılarak, boyutsuz frekans (shedding frequency parameter) diye bir parametre de hesaplanmaktadır. Bu çalışmada Kare model için hesaplanan boyutsuz frekans değerleri de dairesel kesitli silindirik modelde olduğu gibi, artan Reynolds sayısı ile yaklaşık lineer bir şekilde artmaktadır (Şekil 117-118). Dairesel kesitli silindirik modelde olduğu gibi, kare kesitli model için de boyutsuz frekans (F) ile Reynolds sayısı arasında bir amprik bağıntı elde edilmeye çalışılmış ve değişik konum ve hücum açıları için aşağıdaki $F=f(Re)$ bağıntıları elde edilmiştir:

$$F=f_s \cdot h^2/\nu=0.116 \cdot Re+1191; \quad x/h=2.2, y/h=0.5 \text{ ve } \alpha=0^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/\nu=0.116 \cdot Re+1237; \quad x/h=2.2, y/h=0.5 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/\nu=0.128 \cdot Re+961; \quad x/h=2.2, y/h=0.5 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/\nu=0.115 \cdot Re+1200; \quad x/h=2.2, y/h=1.5 \text{ ve } \alpha=0^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/\nu=0.115 \cdot Re+1653; \quad x/h=2.2, y/h=1.5 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/\nu=0.126 \cdot Re+1129; \quad x/h=2.2, y/h=1.5 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

Tablo 2. Strouhal sayısının w/h oranına göre değişimi

| w/h | St | Yazarlar |
|--------------|-------------------------------|-----------------------------------|
| 1 | 0.11 | Spalart ve Leonard, 1981 [99] |
| 0.5 | 0.161 | Nagano ve arkadaşları, 1982 [100] |
| 0.62 | 0.153 | |
| 1.0 | 0.142 | |
| 0.2 | 0.19 | Stansby, 1985 [101] |
| 0.6 | 0.17 | |
| 1.0 | 0.13 | |
| 1 | 0.14 | Inamuro ve Adachi 1984 [102] |
| 0.5 | 0.14-0.18 (0° hücum açısında) | Bu Çalışma, 1997 |
| 1.0 | 0.13-0.15 (0° hücum açısında) | Bu Çalışma, 1997 |
| 2.0 | 0.08-0.09 (0° hücum açısında) | Bu Çalışma, 1997 |
| Düzlem Plaka | 0.14 | Chein ve Chung, 1988 [103] |

$F=f_s \cdot h^2/v=0.1134 \cdot Re+975.5$; $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ ve $\alpha=10^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.122 \cdot Re+966$; $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ ve $\alpha=30^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.1126 \cdot Re+1264$; $x/h=2.2$, $y/h=-1.5$ ve $\alpha=10^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.122 \cdot Re+1043$; $x/h=2.2$, $y/h=-1.5$ ve $\alpha=30^\circ$ konumu için,

Bu amprik bağıntılara göre, $x/h=2.2$ istasyonunda $y/h=0.5$ ve 1.5 konumlarında $F-Re$ doğrusunun eğimi, modelin hücum açısı 0° 'den 10° 'ye artırılırken değişmezken, 30° hücum açısında 0° 'ye göre %10 oranında artmaktadır. Dairesel kesitli silindirik model arkasında $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ konumunda elde edilen $F-Re$ doğrusu (Şekil 68) ile kare model arkasında 0° hücum açısında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda elde edilen $F-Re$ (Şekil 117) doğrusunun eğimi karşılaştırıldığında, dairesel kesitli silindire ait $F-Re$ doğrusunun eğimi, kare kesitli silindire ait $F-Re$ doğrusunun eğiminden %56 daha büyüktür. Bu durum, ilgili şekillerde (Şekil 68 ve 117) açık olarak görülmemektedir. Çünkü sözkonusu şekillerdeki lineer $F-Re$ doğruları, logaritmik ortamda çizilmiştir.

Kare model etrafındaki akışta meydana gelen vorteks kopmalarının belirlendiği spektral

yoğunluk fonksiyonlarına ilaveten Şekil 119-122'de görüldüğü üzere güç spektrum grafikleri de elde edilmiştir. Bu güç spektrum grafiklerinde de açık bir şekilde görüldüğü gibi vorteks kopmalarının meydana geldiği frekanslarda tepeler oluşmakta, artan Reynolds sayısı ile vorteks kopma frekansı artmakta ve vorteks kopmalarının tekrarlanma periyodu küçülmektedir.

Kare kesitli silindirik modelin iz bölgesinde ölçülen otokorelasyonlar Şekil 123-130'da verilmiştir. Şekil 123 ile Şekil 74 karşılaştırıldığında, aynı hidrolik çapa sahip olmalarına rağmen, dairesel kesitli silindirin ($D=5\text{cm}$) iz bölgesinde $x/D=2.2$, $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarındaki otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri önemli derecede birbirlerinden farklı ($y/D=1.5$ 'dakiler daha büyük genlikli) iken (Şekil 74), kare modele ait otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri hemen hemen aynıdır (Şekil 123). Bunun sebebi ise, dairesel kesitli silindirik modelde $y/D=1.5$ değerinde iz bölgesi dışına çıkılırken kare modelin iz bölgesinde $y/h=1.5$ değerinde henüz iz bölgesi dışına çıkmamış olmasındandır. Buradan da kare model arkasında her iki $y/h=0.5$ ile $y/h=1.5$ konumlarındaki akış karakterlerinin birbirine çok yakın olduğu ve ayrıca kare modelin iz bölgesinin silindirin iz bölgesinden daha geniş olduğu anlaşılmaktadır. Şekil 123'deki bu sözkonusu durum, 10° ve 30° 'lik hücum açılarında (Şekil 124-125) ortadan kalkmaktadır. Yani $y/h=1.5$ konumundaki otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri, $y/h=0.5$ 'dekilere göre daha büyük olmaktadır. Çünkü 10° veya 30° döndürülmesiyle modelin aldığı şekil göz önüne alınırsa ve ayrıca model köşelerinde meydana gelen akış ayrılması da dikkate alındığında, bu durumun beklenen bir durum olduğu anlaşılır. Zira modelin döndürülmesiyle iz bölgesi daralmaktadır. Böylece Şekil 124-125'deki otokorelasyon grafiklerine göre, 10° ve 30° hücum açılarında $y/h=1.5$ konumundaki akım, $y/h=0.5$ 'deki akıma göre daha uzun bir zaman süresince özelliklerini korumakta yani kendine benzemektedir. Şekil 126-127'deki 10° , 30° hücum açılarında ve her iki $y/h=-0.5$ ve $y/h=-1.5$ konumundaki otokorelasyon fonksiyonları incelendiğinde, genlikleri birbirine hemen hemen eşit olup, her iki sinyal yaklaşık aynı sürede sıfır genliğe ulaşmaktadır. Şekil 128-129'da görülen, $x/h=2.2$, $y/h=\pm 1.5$ konumlarındaki otokorelasyon fonksiyonlarının Reynolds sayısı ve hücum açısına göre değişimleri incelendiğinde, pozitif ve negatif y/h değerindeki bu sinyallerin birbirine benzedikleri görülmektedir. Şekil 128'de $y/h=1.5$ pozisyonundaki sinyallerden en küçük genlikli olanları 0° hücum açısında ölçülen otokorelasyon fonksiyonlarıdır. Yani hücum açısı büyüdükçe otokorelasyon fonksiyonlarının genlikleri de büyümekte, dolayısıyla kendilerine benzeme süreleri de artmaktadır. Şekil 130'da $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ pozisyonunda Reynolds sayısının

otokorelasyon fonksiyonları üzerine etkileri görülmektedir. Bu grafiklere göre Reynolds sayısı artarken sinyallerin genlikleri ve periyotları azalmaktadır. Reynolds sayısı artarken genliklerinin azalması sonucu, sinyaller kendilerine daha kısa süre benzemekte yani akımın sahip olduğu özellikler kısa zamanda kaybolmaktadır.

Kare modelin iz bölgesinde ölçülen kroskorelasyonlar Şekil 131-138'de verilmiştir. Reynolds Sayısının 16279 ile 123355 değerlerinde, 0° ve 30° hücum açılarında $y/h=0.5$ değerinde akım yönünde $x/h=2.2$ ile $x/h=4$ istasyonları arasında ölçülen kroskorelasyon fonksiyonları (Şekil 131-132) incelendiğinde, hücum açısının 0° 'den 30° 'ye artmasıyla $Re=16279$ değerindeki kroskorelasyon fonksiyonunun genliği azalmaktadır. Çünkü hücum açısının artmasıyla iz bölgesinin genişliği küçülmekte ve böylece de bu sözkonusu iki nokta ($x/h=2.2$ ile $x/h=4$) arasındaki ilişki (korelasyon) azalmaktadır. Ayrıca Reynolds sayısının artmasıyla fonksiyonların genlikleri ve periyotları azalmaktadır. Bunun sonucunda da, kroskorelasyonu ölçülen noktalar arasındaki ilişki azalmaktadır. Yine aynı Reynolds Sayısı ve hücum açılarında, daha büyük bir y/h değerinde ($y/h=2$) akım yönünde yine aynı x/h istasyonları ($x/h=2.2$ ve 4) arasında ölçülen kroskorelasyon fonksiyonları incelendiğinde (Şekil 133-134), y/h 'nın değerinin artmasıyla ($y/h=2$ 'de) kroskorelasyon fonksiyonlarının genliği artmakta yani bu iki noktadaki sinyaller birbirleriyle daha iyi korrole olmaktadır. Aynı Reynolds sayılarında ve hücum açılarında, $x/h=2.2$ istasyonunda radyal yönde $y/h=0.5$ ile 1.5 noktaları arasında ölçülen kroskorelasyon grafikleri (Şekil 135-136) incelendiğinde 0° hücum açısında $Re=16279$ 'da bu iki nokta arasında daha iyi bir korelasyon (ilişki) olurken, hücum açısının 30° 'ye çıkmasıyla bu ilişki ortadan kalkmaktadır. Yine $x/h=2.2$ istasyonunda, bu kez $y/h=0.5$ ile 2 arasında ölçülen kroskorelasyon fonksiyonları (Şekil 137-138) incelendiğinde, 0° hücum açısında ve $Re=16279$ 'da bu iki nokta arasında iyi bir korelasyon varken 30° hücum açısında bu korelasyon azalmaktadır. Hidrolik çapları aynı olan dairesel silindir ($D=5\text{cm}$), ile kare model ($w=h=5\text{cm}$)'in iz bölgesinde yukarıda ifade edilen aynı x ve y değerlerinde elde edilen kroskorelasyon fonksiyonları birlikte incelendiğinde, kare modelin iz bölgesinde elde edilen fonksiyonların, dairesel silindirin iz bölgesinde elde edilen fonksiyonlardan daha büyük genlikli oldukları anlaşılmaktadır. Bunun sebebi, bu iki modelin yüzeyden ayrılma noktalarının farklı olması ve kare modelin iz bölgesinin dairesel modelin iz bölgesinden daha geniş olmasıdır.

$w/h=0.5$ oranına sahip dikdörtgen kesitli silindirik model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda Reynolds sayısının 26318, 107572 ve 199427 değerlerinde ve 0° , 10° , 30° hücum

açılarında elde edilen spektral yoğunluk fonksiyonlarında (Şekil 139-141), en şiddetli tepeler 0° hücum açısında meydana gelmiştir. Modelin döndürülmesiyle Şekil 140-141'de olduğu gibi ikincil tepeler ortaya çıkmaktadır. İkincil tepelerin meydana gelmesi, model etrafında ikincil (secondary) veya üçüncül vorteks kopmalarının olduğunu göstermektedir. Aynı $x/h=2.5$ istasyonunda fakat y ekseninin negatif tarafında $y/h=-0.3125$ konumunda 10° ve 30° hücum açılarında elde edilen spektral tepelerin (Şekil 142-143) genlikleri, y ekseninin pozitif tarafında $y/h=0.3125$ konumunda ve aynı hücum açılarında elde edilen spektral tepelerin (Şekil 140-141) genliklerinden daha büyük olmaktadır. Bunun sebebi ise modelin 30° döndürülmesiyle, modelin sağ alt köşesinin bir sivri tepe oluşturmasındandır. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde aynı $x/h=2.5$ istasyonunda fakat daha büyük bir y/h değerinde ($y/h=0.9375$) 0° , 10° ve 30° hücum açılarında elde edilen tepeler (Şekil 144-145) incelendiğinde, en şiddetli tepeler 0° hücum açısında meydana gelmektedir. $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda 0° hücum açısında Reynolds sayısı 26318'den 199427'ye artırılırken spektral tepenin şiddeti, $Re=26318$ 'dekine göre %116 oranında artarken, kopma frekansı $f_s=12\text{Hz}$ değerinden $f_s=69\text{Hz}$ değerine artmaktadır (Şekil 144). Yine bu konumda, modelin 10° ve 30° hücum açılarında oluşan tepeler (Şekil 145-146) mukayese edildiğinde 30° 'deki tepelerin 10° 'dekilere göre daha şiddetli oldukları görülmektedir. Bunun sebebi de modelin sol üst köşesinin 30° hücum açısında sivri tepe oluşturmasıdır. $x/h=2.5$ istasyonunda 0° hücum açısında akım doğrultusuna dik yönde y/h 'nın değeri 0.3125'den 0.9375 değerine değişirken spektral tepenin şiddeti (genliği), $Re=199427$ 'de $y/h=0.3125$ 'deki değerine göre, 1.94 kat artmaktadır (Şekil 139 ve Şekil 144). 10° hücum açısında, $x/h=2.5$ istasyonunda akım doğrultusuna dik yönde y ekseninin negatif tarafında $y/h=-0.9375$ konumunda $Re=199427$ 'de elde edilen spektral tepenin şiddeti (Şekil 147), bu noktanın eksene göre simetriği olan $y/h=0.9375$ konumunda elde edilen spektral tepenin şiddetinden (Şekil 145) %78 daha büyük olmaktadır. Bunun sebebi, 10° hücum açısında modelin sağ alt köşesinin $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumuna uzaklığı, modelin sol üst köşesinin $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumuna olan uzaklığından daha az olmasıdır. Bununla birlikte hücum açısının 30° 'ye artmasıyla modelin sağ alt köşesinin, $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumuna olan uzaklığı (Şekil 148), sol üst köşenin $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumuna olan uzaklığından (Şekil 146) biraz daha fazla olması nedeniyle, bu kez yine $Re=199427$ 'de $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda elde edilen spektral tepenin şiddeti, $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda elde edilen tepenin şiddetine göre %22 daha az olmaktadır. Eğer 26.57° 'lik hücum açısında ölçüm yapılsaydı modelin sol üst

köşesi ile sağ alt köşesi tam y eksenine üzerine düşeceğinden (yani sol üst köşenin $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumuna olan uzaklığı ile sağ alt köşenin $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumuna olan uzaklığı eşit olacağından) bu konumlarda meydana gelecek spektral tepelerin şiddetleri muhtemelen eşit olacaktır. $w/h=0.5$ oranına sahip dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=\pm 0.3125$ ve ± 0.9375 konumlarında ve hücum açısının 0° , 10° ve 30° değerlerinde elde edilen spektral tepelerin şiddetlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri Şekil 149'da toplu halde ve açık bir şekilde görülmektedir.

$w/h=2$ oranına sahip dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda, 0° hücum açısında $13159 \leq Re \leq 99714$ aralığında, Şekil 150'de görüldüğü gibi özellikle yüksek Reynolds sayılarında büyük şiddetli ve tekil tepeler elde edilmiştir. Yani bu konumda, tepelerin oluştuğu frekanslarda kuvvetli vorteks-kopmaları meydana gelmiştir. Bu $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda 0° hücum açısında Reynolds sayısı 13159'dan 99714 değerine artarken spektral tepenin şiddeti 5.75 kat, kopma frekansı da 6 kat (12Hz'den 84Hz'e çıkmaktadır) artmaktadır. 10° hücum açısında aynı $x/h=2.75$ istasyonunda fakat iz bölgesi ekseninin negatif tarafında $y/h=-0.625$ konumunda Şekil 151'de görüldüğü gibi daha küçük şiddette vorteks kopmaları meydana gelmiştir. $x/h=2.75$, $y/h=1.875$ konumunda ve 0° hücum açısında, $13159 \leq Re \leq 99714$ aralığında oldukça küçük şiddetli olmakla birlikte özellikle yüksek Reynolds sayılarında tekil tepeler meydana gelmiştir (Şekil 152). Bu Reynolds sayılarında ikincil veya üçüncül vorteks kopmaları oluşmamaktadır. Şekil 150 ile Şekil 152 karşılaştırıldığında aynı $x/h=2.75$ istasyonunda fakat radyal yönde daha büyük bir y/h değerinde ($y/h=1.875$), (yani artan y/h değeri ile) meydana gelen spektral tepelerin şiddeti $Re=13159$ ve 53786 değerlerinde yaklaşık 20 defa daha küçülürken, $Re=99714$ değerinde 14 defa daha küçülmektedir. Bunun sebebi ise $y/h=1.875$ değerinde, iz bölgesi etkilerinin oldukça azaldığı serbest akım bölgesi sınırına yaklaşılmışındandır.

Sözkonusu modelin ($w/h=2$) iz bölgesinde $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda 0° ve 30° hücum açılarında da özellikle yüksek Reynolds sayılarında önemli vorteks-kopmaları elde edilmiştir (Şekil 153-154). Şekil 150 ile Şekil 153 mukayese edildiğinde, 0° hücum açısında akım yönünde $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumundan $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumuna ilerlerken $Re=99714$ değerinde, spektral tepenin şiddeti yaklaşık %49 oranında azalmaktadır (Şekil 150,153). $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda sözkonusu modelin 0° 'den 30° 'ye döndürülmesiyle spektral tepenin şiddeti, $Re=99714$ değerinde %8 oranında azalmaktadır. $x/h=5$ istasyonunda ve 30° hücum açısında iz

bölgesi eksenine göre simetrik olan $y/h=\pm 0.625$ konumlarındaki spektral yoğunluk grafiklerine (Şekil 154-155) göre, modelin 30° döndürülmesi neticesinde sağ alt köşesinin geldiği konum sebebiyle, $y/h=-0.625$ konumunda, $y/h=0.625$ konumundakine göre daha şiddetli spektral tepeler meydana gelmektedir. $x/h=5$ istasyonunda 0° hücum açısında akım doğrultusuna dik yönde, $y/h=0.625$ konumundan $y/h=1.875$ konumuna geçilirken spektral tepelerin şiddeti, $13159 \leq Re \leq 99714$ aralığında küçük Reynolds sayılarında %79, orta ve yüksek Reynolds sayılarında ise yaklaşık %90 oranında azalmaktadır (Şekil 153,156). Çünkü yukarıda da ifade edildiği gibi, $y/h=1.875$ değerinde serbest akım bölgesine yaklaşılmaktadır. Söz konusu model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda, modelin 0° 'den 30° 'ye döndürülmesiyle yine aynı Reynolds sayısı aralığında, 0° hücum açısına göre spektral tepelerin şiddeti, küçük Reynolds sayılarında 9.7 kat, orta Reynolds sayılarında 13.64 kat ve yüksek Reynolds sayılarında da 3.12 kat artmaktadır (Şekil 156-157). Çünkü modelin 30° döndürülmesiyle sol üst köşeden ayrılan akım çizgileri y-yönünde hareket ederek iz bölgesinin, pozitif y yönünde genişlemesine sebep olmaktadır. $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda 10° hücum açısında çok küçük şiddette tepeler (Şekil 158) elde edilirken, 30° 'lik hücum açısında sağ alt köşenin etkisiyle çok daha büyük genlikli ve tekil tepeler (Şekil 159) elde edilmiştir. Bu $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda ve 30° hücum açısında, Reynolds sayısı 13159'dan 99714'e artarken spektral tepenin şiddeti $Re=13159$ 'dakine göre %85, kopma frekansı da $f_s=14\text{Hz}$ 'den $f_s=98\text{Hz}$ 'e artmaktadır. $w/h=2$ oranına sahip dikdörtgen model arkasında $x/h=2.75$ ve 5, $y/h=\pm 0.625$ ve ± 1.875 konumlarında ve hücum açısının 0° , 10° ve 30° değerlerinde elde edilen spektral tepelerin şiddetlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri Şekil 160'da toplu halde ve açık bir şekilde görülmektedir.

$w/h=0.5$ oranına sahip dikdörtgen modele ait Strouhal sayısı değerleri ile boyutsuz frekans (F) değerleri (Şekil 161-162), $w/h=2$ olan modele ait Strouhal sayısı ve boyutsuz frekans (F) değerlerinden (Şekil 163-164) daha büyük çıkmaktadır. Bu sonuç, Nakamura ve Tsuruta'nın [97] çalışmalarında buldukları "artan w/h ile dominant frekans değeri azalmaktadır" sonucu ile desteklenmektedir. Ayrıca Park'ın [98] çalışmasında, artan w/h oranı ile vorteks kopma frekansının azaldığı ifade edilmektedir. $w/h=0.5$ oranına sahip dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.5$, $y/h=\pm 0.3125$ ve ± 0.9375 konumlarında ve $26318 \leq Re \leq 199427$ aralığında, Reynolds sayısı artarken Strouhal sayısı %20 civarında azalmakta, buna karşılık boyutsuz frekans, dairesel ve kare kesitli modellerde olduğu gibi yaklaşık lineer olarak artmaktadır (Şekil

161-162). $w/h=0.5$ oranına (hidrolik çapı=5.333cm) sahip dikdörtgen modelin iz bölgesinde değişik x/h , y/h konumlarında ve hücum açılarında boyutsuz frekans ile Reynolds sayısı arasında elde edilen amprik bağıntılar aşağıda verilmiştir :

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.135 \cdot Re+1819; \quad x/h=2.5, y/h=0.3125 \text{ ve } \alpha=0^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.140 \cdot Re+1564; \quad x/h=2.5, y/h=0.3125 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.151 \cdot Re+2181; \quad x/h=2.5, y/h=0.3125 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.130 \cdot Re+2074; \quad x/h=2.5, y/h=0.9375 \text{ ve } \alpha=0^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.144 \cdot Re+1849; \quad x/h=2.5, y/h=0.9375 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.160 \cdot Re+1528; \quad x/h=2.5, y/h=0.9375 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.149 \cdot Re+1197; \quad x/h=2.5, y/h=-0.3125 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.156 \cdot Re+1783; \quad x/h=2.5, y/h=-0.3125 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.144 \cdot Re+1880; \quad x/h=2.5, y/h=-0.9375 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.160 \cdot Re+1385; \quad x/h=2.5, y/h=-0.9375 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

Bu bağıntılara göre hücum açısı 0° den 30° ye artarken $F-Re$ doğrularının eğimi, $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda %12, $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda ise %23 oranında artmaktadır (Şekil 161). Hücum açısı 10° den 30° ye artarken $F-Re$ doğrularının eğimi $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda %5, $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda ise %11 oranında artmaktadır (Şekil 162).

$w/h=2$ oranına sahip dikdörtgen modelin (hidrolik çapı=5.333cm) iz bölgesinde $x/h=5$, $y/h=\pm 0.625$ ve ± 1.875 konumları için hesaplanan Strouhal sayıları pozitif y/h konumlarında yaklaşık $0.08 \leq St \leq 0.16$ aralığında değer alırken (Şekil 163), negatif y/h konumlarında yaklaşık $0.1 \leq St \leq 0.16$ aralığında değerler almaktadır (Şekil 164). Bu Strouhal sayısı aralıklarının alt değerleri hücum açısının 0° olduğu durumda elde edilmektedir. Yani hücum açısı arttıkça, St sayısı değerleri de artmaktadır. Bu da beklenen bir sonuçtur. Çünkü $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin döndürülmesinden dolayı blokaj oranı da artmaktadır. Nitekim yukarıda da ifade edildiği gibi artan blokaj oranı ile Strouhal sayısı artmaktadır. $w/h=2$ (hidrolik çapı=5.333cm) olan model için elde edilen $F=f(Re)$ amprik bağıntıları aşağıda verilmiştir.

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.084 \cdot Re+124; \quad x/h=5, y/h=0.625 \text{ ve } \alpha=0^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.131 \cdot Re+389; \quad x/h=5, y/h=0.625 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.098 \cdot Re-96; \quad x/h=5, y/h=0.625 \text{ ve } \alpha=30^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.084 \cdot Re+152; \quad x/h=5, y/h=1.875 \text{ ve } \alpha=0^\circ \text{ konumu için,}$$

$$F=f_s \cdot h^2/v=0.132 \cdot Re+493; \quad x/h=5, y/h=1.875 \text{ ve } \alpha=10^\circ \text{ konumu için,}$$

$F=f_s \cdot h^2/v=0.093 \cdot Re+380$; $x/h=5$, $y/h=1.875$ ve $\alpha=30^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.128 \cdot Re+382$; $x/h=5$, $y/h=-0.625$ ve $\alpha=10^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.092 \cdot Re+341$; $x/h=5$, $y/h=-0.625$ ve $\alpha=30^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.131 \cdot Re+497$; $x/h=5$, $y/h=-1.875$ ve $\alpha=10^\circ$ konumu için,

$F=f_s \cdot h^2/v=0.096 \cdot Re+285$; $x/h=5$, $y/h=-1.875$ ve $\alpha=30^\circ$ konumu için,

Bu bağıntılara göre hücum açısı 0° 'den 30° 'ye artarken F-Re doğrularının eğimi, $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda %17, $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda ise %11 oranında artmaktadır (Şekil 163). Hücum açısı 10° 'den 30° 'ye artarken F-Re doğrularının eğimi $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda %28, $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda ise %27 oranında azalmaktadır (Şekil 164).

$w/h=0.5$ olan dikdörtgen kesitli modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda ölçülen otokorelasyon grafikleri incelendiğinde, $y/h=\pm 0.3125$ konumlarındaki otokorelasyon fonksiyonları (Şekil 165-166) oldukça düzensiz ve küçük genlikli olurken, $y/h=\pm 0.9375$ konumlarındaki otokorelasyon fonksiyonları (Şekil 167-168) daha büyük genlikli ve düzgün sinüzoidal şekle sahip olmaktadır. Yani $y/h=\pm 0.9375$ konumlarındaki sinyaller daha uzun bir zaman diliminde sıfır genliğe ulaşmakta, dolayısıyla daha uzun bir zaman süresince kendilerine benzemektedirler. Diğer bir ifadeyle, iz bölgesinin eksen çizgisine daha yakın noktalarında alınan sinyaller daha küçük genlikli olup, eksenden daha uzak noktalarda alınan sinyallere göre çok daha kısa bir zaman diliminde sıfır genliğe ulaşmaktadırlar. Yani eksen çizgisine daha yakın noktalardaki akım daha çabuk bozulmaktadır. Çünkü bu noktalar tam iz bölgesi içerisine düşmektedir. Eksenden uzak noktalar ise serbest akım bölgesi içerisine düşmekte veya bu bölgeye yaklaşmakta, böylece bu noktalardaki akış, özelliklerini kaybetmeden daha uzun bir süre muhafaza etmektedir.

$w/h=2$ olan dikdörtgen kesitli modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$ istasyonunda ölçülen otokorelasyonlar incelendiğinde (Şekil 169), $y/h=0.625$ konumunda 10° ve 30° hücum açılarındaki otokorelasyonlar, 0° hücum açısındaki sinyallere göre çok daha hızlı bir şekilde sıfır genliğe ulaşmaktadırlar. Eksen çizgisinin altında yani y-ekseninin negatif tarafında $y/h=-0.625$ konumunda 10° ve 30° hücum açılarındaki elde edilen sinyaller (Şekil 170), bu noktanın eksen çizgisine göre simetriği olan $y/h=0.625$ konumundaki sinyallere (Şekil 169) göre, daha büyük genlikli olup daha uzun süre kendilerine benzemektedirler. $x/h=2.75$ istasyonunda fakat bu kez $y/h=1.875$ pozisyonunda ölçülen otokorelasyonlar incelendiğinde (Şekil 171), en uzun süre kendine benzeyen sinyaller genel olarak 30° hücum açısında elde edilmekte ve artan Reynolds

sayısı ile sinyallerin periyotları küçülmektedir. Yine eksen çizgisinin altında $y/h=-1.875$ konumunda elde edilen otokorelasyon fonksiyonları (Şekil 172), özellikle düşük Reynolds sayılarında daha büyük genliğe ve periyoda sahip olup düzgün sinüzoidal salınım yapmakta ve dolayısıyla da daha uzun bir zaman diliminde sıfır genliğe ulaşmaktadırlar.



5. SONUÇLAR

Ortalama %0.3' lük bir türbülans şiddetinin var olduğu bir akış ortamına sahip rüzgar tüneline test edilen dairesel ve dikdörtgen kesitli silindirik modellerle ilgili olarak elde edilen sonuçlar sırasıyla aşağıdaki gibidir :

1. Sözkonusu modellerin iz bölgelerinde ölçülen ortalama hız ve türbülans şiddeti dağılımları, $y/H=0$ civarında ters akış oluşturacak şekilde W-şeklinde kısımlara sahiptir. Bunlar, pozitif ve negatif y/H değerlerinde kapalı akım çizgilerinin yani sabit girdap çiftlerinin var olduğunu göstermektedir. Bu W-şekilli hız dağılımları sözkonusu sabit girdapların, eksen çizgisine göre simetrik olduğunu ortaya koymaktadır. Aynı hidrolik çapa sahip dairesel ve kare kesitli silindirik modellere ait türbülans şiddeti dağılımları mukayese edildiğinde, modellerin geometrilerinin ve akımın yüzeyden ayrılma noktalarının farklı olmasından dolayı, aynı Reynolds sayılarında kare model etrafındaki akımın türbülans şiddeti, dairesel kesitli silindir etrafındaki akımın türbülans şiddetinden biraz daha yüksek çıkmıştır.

2. Dairesel kesitli silindirik model arkasında elde edilen türbülans şiddeti eğrileri, $x/D=2.2$ istasyonunda yaklaşık $y/H=\pm 0.05$ değerlerinde maksimum yaparken, akım yönünde ilerledikçe $x/D=5.8$ ve 14.8 istasyonlarında $y/H=0$ noktasında maksimum yapmaktadır.

3. Yüzeyden ayrılma noktasının yerine bağlı olan iz genişliği, akım yönünde artan x/D ile artarken, bu artış Reynolds Sayısı büyüdükçe daha da artmaktadır.

4. $14246 \leq Re \leq 133687$ aralığında dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde yapılan basınç ölçümleri neticesinde, basınç katsayısı ön kısımda azalarak θ 'nın 70° değeri civarında minimum değerini almış bundan sonra bir miktar artarak, silindirin arka bölgesinde ($90 \leq \theta \leq 270^\circ$), basınç dağılımı oldukça üniform olmuştur. Kritikaltı akım ($Re < 1.5 \times 10^5$) olarak tanımlanan bu sözkonusu akım şartlarında yüzeyden ayrılma olayı, θ 'nın 70° değeri civarında meydana gelmiştir.

5. Dairesel kesitli silindirik model yüzeyinde ölçülen basınç dağılımını ifade edebilmek için aşağıdaki bağıntı elde edilmiştir :

$$C_p = -0.15 \cdot \theta^{39.95/\theta^{0.07}} + 33.04 \cdot Re^{-23.61/Re^{0.36}} - 3.4 \cdot \sin(-0.15 \cdot \theta^{-2.55}) - 0.03 \cdot \ln(-0.03 + 0.003 \cdot Re^{0.25}) - 2.09$$

Bu bağıntı Simplex ve Quasi-Newton Metodu kullanılarak elde edilmiş olup, ölçüm değerlerini %98 doğrulukla ifade etmektedir.

6. Hidrolik çapları aynı olan dairesel ve kare kesitli silindirik modellerin iz bölgelerinde aynı x , y konumlarında ölçülen kroskorelasyonlar mukayese edildiğinde, kare modelin iz

bölgesinin daha geniş olması ve modellerin yüzeyden ayrılma noktalarının farklı olması nedeniyle, kare modele ait kroskorelasyon fonksiyonlarının genlikleri daha büyük olmaktadır.

7. Kare model yüzeyinde 0° hücum açısında yapılan yüzey basınç ölçümlerinde en yüksek basınçlar ön yüzeyde, yani akışa normal yüzeyde elde edilmiştir. Hücum açısının 0° 'den 30° 'ye artırılmasıyla ön ve alt yüzeylerdeki (I ve II bölgelerinde) akım kompresyon özelliği göstermekte, bunun sonucunda da mutlak değerler olarak bu bölgelerdeki basınçlar önemli ölçüde değişirken, yüzeyden ayrılmış akım bölgesi içerisinde kalan arka bölgelerde (III ve IV bölgeleri) C_p değeri pek değişmemiştir.

8. Dairesel kesitli silindirik modelin iz bölgesinde yapılan spektral ölçümlerde, $x/D=2.2$ istasyonunda radyal yönde $0.3 \leq y/D \leq 1.5$ aralığında vorteks-kopması olayı tespit edilmiş olup, $y/D \geq 1.5$ bölgesinde, serbest akım bölgesine ulaşıldığından, spektral tepeler meydana gelmemiştir. Artan Reynolds sayısı ile vorteks-kopma frekansı da artmıştır. Bu ölçümlere ilişkin hesaplanan Strouhal sayıları, $Re < 8 \times 10^4$ için 0.2 değerinin biraz üzerinde, $Re > 8 \times 10^4$ için ise 0.2 civarında olmak üzere Reynolds sayısı ile pek fazla değişmemiştir.

9. Spektral yoğunluk fonksiyonlarından belirlenen boyutsuz frekans (shedding frequency parameter), $F = f_s \cdot D^2 / \nu$, Reynolds sayısı ile yaklaşık lineer bir şekilde artmıştır. İz bölgesinde değişik x , y konumlarında $F = f(Re)$ şeklinde amprik bağıntılar elde edilmiştir.

10. Kare modelin iz bölgesinde yapılan spektral ölçümlerde, en şiddetli spektral tepeler özellikle yüksek Reynolds sayılarında, 30° hücum açısında ve $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda elde edilmiştir. Ayrıca, genel olarak spektral yoğunluk grafiklerinden de görüldüğü üzere en etkili ve şiddetli tepeler (peaks) genellikle 30° hücum açılarında elde edilmiştir.

11. Blokaj oranının Strouhal sayısına etkisi incelenmiş ve artan blokaj oranı ile Strouhal sayısının arttığı tespit edilmiştir. Aynı blokaj oranına (%10.94) ve aynı hidrolik çapa (5cm) sahip dairesel ($D=5\text{cm}$) ve kare ($w=h=5\text{cm}$) kesitli silindirik modellere ait Strouhal sayıları mukayese edildiğinde, dairesel kesitli silindirik modele ait Strouhal sayılarının, kare kesitli modele ait Strouhal sayılarına oranı yaklaşık 1.5'dir. Değişik w/h oranlarına sahip dikdörtgen kesitli modellere ait Strouhal sayıları, Reynolds sayısı ile pek değişmemiştir.

12. $w/h=0.5$ oranına sahip dikdörtgen modelin iz bölgesinde yapılan spektral ölçümlerde en şiddetli spektral tepeler $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ pozisyonunda ve 0° hücum açısında meydana gelmiştir. Hücum açısının artmasıyla özellikle 30° 'lik hücum açısında, 10° 'lik hücum açısına göre daha şiddetli ve tekil (single) tepeler (peaks) elde edilmiştir.

13. $w/h=2$ oranına sahip dikdörtgen modelin iz bölgesinde en kuvvetli vorteks-shedding olayı $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda ve 0° hücum açısında elde edilmiştir. Ayrıca modelin 30° döndürülmesiyle $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda ve yüksek Reynolds sayılarında şiddetli spektral tepeler meydana gelmiştir.

14. 10. ve 11. maddeler mukayese edildiğinde, w/h küçüldükçe en şiddetli spektral tepelerin, daha büyük x ve daha büyük y konumlarında meydana geldiği anlaşılmıştır. Zira w/h küçüldükçe iz bölgesi genişlemektedir.

15. Dairesel kesitli silindir arkasında ölçülen otokorelasyon grafiklerine (Şekil 72-75) göre, $x/D=2.2$ ve 4 istasyonları ve $y/D=0.5$ ve 1.5 konumlarında ölçülen otokorelasyon fonksiyonları sıfır genliğe doğru azalacak şekilde periyodik bir salınım göstermiştir. Küçük Reynolds sayılarındaki otokorelasyon sinyalleri, yüksek Reynolds sayılarına göre daha uzun süre kendilerine benzemektedirler. Yani sıfır genliğe ulaşmaları daha uzun bir zaman diliminde olmaktadır. En uzun süre salınım yapan (kendine benzeyen) otokorelasyon fonksiyonu, $x/D=2.2$, $y/D=1.5$ konumunda ve Reynolds sayısının 16279 değerinde elde edilmiştir.

16. Kare kesitli silindirik modelin iz bölgesinde ölçülen otokorelasyon grafiklerine (Şekil 123-130) göre, hücum açısı artarken ve Reynolds sayısı azalırken periyodik salınım yapan sinyallerin kendilerine benzeme süreleri yani sıfır genliğe ulaşma zamanları artmıştır.

17. İkincil tepelerin meydana geldiği 10° lik hücum açılarında ikincil vorteks kopmalarının meydana geldiği gözlenmiştir. $w/h=0.5$ oranına sahip dikdörtgen kesitli silindirik modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda (Şekil 165-168) elde edilen büyük genlikli ve düzgün sinüzoidal salınım yapan otokorelasyonlar, $y/h=\pm 0.3125$ konumunda değil de, $y/h=\pm 0.9375$ konumunda elde edilmiştir. İz bölgesi ekseninin negatif tarafında ($y/h=-0.9375$) ölçülen otokorelasyonların, pozitif tarafında ($y/h=+0.9375$) ölçülenlerden genel olarak daha büyük genlikli olduğu görülmüştür. $w/h=2$ oranına sahip dikdörtgen kesitli modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$, $y/h=0.625$ konumunda alınan sinyaller (Şekil 169-172) incelendiğinde, daha büyük genlikli otokorelasyonlar 0° hücum açısında elde edilmiştir. Yine bu istasyonda eksen çizgisinin negatif tarafında $y/h=-0.625$ konumunda 10° ve 30° hücum açılarında ölçülen otokorelasyonlar, aynı hücum açılarında fakat pozitif tarafta ($y/h=0.625$) ölçülen otokorelasyonlardan daha büyük genlikli çıkmıştır. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $y/h=\pm 1.875$ konumlarında ölçülen otokorelasyonlar incelendiğinde, $y/h=-1.875$ konumunda, 10° ve 30° hücum açılarındaki sinyallerin, diğer $y/h=1.875$ konumundakilere göre daha büyük genlikli ve daha düzgün bir sinüzoidal salınım yaptığı görülmüştür.

6. ÖNERİLER

Bu çalışmada ulaşılan en büyük Reynolds sayısı yaklaşık 2×10^5 olup, daha sonraki çalışmalarda model çapı büyütülerek aynı rüzgar tüneline daha yüksek Reynolds sayılarına ulaşılabilir ve böylece kritik veya kritiküstü akış şartlarında, artan blokaj oranı da dikkate alınarak küt cisimler etrafındaki akış ile ilgili $\sqrt{u^2}, \sqrt{v^2}, -\overline{uv}$ gibi Reynolds ve kayma gerilmeleri yanında korelasyon katsayısı, $\frac{\overline{uv}}{\sqrt{u^2} \cdot \sqrt{v^2}}$, gibi büyüklükler ve spektral yoğunluk, güç spektrum,

otokorelasyon ve kroskorelasyon dağılımları elde edilebilir. Ayrıca akım ortamında akım şartlarına bağlı olarak meydana gelebilecek ikincil ve üçüncül vorteks kopması olaylarının deneysel incelenmesiyle bu alandaki çalışmalara önemli ölçüde ışık tutulmuş olunabilir.

7. KAYNAKLAR

1. Tritton, D.J., Experiments on The Flow Past a Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 6, (1959), 547-567.
2. Abernathy, F.H. ve Kronauer, R.E., The Formation of Vortex Street, J. Fluid Mech., 13, (1962), 1-20.
3. Bloor, M.S., The Transition to Turbulence in the wake of a Circular Cylinder, J. Fluid Mech., 19, (1964), 290-304.
4. Gaster, M., Vortex Shedding From Circular Cylinders at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 46, 4, (1971), 749-756.
5. Tritton, D.J., A Note on Vortex Street Behind Circular Cylinders at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 45, 1, (1971), 203-208.
6. Gaster, M., Vortex Shedding From Slender Cones at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 38, 3, (1969), 565-576.
7. Surry, D., Some Effects of Intense Turbulence on the Aerodynamics of a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 52, 3, (1972), 543-563.
8. Hunt, C.R., A Theory of Turbulent Flow round Two-Dimensional Bluff Bodies, J. Fluid Mech., 61, 4, (1973), 625-706.
9. Batchelor, G.K. ve Proudman, I., The Effect of Rapid Distortion of a Fluid in Turbulent Motion, Quart. J. Mech. Appl. Math., 7, (1954), 83-103
10. Maull, D.J. ve Young, R.A., Vortex Shedding From Bluff Bodies in a Shear Flow, J. Fluid Mech., 60, 2, (1973), 401-409.
11. Ayoub, A. ve Karamcheti, K., An Experiment on the Flow Past a Finite Circular Cylinder at High Subcritical and Supercritical Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 118, (1982), 1-26.

12. Perry, A.E., Chong, M.S. ve Lim, T.T., The Vortex-Shedding Process Behind Two-Dimensional Bluff Bodies, J. Fluid Mech., 116, (1982), 77-90.
13. Williamson, C.H.K., Evolution of a Single Wake Behind a Pair of Bluff Bodies, J. Fluid Mech., 159, (1985), 1-18.
14. Wei, T. ve Smith, C.R., Secondary Vortices in the Wake of Circular Cylinders, J. Fluid Mech., 169, (1986), 513-533.
15. Triantafyllou, G.S., Triantafyllou, M.S. ve Chryssostomidis, C., On the Formation of Vortex Street Behind Stationary Cylinders, J. Fluid Mech., 170, (1986), 461-477.
16. Nakamura, Y., Ohya, Y. ve Ozono, S., The Effects of Turbulence on Bluff-Body Mean Flow, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 28, (1988), 251-259.
17. Hammache, M. ve Gharib, M., A Novel Method to Promote Parallel Vortex Shedding in the Wake of Circular Cylinders, Phys. Fluids A, 1, (1989), 1611-1614.
18. Alfonsi, G. ve Giorgini, A., Nonlinear Perturbation of the Vortex Shedding From a Circular Cylinder, J. Fluid Mech., 222, (1991), 267-291.
19. Song, C.C.S. ve Yuan, M., Simulation of Vortex-Shedding Flow About a Circular Cylinder at High Reynolds Numbers, Journal of Fluids Engineering, 112, (1990), 155-163
20. Abarbanel, S.S., Don, W.S., Gottlieb D., Rudy, H. ve Townsend, J.C., Secondary Frequencies in the wake of a Circular Cylinder with Vortex Shedding , J. Fluid Mech., 225, (1991), 557-574.
21. Roshko, A., On the Development of Turbulent Wakes From Vortex Streets, NACA TN, 2913, (1953).
22. Chang K. ve Sa, J., The Effect of Buoyancy on Vortex Shedding in the Near Wake of a Circular Cylinder, J. Fluid Mech., 220, (1990), 253-266.
23. Hammache M. ve Gharib, M., An Experimental Study of the Parallel and Oblique Vortex

Shedding From Circular Cylinders, J. Fluid Mech., 232, (1991), 567-590.

24. Yokoi, Y., Saito, S., Kamemoto, K. ve Ogawa, Y., Vortex Shedding From a Circular Cylinder in a Pipe, Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen, 57, 544, (1991), 4011-4015.
25. Griffin, O.M. ve Hall, M.S., Review-Vortex Shedding Lock-on and Flow Control in Bluff Body Wakes, Transactions of the ASME, 113, (1991), 526-537.
26. Buresti, G. ve Lanciotti, A., Mean and Fluctuating Forces on a Circular Cylinder in Cross-Flow Near a Plane Surface, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, (1992), 639-650.
27. Williamson, C.H.K. ve Prasad, A., A New Mechanism For Oblique Wave Resonance in the 'natural' Far Wake, J. Fluid Mech., 256, (1993), 269-313.
28. Nakano, M. ve Rockwell, D., Flow Structure in the Frequency-Modulated Wake of a Cylinder, J. Fluid Mech., 266, (1994), 93-119.
29. Williamson, C.H.K. ve Prasad, A., Wave Interactions in the Far Wake of a Body, Phys. Fluids A, 5, (1993), 1854-1856.
30. Inoue, O., Yamazaki, T. ve Bisako, T., Numerical Simulation of Forced Wakes Around a Cylinder, Int. J. Heat and Fluid Flow, 16, (1995), 327-332.
31. Luo, S.C., Gan, T.L. ve Chew, Y.T., Uniform Flow Past One (or Two in Tandem) Finite Length Circular Cylinder(s), Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 59, (1996), 69-93.
32. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, Seventh Edition, McGraw-Hill Book Co., New York, 1979.
33. Bearman, P.W. ve Trueman, D.M., An Investigation of the Flow Around Rectangular Cylinders, Aeronautical Quarterly, 23, (1972), 229-237.
34. Gerrard, J.H., The Mechanics of the Formation Region of Vortices Behind Bluff Bodies,

46. Nakamura, Y. ve Ohya, Y., The Effects of Turbulence on the Mean Flow Past Square Rods, J. Fluid Mech., 137, (1983), 331-345.
47. Davis, R.V., Moore, E.F. ve Purtell, L.P., A Numerical-Experimental Study of Confined Flow around Rectangular Cylinders, Phys. Fluids, 27, 1, (1984), 46-59.
48. Nakamura, Y., Ohya, Y., Vortex Shedding From Square Prisms in Smooth and Turbulent Flows, J. Fluid Mech., 164, (1986), 77-89.
49. Unal, M.F., ve Rockwell, D., On Vortex Formation From a Cylinder. Part 2. Control by Splitter-Plate Interference, J. Fluid Mech., 190, (1987), 513-529.
50. Williamson, C.H.K., Oblique and Parallel Modes of Vortex Shedding in the Wake of a Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 206, (1989), 579-627.
51. Hayashida, H. ve Iwasa, Y., Aerodynamic Shape Effects of Tall Building For Vortex Induced Vibration, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 33, (1990), 237-242.
52. Mukhopadhyay, A., Biswas, G. ve Sundararajan, T., Numerical Investigation of Confined Wakes Behind a Square Cylinder in a Channel, International Journal For Numerical Methods in Fluids, 14, (1992), 1473-1484.
53. Kelkar, K.M. ve Patankar, S.V., Numerical Prediction of Vortex Shedding Behind a Square Cylinder, International Journal For Numerical Methods in Fluids, 14, (1992), 327-341.
54. Nakagawa, T., Effects of a Small Airfoil-Shaped Splitter Plate on Vortex Shedding From a Square Prism at Subsonic Mach Numbers, Acta Mecanica, 91, 1-2, (1992), 11-25.
55. Bosch, G. ve Rodi, W., Simulation of Vortex Shedding Past a Square Cylinder Near a Wall, Int. J. Heat and Fluid Flow, 17, (1996), 267-275.
56. Durao, D.F.G., Gouveia, P.S.T. ve Pereira, J.C.F., Velocity Characteristics of the Flow Around a Square Cross Section Cylinder Placed Near a Channel Wall, Exp. Fluids, 11, (1991), 298-304.

57. Izumi, H., Toniguchi, N., Kawata, Y., Kabayashi, T. ve Adachi, T., Three Dimensional Flow Analysis Around a Circular Cylinder, Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen, 62, 594, (1996), 434-441.
58. Huang, X.Y., Feedback Control of Vorteks Shedding From a Circular Cylinder, Experiments in Fluids, 20, 3, (1996), 218-224.
59. Meroney, R.N., Wind-Tunnel Modeling of the Flow About Bluff Bodies, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 29, (1988), 203-223.
60. Ramamurthy, A.S., Balachandar, R. ve Vo, D.N., Blockage Correction For Sharp-Edged Bluff Bodies, Journal of Engineering Mechanics, 115, (1989), 1569-1576.
61. Parkinson, G.V. ve Cook, N.J., Blockage Tolerance of a Boundary-Layer Wind Tunnel, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, (1992), 873-884.
62. Sax, M.J., Fluctuating Pressure Field on a Yawed Rigid Cylinder, Doktora Tezi, The Faculty of The Graduate School of The University of Minnesota, Minnesota, 1978.
63. Kim, H.J., An Experimental Investigation on the Flow Around a Circular Cylinder in the First Critical Subregion, Doktora Tezi, The Faculty of The Graduate School of The University of Minnesota, Minnesota, 1986.
64. Lomas, C.G., Fundamentals of Hot Wire Anemometry, First Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
65. TSI Incorporated, Hot Film and Hot Wire Anemometry Theory and Application, Technical Bulletin, TB5.
66. Fujita, H. ve Kovasznay, L.S.G., Measurement of Reynolds Stress by a Single Rotated Hot Wire Anemometer, The Review Of Scientific Instruments, 39, 9, (1968), 1351-1355.
67. King, L.V., On the Convection of Heat From Small Cylinders in a Stream of Fluid, Phil. Trans. Roy. Soc. A, 214, (1914), 373-432.

68. Vagt, J.D., Hot-Wire Probes in Low Speed Flow, Prog. Aerospace Sci., 18, (1979), 271-323.
69. Ohsaki, Y., Deprem Dalgasının Spektral Analizine Giriş, Muzaffer İpek, Kajima Institute Publishing Co., Tokyo, 1976.
70. Kopriva, D.A., Spectral Solution of the Viscous Blunt-Body Problem, AIAA Journal, 31, 7, (1993), 1235-1242.
71. Eldred, L.B., Kapania, R.K. ve Bosch, H.R., Preliminary Investigations on the Use of Spectral Methods For Flow Calculation, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 36, (1990), 1021-1027.
72. Ramirez, R.W., The FFT Fundamentals and Concepts, Tektronix, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1985.
73. Tritton, D.J., Physical Fluid Dynamics, First Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.
74. Bearman, R.W., On Vortex Shedding From a Circular Cylinder in the Critical Reynolds Number Regime, J. Fluid Mech., 37, (1969), 577-585.
75. Farell, C. ve Blessmann, J., On Critical Flow Around Smooth Circular Cylinders, J. Fluid Mech., 136, (1983), 375-391.
76. Achenbach, E. ve Heinecke, E., On Vortex Shedding From Smooth and Rough Cylinders in the Reynolds Numbers From 6×10^3 to 5×10^6 , J. Fluid Mech., 109, (1981), 239-251.
77. Nishioka, M. ve Sato, H., Measurements of Velocity Distributions in the Wake of a Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 65, 1, (1974), 97-112.
78. Gerich D., Eckelmann, H., Influence of End Plates and Free Ends on the Shedding Frequency of Circular Cylinders, J. Fluid Mech., 122, (1982), 109-121.
79. Massey, B.S., Mechanics of Fluids, 4th Edition, Van Nostrand Reinhold Company, New

York, 1979.

80. Hoyt, J.W. ve Sellin, R.H.J., A Turbulent-Flow Dye-Streak Technique, Experiments in Fluid, 20, (1995), 38-41.
81. İlday, Ö., Acar, H., Elbay, M.K. ve Atlı, V., Wakes of Three Axisymmetric Bodies at Zero Angle of Attack, AIAA Journal, 31, 6, (1993), 1152-1154.
82. Higuchi, H., Kim, H.J. ve Farell, C., On Flow Separation and Reattachment Around a Circular Cylinder at Critical Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 200, (1989), 149-171.
83. Munson, B.R., Young, D.F. ve Okiishi, T.H., Fundamentals of Fluid Mechanics, John Wiley & Sons Inc, Canada, 1990.
84. Achenbach, E., Distribution of Local Pressure and Skin Friction Around a Circular Cylinder in Cross Flow up to $Re=5 \times 10^6$, J. Fluid Mech., 34, (1968), 625-639.
85. Dwyer, H.A. ve McCroskey, W.J., Oscillating Flow Over a Cylinder at Large Reynolds Number, J. Fluid Mech., 61, (1973), 753-767.
86. Son, J.S. ve Hanratty, T.J., Velocity gradients at the Wall For Flow Around a Cylinder at Reynolds Numbers From 5×10^3 to 10^5 , J. Fluid Mech., 35, (1969), 353-368.
87. Simiu, E. ve Scanlan, R.H., Wind Effects On Structures, John Wiley & Sons Inc, Canada, 1978.
- (88. Gerhart, P.M. ve Gross, R.J., Fundamentals of Fluid Mechanics, Addison-Wesley Publishing Company, A.B.D., 1985.
89. Roshko, A., Experiments on the Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number, J. Fluid Mech., 10, (1961), 561-576.
90. West, G.S., ve Apelt, C.J., The Effects of Tunnel Blockage and Aspect Ratio on the Mean Flow Past a Circular Cylinder With Reynolds Number Between 10^4 and 10^5 , J. Fluid Mech., 114, (1982), 361-377.

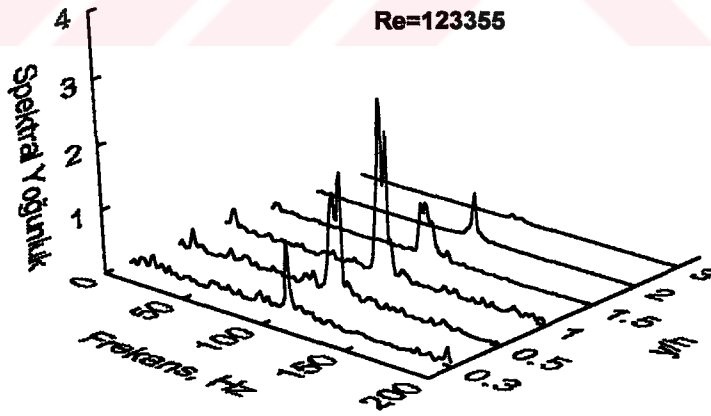
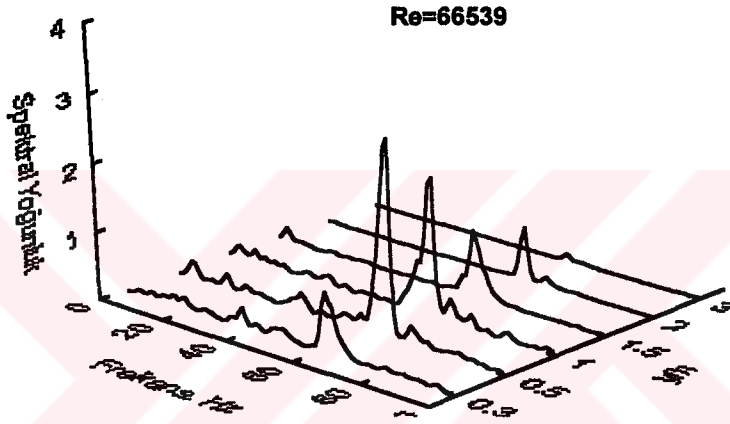
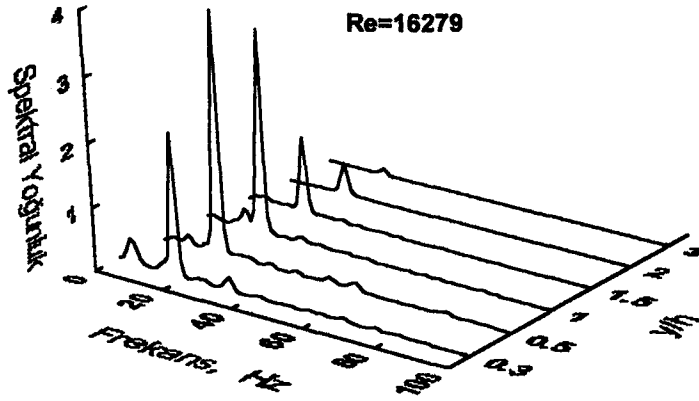
91. Richiter, A. ve Naudascher, E., Fluctuating Forces on a Rigid Circular Cylinder in Confined Flow, J. Fluid Mech., 78, (1976), 561-576.
92. Güven, O., Farell, C. ve Patel, V.C., Surface Roughness Effects on the Mean Flow Past Circular Cylinders, J. Fluid Mech., 98, (1980), 673-701.
93. Okamoto, T. ve Yagita, M., The Experimental Investigation on the Flow Past a Circular Cylinder of Finite Length Placed Normal to the Plane Surface in a Uniform Stream, Bulletin of JSME, 16, 95, (1973), 805-814
94. Morsbach, M., Uber Die Bedingungen Fur Eine Wirbelstraßenbildung Hinter Kreis-Zylindern, Dissertation T. H. Aachen, 1967.
95. Murakami, S., Mochida, A., Hayashi, Y. ve Sakamoto, S., Numerical Study on Velocity-Pressure Field and Wind Forces For Bluff Bodies by k- ϵ , ASM and LES, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, (1992.), 2841-2852.
96. Albrecht, T., Barnes, F.H., Baxendale, A.J. ve Grant, I., Vortex Shedding From Two Cylinders in Tandem, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 28, (1988), 201-208.
97. Nakamura, Y., Ohya, Y. ve Tsuruta, H., Experiments on Vortex Shedding From Flat Plates With Square Leading and Trailing Edges, J. Fluid Mech., 222, (1991), 437-447.
98. Park, W.C., Computation of Flow Past Single and Multiple Bluff Bodies by a Vortex Tracing Method, Doktora Tezi, The Faculty of The Graduate School of The University of Minnesota, Minnesota, 1989.
99. Spalart, P.R., Leonard, A., Computation of Separated Flows by a Vortex Algorithm, AIAA Paper, 81, (1981.), 1246-1255.
100. Nagano, S., Naito, M. ve Takata, H., A Numerical Analysis of Two Dimensional Flow Past a Rectangular Prism by a Discrete Vortex Model, Computers and Fluids, 10, 4, (1982), 243-259.
101. Stansby, P.K., A Generalized Discrete-Vortex Method For Sharp-Edged Cylinders,

AIAA J., 23, 6, 856-861.

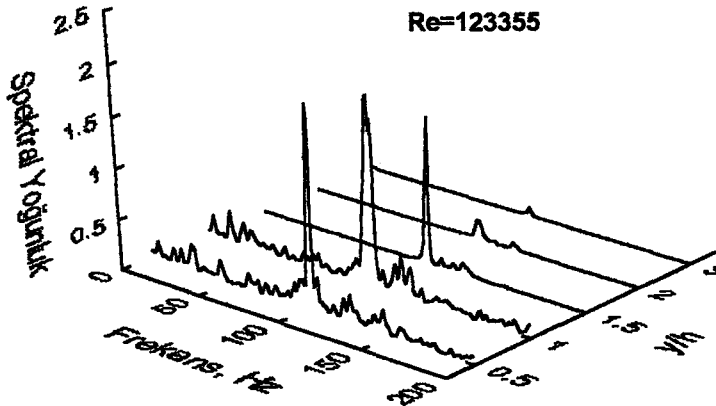
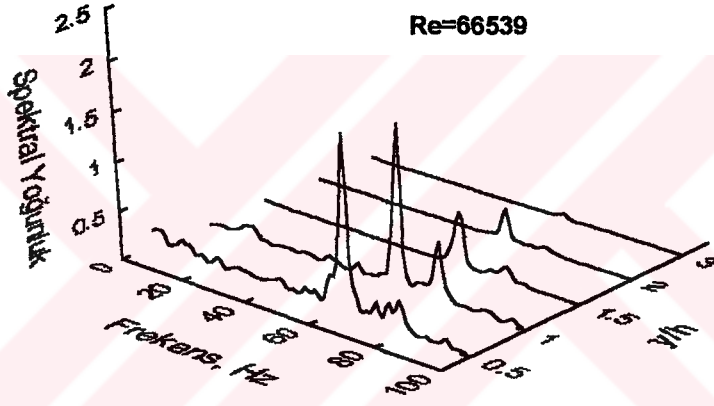
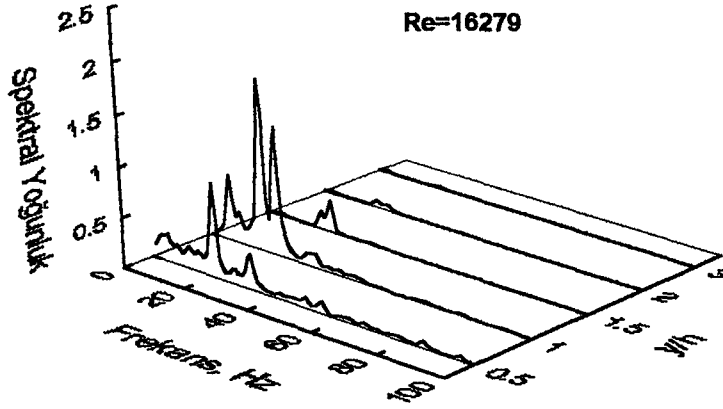
102. Inamuro, T. ve Adachi, T., Numerical Flow Simulation For Wind Engineering, J. Wing Engng., 28, 1984), 29-44.
103. Chein, R. ve Chung, J.N., Discrete-Vortex Simulation of Flow Over Inclined and Normal Plates, Computers and Fluids, 16, 4, 405-427.



8. EKLER

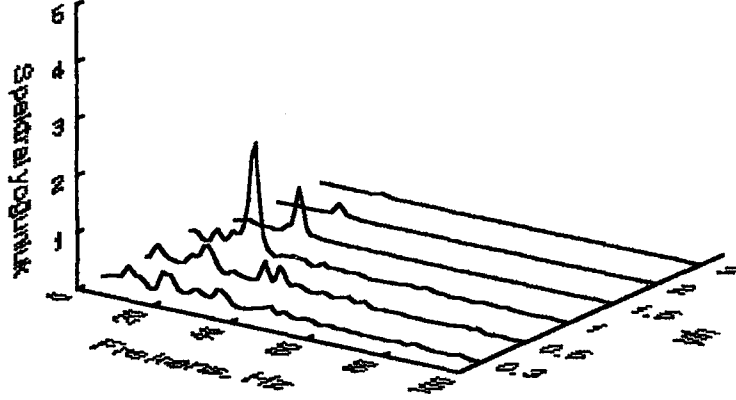


Ek Şekil 1. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi

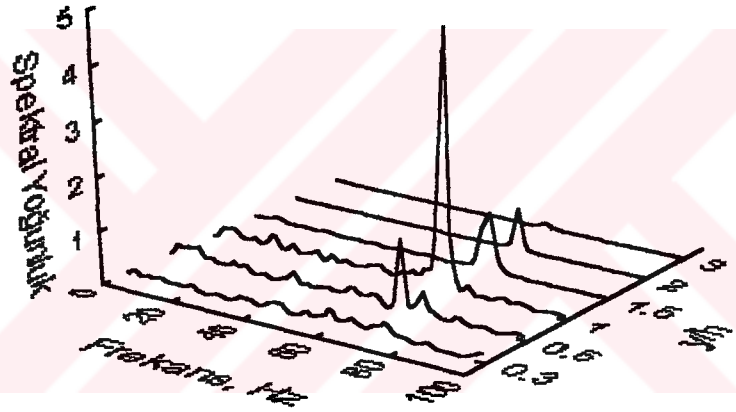


Ek Şekil 2. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi

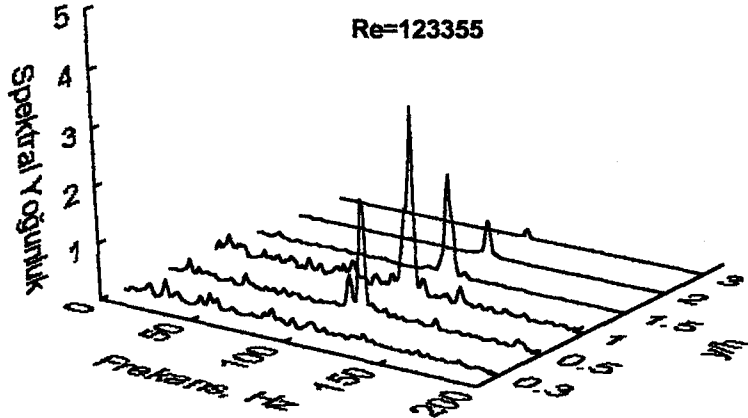
Re=16279



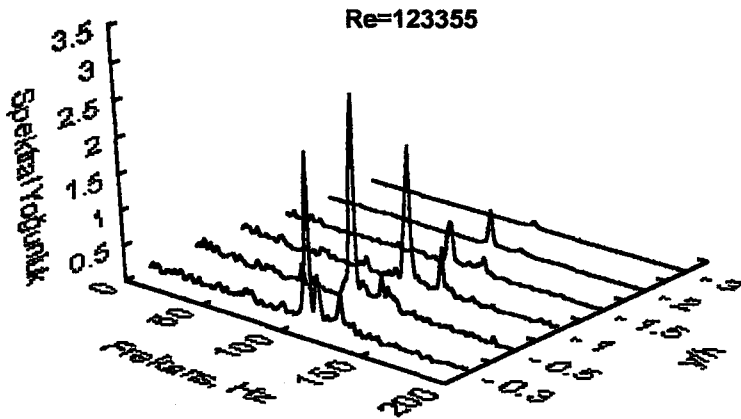
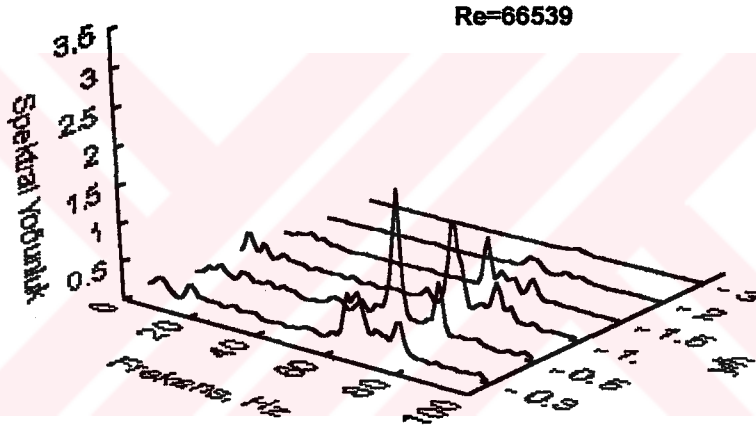
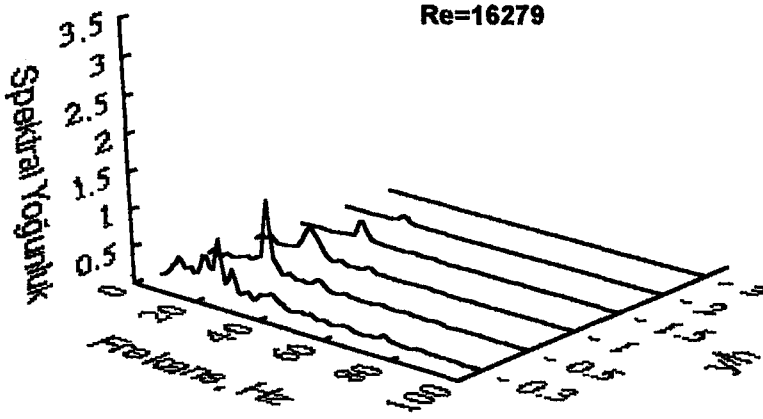
Re=66539



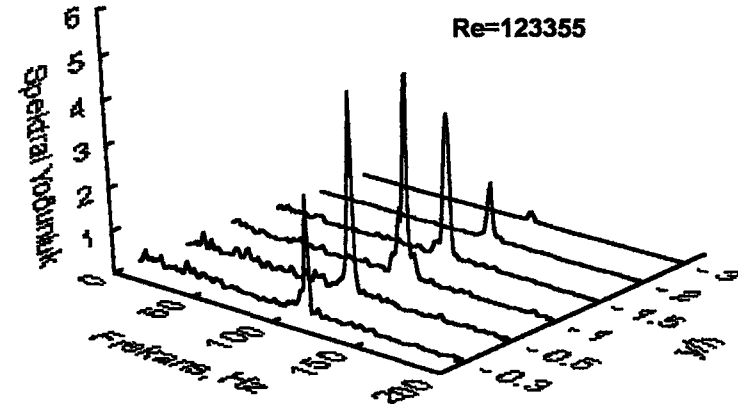
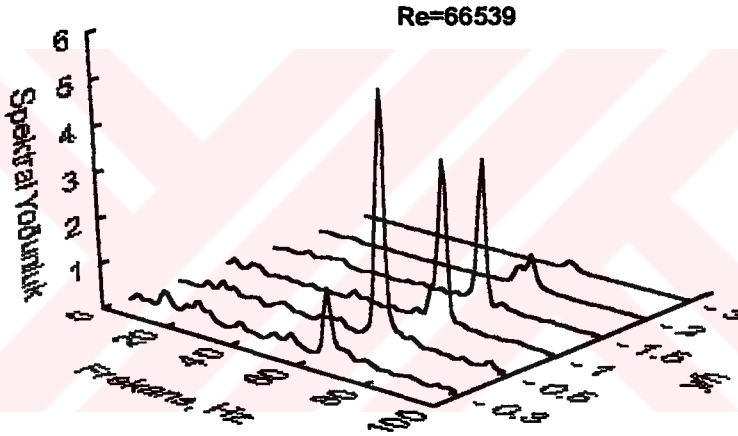
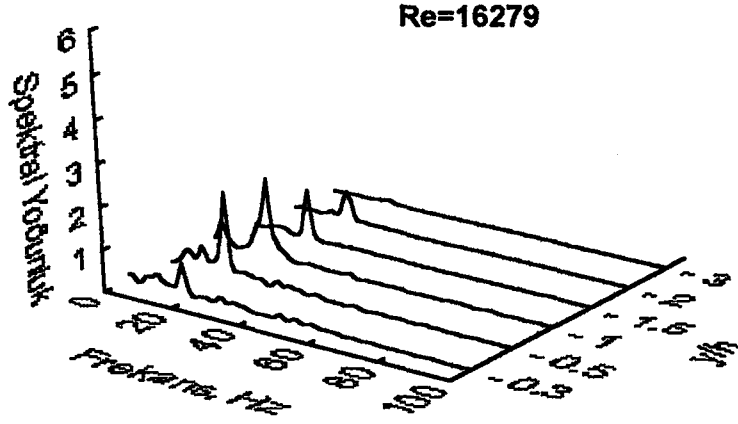
Re=123355



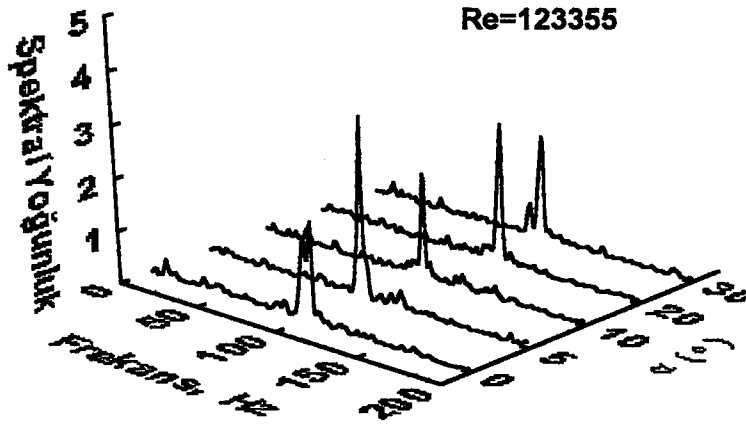
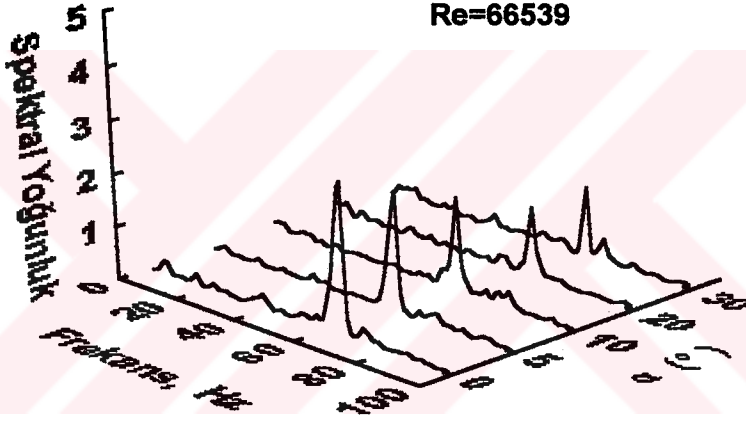
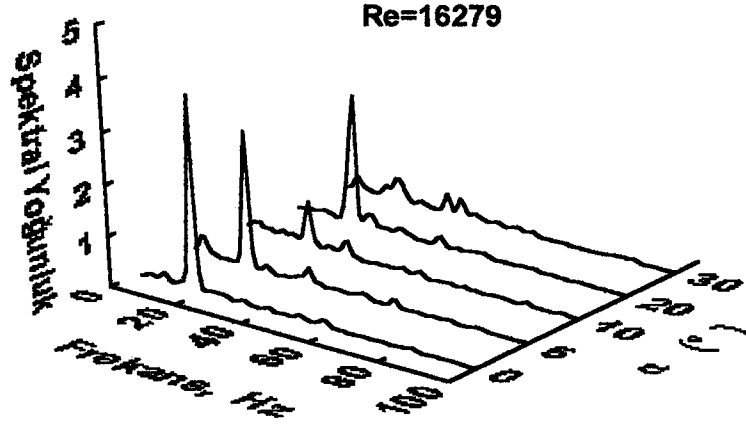
Ek Şekil 3. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya göre değişimi



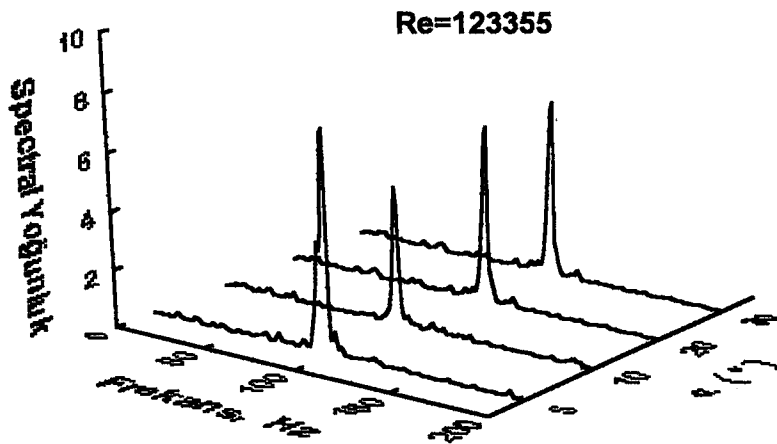
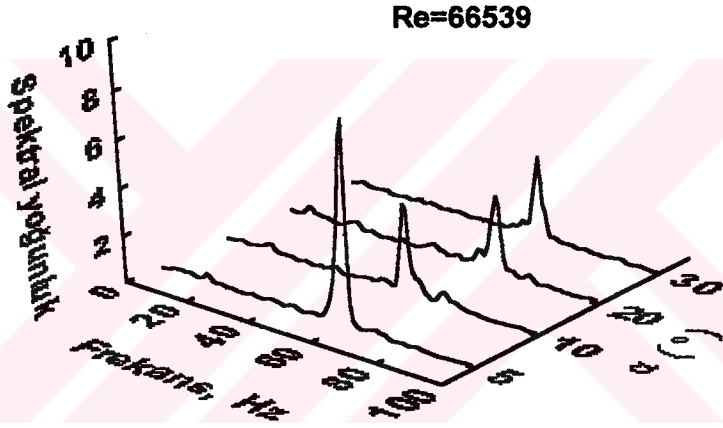
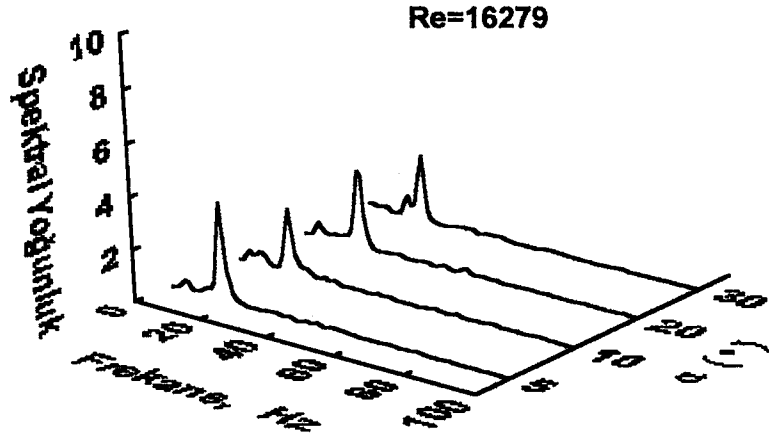
Ek Şekil 4. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h 'ya (negatif değerlerine) göre değişimi



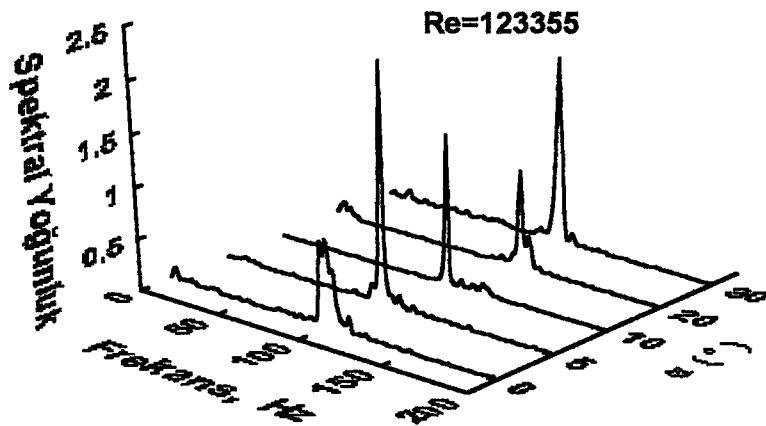
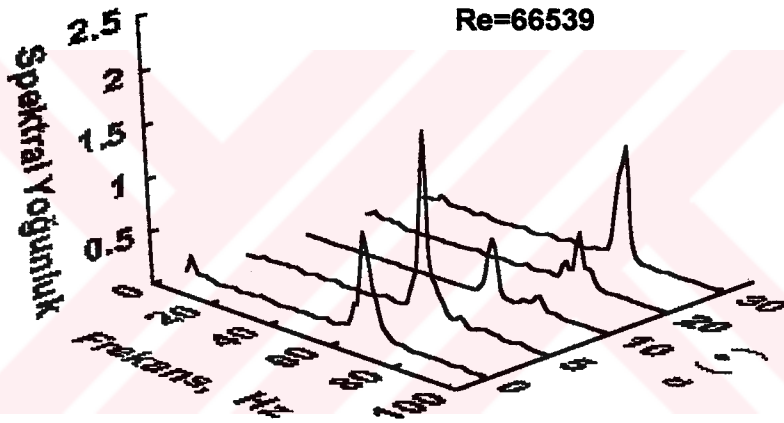
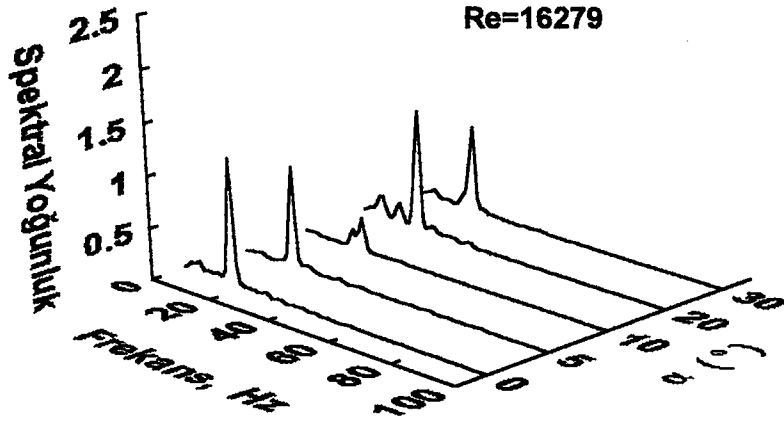
Ek Şekil 5. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve y/h' ya (negatif değerlerine) göre değişimi



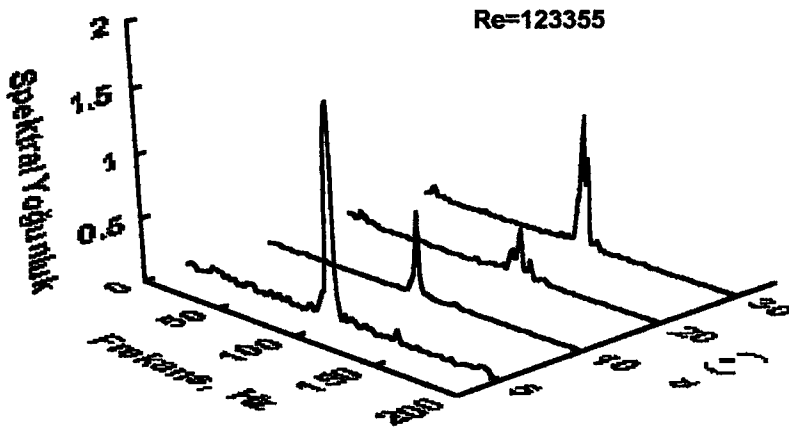
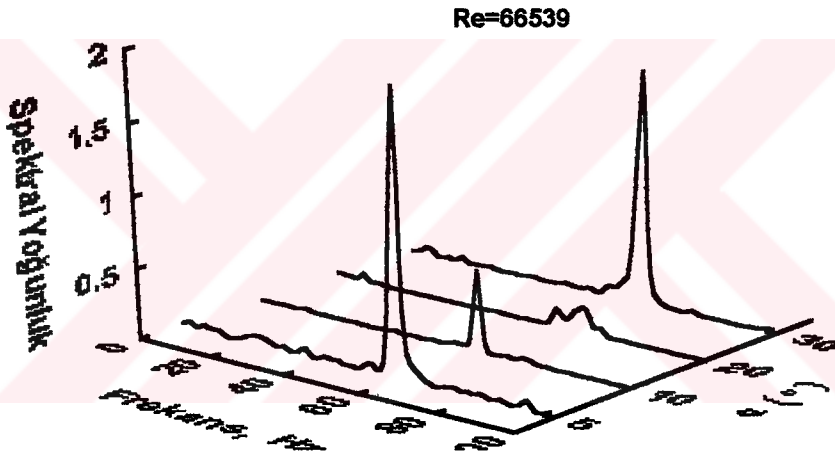
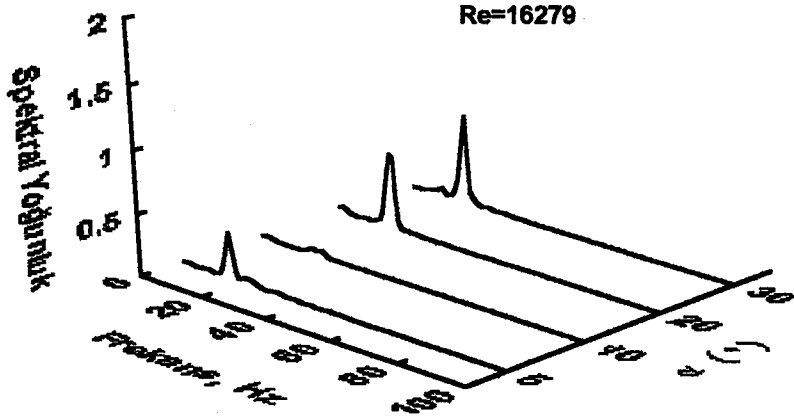
Ek Şekil 6. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri



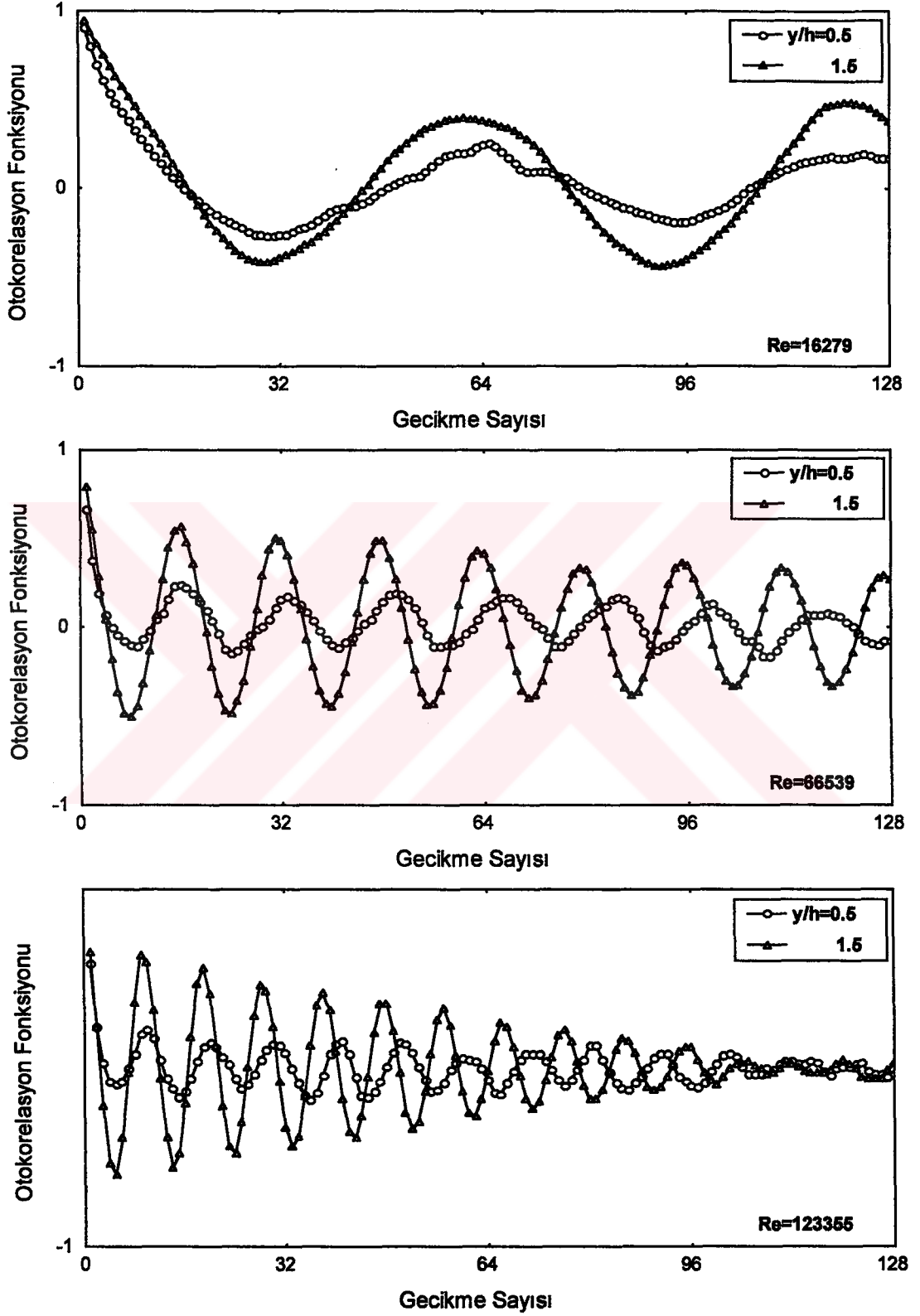
Ek Şekil 7. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri



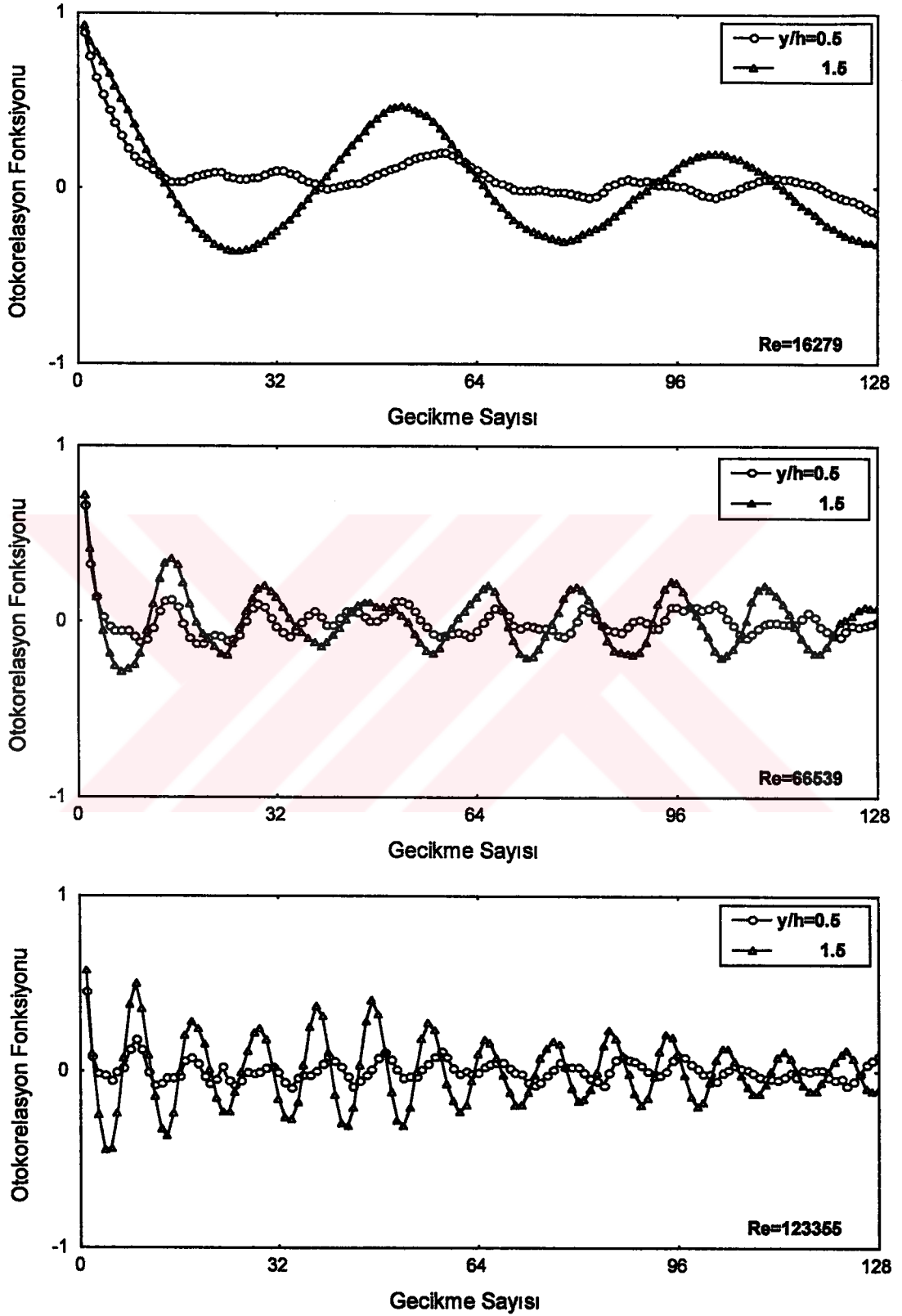
Ek Şekil 8. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri



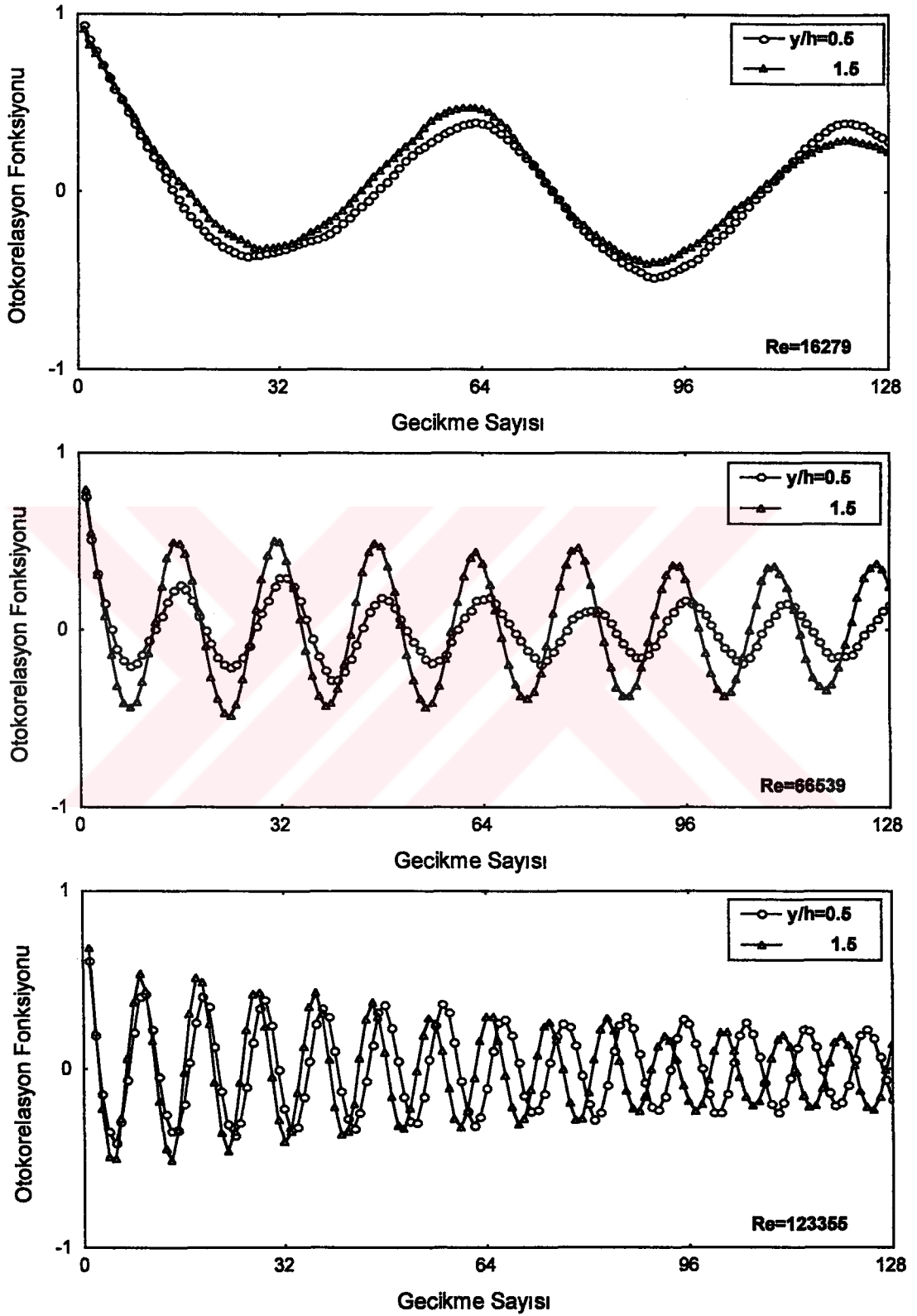
Ek Şekil 9. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-1.5$ konumunda değişik Reynolds sayılarında spektral yoğunluğun frekans ve hücum açısı ile değişimleri



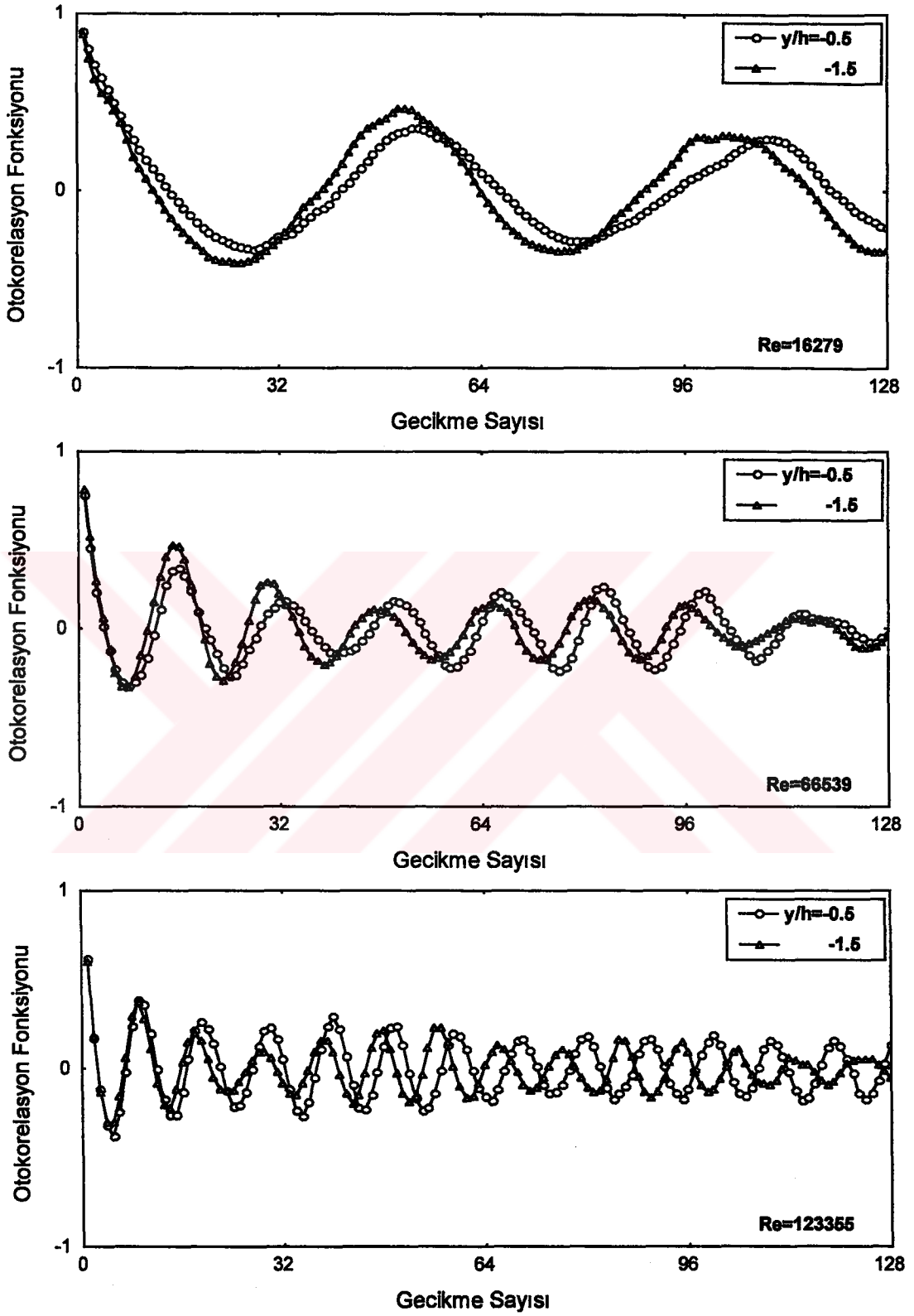
Ek Şekil 10. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 0° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



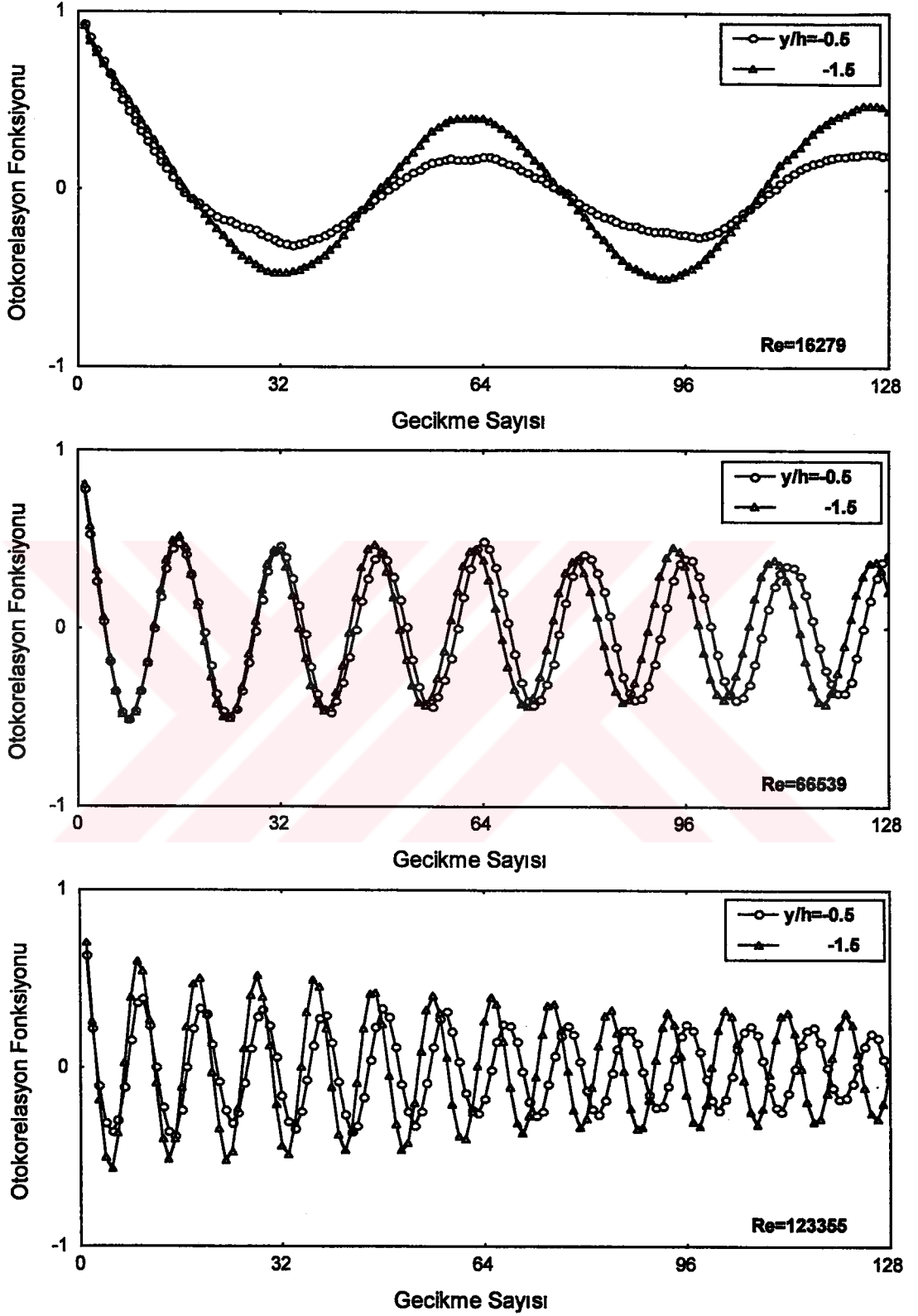
Ek Şekil 11. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



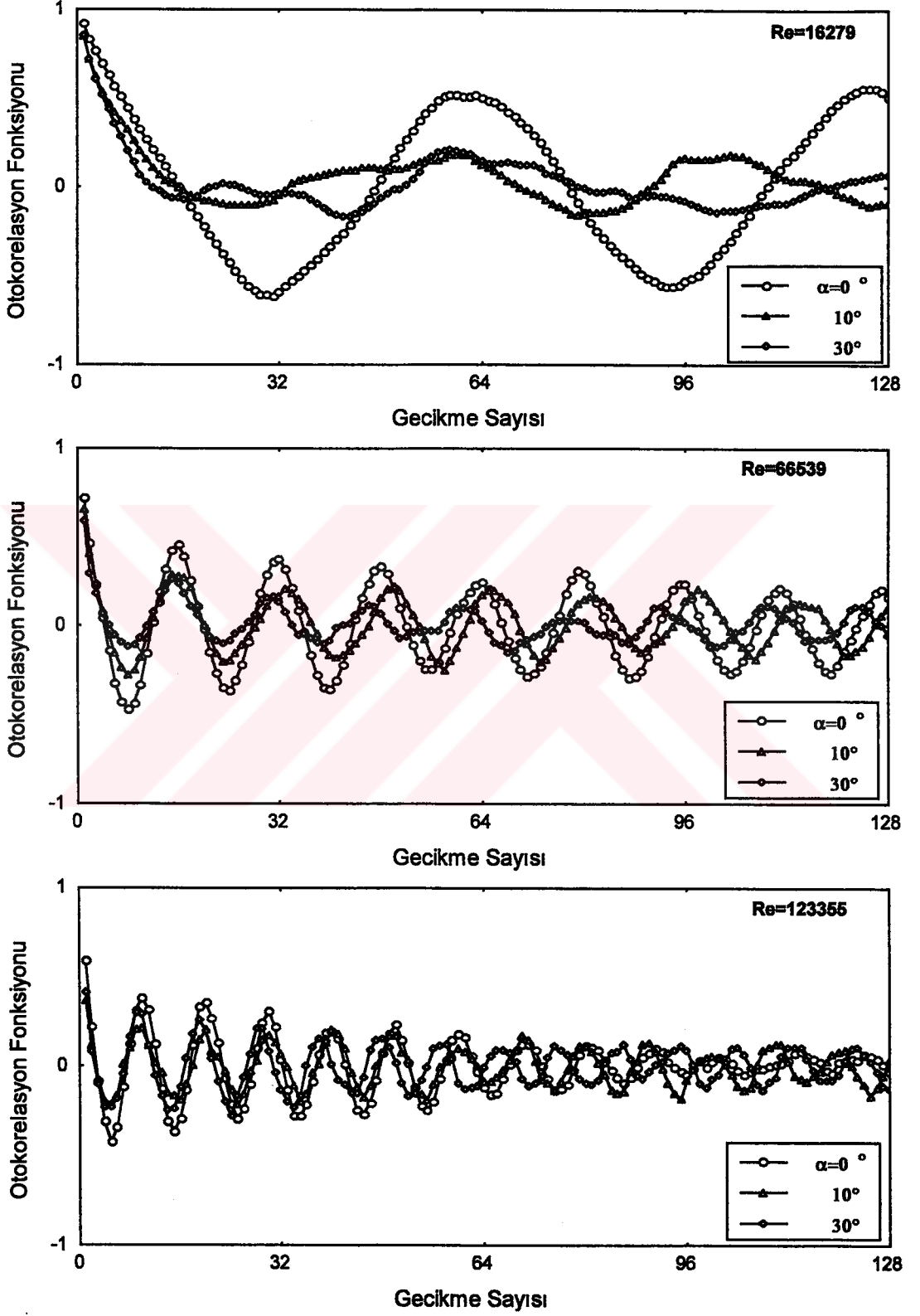
Ek Şekil 12. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



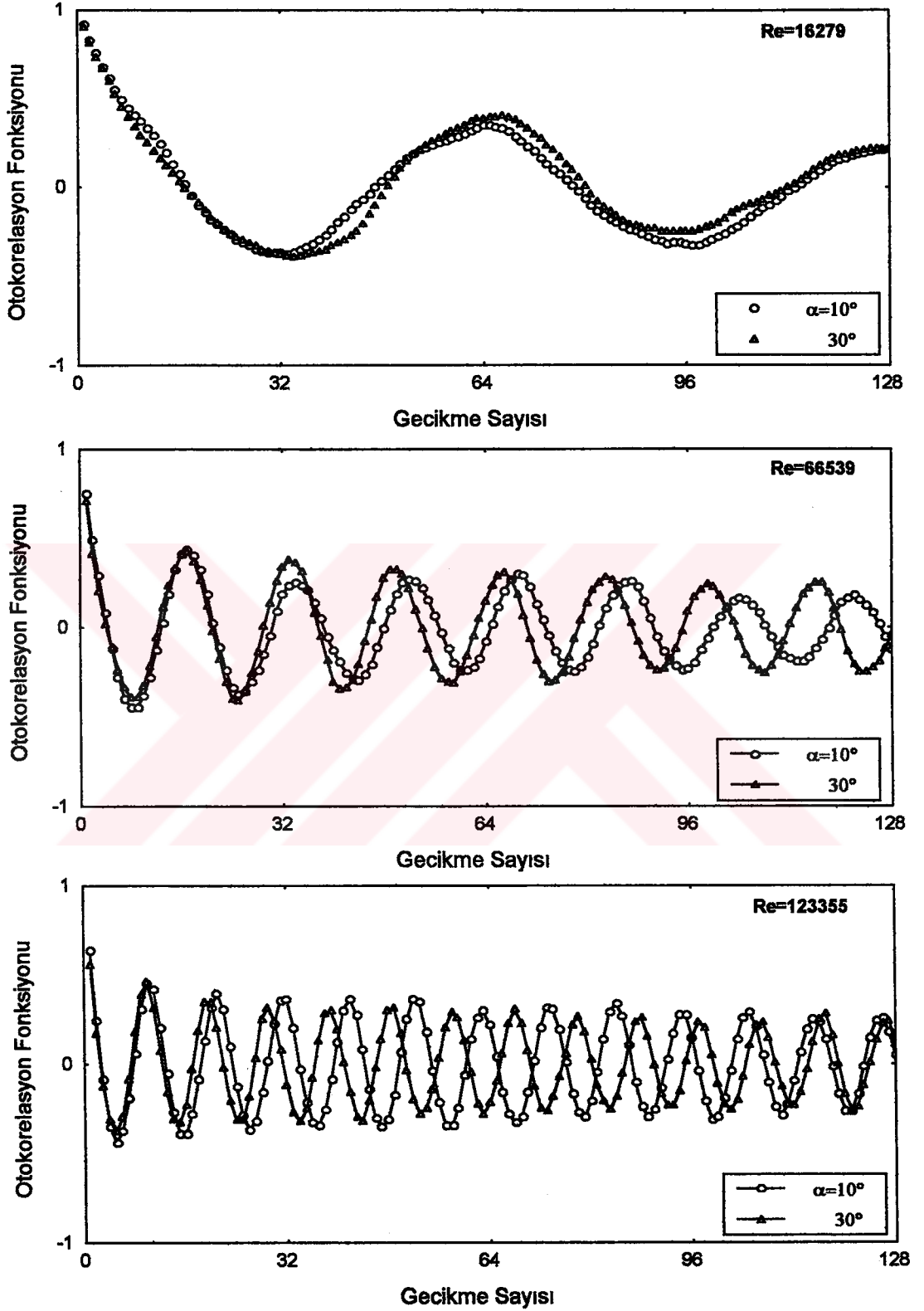
Ek Şekil 13. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 10° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (negatif y/h değerlerinde) otokorelasyon grafikleri



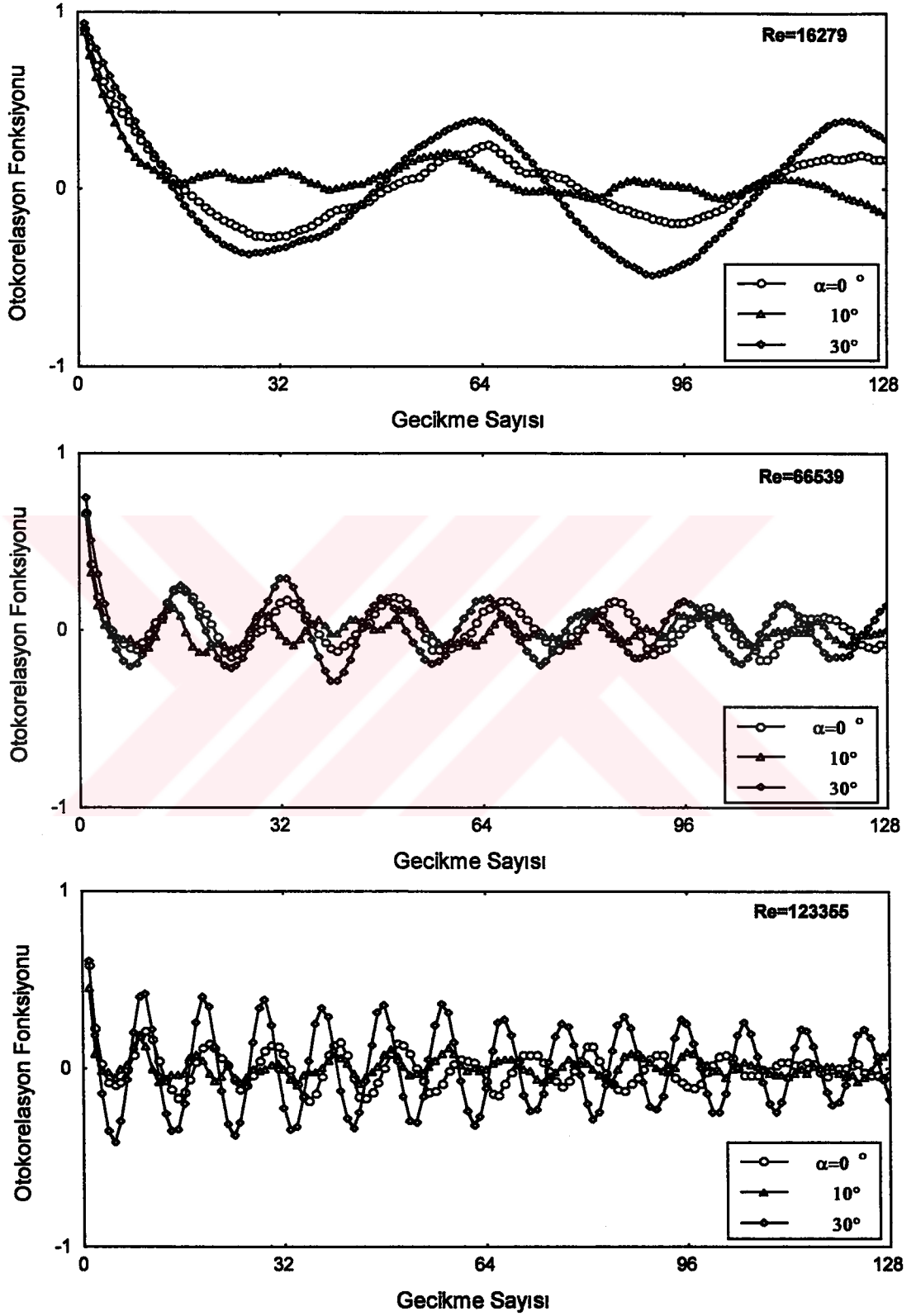
Ek Şekil 14. Kenarı 5 cm olan kare model arkasında $x/h=4$ istasyonunda 30° hücum açısında ve değişik Reynolds sayılarında (negatif y/h değerlerinde) otokorelasyon grafikleri



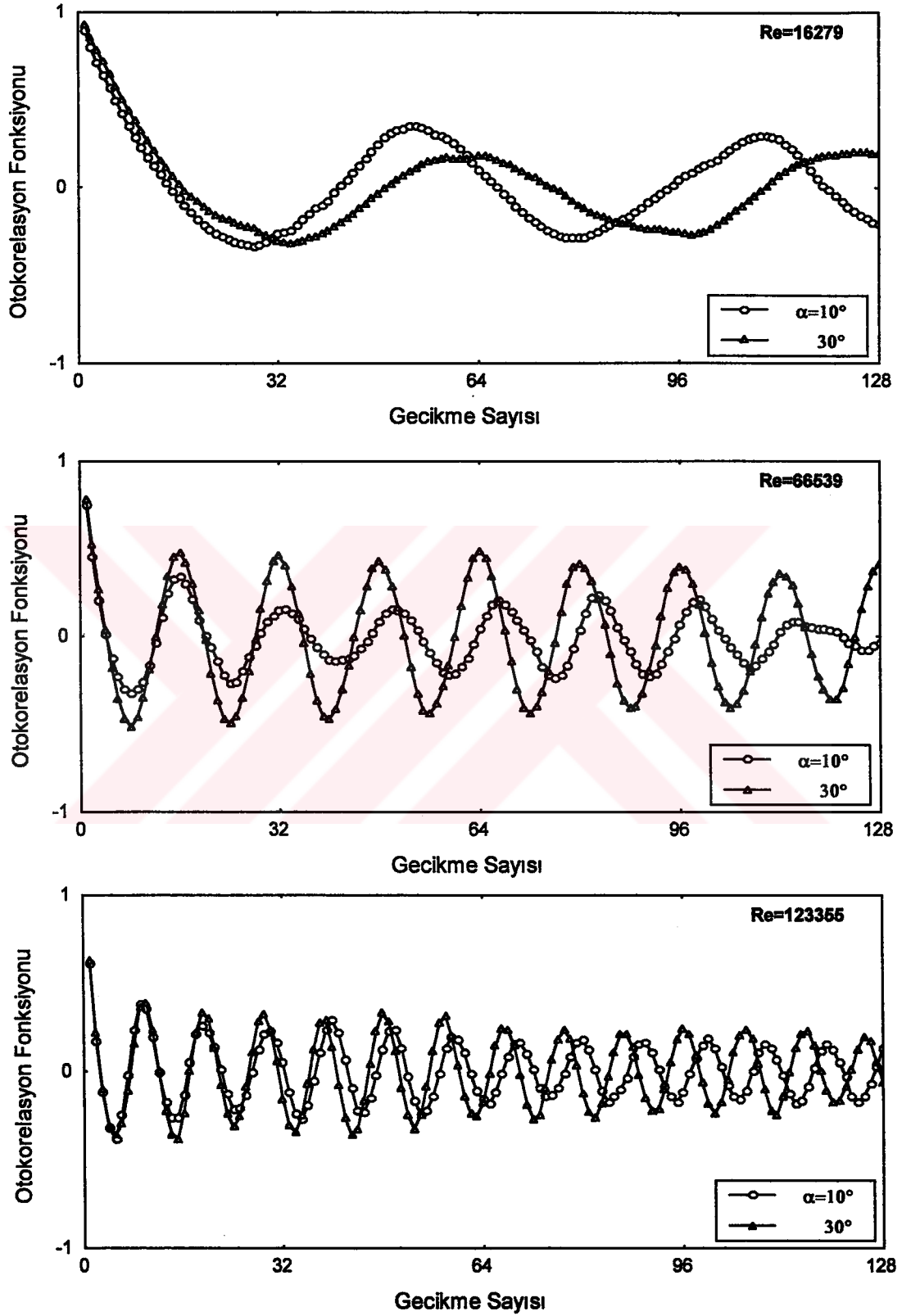
Ek Şekil 15. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



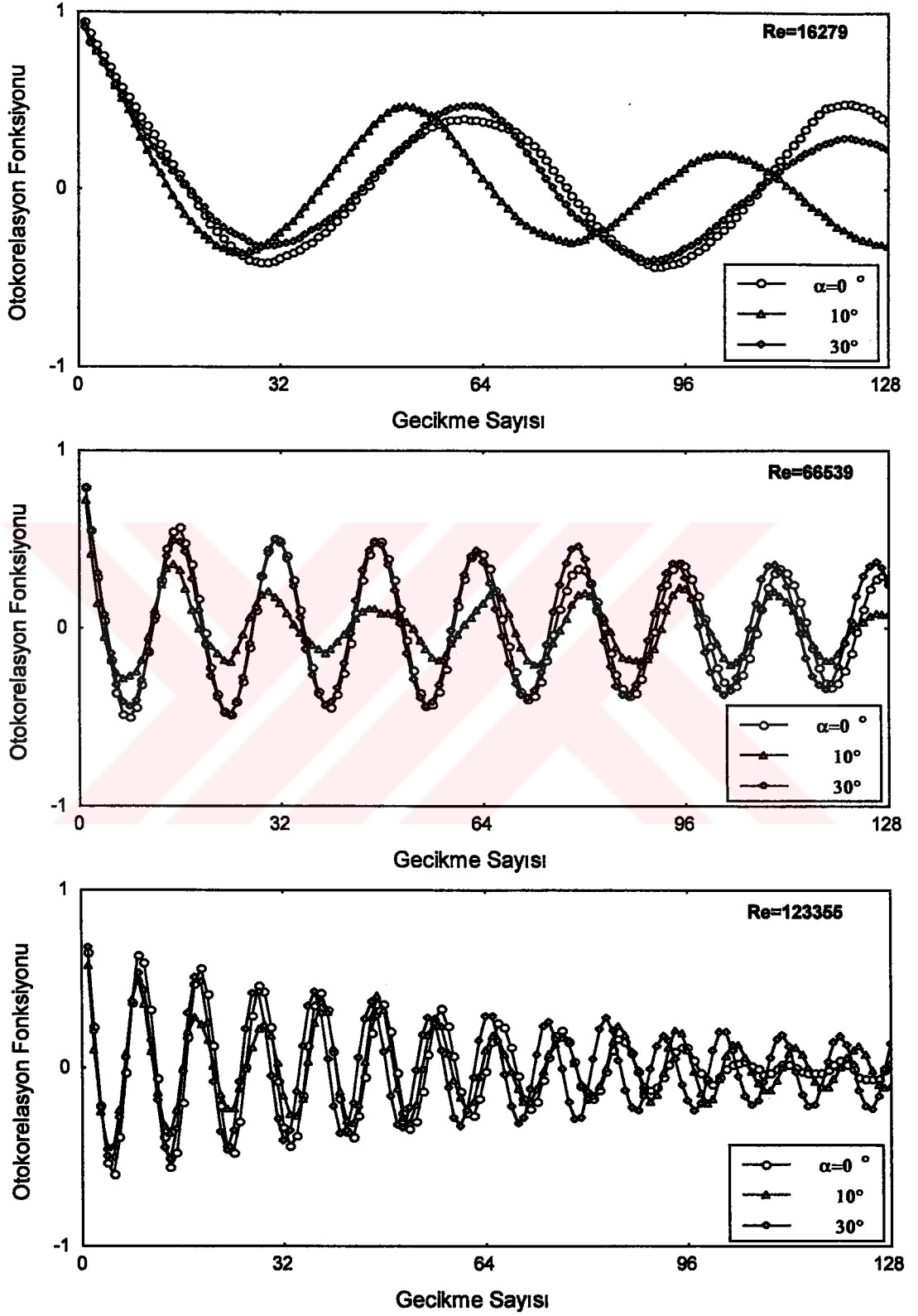
Ek Şekil 16. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



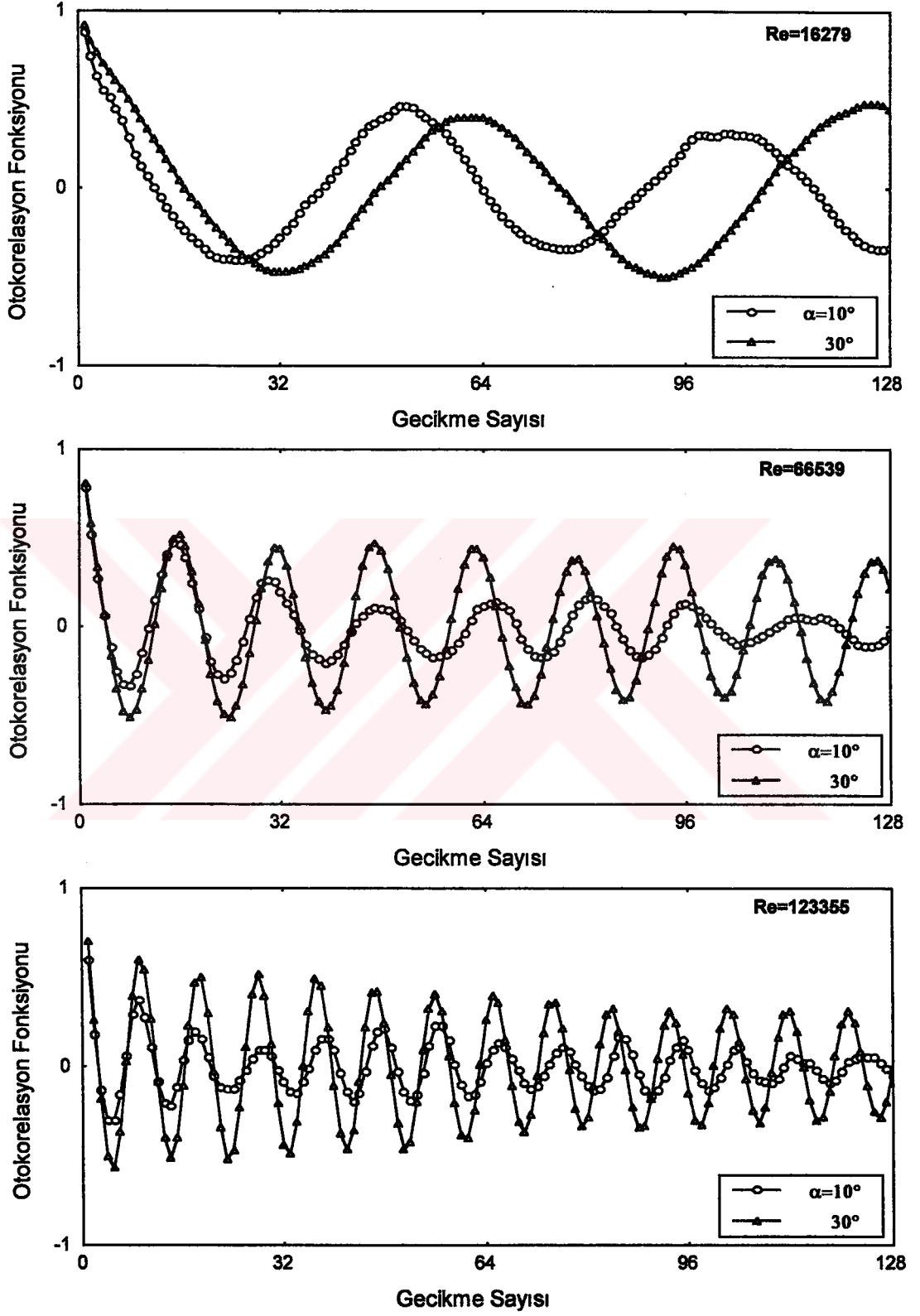
Ek Şekil 17. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açılara göre otokorelasyon grafikleri



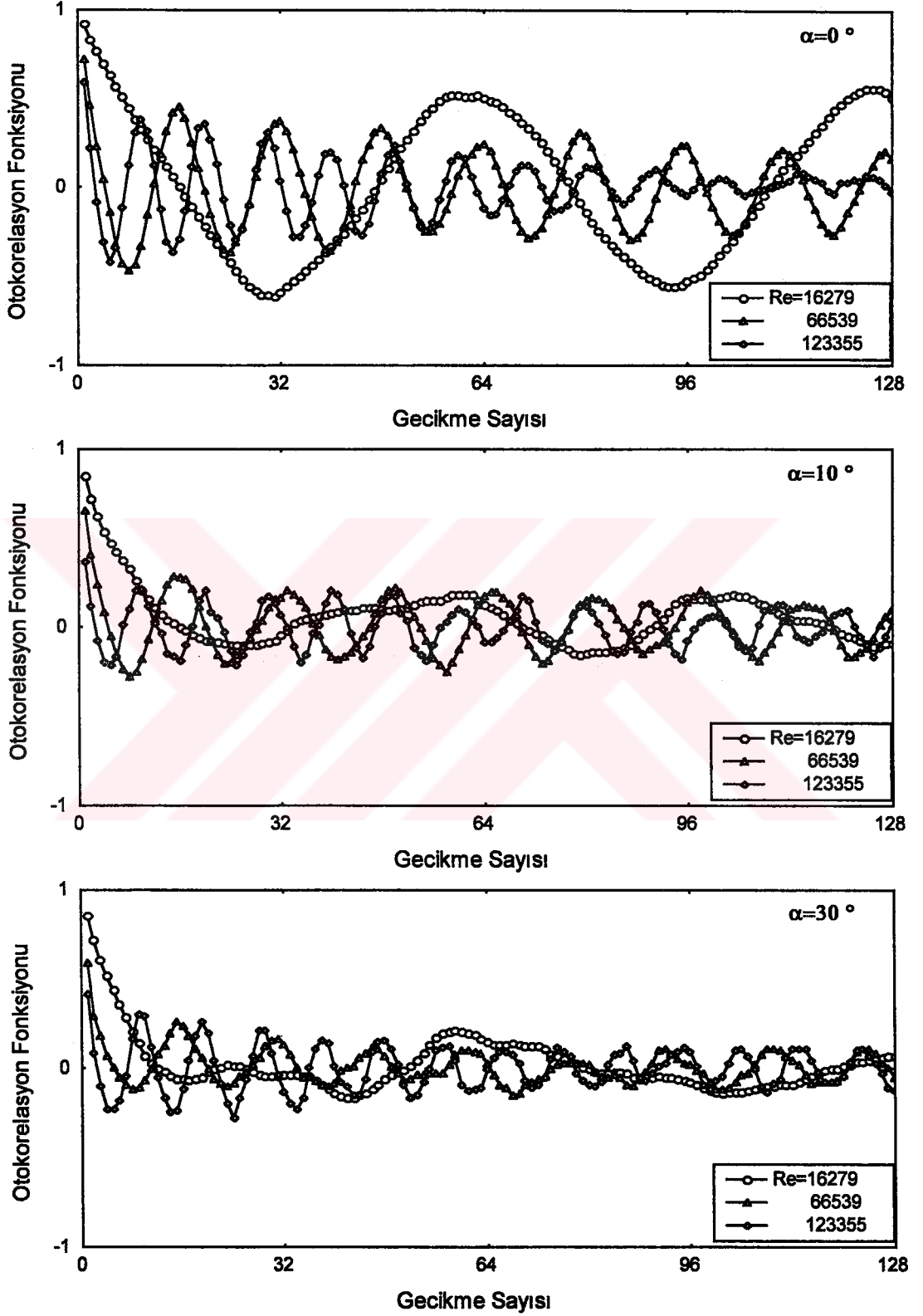
Ek Şekil 18. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



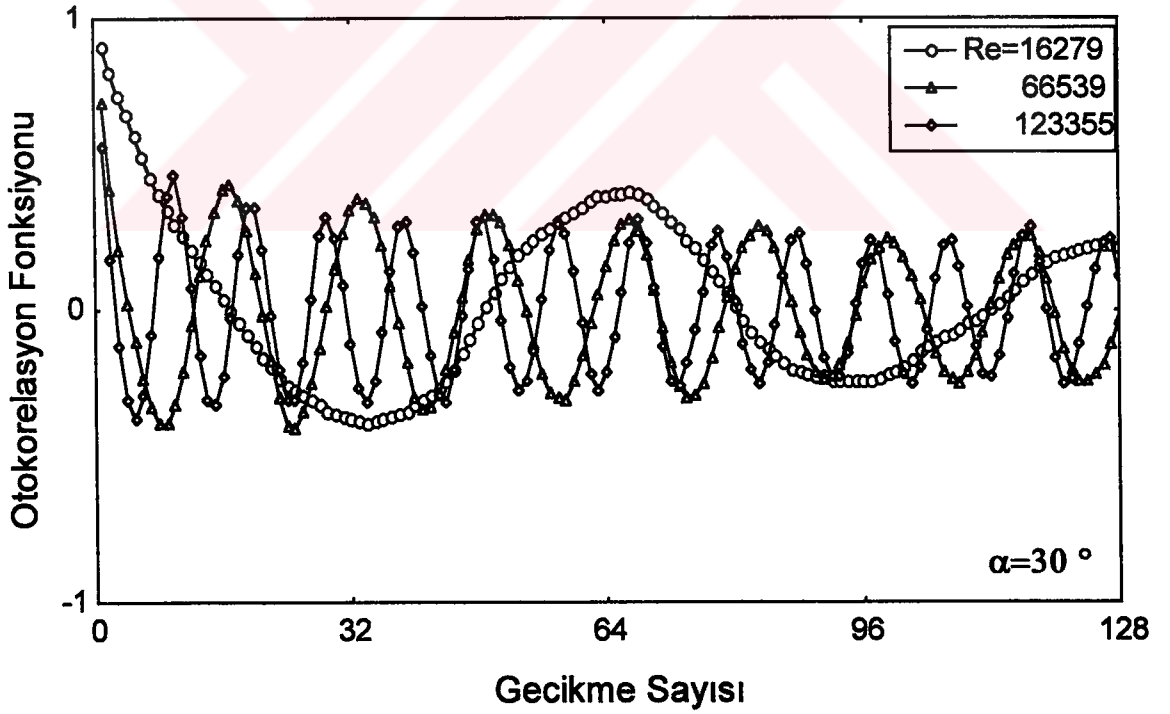
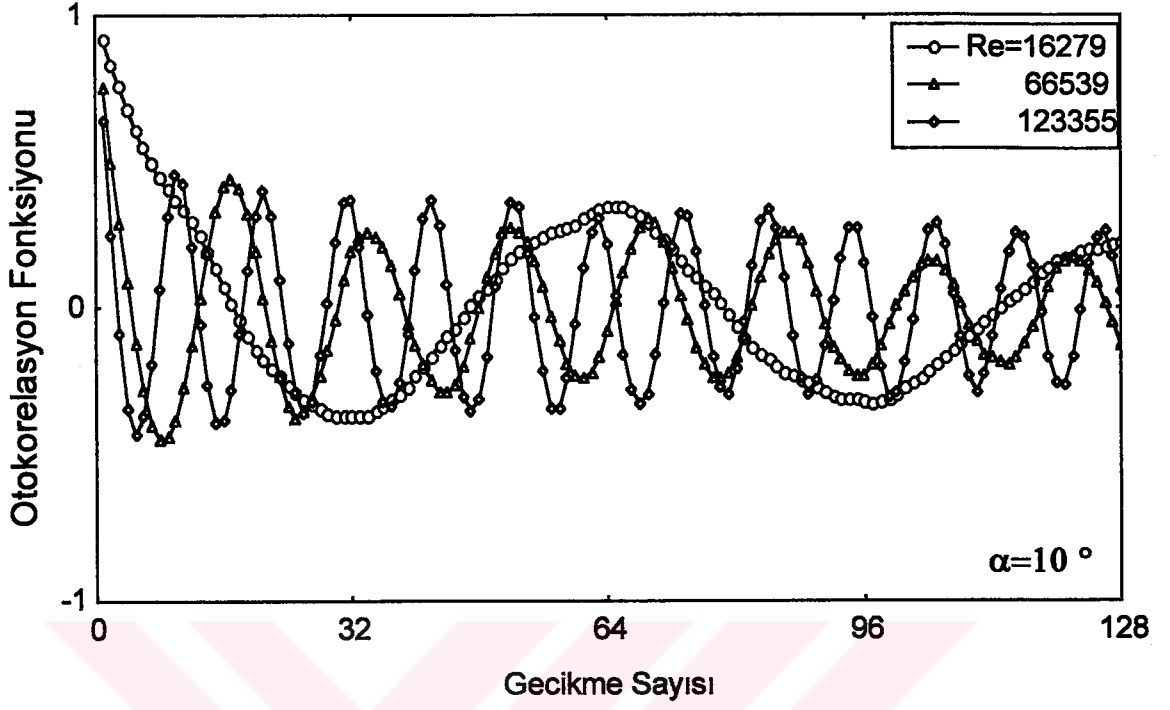
Ek Şekil 19. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



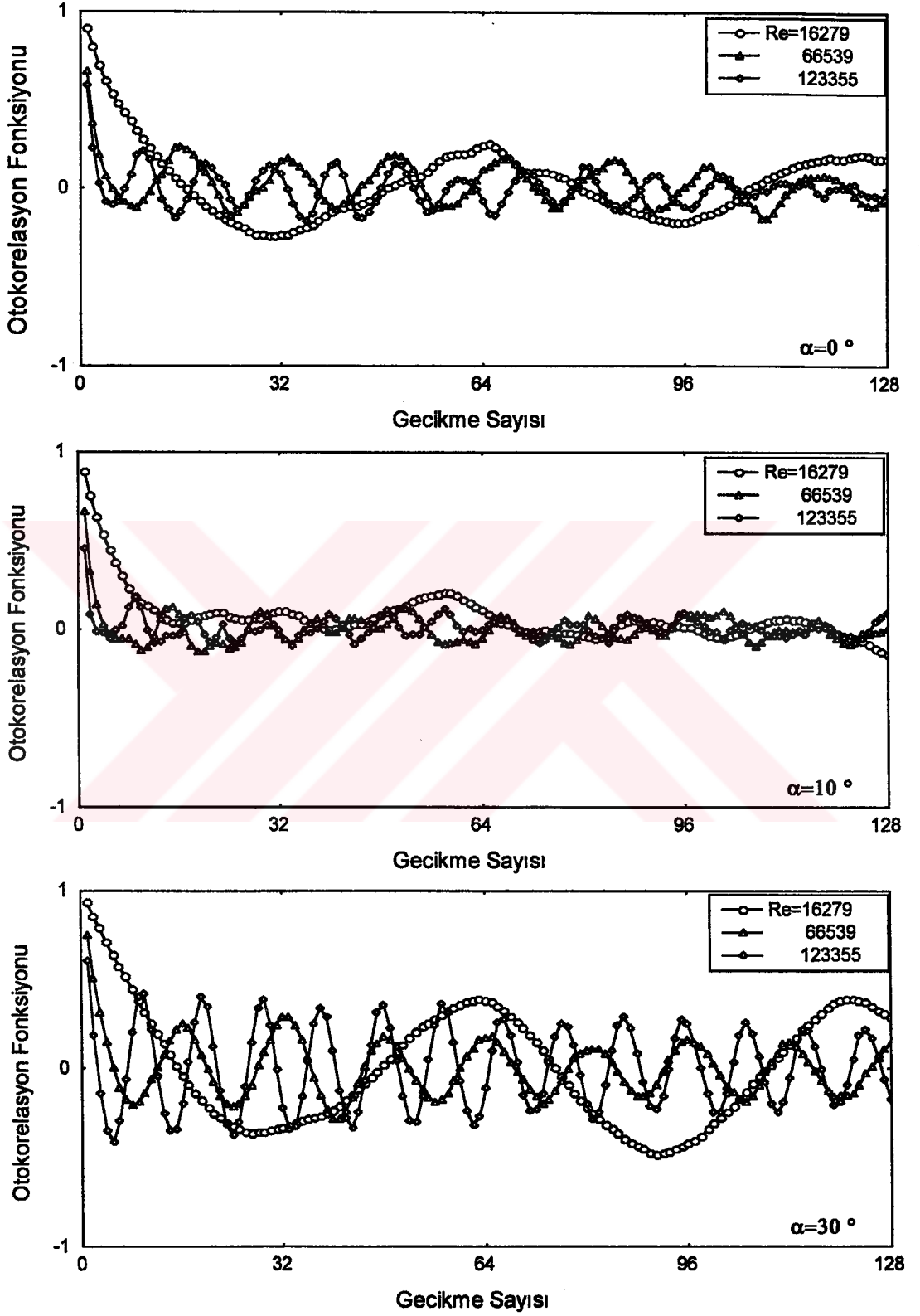
Ek Şekil 20. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda ve değişik Reynolds sayılarında, hücum açlarına göre otokorelasyon grafikleri



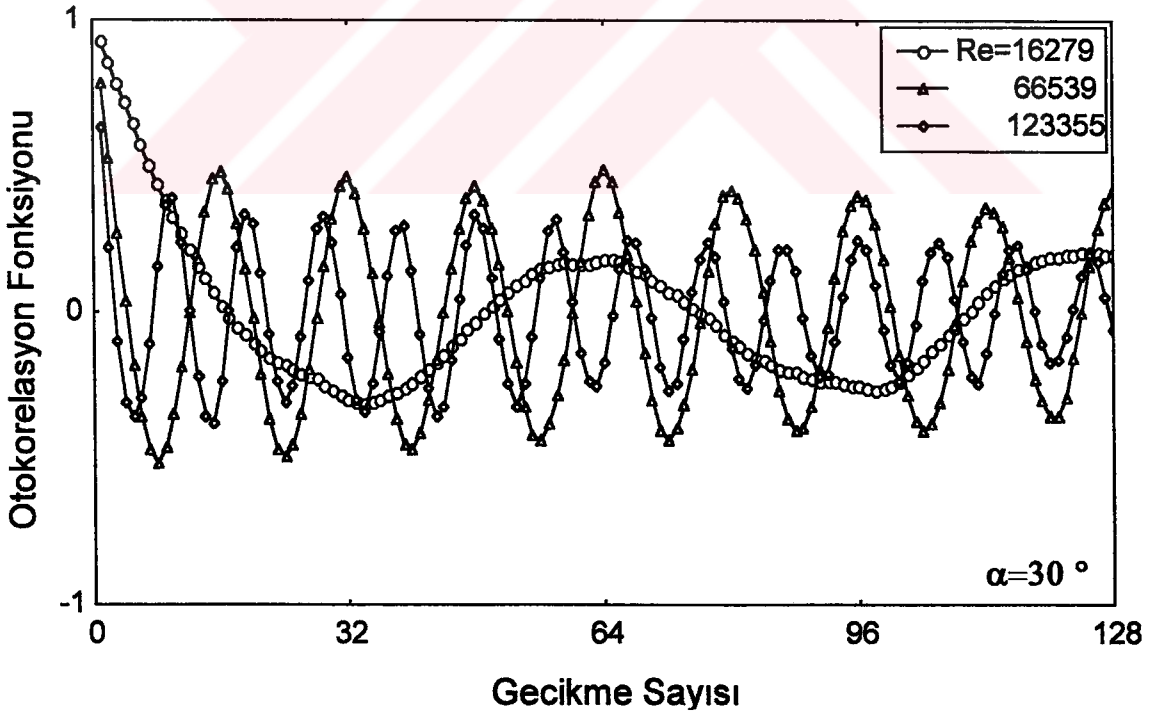
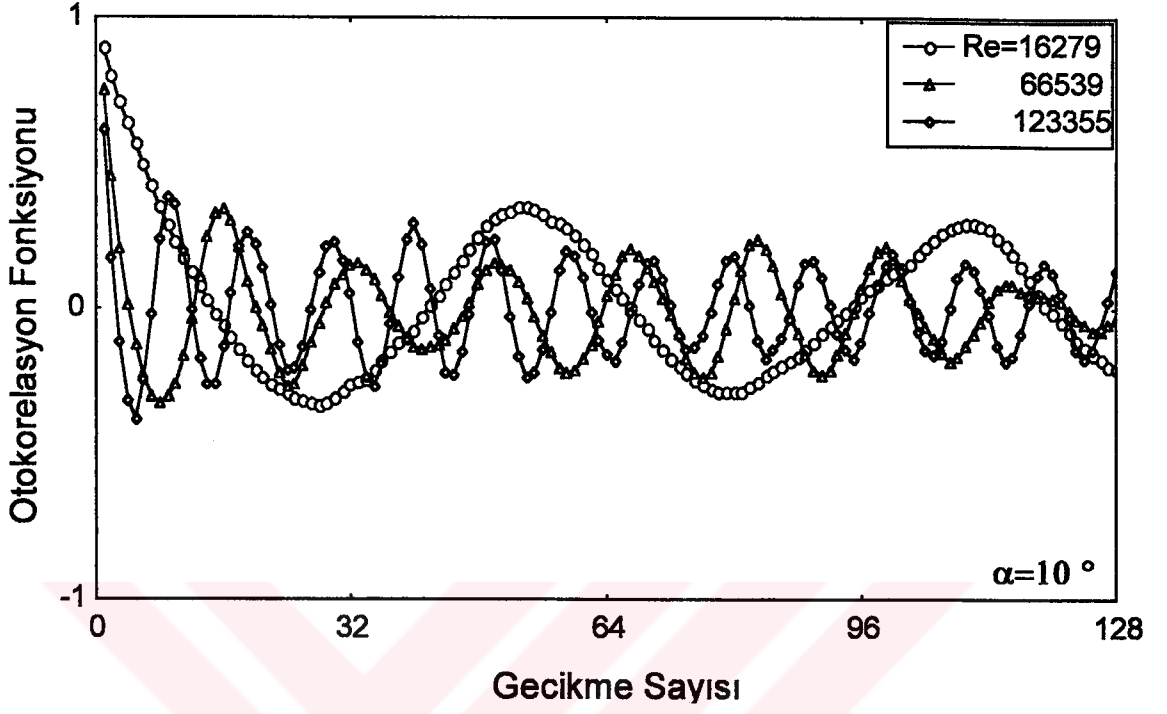
Ek Şekil 21. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



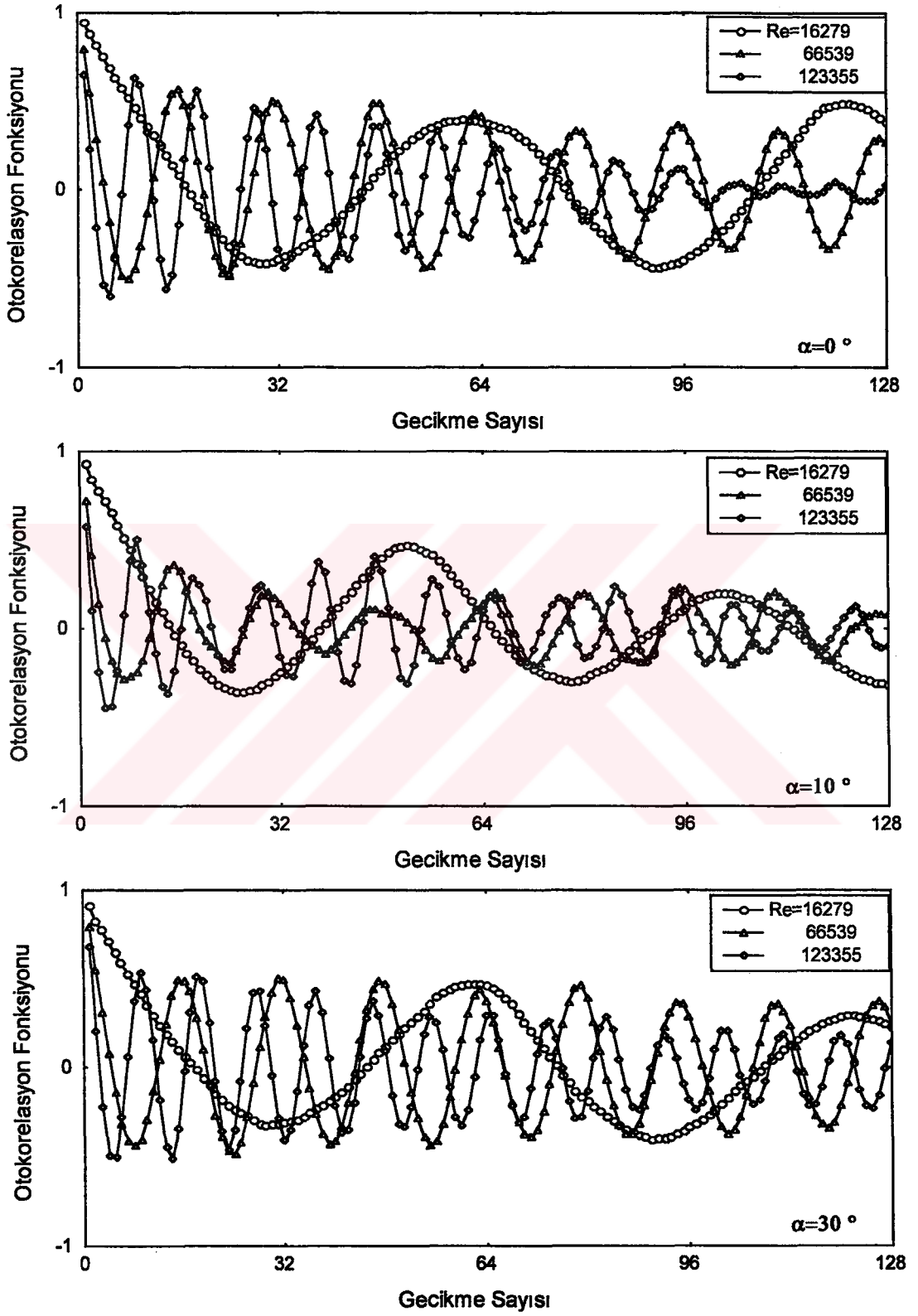
Ek Şekil 22. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=2.2$, $y/h=-0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



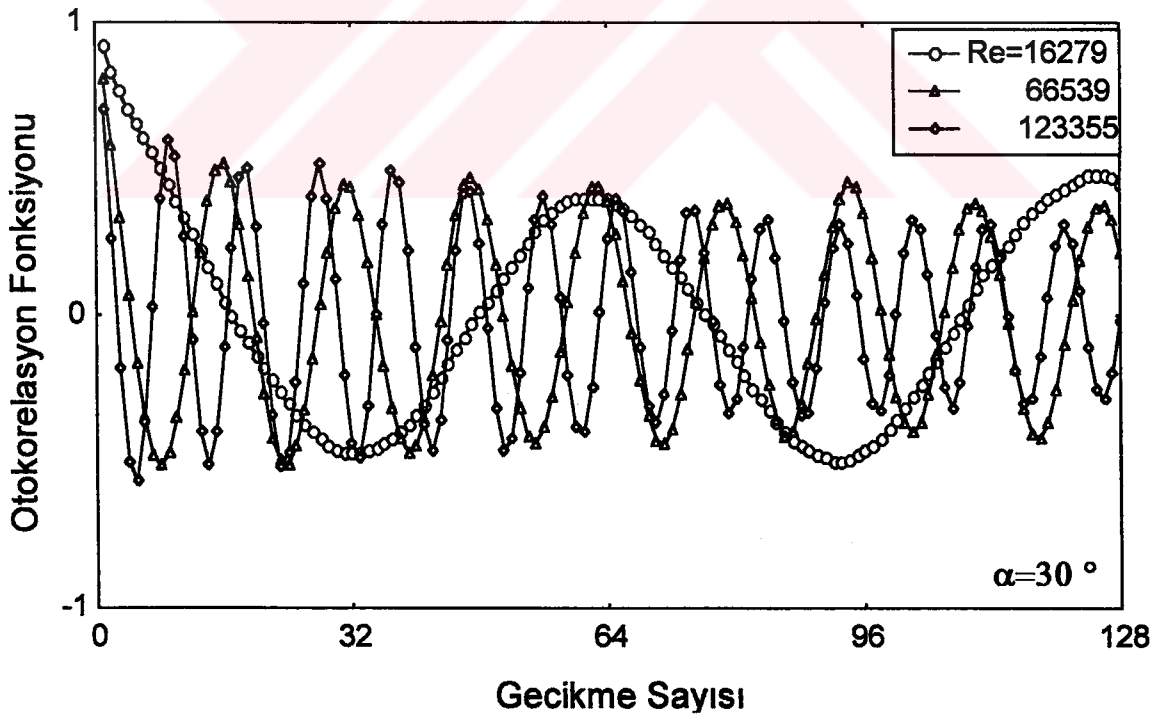
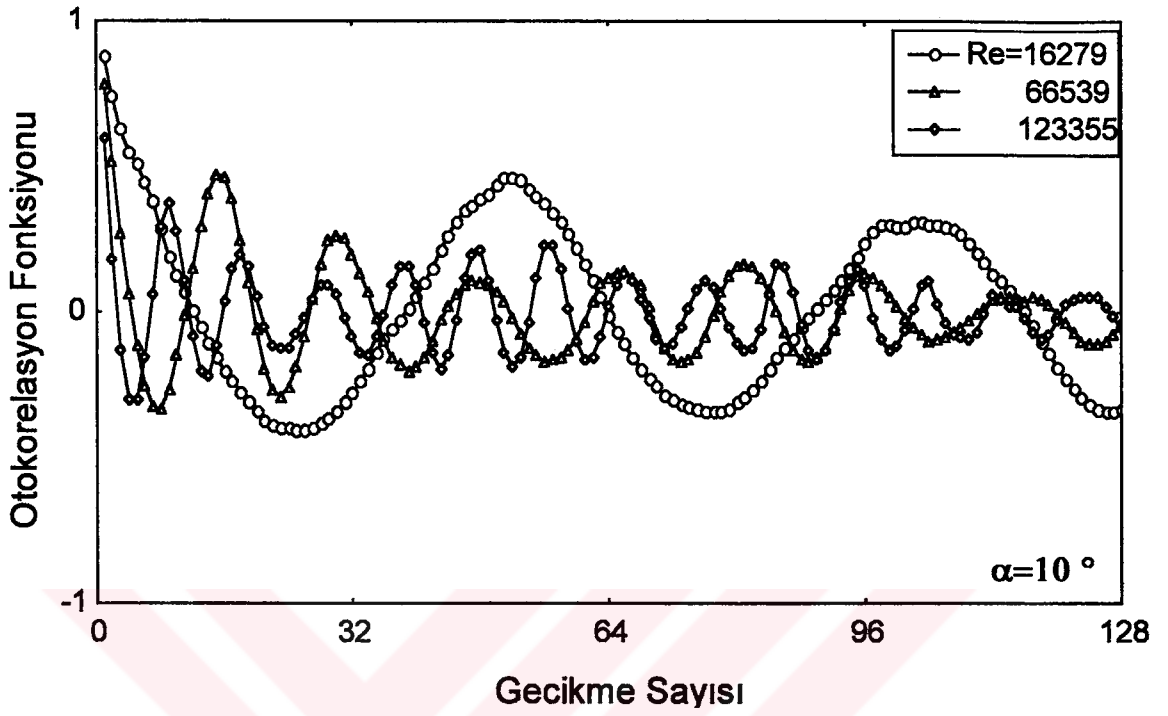
Ek Şekil 23. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



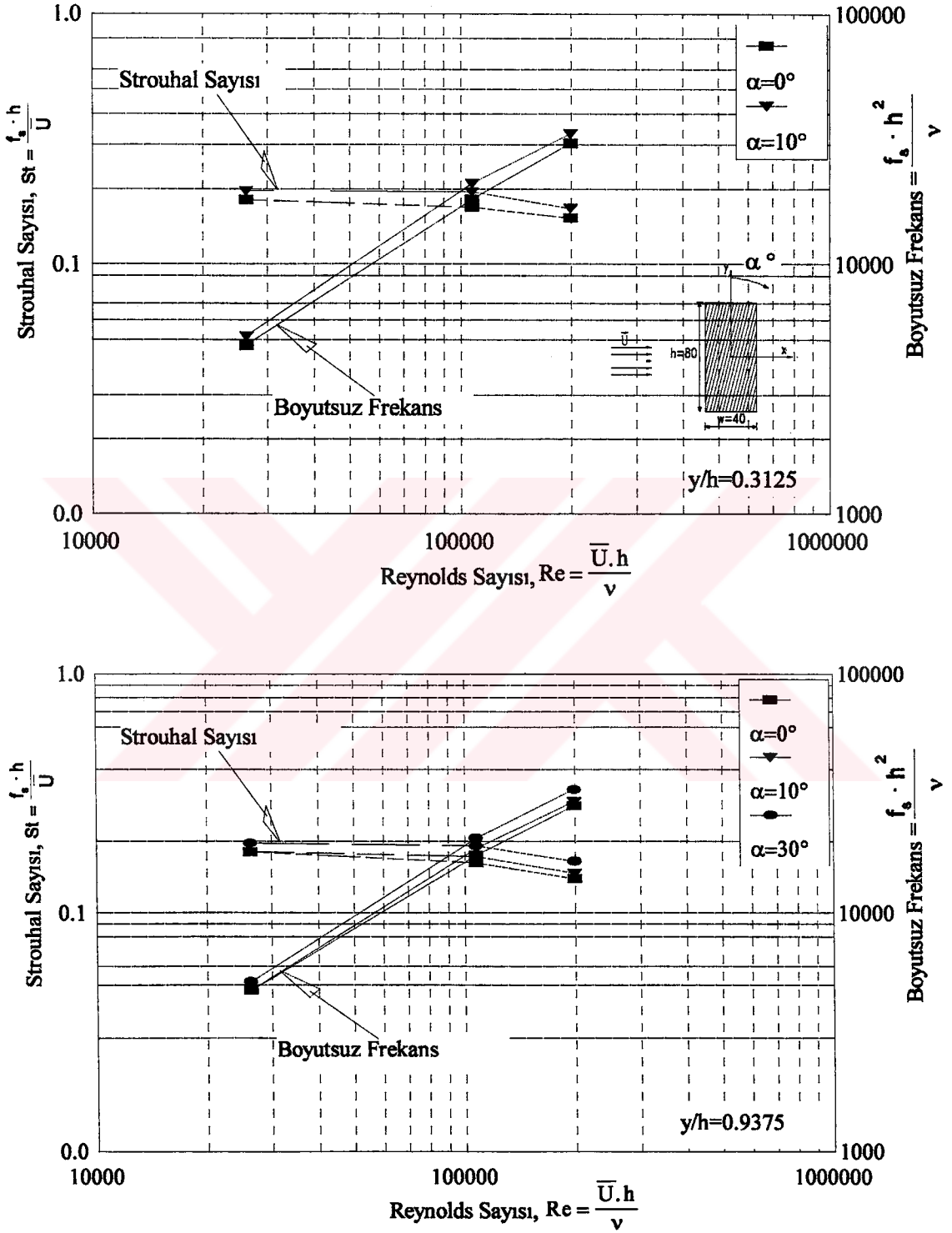
Ek Şekil 24. Kenarı 5cm olan kare model arkasındaki $x/h=4$, $y/h=-0.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



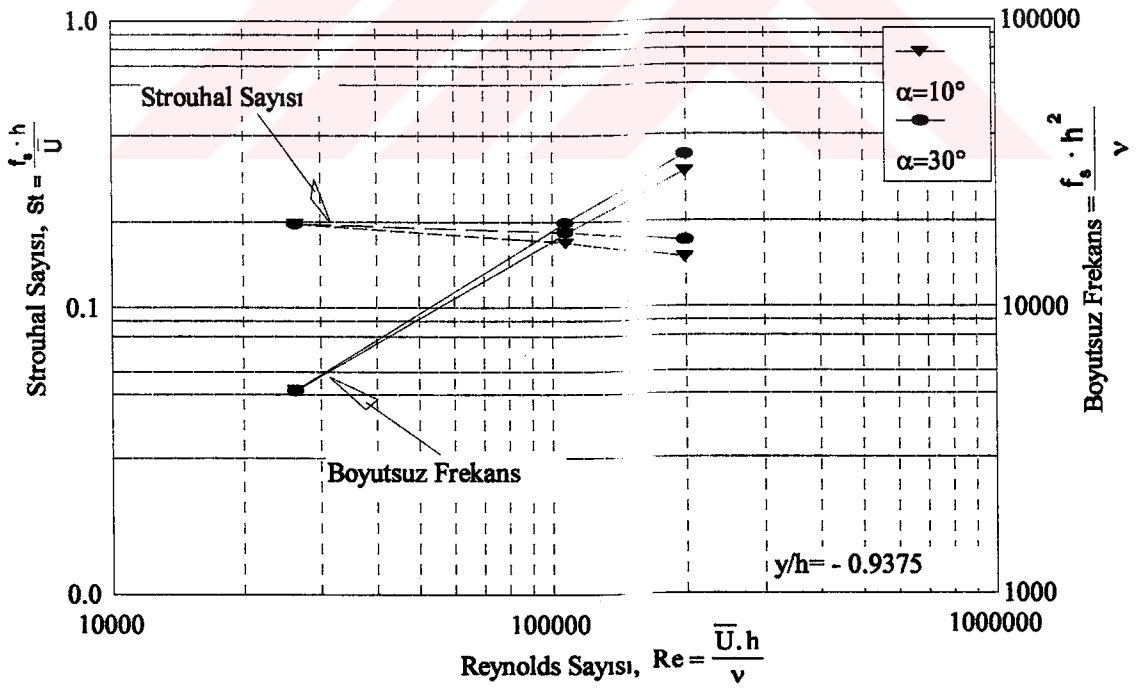
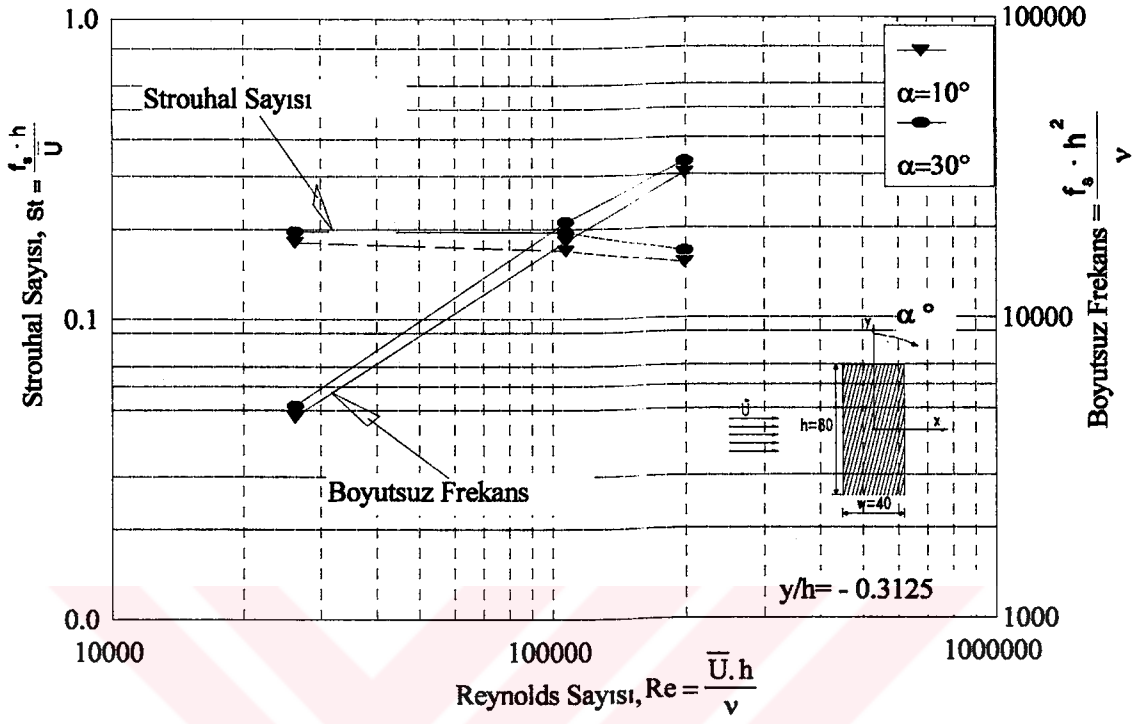
Ek Şekil 25. Kenarı 5cm olan kare model arkasında $x/h=4$, $y/h=1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



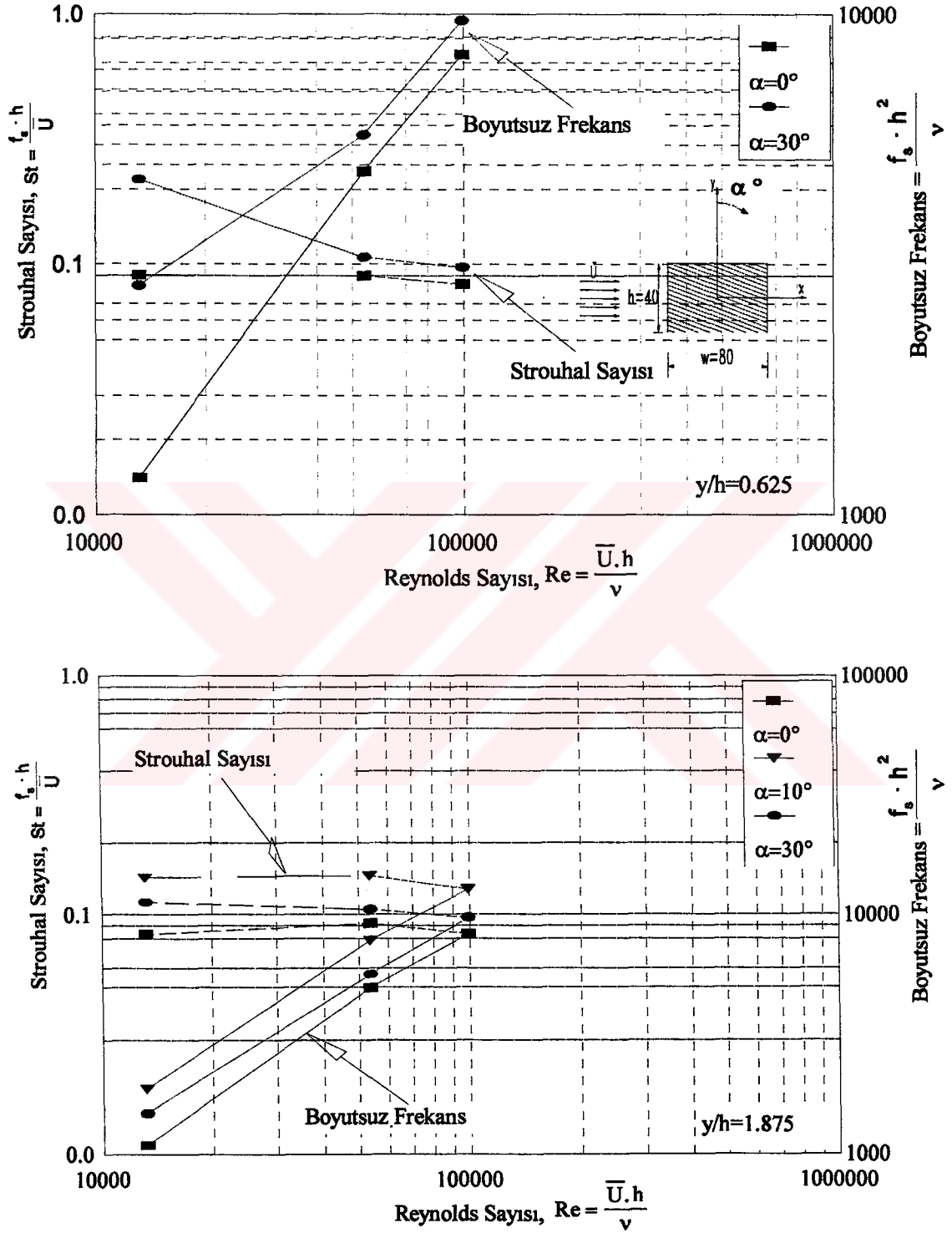
Ek Şekil 26. Kenarı 5cm olan kare model arkasındaki $x/h=4$, $y/h=-1.5$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



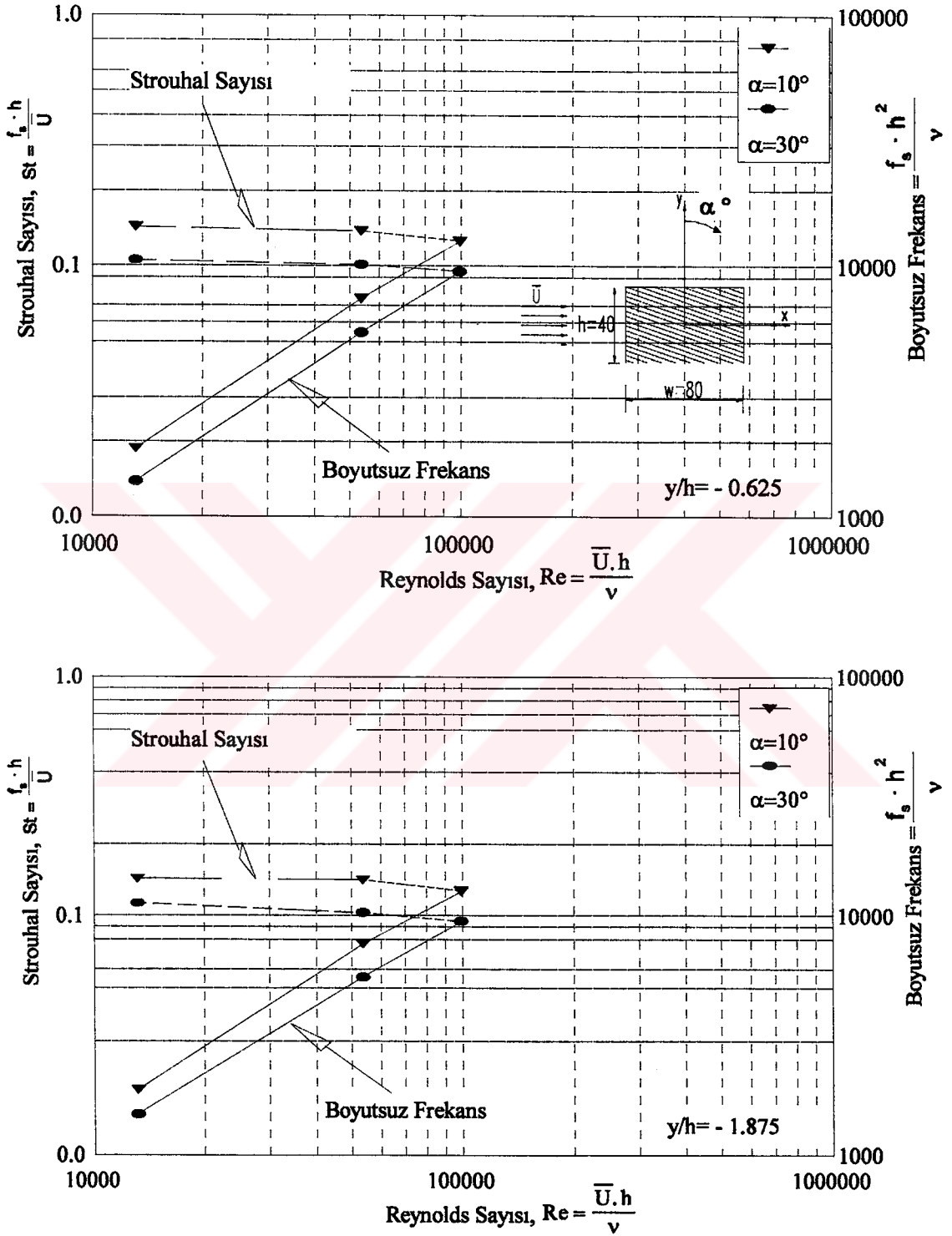
Ek Şekil 27. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



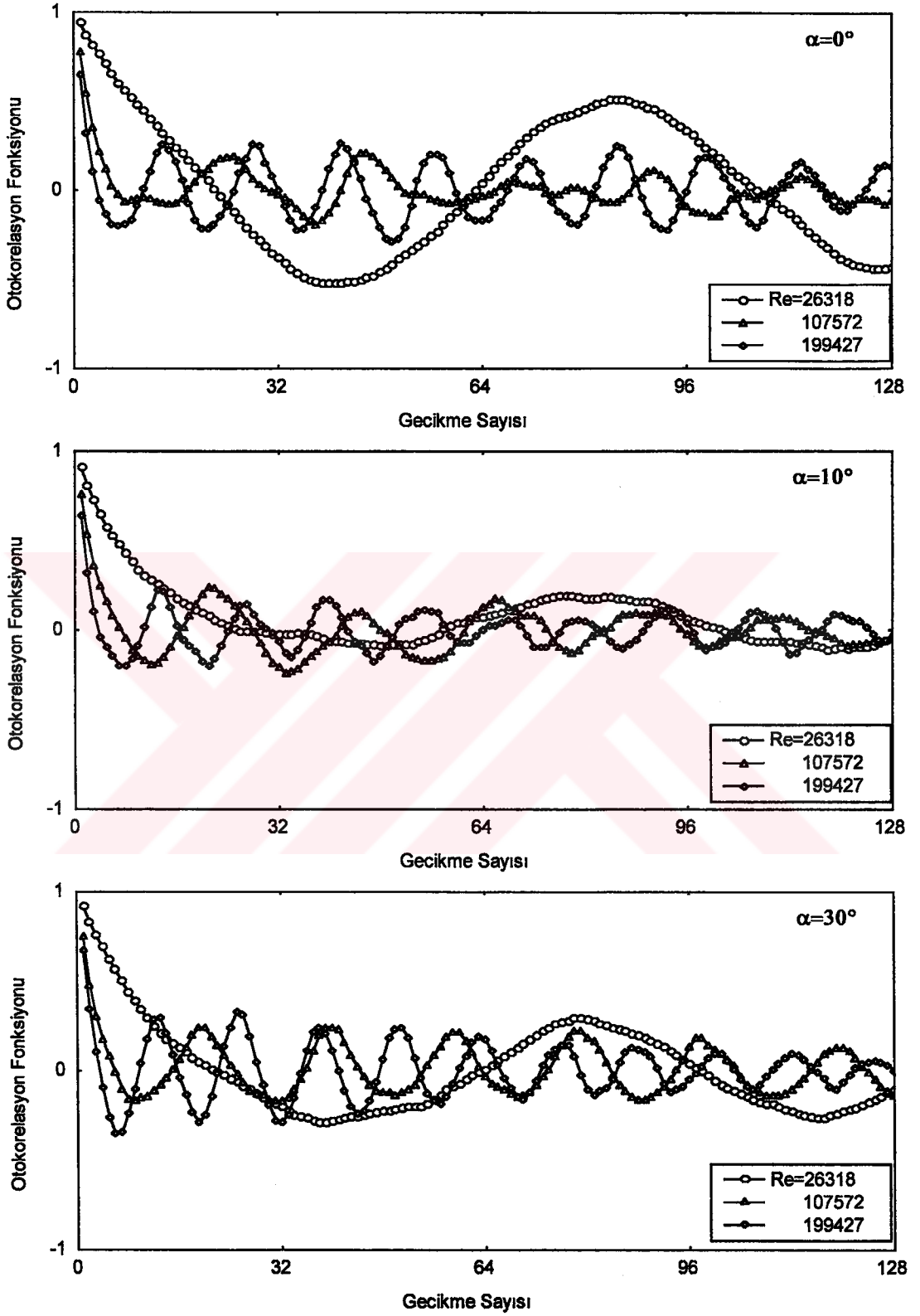
Ek Şekil 28. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=1.375$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



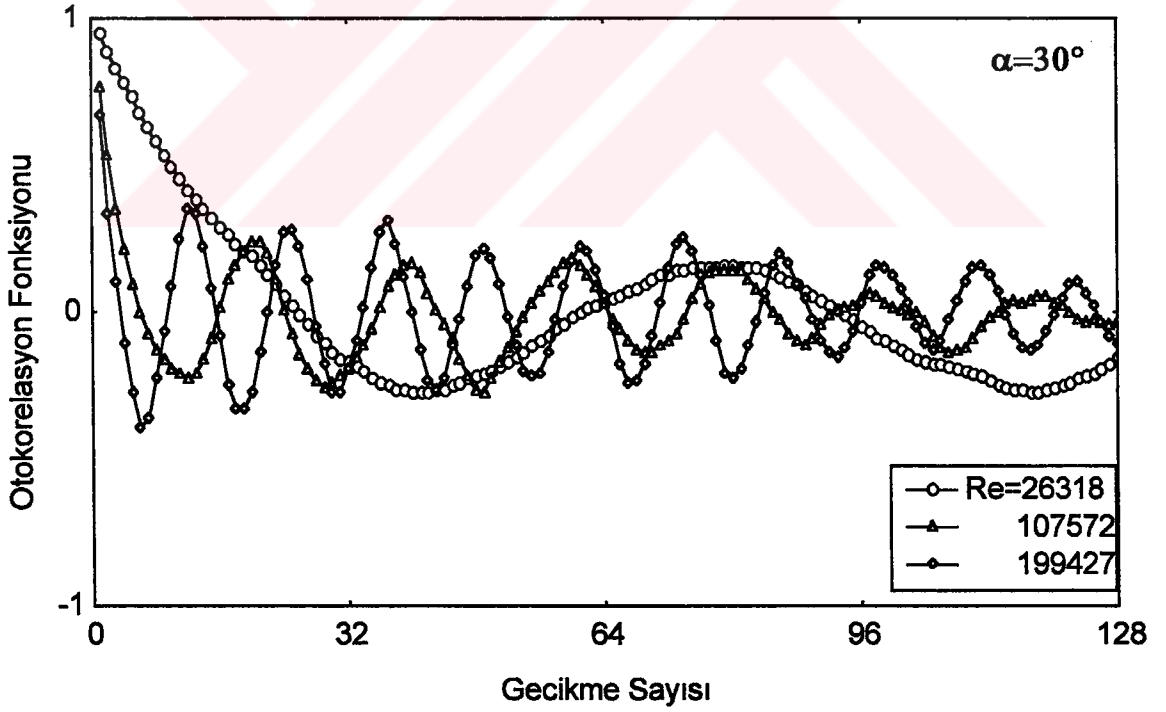
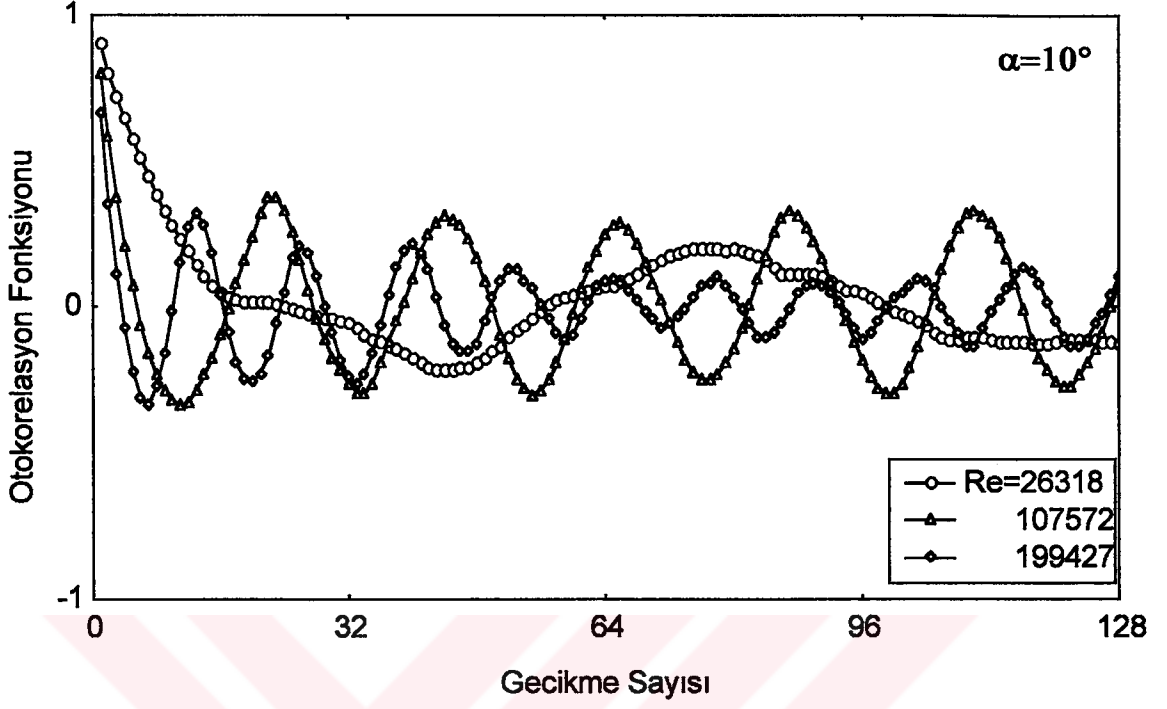
Ek Şekil 29. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$ istasyonunda, değişik y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



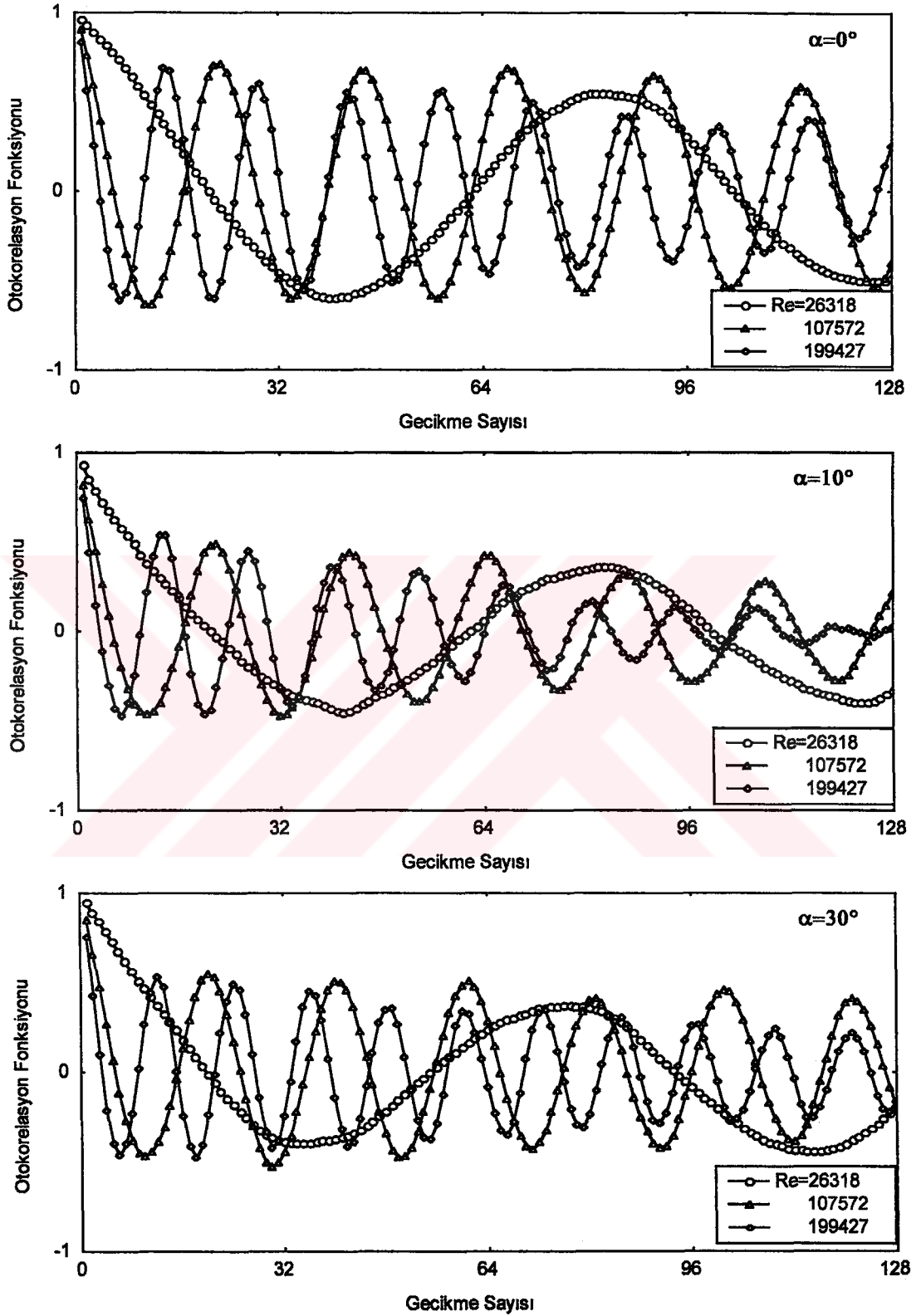
Ek Şekil 30. $w/h=2$ olan dikdörtgen modelin iz bölgesinde $x/h=2.75$ istasyonunda, değişik negatif y/h konumlarında ve farklı hücum açılarında Strouhal sayısı ve boyutsuz frekansın Reynolds sayısı ile değişimi



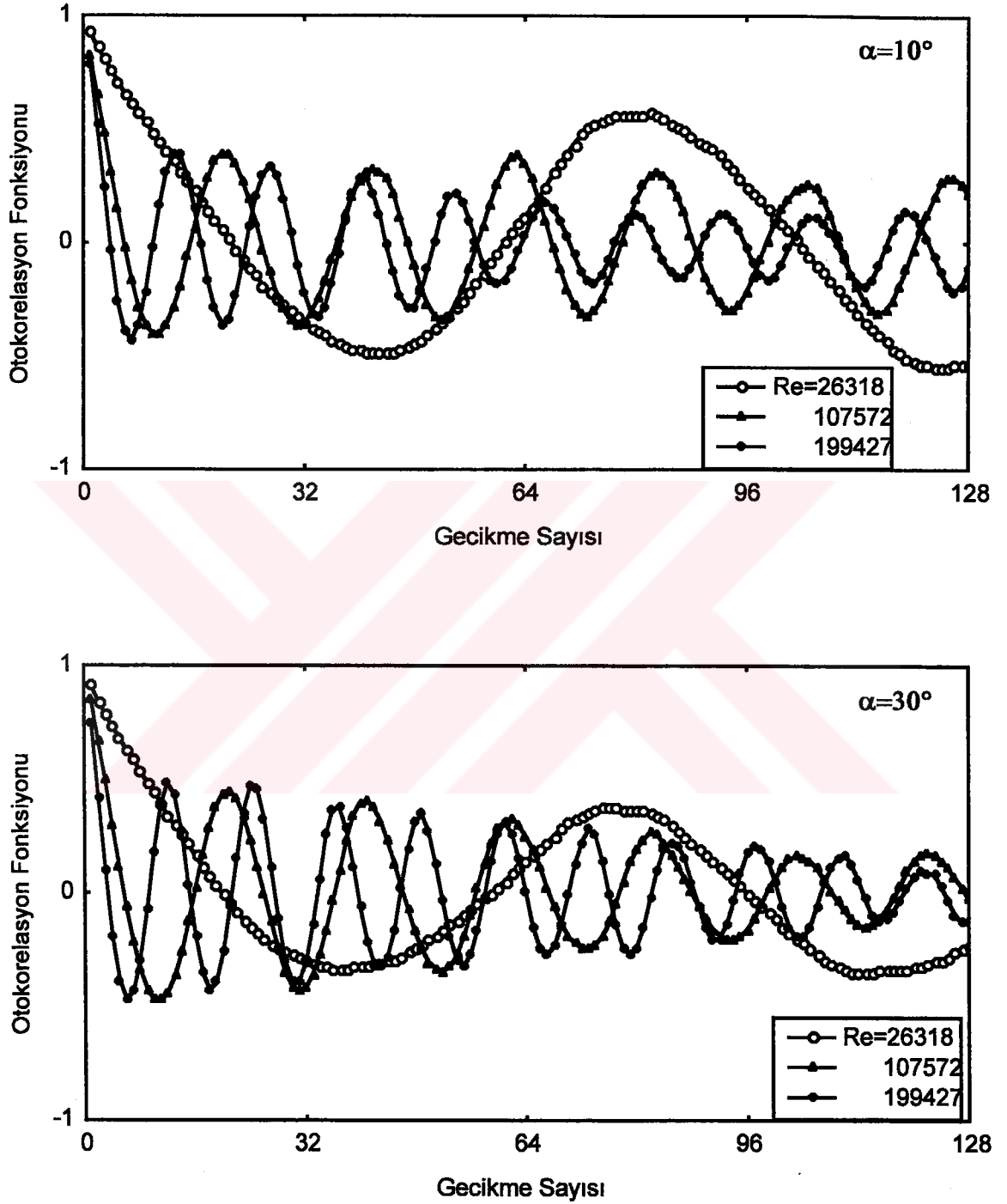
Ek Şekil 31. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.3125$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



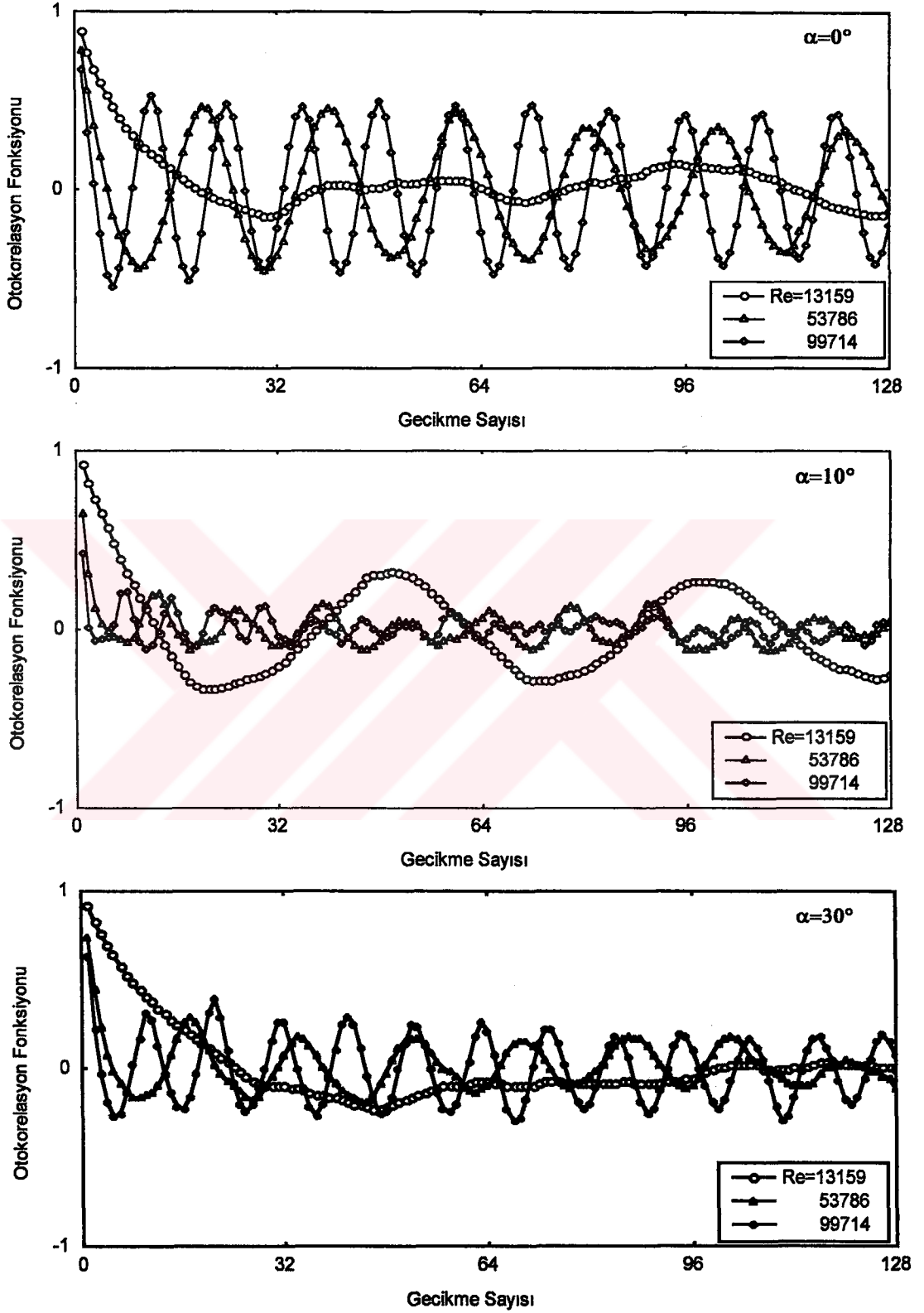
Ek Şekil 32. $w/h=0.5$ olan kare model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.3125$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



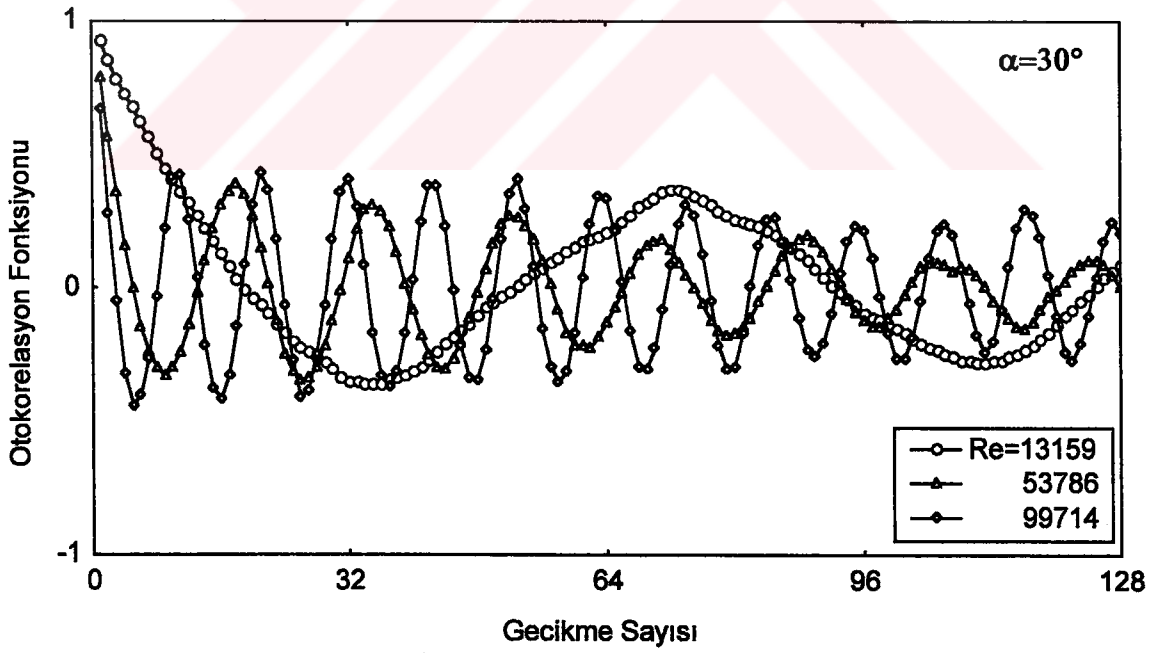
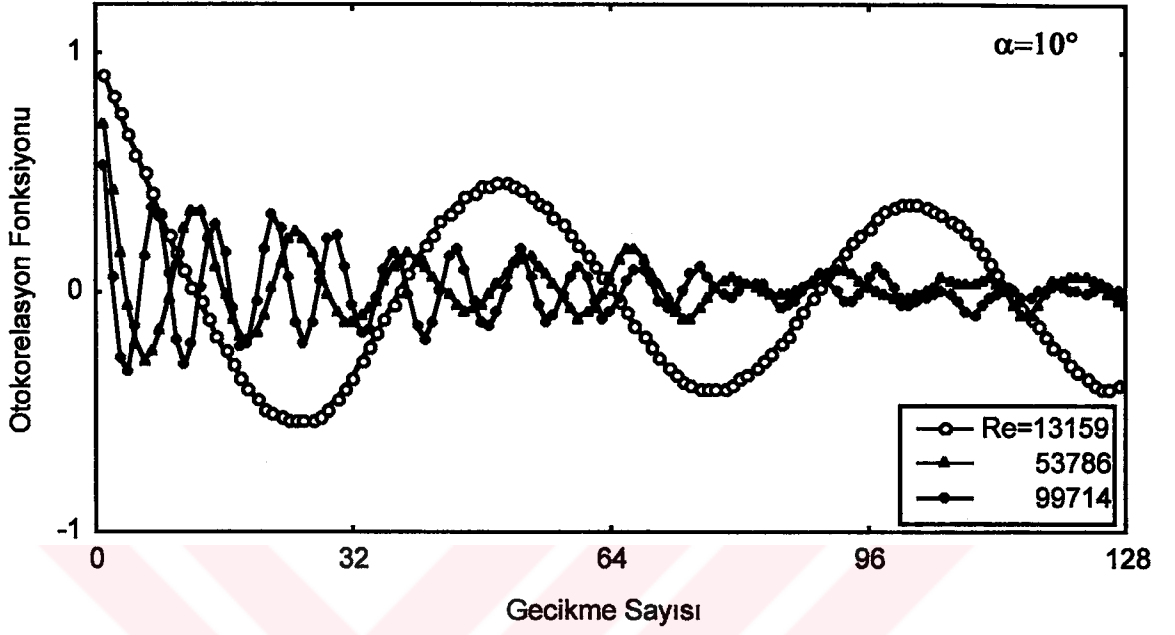
Ek Şekil 33. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=0.9375$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds sayılarında otokorelasyon grafikleri



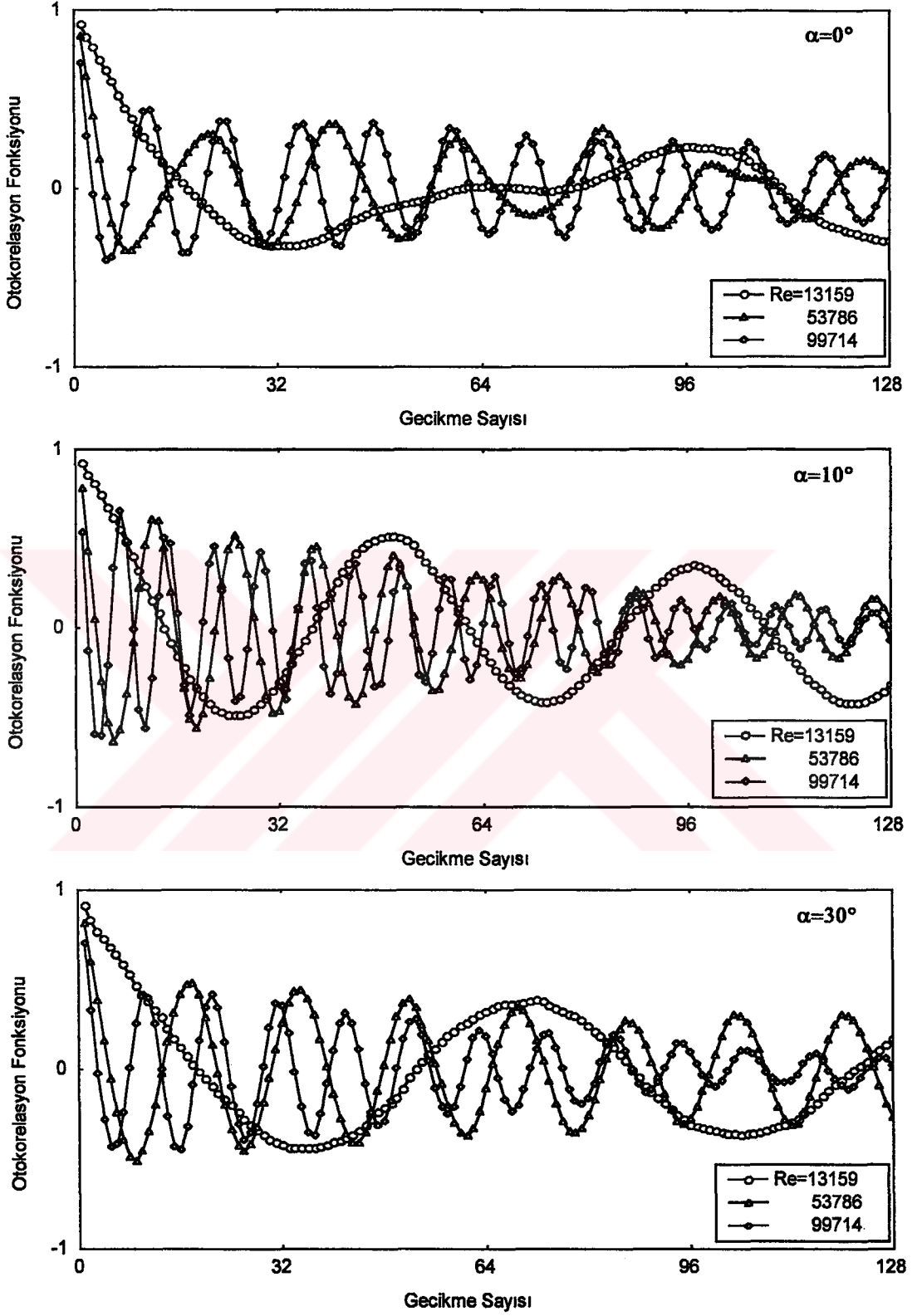
Ek Şekil 34. $w/h=0.5$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=2.5$, $y/h=-0.9375$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



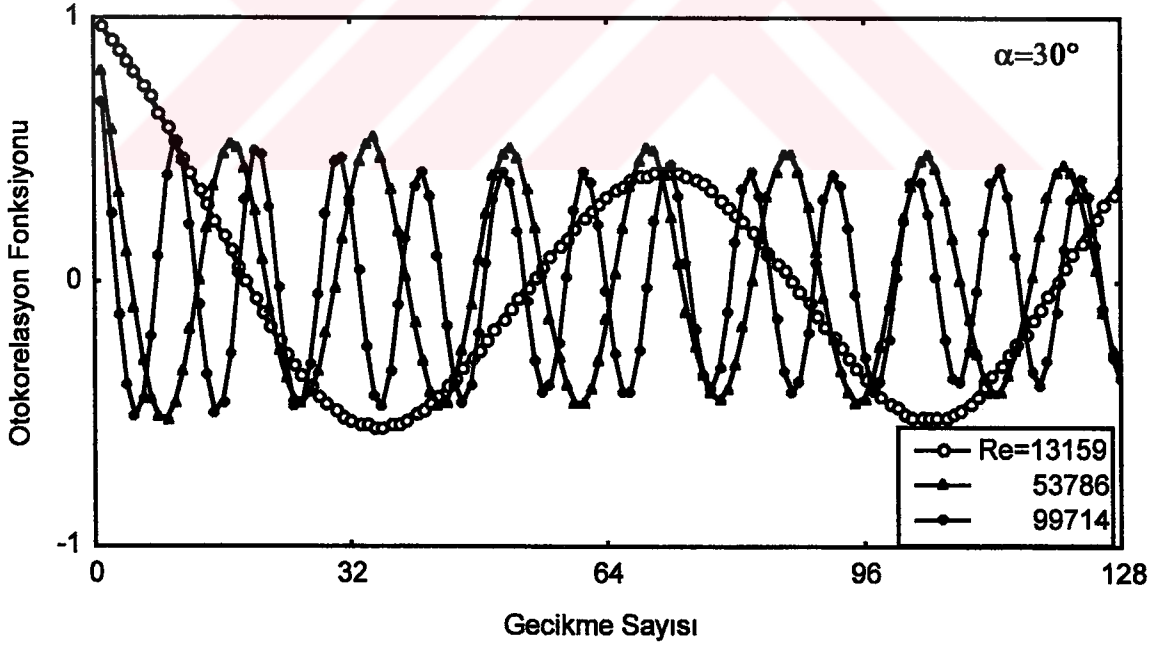
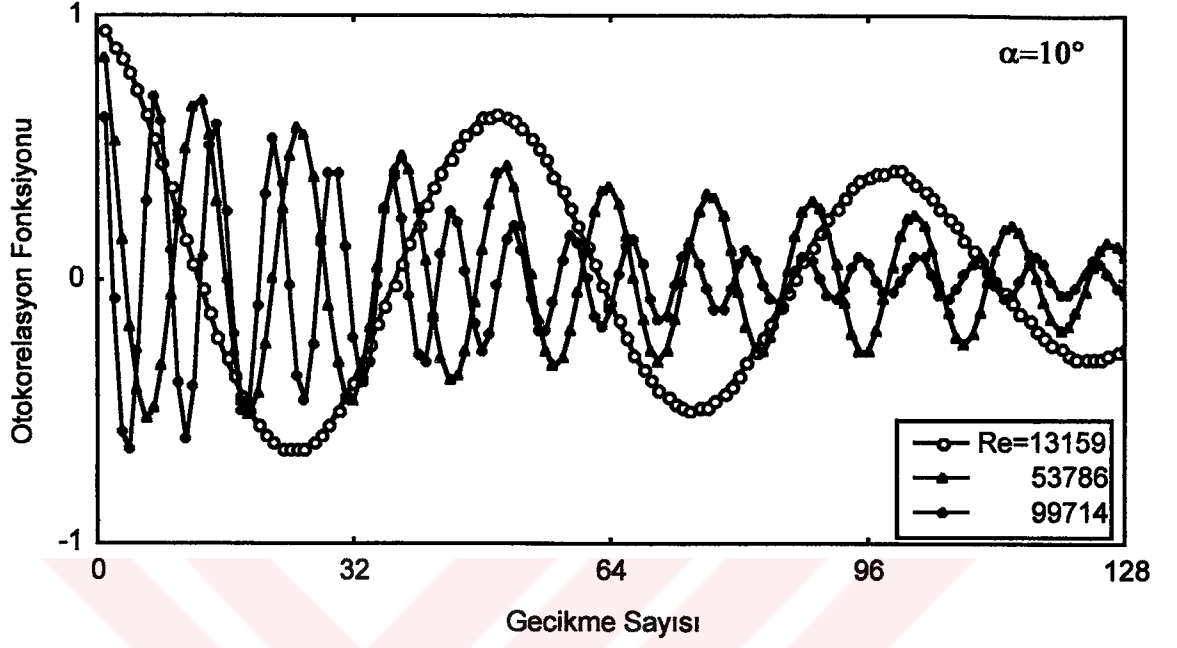
El Şekil 35. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=0.625$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



Ek Şekil 36. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-0.625$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Re sayılarında otokorelasyon grafikleri



Ek Şekil 37. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=1.875$ konumunda, değişik hücum açıları ve farklı Reynolds Sayılarında otokorelasyon grafikleri



Ek Şekil 38. $w/h=2$ olan dikdörtgen model arkasında $x/h=5$, $y/h=-1.875$ konumunda değişik hücum açıları ve farklı Reynolds Sayılarında otokorelasyon grafikleri

9. ÖZGEÇMİŞ

1961 yılında Trabzon'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini aynı ilde tamamladıktan sonra 1980 yılında girdiği K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünden Haziran 1984'de birincilikle mezun oldu. 1984-1990 yılları arasında Türkiye Elektrik Kurumunda makina mühendisi olarak çalıştı. 1 Ağustos 1985-30 Kasım 1986 tarihleri arasında Tuzla Piyade Okulu'ndaki eğitimi sonucunda dereceye girerek Hava Kuvvetleri Komutanlığı İstihkam-İnşaat Dairesi Başkanlığında mühendis asteğmen olarak askerlik görevini tamamladı. Şubat 1990'da K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünde araştırma görevlisi olarak göreve başladı. Şubat 1989'da başladığı yüksek lisans eğitimini Mayıs 1991'de tamamlayarak aynı yıl doktora eğitimine başladı. Evli olup iki çocuk sahibidir. Halen K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.