

Proje No: 104M417

**ÇIRPAN KANATLI MİKRO HAVA ARAÇLARININ
TASARIMI İÇİN KANAT AERODİNAMİĞİNİN DENEYSEL
OLARAK (PIV-PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY)
TEKNİĞİYLE İNCELENMESİ**

Prof.Dr. Nafiz ALEMDAROĞLU

**KASIM 2007
ANKARA**

ÖNSÖZ

Çırpan Kanat aerodinamiğinin deneysel olarak Parçacıklı Hız Görüntüleme (Particle Image Velocimetry - PIV) Tekniğı ile incelenmesi projesi TÜBİTAK tarafından 104M417 nolu proje olarak desteklenmiştir. Proje kapsamında hem sayısal hem de deneysel çalışmalar gerçekleştirilmiş ve bu çalışmaların sonuçları birbirleri ile karşılaştırılmıştır. Desteklenen bu proje kapsamında bir doktora bir de yüksek lisans tez çalışması 2007 yılı içinde tamamlanmıştır.

İÇİNDEKİLER

| | |
|---|-----|
| ÖNSÖZ..... | i |
| İÇİNDEKİLER..... | ii |
| TABLO LİSTESİ | iii |
| ŞEKİL LİSTESİ | iii |
| ÖZET | 1 |
| ABSTRACT | 3 |
| GİRİŞ..... | 4 |
| 1. GENEL BİLGİLER..... | 4 |
| 2. GEREÇ ve YÖNTEM..... | 8 |
| 2.1. PIV Ölçüm Tekniği..... | 9 |
| 2.2. PIV Deney Düzenegi | 9 |
| 2.3. Girdap Belirleme Teknikleri | 19 |
| 3. BULGULAR VE TARTIŞMA | 23 |
| 3.1. Sayısal Çalışmalar | 23 |
| 3.1.1. İki Boyutlu Sayısal Çalışmalar | 23 |
| 3.1.1.1. Simetrik Kanat Kesitleri İçin Kanat Profil Kalınlığı Etkisinin İncelenmesi..... | 24 |
| 3.1.1.2. Çırpan Kanat Hareketinin Sayısal Olarak Elips Ve Simetrik Kanat Profilleri İçin İncelenmesi | 29 |
| 3.1.1.3. Kanat Profili Kamburluğunun İncelenmesi | 41 |
| 3.1.2. Üç Boyutlu Sayısal Çalışmalar | 56 |
| 3.1.2.1. İki Boyutlu ve Üç Boyutlu Sayısal Sonuçların Karşılaştırılması..... | 69 |
| 3.2. Deneysel Çalışmalar | 72 |
| 3.2.1. İki Boyutlu Deneysel Çalışmalar | 72 |
| 3.2.1.1. İki Boyutlu Sayısal ve Deneysel Sonuçların Karşılaştırılması | 78 |
| 3.2.2. Üç Boyutlu Deneysel Çalışmalar | 91 |
| 3.2.2.1. Üç Boyutlu Deneysel Sonuçlar | 95 |
| 3.2.2.2. Üç Boyutlu Deneysel ve Sayısal Sonuçların Karşılaştırılması..... | 99 |
| 4. SONUÇLAR ve ÖNERİLER..... | 106 |
| 4.1. Genel Değerlendirmeler | 106 |
| 4.2. Öneriler | 111 |
| REFERANSLAR..... | 112 |
| TÜBİTAK PROJE ÖZET BİLGİ FORMU..... | 117 |

TABLO LİSTESİ

Tablo 1 $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$ durumu için çalışılan farklı parametreler..... 30

ŞEKİL LİSTESİ

| | |
|--|----|
| Şekil 1 Çırpan kanat hareketinde etkili olan aerodinamik mekanizmaların şematik gösterimi..... | 5 |
| Şekil 2 Arı kuşu tarafından yapılan simetrik havada asılı kalma modu (Ref. [3]) ... | 6 |
| Şekil 3 yatay vuruş düzleminde olan normal havada asılı kalma (soldaki resim) ve eğik vuruş düzleminde olan havada asılı kalma modunun şematik gösterimleri (Ref. [1]) | 7 |
| Şekil 4 Çırpan kanat hareketinin şematik gösterimi (Sürekli çizgiler (—) yukarı vuruşu, kesikli çizgiler (_ _ _) aşağı vuruşu simgelemektedir.)..... | 8 |
| Şekil 5: Çırpan kanat hareketinin anlık hız ve hücum açısı dağılımı. | 8 |
| Şekil 6 PIV çalışma prensibinin şematik gösterimi | 9 |
| Şekil 7 (a)-(c) Su tankı asansörü ve çırpan kanat hareket mekanizması yapım aşaması | 10 |
| Şekil 8 Deneylede kullanılan su tankı | 11 |
| Şekil 9 Nd :YAG Lazer elemanları | 12 |
| Şekil 10 CCD kameralar..... | 13 |
| Şekil 11 Siyah perdelerle kapatılmış deney alanı | 13 |
| Şekil 12 Cihaz Yöneticisi Donanımı..... | 14 |
| Şekil 13 Akrilik kanat modelinin su tankı içindeki görüntüsü..... | 14 |
| Şekil 14 Çırpan kanat hareketini sağlayan programa verilerin girildiği arayüz..... | 15 |
| Şekil 15 $Re =1000$, $\alpha=45^\circ$, $x_v= x_a=2c$. için boyutsuz (a) x-pozisyon, (b) hız ve (c) açı dağılımlarının bir periyot boyunca sayısal sonuçlarla karşılaştırılması. | 16 |
| Şekil 16 (a)-(b) Su tankı asansörünün montajı | 17 |
| Şekil 17 (a)-(c) Çırpan kanat hareketinin PIV yöntemiyle görüntülenmesi için hazırlanan deney düzeneği | 18 |
| Şekil 18 Çırpan kanat hareketinin PIV yöntemiyle görüntülenmesi için hazırlanan deney düzeneğinin son hali | 19 |

| | |
|---|----|
| Şekil 19 Kanat kalınlığı parametresinin incelenmesi için kullanılan çözüm ağları ve çözüm ağlarının profil etrafındaki görüntüleri: (a) NACA 0010, (b) NACA 0012, (c) NACA 0015. | 25 |
| Şekil 20 $\alpha=30^\circ$ için elde edilen sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması. | 26 |
| Şekil 21 $\alpha=30^\circ$ için elde edilen kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması. | 26 |
| Şekil 22 $\alpha=45^\circ$ için elde edilen sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması. | 27 |
| Şekil 23 $\alpha=45^\circ$ için elde edilen kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması. | 27 |
| Şekil 24 $\alpha=60^\circ$ için elde edilen sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması. | 28 |
| Şekil 25 $\alpha=60^\circ$ için elde edilen kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması. | 28 |
| Şekil 26 Farklı profillerin hesaplama alanlarının yakından görüntüsü. | 29 |
| Şekil 27: 12% kalınlıkta elipsin farklı hücum açıları ve $a=1/2c$ dönme merkezi için C_L ve C_D dağılımı..... | 30 |
| Şekil 28 %12c kalınlıktaki elipsin farklı α_0 ve $a=1/2c$ için anlık girdap konturları. | 31 |
| Şekil 29 Profiller için C_L ve C_D dağılımları, $\alpha_0=45^\circ$, $a=1/4c$ | 32 |
| Şekil 30 Profillerin anlık girdap konturları, $\alpha_0=45^\circ$, $a=1/4c$ | 33 |
| Şekil 31 Profiller etrafındaki (elips 12%c and NACA 0012) basınç katsayıları yukarı vuruş anındaki 5 farklı zamanda, $a=1/2c$ | 34 |
| Şekil 32 Anlık basınç katsayısı dağılımları, $\alpha_0=30^\circ$, $a=1/2c$ | 36 |
| Şekil 33 Yukarı vuruş esnasında farklı anlardaki NACA 0012 kanat profili etrafındaki basınç katsayısı dağılımı, $a=1/2c$ | 36 |
| Şekil 34 NACA0012 kanat profili için farklı α_0 ve $a=1/2c$ iken anlık basınç katsayısı (C_p) dağılımları..... | 38 |
| Şekil 35 NACA 0012 için girdap konturları ve doğrusal hareket hızına göre göreceli akış çizgileri, $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$ | 38 |
| Şekil 36 NACA 0012 için girdap, Q ve C_p konturları ve göreceli akış çizgileri, $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$ | 39 |
| Şekil 37 NACA 0012 profili için $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$ iken profilin doğrusal hızına göre çizdirilen akış çizgileri. | 40 |
| Şekil 38 NACA 6412 kanat profili. | 41 |
| Şekil 39 NACA 6412 profili için kullanılan çözüm ağı..... | 42 |
| Şekil 40 $Re=1000$ için NACA 6412 profilinin sürüklenme kuvveti katsayılarının başlangıç hücum açısına göre değişimi. | 42 |
| Şekil 41 $Re=1000$ için NACA 6412 profilinin kaldırma kuvveti katsayılarının başlangıç hücum açısına göre değişimi. | 43 |
| Şekil 42 Dörtte üç periyot sonunda $\alpha=30^\circ$ için girdap konturları ($t=0.662891$). | 44 |
| Şekil 43 Dörtte üç periyot sonunda $\alpha=45^\circ$ için girdap konturları ($t=0.662891$). | 44 |
| Şekil 44 Dörtte üç periyot sonunda $\alpha=60^\circ$ için girdap konturları ($t=0.662891$). | 44 |

| | |
|---|----|
| Şekil 45 $\alpha=30^\circ$, Re= 1000 için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 45 |
| Şekil 46 $\alpha=30^\circ$, Re= 1000 için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 45 |
| Şekil 47 $\alpha=45^\circ$, Re= 1000 için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 46 |
| Şekil 48 $\alpha=45^\circ$, Re= 1000 için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 46 |
| Şekil 49 $\alpha=60^\circ$, Re= 1000 için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 47 |
| Şekil 50 $\alpha=60^\circ$, Re= 1000 için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 47 |
| Şekil 51 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=30^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi..... | 48 |
| Şekil 52 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=30^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi..... | 48 |
| Şekil 53 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=45^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi..... | 49 |
| Şekil 54 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=45^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi..... | 49 |
| Şekil 55 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=30^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi..... | 50 |
| Şekil 56 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=60^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi..... | 50 |
| Şekil 57 $\alpha=30^\circ$ için Reynolds sayısına göre PDS analizi..... | 51 |
| Şekil 58 $\alpha=45^\circ$ için Reynolds sayısına göre PDS analizi..... | 51 |
| Şekil 59 $\alpha=60^\circ$ için Reynolds sayısına göre PDS analizi..... | 52 |
| Şekil 60 Re = 1000 için PDS analizi..... | 52 |
| Şekil 61 Re = 2000 için PDS analizi..... | 53 |
| Şekil 62 Kamburluk etkisinin incelenmesi için seçilen profiller ve üretilen çözüm ağları | 53 |
| Şekil 63 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=30^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 54 |
| Şekil 64 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=30^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 54 |
| Şekil 65 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=45^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 55 |
| Şekil 66 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=45^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması | 55 |

| | |
|---|----|
| Şekil 67 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=60^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 56 |
| Şekil 68 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=60^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması..... | 56 |
| Şekil 69 NACA 6412 profili için kullanılan üç boyutlu çözüm ağı..... | 57 |
| Şekil 70 Üç boyutlu sayısal çalışmalarda kullanılan sınır şartları: (a) simetri düzlemi ve kanat, (b) kanattan uzakta uygulanan basınç sınır şartı. | 58 |
| Şekil 71 Üç boyutlu sayısal çalışmalar için CPU zamanlarının karşılaştırılması. .. | 58 |
| Şekil 72 Üç boyutlu sayısal çalışmalar için verimlilik oranlarının karşılaştırılması. | 59 |
| Şekil 73 Üç boyutlu sayısal çalışmalar için aşağı doğru çırpma hareketinin ilk çeyrek periyotunda $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için $Q=8$ eş değer çizgilerinin karşılaştırılması. | 60 |
| Şekil 74 İlk çeyrek periyotta $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için çizdirilen akış çizgileri. | 63 |
| Şekil 75 $t^*=0.1$ (ilk aşağı vuruş fazı) anında at $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için elde edilen kanat ucundaki akış çizgileri..... | 64 |
| Şekil 76 İlk çeyrek periyod sonunda ($t^*=0.25$) basınç eşdeğer konturları ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler. | 64 |
| Şekil 77 Üçüncü çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.75$) basınç eşdeğer konturları ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler. | 65 |
| Şekil 78 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.25$) akış çizgileri ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler. | 65 |
| Şekil 79 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.75$) akış çizgileri ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler (soldan görünüş). | 66 |
| Şekil 80 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.75$) akış çizgileri ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler (sağdan görünüş)..... | 66 |
| Şekil 81 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk döngüsel fazdaki kanat boyunca girdap oluşumu. | 68 |
| Şekil 82 Sürtünme kuvveti katsayılarının iki ve üç boyutlu sayısal analizler için karşılaştırılması. | 70 |
| Şekil 83 Sürtünme kuvveti katsayılarının iki ve üç boyutlu sayısal analizler için karşılaştırılması. | 70 |
| Şekil 84 İlk çeyrek periyot boyunca $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ 'da iki (üstteki resim)ve üç (alttaki resim) boyutlu sayısal çalışmaların kanat ortasında boyutsuz Q eşdeğer konturları kullanılarak karşılaştırılması..... | 71 |
| Şekil 85 PIV tekniği kullanılarak hız vektörlerinin elde edilmesi..... | 73 |
| Şekil 86 PIV ölçümlerinde kameralardan alınan görüntülerin birleştirilmesi..... | 73 |
| Şekil 87 PIV ölçümlerinde kameralardan alınan görüntülerin birleştirilmesiyle hız vektörlerinin elde edilmesi | 74 |
| Şekil 88 Kamera görüntülerinin üstüste binme bölgesindeki Q konturlarının $t^*=0.20$ anında karşılaştırılması | 75 |

| | |
|---|----|
| Şekil 89 Girdapların isimlendirmesi (şematik gösterim)..... | 75 |
| Şekil 90 Girdapların kanat pozisyonuna bağlı olarak boyutsuz girdap büyüklüğü konturları kullanılarak $t^*=0.77$ anında deneysel sonuçlarda gösterilmesi. | 76 |
| Şekil 91 $t^*=0.10$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi. | 76 |
| Şekil 92 $t^*=0.15$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi. | 77 |
| Şekil 93 $t^*=0.20$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi.Girdap isimlendirmelerinin şematik gösterimi..... | 77 |
| Şekil 94 $t^*=0.23$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi.Girdap isimlendirmelerinin şematik gösterimi..... | 78 |
| Şekil 95 $t^*=0.25$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi.Girdap isimlendirmelerinin şematik gösterimi..... | 78 |
| Şekil 96 İlk çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların karşılaştırılması..... | 79 |
| Şekil 97 İlk çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz Q konturları kullanılarak karşılaştırılması. | 83 |
| Şekil 98 İlk çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz λ_2 konturları kullanılarak karşılaştırılması. | 87 |
| Şekil 99 Kanat üzerinde üç boyutlu deneysel ölçümlerin alındığı kesitlerin gösterilmesi. | 91 |
| Şekil 100 Üç boyutlu akış ölçümlerinde kullanılan Kamera 1 (soldaki resim) ve Kamera 2 (sağdaki resim) kalibrasyon imajları | 92 |
| Şekil 101 Kamera 1 (soldaki resim) ve Kamera 2 (sağdaki resim) için elde edilen örnek PIV görüntüleri | 92 |
| Şekil 102 Adaptif korelasyonla elde edilen hız vektörleri | 93 |
| Şekil 103 Hareketli averaj filtresi kullanıldıktan sonraki hız vektörleri. | 93 |
| Şekil 104 İlk çeyrek periyotta $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için lazerle görüntülen havada asılı kalma hareketinin kesitleri. | 94 |
| Şekil 105 İkinci çeyrek periyotta $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için lazerle görüntülen havada asılı kalma hareketinin kesitleri. | 94 |
| Şekil 106 İlk aşağı vuruş fazında değişik kanat boyu kesitlerinde Q kriterine göre belirlenen girdap bölgeleri: $z/b= 0.5$ (1. kolon), $z/b=0.73$ (2. kolon), $z/b=0.93$ (3. kolon) ve $z/b=1.03$ (4. kolon)..... | 96 |

| | |
|--|-----|
| Şekil 107 Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ilk çeyrek period boyunca $z/b=0.5$ kanat açıklığında karşılaştırılması. | 100 |
| Şekil 108 Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ikinci çeyrek periyot boyunca $z/b=0.5$ kanat açıklığında karşılaştırılması. | 101 |
| Şekil 109 Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ilk yarım periyot boyunca $z/b=0.93$ kanat açıklığında karşılaştırılması. | 103 |

ÖZET

Bu raporda kanat çarpma hareketi havada asılı kalma (hover) durumu için incelenmiştir. Bu çalışmanın esas amacı kanat çarpma hareketinin aerodinamiğini anlamak, bu hareketin temel prensiplerini deneysel ve sayısal sonuçlar ile ortaya koymaktır. Günümüzde kanat çarpma hareketini kullanarak çalıştırılan mikro İnsansız Hava Araçları imal edilmektedir. Bu çalışmanın esas amaçlarından biri de kanat çarpma hareketinin Mikro İnsansız Hava araçlarına uygulanabilirliğini ortaya çıkarmaktadır.

Araştırmamız hem sayısal hem de deneysel çalışmaları kapsamaktadır. Sayısal hesaplamalarda çırpan kanat etrafındaki akış sıkıştırılmaz ve laminer olarak kabul edilmiştir. Çırpan kanat etrafındaki akış çok düşük Reynolds sayısında olduğundan kanat kesitinin şekli (kalınlığı ve kamburluk dağılımı) hücum açısı gibi geometrik parametrelerin yanı sıra kanat çarpma hareketinin kinematiği de kanat üzerindeki aerodinamik kuvvet ve momentleri önemli ölçüde etkilemektedir. Ayrıca söz konusu geometrik parametreler ve çarpma hareketinin kinematiği kanat üzerindeki ve kanat iz bölgesindeki girdapların oluşma mekanizmalarını da önemli ölçüde etkilemektedir. Dahası oluşan girdap yapıları kanat üzerindeki aerodinamik kuvvet ve momentleri de önemli ölçüde etkilemektedir. Bu nedenle kanat etrafındaki akış alanının çok detaylı bir nümerik simülasyonu gerçekleştirilmiş ve söz konusu parametreler ile girdap oluşumlarının kanat çarpma hareketi üzerindeki aerodinamik etkileri araştırılmıştır. Böylece kanat çarpma hareketinin fiziği ve tüm aerodinamik mekanizmaları gerek direk sayısal simülasyon yöntemi gerekse PIV tekniği kullanılarak deneysel olarak incelenmiştir.

Teorik ve sayısal çalışmalar kanat çarpma hareketi sırasında kanat etrafında oluşan akışın hem iki hem de üç boyutlu olması durumları için gerçekleştirilmiştir. Yanı hem iki hem de üç boyutlu akışlar çözülmüştür. Sayısal çalışmalarda iki farklı akış çözücüsü programı kullanılmıştır. Sayısal analiz aracı olarak kullanılan bu iki çözücüde de hareket edebilen ağ yapısı kullanılarak akış için Doğrudan Sayısal Simülasyon (Direct Numerical Simulation, DNS) yapılmıştır. Akış için kullanılan denklemler, laminer, Navier-Stokes denklemleridir. Hesaplamalar, çırpan hareketi

için belirlenen çarpma kinematikleri için, 10^1 - 10^3 Reynolds sayısı aralığında gerçekleştirilmiştir. Sayısal çözümler kanat profilleri ve değişik geometrik akış parametreleri için yapılmıştır..Kullanılan bütün kanat profillerinde veter uzunluğu 1 cm olarak alınmıştır. Elde edilen bu sayısal sonuçlar, proje kapsamında kurulan bir deney düzeneğinde, gerçekleştirilen iki ve üç boyutlu deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Deneysel analizler için Parçacıklı Hız Görüntüleme (PIV) tekniği kullanılmıştır. Çalışmada, değişik başlangıç hücum açıları için hem simetrik hem de kamburlu kanat profilleri kullanılmıştır. Sayısal ve deneysel çalışmaların karşılaştırılmaları Reynolds sayısı 1000 için yapılmıştır. Bu çalışmanın en önemli sonuçlarından birisi şüphesiz sayısal sonuçların deneysel sonuçlar ile doğrulanması olmuştur. Bu sayede bu çalışmada kullanılan sayısal metodun güvenilirliği gösterilmiş ve deneysel tekniklere alternatif olabilecekleri ispatlanmıştır.

ABSTRACT

This report presents both the numerical and experimental analysis of flapping wing motion in hovering flight. These analyses are done firstly to understand the underlying aerodynamic mechanisms of flapping motion in hover and then secondly to implement these findings to micro unmanned air vehicles. During these analyses, the flow is assumed to be incompressible and laminar. In this study, a detailed numerical study is performed to investigate the effects of various geometrical parameters, such as the airfoil profile shapes, thickness and the camber distributions and as well as the effect of flapping motion kinematics on the aerodynamic force coefficients and the vortex formation mechanisms at low Reynolds numbers. Two separate commercially available codes are used for the numerical studies. Both of these tools are Direct Numerical Simulation DNS solvers using the moving grid option. Both two and three dimensional Laminar Navier-Stokes computations are done for flapping motion using the prescribed kinematics in the Reynolds number range of 10^1 - 10^3 . The chord length is set to 1 cm for all profiles studied. The two- and three-dimensional results of numerical simulations are compared to experimental ones which are obtained by using an experimental setup established within the scope of this project. The comparison of experimental and numerical simulations are carried out at $Re=1000$. The experiments are performed using the Particle Image Velocimetry (PIV) technique. The validation of the present computational results with the experimental results encourages us to conclude that the present numerical method can be a reliable alternative to experimental techniques.

GİRİŞ

Kanat Çırpma hareketi ile havada asılı kalmak ve itki elde etmek, düşük Reynolds sayısı rejiminde zamana bağılı olarak yüksek aerodinamik kuvvetlerin elde edildiği bu yüzden de günümüzde son derecede popüler olan bir araştırma konusudur. Kanat çırpma hareketini anlamak üzere gerçek kuşlar ve böcekler üzerinde araştırmalar yapılmıştır. Böcek ve kuşların kanat çırpma hareketlerini birebir taklit edebilen robot hava araçları (mikro insansız hava araçları) imal edilmiş ve bu sistemler üzerinde yapılan deneysel çalışmalarla çırpan kanat hareketinin aerodinamiği çalışılmıştır. Deneysel çalışmalar kuş veya böcek kanatları etrafındaki akışın görüntülenmesi ve kanat çırpma hareketi sırasında üretilen kuvvetlerin ölçülmesine yöneliktir.

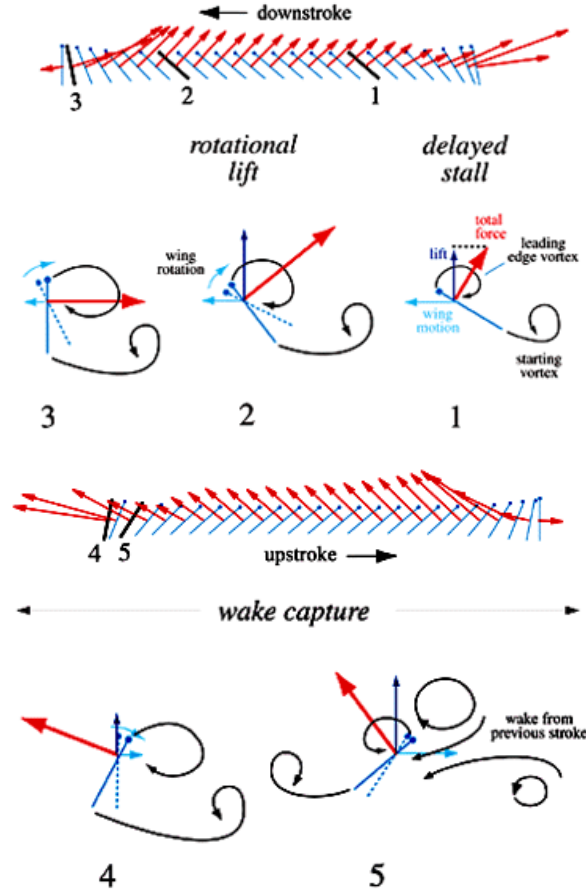
Bu projenin ilk aşamasında öncelikle çırpan kanat hareketinin iki boyutlu sayısal aerodinamik analizi değişik kanat profilleri için gerçekleştirilmiştir. Çırpan kanat hareketinin fiziği incelenirken bu harekete etki edebilecek kanat profilinin kalınlığı ve kamburluğu gibi değişik parametreler de göz önüne alınmıştır.

1. GENEL BİLGİLER

Bir kuşun veya böceğin kanat çırpma hareketi iki doğrusal ve iki dögüsel hareket fazından oluşmaktadır. Doğrusal fazlar aşağıya ve yukarıya doğru çırpma hareketleridir. Bu çırpma hareketleri sırasında kanat sabit ve yüksek bir hücum açısında ve sabit bir hızla hava içerisinde süzölmektedir. Yukarı ve aşağı doğru çırpma hareketleri sonunda kanat durmakta ve yön değiştirmek için dönmektedir. Bu dönüş hareketleri aşağı doğru çırpma hareketi sonunda “geriye doğru dönme”, (pronation) yukarıya doğru çırpma hareketi sonunda ise “öne doğru dönme” (supination) fazları olarak adlandırılmaktadır. Bu fazlar sırasında kanat aniden dönmekte ve hareket yönünü değiştirmektedir.

Çırpın kanat hareketi üzerinde yapılmış olan çalışmalar kaldırma kuvvetinin üretilmesinde üç ana aerodinamik mekanizmanın etkili olduğunu göstermektedir. Bu mekanizmalar:

- Gecikmiş stall (delayed stall) mekanizması
- Döngüsel sirkülasyon (rotational circulation) ve Kramer etkisi mekanizması
- İz yakalama (wake capture) mekanizması



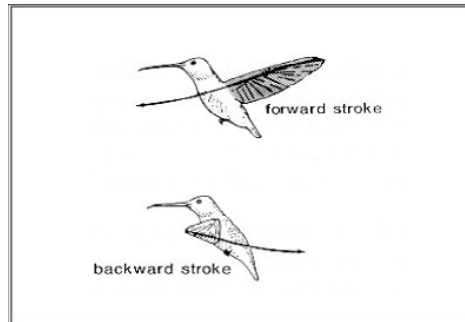
Şekil 1 Çırpın kanat hareketinde etkili olan aerodinamik mekanizmaların şematik gösterimi

Sane, “Wagner etkisi” olarak adlandırılan zamana bağlı bir mekanizmanın öneminden bahsetmiştir (Sane, 2003). Walker tarafından da belirtildiği gibi duran bir kanat birden bire hareket etmeye başladığında, kanat etrafındaki sirkülasyon değeri olması gereken değerine hemen erişmez, aksine yavaş yavaş ve kademeli olarak ulaşır (Walker, . 1931). Sane bu olayı şu iki sebebe bağlayarak açıklar. Birincisi, Kutta şartının oluşması için belirli bir süre geçmesi gerekmektedir. İkincisi ise firar kenarında oluşan ve ayrılan girdaplardır. Bunlardan sonra ayrılan ve akış içerisinde

dağılmaya başlayan girdap toplanır ve başlangıç girdabını oluşturur. İlk kez Wagner tarafından 1925 yılında önerilen sirkülasyonun oluşmasındaki bu gecikme Wagner etkisi olarak da bilinmektedir.

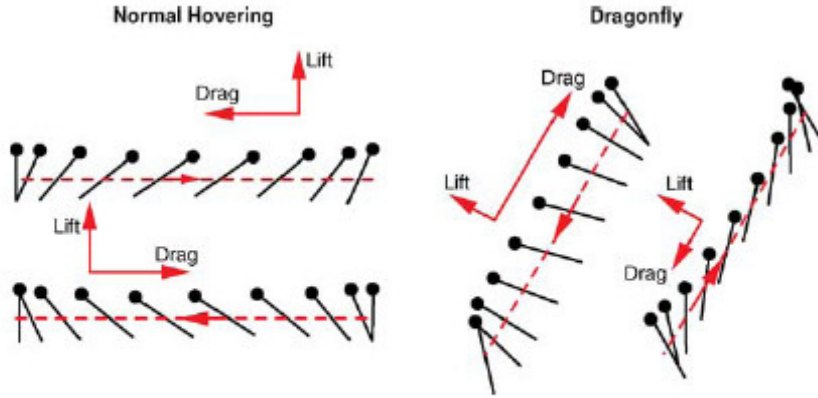
Havada asılı kalma hareketi, sıfır hızlı bir akış içerisindeki kanat çırpma hareketinin özel bir durumudur. Akışkanın hareketi kanadın çırpma hareketinden dolayı oluşmaktadır. Havada asılı kalma durumunda en önemli faktör şüphesiz ağırlığı dengeleyecek dikey kuvvetin üretilmesidir. Havada asılı kalma kabiliyeti ise kuş ya da böceğin büyüklüğüne, kanatlarının eylemsizlik momentine, kanat şekline ve çırpma hareketi sırasında yapılan hareketin serbestlik derecesine bağlıdır. Dolayısıyla havada asılı kalma hareketi daha çok böcekler ve küçük kuşlar tarafından gerçekleştirilmektedir.

Literatürde iki çeşit havada asılı kalma durumunun (modu) olduğu belirtilmektedir. Bunlar, Weis-Fogh tarafından tanımlanmış olan simetrik havada asılı kalma ve Norberg tarafından tanımlanan asimetric havada asılı kalma durumu. Simetrik havada asılı kalma normal veya gerçek mod olarak da bilinir ve böcekler ve arı kuşları tarafından yapılabilmektedir. Ames bu hayvanların bütün hareket süresince kanatları tamamen açık olarak bu hareketi yaptıklarını belirtmiştir (Ames, 2001). Kaldırma kuvvetinin elde edilmesi dönme noktaları haricinde bütün kanat vuruşu boyunca olmaktadır.



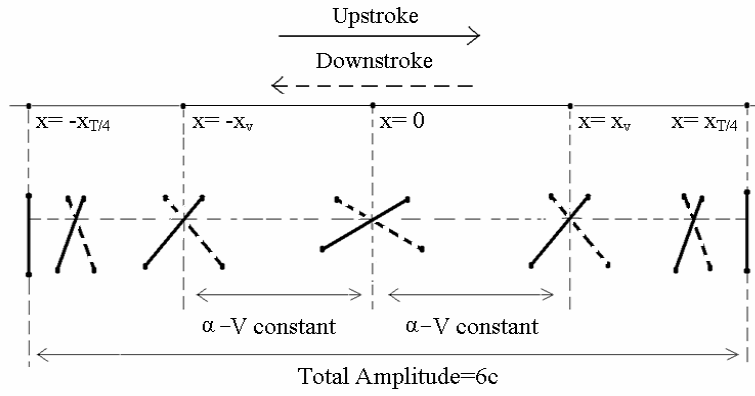
Şekil 2 Arı kuşu tarafından yapılan simetrik havada asılı kalma modu (Ref. [3])

Simetrik olarak havada asılı kalma durumu kanatlarını döndüremeyen kuşlar tarafından yapılmaktadır. Büyük sürtünme kuvvetlerini ve negatif kaldırma kuvvetlerini yok edebilmek için kuşlar kanatlarını yayarlar (Ames, 2001).

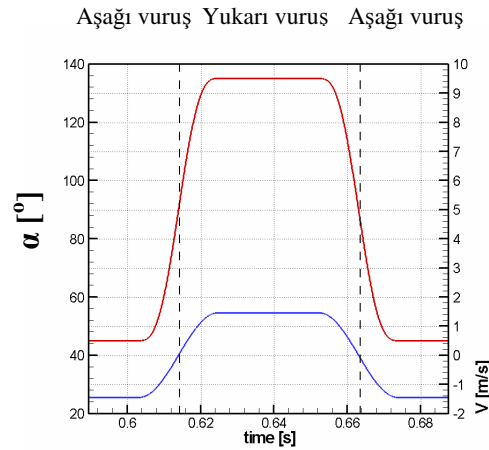


Şekil 3 Yatay vuruş düzleminde olan normal havada asılı kalma (soldaki resim) ve eğik vuruş düzleminde olan havada asılı kalma modunun şematik gösterimleri (Ref. [1])

Normal asılı kalma anında, birçok böcek kanatlarını hemen hemen yatay bir çırpma düzleminde ileri ve geri hareket ettirirler. Bu şekilde havada asılı kalma durumunda (modunda) kanat çırpma hareketinin kinematiği Kurtuluş tarafından incelenmiştir (Kurtuluş, 2006). Bu çalışmada uygulanan çırpma hareketi şematik olarak Şekil 4’de gösterilmektedir (yukarı vuruş sürekli çizgi olarak, aşağı vuruş ise kesikli çizgi olarak gösterilmiştir). Kanat profili çırpma hareketine sabit hücum açıında ve sabit doğrusal hızla hareket düzleminin ortasından başlar ve $-x$ yönünde hareketine devam eder. Kanat profilinin toplam yer değiştirmesi 6 veter uzunluğundadır. İncelenen kanat çırpma hareketi 4 bölüme ayrılmıştır; birinci bölüm aşağı doğru çırpma hareketinin yarısına denk gelmekte ve kanat ucu pozitif doğrultuyu göstermektedir. İkinci bölüm ise yukarı vuruş hareketinin yarısını kapsamaktadır. Üçüncü ve dördüncü bölümler ise bu iki bölümün tamamen aynasal simetrisidir. Her bölüm kendi içinde bir doğrusal ileri hareket fazı ve bir dönüş fazı olmak üzere iki ayrı fazdan oluşmaktadır. Doğrusal ileri hareket fazı süresince kanat kesiti önceden belirlenmiş bir süre boyunca sabit bir hızla hareket etmekte ve buna ek olarak belirlenen bir nokta etrafındaki dönüş fazı bu harekete eklenmektedir. Her yarım döngü, hareketsiz konumda başlamakta ve hareketsiz konumda sona ermektedir. Anlık hücum açısı ve hız dağılımı Şekil 5’de gösterilmektedir.



Şekil 4 Çırpan kanat hareketinin şematik gösterimi (Sürekli çizgiler (___) yukarı vuruşu, kesikli çizgiler (_ _ _) aşağı vuruşu simgelemektedir.)



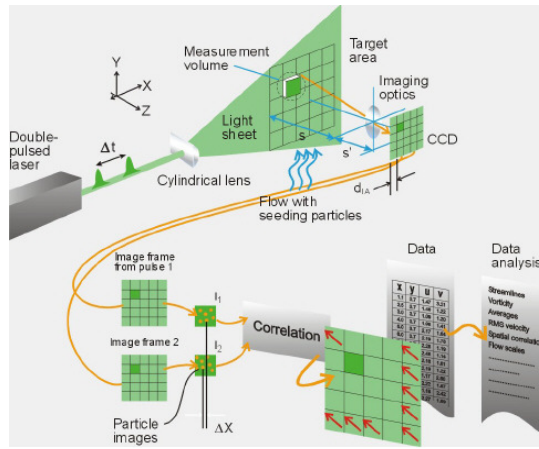
Şekil 5: Çırpan kanat hareketinin anlık hız ve hücum açısı dağılımı.

2. GEREÇ ve YÖNTEM

Çırpan kanat hareketinin aerodinamik yapısının incelenmesi için proje kapsamında iki ve üç boyutlu sayısal (teorik) çalışmalar yapılmış ve bu çalışmalar belirlenen kanat profili için deneysel olarak da tekrarlanarak elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu kısımda projede kullanılan yöntemler ve teknikler anlatılacaktır.

2.1. PIV Ölçüm Tekniği

Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçme Sistemi (Particle Image Velocimetry –PIV) tekniği bir akış alanının belirlenen bir bölgesinin lazer ışık kaynağı ile aydınlatılan bir kesiti içindeki anlık hız vektörlerinin ölçümünü sağlayan bir bütün akış alanı ölçme ve görüntüleme tekniğidir. Önceleri sadece iki boyutlu ölçme yapılabilen yöntem giderek geliştirilerek hız vektörünün üç bileşenini de ölçebilir duruma getirilmiştir. Modern CCD kameraların kullanılması ile de bu yöntemi ile gerçek zaman-hız haritalarını oluşturmak mümkün olmaktadır.



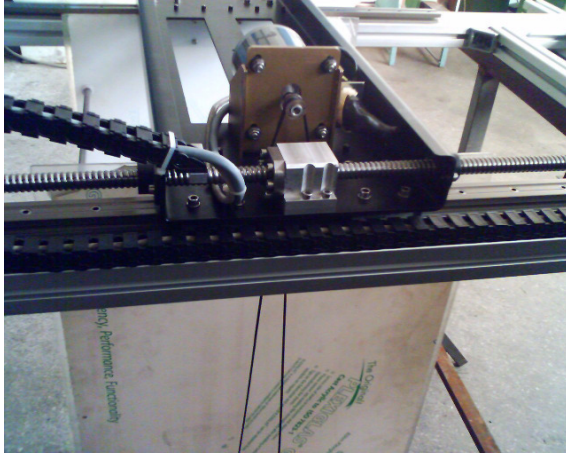
Şekil 6 PIV çalışma prensibinin şematik gösterimi

PIV ölçüm tekniğinde kullanılan ölçme yöntemi, akışı takip edebilecek kadar küçük parçacıkların akış alanı içindeki hızlarının ölçülmesi prensibine dayanmaktadır. PIV tekniğiyle ölçülebilen hızın ölçüm aralığı sıfır ile sesüstü hız aralığını kapsayacak kadar geniştir. Bu yöntemle aydınlatılan kesit alanındaki akışın anlık hız vektörlerinin haritasını oluşturmak mümkündür.

2.2. PIV Deney Düzenegi

Bu bölümde, kanat çarpma hareketinin aerodinamiğinin Parçacık Görüntülemeli Hız Ölçme (PIV-Particle Image Velocimetry) tekniği kullanılarak incelenmesi için gerekli

olan deney düzeneğinin kurulum aşamaları ve çalışma prensipleri anlatılacaktır. Daha önceki gelişme raporlarında kurulum aşamaları detaylı olarak verilmiş olan mekanizmanın geliştirilmiş ve iyileştirilmiş son hali de gösterilecektir.



(a)



(b)



(c)

Şekil 7 (a)-(c) Su tankı asansörü ve çırpan kanat hareket mekanizması yapım aşaması

Şekil 7'de çırpan kanat hareketini sağlayacak olan üst mekanizmanın imalat aşamasındaki resimleri gösterilmektedir. Mekanizmanın yapımı tamamlandıktan

sonra ODTÜ Havacılık ve Uzay Mühendisliği'ne daha önceki TÜBİTAK projeleri kapsamında yaptırılan su tankının üstüne yerleştirilmiştir. Böylece çırpan kanat hareketini incelemek için kurulan PIV deney düzeneği tamamlanmış bulunmaktadır.

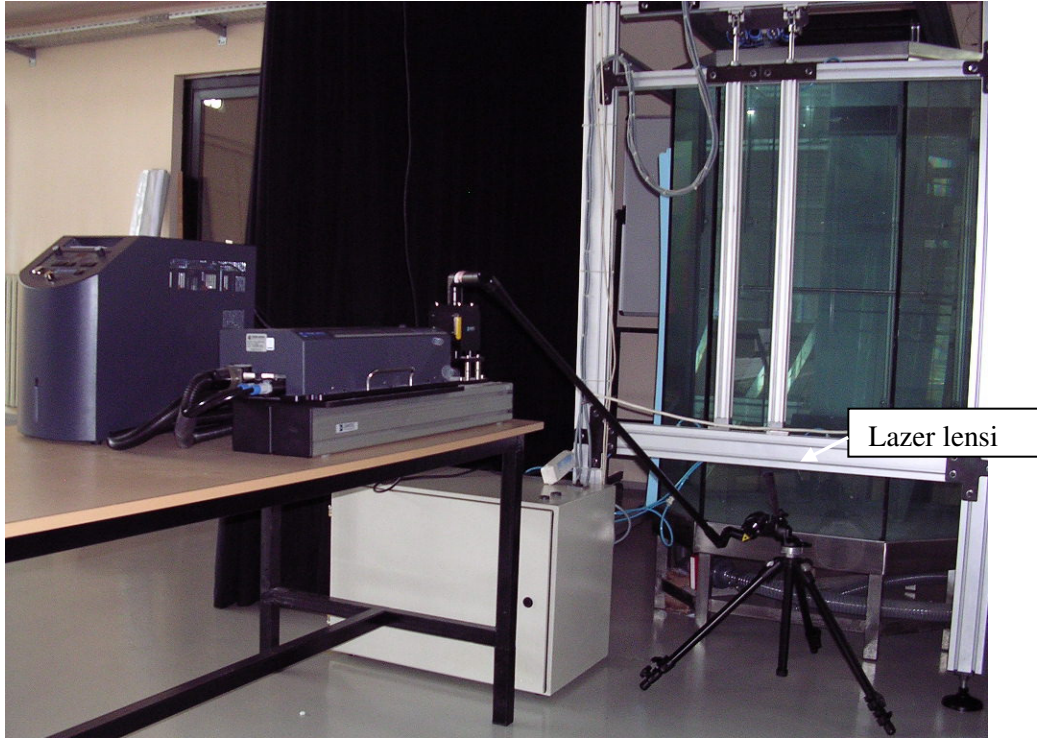
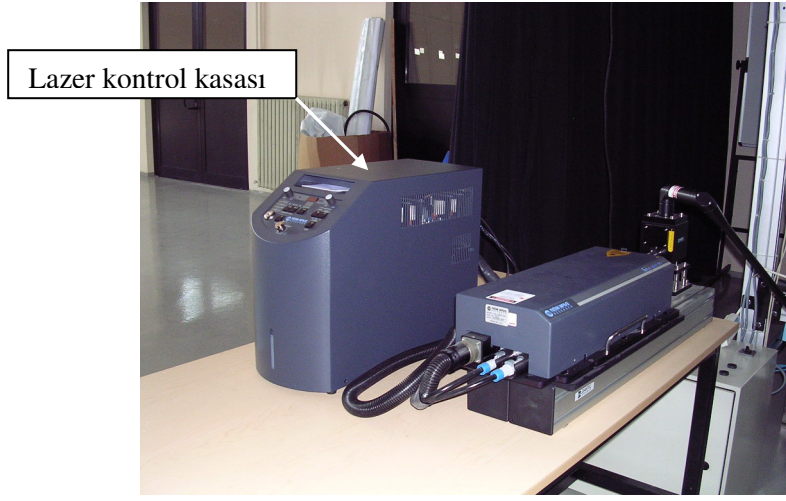
Aşağıdaki resimlerde deney düzeneğini oluşturan elemanlar tek tek gösterilmektedir. Şekil 8'de 1.5m x 1m x 1m boyutlarındaki su tankı gösterilmektedir. Suyun içinde akışın görüntülenmesi daha kolay olduğundan PIV tekniği ile deneyler su tankı içinde gerçekleştirilmiştir..



Şekil 8 Deneylerde kullanılan su tankı

Deney düzeneğinin diğer önemli bir elemanı da lazer ışık kaynağıdır. PIV akış görüntülemesinde kullanılan lazer tipi bir darbeli (pulsed) Nd:YAG lazeridir. Lazerin maximum gücü 532 nm dalga boyunda her vuruş için 120mJ'dür. Lazerin ayrıntılı fotoğrafları Şekil 9 Nd :YAG Lazer elemanları

'da verilmektedir.

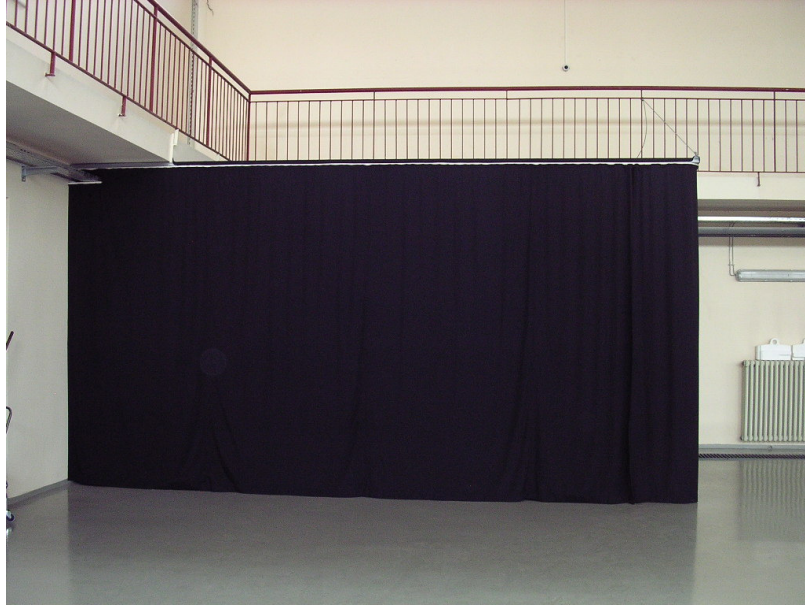


Şekil 9 Nd :YAG Lazer elemanları

PIV sisteminde 2 adet CCD hızlı kamera ve aksesuarları bulunmaktadır. Bu kameraların çözünürlüğü 1600 x 1200 pixel'dir. Kameraların fotoğrafları Şekil 10'da verilmektedir. Kameraların iyi çekim yapmalarını sağlamak amacıyla deney düzeneğinin etrafı siyah perdelerle kapatılarak karartılmıştır. (Şekil 11).



Şekil 10 CCD kameralar



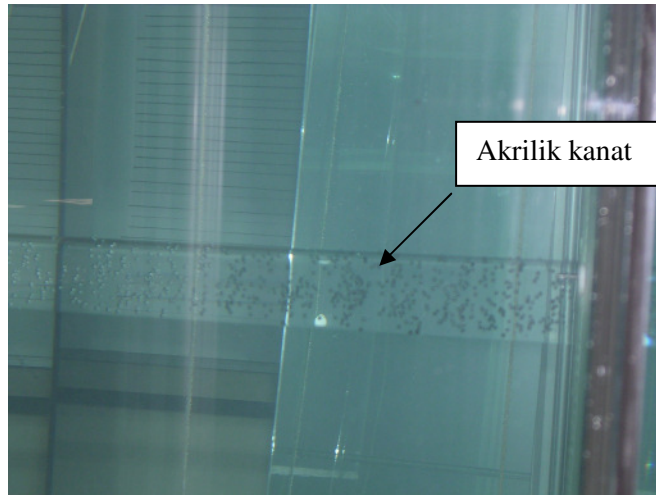
Şekil 11 Siyah perdelerle kapatılmış deney alanı

PIV sisteminin işletim programı bir kameradan 4 kameraya kadar kontrol yeteneğine sahiptir. İşletim sistemi olarak Window XP 32 bit platformu kullanılmaktadır. TecPlot ve Matlab linklerini kullanarak esnek programlamaya olanak sağlamaktadır. Kullanıcı tarafından kolaylıkla kullanılabilen cihaz yöneticisi donanımının fotoğrafları ise Şekil 12’de gösterilmektedir.



Şekil 12 Cihaz Yöneticisi Donanımı

Çırpan kanat hareketinin incelenmesi için kurulan mekanizmada kullanılan şeffaf NACA 6412 kanat profili, akrilikten üretilmiştir (Şekil 13). Hareketi sağlayan üst mekanizmaya bağlı iki pleksiglas levha arasında sabitlenen kanat modeli kendi etrafında dönebilmekte ve ileri geri hareket edebilmektedir. Ayrıca üst mekanizma asansörü sayesinde su tankından çıkarılabilmekte ve böylece deneyde kullanılacak modeller kolayca değiştirilebilmektedir (Şekil 13). Bu üst mekanizma bir ara program ile çırpan kanat hareketini gerçekleştirmektedir. Programa girilen veriler kontrol kutusundan geçerek sinyaller aracılığı ile mekanik hareketlere dönüştürülmektedir. Böylece hareket kullanıcı tarafından kontrol edilebilmektedir.



Şekil 13 Akrilik kanat modelinin su tankı içindeki görüntüsü

Bu ara program esas olarak üç ana veriye ihtiyaç duymaktadır. İlk veri sabit hızın belirlenmesi için öngörülen zamandır (bu veri aynı zamanda boyutsuz Reynolds

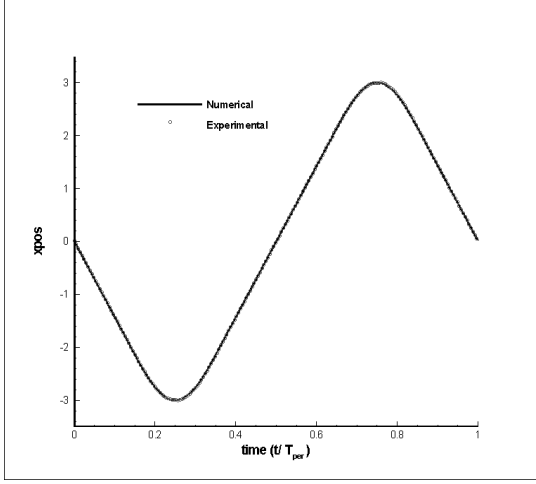
sayısının sağlanıp sağlanmadığı kontrol edilirken kullanılan hızın hesaplanmasında kullanılan zamandır). İkinci veri ise başlangıç hücum açısıdır (60 derece gibi yüksek başlangıç hücum açıları dahi denenebilmektedir). Üçüncü veri ise uzunluk ölçülerinden oluşmaktadır (sabit açı ve sabit hızla gidilecek mesafe ve yarım periyotta katedilen toplam mesafe ki bu da 3 kanat veteri uzunluğundadır). Bu verilerin girildiği arayüz ekranı Şekil 14'te gösterilmektedir.



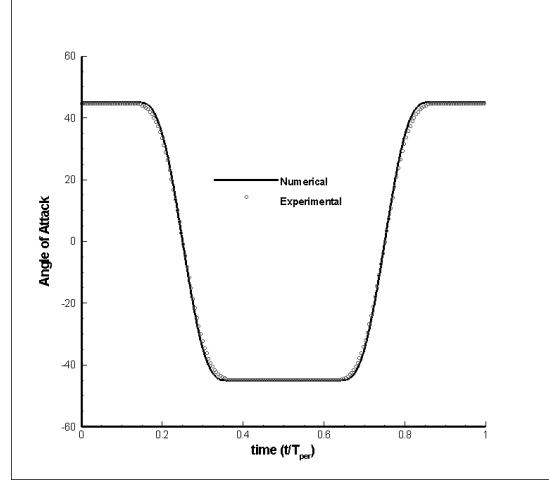
Şekil 14 Çırpın kanat hareketini sağlayan programa verilerin girildiği arayüz

Şekil 14'te verilen arayüz programı deneyler sırasındaki gerçek açı, x-pozisyon ve hız değerlerini bir dosyaya çıktı olarak verebilmektedir. Elde edilen bu değerler sayısal çalışmalardan elde edilen sonuçlarla boyutsuz hale getirilerek Şekil 15'de karşılaştırılmıştır.

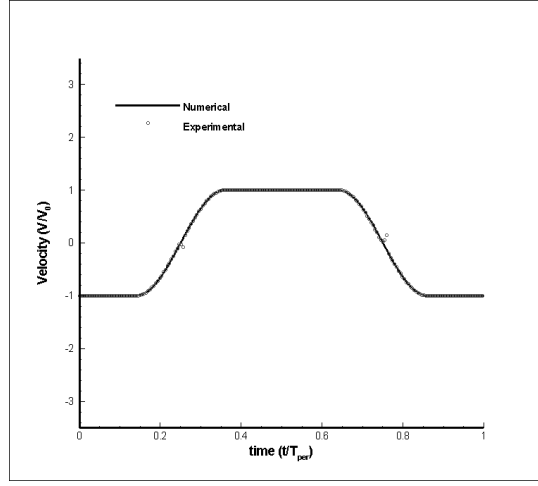
Şekil 16 (a-c)'de su tankı ve hareketli üst mekanizmanın montajı ve Şekil 17'de deney düzeneğinin ayrıntılı hali gösterilmektedir. Şekil 18'de ise deney düzeneğinin geliştirilmiş son hali gösterilmektedir.



(a)

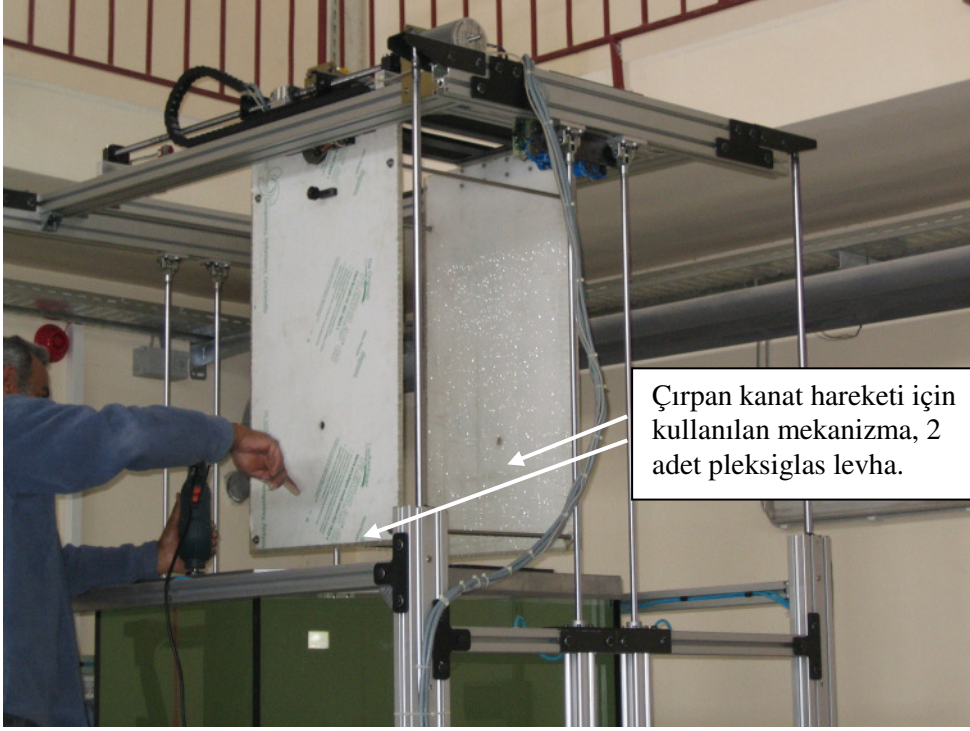


(b)



(c)

Şekil 15 $Re = 1000$, $\alpha = 45^\circ$, $x_v = x_a = 2c$ için boyutsuz (a) x -pozisyon, (b) hız ve (c) açı dağılımlarının bir periyot boyunca sayısal sonuçlarla karşılaştırılması.



(a)



(b)

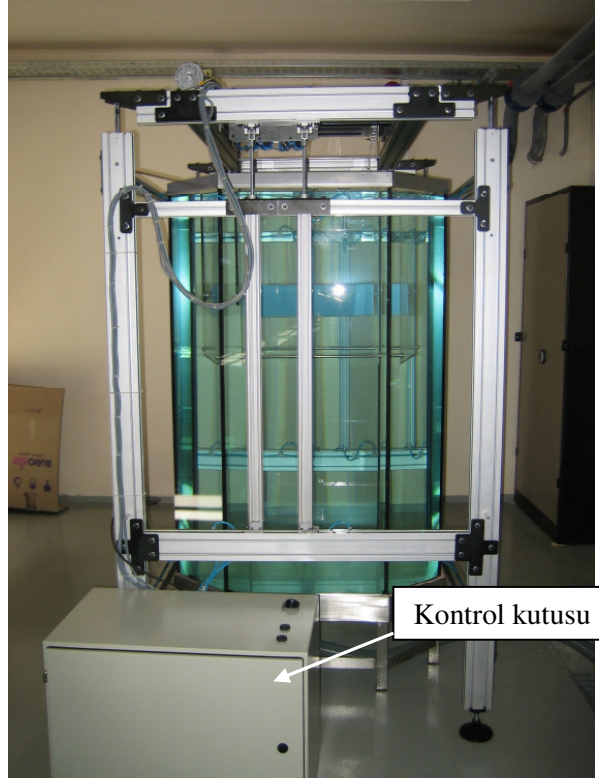
Şekil 16 (a)-(b) Su tankı asansörünün montajı



(a)

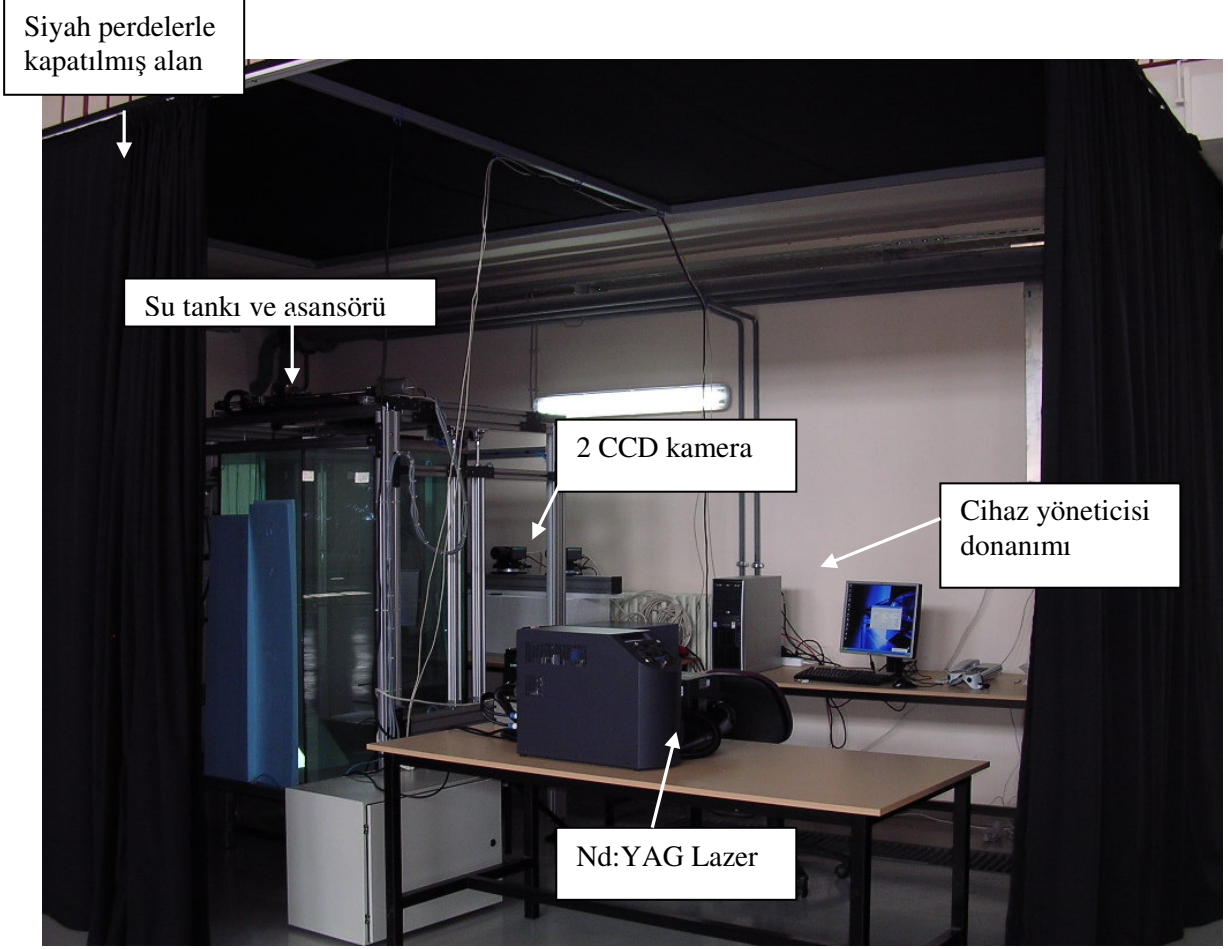


(b)



(c)

Şekil 17 (a)-(c) Çırpın kanat hareketinin PIV yöntemiyle görüntülenmesi için hazırlanan deney düzeneği



Şekil 18 Çırpan kanat hareketinin PIV yöntemiyle görüntülenmesi için hazırlanan deney düzeneğinin son hali

2.3. Girdap Belirleme Teknikleri

Sayısal ve Parçacıklı Hız Görüntüleme metodunun kullanıldığı deneysel çalışmaların karşılaştırılması için literatürde bir kaç metod önerilmektedir. Girdap veya çevrinti konsepti akışkanlar dinamiğinin hemen hemen her alanında kullanılmasına rağmen herkesin kesinlikle kabul ettiği tam ve kesin bir girdap tanımı henüz yapılamamıştır. Jeong ve Hussain bir girdabın aşağıdaki özellikleri taşımasının gerektiğini belirtmişlerdir.

- (i) Girdap merkezinin net bir girdap büyüklüğüne ve dolayısıyla da net bir çevrime (circulation) sahip olması gerekir. Bu şartla potansiyel akış alanları dışarıda bırakılmaktadır.
- (ii) Girdabın geometrik karakteristikleri “Galilean değişmezi” olmalıdır yani girdap özellikleri seçilen koordinat sisteminden bağımsız olarak hep aynı sonuçlar elde edilmelidir.

Bu önşartları sağlayan girdabın belirlenmesi için tek bir metod yoktur. Önerilen metotların tümü hız gradyen tensörünün “Galilean değişmezi” olmasına dayandırılır. Bilinen bütün teknikler çoğu zaman iyi sonuçlar verse de bazı durumlarda sonuçların fiziksel olmadığı da görülmüştür (Jeong ve Hussain, 1995).

Skalar Değerlerle Girdap Belirlenmesi

Birçok araştırmacı girdap büyüklüğünü, $|\omega|$, çevrintili yapıların belirlenmesinde kullanmıştır. Fakat girdap büyüklüğü dönmenin sadece kayma gerilmesinden (shear) dolayı mı, yoksa gerçek döngülü bir akıştan mı kaynaklandığını ayırt edememesi yüzünden yanıltıcı olabilmektedir. Coutte akışlarında karşımıza çıkan geri plandaki kayma gerilmesi dönme hareketinden kaynaklanan kayma gerilmesi ile karşılaştırılabilir düzeyde olduğundan yüksek girdap büyüklüklerine ulaşılmakta ama aslında akışta girdap bulunmaktadır. Bu kriterin kayma gerilmesi olmayan akışlarda bile yetersiz olduğu Jeong ve Hussain tarafında da ispatlanmıştır (Jeong ve Hussain, 1995).

Diğer bir skalar değer ise basınçtır. Zamana göre değişmeyen, viskozitesiz, iki boyutlu düzlemsel akış şartlarında basınç, dönmenin merkezindeki dairesel şablonlarda en düşük değeri almaktadır. Bu aslında beklenen bir sonuçtur. Akıştaki parçacık üzerindeki radyal basınç kuvveti merkezkaç kuvvetiyle dengelenmesinden ileri gelmektedir. Bu durumda basınç dönme eksenini üzerinde en düşük değerini almaktadır. Fakat akış vizkoz ve zamana göre değiştiğinde ya da üç boyutlu olduğunda bu kural geçerliliğini kaybetmektedir. Skalar metodların Galilean değişmezi olmadığı da ortaya konulmuştur (Jeong ve Hussain, 1995).

Hız Gradyanının 2. Değişmezi, Q Kriteri

Bir tensörü simetrik ve asimetrik tensörlerin toplamı şeklinde yazmak mümkündür. Bu ayrıştırma hız gradyan tensörüne uygulandığında, bozunum ve dönme tensörleri sırasıyla simetrik ve asimetrik kısımlardır (Jeong ve Hussain, 1995).

$$\nabla u = S + \Omega$$

Simetrik kısım, S , ve asimetrik kısım, Ω şu şekilde tanımlanmaktadır (Cucitore et al., 1999):

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i/j} + u_{j/i})$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i/j} - u_{j/i})$$

Sıkıştırılmaz akımlar için Q değeri şu şekilde ifade edilebilir:

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2)$$

ve

$$\|\Omega\| = [tr(\Omega\Omega^T)] \text{ and } \|S\| = [tr(SS^T)]$$

Hunt ve arkadaşları tarafından önerilen Q kriteri girdapların olduğu akış bölgelerinde Q değerinin pozitif olması durumu olarak tanımlanmaktadır, $Q > 0$ (Hunt et al., 1998). Buna ek olarak bu bölgedeki basınç değeri çevre basıncından daha düşüktür. Bu ek koşul altında Q kriterini işaretten bağımsız hale getirmektedir.

$$\nabla^2 p = 2\rho Q$$

Basınç değerinin minimum olduğu bölge ile Q değerinin pozitif olduğu bölgeler arasında belirgin bir bağlantı yoktur.

Sıkıştırılmaz akışlarda Q fazla dönme oranının göreceli strain (gerilme) oranının yerel ölçüsüdür (Repellin, 1999). $Q > 0$ bölgesinde basıncın minimum olması da garanti

değildir (Jeong ve Hussain, 1995). Bundan dolayı ek basınç koşulu kullanılmadan Q kriterinin kullanılması da literatürde yaygın olarak görülmektedir.

$S^2 + \Omega^2$ tensörünün Eksi Özdeğerleri, λ_2 Kriteri

Değişmez özellikte bir akış için, $S^2 + \Omega^2$ girdap merkezinde iki negatif özdeğere sahiptir. Navier-Stokes denkleminin gradyanı yazıldığında sol taraftaki terim ivme gradyanı ve sağ taraftaki ikinci terim ise bölgesel basınç minimum yada maksimum bilgisini içeren basınç Hessian'dır.

$$\frac{\partial a_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j} + \nu \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j \partial x_k \partial x_k}$$

$$\frac{\partial a_i}{\partial x_j} = \left[\frac{DS_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik} \Omega_{kj} + S_{ik} S_{kj} \right] + \left[\frac{D\Omega_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik} S_{kj} + S_{ik} \Omega_{kj} \right]$$

İvme gradyanının simetrik parçası ise :

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} - \nu \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial x_k \partial x_k} - \Omega_{ik} \Omega_{kj} + S_{ik} S_{kj} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$$

Bu denklemdeki ilk terim zamana bağlı olmayan dönmesiz kayma gerilmesi (shear) ve ikinci terim ise viskoz etkileridir. Eğer zamana bağlı olan ve viskozite etkileri ihmal edilirse Navier-Stokes denkleminin gradyanının simetrik kısmı şu şekilde yazılır:

$$S^2 + \Omega^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla(\nabla p)$$

Burada p basıncı simgelemektedir ve yukarıdaki denklem basınç Hessian'ın göstergesidir ($(\nabla(\nabla p))_{ij} = \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$). $S^2 + \Omega^2$ tensörü simetrik olduğundan özdeğerleri

de reel sayılardır. İki boyutlu akış için bu özdeğerler $\lambda_1 \geq \lambda_2$ şeklinde sıralanacak olursa girdap merkezindeki her noktada $\lambda_2 < 0$ olur. Bundan dolayı da bu metod λ_2 kriteri olarak da adlandırılır.

λ_2 kriteri zamana bağılı değişim etkileri ve viskozite etkilerinden kaynaklı hataları ortadan kaldırmaktadır ((Jeong ve Hussain, 1995; Repellin, 1999). Ayrıca bu özdeğerler Q kriteri ile şu şekilde ilişkilendirilirler:

$$Q = -\frac{1}{2}(S^2 + \Omega^2) = -\frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2)$$

3. BULGULAR VE TARTIşMA

3.1. Sayısal alışmalar

ırpan kanat hareketinin deneysel olarak incelenmesine paralel olarak, hareketin kinematiğinin hangi parametreler tarafından etkilendiğini incelemek üzere de çalışmalar yapılmıştır. Öncelikle iki boyutlu olarak yapılan çalışmalarda dönme ekseninin etkisi gibi kinematik parametreler yanı sıra profilin kalınlığı ve kamburluğu gibi fiziksel parametreler de incelenmiş, bu parametrelerin aerodinamik kuvvetlere olan etkileri analiz edilmiştir.

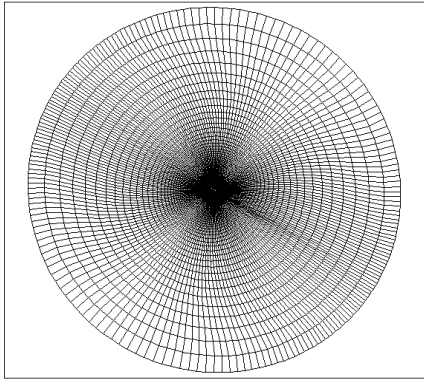
3.1.1. İki Boyutlu Sayısal alışmalar

Proje kapasamında iki boyutlu sayısal analiz bölümünde ırpan kanat hareketinde eliptik ve simetrik kanat profilleri incelenmiş, profil şeklinin aerodinamik kuvvetlere ve performansa olan etkileri karşılaştırmıştır. Kanat çırpma hareketine etkileyen fiziksel parametreler arasında incelenenler profil kalınlığı, profil kamburluğu ve hücüm kenarı yarıçapı olmuştur.

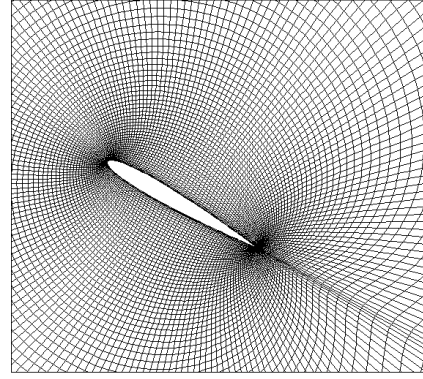
3.1.1.1. Simetrik Kanat Kesitleri İçin Kanat Profil Kalınlığı Etkisinin İncelenmesi

Kanat profilinin kalınlık etkisinin incelenmesi için simetrik profiller tercih edilmiştir. Kullanılan profiller NACA 0010, NACA 0012 ve NACA 0015'dir. Bu profillerin değişik hücum açılarındaki kaldırma ve sürüklenme kuvvet katsayıları karşılaştırılmış ve eşdeğer girdap eğrileri çizilerek çırpan kanat hareketinin fiziğinin açıklanmasına çalışılmıştır. Her profilin çözümü için O-tipinde hiperbolik çözüm ağı oluşturulmuş ve her profil için yaklaşık aynı sayıda çözüm elemanın kullanılmasına gayret edilmiştir. Şekil 19'da her üç profil için kullanılan çözüm ağları verilmektedir.

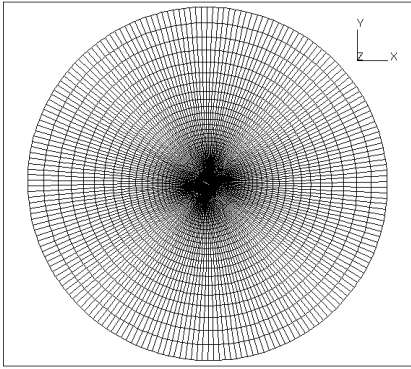
İki boyutlu, sıkıştırılmaz, laminer akış şartlarında zamana bağlı Navier-Stokes denklemleri çözülmüştür. Bu çözümlerden elde edilen sonuçlarla kaldırma ve sürüklenme kuvvet katsayıları, basınç ve girdap çizgileri hesaplanarak birbirleri ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca belirtilmediği takdirde çırpan kanat hareketinin sayısal çalışmalarında Reynolds sayısının değeri 1000 ve çırpma hareketi sırasında yön değiştirme esnasında profilin dönme ekseninin ise $\frac{1}{4}c$ de olduğu kabul edilmiştir. Her profil için zamana bağlı sayısal çözümler toplam 7 periyot boyunca elde edilmiştir. Fakat çözüm sonuçlarının güvenilirliği açısından sayısal çözümler çırpma hareketinin ilk başlangıcındaki itici ve bozucu etkilerin tamamen ortadan kalktığı 5. periyotdan itibaren değerlendirmeye alınmıştır. Rapor içerisinde sunulan zamana bağlı kaldırma ve sürüklenme katsayılarının değişimleri de 5. periyottan itibaren boyutsuz zamana göre çizdirilmiştir. Akış alanında oluşan girdaplar çırpan kanat hareketinin en önemli mekanizmalarından biridir. Kanat profili kalınlığı parametresinin incelenmesi sırasında da bir periyot boyunca önemli noktalarda girdap eş çizgileri çizdirilmiştir (Sarıgöl et al., 2006; Sarıgöl ve Alemdaroğlu, 2006).



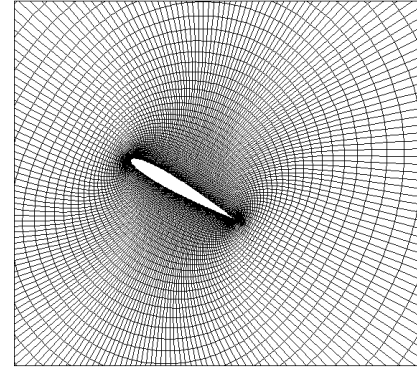
(a)



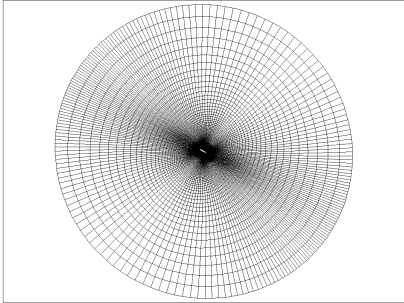
(a)



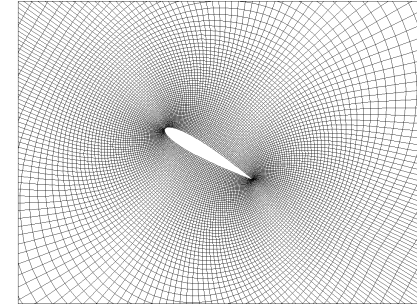
(b)



(b)

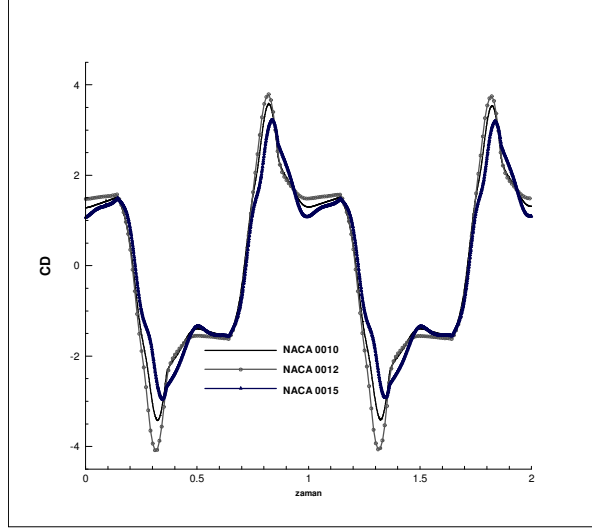


(c)

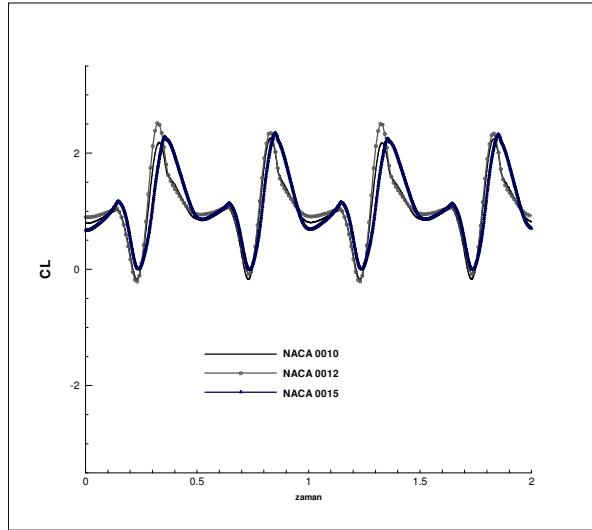


(c)

Şekil 19 Kanat kalınlığı parametresinin incelenmesi için kullanılan çözüm ağları ve çözüm ağlarının profil etrafındaki görüntüleri: (a) NACA 0010, (b) NACA 0012, (c) NACA 0015.



Şekil 20 $\alpha=30^\circ$ için elde edilen sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.

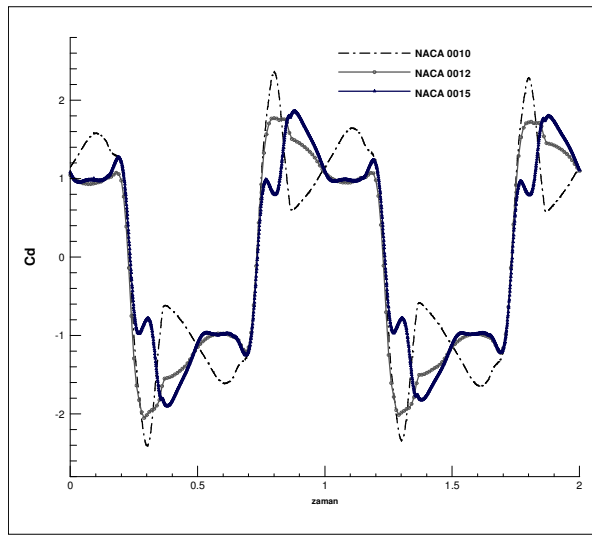


Şekil 21 $\alpha=30^\circ$ için elde edilen kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.

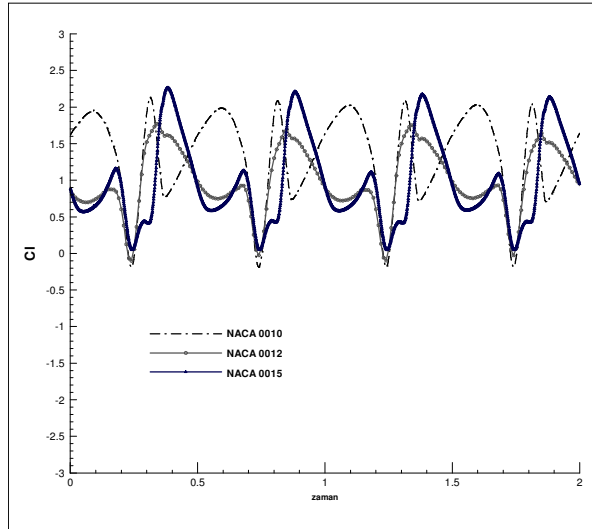
Başlangıç hücum açısı 30° iken sürüklenme katsayısının zamana göre değişim grafiğine bakıldığında, NACA 0012 profilinin tepe noktalarında maksimum değerlerine sahip olduğu, en kalın profil olan NACA 0015 profilinin ise diğer iki profile nazaran daha düşük değerler verdiği gözlenmiştir. Kaldırma kuvveti katsayılarında ise NACA 0010 profilinin diğer iki profile göre daha düşük bir performans sergilediği gözlenmiştir.

Başlangıç açısı 45° iken, sürüklenme kuvveti katsayıları karşılaştırıldığında en ince kanat kalınlığına sahip profilin tepe noktalarında en yüksek değerlere ulaştığı

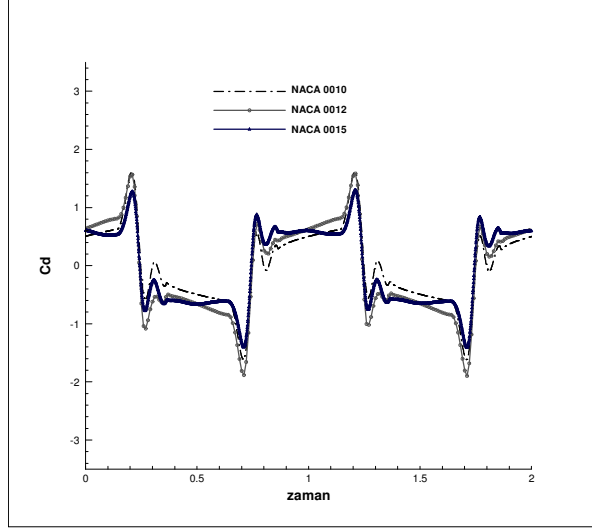
gözlenmiştir. Kanat kalınlığı artıkça tepe değerlerinin de azaldığı görölmektedir. Bu hücum açısında sürüklenme kuvveti katsayısının değişimi kanat kalınlığıyla ters orantılıdır. Kaldırma kuvveti katsayıları karşılaştırıldığında ise sürüklenme kuvveti katsayısında olduğu kadar net bir ilişki görölmemektedir. Kaldırma kuvveti eğrisindeki en düşük tepe noktalarına bakıldığında kanat kalınlığının artması eksi tepe nokta değerlerinin düşmesiyle sonuçlanmaktadır. Artı tepe noktalarında ise yine en ince kalınlığa sahip olan kanat profili diğer profillere göre en yüksek değere sahiptir. Kuvvet katsayılarının perodik değişim eğrilerinin genel davranışlarında ise belirgin bir farklılık gözlenmemiştir.



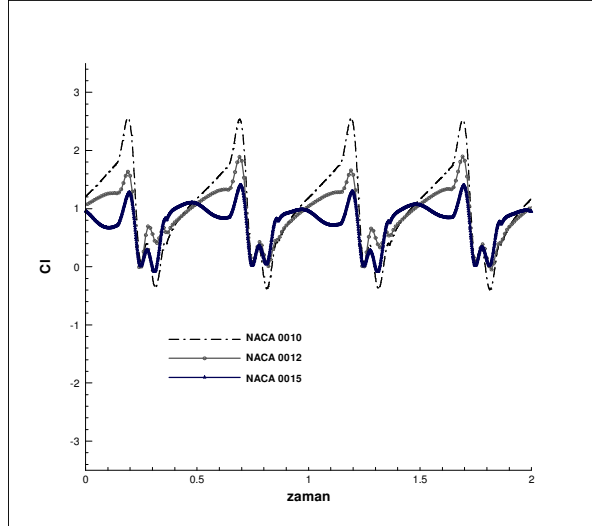
Şekil 22 $\alpha=45^\circ$ için elde edilen sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



Şekil 23 $\alpha=45^\circ$ için elde edilen kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



Şekil 24 $\alpha=60^\circ$ için elde edilen sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.

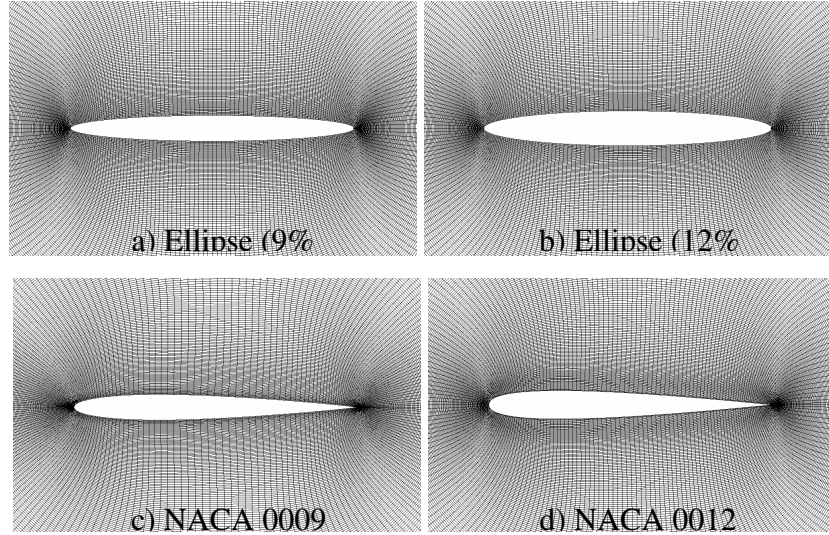


Şekil 25 $\alpha=60^\circ$ için elde edilen kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.

60° başlangıç hücum açısında ise sürüklenme katsayısının zamana göre değişim grafiğine bakıldığında, profilin dönmesi dışında büyük atlamalar yapmadığı görülmektedir. Profilin yön değiştirmeleri arasındaki süreçte sürüklenme kuvveti neredeyse sabit kalırken kaldırma kuvvetinde yüksek hücum açısından dolayı dalgalanmalar görülmektedir. Yüksek hücum açılarında oluşan girdapların profilden kopmasının buna neden olacağı düşünülmektedir. Kaldırma kuvveti açısından en iyi performans en ince kanat profili NACA 0010 tarafından sağlanmıştır.

3.1.1.2. Çırpın Kanat Hareketinin Sayısal Olarak Elips Ve Simetrik Kanat Profilleri İçin İncelenmesi

Çırpın kanat hareketinin sayısal olarak incelenmesi için tüm hesaplama alanı hareket ettirilmektedir (Kurtuluş, 2006). Belirlenen doğrusal ve döngüsel yer değiştirmeyi gerçekleştirmek için tüm çözüm ağı alanı hareket ettirilmektedir. Çözümler için ticari bir sayısal çözüm yazılımı olan STAR-CD kullanılmıştır (STAR-CD Manual, 1999). Ağ yapısının iyileştirilmesi yapılan çalışmalar sonucunda, O-tipi ağ yapısına karar verilmiş ve toplamda 77292 hücre içeren hesaplama ağına karar verilmiştir. Farklı profillerin hesaplama alanlarının yakın görüntüsü Şekil 26’da gösterilmektedir. Çözümler için kullanılan farklı parametreler de Tablo 1’de verilmektedir.



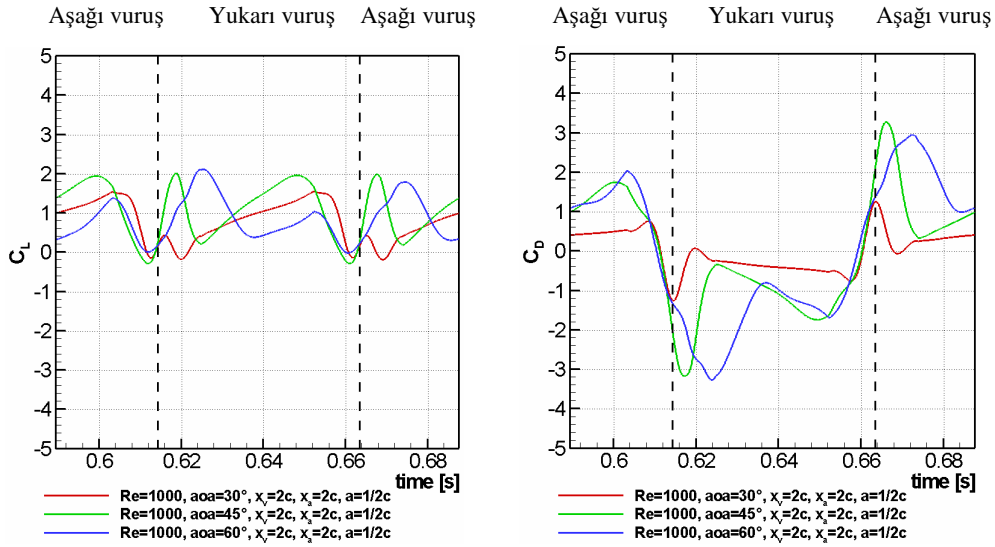
Şekil 26 Farklı profillerin hesaplama alanlarının yakından görüntüsü.

Kanat Çırpma hareketi sonucunda oluşan akış kopmaları ve girdaplar aerodinamik yüklerin zamana bağlı değişimlerinde kendini göstermektedir. %12 kalınlıktaki eliptik profilin hareketin 7. periyodundaki kaldırma (C_L) ve sürüklenme (C_D) kuvvet katsayılarının zamana bağlı değişimleri Şekil 27’de sunulmuştur. Sonuçlar farklı hücum açılarında (α) ve dönme merkezinin $a=1/2c$ de olması durumu için karşılaştırılmıştır. Farklı açılar karşılaştırıldığında, $\alpha =45^\circ$ hücum açısında, $t=0.612s$ anında taşıma kuvvet katsayısı C_L ’nin minimum değerine ($C_L=-0.294$) ulaştığını ve $\alpha =60^\circ$ hücum açısında, $t=0.625s$ anında ise maximum değerine ($C_L=2.10$) ulaştığını göstermektedir. $\alpha =60^\circ$ hücum açısında ve $t=0.624s$ anında ise (yukarı çırpma

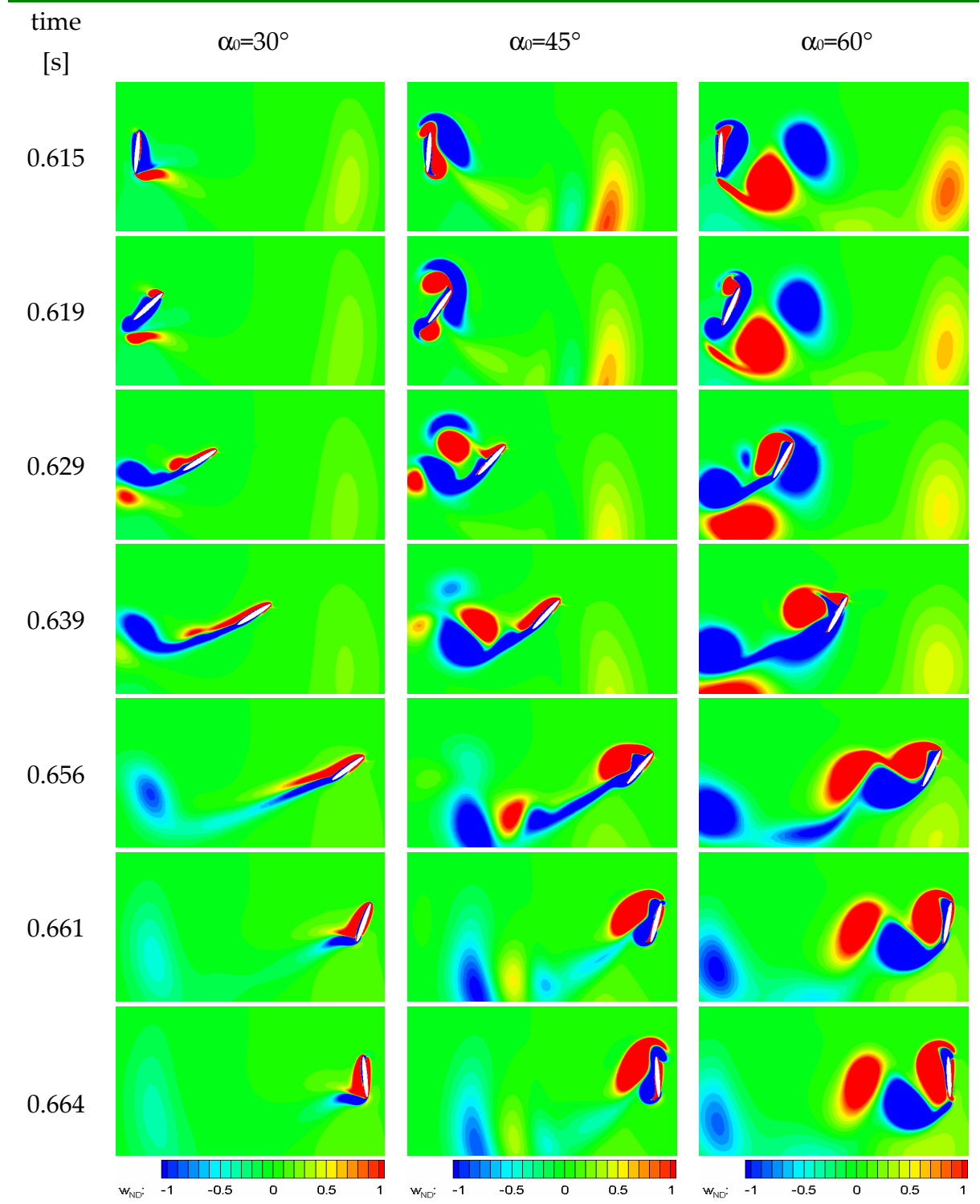
esnasında) C_D 'nin maximum değerine ($|C_D|=3.27$) ulaştığı gözlenmektedir. Aynı profilin anlık girdap konturları bu üç farklı başlangıç hücum açılarında yukarı doğru çarpma periyodunun başından sonuna kadar olan zaman diliminde Şekil 28'de gösterilmektedir.

Tablo 1 $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$ durumu için çalışılan farklı parametreler

| | Constant angle of attack, α | center of rotation, a |
|-------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| Ellipse (9% thickness) | $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ | $1/4c, 1/2c$ |
| Ellipse (12% thickness) | $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ | $1/4c, 1/2c$ |
| NACA 0009 | $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ | $1/4c, 1/2c$ |
| NACA 0012 | $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ | $1/4c, 1/2c$ |

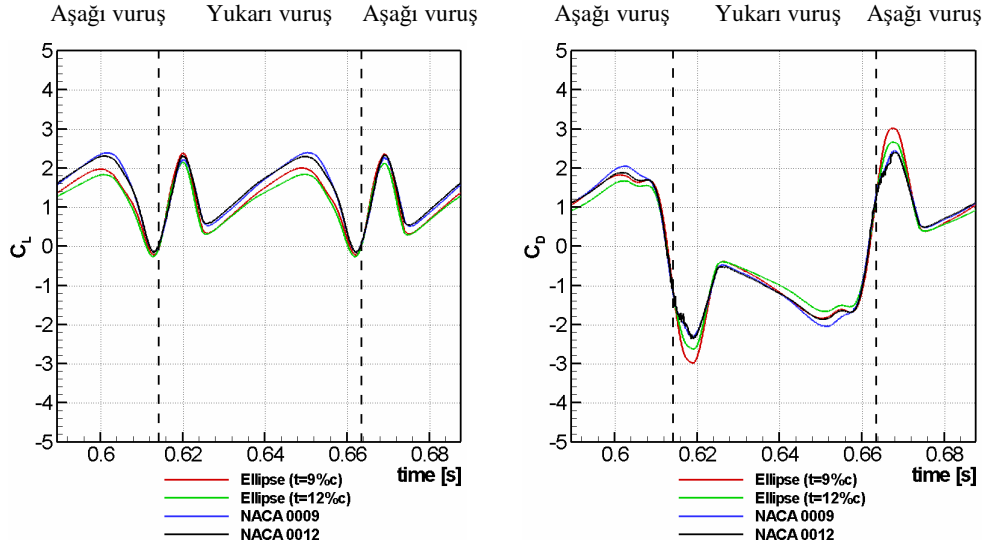


Şekil 27: 12% kalınlıkta elipsin farklı hücum açıları ve $a=1/2c$ dönme merkezi için C_L ve C_D dağılımı



Şekil 28 %12c kalınlıktaki elipsin farklı α_0 ve $a=1/2c$ için anlık girdap konturları.

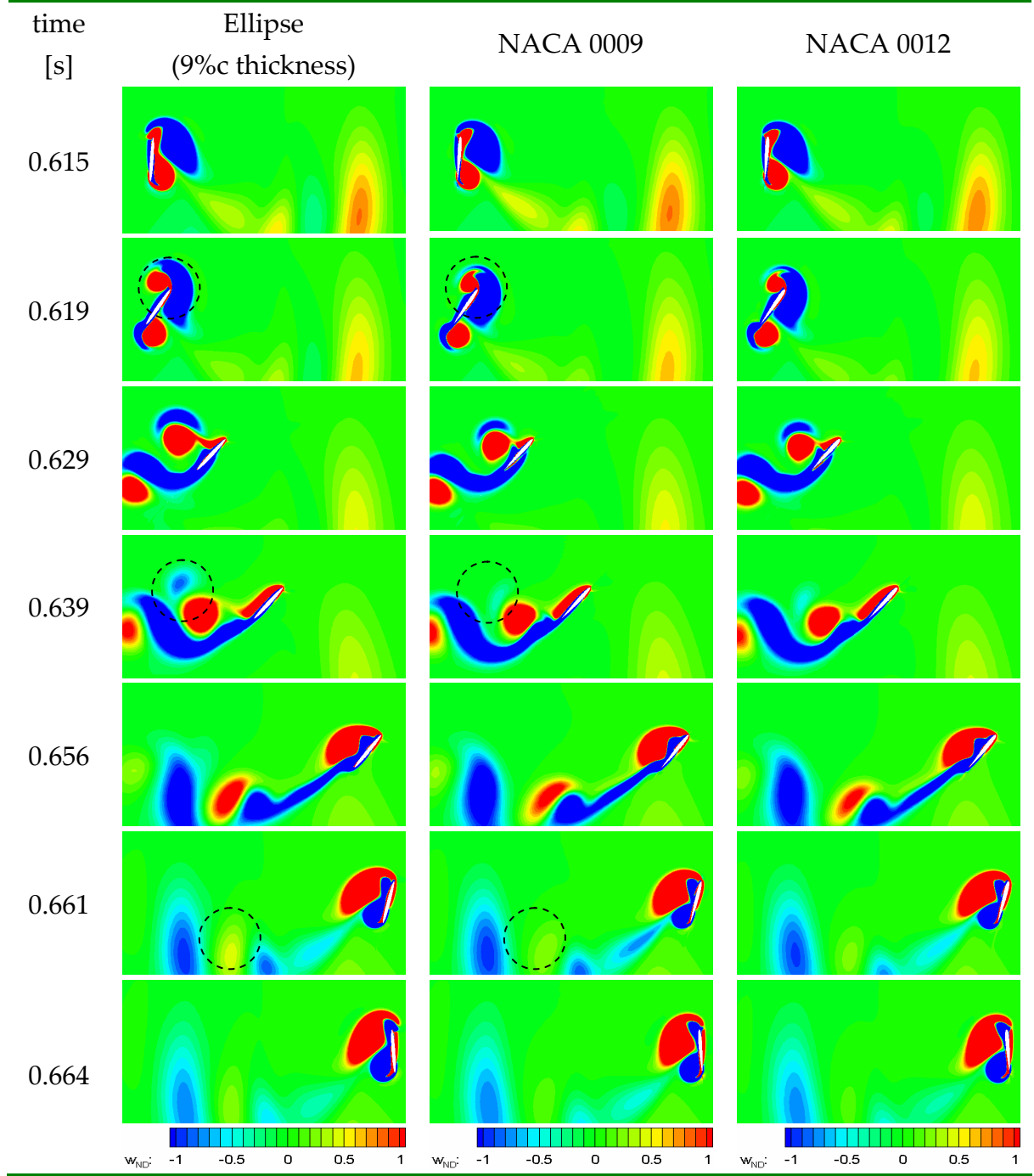
İki farklı kalınlıktaki (9%c ve 12%c) eliptik profil ve NACA kanat profillerinin 7. periyot esnasındaki üç farklı başlangıç hücum açılarındaki zamana bağlı kaldırma ve sürüklenme kuvvet katsayıları elde edilmiştir. Sonuçlar 45° başlangıç hücum açısı ve $1/4c$ dönme noktası için verilmiştir (Şekil 29).



Şekil 29 Profiller için C_L ve C_D dağılımları, $\alpha_0=45^\circ$, $a=1/4c$.

Aerodinamik kuvvet katsayılarının farklı kalınlıklardaki eliptik profiller için hemen hemen aynı davranışta ancak farklı değerlerde olduğu görülmüştür (Wang, 2000). NACA profillerine ait aerodinamik kuvvet katsayılarının ise aynı fonksiyonel davranışta olmasına rağmen az da olsa değer olarak eliptik profillerinden daha büyük değerlere sahip oldukları gözlenmiştir. Aynı zamanda ince profillerin aerodinamik katsayılarının (özellikle eliptik profiller için) kalın profillere göre daha büyük değerlere ulaştığı görülmüştür. Profillerin anlık girdap konturları Şekil 30'daki durum için verilmiştir. Kalınlık etkisi girdap konturlarında net olarak görülmemektedir.

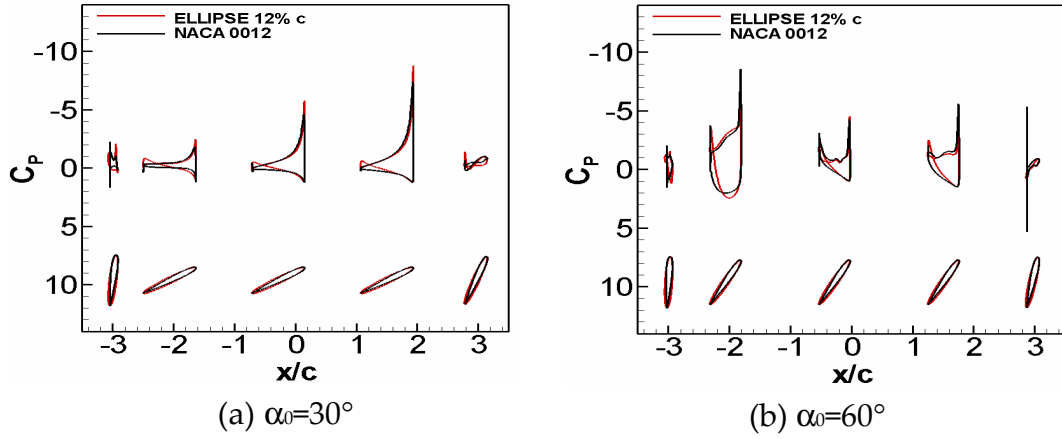
Saat yönünün tersine dönen hücum kenarı girdabının yukarı vuruşun başlangıcında oluşumu ve girdap yarı çapı eliptik ve NACA profilleri için ($t=0.619s$) farklılık göstermektedir. Bu farklılığın etkisi C_L grafiklerinde görülmemesine karşın C_D grafiklerinde gözlemlenmektedir. $t=0.639s$ anında (doğrusal hareket) bir önceki aşağı doğru çırpma vuruşundan kalan hücum kenarı girdabının (mavi girdap) etkisinin eliptik profil için NACA profillerine göre daha güçlü olduğu görülmektedir. Hücum kenarı girdabının $t=0.661s$ anında profilden tamamen kopmuş olduğu izinin ise yukarı doğru çırpma vuruşu periyodunun sonuna kadar sürdüğü gözlenmektedir (Şekil 31).



Şekil 30 Profillerin anlık girdap konturları, $\alpha_0=45^\circ$, $a=1/4c$.

NACA 0012 ve %12 kalınlıktaki eliptik profillerin 5 farklı pozisyondaki basınç dağılımları Şekil 31’de sunulmaktadır. Anlık akış çizgileriyle beraber yerel basınç katsayıları da aynı 5 konum durumu için çizilmiştir. Yukarı vuruşun başlangıcında bir önceki vuruştan kalan girdaplar nedeniyle çözüm alanında yüksek basınç bölgesi oluşmuştur ve bu alan eliptik profilin çözümünde NACA 0012’ye göre daha baskın

olmuştur. Profilin doğrusal hareketi sırasında üst yüzeyinde güçlü bir emme bölgesi oluşur ve bu emme kaldırma kuvveti katsayısında bir artışa neden olur. Bu esnada profilin alt yüzeyinde yüksek basınç bölgesi oluşmaktadır.

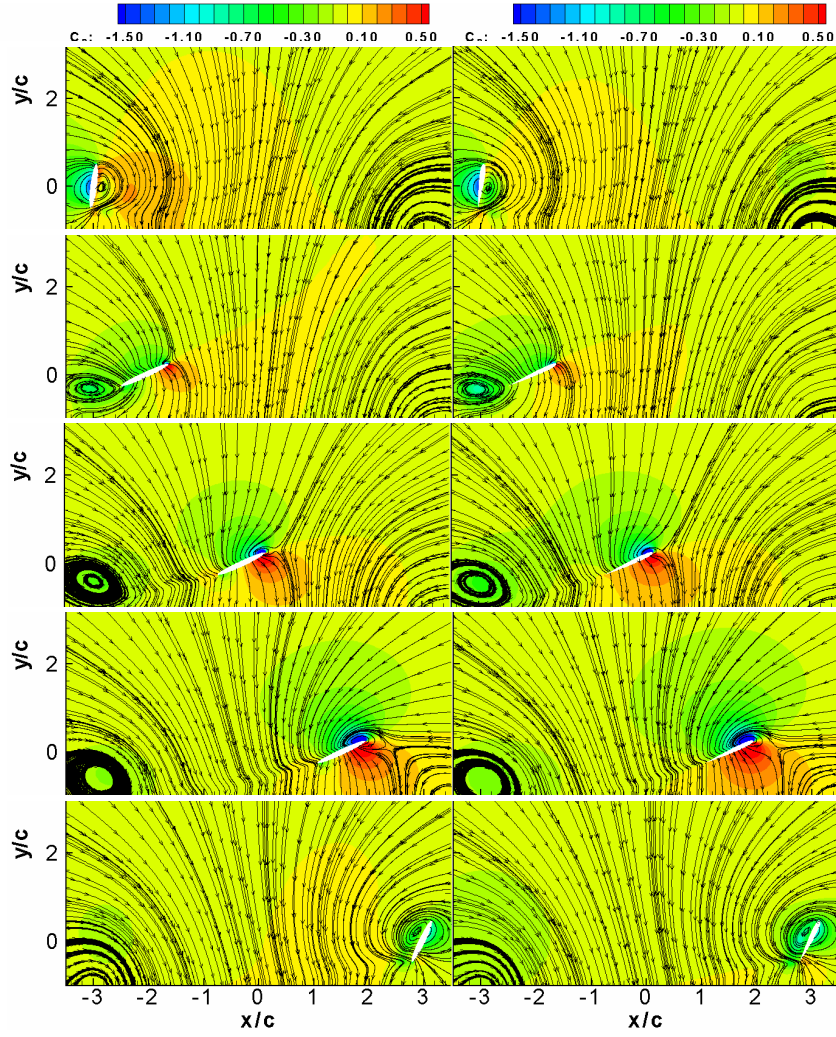


Şekil 31 Profiller etrafındaki (elips 12%c and NACA 0012) basınç katsayıları yukarı vuruş anındaki 5 farklı zamanda, $a=1/2c$.

Doğrusal hareket esnasındaki akış çizgileri profilin sağ ve sol taraflarında iki zıt yönde dönen girdapların oluşturduğu çok önemli bir aşağıya doğru akışın olduğunu göstermektedir. Bu girdapların yarım vuruş boyunca, profil geri dönüp onları aşağı doğru itene kadar hemen hemen pozisyonlarını korudukları görülmektedir.

Problemin fiziğinin anlaşılması açısından girdap oluşum mekanizması bu bölümde yakından incelenmiştir. Şekil 32’de farklı başlangıç hücum açılarında, 5 farklı konumda (yukarı vuruş esnasında) ve dönme merkezi $a=1/2c$ iken NACA 0012 kanat profili için basınç katsayısının dağılımı gösterilmektedir. Ayrıca basınç katsayısı dağılımları anlık akış çizgileriyle beraber Şekil 34’te sunulmuştur. Görüldüğü gibi girdapların merkezleri aynı zamanda emme üst noktalarıdır.

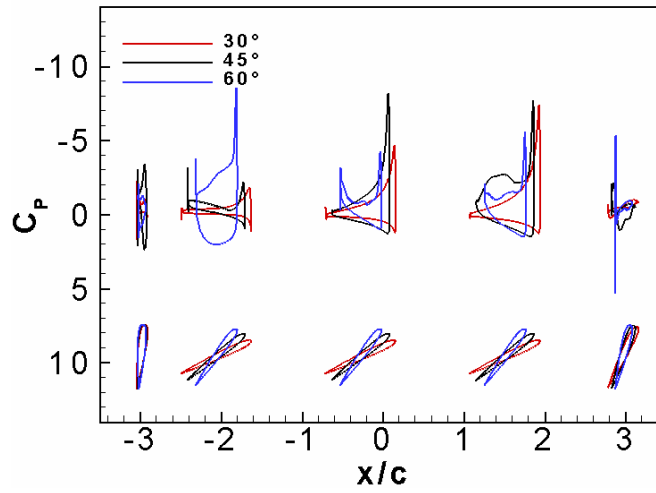
Doğrusal hareketin başlangıcıyla karşılaştırıldığında akış alanının orta noktasında kanadın üst yüzeyinin emme bölgesinden daha az etkilendiği görülmektedir. Özellikle 30° hücum açısı için emme hücum kenarında en yüksek değerini almakta ve kanadın üst yüzeyinde firar kenarına doğru azalmaktadır. Kanadın altında kalan yüksek basınç alanı ise tüm durumlar için benzer özellikler göstermektedir.



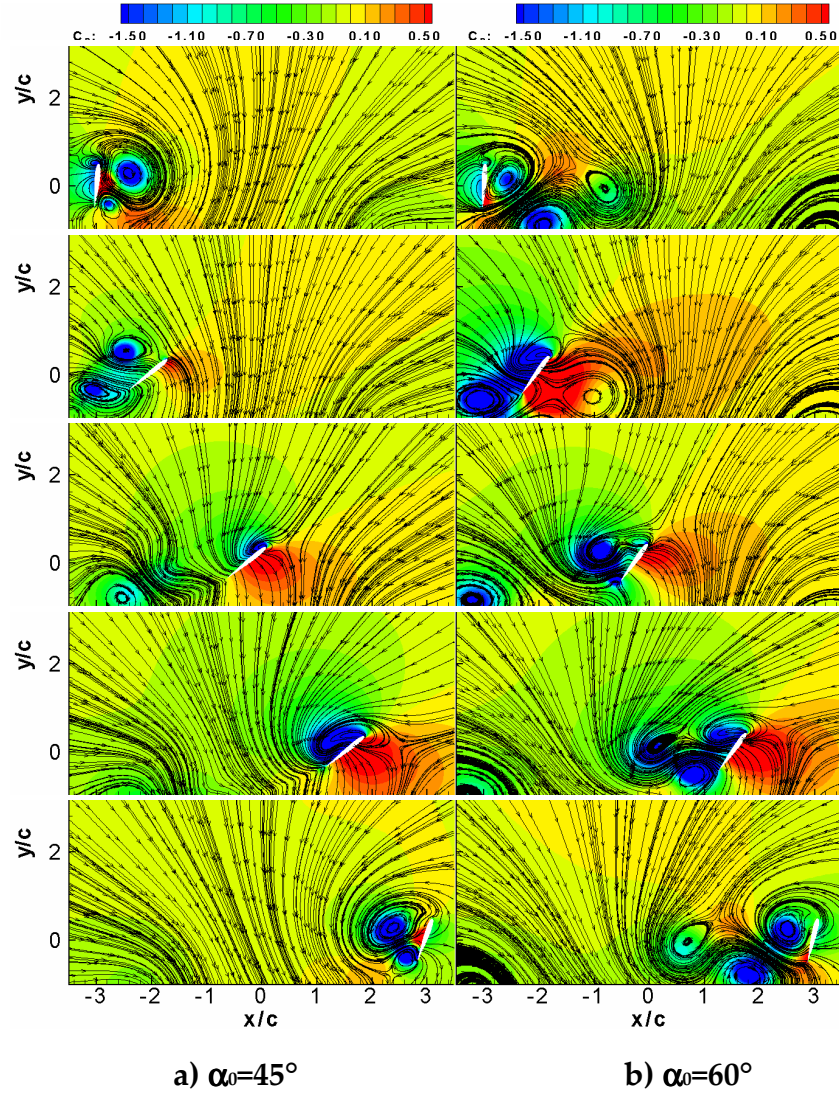
a) Ellipse 12%*c*

b) NACA0012

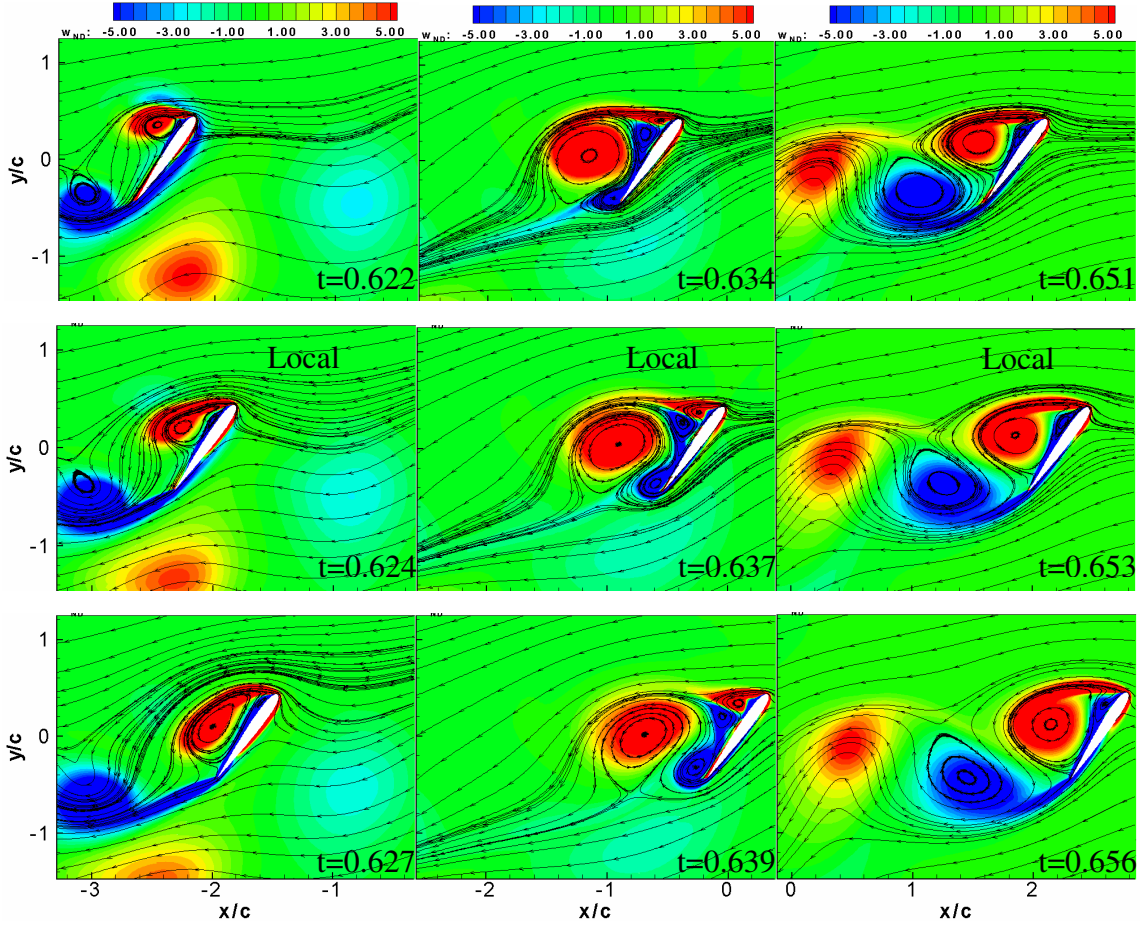
Şekil 32 Anlık basınç katsayısı dağılımları, $\alpha=30^\circ$, $a=1/2c$.



Şekil 33 Yukarı vuruş esnasında farklı anlardaki NACA 0012 kanat profili etrafındaki basınç katsayısı dağılımı, $a=1/2c$.



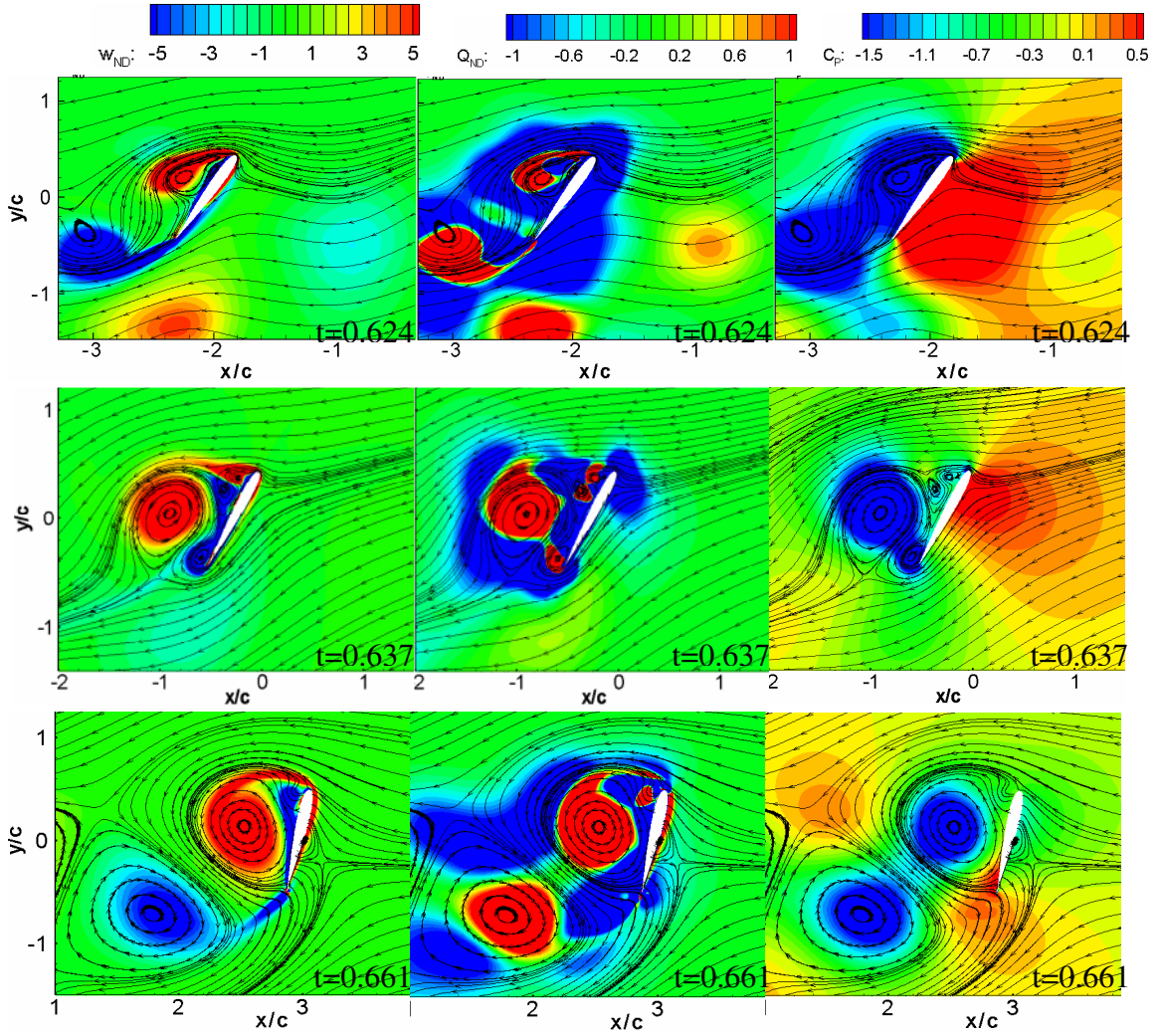
Şekil 34 NACA0012 kanat profili için farklı α_0 ve $a=1/2c$ iken anlık basınç katsayısı (C_p) dağılımları.



Şekil 35 NACA 0012 için girdap konturları ve doğrusal hareket hızına göre göreceli akış çizgileri, $a=1/2c$, $\alpha=60^\circ$.

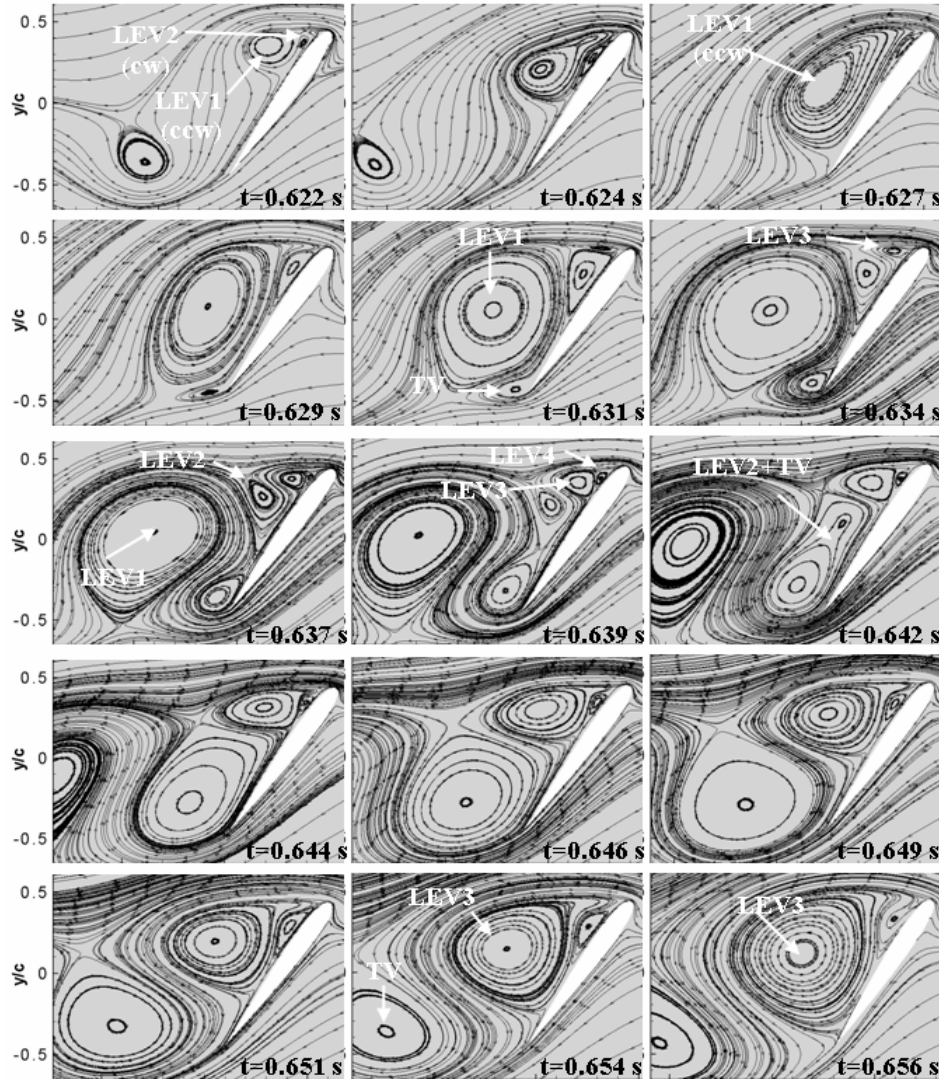
Kaldırma katsayısının yerel olarak en yüksek değerlerine ulaştığı zaman aralığı için girdap konturları ve göreceli akış çizgileri Şekil 35'in birinci ve üçüncü satırlarında, lokal minimuma ulaştığı zaman aralığı için ise ikinci satırda gösterilmektedir.

Şekil 36'da çizilen Q kontur çizgileri göreceli akış çizgileriyle birlikte girdap merkezlerini de göstermektedir. Bu girdaplar kanadın doğrusal hareketiyle birlikte büyüyerek kanadın üst yüzeyinde hücum kenarında emme bölgesinde bir düşüşe sebep olur. Bu olay kaldırma kuvveti katsayısının bu anda minimum değerini almasıyla sonuçlanır. Maksimum kaldırma kuvveti katsayısı noktasında girdaplar kanat üst yüzeyinde güçlü bir emme bölgesi oluşturur ve bu esnada profilin bütün alt yüzeyi de yüksek basıncın etkisi altındadır.



Şekil 36 NACA 0012 için girdap, Q ve C_p konturları ve göreceli akış çizgileri, $a=1/2c$, $\alpha=60^\circ$.

Şekil 37'de 60° başlangıç hücum açısında ve yukarı vuruş esnasında kanadın doğrusal hızına göre görecelendirilmiş akış çizgileri detaylı olarak verilmiştir. $t=0.622s$ anından $t=0.625s$ anına kadar profil aşağı doğru yunuslama hareketini yapmaktadır. Bu zamandan sonra $t=0.652s$ anına kadar kanat sabit hızla doğrusal hareketini yapar. $t=0.654s$ anında kanat tekrar dönmeye başlar ve yukarı vuruşun sonunda da 90° hücum açısına ulaşır.



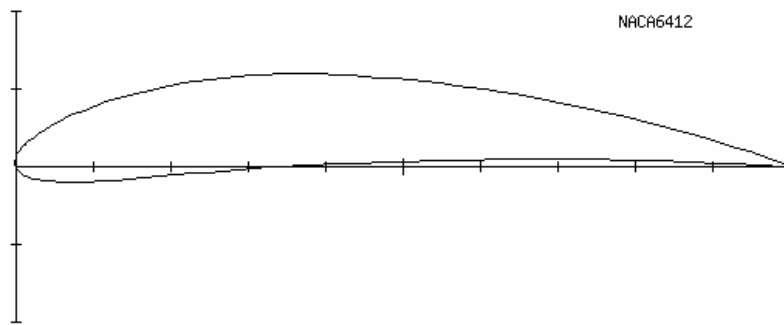
Şekil 37 NACA 0012 profili için $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$ iken profilin doğrusal hızına göre çizdirilen akış çizgileri.

$t=0.622s$ anında kanat $V(t)=0.91V_0$ hızıyla ve $\alpha(t)=61^\circ$ hücum açısıyla hareket ederken üst yüzeyinde saat yönünde dönen hücum kenarı girdabı (LEV2) oluşur. Bu zamanda hesaplanan kaldırma ve sürüklenme kuvvet katsayıları sırasıyla şöyledir; $C_L=2.02$ and $C_D= -3.18$. $t=0.624s$ anında saat yönünün tersine dönen birinci hücum

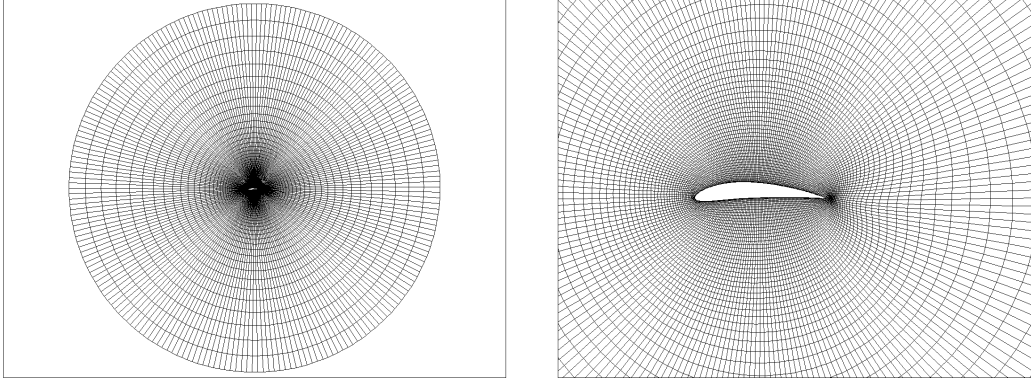
kenarı girdabı (LEV1) büyür ve profilin üst yüzeyini tamamen etkisi altına alır. $t=0.627s$ anında ise LEV2' yi sararak kanadın bütün yüzeyine yapışır. LEV2 nin büyümesi LEV1'in profilin hücum kenarından kopmasına neden olur ve bu esnada kaldırma katsayısı da lokal maksimum değeri olan $C_L=2.32$ ve sürüklenme katsayısı da az bir düşüşle $C_D= -3.10$ değerine ulaşır ($t=0.624 s$). LEV1 kanadın bütün üst yüzeyini kapladığında ise kaldırma kuvveti katsayısı $C_L=2.01$ değerine düşerken sürüklenme kuvveti katsayısı da $C_D= -2.57$ değerine düşer.

3.1.1.3. Kanat Profili Kamburluğunun İncelenmesi

Kanat profili kamburluğunun çırpan kanat hareketine etkilerinin incelenmesi için seçilen ilk profil simetrik NACA 0012 kanat kesitiyle aynı kalınlık değerine sahip NACA 6412 profilidir. NACA 6412 profili sesaltı hızlı akışlar için kullanılan bir profil olup, 12% kalınlığa, 40% veter uzunluğunda maksimum 6% kamburluğa sahiptir. Aynı şekilde yine hiperbolik O-tipinde çözüm ağı kullanılarak yapılan analizler simetrik NACA 0012 kanat profiliyle değişik hücum açılarında kaldırma ve sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılmasından oluşmaktadır. Ayrıca çırpan kanat hareketini doğada en iyi uygulayan varlıklar olan böceklerin ve kuşların kanat yapıları göz önüne alındığında bunların daha ince ve daha kamburlu profiller olan Eppler E471 ve Göttingen- GOE 211 kanat kesitlerine yakın oldukları görülmüş ve bu nedenle bu kanat profillerinin de incelenmesinin uygun olacağına karar verilmiştir.

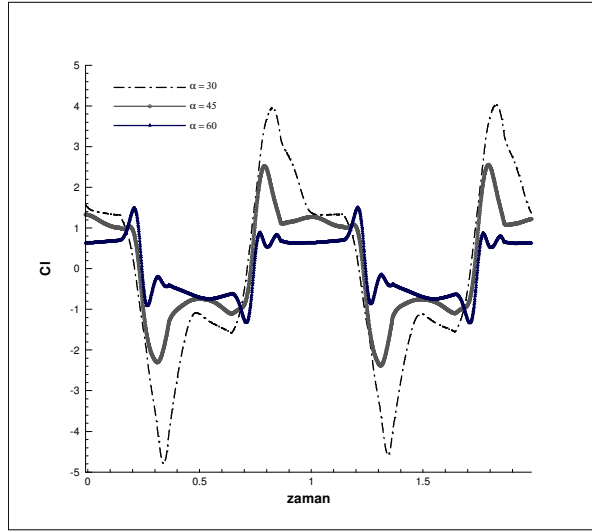


Şekil 38 NACA 6412 kanat profili.

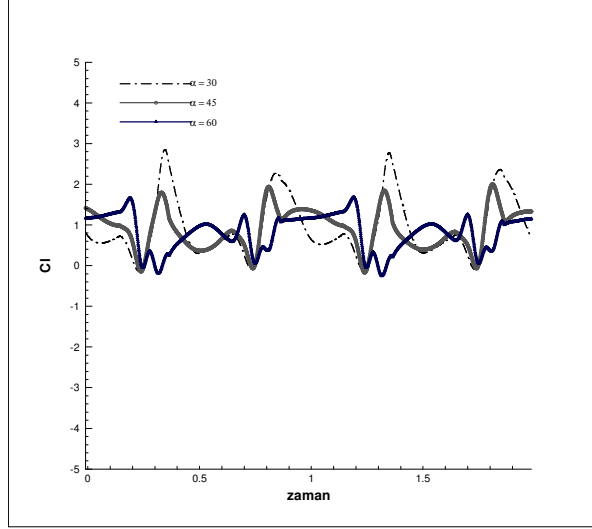


Şekil 39 NACA 6412 profili için kullanılan çözüm ağı.

NACA 6412 kanat profilinin sürüklenme kuvvet katsayısının zamana bağlı değişimleri incelendiğinde hücum açısının artmasıyla en yüksek tepe değerinin düştüğü en düşük tepe değerinin ise arttığı görülmektedir. Kaldırma kuvveti katsayısındaki tepe nokta değerleri $\alpha=30^\circ$ ve $\alpha=45^\circ$ için yaklaşık olarak aynı zamanlarda görülmektedir. Başlangıç açısı $\alpha=60^\circ$ iken tepe noktalarının oluştuğu zamanlarda diğer iki hücum açısına göre kayma görülmektedir. Başlangıç hücum açısı $\alpha=60^\circ$ olduğunda tepe noktalarının mutlak değerleri diğer iki hücum açısında elde edilen mutlak değerlerden daha düşük çıkmaktadır. Kamburlu kanat kesitinde kaldırma ve sürüklenme kuvvet katsayılarının tepe noktalarındaki mutlak değerleri ise hücum açısı arttıkça azalmaktadır.



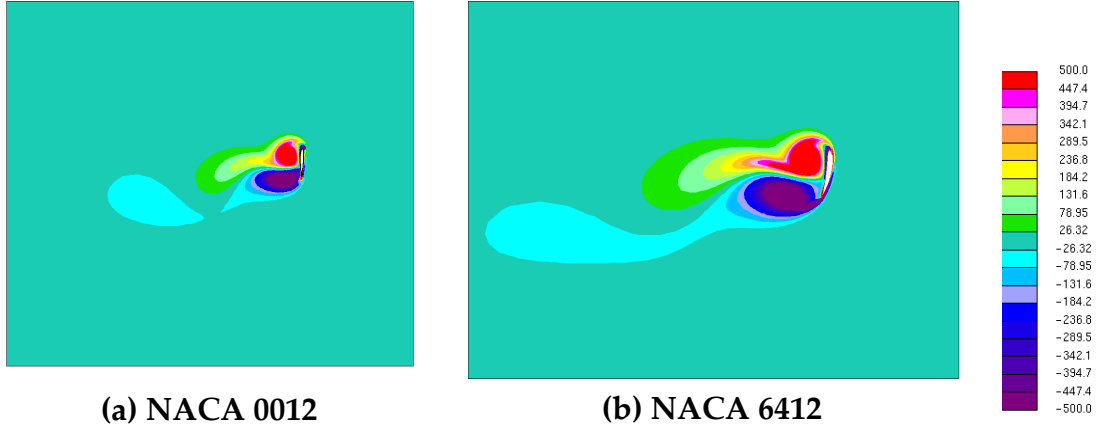
Şekil 40 Re=1000 için NACA 6412 profilinin sürüklenme kuvveti katsayılarının başlangıç hücum açısına göre değişimi.



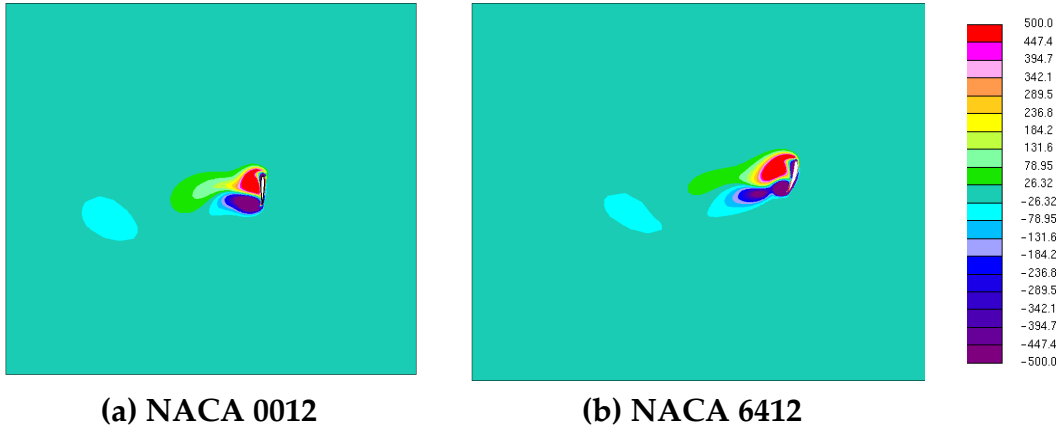
Şekil 41 Re=1000 için NACA 6412 profilinin kaldırma kuvveti katsayılarının başlangıç hücum açısına göre değişimi.

Kamburlu kanat kesitinin simetrik kanat kesitiyle karşılaştırılması üç farklı başlangıç hücum açısı için değerlendirilmiştir. Şekil 42’de başlangıç hücum açısı $\alpha=30^\circ$ iken dörtte üç periyot sonundaki girdap konturları çizdirilmiştir. Görüldüğü gibi kamburluk etkisiyle profil etrafında oluşan girdaplar kanada daha uzun süre bağlı kalmaktadır. Firar kenarındaki girdap, simetrik kanat kesitinde kopmuş iken, kamburlu kanat kesitinde henüz kopmamıştır. Aynı şekilde hücum kenarında oluşan girdap ise kamburlu kanat kesitinde simetrik kanat kesitine göre daha büyük bir bölgeye yayılmıştır.

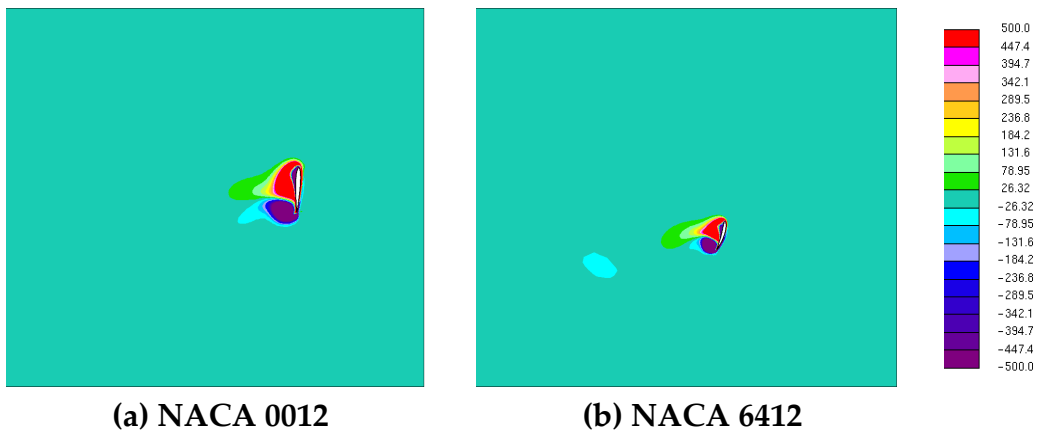
Başlangıç hücum açısının $\alpha=45^\circ$ olduğu durumda firar kenarındaki girdap her iki kanat profilinden de ayrılmıştır. Fakat kamburlu kanat profilinde firar kenarında üçüncü bir girdap oluşumu daha gözlenmektedir. Başlangıç hücum açısının $\alpha=60^\circ$ olması durumunda ise kamburlu kanat profili için firar kenarında kopmalar görülmekte ve hücum kenarında oluşan girdap ise daha büyük bir bölgeye yayılmaktadır.



Şekil 42 Dörtte üç periyot sonunda $\alpha=30^\circ$ için girdap konturları ($t=0.662891$).



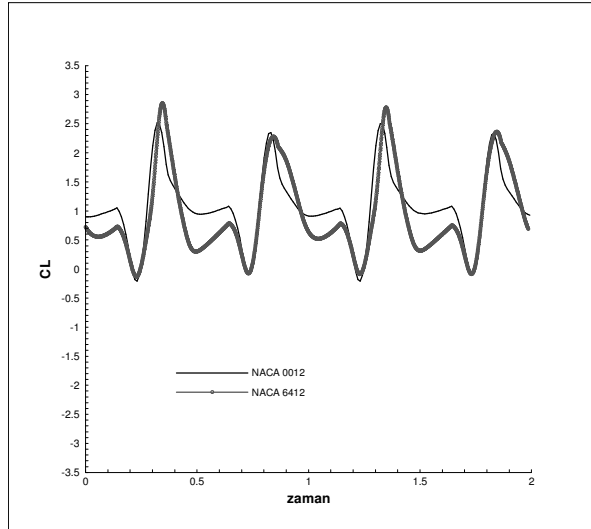
Şekil 43 Dörtte üç periyot sonunda $\alpha=45^\circ$ için girdap konturları ($t=0.662891$)



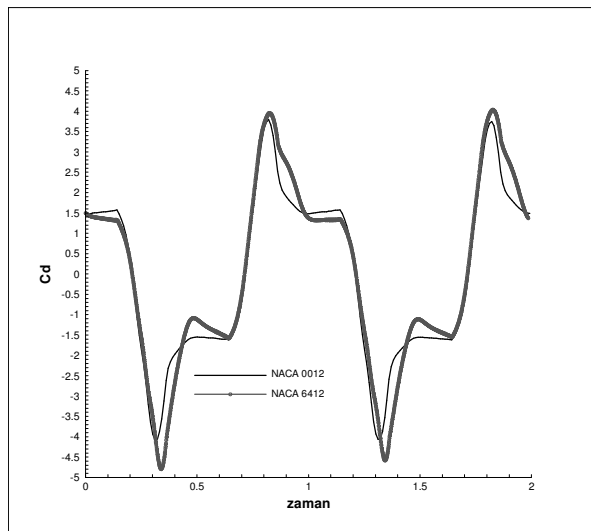
Şekil 44 Dörtte üç periyot sonunda $\alpha=60^\circ$ için girdap konturları ($t=0.662891$)

Başlangıç hücum açısı $\alpha=30^\circ$ için taşıma kuvvet katsayısının tepe noktasındaki mutlak büyüklüğünün kamburlu kanat profili için daha yüksek bir değere ulaştığı görülmektedir. Sürüklenme kuvveti katsayısının değişimleri incelendiğinde simetrik

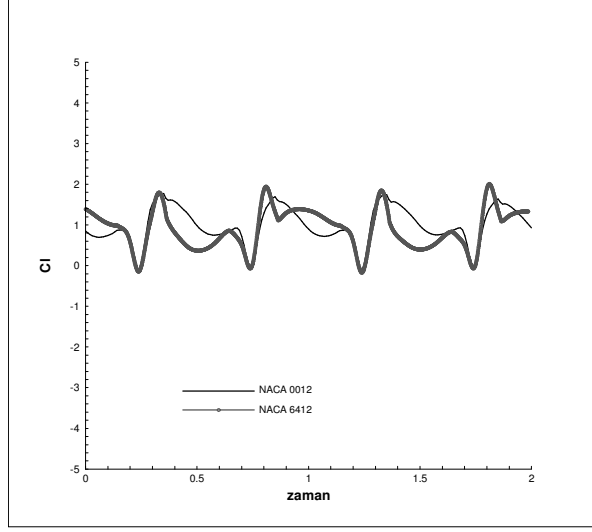
kanat profilinin daha düzgün eğriler çizdiği fakat tepe noktalarındaki mutlak değerlere bakıldığında kamburlu kanat profilinin daha yüksek değerlere ulaştığı görülmektedir. Başlangıç hücum açısının $\alpha=60^\circ$ olduğunda simetrik kanat profilinin daha iyi sonuçlar verdiği gözlenmiştir.



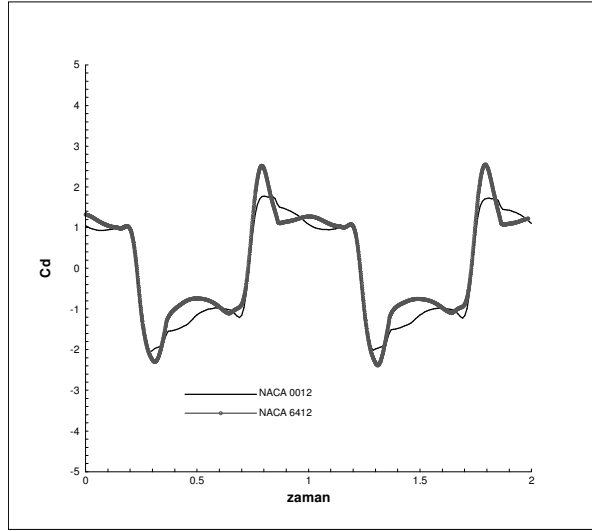
Şekil 45 $\alpha=30^\circ$, $Re= 1000$ için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



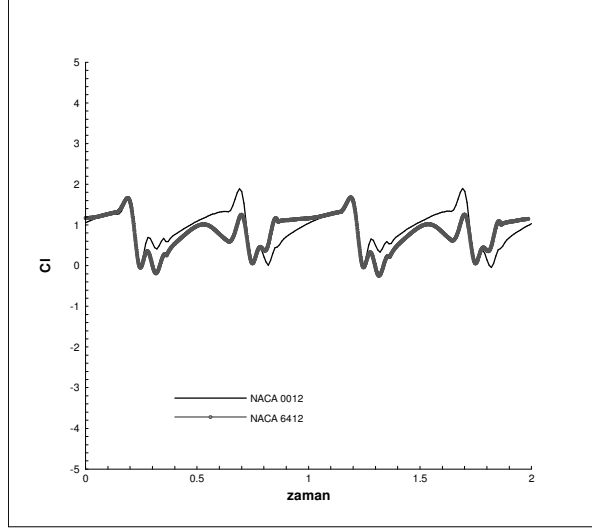
Şekil 46 $\alpha=30^\circ$, $Re= 1000$ için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



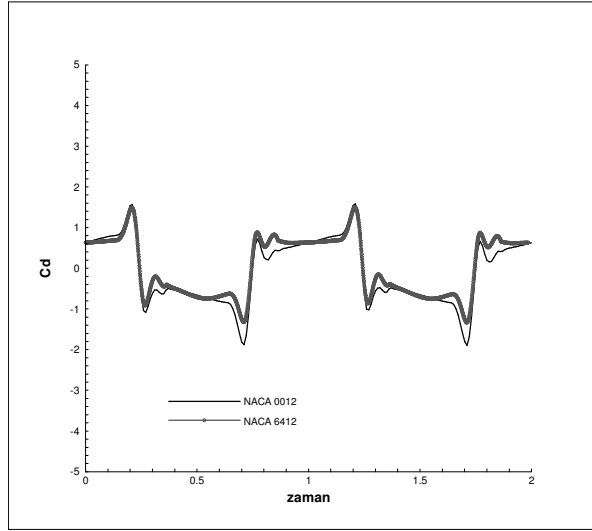
Şekil 47 $\alpha=45^\circ$, $Re= 1000$ için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



Şekil 48 $\alpha=45^\circ$, $Re= 1000$ için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



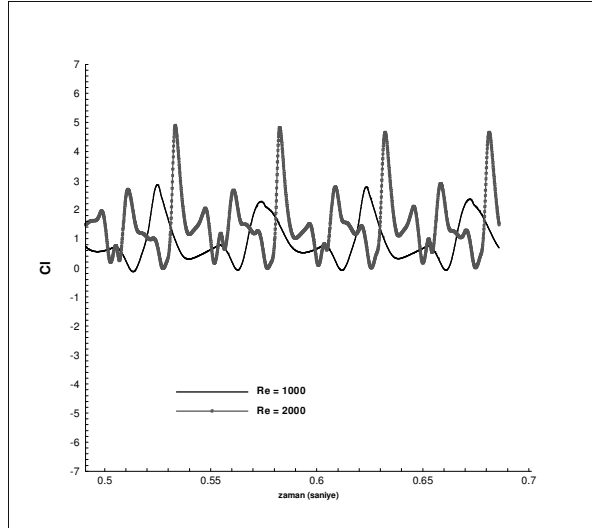
Şekil 49 $\alpha=60^\circ$, $Re= 1000$ için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.



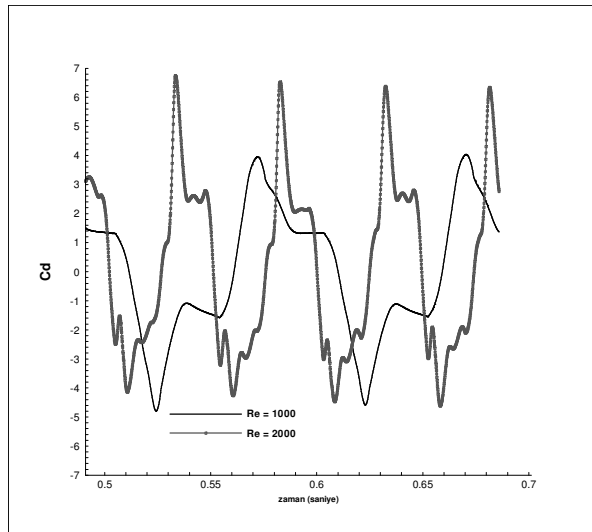
Şekil 50 $\alpha=60^\circ$, $Re= 1000$ için NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması.

Ayrıca NACA 6412 kanat kesiti için iki farklı Reynolds sayısında sayısal çözümler elde edilmiştir. Aşağıdaki şekillerde her başlangıç hücum açısında Reynolds sayısının kaldırma ve sürükleme kuvveti katsayılarına olan etkisi incelenmiştir. Bütün hücum açılarındaki en belirgin özellik tepe noktalarındaki mutlak değerlerin artması ve bir faz farkı ile kaymasıdır. Düşük hücum açısında Reynolds sayısı arttıkça kaldırma ve sürükleme kuvveti katsayılarının arttığı görülmüştür. Ancak hücum açısı $\alpha=45^\circ$ ve $\alpha=60^\circ$ olduğunda kaldırma ve sürükleme kuvveti katsayılarının değerlerinde belirgin bir artış olmadığı, fakat tepe noktalarının daha

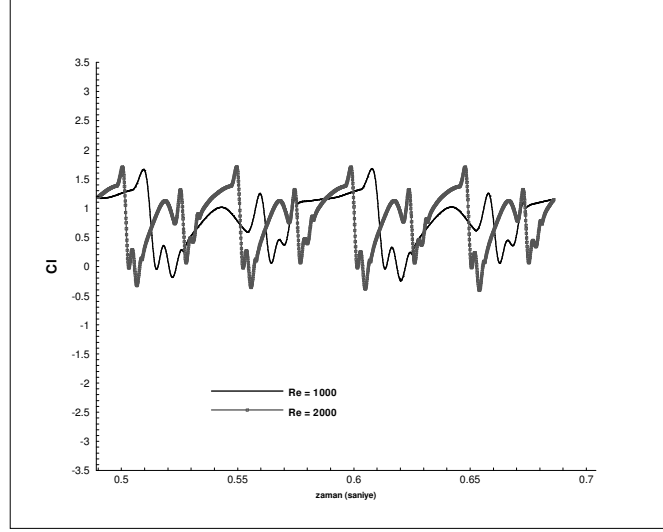
erken gözlemlendiği görülmektedir. Bu sebeple sonuçlar Power Density Spectrum (PDS) metoduyla da analiz edilmiştir.



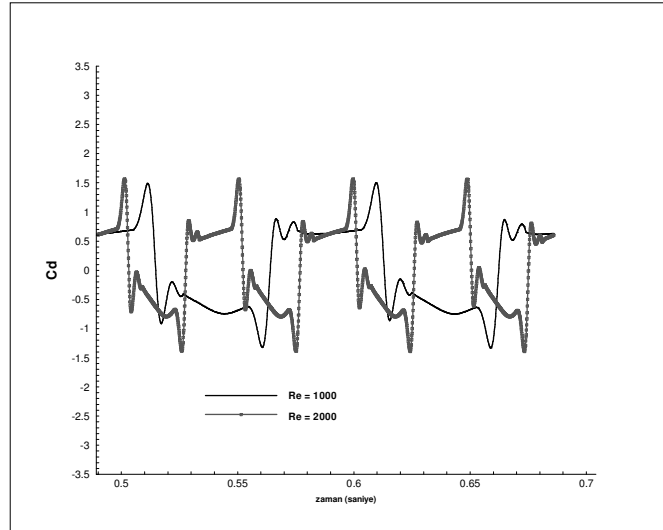
Şekil 51 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=30^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi.



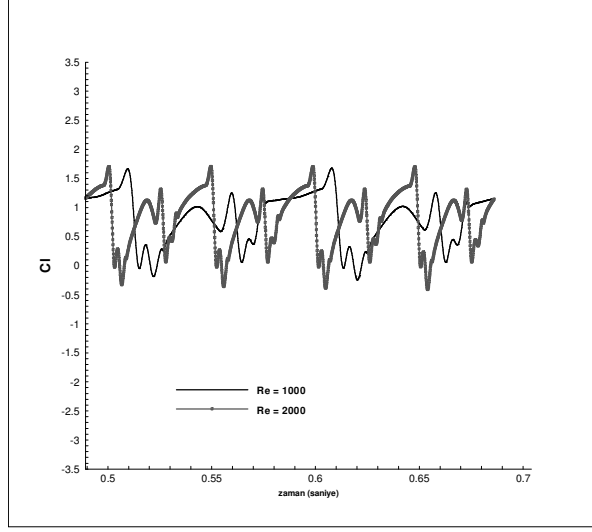
Şekil 52 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=30^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi.



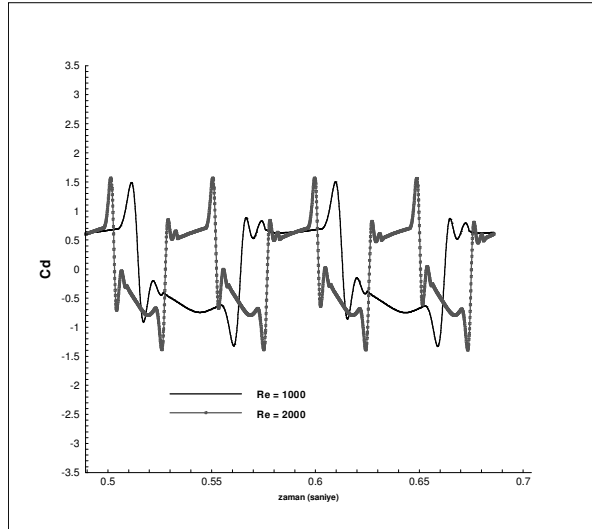
Şekil 53 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=45^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi.



Şekil 54 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=45^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi.

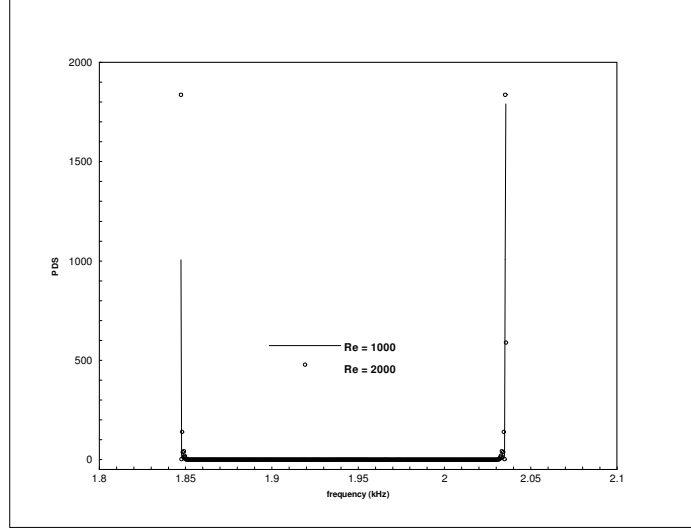


Şekil 55 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=30^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi.

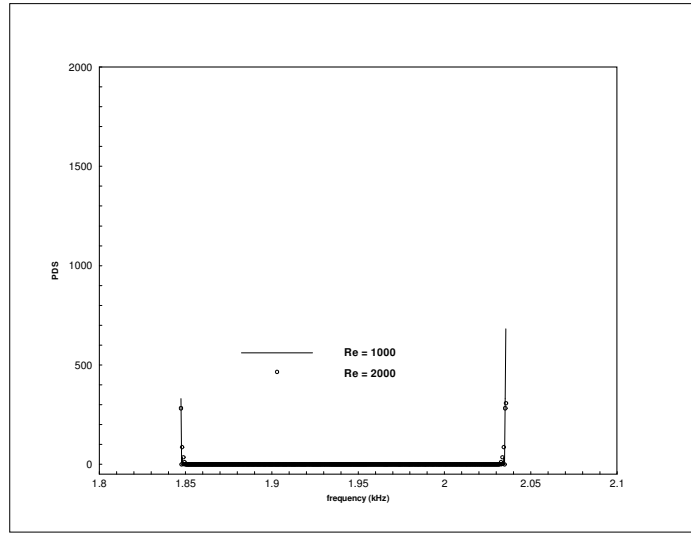


Şekil 56 NACA 6412 kanat profilinin $\alpha=60^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayısının Reynolds sayısına göre değişimi.

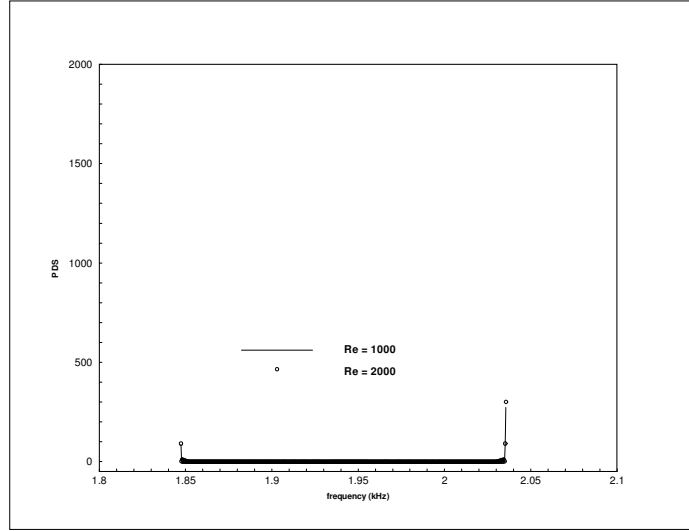
Reynolds sayısı arttıkça PDS değerlerinde de artış gözlenmektedir. Bu artış bütün hücum açıları için geçerlidir. Fakat hücum açısı arttıkça PDS değerlerinde de düşüş gözlenmiştir (Şekil 57- 59). Her Reynolds sayısında hücum açısına bağlı olarak bu grafikler çizdirildiğinde açı artışına ters orantılı olarak PDS değerlerinde düşme görülmektedir (Şekil 60ve Şekil 61).



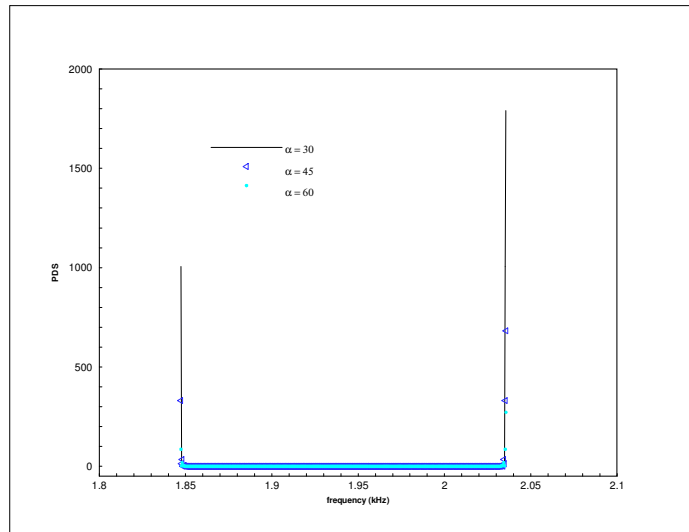
Şekil 57 $\alpha=30^\circ$ için Reynolds sayısına göre PDS analizi.



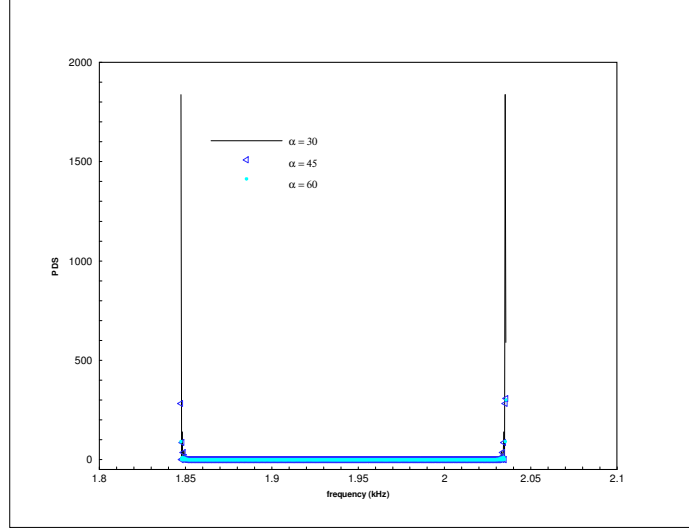
Şekil 58 $\alpha=45^\circ$ için Reynolds sayısına göre PDS analizi.



Şekil 59 $\alpha=60^\circ$ için Reynolds sayısına göre PDS analizi.



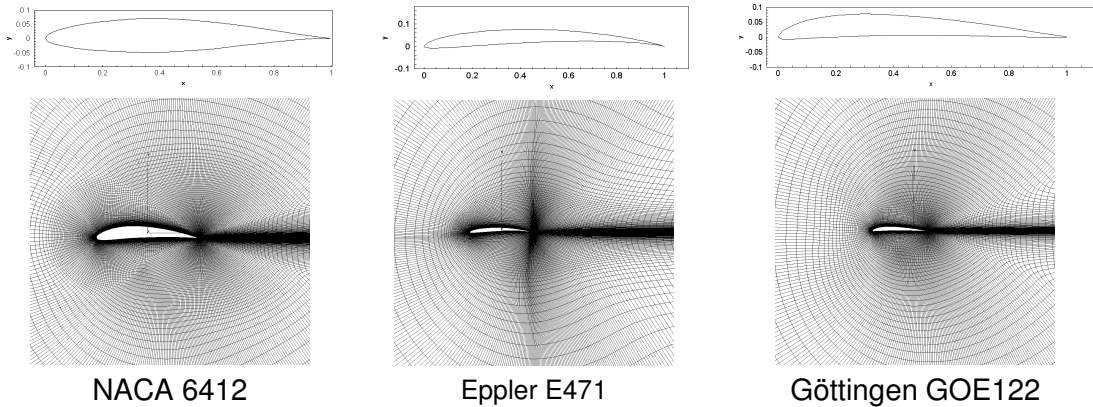
Şekil 60 $Re = 1000$ için PDS analizi.



Şekil 61 Re = 2000 için PDS analizi.

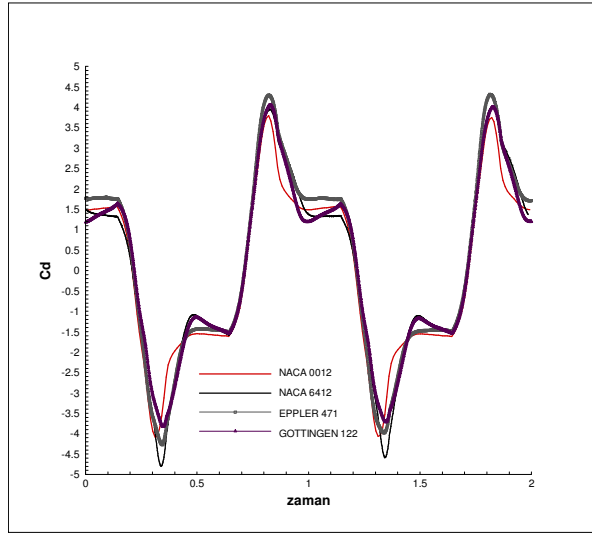
Kanat kamburluğunun etkilerini daha detaylı olarak analiz etmek için farklı kanat profillerinin incelenmesi çırpan kanat hareketinin oluşum mekanizmasının yorumlanmasına yardımcı olacağı düşünülmektedir. Daha önce belirtildiği gibi daha ince ve daha kamburlu olan Eppler E471 ve Göttingen GOE-122 kanat profilleri de incelemeye dahil edilmiştir (Sarıgöl et al., 2007).

Kamburluk parametresinin çırpan kanat hareketine olan etkisinin incelemesinde C-tipi ve yaklaşık olarak aynı eleman sayısına sahip çözüm ağları üretilmiş ve sonuçlar karşılaştırılmıştır.

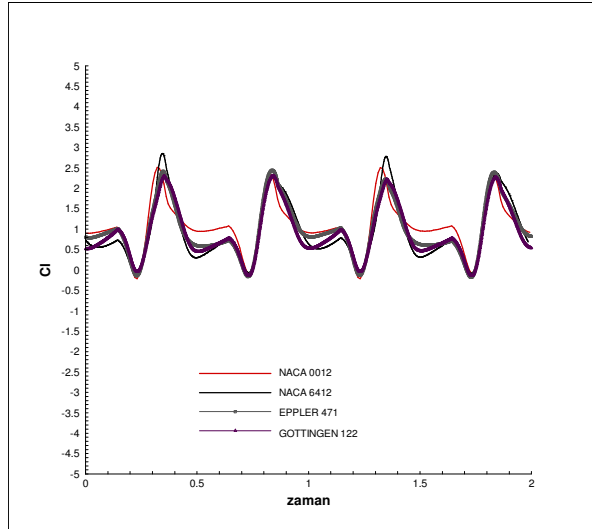


Şekil 62 Kamburluk etkisinin incelenmesi için seçilen profiller ve üretilen çözüm ağları

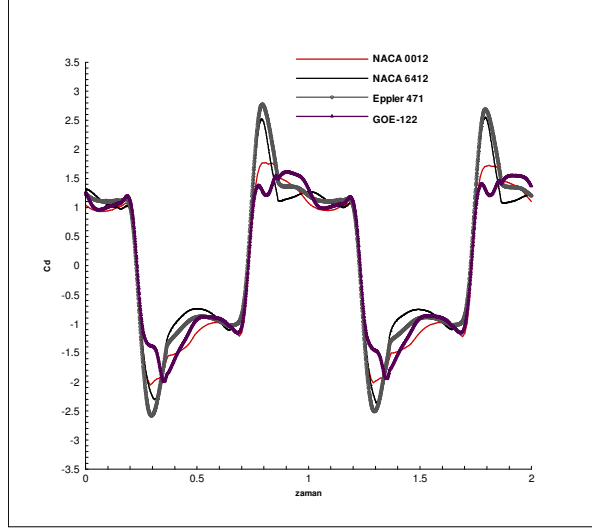
Kamburluk etkisinin incelenmesi için dahil edilen Eppler E471 ve Göttingen GOE-122 kanat profillerinin NACA 6412 ve NACA 0012 ile karşılaştırılmasından elde edilen sonuçlar aşağıda sunulmuştur. $\alpha=45^\circ$ için en kamburlu profil olan Eppler en yüksek tepe değerlerine sahiptir. Gottingen kanat profili ise simetrik kanat kesatine yakın performans sergilemiştir.



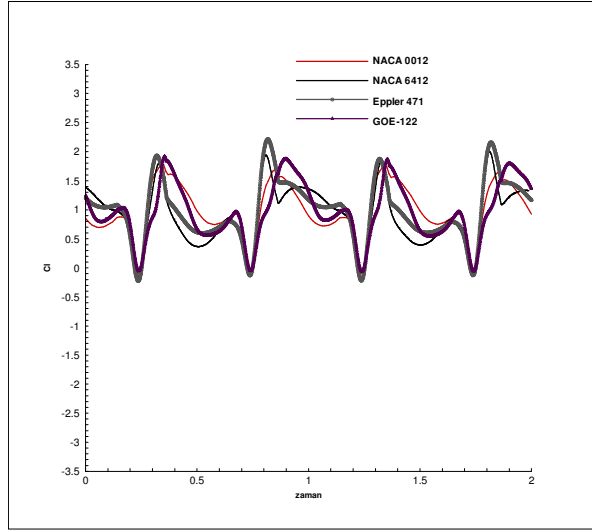
Şekil 63 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=30^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması



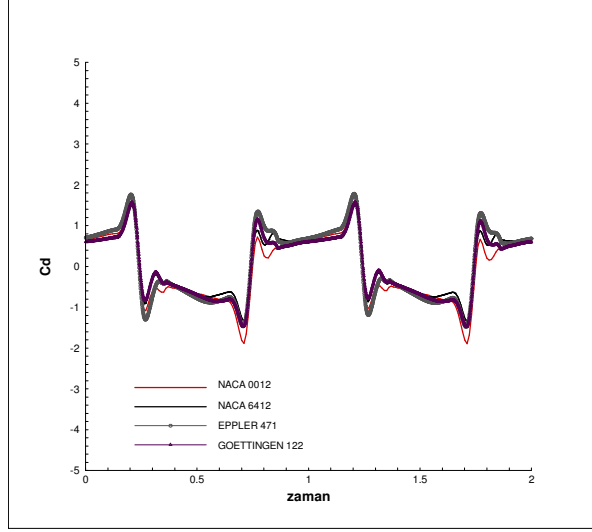
Şekil 64 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=30^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması



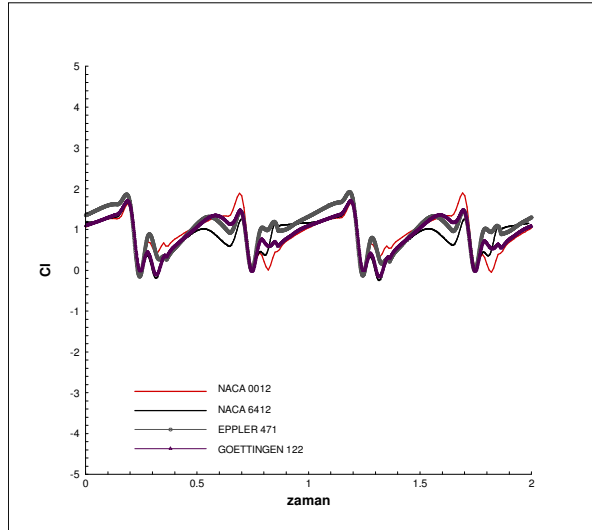
Şekil 65 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=45^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması



Şekil 66 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=45^\circ$ için kaldırma kuvveti katsayılarının karşılaştırılması



Şekil 67 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=60^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması



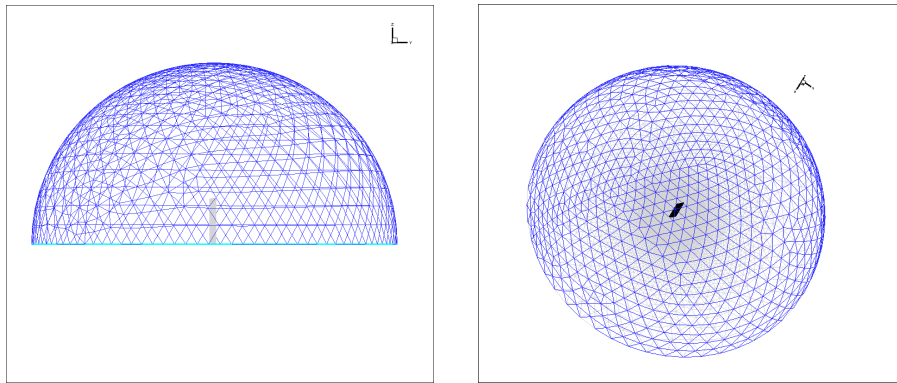
Şekil 68 NACA 0012, NACA 6412, Eppler 471 ve GOE122 kanat profillerinin $\alpha=60^\circ$ için sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması

3.1.2. Üç Boyutlu Sayısal Çalışmalar

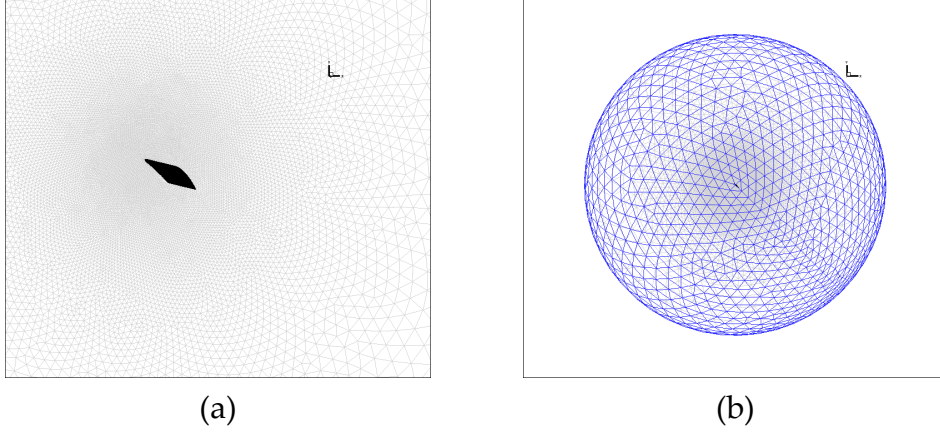
Üç boyutlu çırpan kanat hareketinin incelenmesinde kullanılan kinematik parametreler iki boyutlu incelemelerde kullanılanlarla aynıdır. Sonlu kanat etkisinin girdap oluşumu üzerindeki etkileri incelenmiştir. Üç boyutlu sayısal analizler NACA

6412 kamburlu kanat profili üzerinde yapılmıştır. Kanat veter uzunluğu 1 cm, kanat boyu ise 5 cm olarak alınmıştır, bu da kanat açıklık oranı (Aspect Ratio) 5 'e tekabül etmektedir. Havada asılı kalma kabiliyetine sahip olan böcekler ve küçük kuşların kanatları incelendiğinde kanat açıklık oranlarının 3 ila 11 arasında değiştiği görülmüştür. Yusufçuk böceğinin kanat açıklık oranı 11 olup, yarım kanat için bu sayı yaklaşık olarak 5'tir. Robotik hava araçlarının benzer değerlere sahip olduğu yapılan araştırmalarda ortaya konmuştur. Ayrıca, Dickinson ve arkadaşları (Dickinson et al., 1993) ile Usherwood ve arkadaşları (Usherwood ve Ellington, 2002) tarafından yapılan çalışmalar kanat açıklık oranının 50° nin altındaki hücum açıları için kayda değer bir etkisi olmadığını ortaya koymuşlardır.

Üç boyutlu sayısal analizlerde ticari bir akış çözücüsü olan FLUENT yazılım paketi kullanılmıştır. Paralel olarak çözülen problemin çözüm ağı yaklaşık olarak 1.6 milyon hücre elemanından oluşmaktadır. Çözüm ağı FLUENT'in çözüm ağı yaratıcıları GAMBIT ve TGRID kullanılarak oluşturulmuştur. Yapısal olmayan bir çözüm ağı kullanılan çalışmalarda sınır tabakası 12 katmandan oluşan sınır tabakası prizmaları kullanılarak modellenmiş olup y^+ değeri 1 olarak alınmıştır. Kanat üzerinde kaymayan duvar sınır şartı kullanıcı tarafından yazılan programlarla uygulanmıştır. Kanat ucu ortalama kambur çizgisi baz alınarak yaratılmıştır. Yaklaşık olarak 16 veter çapındaki yarım küre içerisine yerleştirilen kesit alanı NACA6412 olan sonlu kanadın veter boy oranı ise 5 olarak alınmıştır. Yarım kürenin dış yüzeyi basınç sınır şartı olarak verilmiştir (Sarigöl ve Alemdaroğlu, 2007). Analizlerde kullanılan çözüm ağı ve sınır şartları Şekil 69 ve Şekil 70'de gösterilmektedir.

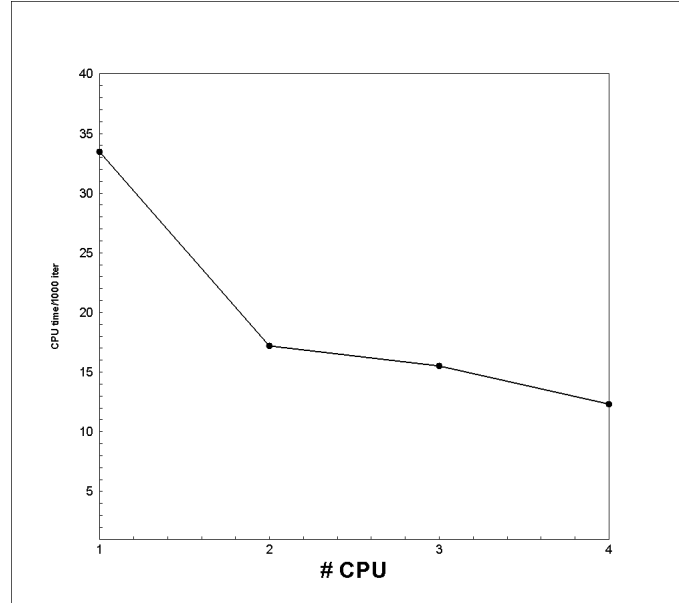


Şekil 69 NACA 6412 profili için kullanılan üç boyutlu çözüm ağı

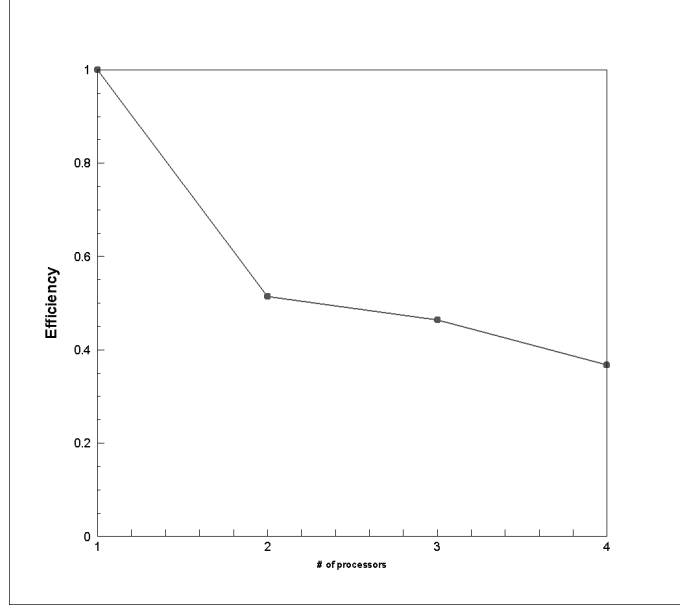


Şekil 70 Üç boyutlu sayısal çalışmalarda kullanılan sınır şartları: (a) simetri düzlemi ve kanat, (b) kanattan uzakta uygulanan basınç sınır şartı.

Çözüm ağı büyüklüğü ve eleman fazlalığı göz önüne alındığında FLUENT çözümü paralel koşturularak çözümler elde edilmiştir. Bir periyot için paralel hızlanma ve verimlilik oranları Şekil 71 ve Şekil 72’de verilmektedir.

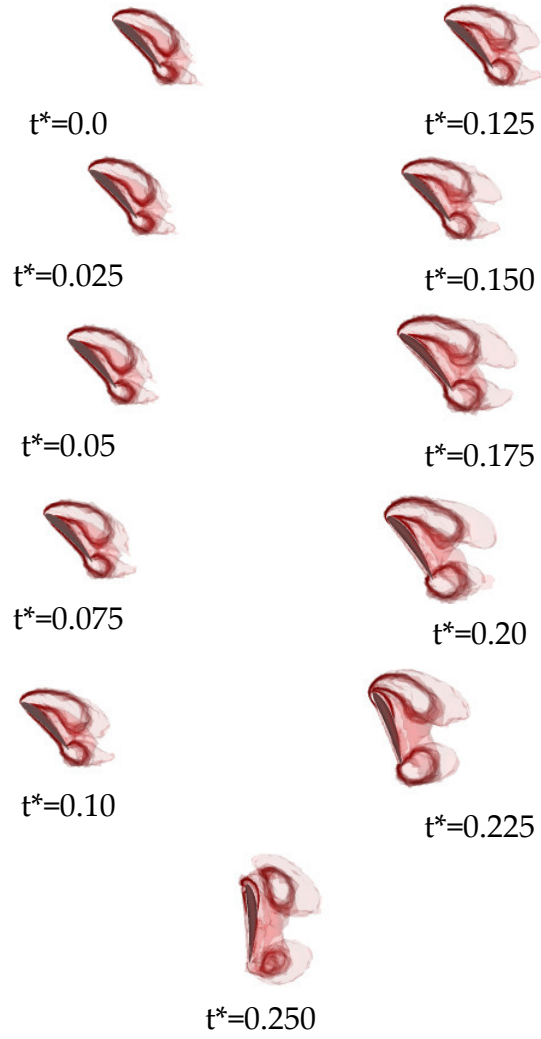


Şekil 71 Üç boyutlu sayısal çalışmalar için CPU zamanlarının karşılaştırılması.

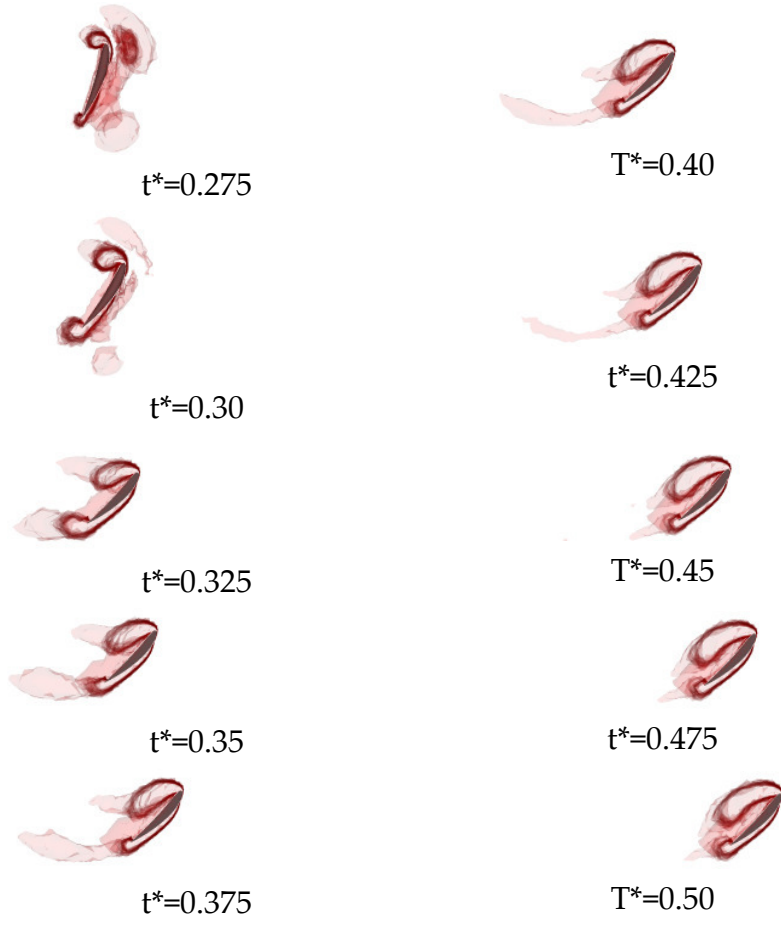


Şekil 72 Üç boyutlu sayısal çalışmalar için verimlilik oranlarının karşılaştırılması.

Üç boyutlu analizlerde girdap bölgelerinin belirlenmesi için skalar yöntemlerin kullanılmasının güvenilir bir yöntem olmadığı literatürde belirtilmektedir. Dolayısıyla sonuçlar Q eşdeğer çizgileriyle değerlendirilecektir. Daha önce belirtildiği gibi pozitif Q değerinin girdap bölgelerini göstermektedir. Bu yöntemle elde edilen sonuçlar $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için Şekil 74'te sunulmuştur. Zamana bağlı olarak sunulan sonuçlar kanat eksenini boyunca alınan resimlerle sunulmaktadır. Bu sonuçlar kanat üzerinde alınan tek bir düzlem için olmayıp bütün kanat için elde edilmiştir (Sarigöl, 2007).



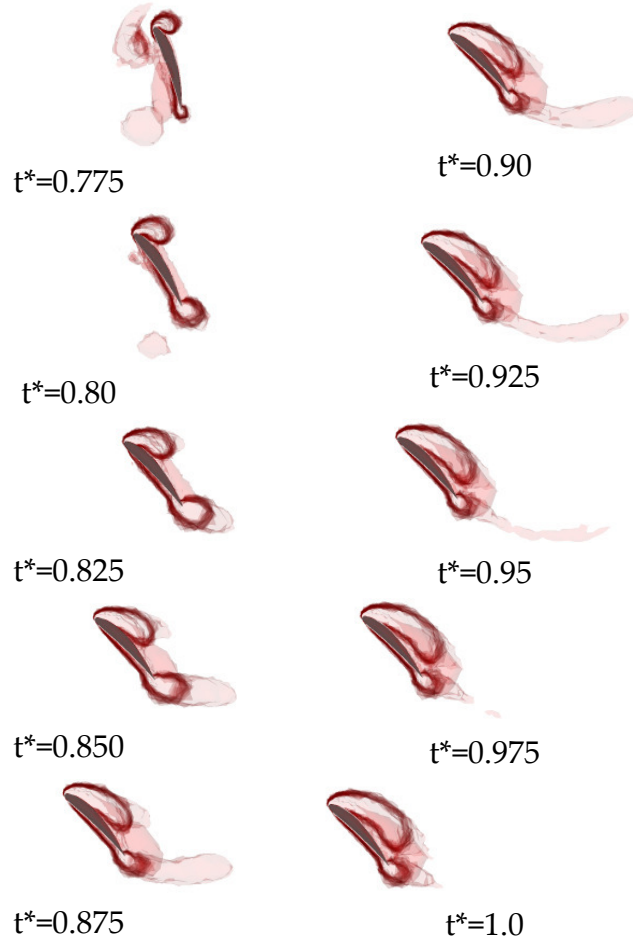
Şekil 73 Üç boyutlu sayısal çalışmalar için aşağı doğru çarpma hareketinin ilk çeyrek periyotunda $\alpha=45^\circ$, $Re =1000$ için $Q=8$ eş değer çizgilerinin karşılaştırılması.



Şekil 73 (Devam) Üç boyutlu sayısal çalışmalar için aşağı doğru çırpma hareketinin ikinci çeyrek periyodunda $\alpha=45^\circ$, $Re =1000$ için $Q=8$ eş değer çizgilerinin karşılaştırılması.

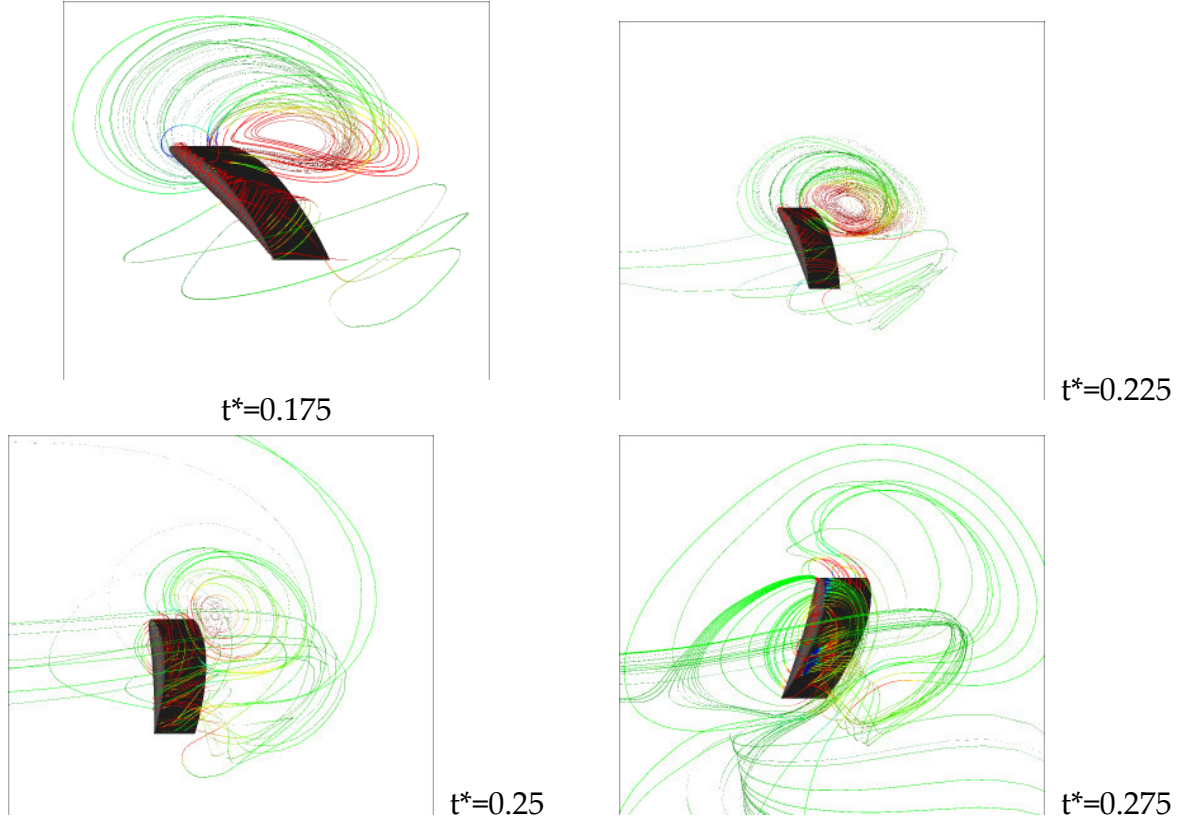


Şekil 73 (Devam) Üç boyutlu sayısal çalışmalar için aşağı doğru çırpma hareketinin üçüncü çeyrek periyodunda $\alpha=45^\circ$, $Re =1000$ için $Q=8$ eş değer çizgilerinin karşılaştırılması.

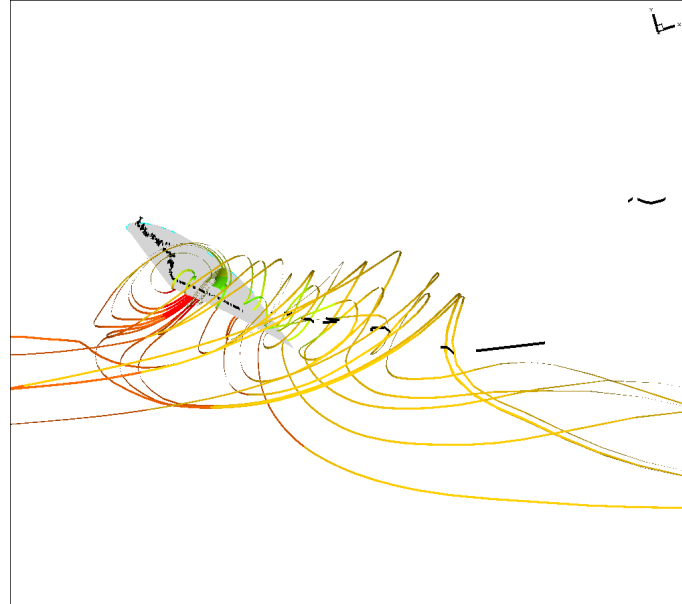


Şekil 73 (Devam) Üç boyutlu sayısal çalışmalar için aşağı doğru çırpma hareketinin dördüncü çeyrek periyodunda $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için $Q=8$ eş değer çizgilerinin karşılaştırılması.

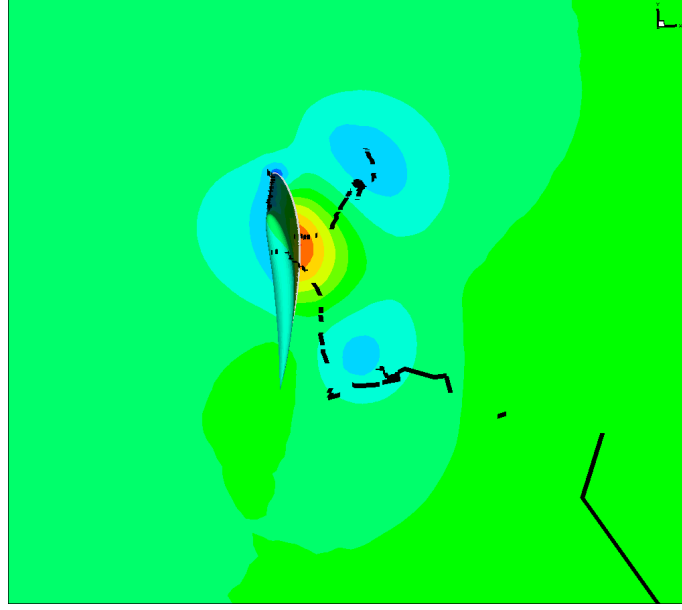
Sonlu kanat üzerinde hücum kenarında oluşan girdap da üç boyutludur ve girdap merkezini belirten çizgiler hemen hemen kanada paraleldir. Herhangi bir anda alınan girdap merkezi çizgileri kanat boyunca kanat ucuna kadar değişmemektedir. Oldukça yüksek bir hücum açısına sahip olmasına rağmen kanat stall'a girmemektedir. Kanat boyunca kararlı ve kaldırma kuvvetini artırmaya yönelik bir hücum kenarı girdabı olduğu gözlenmiştir. Knowles ve arkadaşları üç boyutlu kanadın süzülmesinin konik şeklinde hücum kenarı girdabının oluşumuna neden olduğunu, bunun da kanat boyunca hücum kenarındaki merkezden girdabı emdiğini ve hücum kenarındaki girdabın kararlılığını artırdığını belirtmişlerdir (Knowles et al., 2007). Üç boyutlu hücum kenarı girdabı kararlı olup Kelvin-Helmholtz kararsızlığına rağmen kaldırma kuvvetini artırmaya yöneliktir. Girdap merkezinden geçen çizgilerin çizdirildiğinde bu çizginin kanat boyunca uzanan koordinat ekseninde uzandığı görülmüştür. Akış çizgileri ise Q kriterine göre renklendirilerek çizdirilmiştir. Kanat ucunda akış kanattan burgusal bir şekilde ayrılır.



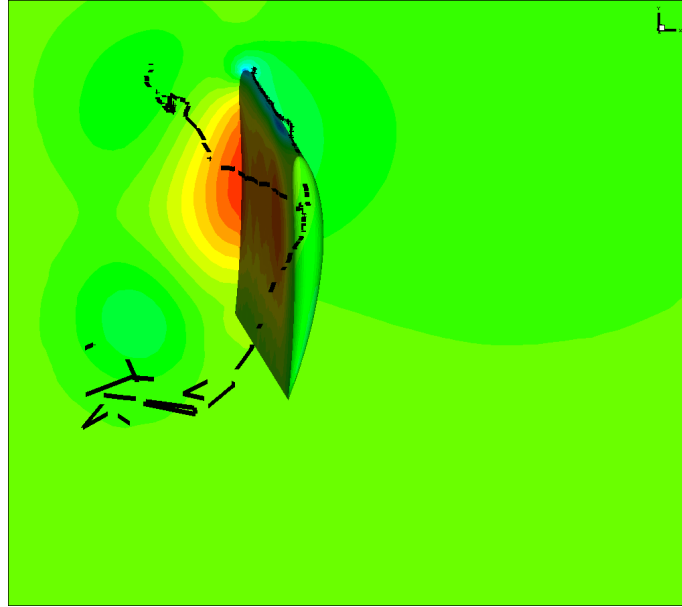
Şekil 74 İlk çeyrek periyotta $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için çizdirilen akış çizgileri.



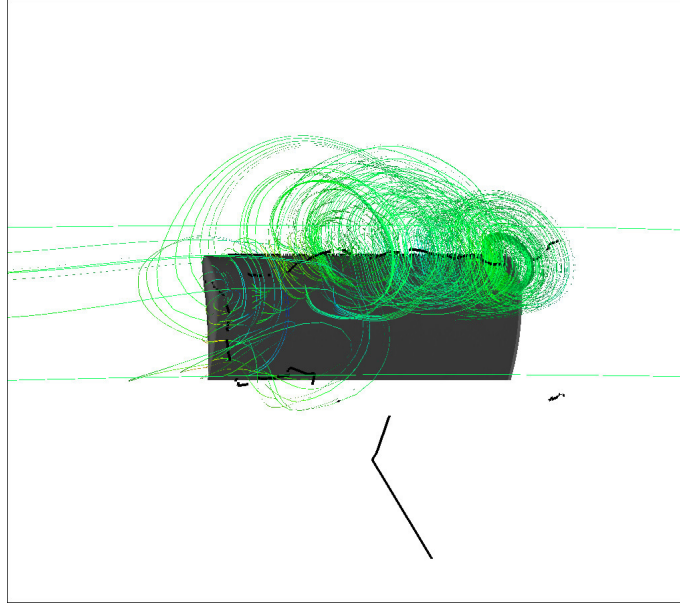
Şekil 75 $t^*=0.1$ (ilk aşağı vuruş fazı) anında at $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için elde edilen kanat ucundaki akış çizgileri



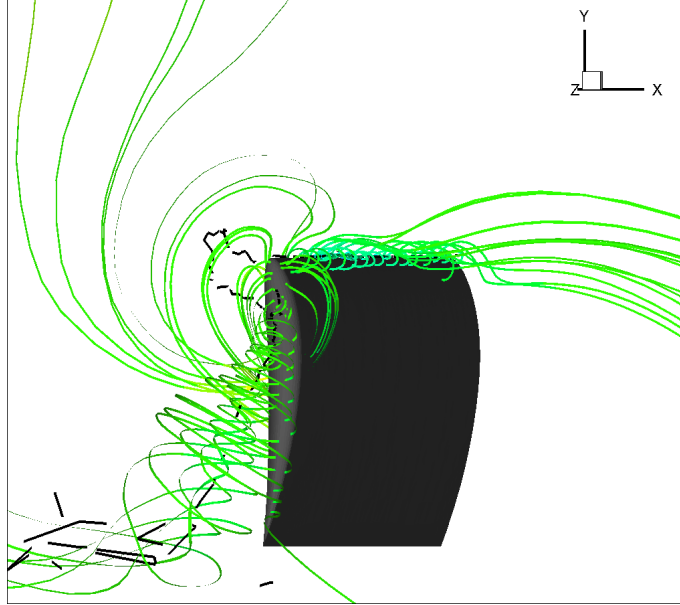
Şekil 76 İlk çeyrek periyod sonunda ($t^*=0.25$) basınç eşdeğer konturları ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler.



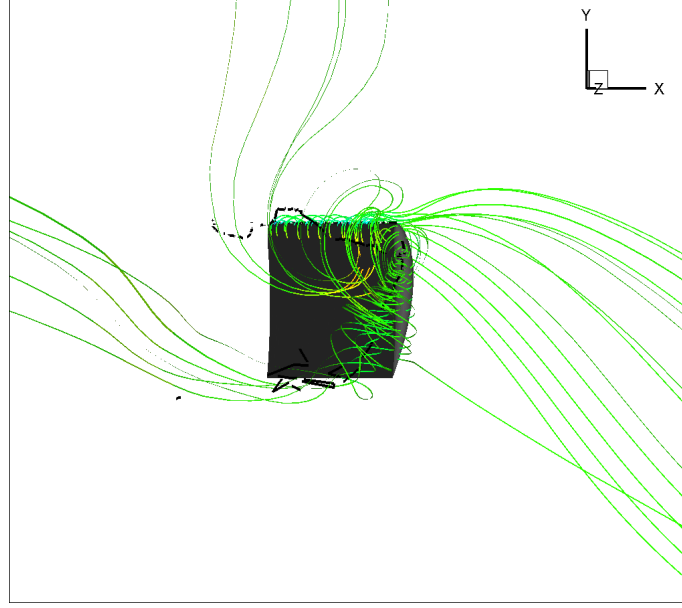
Şekil 77 Üçüncü çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.75$) basınç eşdeğer konturları ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler.



Şekil 78 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.25$) akış çizgileri ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler.



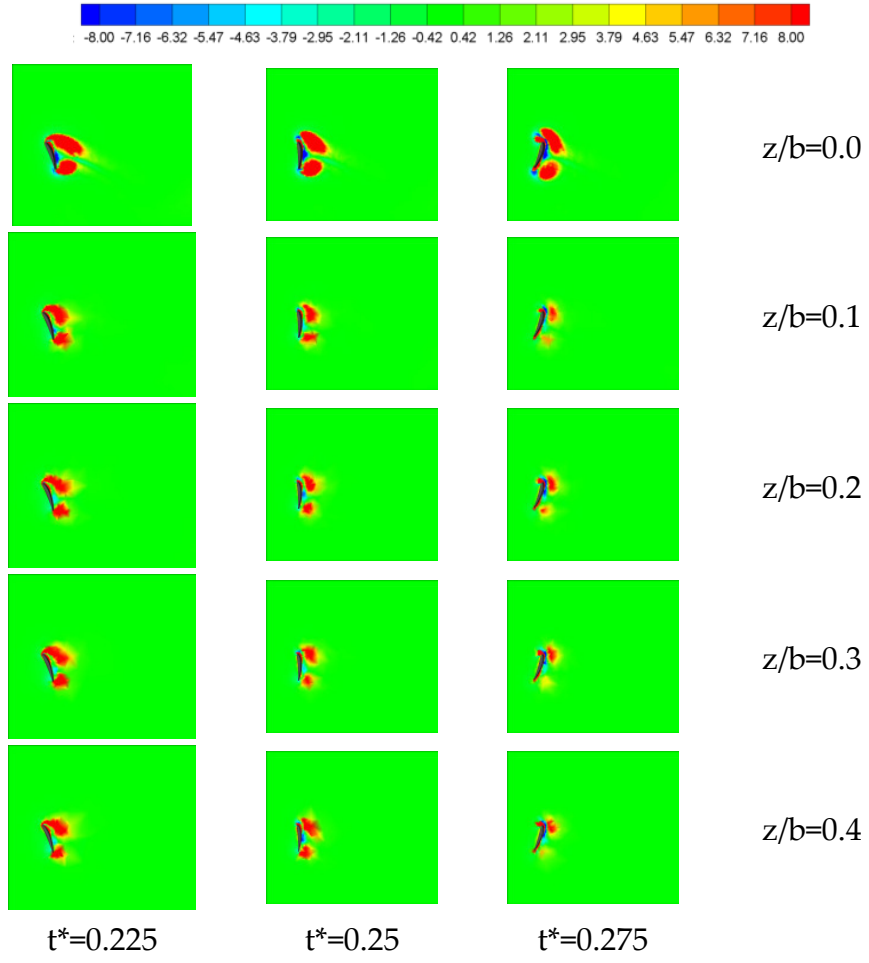
Şekil 79 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.75$) akış çizgileri ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler (soldan görünüş).



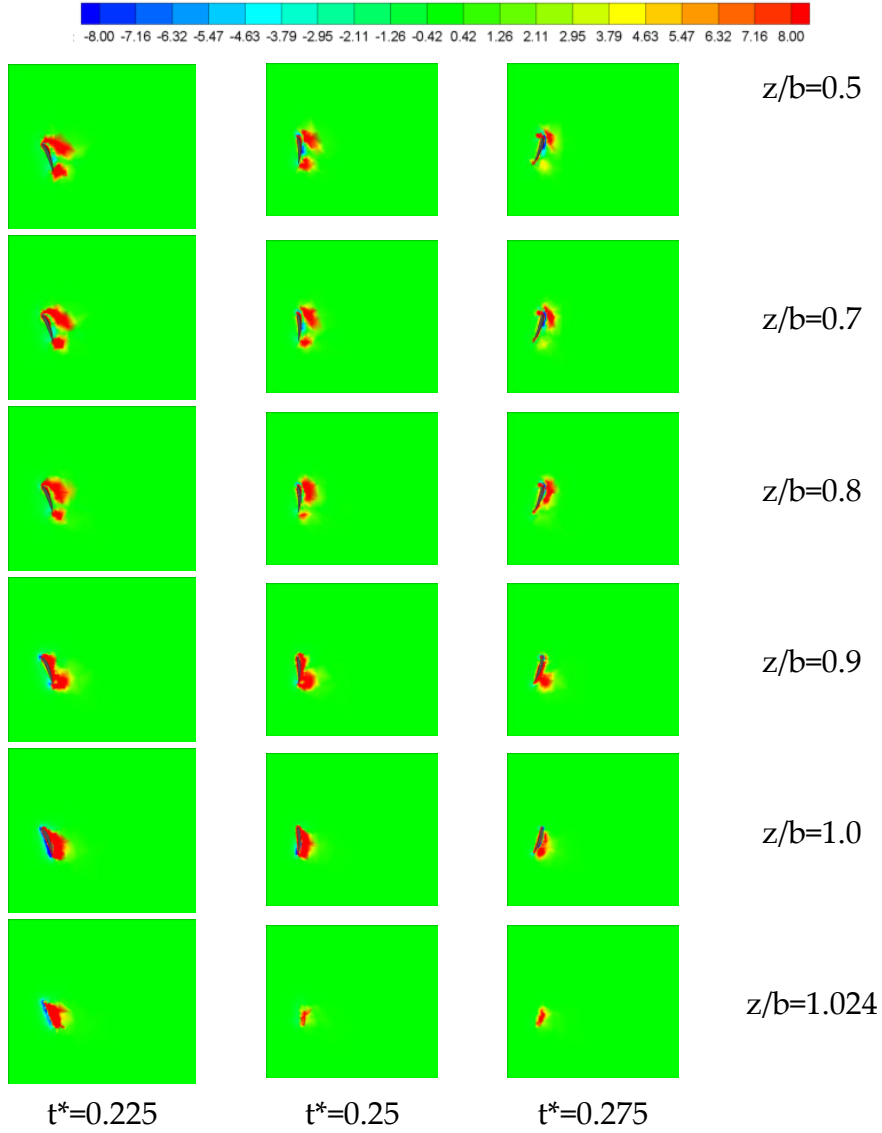
Şekil 80 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk çeyrek periyot sonunda ($t^*=0.75$) akış çizgileri ve girdap merkezlerini gösteren çizgiler (sağdan görünüş).

Akış çizgileri incelendiğinde kanat boyunca akışın hücum kenarında oluşan yapılar için kararlılığı artırıcı etkisinin olduğu görülmeye rağmen iki boyutlu incelemelerde hücum kenarında oluşan girdabın hemen kanattan ayrıldığı gözlemlenmiştir. Akışın kanat ucundan ayrılması sırasındaki görüntüleri Şekil 78-80’de verilmiştir. Van Den Berg ve Ellington hücum kenarı girdap hızının kanat boyunca bileşkesinin büyük olduğunu ve bu bileşkenin girdabının kararlılığını sağladığını ve girdabın çapını küçülttüğünü söylemişlerdir (Van Den Berg ve Ellington, 1997). Birch ve Dickinson böcek kanat performansının büyük ölçüde hücum kenarında akış yapılarına dayandığını belirtmişlerdir (Birch ve Dickinson, 2001).

Üç boyutlu akışlarda, girdap büyüklüğü konturlarının kullanılması güvenilir olmamaktadır. Bunun yerine Q kriteri kullanılmıştır. Şekil 81’de belirlenen boyutsuz zaman aralıklarında Q kriterine göre girdap bölgeleri sonlu kanat etrafında verilmiştir. Kanat kökünde daha büyük bir alan kaplayan girdap bölgesi kanat boyunca ilerlediğinde kök kısmına göre alanı küçülmekte ve kanat ucuna kadar neredeyse sabit bir alanı kaplamaktadır. Hücum ve firar kenarında oluşan girdaplar açıkça görülebilmektedir. Kanat ucunda hücum ve firar kenarı girdapları birleşerek kanat ucundan itibaren kanattan ayrılmaktadırlar. Akış çizgileri buradaki akışın ne kadar karmaşık olduğunu da göstermektedir.



Şekil 81 $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk döngüsel fazdaki kanat boyunca girdap oluşumu.

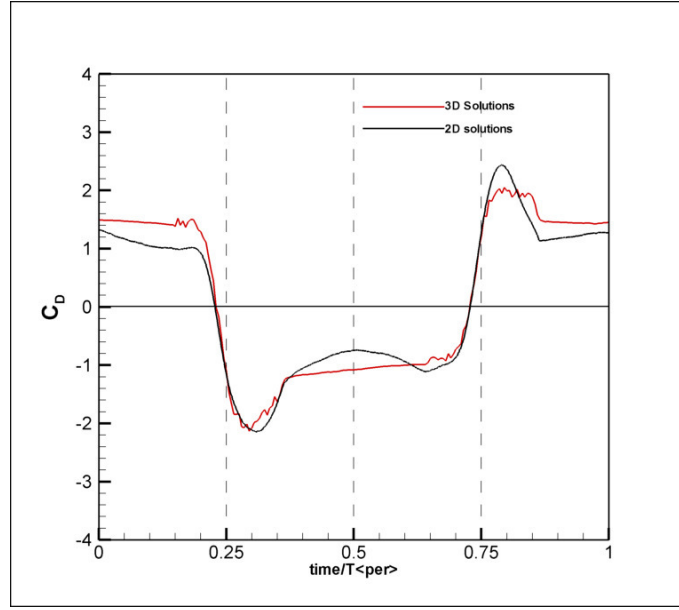


Şekil 81 (devam) $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için ilk dögüsel fazdaki kanat boyunca girdap oluşumu.

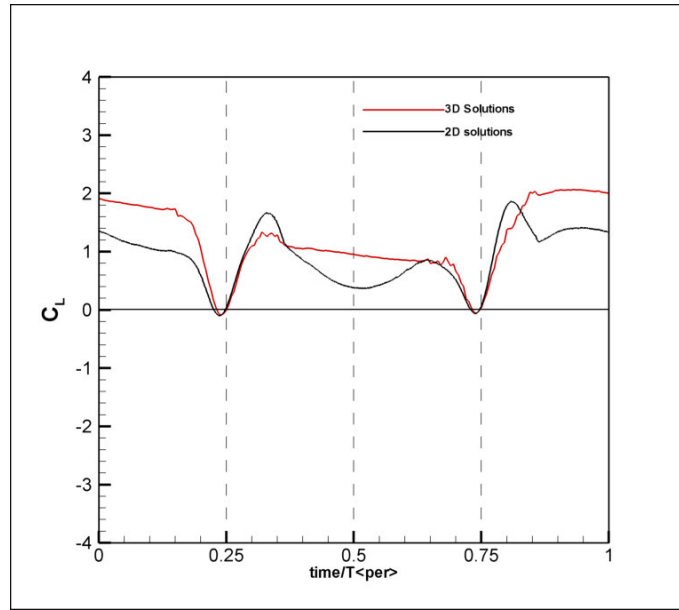
3.1.2.1. İki Boyutlu ve Üç Boyutlu Sayısal Sonuçların Karşılaştırılması

İki ve üç boyutlu sayısal çözümler aerodinamik kuvvet katsayıları ve girdap bölgelerinin Q kriterine göre belirlenmesine göre birbiriyle karşılaştırılmıştır. İzleyen şekillerden de görülebileceği gibi üç boyutluluk etkisi kendini göstermektedir. Üç boyutlu sayısal çözümlerden elde edilen aerodinamik kuvvet katsayılarının bir periyot boyunca zamana bağlı değişimine bakıldığında tepe değerlerinin iki boyutlu çözümlerdeki tepe değerlerinden daha küçük olduğu görülmektedir. Üç boyutlu

kuvvet katsayılarının zaman göre değişimlerine bakıldığında doğrusal hareket süresince (sabit hız ve sabit hücum açısıyla kanat hareket ederken) görülen osilasyonların çözüm ağı kalitesine bağlı olduğu düşünölmektedir. Literatürde daha önce yapılmış olan çalışmaların da belirttiği gibi iki boyutlu çalışmalar üç boyutlu değerleri daha yüksek tahmin etmektedir.

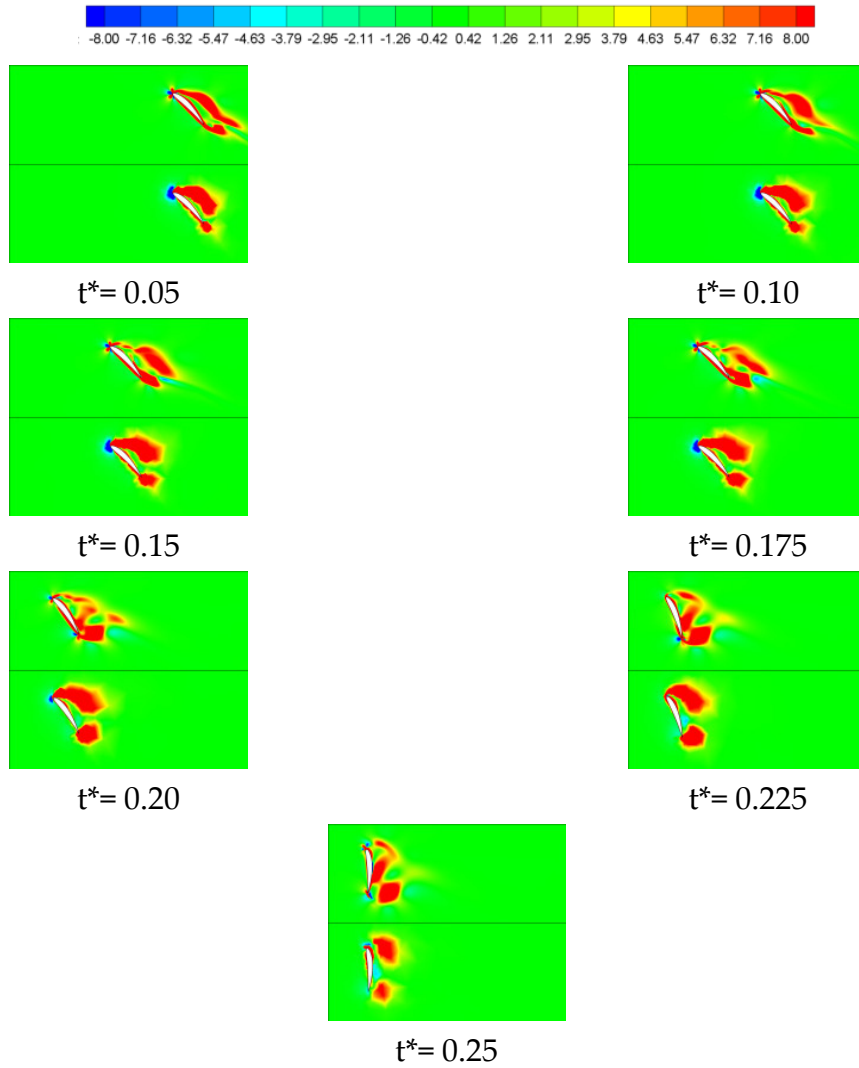


Şekil 82 Sürtünme kuvveti katsayılarının iki ve üç boyutlu sayısal analizler için karşılaştırılması.

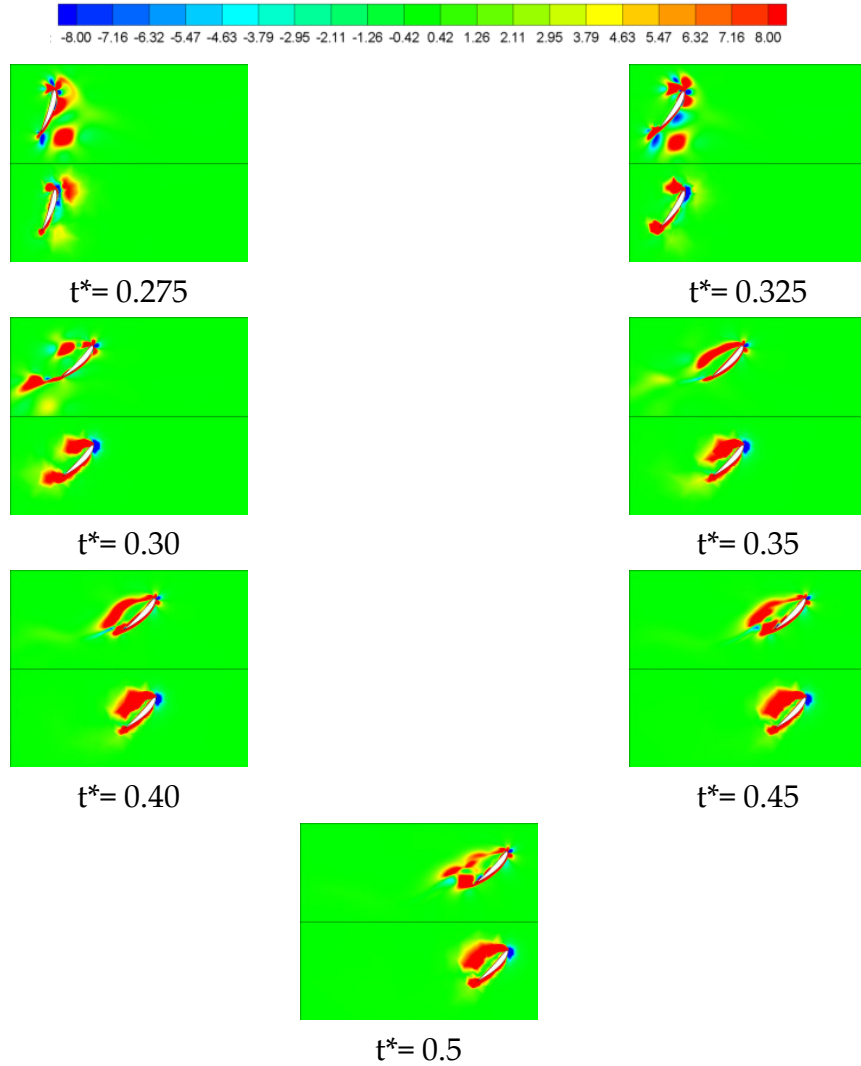


Şekil 83 Sürtünme kuvveti katsayılarının iki ve üç boyutlu sayısal analizler için karşılaştırılması.

Üç boyutlu kanat için elde edilen detaylı akış alanı çözümleri orta noktasında alınan kesit boyunca iki boyutlu çözümlerle karşılaştırılmıştır. Şekil 84'te ilk yarım periyot boyunca bir dizi akış alanı görülmektedir. Üç boyutlu çözümlerde Q konturları ile belirlenen hücum kenarı ve firar kenarı girdap bölgeleri iki boyutlu çözümlerde görülen girdap bölgelerine nazaran birbirlerinden daha ayrı durmaktadırlar. İki boyutlu çözümlerde ise bu girdap bölgeleri birbirlerine daha yakın ve bitişik durumdadırlar.



Şekil 84 İlk çeyrek periyot boyunca $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ 'da iki (üstteki resim)ve üç (alttaki resim) boyutlu sayısal çalışmaların kanat ortasında boyutsuz Q eşdeğer konturları kullanılarak karşılaştırılması.



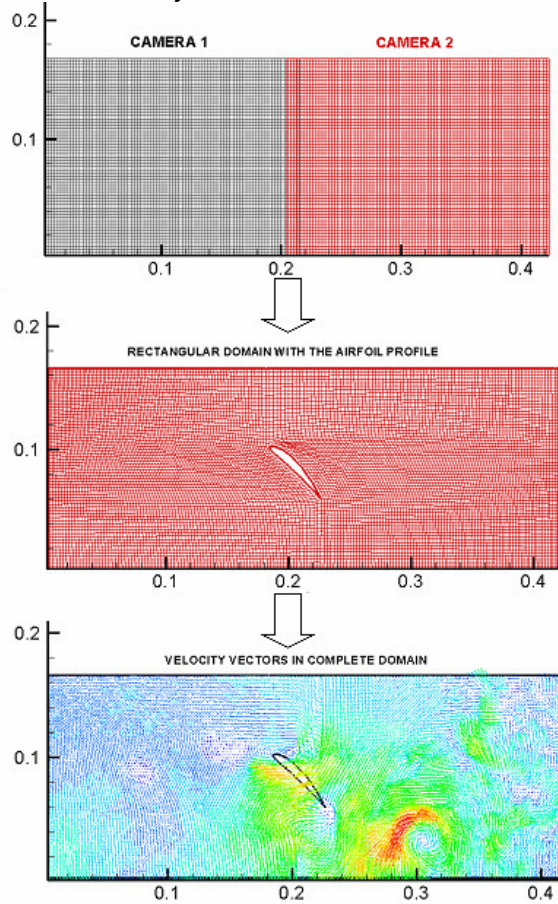
Şekil 84 (devam) İlk çeyrek periyot boyunca $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ 'da iki (üstteki resim) ve üç (alttaki resim) boyutlu sayısal çalışmaların kanat ortasında boyutsuz Q eşdeğer konturları kullanılarak karşılaştırılması.

3.2. Deneysel Çalışmalar

Deneysel çalışmalar kamburlu kanat kesiti NACA 6412 profili için yapılmış olup elde edilen sonuçlardan $\alpha = 45^\circ$ $x_v = x_a = 2c$ için $Re=1000$ 'de olanlar raporda sunulmuştur. Sonuçlar daha önceden anlatılan girdap belirleme teknikleri kullanılarak irdelenmiş ve karşılaştırılmıştır.

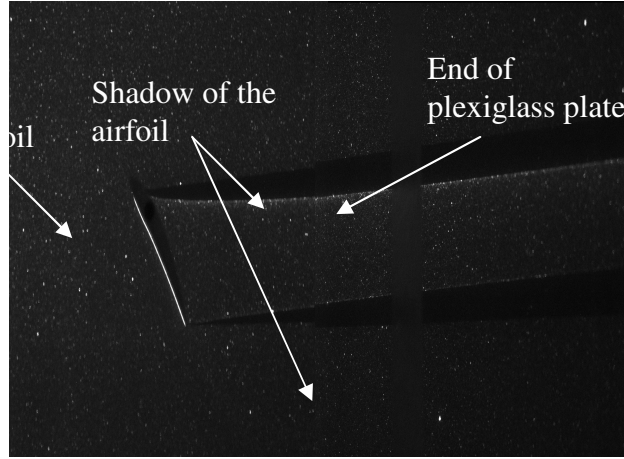
3.2.1. İki Boyutlu Deneysel Çalışmalar

İki boyutlu deneysel ölçümler iki ayrı CCD kamera kullanılarak yapılmıştır. Hareket alanının tamamı her iki kamera görüntüsünün birleştirilmesiyle elde edilir. Fakat orta nokta yani hareketin başlatıldığı nokta her iki kamera tarafından tam olarak görüntülenememesine rağmen görüntülerin üstüste bindiği bir alan vardır. Şekil 85'te görülen çözüm ağı üzerine hız vektörlerinin aktarma prosedürü şu şekilde özetlenebilir. İki CCD kameranın çektiği resimlerin birleştirilmesiyle hız vektörleri elde edilir. Kanat profilinin o andaki açısıyla her iki kamera görüntüsünün birleştirilmesiyle yeni bir dikdörtgen çözüm ağı yaratılır. Hız vektörleri bu çözüm ağına, Tecplot yazılımı (ticari çizim program) kullanılarak bu yazılımdaki "krigging" tekniği kullanılarak, interpolasyon yöntemiyle aktarılır. Karmaşık bir teknik olan "krigging" yöntemiyle sonuçların Tecplota aktarılması oldukça uzun bir süre alır. Teknik o anda aktif olan çerçevedeki tüm alanı kullanmaktadır. Enterpolasyon yapılan nokta için uzakta olan noktalar önemli bir etkiye sahip değildir. Ayrıca vektörlerin hesaplanması için kullanılan yazılım bindirme yapılan sınırlarda tam olarak doğru sonuçlar verememektedir. Doğru olmayan enterpolasyon sonuçları en çok boyutsuz Q konturlarında kendisini belli etmektedir.

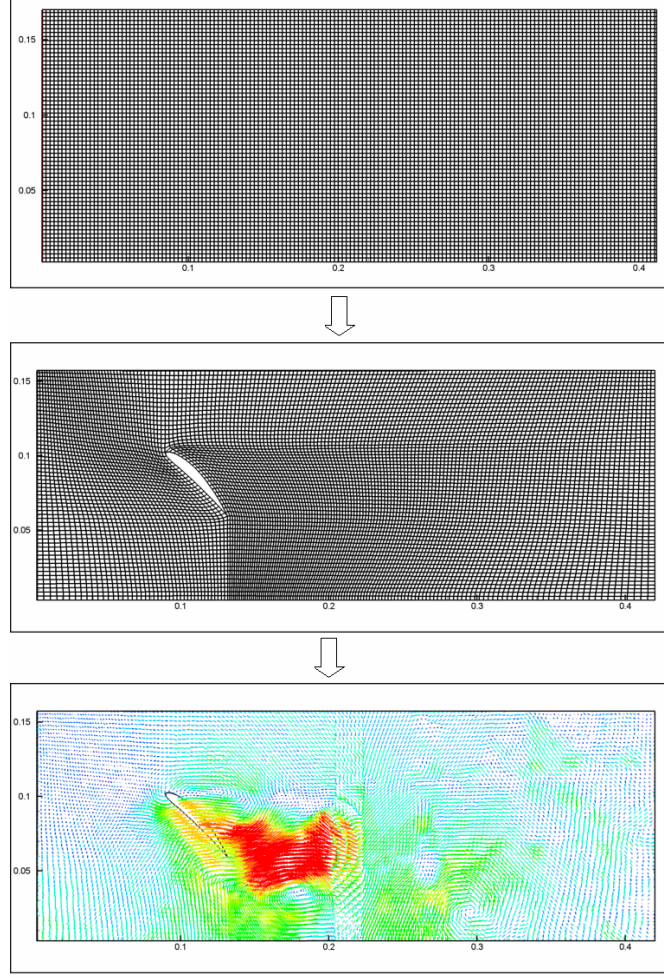


Şekil 85 PIV tekniği kullanılarak hız vektörlerinin elde edilmesi.

Hız vektörlerinin bütün hareket alanı için elde edilmesi için diğer bir yöntem ise alınan resimlerin işlem görmeden önce MATLAB rutinleri kullanılarak birleştirilmesi ve ardından hız vektörlerinin hesaplanmasıdır (Şekil 86). Resimler birleştirildikten sonra adaptif korelasyon kullanılarak hız vektörleri hesaplanır. Bu prosedür ise Şekil 87'de özetlenmektedir.

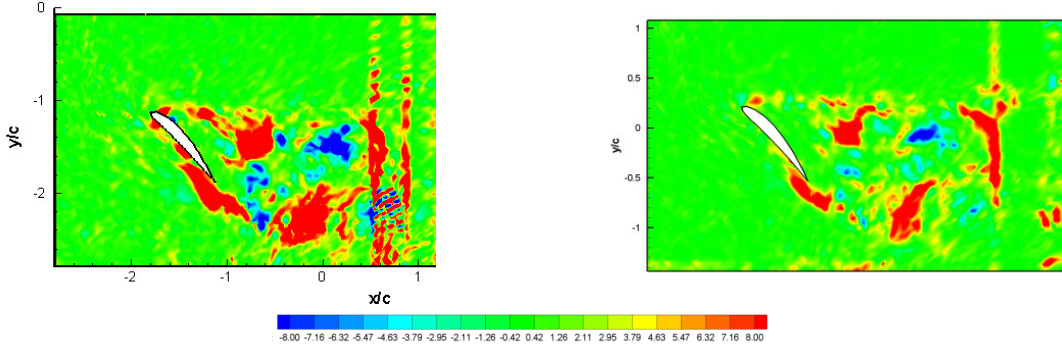


Şekil 86 PIV ölçümlerinde kameralardan alınan görüntülerin birleştirilmesi.



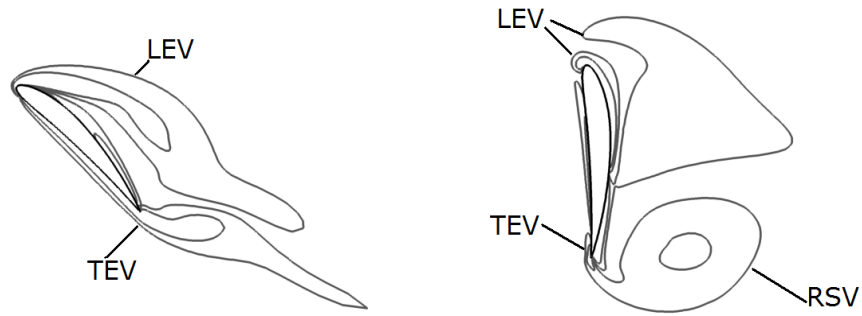
Şekil 87 PIV ölçümlerinde kameralardan alınan görüntülerin birleştirilmesiyle hız vektörlerinin elde edilmesi

Her iki yöntemle elde edilen hız vektör alanları karşılaştırıldığında üstüste binme noktalarında daha az hatalı sonuç veren ikinci yöntemdir. Şekil 88’de görüntülerin işlendikten sonra (soldaki resim) ve işlenmeden önce (sağdaki resim) birleştirilmesiyle elde edilen boyutsuz Q konturları kullanılarak karşılaştırılması verilmiştir.



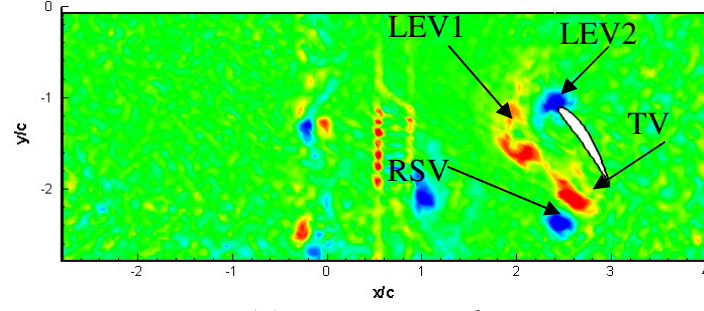
Şekil 88 Kamera görüntülerinin üstüste binme bölgesindeki Q konturlarının $t^*=0.20$ anında karşılaştırılması

Daha önce de anlatıldığı gibi kana çarpma hareketi ile kaldırma kuvvetinin üretilmesinde üç temel aerodinamik mekanizma etkilidir: Bunlar gecikmiş stall perdövites (delayed stall), döngüsel kaldırma kuvveti (rotational lift) ve iz yakalama (wake capture) mekanizmalarıdır. Bu üç mekanizma hareket sırasında oluşan girdaplarla doğrudan ilintilidir: hücum kenarı girdabı (Leading edge vortex), firar kenarı girdabı (translational or trailing edge vortex) ve firar kenarında döngüsel faz sırasında oluşan ve döngüsel fazın hemen bitiminde profilden ayrılan döngüsel duran girdap (rotational stopping vortex). Bu girdaplardan herbiri çarpma hareketinin değişik safhalarında örneğin doğrusal hareket esnasında, döngüsel fazda görülebilir. Bu girdapların numaralandırılması incelenen hareket anına ve kinematik parametrelere bağlı olarak değişebilir.

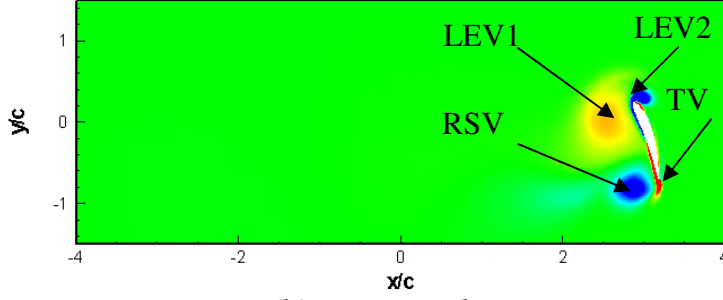


Şekil 89 Girdapların isimlendirmesi (şematik gösterim)

Girdapların belirlenmesi Şekil 90'da gösterilmektedir. Bir önceki zaman aralığında oluşan hücum kenarı girdanı LEV1 ve yeni oluşan hücum kenarı girdabı ise LEV2 olarak adlandırılmıştır. Firar kenarında ise firar kenarı girdabı TV1 ile döngüsel duran girdap RSV görülmektedir.



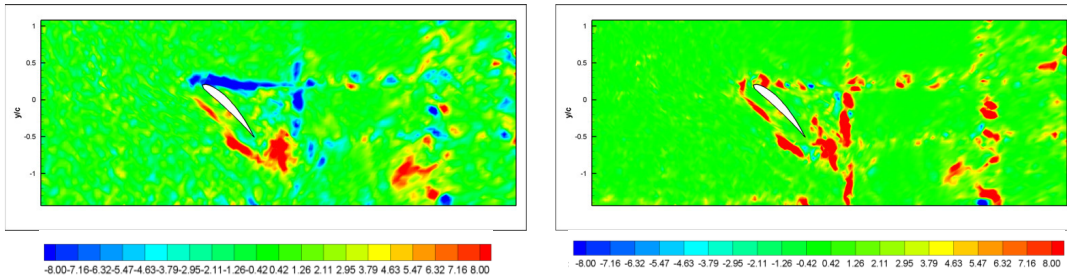
(a) Experimental



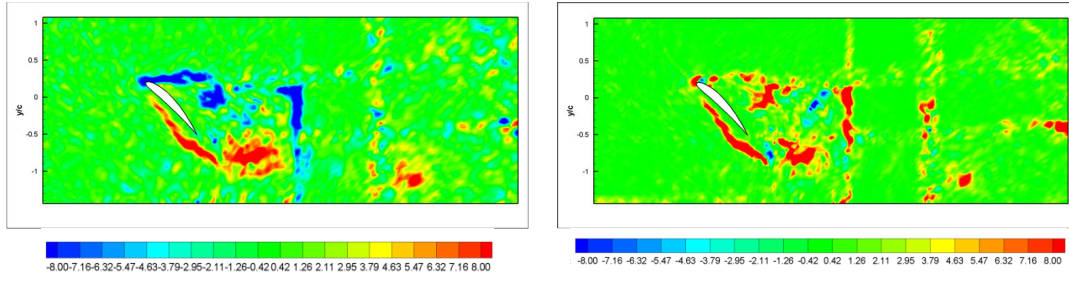
(b) Numerical

Şekil 90 Girdapların kanat pozisyonuna bağlı olarak boyutsuz girdap büyüklüğü konturları kullanılarak $t^*=0.77$ anında deneysel sonuçlarda gösterilmesi.

Birinci çeyrek periyotta hücum kenarında oluşan girdaplar her iki yöntem kullanılarak görüntülediğinde sonuçlarda büyük benzerlikler görülmektedir. Firar kenarında oluşan girdap Q konturları kullanılarak yapılan görüntülemeye göre kanattan daha uzakta bulunmaktadır. $t^*=0.10$ anında, doğrusal hareketin başlangıcında, birinci hücum ve firar kenarı girdapları net olarak görülmektedir.

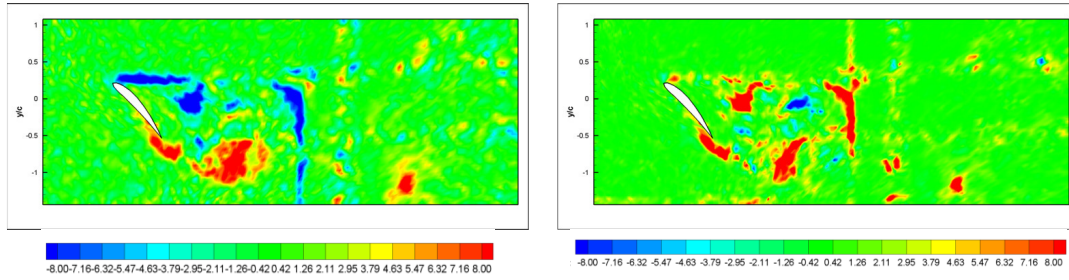


Şekil 91 $t^*=0.10$ anında boyutsuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi.



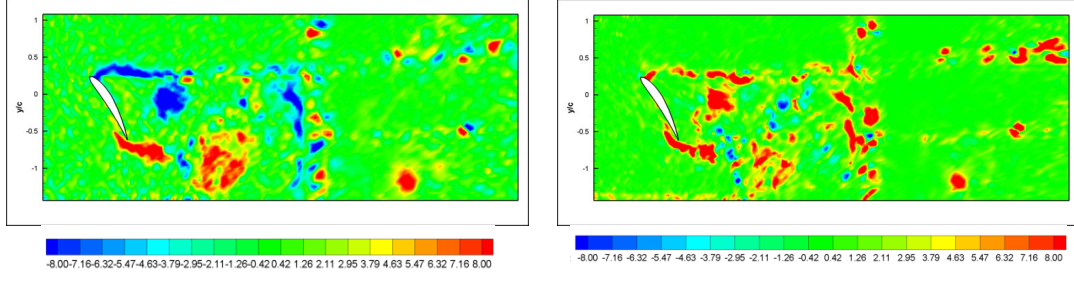
Şekil 92 $t^*=0.15$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi.

Sadece doğrusal hareket sırasında, yani $t^*=0.15$ zamanında yeni firar kenarında oluşmakta olan ve akış içerisinde dağılmaya başlayan ilk hücum kenarı girdabı görülür. Bir önceki boyutsuz zamanda oluşmuş olan firar kenarı girdabı kanattan ayrılmaktadır (Şekil 92). $t^*=0.20$ zamanında ilk hücum ve firar kenarı girdapları kanattan ayrılmıştır ve girdapların akış içerisinde dağılmaları devam etmektedir.

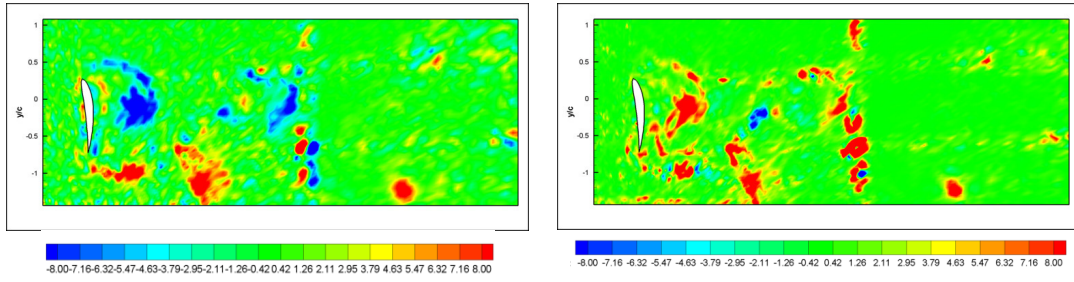


Şekil 93 $t^*=0.20$ anında boyusuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi. Girdap isimlendirmelerinin şematik gösterimi

Döngüsel faz başladığında, $t^*=0.23$ anında, hücum kenarındaki girdap kanattan ayrılmak üzere olmasına rağmen firar kenarı girdabı halen kanattan ayrılmamış durumdadır (Şekil 94). İlk çeyrek periyot sona erdiğinde, $t^*=0.25$ anında, bütün girdaplar kanat yüzeyinden kopmuş durumdadır ve dönme sırasında oluşan duran girdap da bu şekilde görülmektedir (Şekil 95).



Şekil 94 $t^*=0.23$ anında boyutsuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi. Girdap isimlendirmelerinin şematik gösterimi

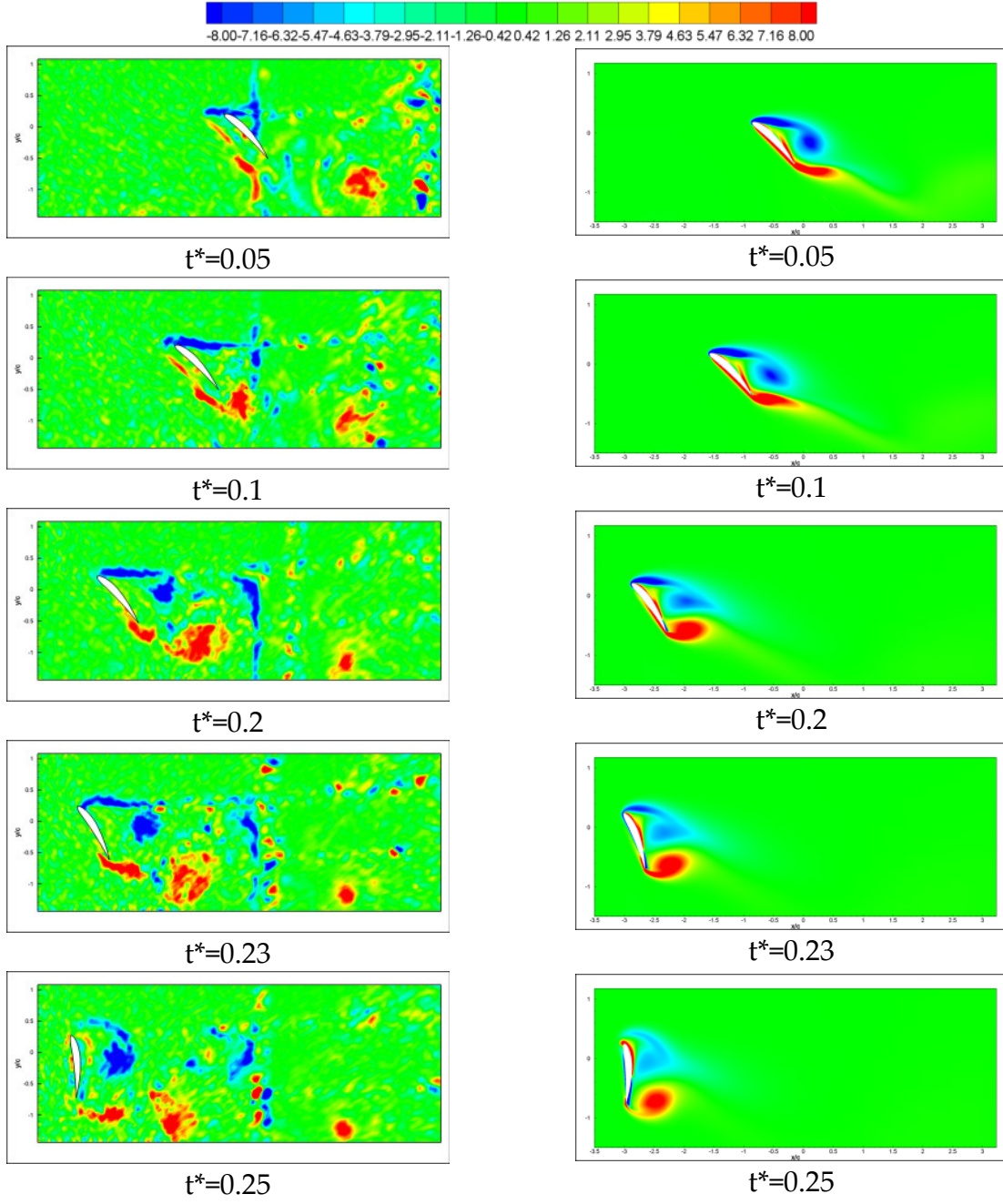


Şekil 95 $t^*=0.25$ anında boyutsuz girdap büyüklüğü konturları ve Q konturları kullanılarak girdapların belirlenmesi. Girdap isimlendirmelerinin şematik gösterimi

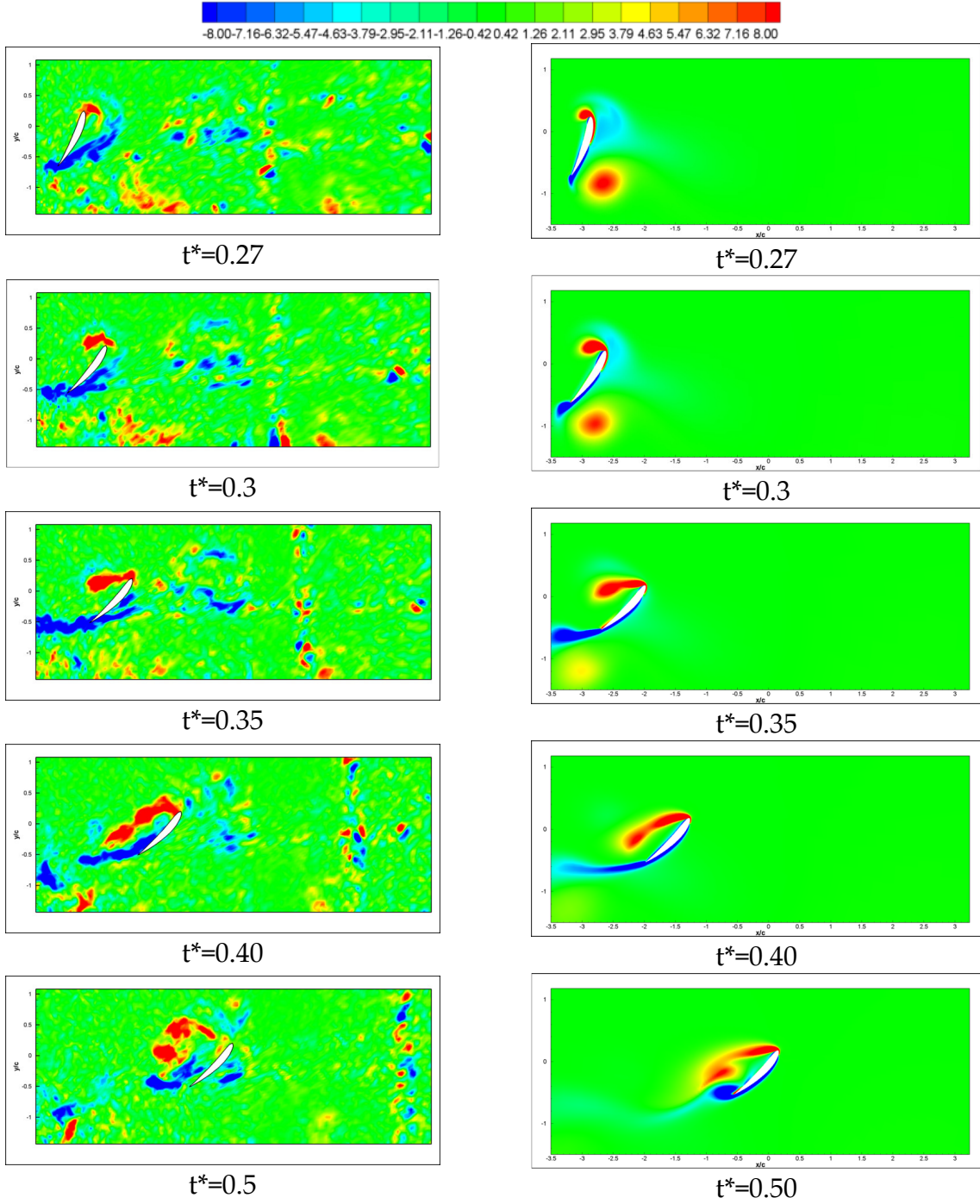
3.2.1.1. İki Boyutlu Sayısal ve Deneysel Sonuçların Karşılaştırılması

İki boyutlu deneysel ve sayısal sonuçların karşılaştırılması NACA 6412 kamburlu profili için Reynolds sayısı 1000 ve hücum açısı $\alpha=45^\circ$ durumu için sadece bir periyot için verilecektir. Girdap bölgelerinin nitelik karşılaştırılması için boyutsuz Q konturları ve λ_2 konturları kullanılmıştır. Ama boyutsuz girdap büyüklüğü konturları hareket esnasında oluşan girdapların daha anlaşılır bir şekilde görüntülenmesini sağladığı için bu yöntem de kullanılacaktır.

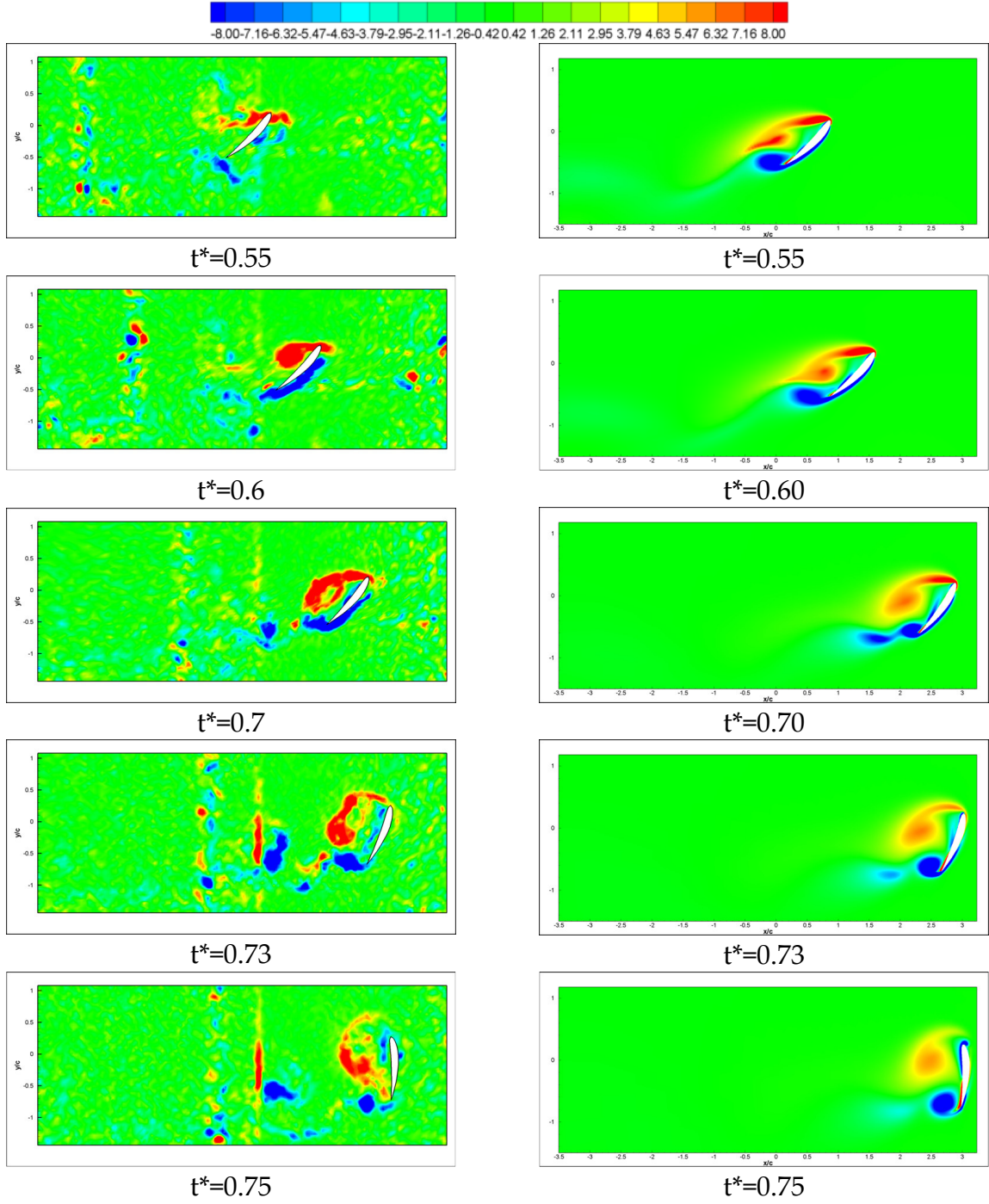
İlk çeyrek periyotda, hem sayısal hem de deneysel sonuçlarda belirlenen hücum kenarı girdapları büyük benzerlikler göstermektedir. Ama firar kenarındaki girdap sayısal sonuçlarla karşılaştırıldığında deneysel sonuçlarda kanat yüzeyinden biraz daha uzakta belirlenmiştir.



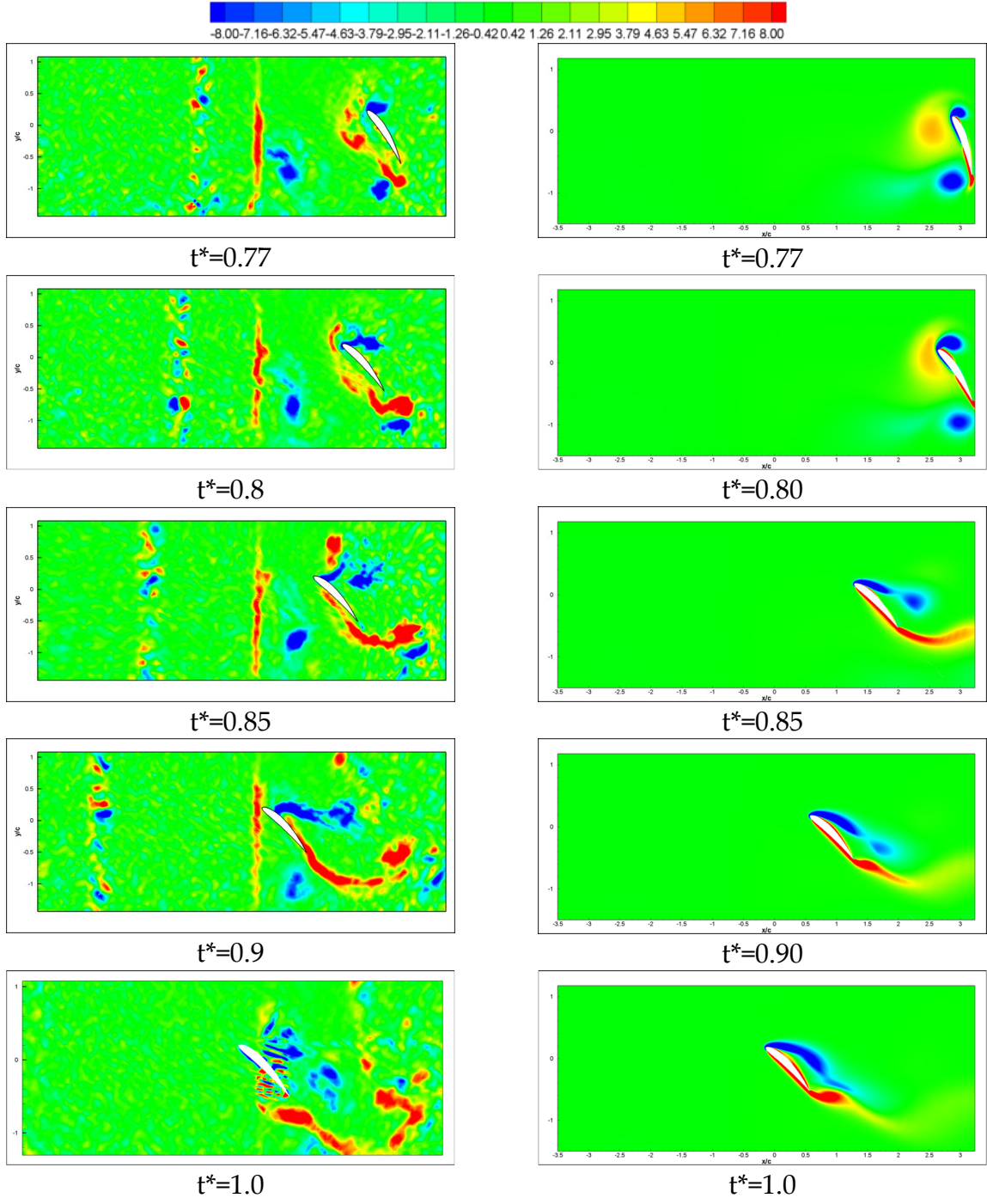
Şekil 96 İlk çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların karşılaştırılması.



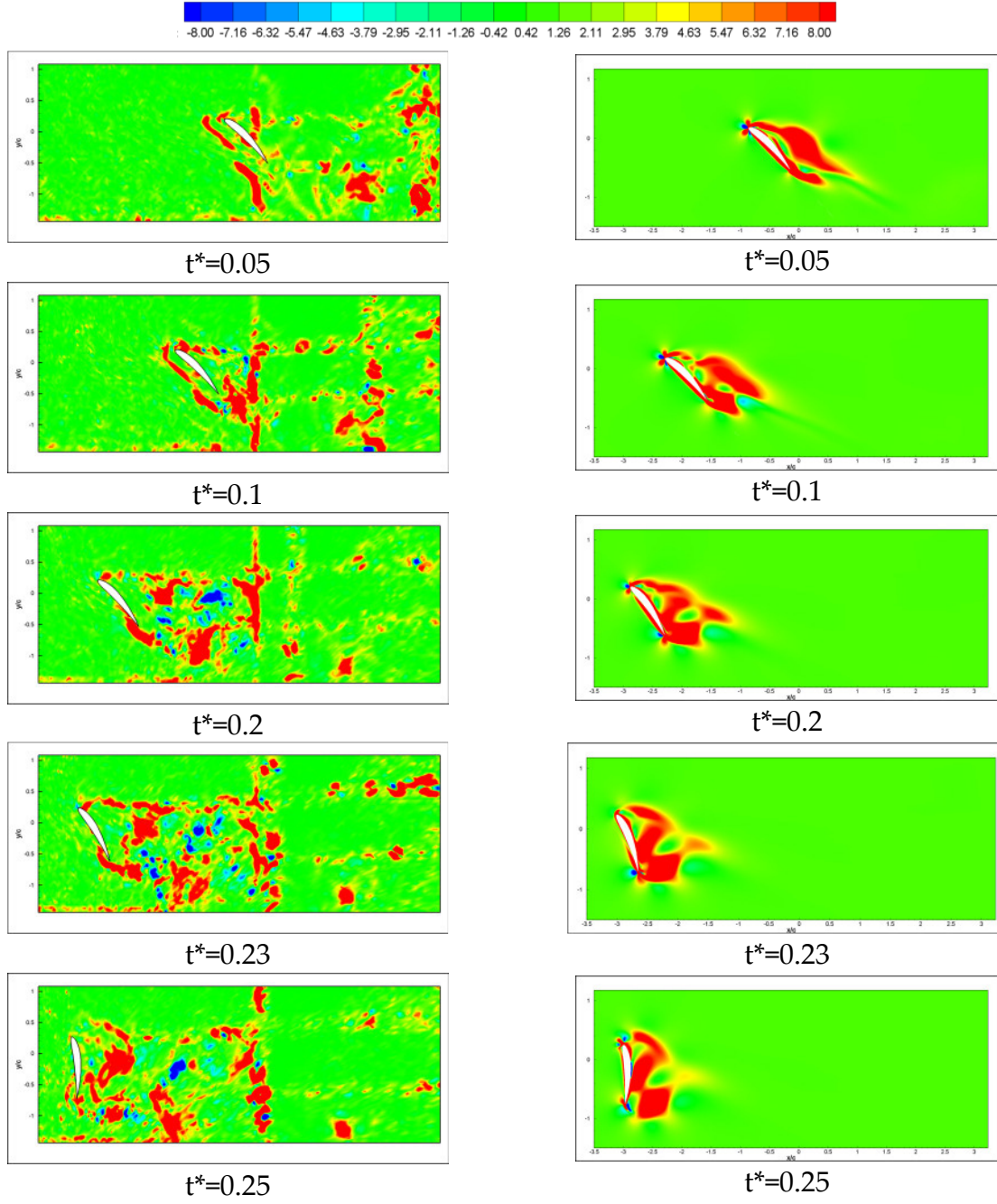
Şekil 96 (devam) İkinci çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların karşılaştırılması.



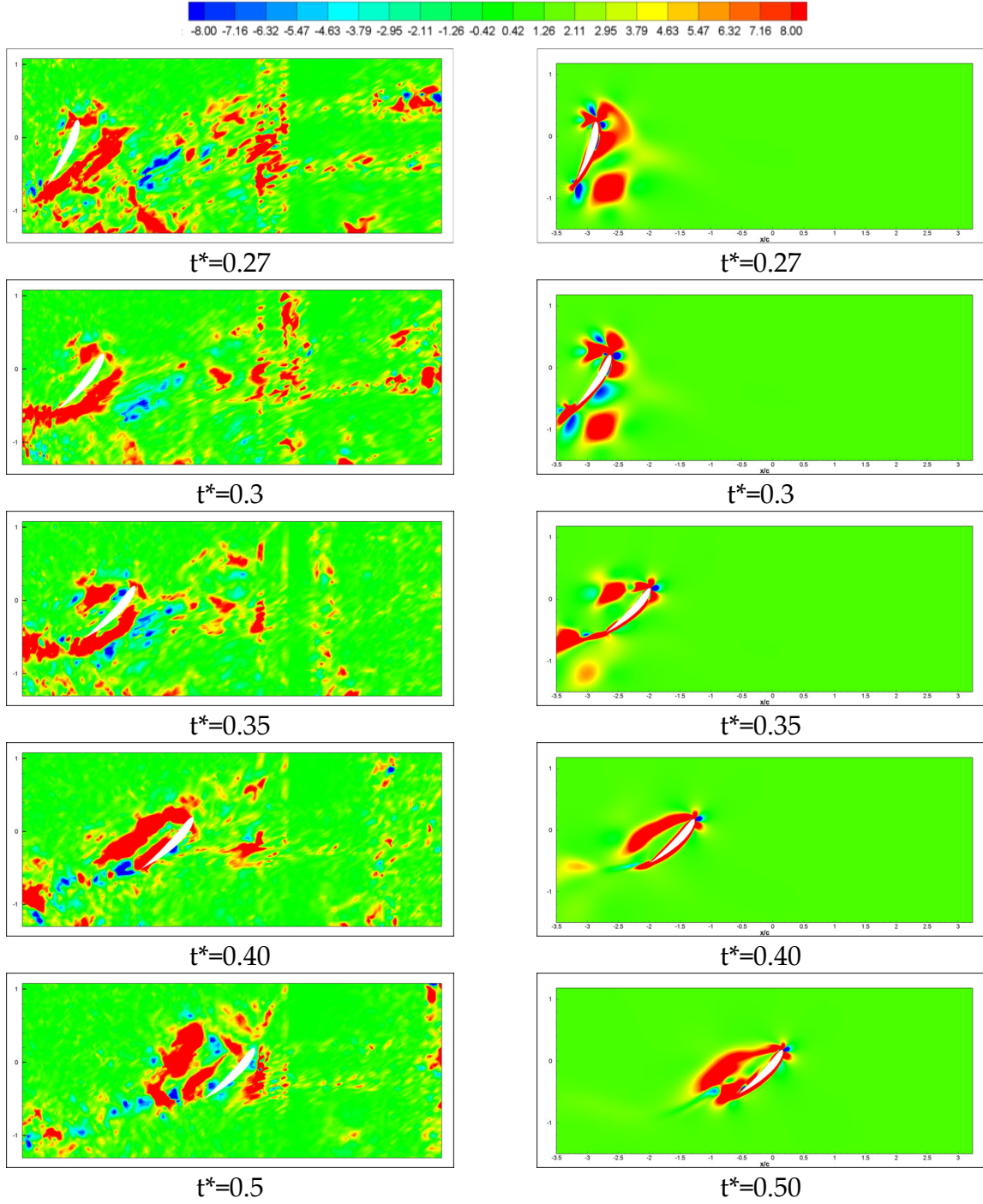
Şekil 96 (devam) Üçüncü çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların karşılaştırılması.



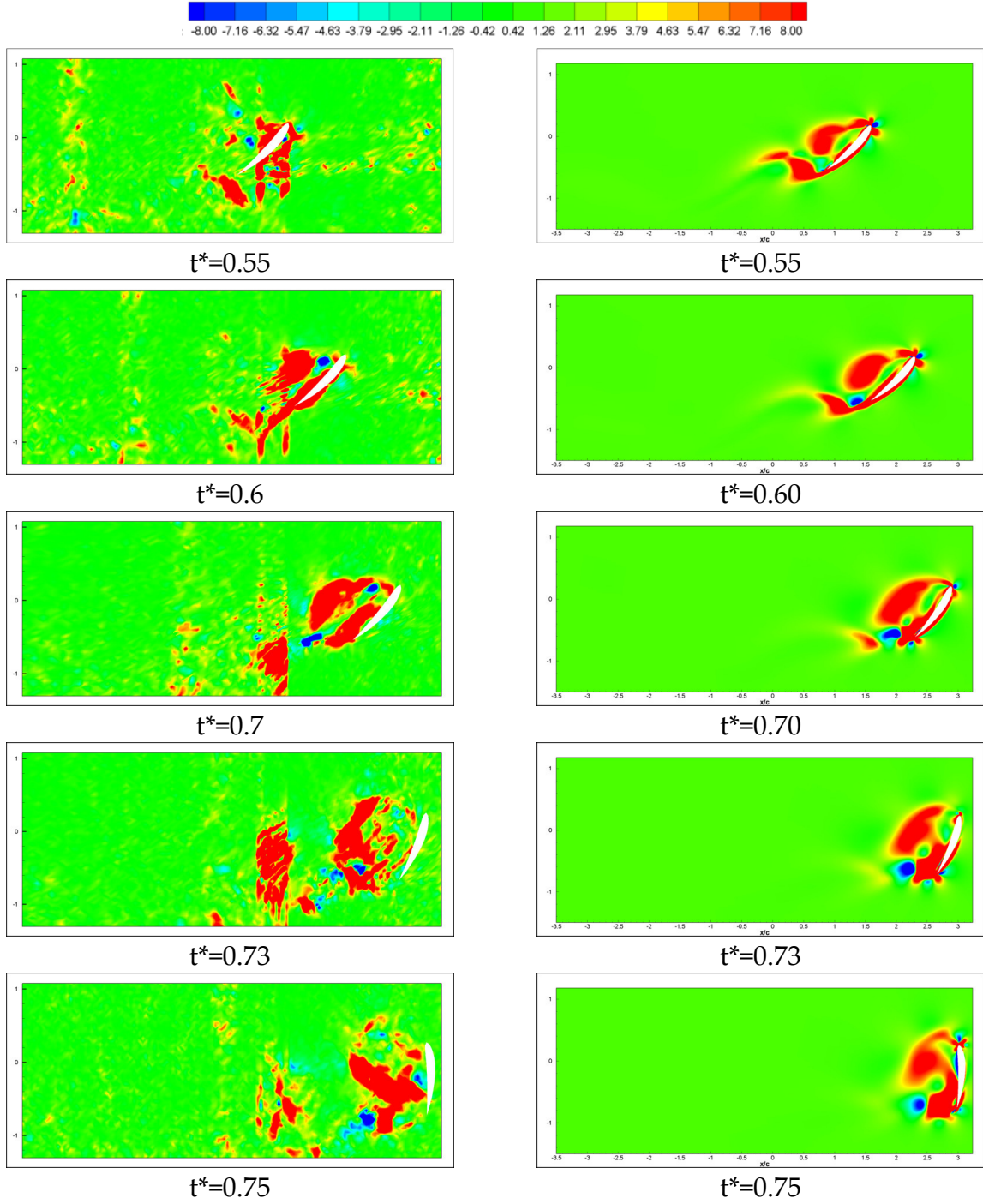
Şekil 96 (devam) Dördüncü çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların karşılaştırılması.



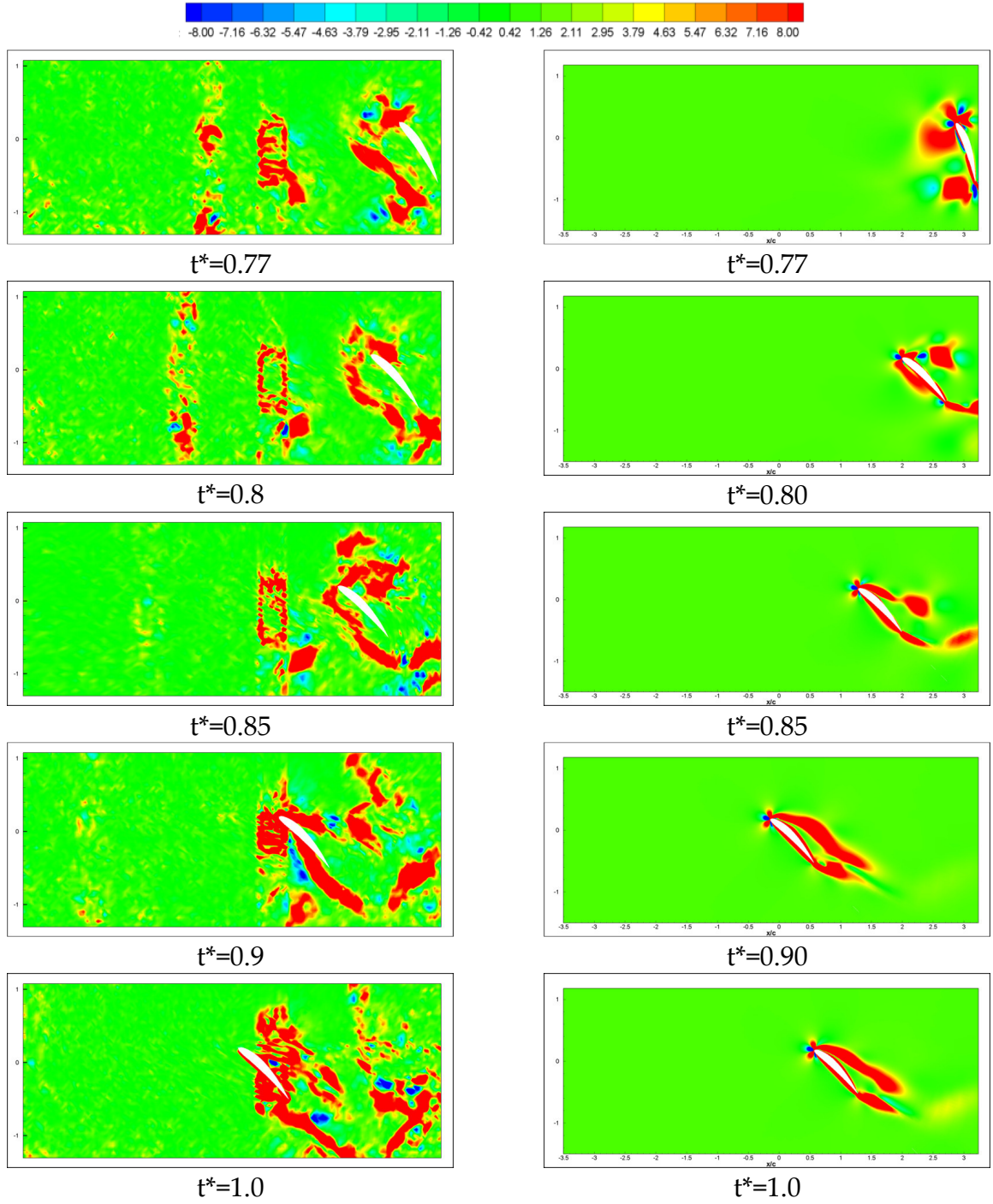
Şekil 97 İlk çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz Q konturları kullanılarak karşılaştırılması.



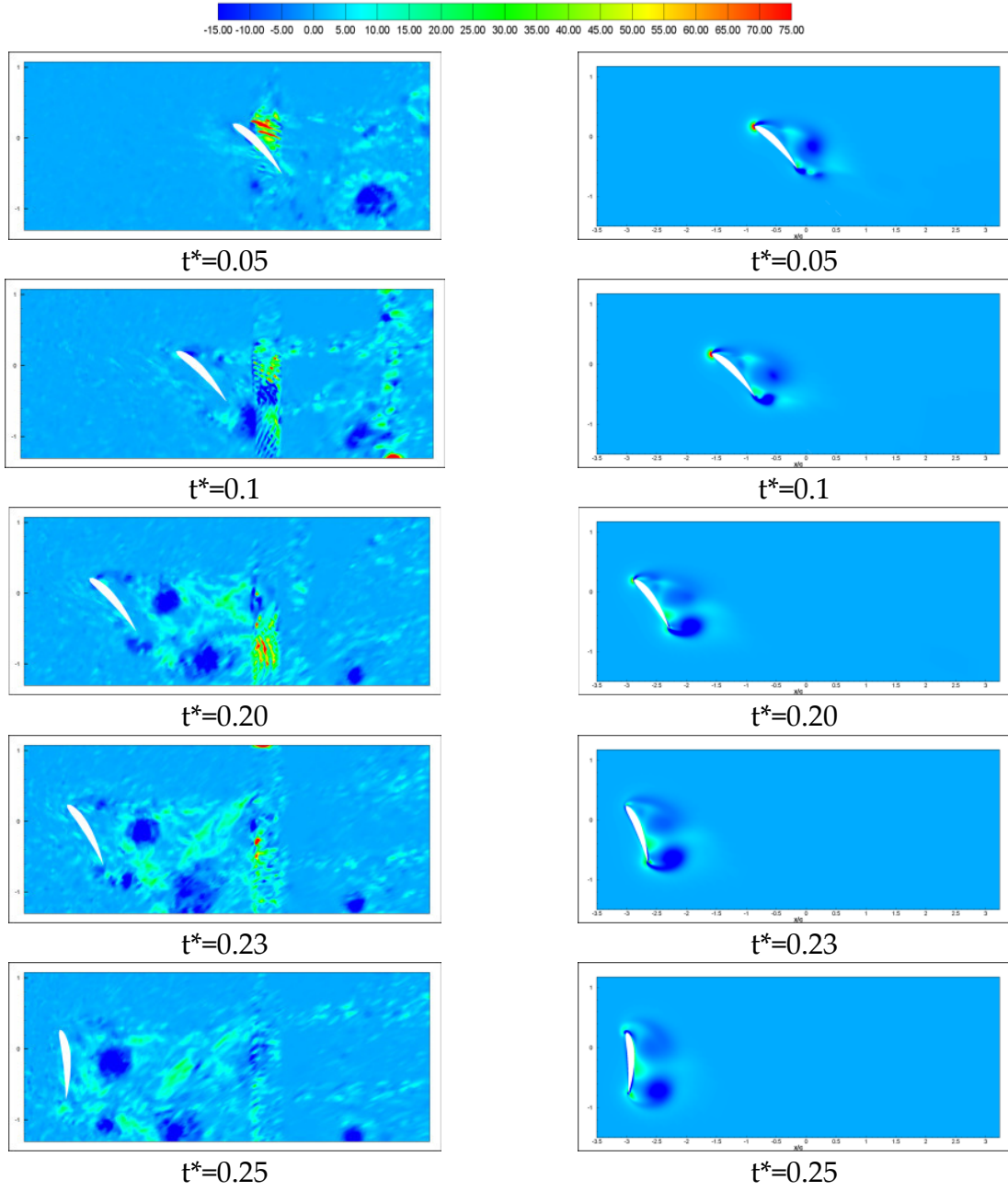
Şekil 97 (devam) İkinci çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz Q konturları kullanılarak karşılaştırılması.



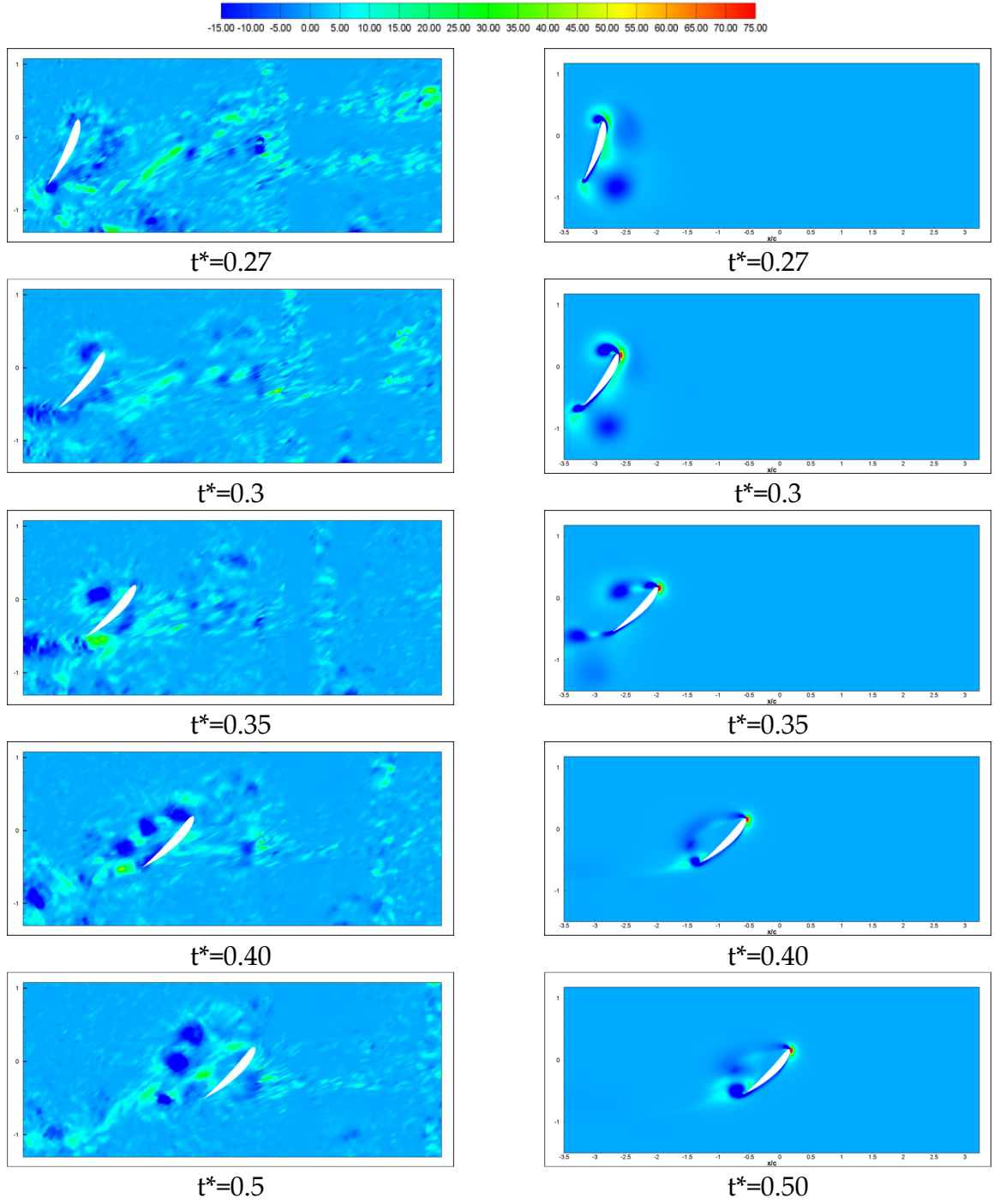
Şekil 97 (devam) Üçüncü çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz Q konturları kullanılarak karşılaştırılması.



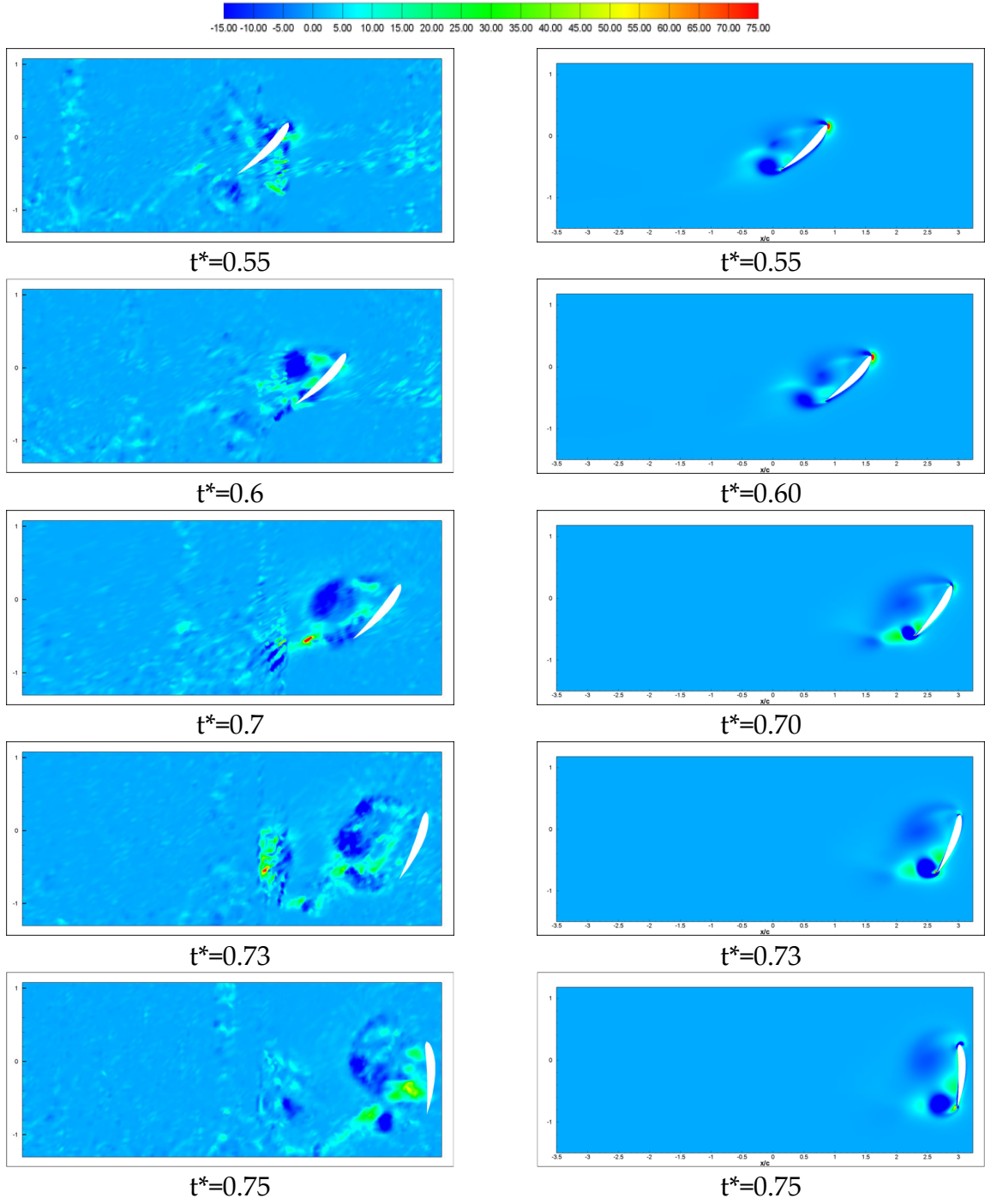
Şekil 97 (devam) Dördüncü çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz Q konturları kullanılarak karşılaştırılması.



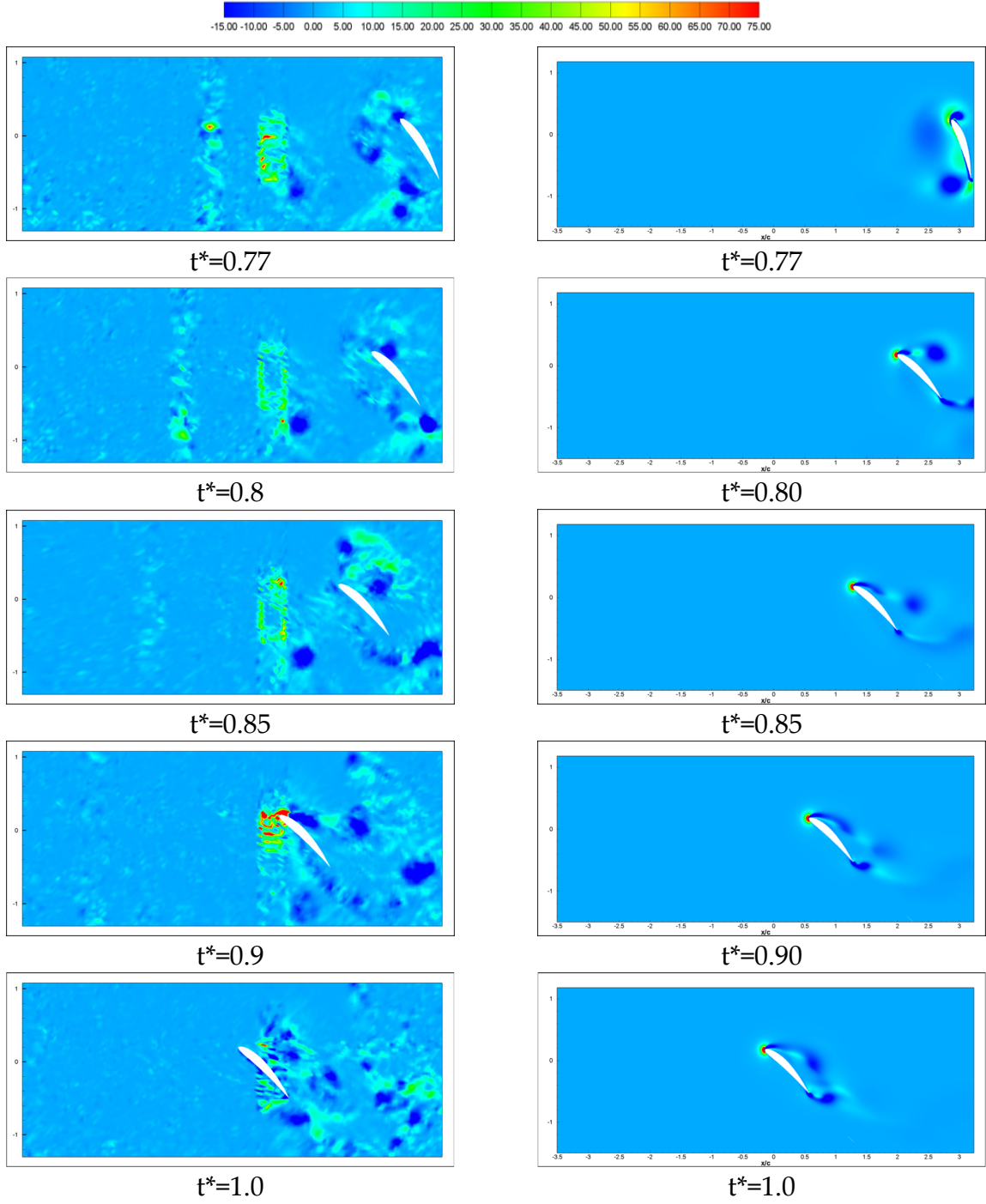
Şekil 98 İlk çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz λ_2 konturları kullanılarak karşılaştırılması.



Şekil 98 (devam) İkinci çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz λ_2 konturları kullanılarak karşılaştırılması.



Şekil 98 (devam) Üçüncü çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz λ_2 konturları kullanılarak karşılaştırılması.

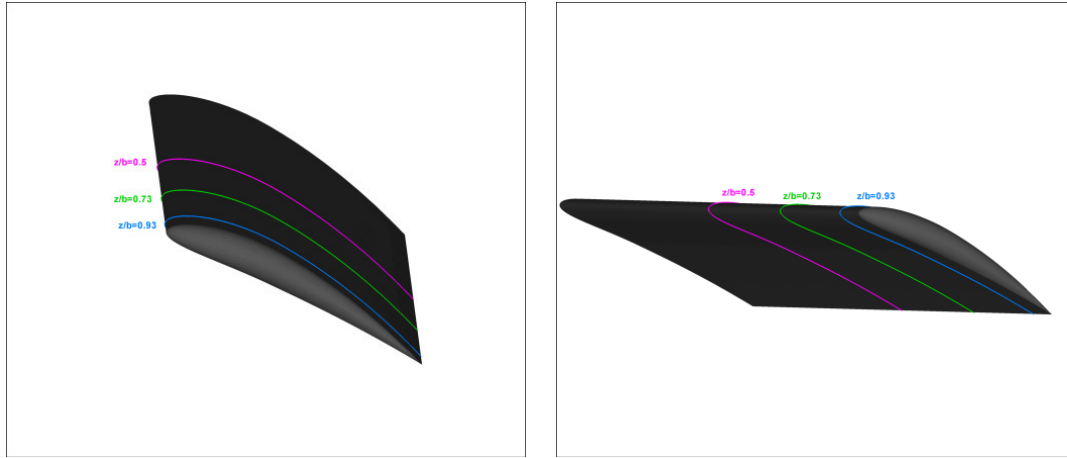


Şekil 98 (devam) Dördüncü çeyrek periyot sırasında, $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların boyutsuz λ_2 konturları kullanılarak karşılaştırılması.

3.2.2. Üç Boyutlu Deneysel Çalışmalar

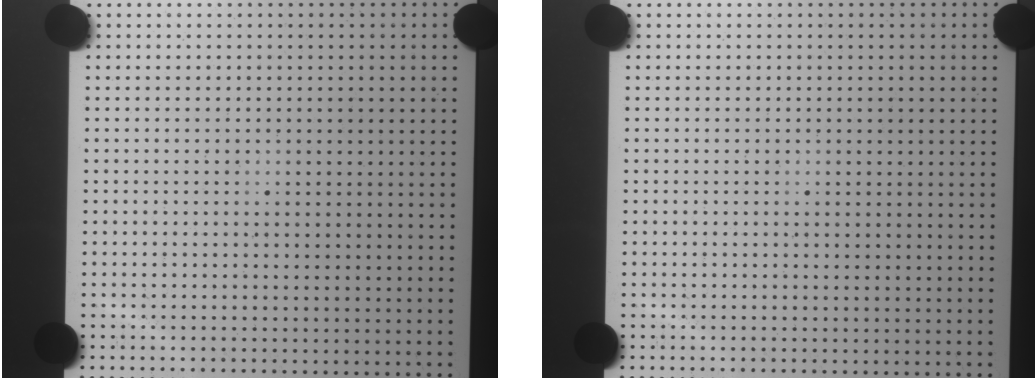
İki boyutlu deneysel ölçümlerde kullanılan PIV tekniği üç boyutlu ölçümlerde de kullanılmıştır. Aynı deney düzeneği bazı değişiklikler yapılarak üç boyutlu ölçümler için de kullanılmıştır. İki boyutlu düzenekteki kanat uçlarındaki pleksiglas levhalardan biri çıkarılarak kanat ucu serbest bırakılmıştır. Akrilikten imal edilen daha kısa bir kanat modeli kanat kökü tarafındaki pleksiglas levhaya tutturulmuştur. Böylece kanat etrafındaki akışın üç boyutluluğu sağlanmıştır. Üç boyutlu ölçümlerde kullanılan modelin veter uzunluğu 6 cm, kanat açıklığı ise 30 cm olarak alınmıştır.

Üç boyutlu PIV ölçümleri kanat üzerindeki farklı kesitler üzerinde yapılmıştır. Çift kamera kullanılarak yapılan ölçümlerle lazerin aydınlattığı kesit düzlemine dik olan üçüncü hız bileşenin de ölçülmesi mümkün olmuştur. Dört farklı kesitte yapılan ölçümler sadece ilk yarım periyot için alınabilmektedir. Bu ölçümlerin alınabilmesi ölçüm sistemi yeniden kalibre edilmiştir.



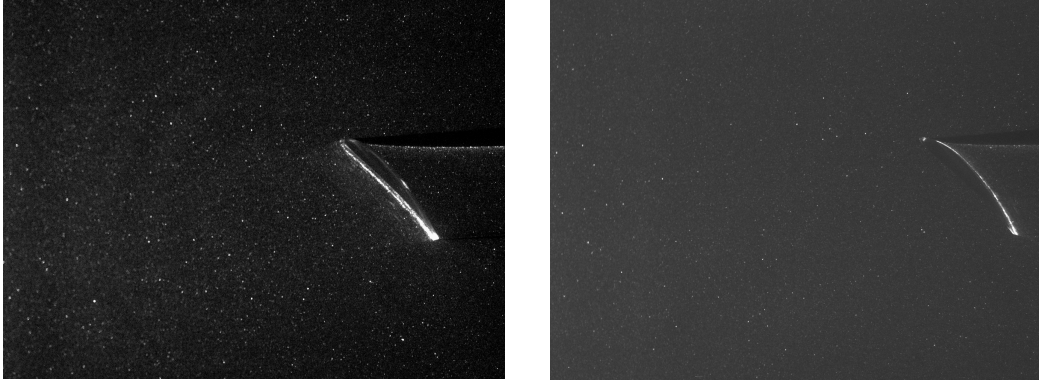
Şekil 99 Kanat üzerinde üç boyutlu deneysel ölçümlerin alındığı kesitlerin gösterilmesi.

PIV ölçümleri için kullanılan yazılım, ölçüm kriterlerine uygun olduğu sürece herhangi bir kalibrasyon sisteminin kullanılmasına olanak vermektedir. Fakat üç boyutlu ölçümler için sistemin kendi kalibrasyon hedef levhası kullanılmıştır. Birbirini izleyen zamanlarda alınan kalibrasyon görüntüleri Şekil 100’de, PIV resimleri ise Şekil 101’de gösterilmektedir.



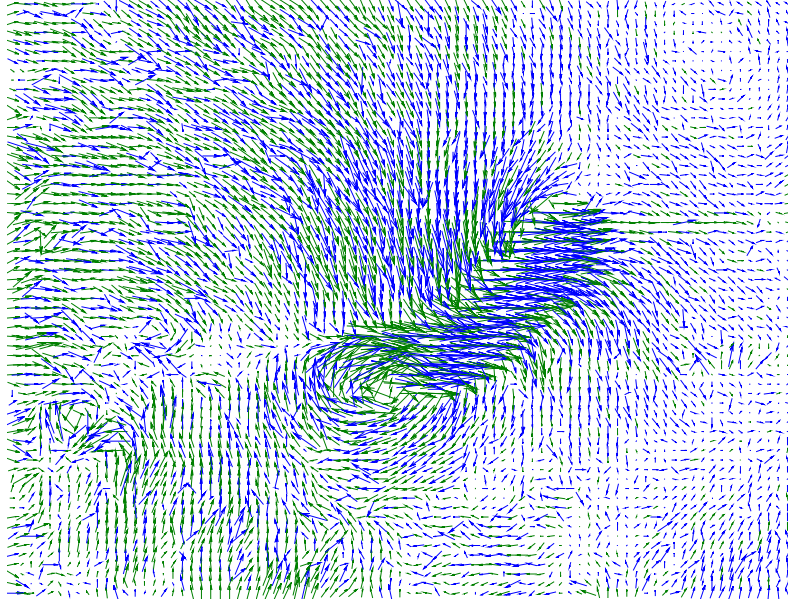
Şekil 100 Üç boyutlu akış ölçümlerinde kullanılan Kamera 1 (soldaki resim) ve Kamera 2 (sağdaki resim) kalibrasyon imajları

Üç boyutlu PIV ölçümlerinde, her bir kamera lazerle aydınlatılan düzleme farklı açılarla bakmaktadır. Her bir kanat kesitinde alınan ölçümde, kameraların açıları tekrar ayarlanır. İki boyutlu ölçüm prensiplerinin aksine ölçüm düzlemi daha kalındır. Öyleki bu düzlem 11 mmlik bir hacime sahip olmalıdır. Her bir kameradan alınan görüntülerle hesaplanan iki boyutlu hız vektörlerinin alanları kalibrasyon ölçümleri kullanılarak üç boyutlu hız vektörleri elde edilir.

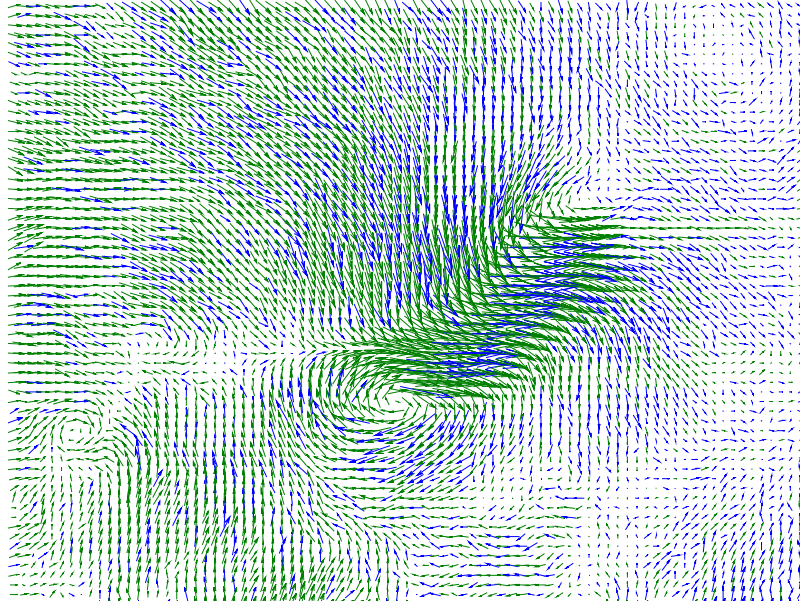


Şekil 101 Kamera 1 (soldaki resim) ve Kamera 2 (sağdaki resim) için elde edilen örnek PIV görüntüleri

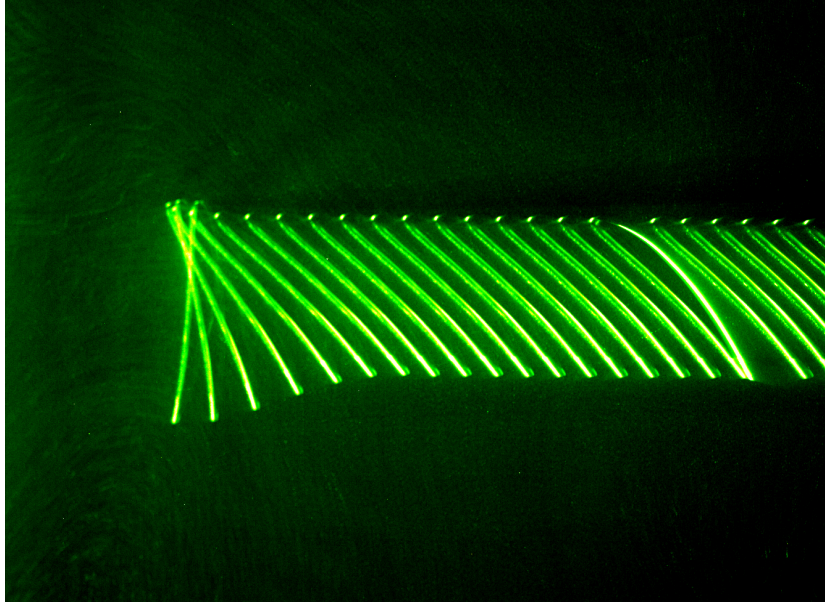
Hesaplanan üç boyutlu hız vektörleri, iki hız bileşenli vektör olarak gösterilir. Üçüncü hız bileşeni ise kontur olarak iki bileşenli hız vektörlerinin üzerinde gösterilir. Sonuçlar çeşitli filtreleme teknikleri kullanılarak irdelenir ve yanlış ve/veya hatalı vektörler elimine edilmeye çalışılır (Şekil -Şekil 103).



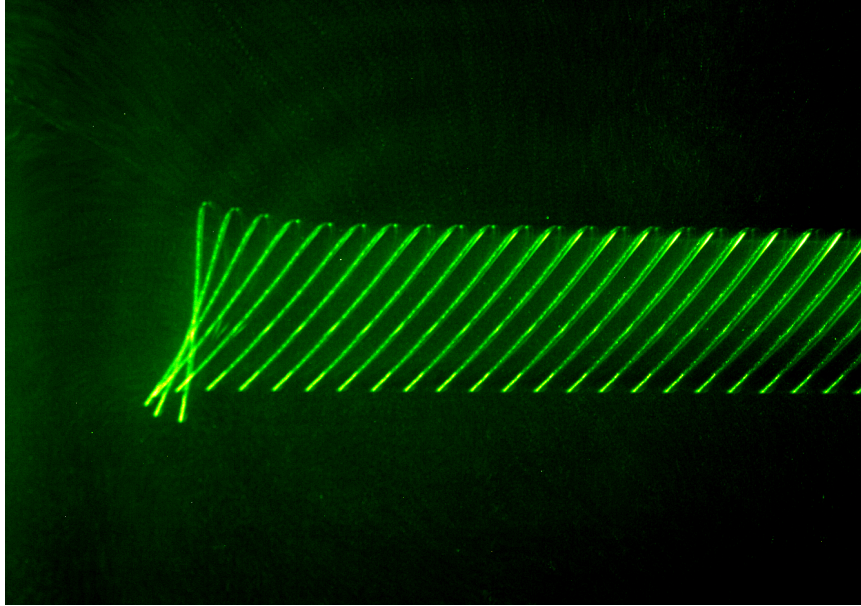
Şekil 102 Adaptif korelasyonla elde edilen hız vektörleri



Şekil 103 Hareketli averaj filtresi kullanıldıktan sonraki hız vektörleri.



Şekil 104 İlk çeyrek peryodda $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için lazerle görüntülen havada asılı kalma hareketinin kesitleri.



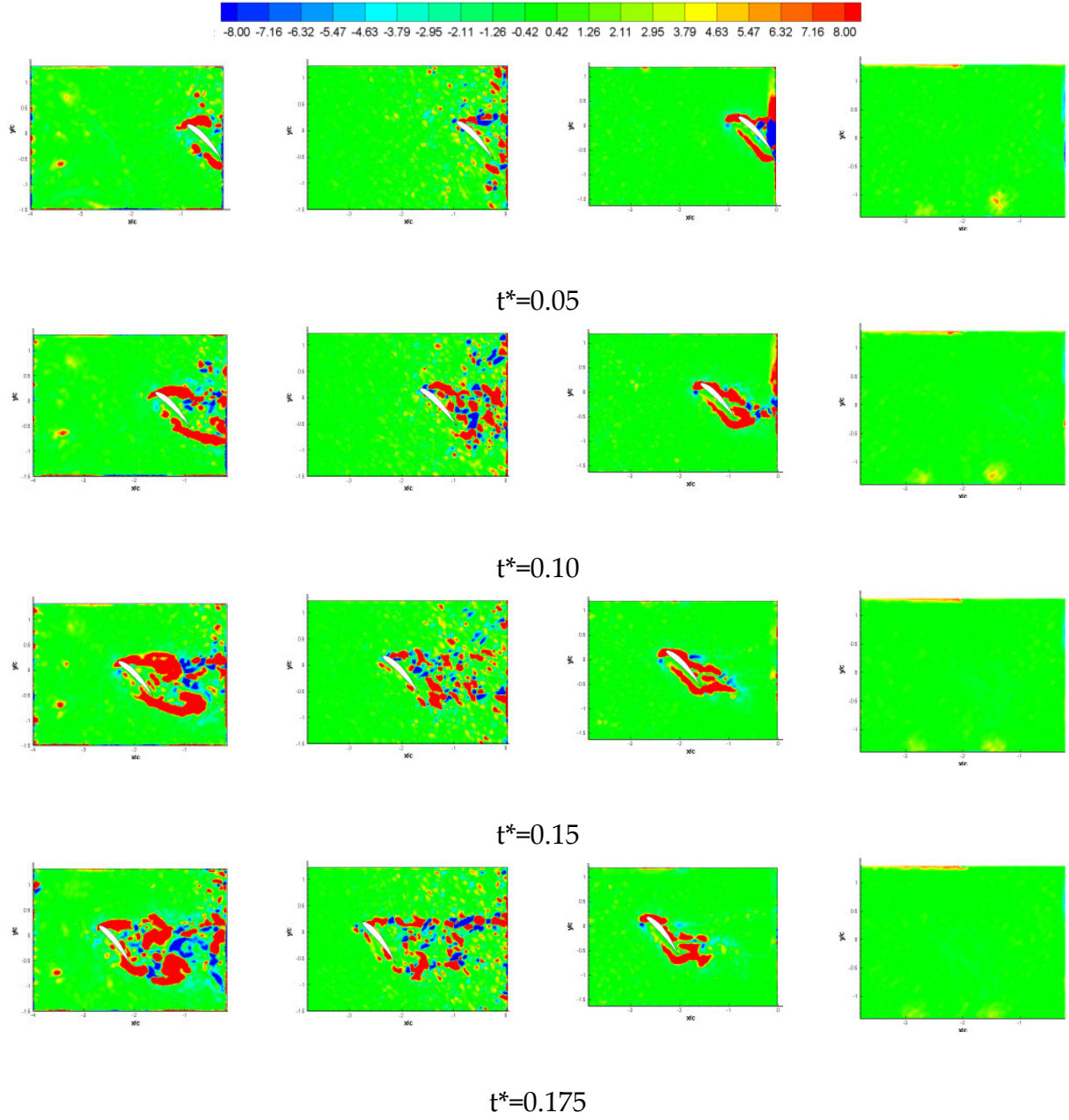
Şekil 105 İkinci çeyrek peryodda $\alpha=45^\circ$, $Re = 1000$ için lazerle görüntülen havada asılı kalma hareketinin kesitleri.

3.2.2.1. Üç Boyutlu Deneysel Sonuçlar

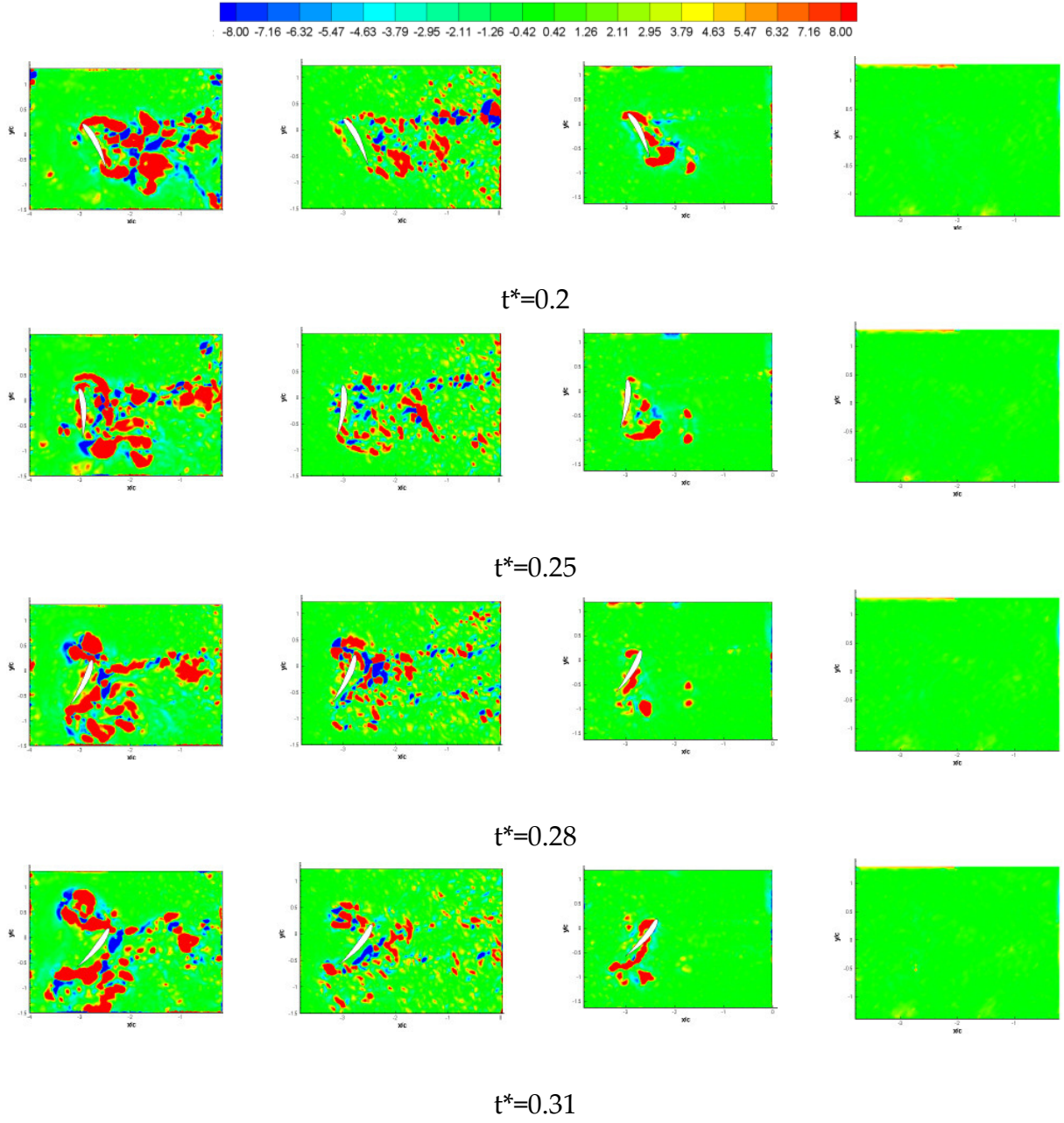
Daha öce de belirtildiği gibi üç boyutlu ölçümler dört farklı kesit düzleminde alınmıştır. Üç boyutlu girdap bölgeleri Q ve λ_2 teknikleri kullanılarak belirlenmiştir. Skalar metodlar üç boyutlu ölçümlerde hatalı sonuçlar verdiğiinden kullanılmamıştır. Bu raporda sadece $\alpha=45^\circ$, $Re=1000$ durumu için Q tekniği kullanılarak elde edilen sonuçlar sunulmaktadır.

Deneylerde elde edilen sonuçlarda hücum kenarı girdabı ve doğrusal hareket sırasında oluşan girdaplar üzerindeki üç boyutluluk etkisi incelenmiştir. Kanat açıklığı boyunca girdap oluşumu incelenmiştir. Yapılan deneyler ve sonuçlar daha önce literatürde yapılmış olan çalışmalarla ve üç boyutlu sayısal sonuçlarla karşılaştırılmış ve tartışılmıştır.

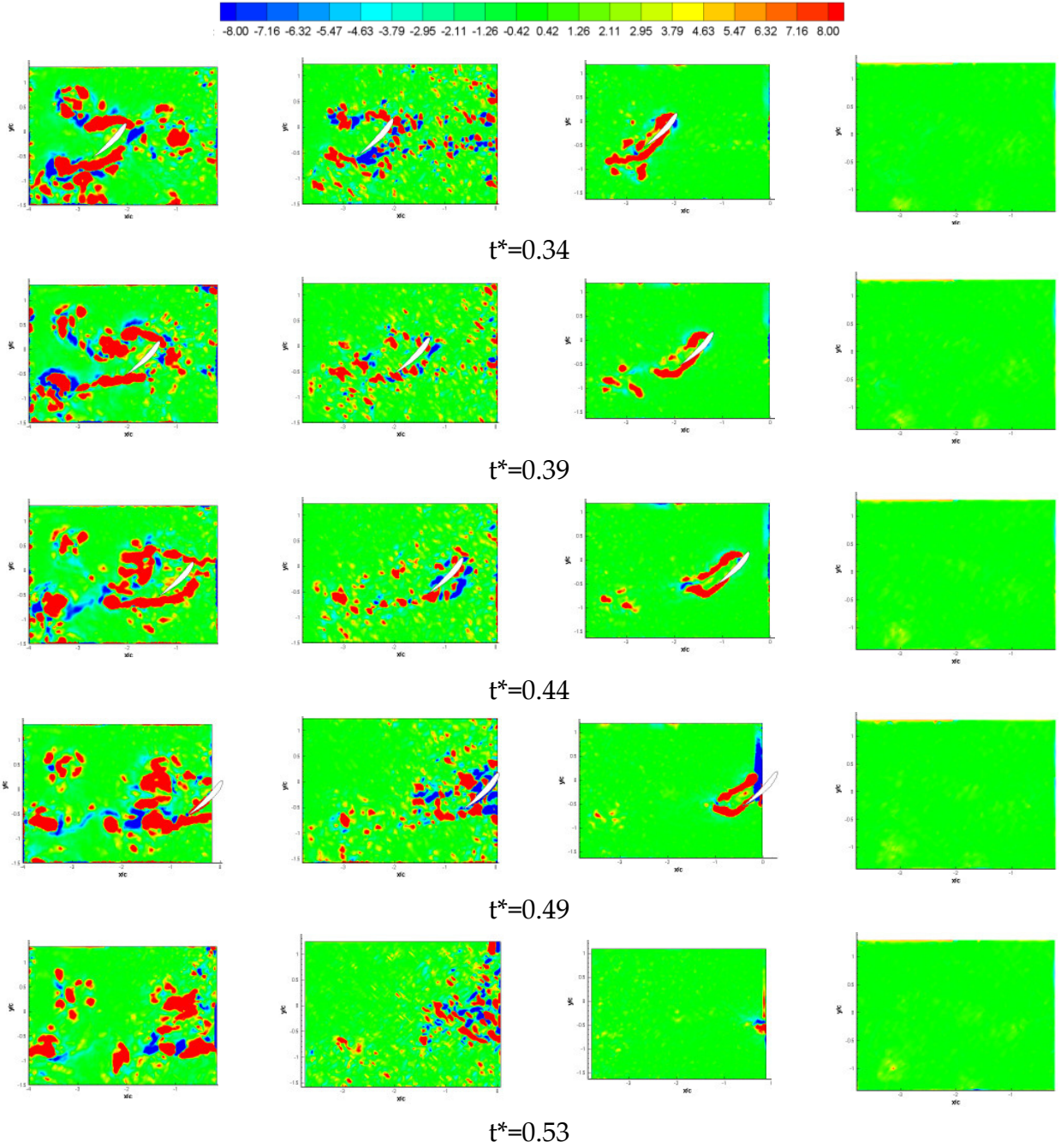
Beklenildiği üzere, üç boyutlu girdaplar kanat açıklığı boyunca kanada paralel ve yaklaşık aynı büyüklükteki alanları kapsamaktadır. Kanattan ayrılırken özelli kanat ucunda daha karmaşık bir yapı oluşturur ve helikal bir şekilde ayrılır. Kanattan ayrıldıktan sonra da akış içerisinde tamamen dağıldığı ve yok olduğu gözlenmektedir.



Şekil 106 İlk aşağı vuruş fazında değişik kanat boyu kesitlerinde Q kriterine göre belirlenen girdap bölgeleri: $z/b=0.5$ (1. kolon), $z/b=0.73$ (2. kolon), $z/b=0.93$ (3. kolon) ve $z/b=1.03$ (4. kolon).



Şekil 106 (devam) İlk aşağı ve yukarı vuruş fazlarında değişik kanat boyu kesitlerinde Q kriterine göre belirlenen girdap bölgeleri: $z/b=0.5$ (1. kolon), $z/b=0.73$ (2. kolon), $z/b=0.93$ (3. kolon) ve $z/b=1.03$ (4. kolon).

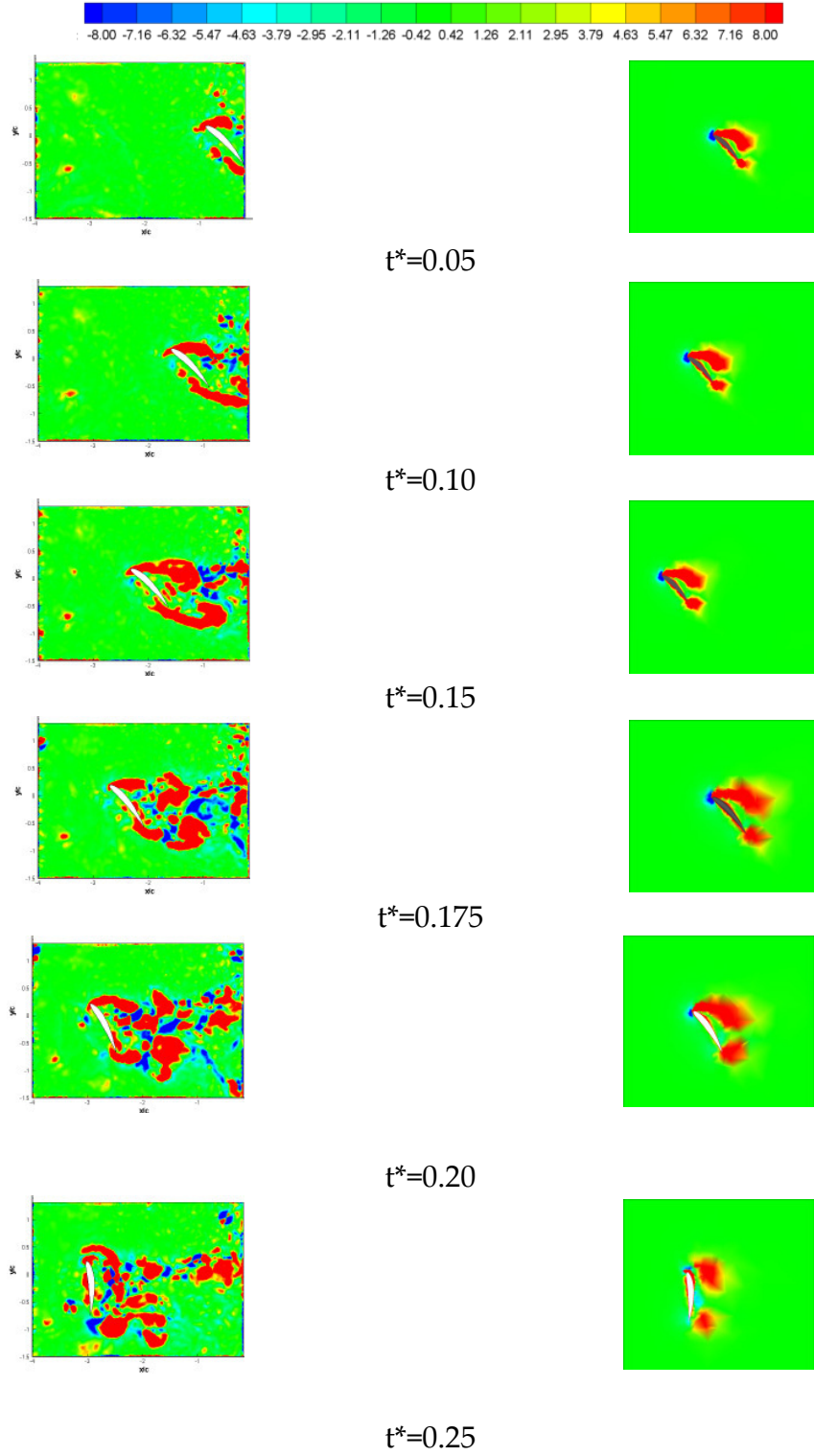


Şekil 106 (devam) İlk yukarı vuruş fazında değişik kanat boyu kesitlerinde Q kriterine göre belirlenen girdap bölgeleri: $z/b=0.5$ (1. kolon), $z/b=0.73$ (2. kolon), $z/b=0.93$ (3. kolon) ve $z/b=1.03$ (4. kolon).

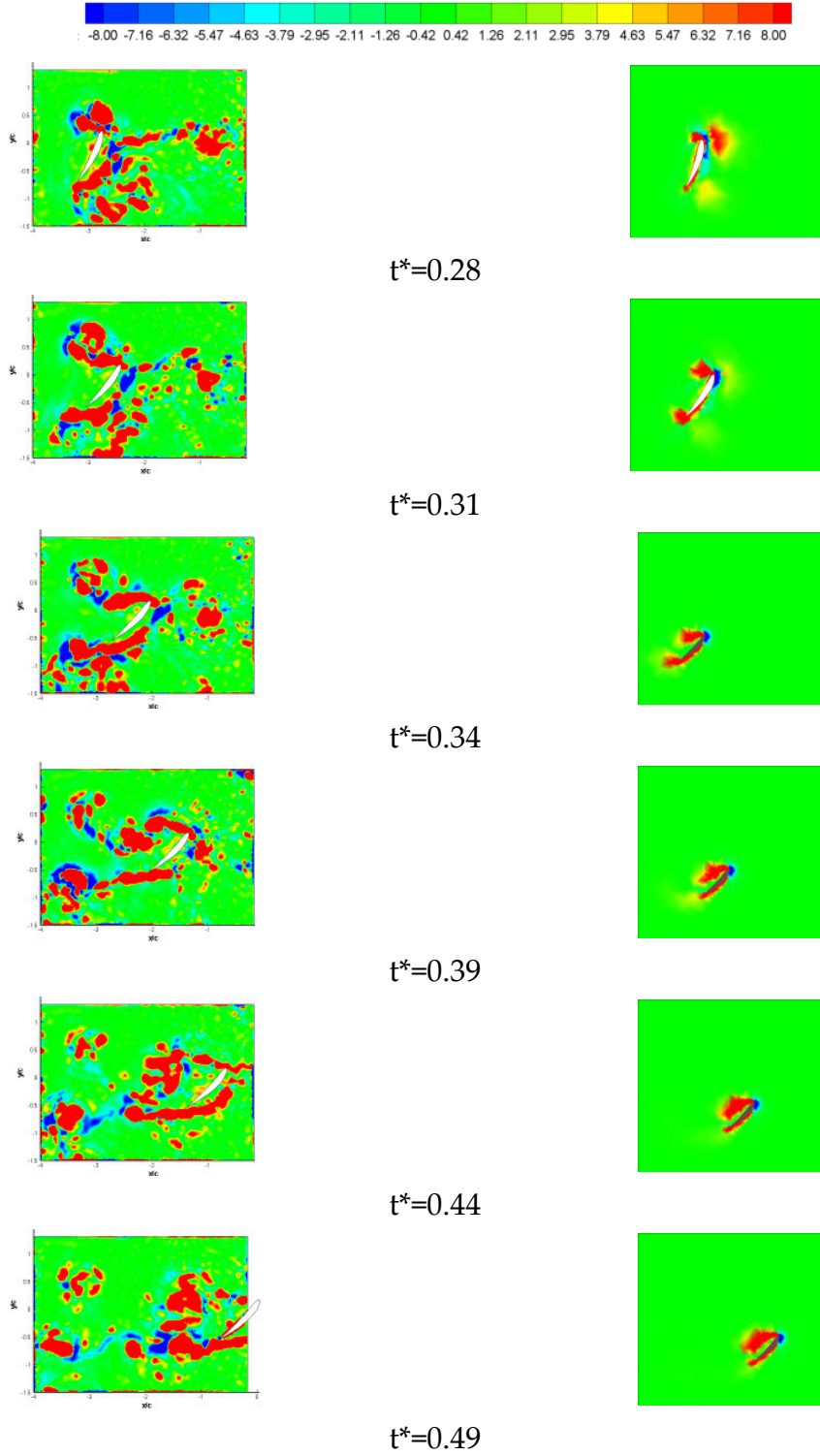
3.2.2.2. Üç Boyutlu Deneysel ve Sayısal Sonuçların Karşılaştırılması

Bu bölümde üç boyutlu deneysel sonuçlar sayısal sonuçlarla Q kriteri baz alınarak ilk yarım periyot boyunca karşılaştırılmıştır. Karşılaştırmalar orta noktada aydınlatılan düzlemde alınan ölçüm için yapılmıştır.

Kamera açılarının ayarları, ilk yarım periyotda doğrusal hareketin bir kısmını, döngüsel hareketin ise tamamını kapsayacak şekilde yapılmıştır. Böylelikle hem doğrusal hem de döngüsel hareketten kaynaklanan girdap oluşumlarını değerlendirmek mümkün olmuştur. Girdap merkezleri deneysel sonuçlarla doğru lokasyonlarda belirlenmekle beraber, girdap bölgeleri sayısal sonuçlara nazaran daha küçük alan kaplamaktadır. $t^*=0.10$ anından itibaren hücum ve firar kenarındaki girdaplar büyük bir netlikle belirlenmektedir. Karşılaştırma yapılan zamanda benzer girdap yapıları görülmüştür. Hücum kenarındaki girdap bölgeleri hem deneysel hem de sayısal sonuçlarda benzer büyüklükte olmasına karşın firar kenarındaki girdap bölgesi deneysel sonuçlar için sayısal sonuçlara göre daha büyük bir alan kaplamaktadır.



Şekil 107 Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ilk çeyrek period boyunca $z/b=0.5$ kanat açıklığında karşılaştırılması.

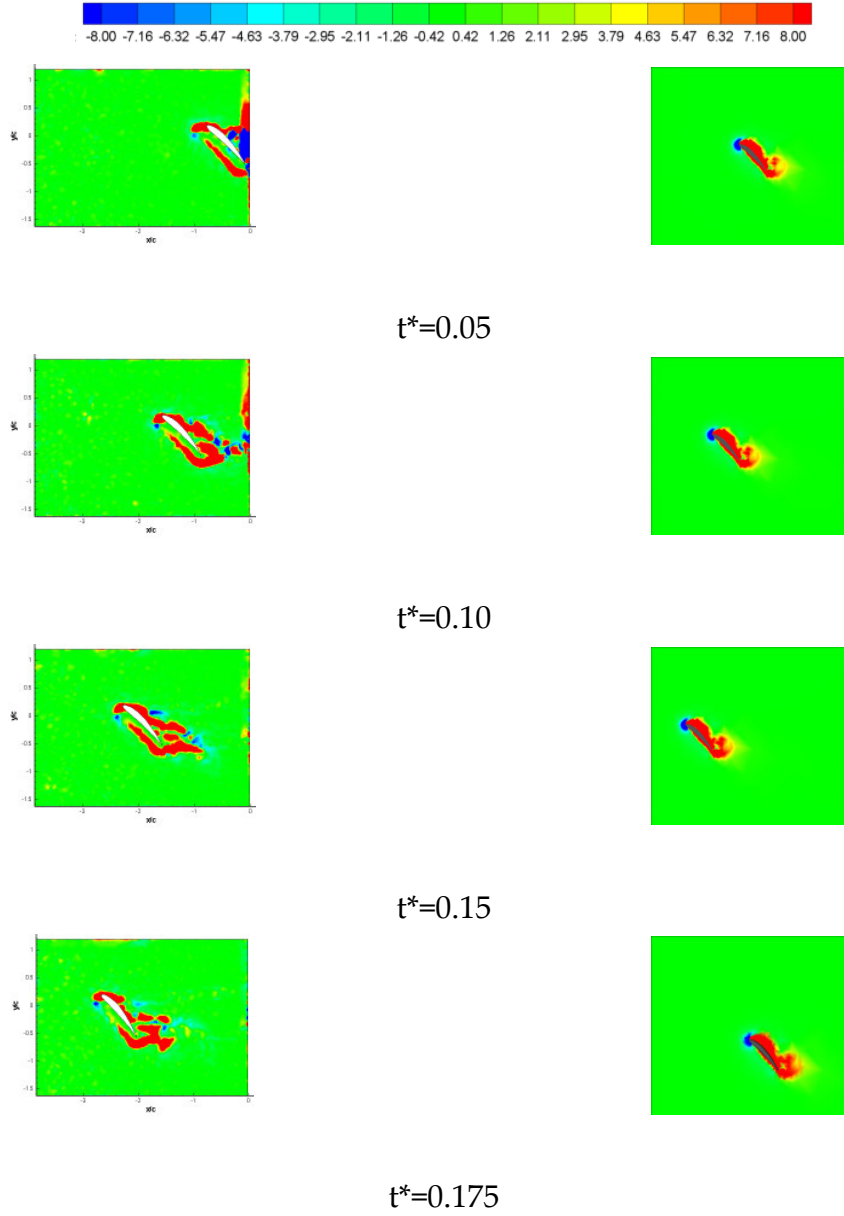


Şekil 108 Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ikinci çeyrek periyot boyunca $z/b=0.5$ kanat açıklığında karşılaştırılması.

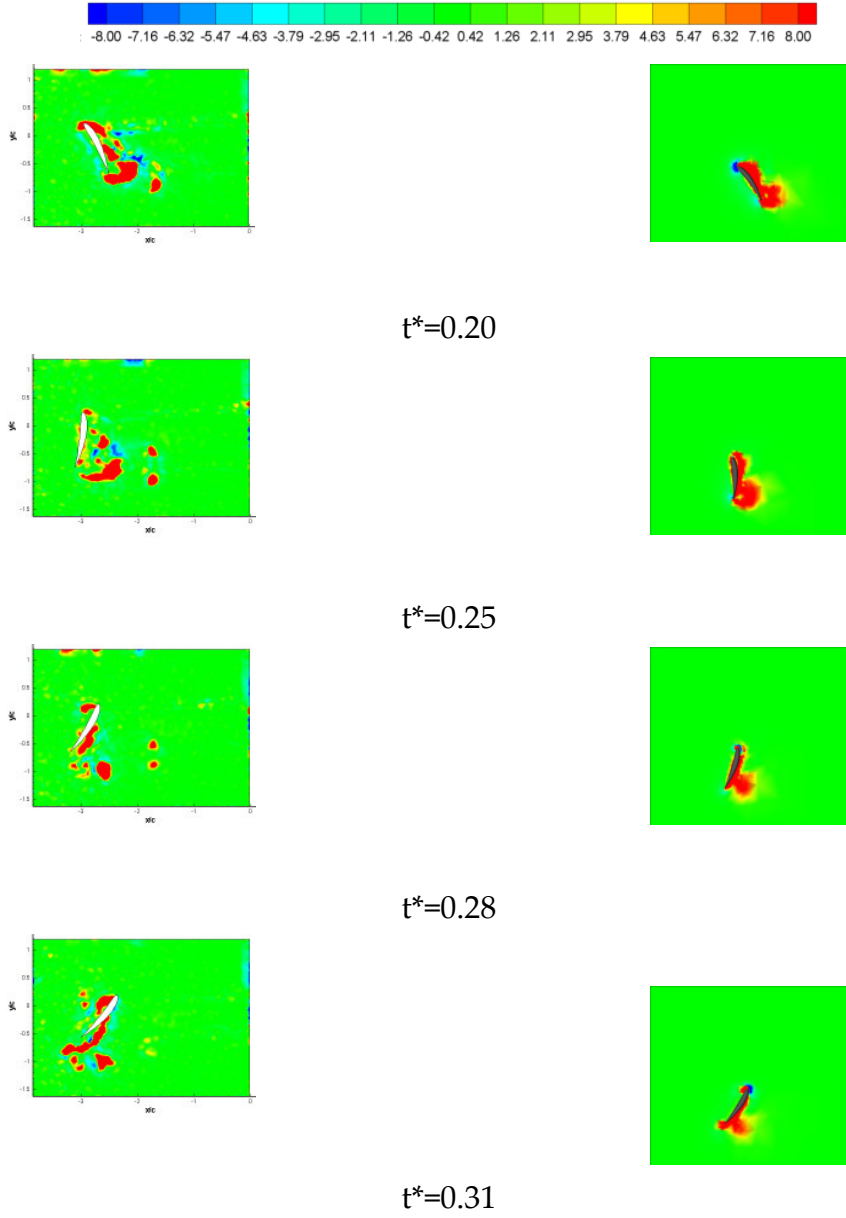
Deneysel sonuçlarda görüntü sistemindeki yansımalar ve çeşitli parazitlenmeler nedeniyle gözlenen fiziksel olmayan girdap bölgeleri ikinci çeyrek periyotta daha çok görülmesine rağmen bu durum girdap belirlenmesinde bir problem yaratmamaktadır. Bu zaman aralığında yeni oluşan hücum ve firar kenarı girdapları rahatlıkla belirlenebilmektedir. Deneysel sonuçlarda girdaplar akış içerisinde daha geniş bir bölgeye daha çabuk dağılmaktadır. $t^*=0.49$ anından itibaren kanadın hücum kenarı PIV kameralarının görüş alanından çıkmaktadır. Görsel olarak sonuçların daha iyi görülebilmesi için üzerine hız vektörlerinin interpolate edileceği çözüm ağında tüm kanat gösterilmiştir. Resimlerden de görülebileceği gibi deneysel ve sayısal sonuçlar birbirleri ile büyük bir uyum içerisindedir.

Şekil 10' da çırpan kanat hareketi için yapılan deneysel ve sayısal çalışmalar $z/b=0.93$ kesitinde karşılaştırılmaktadır. Bu kesit düzleminde, girdap bölgelerinin lokasyonları ve büyüklükleri baz alındığında hem sayısal hem de deneysel çalışmaların sonuçlarının birbirleri ile büyük bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Sonuçlar arasında dikkati çeken tek fark sayısal sonuçlarda belirlenen girdap bölgeleri kanat yüzeyine daha yakındır. Aynı gözlem iki boyutlu çalışmalar için de geçerlidir. Bu düzlemde fiziksel olmayan girdap bölgelerine daha az rastlanmaktadır. Kanadın kameraların görüş alanına girdiği ve çıktığı anlarda bu fiziksel olmayan girdap bölgeleri görülmektedir. Ayrıca bu düzlemdeki girdap bölgelerinin alanları orta düzlemdeki girdap bölgelerine nazaran hem sayısal hem de deneysel sonuçlar için daha küçüktür.

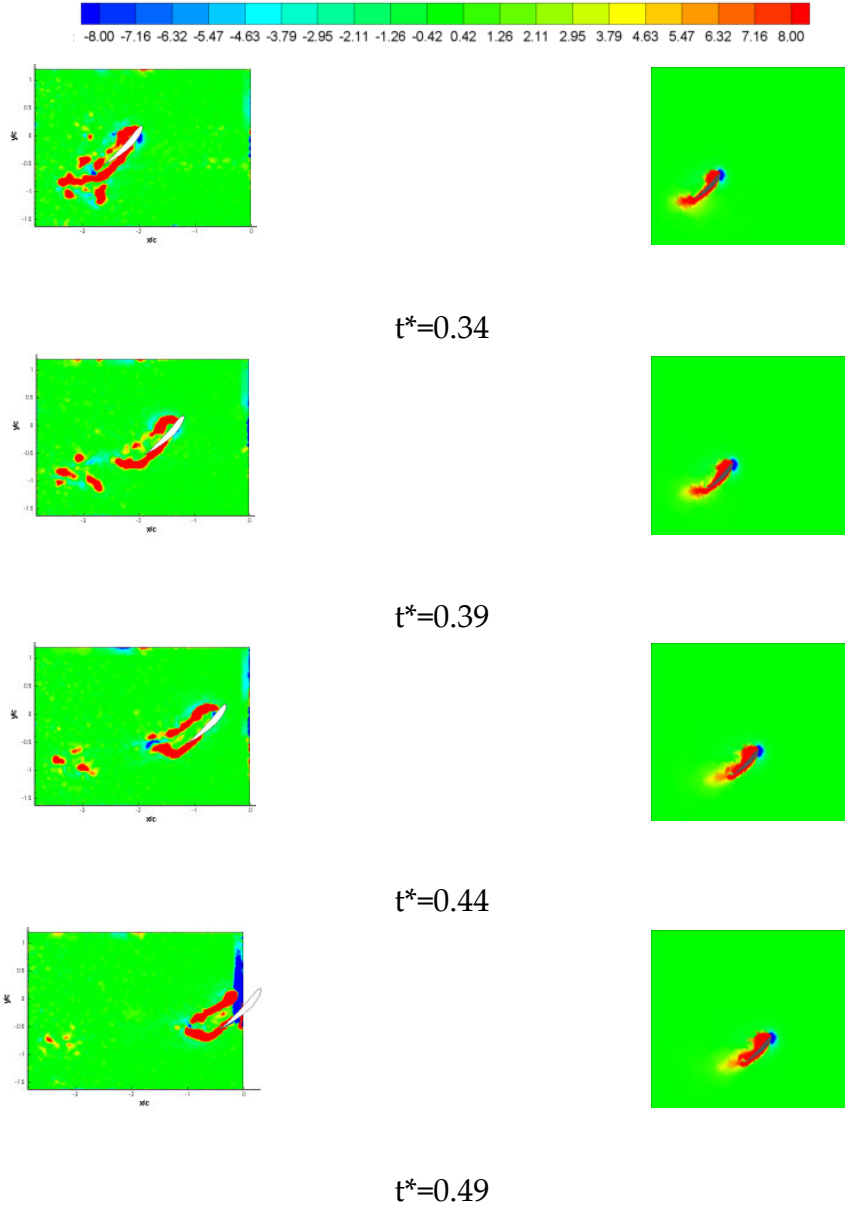
Çalışmalarda hücum kenarı girdabının hız vektörlerinin üçüncü bileşeninin oldukça büyük olduğu çıkarımı literatürdeki sonuçlarla da uyumludur. Bu gözlem deneysel sonuçlarla da ispatlanmaktadır.



Şekil 109 Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ilk yarım periyot boyunca $z/b=0.93$ kanat açıklığında karşılaştırılması.



Şekil 109 (devam) Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ilk yarım periyot boyunca $z/b=0.93$ kanat açıklığında karşılaştırılması.



Şekil 109 (devam) Deneysel (soldaki kolon) ve sayısal (sağdaki kolon) sonuçların ilk yarım periyot boyunca $z/b=0.93$ kanat açıklığında karşılaştırılması.

4. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu çalışmada kanat çırpma hareketi havada asılı kalma durumu için hem sayısal hem de deneysel olarak incelenmiştir. Kanat çırpma hareketi basitleştirilmiş bir kinematik model kullanılarak incelenmiş, böylelikle bu hareketin hava araçlarına uygulanıp uygulanamacağı analiz edilmiştir. Bu hareketin mini/mikro insansız hava araçlarına uygulanmasından önce, hareketin temelinde fiziksel olaylar ve aerodinamik kuvvetlerin nasıl üretildiğini açıklayan aerodinamik ve fiziksel mekanizmaların iyice anlaşılmasına çalışılmıştır. Problemin karmaşık yapısına rağmen simetrik kanat kesitlerinden kamburlu kanat kesitlerine, iki boyutlu analizlerden üç boyutlu analizlere kadar geniş bir yelpazede ve değişik kinematik parametreler için havada asılı kalma durumu için kanat çırpma hareketi hem sayısal hem de deneysel yöntemlerle incelenmiştir.

Çalışmada, çırpan kanat problemini incelemek için iki farklı teknik kullanılmıştır. Bunlardan birincisi hesaplamalı akışkanlar dinamiğini kullanan sayısal yöntemler ikincisi ise PIV tekniğini kullanan deneysel yöntemlerdir. Sayısal simülasyonlarda Doğrudan Sayısal Simülasyon teknikleri kullanılmıştır. İki farklı akış çözücüsü ile hareketli çözüm ağları kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. Deneysel ölçümler ise stereoskopik PIV tekniği kullanılarak yapılmıştır.

4.1. Genel Değerlendirmeler

Kanat çırpma hareketinin aerodinamik prensiplerini anlamak üzere yapılan ilk çalışmalarda sayısal yöntemler kullanılarak simetrik NACA 0012 kanat kesiti üzerinde çözümler elde edilmiştir. Daha sonra sayısal çözümler literatürde daha önce üzerinde çalışılmış profiller üzerinde de yapılmış, Kurtuluş'un doktora tezinde kullanmış olan kinematik parametrelere ek olarak profilin kalınlığı ve kamburluğu gibi geometrik parametrelere de içerik şeklinde genişletilmiştir. Ayrıca daha önce sadece iki boyutlu profiller için yapılan sayısal çözümler üç boyutlu geometrinin etkisini incelemek üzere üç boyutlu hale getirilmiştir. Bu üç boyutlu çözümlerle kanat çırpma hareketi sırasındaki üç boyutlu akışın fiziksel etkilerini araştırmak mümkün olmuştur.

Çırpan kanat aerodinamiğinde profil kalınlığının etkisini incelenmek için NACA 0012 profili ile birlikte profil kalınlığı farklı iki simetrik kanat profili daha, NACA 0010 ve NACA 0015 profilleri seçilmiş ve değişik hücum açılarında bu profillerin sağladığı aerodinamik kuvvetler karşılaştırılmıştır. Bu çalışmada ayrıca hücum açısının kaldırma ve sürüklenme kuvveti katsayılarına ve bu katsayıların zaman göre dağılımlarına olan etkileri de incelenmiştir. Negatif kaldırma kuvvetinin 30° ve daha yüksek hücum açıları için elimine edildiği görülmüş ve sonuçlar 45° hücum açısı için değerlendirilerek sunulmuştur. Deneysel çalışmalarla bütünlük sağlaması açısından kanadın dönme ekseninin merkezi her zaman aynı noktada tutulmuştur. Dönme ekseninin değişik konumlarının etkisi incelenmemiştir.

Profil kalınlığı etkisinin incelendiği bu çalışmada her bir profil için sürüklenme kuvveti katsayısının mutlak tepe nokta değerlerinin hücum açısı arttıkça azaldığı görülmüştür. Kaldırma kuvveti katsayılarının ise hücum açısına doğrudan bağlı olduğu bulunmuştur. Daha ince profillerde hücum açısı arttıkça kaldırma kuvveti katsayısının mutlak tepe nokta değerlerinde de artma görülmüştür. Girdap şekilleri de profil kalınlığına göre değişiklik göstermiştir. Profil kalınlığı arttıkça hücum kenarı girdabının akış içerisine dağılması ve profilden kopması daha erken gerçekleşmektedir. NACA 0015 profilinin etrafında oluşan hücum ve firar kenarı girdapları profile daha yakındır. Yine bu profil için kanattan ayrılan girdapların akış içerisindeki dağılımlarını da bu çalışma ile daha net bir şekilde görmek mümkün olmuştur. Diğer iki profil için yeni oluşan girdaplar daha net bir şekilde görülmektedir. Her iki profil etrafındaki çırpma hareketi sırasındaki çırpma yönünü değiştirme esnasında oluşan duran girdap şekillerinin de benzer olduğu görülmüştür. Her iki profile de bu girdaplar profil yüzeyinden tamamıyla kopmuş durumdadır. Döngüsel fazdan sonra NACA 0015 etrafında bu iki profile nazaran daha büyük girdap bölgelerinin oluşumu izlenmiştir.

İki boyutlu sayısal parametrik incelemelerde kullanılan diğer bir fiziksel parametre de profilin kamburluğudur. Bu çalışma için NACA 0012 ile aynı profil kalınlığına sahip kamburlu NACA 6412 profili seçilmiştir. Bu profil %6 kamburluk oranına sahiptir. 45° ve daha düşük değerlerdeki hücum açıları için aerodinamik kuvvet dağılımları hem simetrik hem de kamburlu kanat kesiti için benzer özellikler göstermesine karşın tepe nokta değerleri kamburlu kanat kesiti için daha yüksektir. Hücum açısı $\alpha=45^\circ$ iken kamburlu kanat profili, simetrik profilden daha yüksek kaldırma ve sürüklenme kuvveti katsayılarına ulaşmaktadır. Ancak $\alpha=60^\circ$ hücum

açısında simetrik profil kamburlu kanat profilinden daha iyi sonuçlar vermiştir. Kamburluk etkisi döngüsel fazlarda daha çok hissedilmektedir. Sonuçlara bakıldığında en büyük değişiklik hücum kenarı girdabında görülmektedir. Hücum kenarı girdabı kamburlu profili için profilden ayrılmaya çok daha meyilli görülmektedir. Ayrıca kamburlu kanat profilinin etrafında oluşan firar kenarı girdabı ve döngüsel duran girdap simetrik olan profile göre daha büyük bir alanı kaplamaktadır. Kamburluk etkisi profilin hücum açısına olan duyarlılığını daha da arttırmıştır. Hücum açısı 30°'den 60°'ye çıktığında hücum kenarı girdabı profilden daha erken ayrılmakta ve ilk döngüsel fazda oluşan döngüsel duran girdap daha büyük bir alanı kaplamaktadır.

İki boyutlu parametrik çalışmalarda kamburluk etkisinin daha detaylı araştırılması için diğer kamburlu profiller de kullanılarak genişletilmiştir. Bu profiller kuşların kanat kesitlerine daha benzer kesitlerdir. Bu sebeple Eppler 471 ve Göttingen 122 profilleri çırpan kanat problemi için kullanılmış ve elde edilen sonuçlar NACA 6412 ve NACA 0012 profillerinin sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Bir önceki çalışmada olduğu gibi kamburluk etkisi 30° ve üstündeki hücum açıları için dikkate değerdir. Kamburlu profillerin hepsi simetrik kanat kesiti NACA 0012 ile karşılaştırıldığında daha yüksek mutlak tepe nokta değerlerine ulaşmaktadır. Eppler ve Göttingen profilleri NACA 6412 ile karşılaştırıldığında daha kamburlu kesitlerdir. İlk yukarı vuruş fazında elde edilen kaldırma kuvvetinin değişimi Eppler profili dışındaki tüm profiller için doğrusaldır. Birinci ve üçüncü periyot sonunda hemen hemen bütün profiller aynı kaldırma kuvveti değerlerine sahiptir. Bir periyotluk harekete bakıldığında, ilk tepe nokta değerleri bütün profiller için yaklaşık olarak aynıdır. İlk aşağı vuruş fazında sürüklenme kuvveti katsayıları neredeyse sabit bir değerde olup, yukarı vuruş fazında özellikle de NACA 6412 profili için daha yüksek değerler elde edilmektedir.

Kamburluk etkisi incelenirken hücum kenarı yarıçapının da incelenmesi gerektiği anlaşılmıştır. Yapılan literatür taraması sonucunda bu parametrenin yüksek hızlı ve türbülanslı akışlar için çalışıldığı görülmüştür. Geciken perdövites için olumlu yönde etkisi olan hücum kenarı yarıçapının havada asılı kalma modunda da aynı etkiye sahip olduğu anlaşılmıştır.

Kanat çırpma hareketinin en dikkat çeken özelliği zamana bağlı yüksek kaldırma kuvvetlerini sağlamasıdır. Sayısal çalışmalar, çırpan kanatlar tarafından üretilen

zamana bağlı aerodinamik kuvvetlerin sabit kanatlar tarafından üretilen sürekli aerodinamik kuvvetlere göre daha yüksek olduğunu ortaya koymuştur.

Üç boyutlu sayısal çalışmalarda, çözüm ağının daha büyük olması ve daha fazla çözüm noktası içermesi ve üç boyutlu çözümlerin daha karmaşık olması ve daha fazla zaman alması nedeniyle daha fazla bilgisayar kaynağına ihtiyaç duyulmuştur. Bu nedenle üç boyutlu çözümlerin paralel bilgisayar ortamında çözülmesinin daha mantıklı ve gerçekçi olacağına kara verilmiştir. Bu yüzden paralel çalışabilecek başka bir ticari akış çözücüsü ihtiyaç duyulmuş ve bunun için FLUENT V2.22 yazılım paketi kullanılmıştır. Bu çözücü ile yapılan çözümlerin doğruluğunu kanıtlamak için öncelikle NACA 6412 profili için daha önce STAR-CD yazılımı ile elde edilen çözüm sonuçlarının aynısının FLUENT yazılımı ile de elde edilmesine çalışılmıştır. Her iki çözücü ile elde edilen sonuçların aynı olduğu doğrulandıktan sonra FLUENT yazılımına geçilmiştir. Her iki çözücüde de aynı sınır şartları ve çözüm metodları kullanılmıştır. İki boyutlu FLUENT ve STAR-CD çözümlerinin karşılaştırılmasında kaldırma ve sürüklenme kuvvet katsayıları kullanılmıştır. Sonuçlar aynı zamanda girdap yapıları ve akış alanları için de karşılaştırılmış ve her iki çözümün de mükemmel bir uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Üç boyutlu sayısal çözümler 6 cm veter uzunluğunda NACA 6412 kesitine sahip dikdörtgen bir kanat üzerinde elde edilmiştir. Kanat boyu 30 cm ve kanat açıklık oranı 5 olarak alınmıştır. Çözüm ağı kalitesinden kaynaklanan sorunlar nedeniyle kanat ucu ortalama kambur çizgisine göre yuvarlatılmıştır. Çözümlerde yapısal olmayan çözüm ağı kullanılmıştır. Hücum açısı 45° için elde edilen üç boyutlu çözümler sunulmuş ve hesaplanan aerodinamik kuvvetler iki boyutlu sayısal çözümlerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca üç boyutlu akış alanının detaylı girdap yapısı, üç boyutlu deneysel ölçümlerle karşılaştırılmıştır. Wang ve arkadaşları tarafından elde edilen iki boyutlu çalışmalar üç boyutlu sanki zamana bağlıymış gibi yapılan (quasi-zamana bağlı) çözümlerden daha yüksek olduğu görülmüştür (Wang, 2004). Bu çalışmada ise durum tam olarak böyle değildir. Değerler sadece tepe noktalarında daha yüksek olup aradaki fark da çok fazla değildir. Üç boyutlu sayısal çalışmalar, üç boyutlu geometrinin hücum kenarındaki girdabın kararlılığını arttırmakta ve yerini de sabitlemektedir. Bu bulgu diğer araştırmacılar tarafından da onaylanmıştır. Q eşdeğer eğrilerinin girdapların oluşumunu ve akış içerisindeki dağılımlarını net bir şekilde ortaya çıkardıkları gözlemlenmiştir. Kanat ucundaki girdap kırılması görülmektedir. Kırılan girdap kanattan burgusal bir döngü (helikal bir şekil) çizerek ayrılmaktadır. Herhangi bir anda kanat kökünde görülen girdaplar daha büyük bir

alan kaplamakta ve kök kısmından kanat ucuna doğru biraz daha ilerlendiğinde bu alan küçülmekte ve kanat ucuna kadar nerdeyse sabit kalmaktadır. Hücum ve firar kenarı girdapları kanat ucunda birleşmekte ve kanattan ayrıldıktan sonra akış içerisinde tamamiyle dağılmaktadır.

Üç boyutlu çözümlerle iki boyutlu çözümler kanadın orta noktasındaki düzlemde Q kriterine göre karşılaştırılmıştır. Üç boyutlu Q konturlarına bakıldığında hücum ve firar kenarındaki girdapların birbirinden daha izole bir yapı sergiledikleri görülmüştür. Üstelik girdap bölgelerinin kapladığı alanlar daha da büyüktür.

Bu proje sırasında yapılmış olan sayısal çalışmalar çeşitli konferanslarda sunulmuş ve yayınlanmıştır (Sarigöl, 2006; Sarigöl et al. 2007, Kurtuluş et al, 2006, Akay et al., 2007).

Kanat çırpma hareketinin deneysel incelemeleri için stereoskopik PIV tekniği kullanılmıştır. Deneyler öncelikle iki boyutlu kanat profilinin incelemesi yapılmış, daha sonra 3 boyutlu, sonlu bir kanat üzerinde ölçümler yapılmıştır. Her iki çalışmada da NACA 6412 kanat kesiti kullanılmıştır. İki boyutlu ölçümler, kanadın her iki ucuna konulan kanat ucu plakalarının arasında kanadın tam ortasına gelen düzlemin darbeli lazer ışın hüzmesi ile aydınlatıldığı yerde alınmıştır. Elde edilen akış görüntülemeleri sayısal çözümlerin sonuçlarıyla girdap bölgelerinin benzerliği açısından skalar ve Galilean değişmez kriterleri kullanılarak karşılaştırılmış ve benzer sonuçlar elde edilmiştir. Hücum ve firar kenarında oluşan girdapların sayısal ve deneysel sonuçlarda birbirlerine benzediği, fakat sayısal sonuçlarda deneysel sonuçlara kıyasla girdapların profile daha yakın olduğu tespit edilmiştir.

Kanattan ayrılarak akış içerisinde dağılan hücum ve firar kenarı girdapların üç boyutlu davranışlarını incelemek için stereoskopik PIV ölçümleri yapılmıştır. Akış görüntülemesi kanat üzerindeki dört farklı düzlemde ilk yarım periyot için tekrarlanmıştır. Daha sonrasında elde edilen deneysel sonuçlar sayısal sonuçlarla karşılaştırılarak girdap oluşumuyla aerodinamik mekanizmaların birbirleri ile ilişkilendirilmesine çalışılmıştır. Üç boyutlu deneysel ve sayısal sonuçlarda girdapların şekilleri ve yerleri birbirleri ile çok benzer çıkmıştır. Bu sebeple sayısal ve deneysel çalışmalar birbirlerinin tamamlayıcısı olarak kullanılmıştır.

4.2. Öneriler

Bu çalışmada kanat çırpma hareketi havada asılı kalma durumu için hem sayısal hem de deneysel olarak incelenmiştir. Havada asılı kalma durumu için bu durumun sadece tek bir çeşidi olan simetrik durumu çalışılmıştır. Asimetrik havada asılı kalma durumu ise deney düzeneğinde yapılacak bir kaç modifikasyonla PIV kullanılarak incelenebilir. Deney düzeneğinde yapılan son iyileştirmelerle istenilen programın yazılması ve bunun fotoğraflanarak kanat etrafındaki akışın görüntülenmesi mümkün olmuştur. Üç boyutlu çalışmalar sadece tek bir kanat profili ve kanat açıklık oranı için yapılmıştır. Bu inceleme ileriki çalışmalarda değişik kanat açıklık oranlarını ve değişik kanat kesitlerini içerecek şekilde genişletilebilir. Şu anki deney düzeneğinde kanat çırpma hareketi sırasında üretilen aerodinamik kuvvetlerin ölçülmesi mümkün olamamaktadır. Yapılacak başka bir iyileştirme ile de bu kuvvetlerin ölçülmesi sağlanabilir ve sayısal sonuçlarla karşılaştırılabilir.

REFERANSLAR

- [1] Sane, S.P., "Review The aerodynamic of insect flight", The Journal of Experimental Biology 206, pp. 4191-4208, 2003.
- [2] Walker, P.B., "Experiments on the growth of circulation about a wing", ARC Tech. Rep. No. 1402, 1931
- [3] Ames, Richard Gene, "On The Flowfield and Forces Generated by a Rectangular Wing Undergoing Moderate Reduced Frequency Flapping at Low Reynolds Number", PhD Dissertation, Georgia Institute of Technology Department of Aerospace Engineering, April 2001.
- [4] Kurtulus D.F., David L., Farcy A, Alemdaroglu N. (2006) "Aerodynamic Characteristics of Flapping Motion in Hover," 13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 1130, Lisbon, Portugal, 26-29 June 2006 (under review for Experiments in Fluids).
- [5] Flow Manager Manual, 2007.
- [6] Jeong, J. And Hussain F., "On the identification of a vortex", J. Fluid Mech. Vol.285, pp.69-94, 1995
- [7] Cucitore R., Quadrio M. And Baron A., "On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex", Eur. J. Mech. B/Fluids, 18 n°2, pp.261-282, 1999
- [8] Hunt J.C.R., Wray A.A. and Moin P., "Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows", Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 193, 1998
- [9] Repellin O., "Experimental characterization of vortical structures with aeroacoustic effects", VKI Project Report 1999-28, June 1999.
- [10] Chakraborty P., Balachandar S. And Adrian R.J., "On the relationships between local vortex identification schemes", J. Fluid Mech., Vol. 535, pp.189-214, 2005
- [11] Sarigöl, E., Kurtuluş D.F. , Alemdaroğlu, N., "Çırpan Kanat Probleminde Kanat Profili Kalınlığının Sayısal İncelenmesi", Uluslararası Katılımlı Kayseri VI. Havacılık Sempozyumu, 12-14 Mayıs, 2006

- [12] Sarigöl, E., Alemdaroğlu, N, "Parametric Study on Two Dimesional Flapping Motion", Proceeding of European Micro Air Vehicle Conference and Flight Competition, Braunschweig Germany, 25-26 July 2006
- [13] Sarigöl, E., Alemdaroğlu, N. and Özgen, S., "Investigation of camber effect in flapping motion during hover", Ankara International Aerospace Conference AIAC 07, Ankara, Turkey, 10-12 September 2007.
- [14] Star-CD Version 3.10A, "Methodology Manual," Computational Dynamics Limited, 1999
- [15] Wang, J.Z. (2000), "Vortex Shedding and Frequency Selection in Flapping Flight", Journal of Fluid Mech., 410,323-341.
- [16] Dickinson, M.H., Lehmann, F.O. and Götz, K.G., "The active control of wing rotation by Drosophila", J. Exp. Biol. 182, pp.173-189, 1993.
- [17] Usherwood, J.R. and Ellington, C.P., "The Aerodynamics of revolving wings: I Model Hawkmoth wings", J. Exp. Biol., 205, pp.1547–1564, 2002.
- [18] Usherwood, J.R. and Ellington, C.P., "The Aerodynamics of revolving wings: II Propeller force coefficients from mayfly to quail", J. Exp. Biol., 205, pp.1565-1576, 2002.
- [19] Knowles, K., Ansar, S.A., Wilkins, P.C. and Zbikowski, R.W., "Recent progress towards developing an insect-inspired flapping wing micro air vehicle ", Proc. of AVT-146 Symposium on "Platform Innovations and System Integration for Unmanned Air, Land and Sea Vehicles", 14-17 May 2007, Italy.
- [20] Sarigöl, E. and Alemdaroğlu, N., "Flapping motion in 2D: Experimental and numerical analysis", 2nd European Conference on Aerospace Sciences, Brussels, Belgium, 1-6 July 2007.
- [21] Sarigöl, E. and Alemdaroğlu, N., "Computation of unsteady hovering flapping motion in parallel environment", International Conference on Parallel Computational Fluid Dynamics PARCFD 2007, Antalya, Turkey, 21-24 May 2007.
- [22] Sarigöl, E., "Experimental and Numerical Analysis of flapping motion",PhD. Dissertation, METU Aerospace Engineering Department,2007.
- [23] Van Den Berg, C. and Ellington, C.P., "The three-dimensional leading-edge vortex of a 'hovering' model hawkmoth", Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 352, pp.329-340, 1997

- [24] Van Den Berg, C. and Ellington, C.P., "The vortex wake of a 'hovering' model hawkmoth", *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B* 352, pp.317-328, 1997
- [25] Birch, J.M. and Dickinson, M.H., "Spanwise flow and the attachment of the leading-edge vortex on insect wings", *Nature*, Vol.142, pp.729-733, 2001.
- [26] Tuncer, I.H. and Kaya, M. (2005), "Optimization of Flapping Airfoils for Maximum Thrust and Propulsive Efficiency," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 11, pp. 2329-2336.
- [27] Young, J. and Lai, J.C.S. (2004), "Oscillation Frequency and Amplitude Effects on the Wake of a Plunging Airfoil," *AIAA Journal*, Vol. 42, No.10, pp. 2042-2052.
- [28] Young, J. (2005), "Numerical Simulation of the Unsteady Aerodynamics of Flapping Airfoils," PhD Thesis, Australian Defence Force Academy.
- [29] Szmelter, J., Zbikowski, R. (2002), "A Study of Flow Arising from Insect Wing Flapping Motion", *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 40:497-505.
- [30] Tuncer, İ.H., Walz, R., Platzer, M.F. (1998), "A Computational Study on the Dynamic Stall of a Flapping Airfoil," AIAA-98-2519.
- [31] Isogai, K., Fujishoro, S., Saitoh, T., Yamamoto, M., Yamasaki, M., Matsubara, M. (2004), "Unsteady Three-Dimensional Viscous Flow Simulation of a Dragonfly Hovering", *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 10, pp. 2053-2059.
- [32] Wu, J.H., Sun, M. (2004), "Unsteady Aerodynamic Forces of a Flapping Wing", *J. Exp. Biol.* 207. pp. 1137-1150.
- [33] Miller, L.A., Peskin, C.S. (2004), "When vortices stick: an aerodynamics transition in tiny insect flight", *J. Exp. Biol*, 207, pp. 3073-3088.
- [34] Pivkin, I.V., Hueso, E., Weinstein, R., Laidlaw, D.H., Swartz, S., Karniadakis, G.E. (2005), "Simulation and Visualization of Air Flow around Bat Wings during Flight", V.S. Sunderam et al. (Eds.): ICCS 2005, LNCS 3515, pp. 689 – 694.
- [35] Ramamurti, R., Sandberg, W.C. (2002), "A Three-Dimensional Computational Study of the Aerodynamic Mechanism of Insect Flight," *J. Exp. Biol*, 205, pp. 1507-1518.
- [36] Lan, S.L., Sun, M. (2001), "Aerodynamic Force and Flow Structures of Two Airfoils in Flapping Motions", *Acta Mechanica Sinica (English Series)*, No.17, pp.310-331.

- [37] Sun, M., Tang, J. (2002), "Unsteady Aerodynamic Force Generation by a Model Fruit Fly Wing in Flapping Motion", *J. Exp. Biol.*, 205, pp. 55-70.
- [38] Wang, J.Z. (2000), "2D Mechanism of Hovering", *Phys. Rev. Lett.* 85, 2216-2219.
- [39] Wang, J.Z. (2000), "Vortex Shedding and Frequency Selection in Flapping Flight", *Journal of Fluid Mech.*, 410,323-341.
- [40] Eldredge, J.D., "Efficient Tools for the Simulation of Flapping Wing Flows" (2005), 43rd Aerospace Sciences Meeting, January 10-13, Reno, NV. AIAA 2005-0085.
- [41] Poelma, C., Dickson, W.B., Dickinson, M.H. (2006), "Time-resolved reconstruction of the full velocity field around a dynamically-scaled flapping wing", *Experiment in Fluids*, 41: 213-225.
- [42] Tian, X., Iriarte, J., Middleton, K., Galvao, R., Israeli, E., Roemer, A., Sullivan, A., Song, A., Swartz, S., Breuer, K. (2006), "Direct Measurement of the Kinematics and Dynamics of Bat Flight", 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 5-8 June, San Francisco, California.
- [43] Lehmann, F.O., Sane, S.P., Dickinson, M. H. (2005), "The Aerodynamic Effect of Wing-Wing Interaction in Flapping Insect Wings", *J. Exp. Biol.* 208. pp. 3075-3092.
- [44] Wang, J.Z., Birch, J.M., Dickinson, M.H. (2004), "Unsteady Forces and Flows in Low Reynolds Number Hovering Flight: Two-Dimensional Computations vs Robotic Wing Experiments", *J. Exp. Biol.* 207. pp. 449, 450.
- [45] Galvao, R., Israeli, E., Song, A., Tian, X., Bishop, K., Swartz, S., Breuer, K. (2006), "The Aerodynamics of Compliant Membrane Wings Modeled on Mammalian Flight Mechanics", 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 5-8 June, San Francisco, California.
- [46] Singh, B., Ramasamy, M., Chopra, I., Leishman, G.J. (2005), "Experimental Studies on Insect-Based Flapping Wings for Micro Hovering Air Vehicles", AIAA.
- [47] Usherwood, J.R., Hedrick, L.T., McGowan, C.P., Biewener, A.A. (2005), "Dynamic Pressure Maps for Wings and Tails of Pigeons in Slow, Flapping Flight, and Their Energetic Implications", *J. Exp. Biol.* 208. pp. 355-369.
- [48] Dickinson, M.H., Lehmann, F.O., Sane, S.P. (1999), "Wing Rotation and the Aerodynamic Basis of Insect Flight", *Science*, 284, pp. 1954-1960.
- [49] Dickinson, M.H., Götz, K.G. (1993), "Unsteady Aerodynamic Performance of Model Wings at Low Reynolds Number," *J. Exp. Biol.* 174, 45-64.

- [50] Platzer, M. F., Jones, K. D. (2006), "Flapping Wing Aerodynamics-Progress and Challenges", AIAA-06-0500, Reno, Nevada.
- [51] Ansari, S. A., Zbikowski, R., Knowles, K. (2006), "Aerodynamic modelling of insect-like flapping flight for micro air vehicles," Progress in Aerospace Sciences 42, 129-172.
- [52] Kurtuluş, D.F., Akay,B. ve Alemdaroğlu, N., "Çırpma Hareketini Aerodinamiğinin İki Boyutlu Silindir Kullanılarak İncelenmesi", Uluslararası Katılımlı Kayseri VI. Havacılık Sempozyumu, 12-14 Mayıs, 2006.
- [53] Akay, B., Kurtuluş, D.F. ve Alemdaroğlu, N., "Unsteaady Aerodynamics of Different Wing Profiles at Low Reynolds Number", AVT-146, 2007.
- [54] Akay, B., Kurtuluş, D.F. and Alemdaroğlu, N., "Parametrical Study of Sinusoidal Flapping Motion Aerodynamics", Ankara International Aerospace Conference, METU Ankara, Turkey, September 10-12, 2007.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

| |
|---|
| Proje No:104M417 |
| Proje Başlığı: Çırpın Kanatlı Mikro Hava Araçlarının Tasarımı İçin Kanat Aerodinamiğinin Deneysel Olarak (PIV-Particle Image Velocimetry tekniğiyle) İncelenmesi |
| Proje Yürütücüsü: Prof. Dr. Nafiz ALEMDAROĞLU Araştırmacılar : Dr. Dilek Funda Kurtuluş (Yardımcı araştırmacı, Doktora Öğrencisi) Dr. Ebru SARIGÖL (doktora öğrencisi) Buşra AKAY (Yüksek Lisans Öğrencisi) |
| Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi: ODTÜ Havacılık ve Uzay Mühendisliği Bölümü |
| Destekleyen Kuruluş(ların) Adı ve Adresi: TÜBİTAK MAG |
| Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri: Temmuz 2005 - Kasım 2007 |
| Öz (en çok 70 kelime) Bu raporda havada asılı kalma durumu için kanat çırpma hareketi incelenmiş, elde edilen sonuçlarla hareketin fiziği ve aerodinamik mekanizmalarının anlaşılması amaçlanmıştır. Bu amaçla kanat çırpma hareketi hem doğrudan sayısal simülasyon hem de parçacıklı akım görüntüleme yöntemleri ile deneysel olarak incelenmiştir. Sayısal çalışmalarda akış sıkıştırılmaz ve laminar kabul edilmiştir. Kanat çırpma hareketinin iki ve üç boyutlu sayısal incelemelerinde, kanat profilinin şekli, kalınlığı ve kamburluğunun üretilen aerodinamik kuvvet katsayıları ve girdap oluşum mekanizmaları üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Sayısal sonuçlar, Parçacıklı Hız Görüntüleme (PIV) tekniği ile deneysel olarak elde edilen akım alanının görüntüleri ile karşılaştırılmıştır. Sayısal ve deneysel sonuçların birbirleri ile büyük bir uyum içinde oldukları gözlenmiştir. |

Anahtar Kelimeler:

Çırpın kanat, PIV (Particle Image Velocimetry), girdap, zamana bağlı aerodinamik, CFD, Doğrudan Sayısal Simülasyon (Direct Numerical Simulation),

Projeden Yapılan Yayınlar:

- Sarıgöl, E., Kurtuluş, D.F. ve Alemdaroğlu, N., "Çırpın Kanat Probleminde Kanat Profili Kalınlığının Sayısal İncelenmesi", Uluslararası Katılımlı Kayseri VI. Havacılık Sempozyumu, 12-14 Mayıs, 2006.
- Kurtuluş, D.F., Akay, B. ve Alemdaroğlu, N., "Çırpma Hareketini Aerodinamiğinin İki Boyutlu Silindir Kullanılarak İncelenmesi", Uluslararası Katılımlı Kayseri VI. Havacılık Sempozyumu, 12-14 Mayıs, 2006.
- Akay, B., Kurtuluş, D.F. ve Alemdaroğlu, N., "Unsteady Aerodynamics of Different Wing Profiles at Low Reynolds Number", AVT-146.
- Sarıgöl, E. ve Alemdaroğlu, N., "A Parametric Study on Two dimensional Flapping Motion", Proceeding of European Micro Air Vehicle Conference and Flight Competition, Braunschweig Germany, 25-26 July 2006
- Sarıgöl, E. ve Alemdaroğlu, N., "Computation of unsteady hovering flapping motion in parallel environment", International Conference on Parallel Computational Fluid Dynamics, Antalya, Turkey, 21-24 May 2007.
- Sarıgöl, E. ve Alemdaroğlu, N., "Flapping Motion in 2D: Experimental and Numerical Analysis", 2nd European Conference for Aero-Space Sciences, Brussels, Belgium 1-6 July, 2007
- Sarıgöl, E., Alemdaroğlu, N. and Özgen, S., "Investigation of camber effect in flapping motion during hover", Ankara International Aerospace Conference, METU Ankara, Turkey, September 10-12, 2007
- Akay, B., Kurtuluş, D.F. and Alemdaroğlu, N., "Parametrical Study of Sinusoidal Flapping Motion Aerodynamics", Ankara International Aerospace Conference, METU Ankara, Turkey, September 10-12, 2007.
- Sarıgöl, E., "Experimental and Numerical Analysis of Flapping Motion", Ph.D. Dissertation, METU Aerospace Engineering Department, July 2007.
- Akay, B., "Unsteady Aerodynamic Calculations of Flapping Motion", M.Sc. Thesis, METU Aerospace Engineering Department, September 2007.

PARAMETRICAL STUDY OF SINUSOIDAL FLAPPING MOTION AERODYNAMICS

Buşra Akay^{*}, D. Funda Kurtuluş[†], Nafiz Alemdaroğlu[‡]
Middle East Technical University, Aerospace Engineering Department
Ankara, Turkey

ABSTRACT

The aim of the present study is to compare a flapping motion kinematics for different Reynolds numbers in the range of $10-10^3$ by implementation of sinusoidal translational and angular motions. The numerical results are compared with the numerical, experimental and empirical data in the literature given by Wang et al. [8]. In addition, the effects of stroke amplitude and Reynolds number on the aerodynamic force coefficients are investigated. It is observed that the effect of stroke amplitude is more dominant than the effect of Reynolds number on the aerodynamic force coefficients.

INTRODUCTION

The nowadays aim of the researches on Micro Air Vehicles (MAV) concept is to be able to have a flight regime similar to that of birds or insect in terms of the range of Reynolds number. According to their size, flying insects operate in a wide range of Reynolds numbers from approximately 10 to 10^5 [11]. Thus, this leads some researchers to think that the understanding of these natural flights is useful in the design process of the MAVs. One of the main problems of these researches is that as a consequence of unsteady separation and coherent vortex shedding; the resulting unsteady aerodynamic interactions due to flapping motions are very complex. To investigate unsteady forces and vortex shedding mechanism around a flapping wings, as a first step simple models are used and some experimental and numerical tools have been developed in order to explain different phenomena and unsteady vortex mechanisms.

Wang et al. [8] have compared 3D DPIV experiment with two dimensional computations to investigate unsteady effects. 2D force sensors were used to measure forces parallel and perpendicular to the wing surface. Digital Particle Image Velocimetry (DPIV) was used to measure the flow structure in an 841 cm^2 area centered on the wing. A thin wing element of elliptic cross section under the same kinematics as performed in the experiment is used as a computation model. The computation of flows around this hovering wing employs a fourth-order finite difference scheme of Navier–Stokes equation in vorticity-stream function formulation. The scheme has been implemented in the elliptic coordinates with appropriate boundary conditions to account for the wing motion ([16], [17]).

In many studies sinusoidal motion was chosen as the flapping wing kinematics. An elliptical cross section wing model is used by Wang [17] with a motion composed of the superposition of the mean forward motion and a sinusoidal flapping motion. The frequency of the motion is one of the major parameters of this work in forward flapping flight which is also used in the Re number definition in conjunction with the flapping amplitude. Young [5] analyzed vertical (plunging) and rotational (pitching) sinusoidal motion of an airfoil by developing an unsteady panel method code. In order to know the aerodynamic force on each of the fore and aft wings and the flow structures during their flapping motions, Lan and Sun [15] and Tuncer and Kaya [6] employed Navier-Stokes equations with moving overset grids to an airfoil by implementing sinusoidal translational and angular velocities. Tuncer and Kaya [6] performed an optimization study by defining the frequency and the amplitudes of the plunge and pitching motions and phase shift between them as optimization parameters to maximize the thrust or propulsive efficiency of a single flapping flight. Steady and

^{*} Researcher in Aerospace Engineering Department, Email: bakay@ae.metu.edu.tr

[†] GRA in Aerospace Engineering Department, Email: dfunda@ae.metu.edu.tr

[‡] Prof. in Aerospace Engineering Department, Email: nafiz@metu.edu.tr

unsteady flow fields over the airfoil combination in tandem were computed by a compressible Reynolds Averaged Navier-Stokes solver as the trailing airfoil undergoes an oscillatory flapping motion with varying amplitude and frequency [20]. The combination of plunging and pitching motion on an elliptical wing model is analyzed by performing DNS with viscous vortex particle method at $Re=550$ [7]. Miller and Peskin [9] performed a study to know the changes in lift generation and vortex dynamics of two-dimensional wing for Reynolds numbers between 8 and 128. To model the two-dimensional wing implementing sinusoidal flapping motion through one stroke cycle, the immersed boundary method was used. To gain the insights into the unsteady aerodynamic force generation process of the flapping motion that emulates the wing motion of a fruit fly in normal hovering, the aerodynamic forces and vorticity wake structure were obtained from flow and pressure fields (sun and tang). Wu and Sun [10] analyzed flapping motion of the fruit fly wing with flat plate wing section by sweeping Reynolds number between 20 and 1800 to analyze the unsteady aerodynamic forces. To estimate how far-field flows are influenced by near-field events in flapping flight, Sane [4] have developed a theoretical model based in rotor theory by assuming the fluid to be essentially inviscid and incompressible. To provide more insight into bio-aerodynamics of insect flight for the design of flapping wing MAVs, Szmelter and Zbikowski [12] have analyzed 3D bibio fly wing at Re number higher than 9×10^3 by using NACA 0012 profile. The kinematic data used in this study was provided by Willmott and Ellington [22]-[24]. A detailed analysis of free flight in the hawkmoth *Manduca sexta* has revealed the kinematic changes as speed increases from hovering to fast forward flight and the aerodynamic significant of the observed kinematic variation, the power requirements for flight at different speeds and the nature of the constraints on maximum flight speed [22], [23]. According to Willmott and Ellington, a robust technique for determining the angle of attack of insect wings from film of free flight has to date proved elusive. They reported a study describing the development of two new methods – the Strips and Planes techniques – which were designed to overcome some of the limitations experienced in previous studies [24]. The dynamic stall boundaries of a NACA 0012 airfoil oscillating in either the specified pure plunge or in the combined pitch and plunge mode was analyzed by using a thin layer Navier-Stokes solver [21]. 3D flapping motion of the model fruit fly wing at $Re=136$ has been investigated by Sun and Tang [13] to gain some insights into the unsteady aerodynamic force generation process from the force and flow-structure information. They compared their results with the model wing experiment results and fruit-fly data provided by Dickinson et al. [18] and Weis-Fogh [25], respectively. A dynamically scaled model insect was used by Dickinson et al. [18] to measure the rotational forces produced by a flapping insect wing. Experiment was performed in a mineral oil tank at $Re=136$ and the wing was equipped with a 2D force transducer. Weis-Fogh [25] aimed to provide new material and novel solutions to make use of the large number of observations on freely flying animals. The major conclusion of him is that most insects perform normal hovering on the basis of the well-established principles of steady-state flow. However, one must also realize that any type of flapping flight also involves non-steady periods, particularly at the reversal points where active pronation and supination occur. Usherwood and Ellington [14] performed an experiment by using propeller models to investigate further the forces acting on model Hawkmoth wings in propeller like rotation. The Reynolds number is certainly within the range of hovering hawkmoths. A review of the experimental setups used for different flapping motion studies is given by OI [1] in conjunction with the experimental setups which will be used for NATO-AVT-149 Micro Air Vehicles Unsteady Aerodynamics Technical Team works.

A flapping kinematics was defined previously by Kurtulus et al. [2] where the experimental and numerical calculations are found to be very similar at Re number of 1000. In this study, the same numerical solution technique is applied to a different flapping kinematics defined by Wang, Birch and Dickinson [8]. Their works cover a 2D numerical calculation and comparison with 3D experimental results in view of aerodynamic force coefficients. An ellipse of 12% chord thickness is used with the same plunging and pitching motions [8]. The effects of profile shape and thickness of the profiles on the aerodynamic forces and vortex shedding mechanism of the prescribed flapping motion was analyzed in the previous study [3]. It is found that the use of ellipse profiles and NACA profiles with 9% and 12% thicknesses do not differ to much the aerodynamic force coefficients at Re number of 1000. The results obtained from the present study are compared with 3D experimental solutions and the empirical data approximated from both numerical and experimental data of [8].

MATERIALS AND METHODS

The Model Wing and Its Kinematics

The computation model is a thin wing element of elliptic cross section with 12% chord thickness. The prescribed flapping motion kinematics is implemented on the wall boundary condition by use of user defined subroutines [19]. These subroutines enable the user to define boundary conditions at the wall, to generate parameters required for moving meshes and to determine the position of the model.

The wing follows a sinusoidal flapping and pitching motion [8]. Specifically, the wing sweeps in the horizontal plane and pitches about its spanwise axis with a single frequency f .

$$x(t) = \frac{A_0}{2} \cos(2\pi ft) \quad (1)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \beta \sin(2\pi ft + \phi) \quad (2)$$

where $x(t)$ is the position of the center of the wing, and $\alpha(t)$ is the wing orientation with respect to the x-axis.

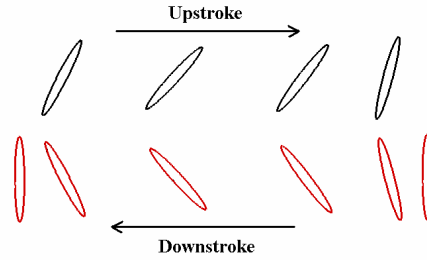


Figure 1: Sinusoidal motion of the profile during one stroke

By definition, the translational and angular velocities are given by $U_0(t)=dx(t)/dt$ and $\Omega(t)=d\alpha(t)/dt$. The parameters include the stroke amplitude A_0 , the initial angle of attack α_0 , the amplitude of pitching angle of attack β , the frequency f and the phase difference ϕ between $x(t)$ and $\alpha(t)$.

The translational motion of the wing is completely specified by two dimensionless parameters, Reynolds number, $Re=U_{max}c/\nu = \pi f A_0 c / \nu$, and A_0/c , where U_{max} is the maximum flapping velocity, and c is the chord length. From their steady-state 2D numerical data Wang et al. [8] found approximated empirical correlations for both of the aerodynamic coefficient namely, C_L (Eq. 3) and C_D (Eq. 4) in terms of angle of attack α and depends on the Reynolds number, details of the wing, etc.

$$C_L = 1.2 \sin(2\alpha) \quad (3)$$

$$C_D = 1.4 - \cos(2\alpha) \quad (4)$$

They implemented this empirical data (Eq. 3-Eq. 4) for all of the instantaneous angle of attack variations that they investigated. For each α value, C_L and C_D values are calculated and by using these values, quasi-steady translational lift (L_T) and drag forces (D_T) are calculated, $0.5\rho U^2 C_L$ and $0.5\rho U^2 C_D$, respectively. All of the numerical and empirical forces are normalized by the maxima of the corresponding quasi-steady forces as described in the study of Wang et al. [1].

The Computational Method

The transient PISO solution procedure is used during the calculations. Scalar solver type and implicit temporal discretization is used by the code during these calculations with an Upward Difference (UD) scheme [19].

The mass and momentum conservation equations solved for general incompressible fluid flows and a moving coordinate frame (the 'Navier Stokes' equations) are, in Cartesian tensor notation:

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{u}_j) = s_m \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{u}_j u_i - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + s_i \quad (6)$$

where t represents time, x_i cartesian coordinates, u_i absolute fluid velocity component in x_i direction, p pressure, τ_{ij} stress tensor components, s_m mass source, s_i momentum source components, \sqrt{g} determinant of metric tensor and \tilde{u}_j relative velocity between fluid and local (moving) coordinate frame.

In the case of laminar flows, STAR-CD uses the following constitutive relation for Newtonian fluid [19]:

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (7)$$

where μ is the molecular dynamic fluid viscosity and δ_{ij} , the 'Kronecker delta', is unity when $i = j$ and zero otherwise.

The rate of strain tensor, s_{ij} , is given by:

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

After a grid refinement study, 230x340 (230 nodes around the profile) are used in all computations (Figure 2). O-type grid domain is generated with 20 chord outer radius. The grid domain is composed of two sub-domains varying from finest mesh close to the profile to a coarser mesh at the outer domain. The computational domain is composed of 77292 cells.

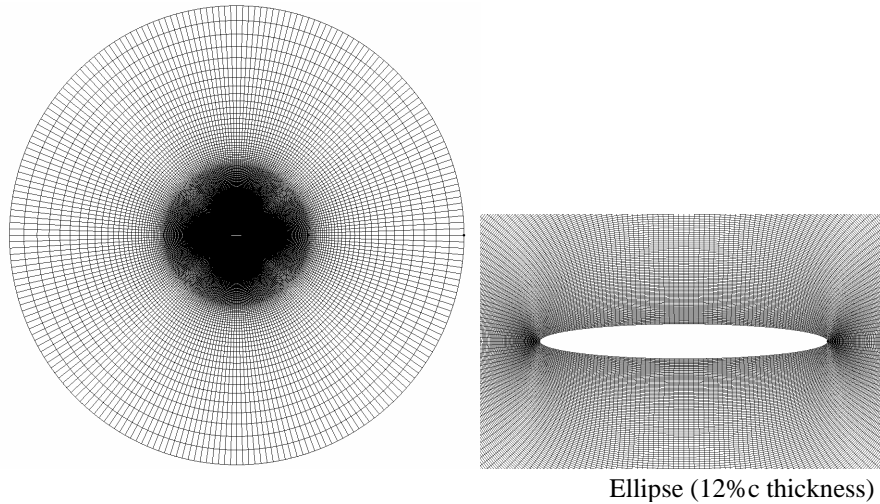


Figure 2: Computational Grid Domain

A parametrical study (Table 1) is performed with the described kinematics in order to investigate the effect of these parameters on the aerodynamic force coefficients. The chord of the ellipse is 0.01 cm. In order to obtain defined Re values; frequency, f , is calculated as $f = Re \nu / \pi c A_0$. The results are shown for zero phase delay ($\phi = 0$).

Table 1: Investigated Parameters

| | A_0/c | Re | f [Hz] |
|--------|---------|------|----------|
| Case 1 | 2.8 | 75 | 1.240 |
| Case 2 | 2.8 | 115 | 1.900 |
| Case 3 | 2.8 | 200 | 3.306 |
| Case 4 | 4.8 | 115 | 1.109 |

RESULTS

Evaluation of Unsteady Flowfield and Aerodynamic Forces

Sinusoidal angle of attack and velocity distributions of the motion for Case 2 and Case 4 are presented in Figure 3 to show the difference of the kinematics by the change of A_0/c value. The frequency of the former is approximately twice of the later one.

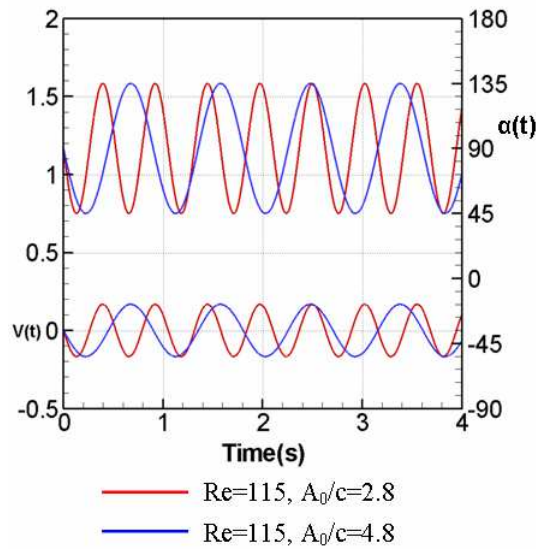


Figure 3: Instantaneous angle of attack ($\alpha(t)$) and velocity distribution vs. time for two cases.

In Figure 4, the computational forces obtained from the present study are compared with the experimental and empirical data of Wang et al. [8]. The empirical data is carried out by using the Eqs. 3- 4 based on the translational velocity. The forces are normalized by the maxima of the corresponding quasi-steady forces [8]. For lift coefficient distribution, although there is a small over estimation at the mid-strokes, our computation catches the C_L value of the experiment during translation of the wing (see Figure 4). Also, the present computation estimates the right rotation position as in the experiment. For drag coefficient, the general behavior of the distribution of present computation is very similar with the experiment given in [8], especially in the translational phase. Generally, it is noted that the present computation is in good agreement with the experimental and quasi-steady force coefficients.

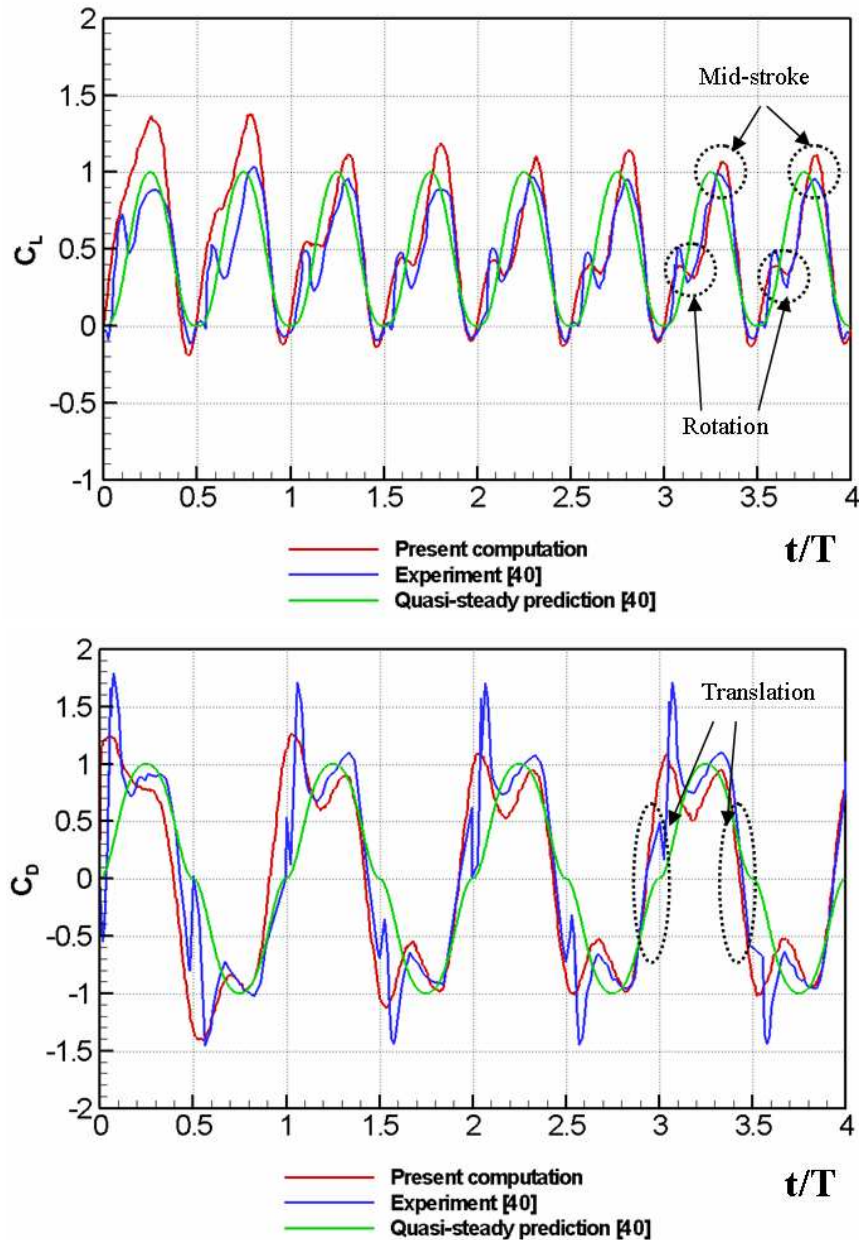


Figure 4 Lift and Drag coefficients comparison between experiment [8], present computation and quasi-steady estimations [8] for symmetric ($\varphi=0$) rotation. Time is non-dimensionalized with the flapping period.

The lift and drag coefficient distribution of two cases are represented in Figure 5 and 6. The effect of stroke amplitude on the aerodynamic force coefficients is observed by keeping the Reynolds number constant to $Re=115$. While C_L distributions converges each other with time, same behavior is not observed for C_D distributions. By keeping the stroke amplitude constant ($A_0/c=2.8$), the effect of Reynolds number on the aerodynamic force coefficients (C_L and C_D) is analyzed in Figure 6. Instantaneous vorticity contours for $A_0/c=4.8$ and $A_0/c=2.8$ cases at $Re=115$, and $\varphi=0$ are presented in. It is noticed that the effect of stroke amplitude is more than the effect of Reynolds number on drag coefficients. This effect is also observed in vorticity distribution (Figure 7).

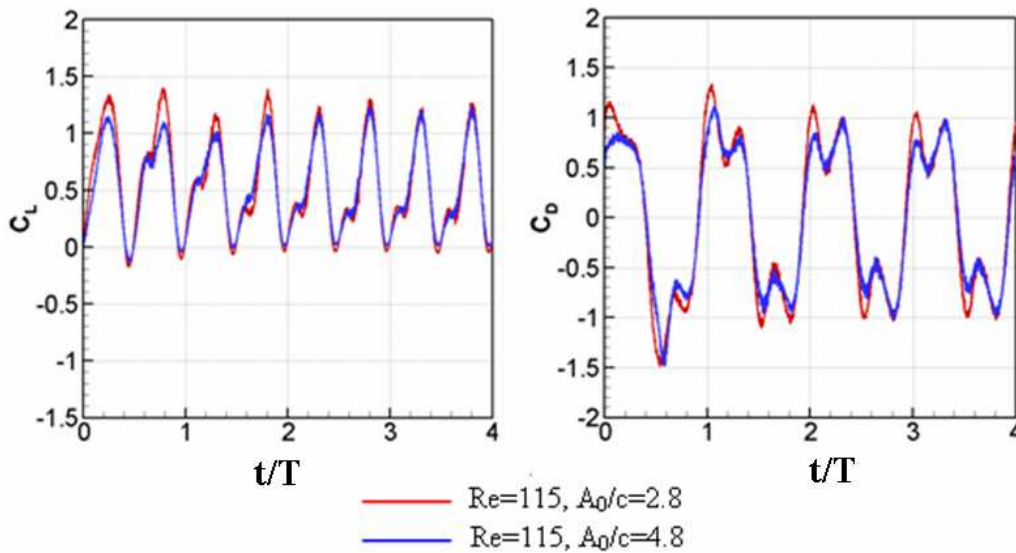


Figure 5: Computational lift and drag coefficients for $Re=115$, $A_0/c=2.8$ and 4.8 .

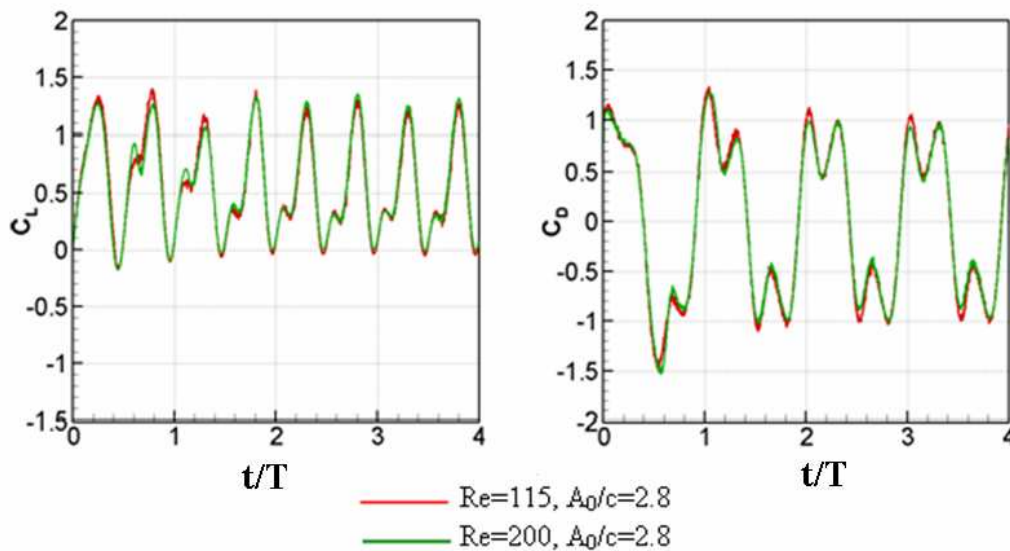


Figure 6: Computational lift and drag coefficients for $A_0/c=2.8$, $Re=115$ and 200 .

It is found that as the amplitude increases, trailing edge vortex trace at the end of the stroke (blue region at $t/T=4$ and red region at $t/T=4.5$) detaches from the airfoil surface quicker (Figure 7). Drag coefficient is at its maximum at this time instant and lift coefficient is approximately zero. The leading edge vortex grows quicker for higher amplitudes as can be seen at $t/T=4.1$ time instant during downstroke and at $t/T=4.6$ during upstroke. The quick growth of the leading edge vortex towards the trailing edge pushes more translational vortex far from the airfoil surface (red contours at $t/T=4.3$ and blue contours at $t/T=4.8$). At the end of the stroke airfoil enters to the trace of trailing edge vortex generated at the beginning of the stroke. And this trace is more dominant for $A_0/c=2.8$ then $A_0/c=4.8$ (last row in Figure 7).

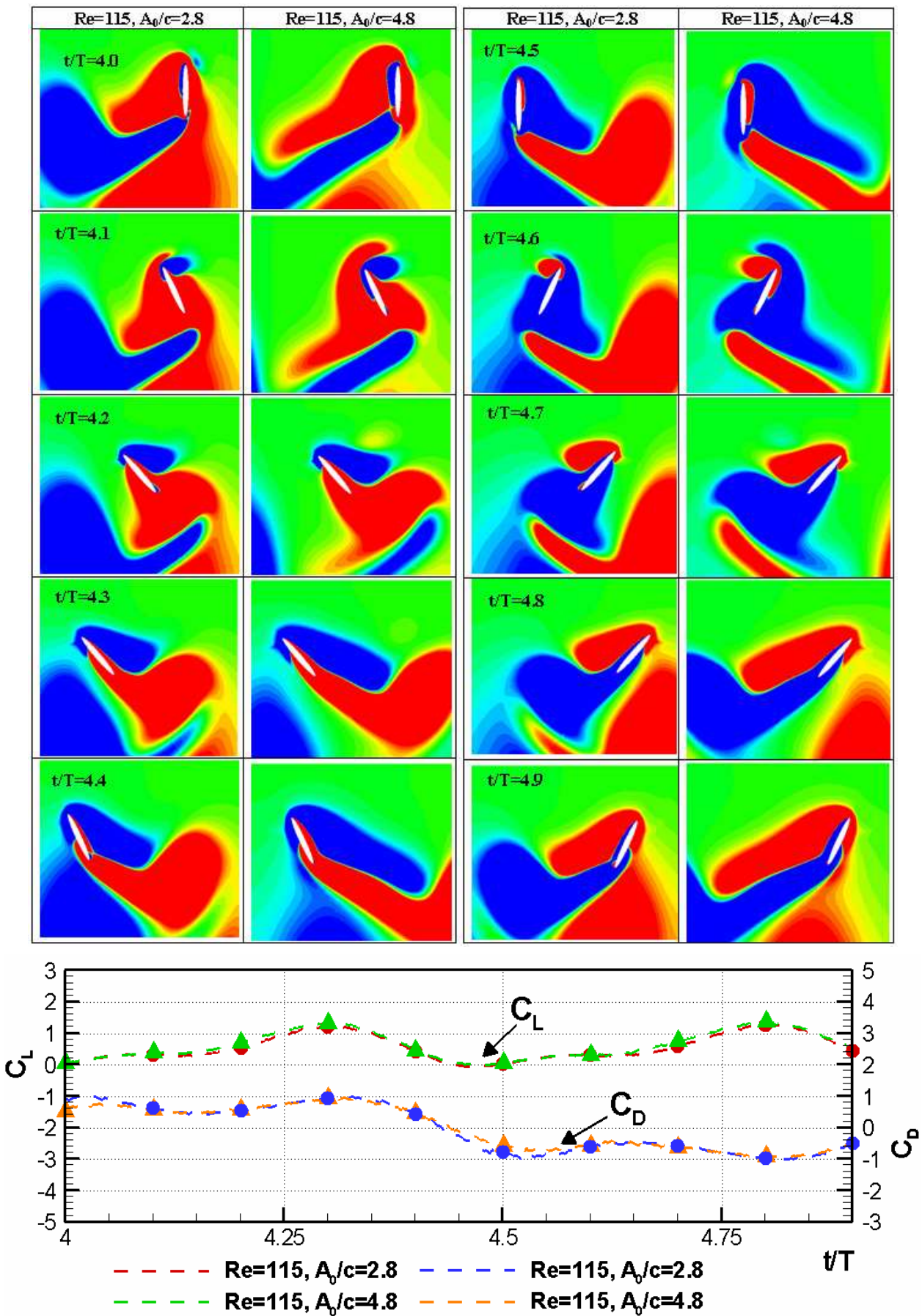


Figure 7: Instantaneous vorticity contours and aerodynamic force coefficients for case of $A_0/c= 4.8$ and $A_0/c= 2.8$ at $Re=115, \phi=0$ during 5th period.

A comparison between computation and experiments of Wang et al. [8] and our computation is fulfilled for the case of $A_0/c=4.8$ and $Re=115$. 2D computational results [8], 3D experimental results in a 2D slice at $0.65R$ taken from DPIV measurements [8] and 2D computational results of the present study are represented respectively in columns 1 to 3 of Figure 8. Ten different time sequences are shown during the fourth stroke for each case. Time is non-dimensionalized with the flapping period of the case.

The vorticity contours are presented in Figure 8 to show the major features of vortex dynamics through a complete stroke cycle. It is observed that the major features of unsteady vortex dynamics are similar for all three simulations. Due to lack of the color scale of vorticity contours achieved by Wang et al. [8], the figure of our computation results and their results should be viewed as a qualitative comparison.

Notice that although the kinematics of left and right strokes are identical, the flowfield differs slightly for the computational results of Wang et al. [8]. However, this flow field discrepancy is not seen in our computational results.

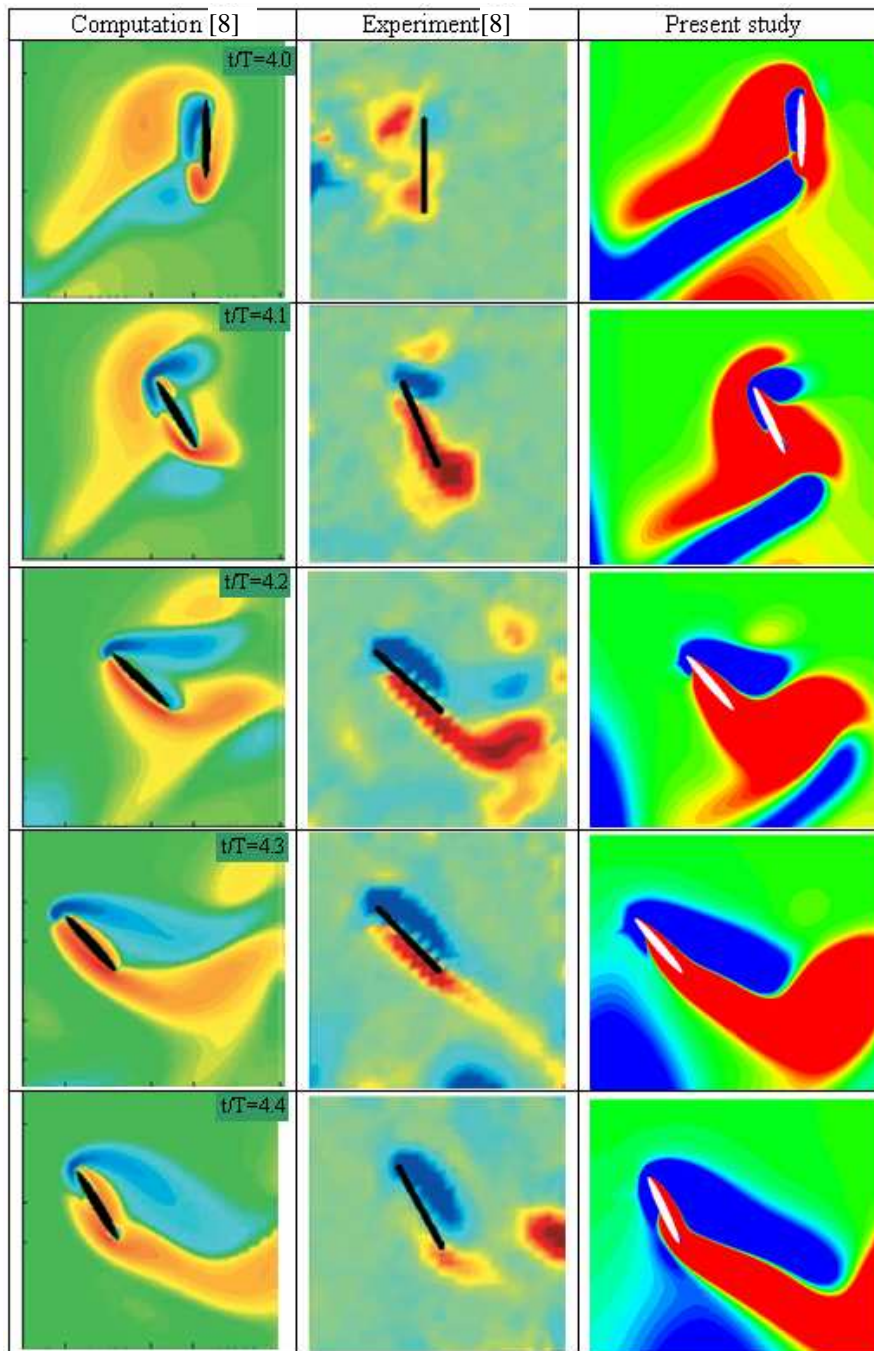


Figure 8: Instantaneous vorticity contour for case of $A_0/c= 4.8$, $Re=115$, $\varphi=0$. First two columns are the numerical and experimental data of Ref [8] and third column corresponds to the present numerical study.

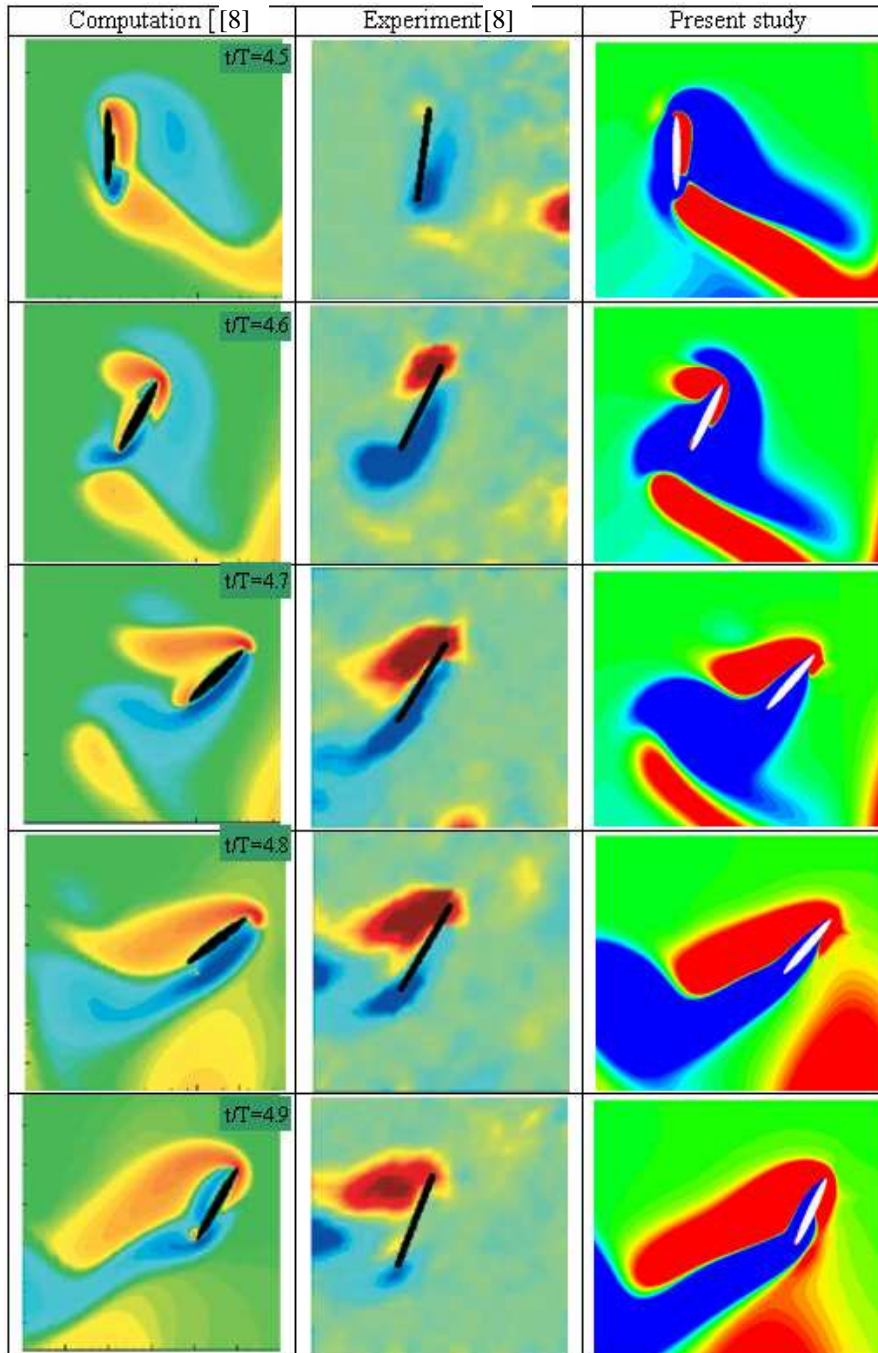


Figure 8: (Cont'd) Instantaneous vorticity contour for case of $A_0/c= 4.8$, $Re=115$, $\varphi=0$. First two columns are the numerical and experimental data of Ref. [8] and third column corresponds to the present numerical study.

Also a comparative study is performed between the flapping motions prescribed by Wang et al. [8] (Case A) and Kurtulus et al. [2] (Case B) for the same Re number of 1000 by keeping the mid-stroke amplitude angle of attack α_0 and A_0/c constant. Flapping motions are applied to an ellipse wing section having $c=0.01m$ chord length and $e=12\%c$ thickness. Present grid domain is used for both computations. Some parameters used in computations and calculated $\overline{C_L}$ and $\overline{C_D}$ values are presented in Table 2.

Table 2: Comparison of two different flapping kinematics

| | Case A Wang et al. [1] | Case B Kurtulus et al. [2] |
|----------------------------------|---|---|
| Re | 1000 | 1000 |
| Period, T [s] | 0.130 | 0.098 |
| A_0/c | 6 | 6 |
| α_0 [°] | 45° | 45° |
| $\overline{C_L}$ | 0.501 | 1.046 |
| $\overline{C_D}$ | 0.0083 | -0.0031 |

Mean lift and drag coefficients ($\overline{C_L}$ and $\overline{C_D}$) represented in Table 2 are calculated for 7th period. For same Re number, amplitude (A_0/c) and same 45° angle at the mid-stroke, it is found that the mean lift coefficient of Case B is twice that of Case A.

CONCLUSION

The sinusoidal kinematical flapping motion defined by Wang et al. [8] is applied on a thin wing element of elliptic cross section having 12% chord thickness for a Reynolds number regime of 75 to 200. Aerodynamic force coefficients and vorticity contours are compared with 2D numerical and 3D experimental results of Wang et al. [8]. It is observed that the present computation performs good comparison with the previous experimental data both in aerodynamic forces and vorticity contours. The effects of stroke amplitude and Reynolds number on the aerodynamic force coefficient are investigated. It is seen that the effect of stroke amplitude on drag coefficient is more than the effect of Reynolds number. The same motion kinematics is also compared with the previous flapping motion kinematics study defined by Kurtulus et al. [2] for Re number of 1000. The average lift coefficient of the latter one is found to be twice that of the previous one for the case studied with same amplitude and mean angle of attack. In the future, flapping motion comparison will be performed for different parameters by adding different flapping kinematics.

Acknowledgements

This work is supported by TUBITAK 104M417. The authors acknowledge their support. Dr. Kurtulus is a member of NATO-AVT-149 Micro Air Vehicles Unsteady Aerodynamics Technical Team and the team members' supports are greatly acknowledged.

References

- [1] OI M (2007) Vortical Structures in high frequency pitch and plunge at low Reynolds number. AIAA-2007-4233, June 2007, Miami
- [2] Kurtulus D.F., David L., Farcy A, Alemdaroglu N., "Aerodynamic Characteristics of Flapping Motion in Hover," Experiments in Fluids, 2007
- [3] Akay, B., Kurtulus D.F., Alemdaroglu N., "Unsteady Aerodynamic of Different Wing Profiles at Low Reynolds Number", NATO AVT-146, Platform Innovations and System Integration for Unmanned Air, Land and Sea Vehicles, 14-17 May 2007.
- [4] Sane, S.P., "Induced Airflow in Flying Insects, I. A theoretical model of the induced flow", J. Exp. Biol. 209. pp. 32-42, 2006.
- [5] Young, J., "Numerical Simulation of the Unsteady Aerodynamics of Flapping Airfoils", Ph.D thesis School of Aerospace, Civil and Mechanical Engineering, The University of New South Wales, Australian Defence Force Academy, May 2005.
- [6] Tuncer, I.H. and Kaya, M., "Optimization of Flapping Airfoils for Maximum Thrust and Propulsive Efficiency," AIAA Journal, Vol. 43, No. 11, pp. 2329-2336, 2005.
- [7] Eldredge, J.D., "Efficient Tools for the Simulation of Flapping Wing Flows", 43rd Aerospace Sciences Meeting, January 10-13, Reno, NV. AIAA 2005-0085, 2005.

- [8] Wang, J.Z., Birch, J.M., Dickinson, M.H., “*Unsteady Forces and Flows in Low Reynolds Number Hovering: Two-Dimensional Computations vs. Robotic Wing Experiments*”, J. Exp. Biol. 207, pp. 449, 450, 2004.
- [9] Miller, L.A., Peskin, C.S., “*When vortices stick: an aerodynamics transition in tiny insect flight*”, J. Exp. Biol, 207, pp. 3073-3088, 2004.
- [10] Wu, J.H., Sun, M., “*Unsteady Aerodynamic Forces of a Flapping Wing*”, J. Exp. Biol. 207. pp. 1137-1150, 2004.
- [11] Sane, S.P., The Aerodynamics of Insect Flight, J. Exp. Biol, 206, pp. 4191-4280, 2003.
- [12] Szmelter, J., Zbikowski, R., “*A Study of Flow Arising from Insect Wing Flapping Motion*”, Int. J. Numer. Meth. Fluids 40:497-505, 2002.
- [13] Sun, M., Tang, J., “*Unsteady Aerodynamic Force Generation by a Model Fruit Fly Wing in Flapping Motion*”, J. Exp. Biol, 205, pp. 55-70, 2002.
- [14] Usherwood, J.R., Ellington, C.P., “*The Aerodynamics of Revolving Wings, I. Model hawkmoth wings*”, J. Exp. Biol, 205, pp. 1547-1564, 2002.
- [15] Lan, S.L., Sun, M., “*Aerodynamic Force and Flow Structures of Two Airfoils in Flapping Motions*”, Acta Mechanica Sinica (English Series), No.17, pp.310-331, 2001.
- [16] Wang, J.Z., “*2D Mechanism of Hovering*”, Phys. Rev. Lett. 85, 2216-2219, 2000.
- [17] Wang, J.Z., “*Vortex Shedding and Frequency Selection in Flapping Flight*”, Journal of Fluid Mech., 410, 323-341, 2000.
- [18] Dickinson, M.H., Lehmann, F.O., Sane, S.P., “*Wing Rotation and the Aerodynamic Basis of Insect Flight*”, Science, 284, pp. 1954-1960, 1999.
- [19] Star-CD Version 3.10A, “*Methodology and User Manual*,” Computational Dynamics Limited, 1999.
- [20] Tuncer, I.H., Lai, J.C.S., and Platzler, M.F., “*A Computational Study of Flow Entrainment Over a Stationary/Flapping Airfoil Combination in Tandem*”, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-98-0109.
- [21] Tuncer, I.H., Walz, R., Platzler, M.F., “*A Computational Study on the Dynamic Stall of a Flapping Airfoil*”, AIAA-98-2519, 1998.
- [22] Willmott AP, Ellington CP., “*The Mechanics of Flight in the Hawkmoth Manduca sexta. I. Kinematics of hovering and forward flight*”, J. Exp. Biol., 200(21):2705–2722, 1997.
- [23] Willmott AP, Ellington CP., “*The Mechanics of Flight in the Hawkmoth Manduca sexta. II. Aerodynamic consequences of kinematic and morphological variation*”, J. Exp. Biol.; 200(21): 2723–2745, 1997.
- [24] Willmott AP, Ellington CP., “*Measuring the Angle of Attack of Beating Insect Wings: Robust three-dimensional reconstruction from two-dimensional images*”, J. Exp. Biol., 200(21):2693–2704, 1997.
- [25] Weis-Fogh, T., “*Quick Estimates of Flight Fitness in Hovering Animals, Including Novel Mechanisms for Lift Production*”, J. Exp. Biol., 59. pp. 169-230, 1973.

INVESTIGATION OF CAMBER EFFECT IN FLAPPING MOTION DURING HOVER

Ebru SARIGÖL¹, Nafiz ALEMDAROĞLU² and Serkan OZGEN³
Middle East Technical University
Ankara, Turkey

ABSTRACT

This paper investigates the aerodynamic performance of different cambered airfoil profiles in terms of instantaneous aerodynamic force coefficients and vortex dynamics in hovering flapping motion. The two-dimensional numerical simulations are carried out for laminar incompressible flow at low Reynolds number, namely $Re=1000$. Two-dimensional Navier-Stokes equations are solved using parallel computing on a C-type moving domain to obtain the pressure and velocity fields. The computed pressure and velocity fields are then used for the characterization of vortices in the flow field. The characterization of vortices in the flow field has a great importance in understanding the physics of the flapping motion and the generation of lift. The vortices in the flow field are characterized by using the well-known Q and λ_2 vortex identification techniques as well as vorticity magnitude. The unsteady mechanisms that are responsible for the generation of high aerodynamic forces are tried to be interpreted by the use of vortex mechanisms. The numerical studies are compared with experimental data obtained by Particle Image Velocimetry (PIV) technique but this qualitative comparison is limited to the NACA 6412 airfoil.

INTRODUCTION

The lack of precise knowledge of unsteady forces produced by flapping wings avoids comprehensive theory of force production in insect flight. Dickinson and Götz [26] tried to fill the deficit due to sparse data in low Reynolds number regime by quantifying the time-dependence of aerodynamic forces for a simple motion. The study by Dickinson and Götz covered the measurement of lift and drag on a two-dimensional model as well as simultaneous flow visualization aiming to characterize the time-dependence of forces produced by impulsively moved wings and thereby to expand the knowledge of unsteady mechanisms that might be employed by insects during flight. Liu et al. [23] presented a CFD modeling of unsteady aerodynamics of flapping wing of a hovering hawkmoth, which established an overall understanding of the viscous and unsteady flow around the flapping wing and the time variation of unsteady force production.

Wang et al. [11] compared computational and experimental quasi-steady forces in a generic hovering wing undergoing sinusoidal motion along a horizontal stroke plane. Unsteady effects were investigated and 2D computations were compared with 3D experiments in several qualitatively different kinematical patterns. The flapping frequency came out to be dimensionally independent and the two-dimensional unsteady forces approximated the three-dimensional experiments quite well.

Studies based on the use of robotic models which mimic the flapping motion of real fliers, investigated the aerodynamic mechanisms during flapping flight and obtained the aerodynamic forces generated ([8],[11],[17],[18],[24]). Visualizations of flow during flapping motion were also performed in order to gain insight about the leading edge vortices which are responsible for the generation of aerodynamic forces [8-10], [14-15]. Various computational studies are performed to discover a wide range of unsteady aerodynamics of model fruit flies, three-dimensional modeling of *Drosophila* wings and the oscillating wings [6],[12-13],[16].

This study investigates the aerodynamic performance of different cambered airfoil profiles in a laminar, incompressible flow at a Reynolds number of 1000. The pressure and velocity fields are obtained via solution of two-dimensional Navier-Stokes equations. The qualitative experimental comparison is available only for NACA 6412 profile [3],[3].

¹Dr., STM Savunma Teknolojileri Mühendislik ve Ticaret A.Ş. , Email: esarigol@ae.metu.edu.tr

²Prof. Dr. in Aerospace Engineering Department, Email: nafiz@metu.edu.tr

³Assoc. Prof. Dr. in Aerospace Engineering Department, Email: sozgen@ae.metu.edu.tr

NUMERICAL METHOD

Hovering is a flight mode where the body is assumed to be fixed in space and the free stream velocity is zero. The fluid motion is due to the motion of the wings [4]. The flapping motion is divided into four kinematical phases: two translational phases (up-stroke and down-stroke) where the wings sweep through air with a high angle of attack and two rotational phases (pronation and supination) where the wings rapidly rotate and reverse direction. Each region is composed of a translational and a rotational phase [18]. The rotation is such that the leading edge stays as leading edge during all phases of the motion [17-19].

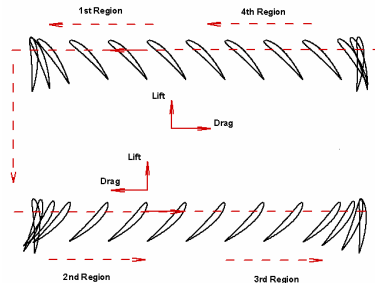


Figure 1: Definition of motion

The unsteady laminar flow around a moving wing with a prescribed motion is solved by a commercial CFD solver, Fluent v6.22.0. The motion is implemented via user defined functions. Two-dimensional time-dependent Navier-Stokes equations are solved using the finite-volume method for an incompressible flow. The governing equations are described by:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{V}) + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = - \left(\frac{1}{\rho} \right) \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (2)$$

where \vec{V} is the flow velocity vector, ρ the constant density, ν the kinematic viscosity and p the static pressure.

At $Re=1000$, the flow is assumed to be laminar and incompressible, i.e. $Mach=O(10^{-3})$. Therefore, no turbulence model is used so the simulation is time-accurate, in other words a Direct Numerical Simulation (DNS). The space and the time discretization are first order accurate. The pressure-velocity coupling in incompressible flow simulations is obtained using the iterative PISO (pressure implicit splitting operator) scheme. Parallel algorithm used in the solutions splits up the grid and data into multiple partitions, then assigns each grid partition to a different compute process (or node). A FLUENT communicator is a message-passing library which could be a vendor implementation of the Message Passing Interface (MPI) standard [5]. Computations are performed on a 64-bit HP workstation having two dual core processors, total four cores, on Linux operating system. Each core has a CPU speed of 3.0 GHz.

The chord of the profile is taken as 1 cm. Far field location extends to approximately 16 chords away from the profile and defined as pressure outlet boundary condition. The no-slip wall boundary condition is implied at the surface of the airfoil with the prescribed motion given by user defined subroutines.

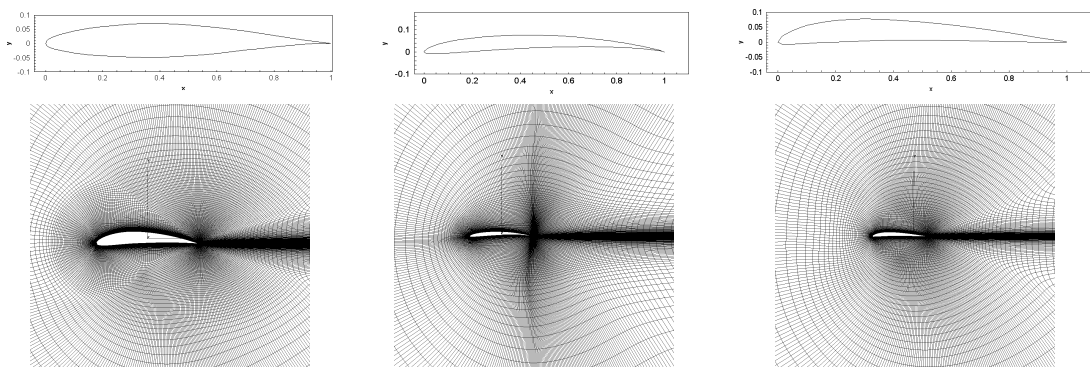


Figure 2: Profile section and computational mesh around the NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column)

VORTEX IDENTIFICATION

There are several techniques for the identification vortices in literature. In early times, scalar methods such as the magnitude of vorticity and pressure were applied in order to identify the vortices. However, these scalar methods are proven to be non-Galilean invariant [25]. Moreover, it has been shown that a fluid element must complete a full revolution around the vortex center to have a circular streamline or path line which may not be the case in highly unsteady flows.

Velocity gradient tensor, ∇u can be decomposed into a symmetric and an asymmetric part:

$$\nabla u = S + \Omega \quad (3)$$

$$\text{where } S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i/j} + u_{j/i}) \text{ and } \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i/j} - u_{j/i}).$$

The Galilean invariant methods are based on the velocity gradient and they are independent of the coordinate system used. The Q criterion, which is also known as the second invariant of velocity gradient tensor is proposed by Hunt et al. [22] and identifies vortices as flow regions with positive second invariant of ∇u , i.e. $Q > 0$. Additionally, the pressure in the eddy region is required to be lower than the ambient pressure. This additional condition makes the criterion independent of the sign of Q but there is no explicit connection between a region with $Q \geq 0$ and a region containing a pressure minimum. In an incompressible flow, Q is a local measure of the excess rotation rate relative to the strain rate [20]. It should be noted that, $Q > 0$ does not guarantee the existence of a pressure minimum inside the region identified by it [25]. The use of Q criterion without the additional pressure condition is also done in the literature and is acceptable [7]. The quantity Q represents a local balance between the rotation and deformation rates of a fluid element. This is the same definition of a vortex that has been formulated by Chong [27]: a vortex is a connected region where the antisymmetric component of ∇u predominates over the symmetric one.

For two-dimensional flow, if the eigenvalues of the symmetric tensor $S^2 + \Omega^2$ are ordered as $\lambda_1 \geq \lambda_2$, then the second largest eigenvalue should be negative which is equivalent to saying that $\lambda_2 < 0$ at every point inside the vortex core. Hence, this method is referred to as the λ_2 criterion. The λ_2 criterion removes the main causes of inaccuracy, i.e. unsteady effects and viscous effects. Jeong and Hussain defined the vortex core as a connected region with two positive eigenvalues of the pressure Hessian to capture the region of local pressure minimum in a plane. From Jeong and Hussain, it can be shown that while Q criterion measures the excess of rotation rate over the strain magnitude in all directions, the λ_2 criterion looks for this excess only on a specific plane [25].

RESULTS

The effect of camber in hover is analyzed and compared in terms of aerodynamic force coefficients and vortex dynamics. This approach will hopefully help to understand the underlying mechanisms of flapping motion of birds and insects. The aerodynamic force coefficients are compared for three different set angles of attack. Vortex regions are identified by vorticity magnitude and second invariant of velocity gradient, Q criteria and the second negative eigenvalue of $(S^2 + \Omega^2)$, λ_2 criteria.

There are three main aerodynamic mechanisms responsible for the generation of aerodynamic forces. The first one is the dynamic stall (sometimes referred as delayed stall) phenomena during which a vortex is created at the leading edge which leads to force generation. As the airfoil moves, another vortex occurs at the trailing edge having opposite direction to that of the leading edge vortex and decreases the net force. As time evolves the leading edge vortex gets bigger until separation. Soon after the separation occurs, another vortex starts to form at the leading edge and the separated vortex is shed into the fluid. This process repeats itself endlessly. Second mechanism is rotational lift which is the result of a combination of the translation and rotation of the wing. The magnitude of the aerodynamic force generated by the rotational lift is approximately proportional to the product of the angular velocity and translational velocity. Rotational lift is present in flapping flight at the end of each half-stroke when the wing is about to invert the direction of its motion. The third mechanism is wake capture which is present at the beginning of each half-stroke after the wing has inverted its motion and started to move. The wake capture appears when the wing interacts with the effects of past strokes on the ambient fluid environment. The fluid behind the wing is dragged along with the motion of the wing. As the wing slows down and inverts the direction of motion, it encounters the fluid which is still moving because of its momentum. Therefore, the velocity of the wing relative to the fluid is larger than the velocity of the wing alone, and therefore results in the generation of a larger force. This is a simplified explanation of the principle behind the phenomenon of wake capture. Figure 5 shows the labeling of vortex regions with respect to their locations.

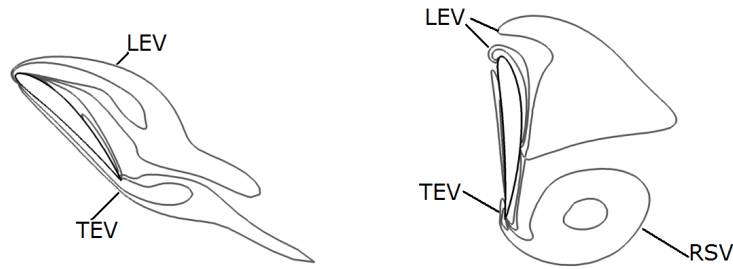


Figure 3 Schematic representation of vortex identification with respect to occurrence location.

The results are presented after the impulsive effects are lost in one period of motion for non-dimensionalized quantities. Criteria used for the vortex identification are non-dimensionalized with the chord and the translational velocity of the airfoil, whereas time is non-dimensionalized with the period of motion. The aerodynamic force coefficient variations in a period of motion at $\alpha=30^\circ$ are shown in Figure 4. At this angle of attack, there are two minimum peaks during the rotational phases, but negative lift coefficient is not observed. The lift coefficients are almost constant during the first downstroke phase and the variation is linear having a positive slope during the upstroke phase. The drag coefficient is almost constant during the translational motion, where the velocity and the angle of attack are constant. The aerodynamic force coefficient values are higher for the most cambered profile, Eppler E471. On the other hand, NACA 6412 and Göttingen profiles achieve nearly same values.

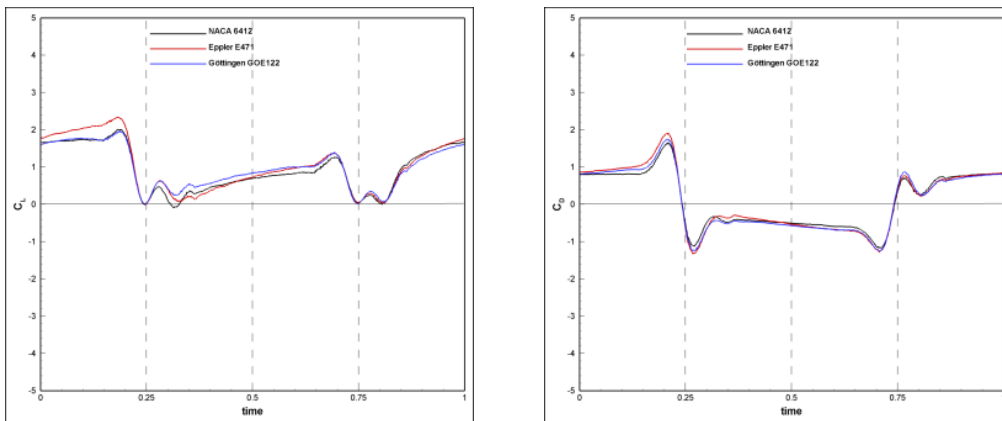


Figure 4: Comparison of lift (left) and drag (right) coefficient variations of NACA 6412, Eppler 471 and GOE122 at $\alpha=30^\circ$ in one period of motion.

As the set angle of attack is increased to 45° , the linear trend of lift coefficient variation during the translational phases is lost as seen in Figure 5. During the rotational phases only one minimum peak is observed. After that, the lift coefficient increases as time evolves due to rotational lift and wake capture mechanisms after the profiles rotate and invert the direction of motion. The drag coefficients of all profiles are almost constant and same during the downstroke phases.

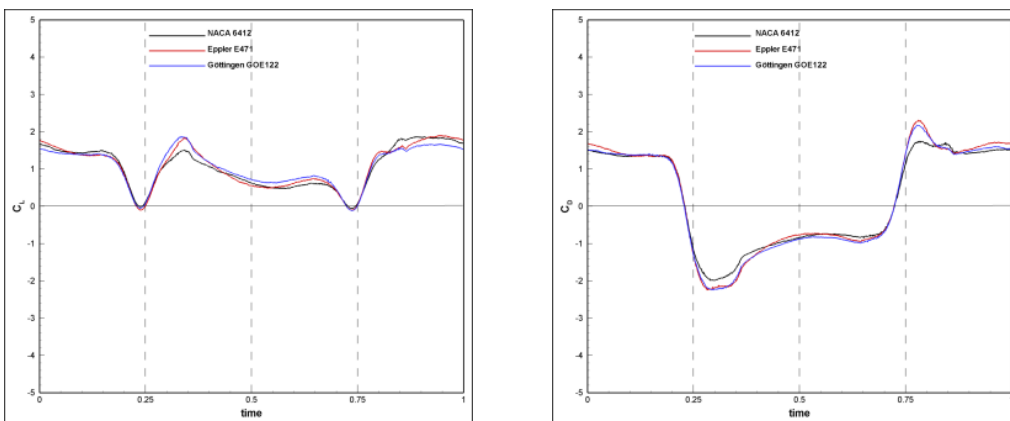


Figure 5: Comparison of lift (left) and drag (right) coefficient variations of NACA 6412, Eppler 471 and GOE122 at $\alpha=45^\circ$ in one period of motion.

When the set angle of attack is equal to 60° , the lift coefficients are again almost constant during the first downstroke phase. The absolute peak values of drag coefficient are higher when compared to smaller set angle of attack values. The absolute peak values of both lift and drag coefficients are very close for Eppler and Göttingen profiles but higher than that of NACA 6412 profile.

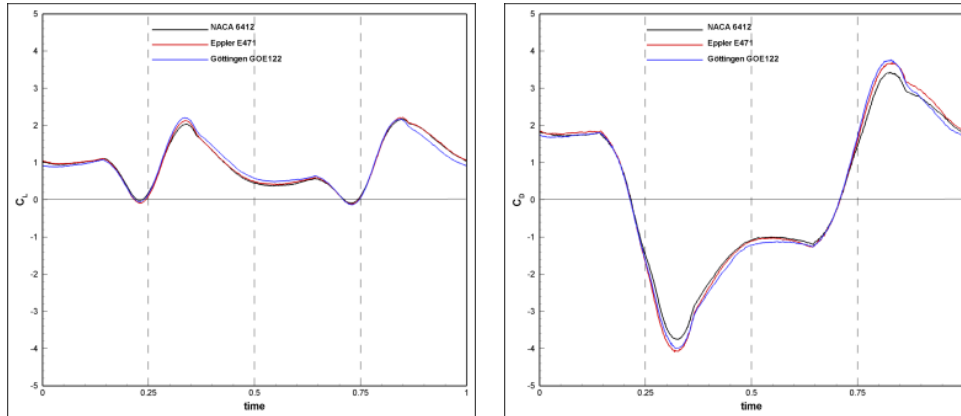


Figure 6: Comparison of lift (left) and drag (right) coefficient variations of NACA 6412, Eppler 471 and GÖE122 at $\alpha=60^\circ$ in one period of motion.

As stated before, generation and shedding of vortices are very important in flapping motion as these vortices are responsible for the aerodynamic force generation. The vortices are identified and compared for all three profiles at different set angle of attack values at specified non-dimensional snapshot points. The history of generation, evolution and dissipation of vortices by shedding into the fluid is given in Figure 7 for all profiles at set angle of attack at $\alpha=30^\circ$ at specified non-dimensional time steps using non-dimensional vorticity contours. Cold colors (blue) indicate the counterclockwise rotation whereas warm colors (red) indicate clockwise rotation. During translational motion, all profiles exhibit similar behavior. The shapes of leading and trailing edge vortices are flattened and they are attached to the upper and lower surfaces respectively. When the rotational motion starts, the effect of camber can be noticed. Leading edge vortices of Eppler and Göttingen profiles occupy bigger space than that of NACA 6412 at the end of the first quarter period. At the beginning of the second quarter period the shape of newly forming leading edge vortex is very similar for NACA 6412 and Göttingen airfoils and much closer to the profile surface compared to that of Eppler profile. After the profile rotates and inverts its direction of motion, the newly forming leading edge vortex rotates in the opposite direction (indicated by warm colors) while it was rotating counterclockwise direction (indicated by cold colors) during the first downstroke phase. Direction of rotation of trailing edge vortex also changes in a similar manner. At the end of the upstroke phase, the rotational vortex seen near the trailing edge of the profile occupies smaller space for Eppler profile compared to those of NACA 6412 and Göttingen profiles. The leading edge radius of NACA 6412 and Göttingen profiles are very close to each other which leads to similar vortex structures during the motion [1].

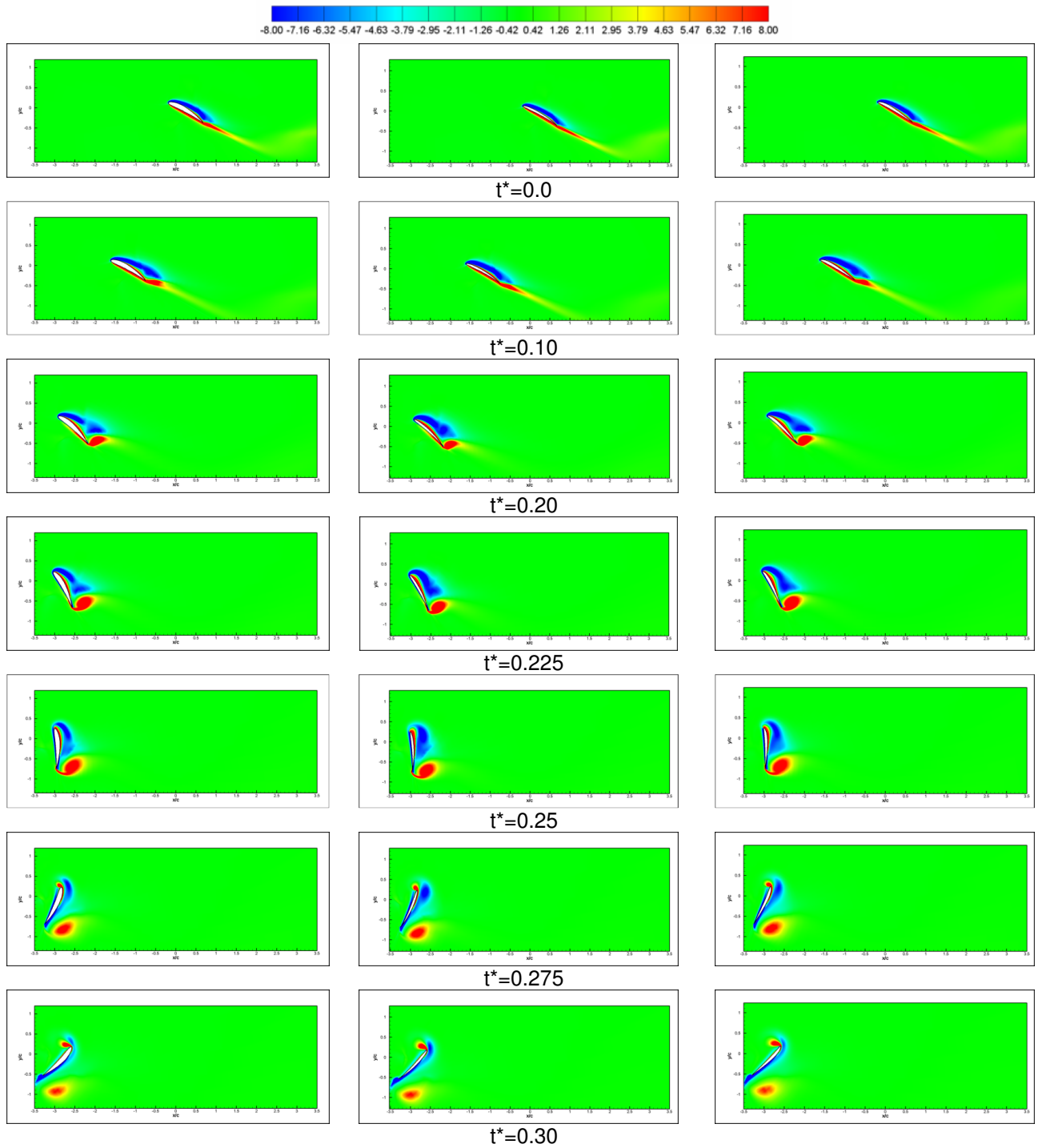


Figure 7: Comparison of vortex regions identified by non-dimensional vorticity contours for NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column) at $\alpha=30^\circ$

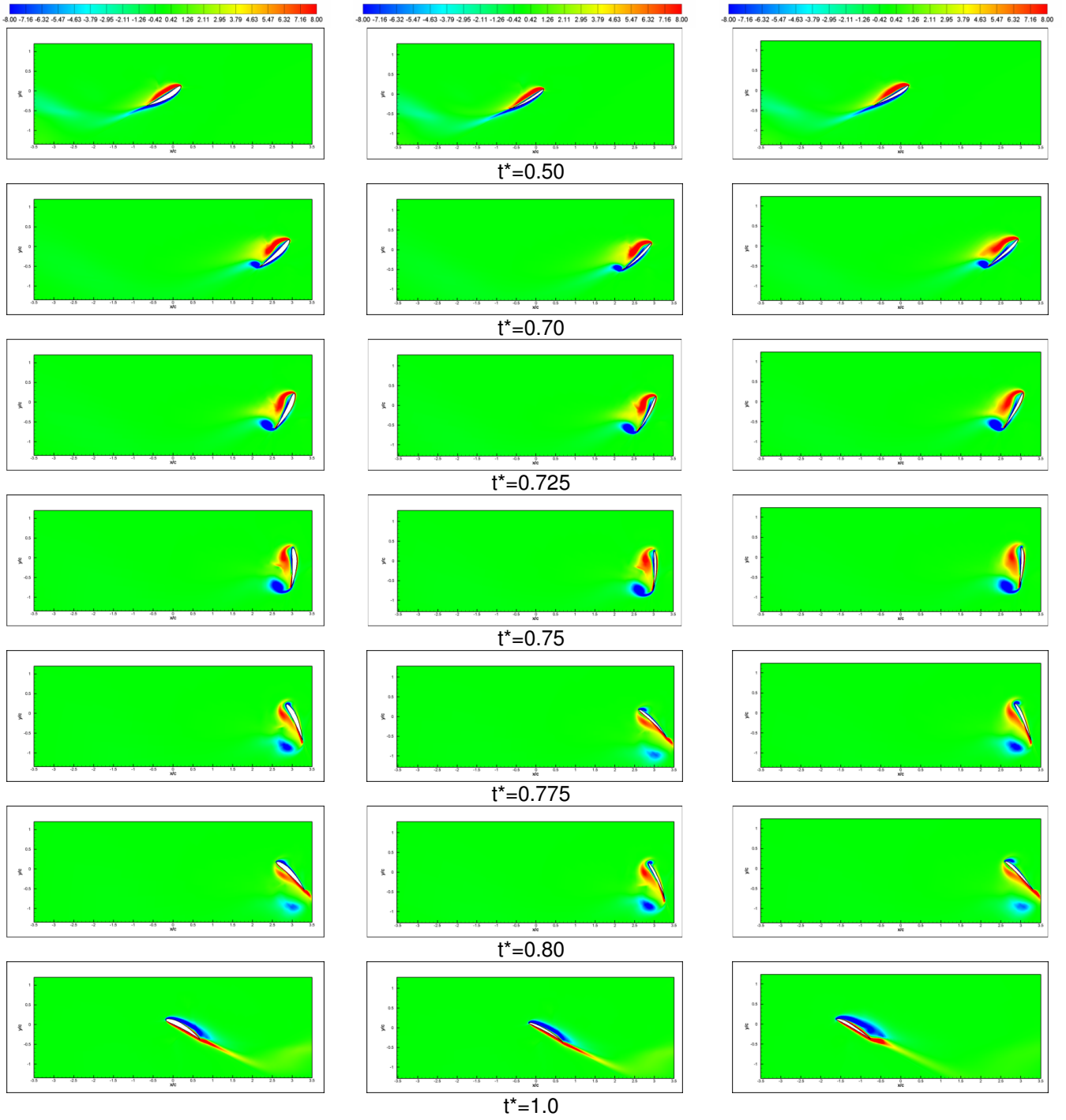


Figure 7 (Continued): Comparison of vortex regions identified by non-dimensional vorticity contours for NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column) at $\alpha=30^\circ$

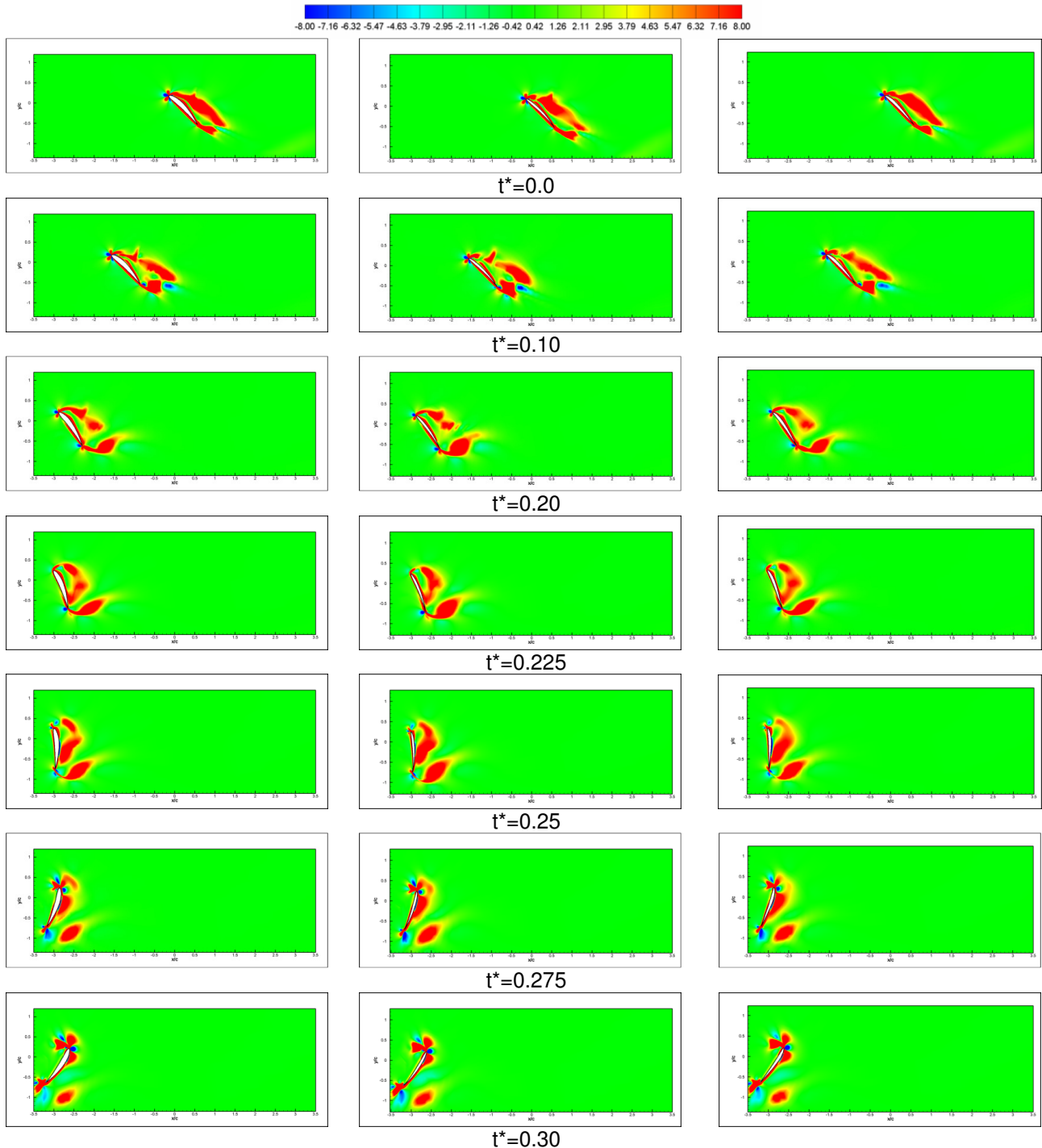


Figure 8: Comparison of vortex regions identified by non-dimensional second invariant of velocity gradient, Q contours for NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column) at $\alpha=45^\circ$ during the first half period.

The vortex regions for the set angle of attack equal to $\alpha=45^\circ$ are identified using non-dimensional second invariant of velocity gradient, Q contours in Figure 8. Warm colors indicate the vortex regions due to rotation whereas cold colors indicate the shear regions. The leading edge, trailing edge and the rotational stopping vortices are clearly identified for all profiles. At the beginning of motion, the shape and the location of leading edge vortex of NACA 6412 and Göttingen profiles are similar but the leading edge shape of Eppler profile is slightly smaller than those of NACA 6412 and Göttingen airfoils. As noted before, NACA 6412 and Göttingen profiles having higher leading edge radii also have bigger vortex regions when compared to the Eppler airfoil.

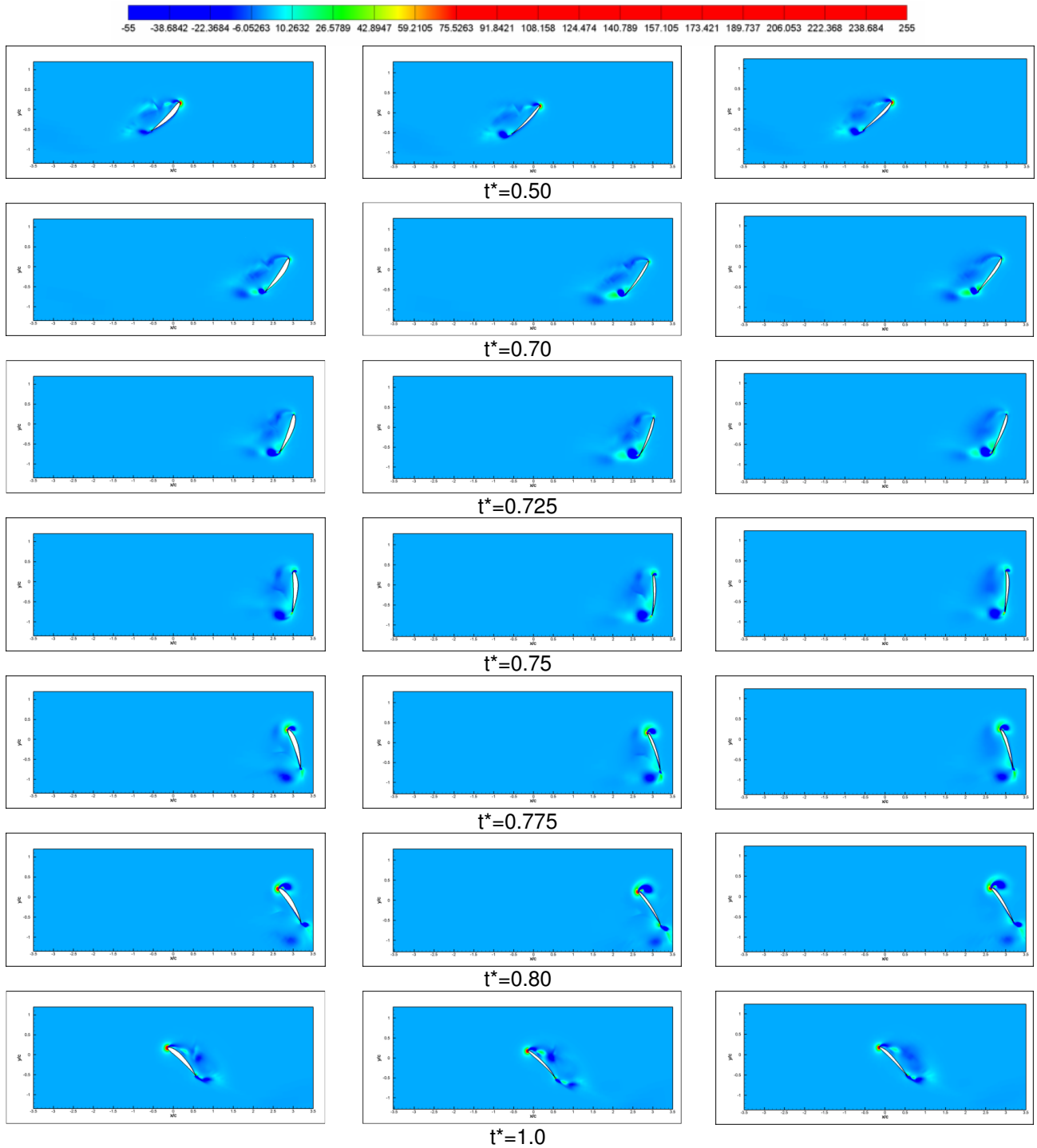


Figure 9: Comparison of vortex regions identified by non-dimensional second negative eigenvalue of $(S^2 + \Omega^2)$, λ_2 contours for NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column) at $\alpha=45^\circ$ during the second half period.

In Figure 9, the vortex regions are identified using the second negative eigenvalue of $(S^2 + \Omega^2)$, λ_2 criteria during the second half period of motion. Dark blue regions indicate the vortex regions and this criterion clearly identifies the location and approximately identifies the core regions around the airfoils.

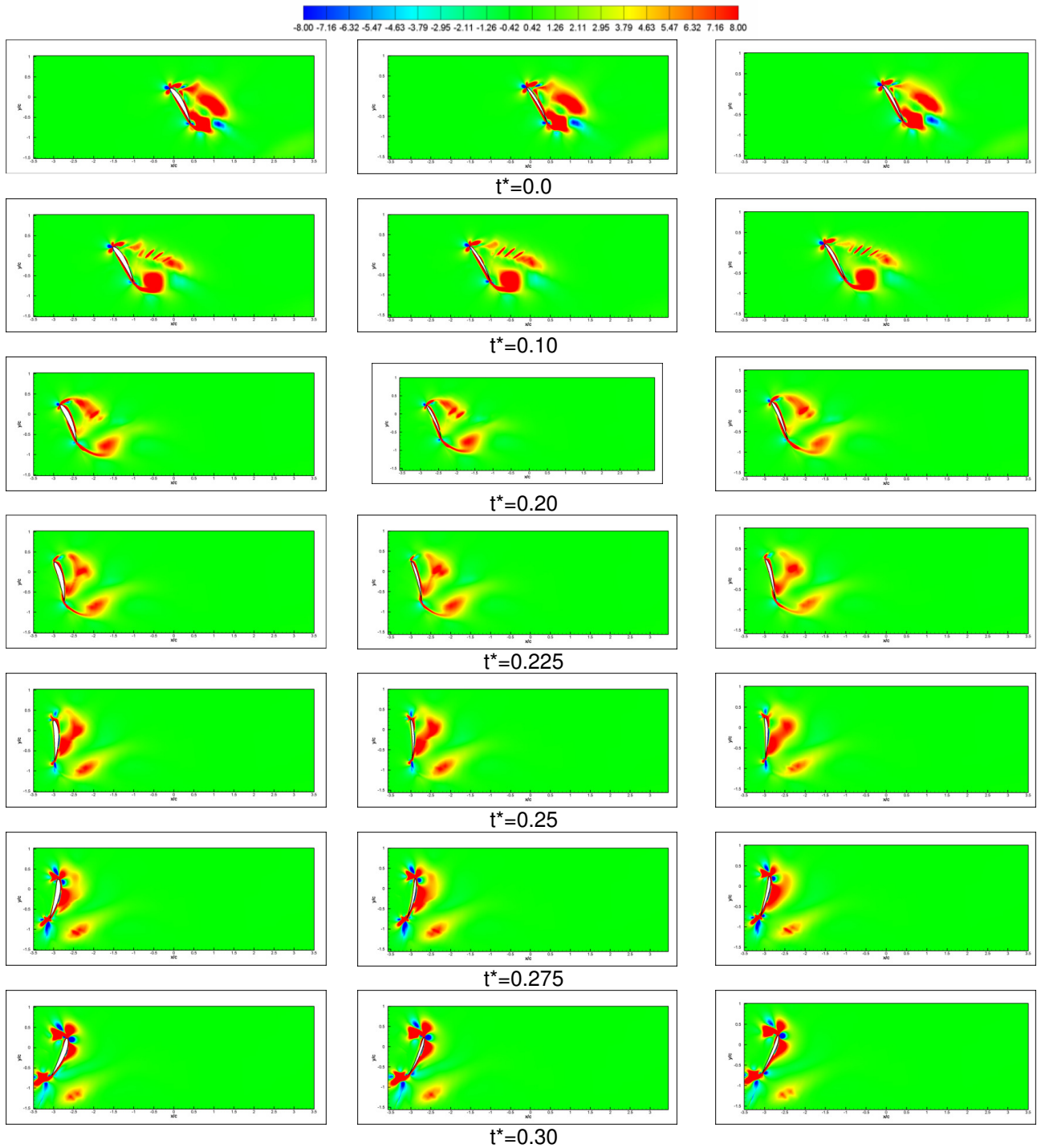


Figure 10: Comparison of vortex regions identified by non-dimensional second invariant of velocity gradient, Q contours for NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column) at $\alpha=60^\circ$ during the first half period.

In Figure 10, the identification of vortices by second invariant of velocity gradient, Q criteria is presented for all profiles at $\alpha=60^\circ$ during the first half period. When the set angle of attack value is increased to 60° , the space occupied by vortex regions grows. At higher angles of attack, i.e. $\alpha > 30^\circ$, the flow is more prone to separate from the profile. As time evolves, during translational motion, the vortex region of the leading edge vortex is more detached. At this angle of attack, shear dominated regions (indicated by cold colors) as well as vortex regions due to rotation are also clearly seen.

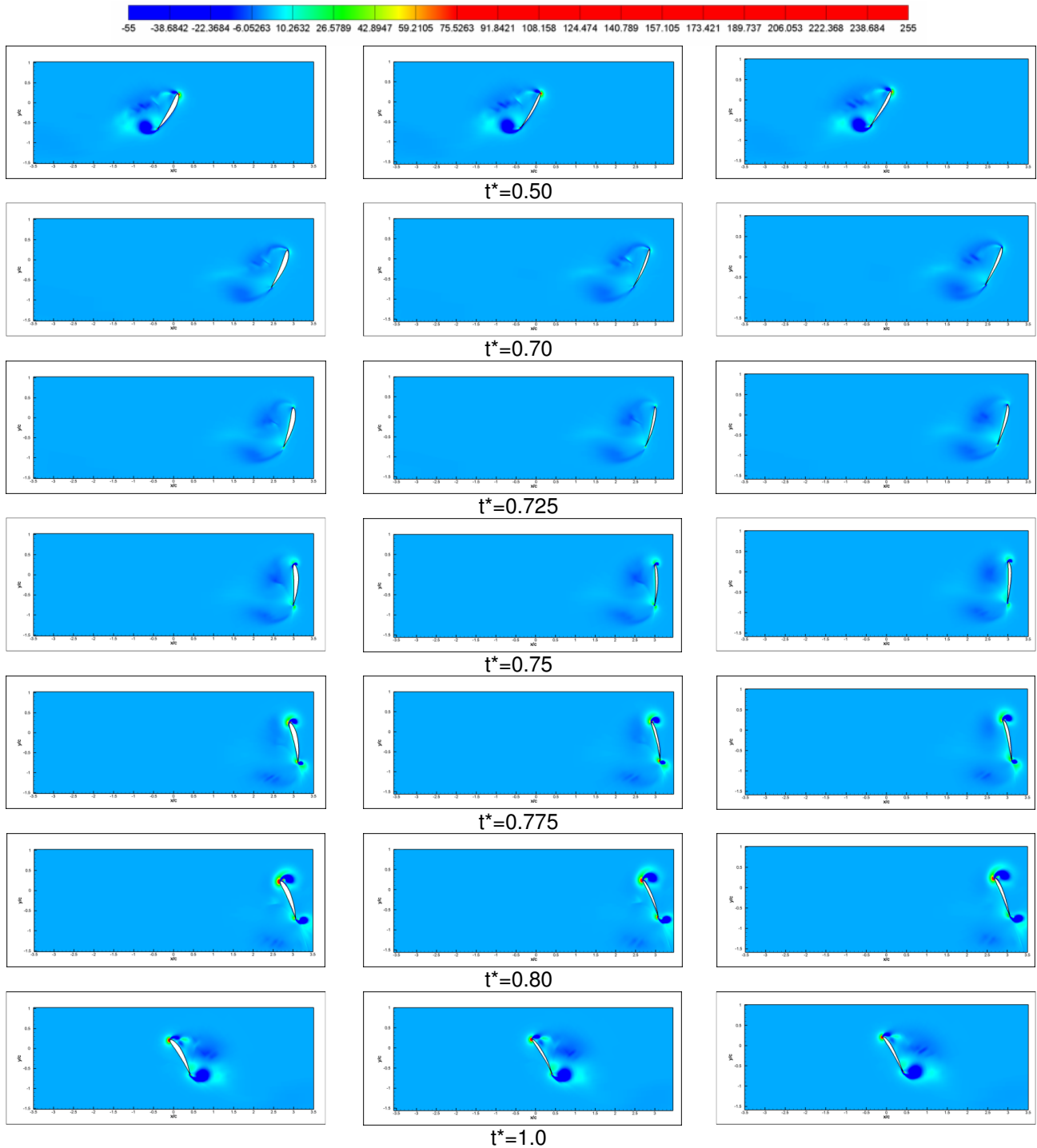


Figure 11: Comparison of vortex regions identified by non-dimensional second negative eigenvalue of $(S^2 + \Omega^2)$, λ_2 contours for NACA 6412 (1st column), Eppler E471 (2nd column) and Göttingen GOE122 (3rd column) at $\alpha=60^\circ$ during the second half period.

In Figure 11, the vortex regions are identified using second negative eigenvalue of $(S^2 + \Omega^2)$, λ_2 criteria during the second half period of motion at $\alpha=60^\circ$. The vortices are not as clearly identified in the second upstroke phase as it is identified in the second downstroke phase. The leading edge vortex region is again more detached during the pure translational phase.

The numerical results are compared to experimental data by non-dimensional contours of second invariant of velocity gradient, Q criterion for NACA 6412 at $\alpha=45^\circ$ for the first half period of motion. The experimental studies are conducted within the scope of the Ph.D. Thesis of Sargöl [1], where the details can be found. As seen from Figure 12, the vortex regions of experimental studies are very similar to those of numerical results in outline and location. Note that the experimental studies show the vortex regions slightly away from the

surface, whereas they are closer to the surface in the numerical simulations. The dissipation and shedding of vortices are more than it is predicted in numerical studies. The flow is laminar and the experiments are carried out under this assumption but the dissipation and shedding of vortex regions identified by second invariant of velocity gradient tensor shows that there may be free stream turbulence.

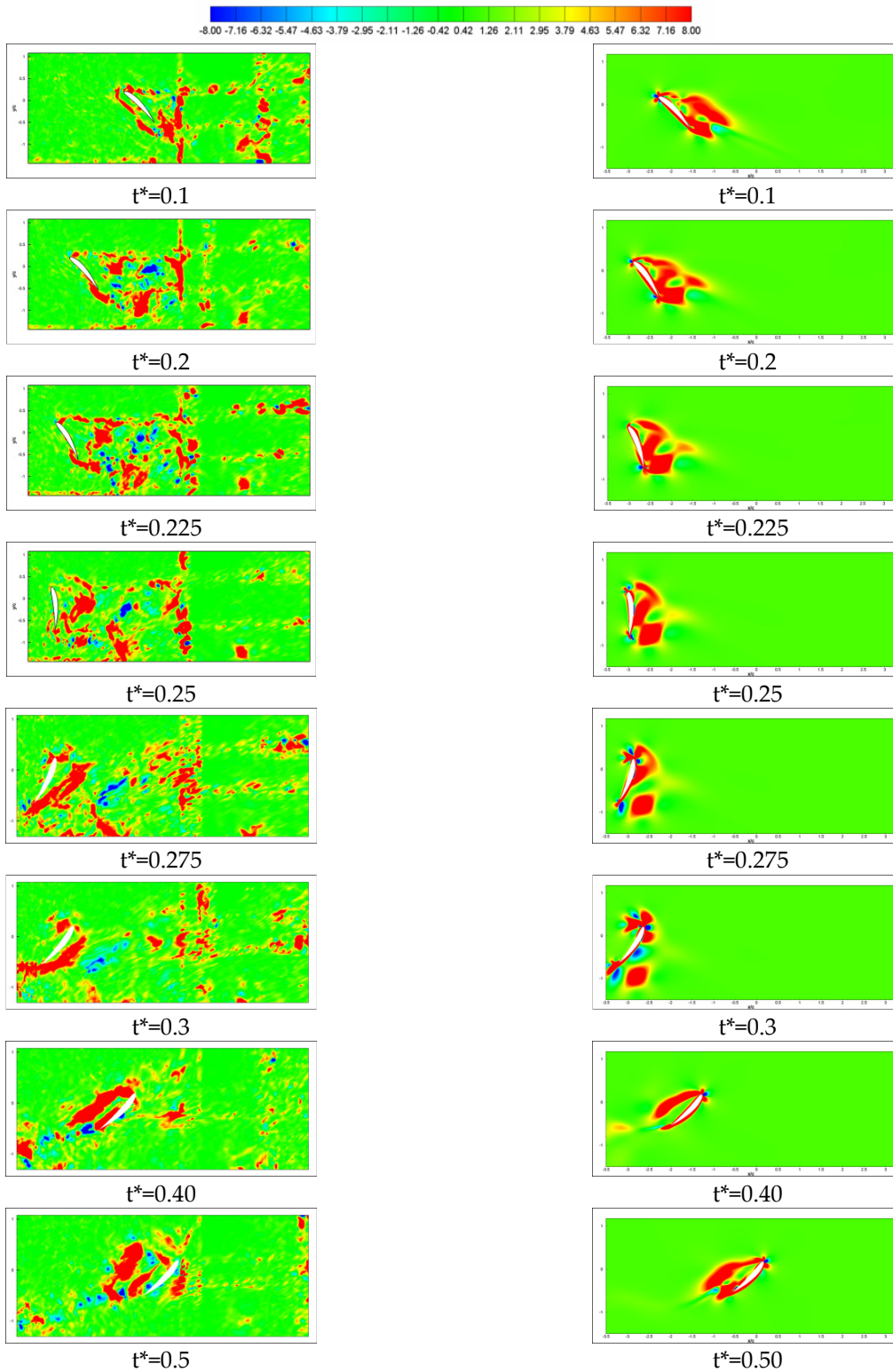


Figure 12: Comparison of experimental (left) and numerical (right) vortex regions identified by non-dimensional second invariant of velocity gradient, Q contours for NACA 6412 $\alpha=45^\circ$ during the first half period.

CONCLUSION

Numerical investigation of hovering flapping motion is conducted at low Reynolds number for different set angles of attack in order to analyze the effect of profile camber. The results are compared in terms of force coefficients and vortex structures. The numerical results are also validated by comparing the numerical results with experimental results.

The underlying aerodynamic mechanisms of flapping motion theory are demonstrated by the numerical simulations. The formation and growth of leading edge vortices, which increase the magnitude of the net aerodynamic force is clearly seen both in vortex contour plots and aerodynamic force coefficient variations with time. The formation of trailing edge vortices, which lead to a decrease in the force generation, is also realized in the lift and drag coefficient variation plots.

The camber effect is more pronounced for angle of attack greater than 30° for all of the profiles considered. Eppler and Gottingen airfoils are more cambered than NACA 6412 profile and the camber effect is mainly felt on the drag coefficient variations. All cambered profiles achieve nearly same lift coefficient values at the end of the first and third quarter period.

References

- [1] Sarigöl, E., "Experimental and numerical analysis of flapping wing motion", Ph.D. Dissertation, METU Aerospace Engineering Department, July 2007.
- [2] Sarigöl, E. and Alemdaroğlu, N., Computation of unsteady hovering flapping motion in parallel environment, Parallel CFD Conference, 21-24 May 2007, Antalya, Turkey.
- [3] Sarigöl, E. and Alemdaroğlu, N., "Flapping Motion in 2D: Experimental and Numerical Analysis", 2nd European conference on Aerospace Sciences, 2-6 July 2007, Brussels, Belgium.
- [4] Sarigöl, E. and Alemdaroğlu, N., "A parametric study on two dimensional flapping motion", Proc. of 2nd European Micro-Air Vehicles Conference EMAV 2006, Braunschweig, Germany, 2006.
- [5] Fluent 6.3 User's Guide, 2006.
- [6] Miller, Laura A. and Peskin, Charles S., A computational fluid dynamics of 'clap and fling' in the smallest insects, J. Exp. Biol. 208, 195-212, 2005.
- [7] Chakraborty P., Balachandar S. And Adrian R.J., "On the relationships between local vortex identification schemes", J. Fluid Mech., Vol. 535, pp.189-214, 2005.
- [8] Dickson, W.B. and Dickinson, M.H., "The effect of advance ratio on the aerodynamics of revolving wings", J. Exp. Biol. 207, pp.4250-4281, 2004.
- [9] Birch, J.M., Dickson, W.B. and Dickinson, M.H., "Force production and flow structure of the leading-edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers", J. Exp. Biol. 207, pp.1063-1072, 2004.
- [10] Thomas, A.L.R., Taylor, G.K., Srygley, R.B., Nudds, R.L. and Bomphrey, R.J., "Dragonfly flight: free-flight and tethered flow visualizations reveal a diverse array of unsteady lift-generating mechanisms", controlled primarily via angle of attack", J. Exp. Biol. 207, pp.4299-4323, 2004.
- [11] Wang, Z.J., Birch, J.M. and Dickinson, M.H., "Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional computations vs robotic wing experiments", J. Exp. Biol., 207, pp.449-460, 2004.
- [12] Sun, M. and Tang, J., "Aerodynamic force generation and power requirements in forward flight in a fruit fly with modeled wing motion", J. Exp. Biol. 206, pp.3065-3083, 2003.
- [13] Lewin, G.C. and Haj-Hariri, H., "Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in viscous flow", J. Fluid Mech., vol.492, pp.339-362, 2003.
- [14] Birch, J.M. and Dickinson, M.H., "The influence of wing-wake interactions on the productions of aerodynamic forces in flapping flight", J. Exp. Biol. 206, pp.2257-2272, 2003
- [15] Sun, M. and Tang, J., "Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion", J. Exp. Biol. 205, pp.55-70, 2002.
- [16] Ramamurti, Ravi and Sandberg, William C., A Three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight, J. Exp. Biol. 205, 1507-1518, 2002.
- [17] Sane, S.P. and Dickinson, M.H., "The control of flight force by a flapping wing: lift and drag production", J. Exp. Biol. 204, pp.2607-2626, 2001.
- [18] Dickinson, M.H., Lehmann, F.O. and Sane S.P., "Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight", Science, 284, pp.1954-1960, 1999.
- [19] Shyy, W., Berg, M. And Ljungqvist, "Flapping and flexible wings for biological and micro air vehicles", Progress in Aerospace Sciences, Vol. 35, pp.455-505, 1999.

- [20] Cucitore R., Quadrio M. And Baron A., "On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex", *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 18 n°2, pp.261-282, 1999.
- [21] Repellin O., "Experimental characterization of vortical structures with aeroacoustic effects", VKI Project Report 1999-28, June 1999.
- [22] Hunt J.C.R., Wray A.A. and Moin P., "Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows", Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 193, 1998.
- [23] Liu, H., Ellington, C.P., Kawachi, K., Van Der Berg, C. and Willmott, A., "A Computational Fluid Dynamic Study of Hawkmoth Hovering", *J. Exp. Biol.*, 201, pp.461-477, 1998.
- [24] Ellington, C.P., Vandenberg C., Willmott, A.P. and Thomas, A.L.R., "Leading-edge vortices in insect flight", *Nature* 384, pp.626-630, 1996.
- [25] Jeong, J. And Hussain F., "On the identification of a vortex", *J. Fluid Mech.* Vol.285, pp.69-94, 1995.
- [26] Dickinson, M.H. and Götz, K., "Unsteady Aerodynamic Performance of Model Wings at Low Reynolds Numbers", *J. Exp. Biol.*, 174, pp.45-64, 1993.
- [27] Chong M.S., Perry A.E. and Cantwell B.J., "A general classification of three-dimensional flows", *Phys. Fluids A* 2, 765, 1990.

Unsteady Aerodynamics of Different Wing Profiles at Low Reynolds Number

Busra Akay, Dr. D. Funda Kurtulus, Prof. Dr. Nafiz Alemdaroglu

Aerospace Engineering Department Middle East Technical University, 06531 Ankara, Turkey

bakay@ae.metu.edu.tr, dfunda@ae.metu.edu.tr, nafiz@metu.edu.tr

ABSTRACT

Interest in analyzing the aerodynamic basis of insect flight has increased in conjunction with the concept of micro Air Vehicles (MAVs). An investigation is performed to assess the importance of the shape and thickness of the 2D wing profile on the aerodynamic force coefficients and vortex formation mechanisms at low Reynolds number ($Re=1000$). The flow around the flapping profile is investigated for ellipses of 12% and 9% thickness of their chord lengths and compared with NACA 0009 and NACA 0012 airfoil computations. Aerodynamic force coefficients, pressure contours, vorticity and streamline patterns are compared for these profiles for different center of rotations and angles of attack.

1.0 INTRODUCTION

Flapping-wing lift, propulsion and control are investigated recently by lots of researchers for future Micro Air Vehicle applications to be able to have a good aerodynamic efficiency at low Re number regime and to have the flight control of such a complex motion. As a consequence of unsteady separation and coherent vortex shedding, the resulting unsteady aerodynamic interactions due to flapping motions are very complex. Due to this complexity of the problem, simplified models are used. The motion kinematics is defined for translational and angular velocities instead of immiting directly the flapping motion of insects and/or birds. The main concern was to obtain the time dependent aerodynamic loads and the influence of the vortex shedding mechanisms on these forces. The approach is important for the understanding of the flight dynamics of the problem.

The defining property of airfoil aerodynamics at low Reynolds number is laminar flow separation. Many applications have been performed by using Navier-Stokes solvers in the field of flapping motion. NACA 0012 airfoil profile has been used as wing section in many applications ([1]-[5]) with pure pitching and combined pitch-plunge oscillations. Tuncer and Kaya [1] have investigated sinusoidal plunge and pitching motion by using unsteady laminar and turbulent flow in a wide range of Re number; $10^4 < Re < 10^6$. Young and Lai [2] have analyzed sinusoidally oscillating NACA 0012 airfoil in plunge motion at $Re=2 \times 10^4$. They have also used unsteady panel method (UPM) with numerical partial tracing method visualization. Later, Young [3] have used unsteady panel method and Navier-Stokes solver codes to analyze plunging and pitching airfoil at $Re=12000$. To provide more insight into bioaerodynamics of insect flight for the design of flapping wing MAVs, Szmelter and Zbikowski [4] have analyzed 3D bibio fly wing at Re number higher than 9×10^3 by using NACA 0012 profile. 2D airflow of a stationary/flapping airfoil combination in tandem has been investigated by using Navier-Stokes solver with Baldwin-Lomax and Baldwin-Barth turbulence model [5]. Three dimensional hovering flight of the dragonfly in tandem configuration at Reynolds number on the order of 10^3 have been analyzed by Isogai et al. [6]. Wu and Sun [7] have analyzed flapping motion of the fruit fly wing with flat plate wing section in the range of $20 < Re < 1800$. Miller and Peskin [8] used immersed boundary method to solve the two-dimensional Navier–Stokes equations for two immersed wings performing an idealized clap and fling stroke and a fling half-stroke in

the range of $8 < Re < 128$. They found that flow around the wing branches into two distinct patterns. For $Re > 64$, leading and trailing edge vortices are alternately shed behind the wing forming the Karman vortex street. For $Re < 32$, the leading and trailing edge vortices remain attached to the wing during each half stroke. Pivkin et al. [9] have utilized arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation of the incompressible Navier-Stokes equation to investigate the 3D airflow around the bat wings during flight at $Re = 100$. They have also implemented an experiment by using two high speed cameras to track infrared markers attached to the bat wings. Ramamurti and Sandberg [10] have used finite element flow solver to analyze 3D drosophila wing in flapping motion at $Re = 136$.

Elliptic profiles have also been used to investigate flapping motion characteristics ([11]-[15]). Lan and Sun [11] explore the flapping motion at $Re = 1000$ by using Navier-Stokes solver for incompressible flow implementing moving overset grid. 3D flapping motion of the model fruit fly wing at $Re = 136$ has been investigated by Sun and Tang [12] with some insights into the unsteady aerodynamic force generation process from the force and flow-structure information. Wang ([13]-[14]) has analyzed 2D hovering and flapping flight on elliptic wing section to identify the vortex shedding and frequency in the Re number range of $10^2 < Re < 10^4$. Eldredge [15] has performed DNS solutions with viscous vortex particle method to investigate pitching and plunging motion at $Re = 550$.

PIV and DPIV have been often used as an experimental tool to analyze the flapping motion. Poelma et al. [16] have performed a 3D Stereoscopic PIV experiment in a mineral oil tank for the flapping flight with dynamically scaled robotic wing at $Re = 256$. Tian et al. [17] have implemented PIV by using fog generator in a flight cage to understand 3D high speed stereo kinematic motion during straight and turning bat flight in the Re number range of $10^4 < Re < 10^5$. Laser sheet visualizations and 2D PIV experiments in a water tank have been performed by Kurtulus et al. [18] with NACA 0012 airfoil in the Re number range of $500 < Re < 2000$. Clap and fling movement have been analyzed using dynamically scaled mechanical model of the small fruit fly by Lehmann et al. [19]. They performed 3D DPIV experiment and used force transducer to get the force distribution in the range of $100 < Re < 200$. Wang et al. [20] have performed 3D DPIV experiment together with the force measurement by using 2D force sensors at low Re number ($50 < Re < 200$). Dynamically scaled robotic fly has been used in their experiments. Some zoological experiments have also been carried out by the researchers. Galvao et al. [21] have explored 3D mammalian flight with compliant membrane wing models in the range of $70000 < Re < 200000$. They have used low-speed, low turbulence wind tunnel with stereo photogrammetric method. 2D biomimetic flapping-pitching wing is analyzed by Singh et al. [22] using laser sheet visualization method. Usherwood et al. [23] have investigated flapping flight to obtain dynamic pressure maps of wings and tails of Pigeons. Dickinson et al. [24] have performed an experiment in a mineral oil tank with a dynamically scaled model of the fruit fly to investigate 3D flapping motion at $Re = 136$. The wing was equipped with a 2D force transducer. Before this study, Dickinson and Götz [25] have performed similar experiment in an aquarium by using 2D impulsively moved model wings in the range of $10 < Re < 1000$. In this experiment, the direct force measurements were correlated with CCD camera visualization. Recent experimental and numerical unsteady aerodynamics works in the domain of flapping flight applications on Micro Air Vehicles are also represented by Platzer and Jones [26] and the analytical models developed for insect-like flapping are summarized by Ansari et al. [27] which is the basic concern of experimental and numerical works in this domain to give an insight for flight dynamic problems of Micro Air Vehicle Applications.

The main goal of this study is to understand the effects of profile shape and thickness of the profiles on the aerodynamic forces and vortex shedding mechanism of the studied flapping motion. To analyze these effects, two dimensional ellipse wing profiles with 9% and 12% thickness are compared with NACA profiles of the same maximum thickness (namely NACA 0009 and NACA 0012) having all 0.01m chord length. The flow regime is assumed to be laminar, incompressible, and calculations are performed at low Re ($Re = 1000$) number regime. For the present problem, the computations are performed at zero free-stream velocity in hover mode.

2.0 COMPUTATIONAL METHOD

2.1 Motion Description

During normal hovering flight, most insects move their wings back and forth in an almost horizontal stroke plane with symmetrical half-strokes. A flapping motion kinematics in hover mode is proposed by Kurtulus et al. [18] with a superposition of translational and angular displacements of the profile. The motion is represented schematically in Figure 1 where the upstroke is represented by solid lines and the downstroke by dashed lines. The profile starts to its motion with a constant angle of attack α_0 and translational velocity V_0 at the middle of the domain ($x=0$) and moves in the $-x$ direction. Total displacement of the profile is $6c$ and the pure translational region is of $4c$ length. At the end of the pure translational phase ($x=-x_v$), the profile starts to rotate around a center of rotation by increasing its angle of attack and decreasing its velocity. The time corresponding to the location x_v is denoted by t_v . At the end of the stroke, at quarter-period ($T/4$) the profile reaches 90° angle of attack and zero translational velocity. Therefore, at time $T/4$ the profile completes the one quarter of the motion and reaches at point $-x_{T/4}$. When time $t > T/4$, the airfoil starts to accelerate with a decreasing angle of attack up to the point $-x_v$. After point $-x_v$ until $+x_v$, the profile starts to pure translational phase in the positive x direction. After position $+x_v$, once more the rotation begins. The rotation is such that the leading edge stays as leading edge during all phases of the motion. The instantaneous angle of attack and velocity distributions are represented in Figure 2. The results are represented for the 7th period. During this study, there is no a phase difference between the rotational motion and translational motion, so both variations start at the same location, namely $x_v=2c$.

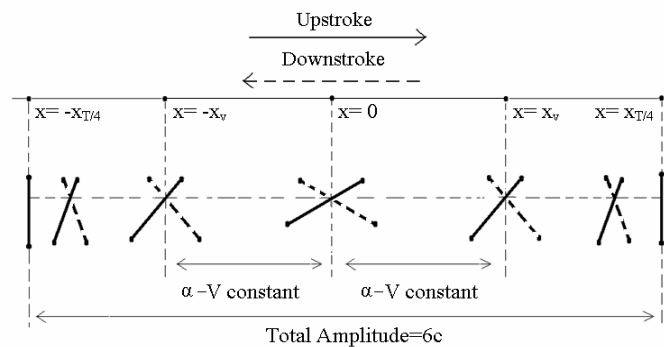


Figure 1: Schematic representation of flapping motion. Solid lines (—) represent upstroke and dashed lines (- - -) represent downstroke of the motion.

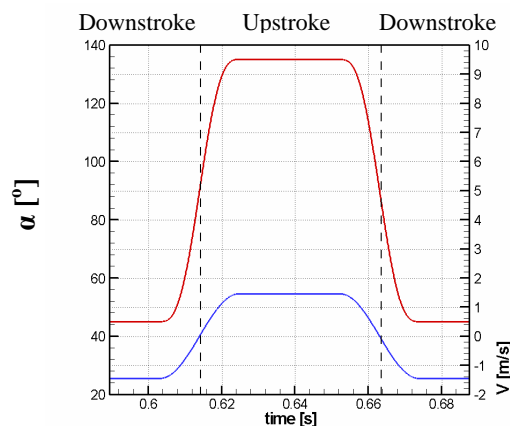


Figure 2: Instantaneous velocity and angle of attack distributions of the flapping motion.

2.2 Computation Domain and Investigated Parameters

The proposed flapping motion is implemented with user-defined subroutines by moving the whole computational domain [18]. The entire grid domain is moving with the proposed translational and angular displacements. The industrial code used for the CFD applications [28] utilizes implicit methods to solve the algebraic finite-volume equations. After a grid refinement procedure, 230 nodes around the profiles are used for all of the different profiles investigated during the study namely ellipse (with 9% and 12% chord thickness, NACA0009 and NACA0012). O-type grid domain is generated with 20 chord outer radius. The grid domain is composed of two sub-domains varying from finest mesh to a coarser mesh at the outer domain. The computational domain is composed of totally 77292 cells for all of the cases. The different parameters studied are summarized in Table 1.

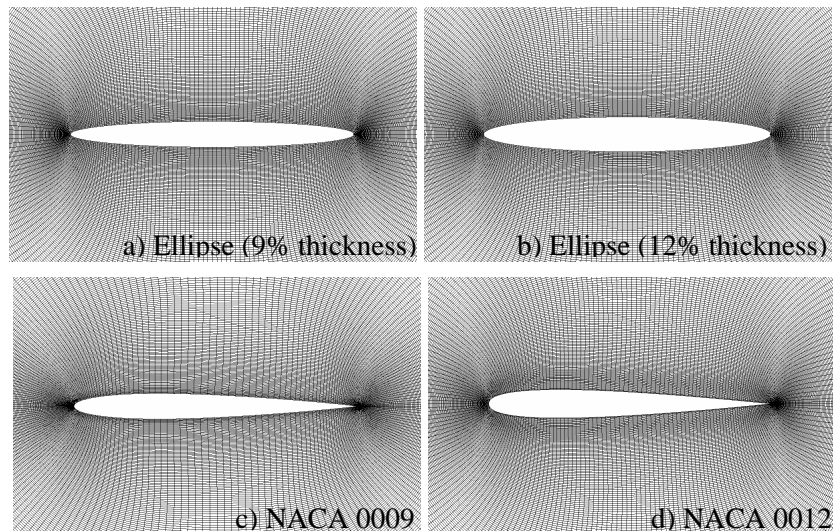


Figure 3: Inner grid domain of different wing profiles

Table 1 Different profiles and parameters investigated for $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$ case

| | Constant angle of attack, α_0 | center of rotation, a |
|--------------------------------|--------------------------------------|-------------------------|
| Ellipse (9% thickness) | 30°, 45°, 60° | 1/4c, 1/2c |
| Ellipse (12% thickness) | 30°, 45°, 60° | 1/4c, 1/2c |
| NACA 0009 | 30°, 45°, 60° | 1/4c, 1/2c |
| NACA 0012 | 30°, 45°, 60° | 1/4c, 1/2c |

3.0 RESULTS

3.1 Instantaneous flow evolution for different profiles

As a consequence of the kinematics of the flapping motion, unsteady separation and coherent vortex shedding, the aerodynamic loads exhibit a highly unsteady behaviour. Lift coefficient (C_L) and drag coefficient (C_D) are calculated instantaneously during the 7th period of the flapping motion and represented in Figure 4 for ellipse configuration with 12%c thickness. The results are compared for

different α_0 values with a center of rotation at the half-chord position ($a=1/2c$). It is observed that for $\alpha_0=30^\circ$ case, the lift coefficient increases gradually from the beginning of the upstroke where it reaches a peak value at the end of the translational phase of the upstroke. Moreover, it is noted that the C_L is close to zero at the beginning of the upstroke for this case. However, for higher angles of attack, namely 45° and 60° , the peaks at the beginning of the upstroke are relatively important. The maximum peaks of the drag coefficients occur at the beginning of the upstroke for all three cases. By comparing different angles, it is observed that C_L reaches its minimum value for $\alpha_0=45^\circ$ case ($C_L=-0.294$) at $t=0.612s$ and it reaches its maximum value ($C_L=2.10$) at $t=0.625s$ for $\alpha_0=60^\circ$ case. C_D reaches its absolute maximum value ($|C_D|=3.27$) during upstroke at $t=0.624s$ for 60° initial angle of attack.

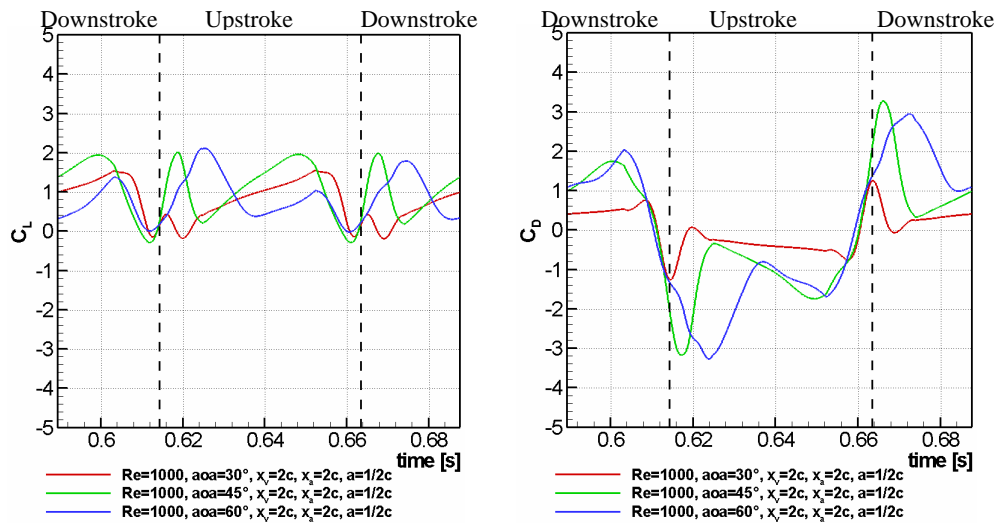


Figure 4: C_L and C_D distributions of 12% thickness ellipse for different angles of attack with center of rotation at $a=1/2c$

The instantaneous vorticity contours of the same profile are represented in Figure 5 for these three different starting angles of attack from the beginning to the end of the upstroke. At the beginning of the upstroke the lift coefficients for all of the cases are zero, but the highest drag coefficient (the force in the x direction) has a maximum value for 30° case just at the beginning of the upstroke. The location of this peak value decays in time as the starting angle of attack increases.

Just at the beginning of the upstroke the vortex shedding are observed to be different for different α_0 values. The traces of the vortices from the previous downstroke are very strong for $\alpha_0=60^\circ$ case. The counter-clockwise (red) trailing edge vortex is increasing in magnitude for high α_0 values and detaches from the airfoil surface during previous downstroke ($t=0.615s$ in Figure 5). The profile started to accelerate at the beginning of the upstroke and reaches $V(t)=0.075V_0$ value at $t=0.615s$ with an angle of attack of $\alpha(t)=84.2^\circ, 85.7^\circ$ and 87.1° for $\alpha_0=30^\circ, 45^\circ$ and 60° cases respectively. There is also a counter-clockwise leading edge vortex which is just generated at the beginning of the upstroke which pushes and deforms the clockwise vortex dominant at the lower surface of the airfoil. At $t=0.619s$, lift and drag coefficients are very close to zero ($C_L=-0.164$ and $C_D=0.062$) for $\alpha_0=30^\circ$. At this time instant, the lift coefficient is higher for 45° case compared to other angles and the drag coefficient has a similar order of magnitude compared with $\alpha_0=60^\circ$ ($C_L=1.908$ and $C_D=-2.57$ for $\alpha_0=45^\circ$ and $C_L=1.166$ and $C_D=-2.65$ for $\alpha_0=60^\circ$). The ellipse is moving with a velocity of $V(t)=0.71V_0$ and its angle of attack is $\alpha(t)=40.7^\circ, 53.1^\circ$ and 65.4° for $\alpha_0=30^\circ, 45^\circ$ and 60° cases respectively. Until $t=0.625$, according to the kinematics of the motion, the velocity of the profile increases to $V=V_0$ and its angle of attack decreases to α_0 value.

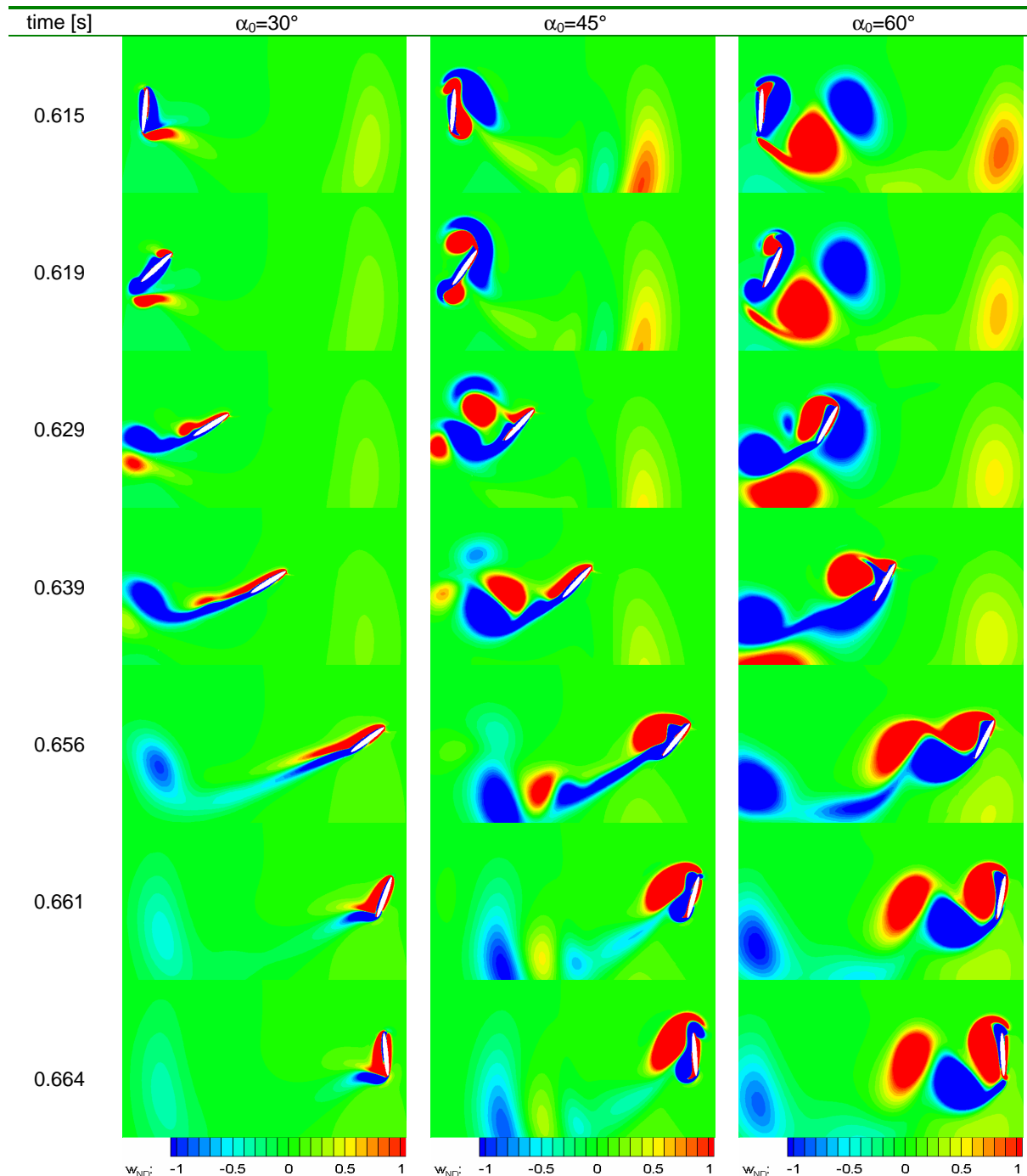


Figure 5: Instantaneous vorticity contours of ellipse 12% c thickness for different α_0 with $a=1/2c$

For 30° case, at $t=0.629s$, the leading edge on the upper surface of the airfoil stays attached to the ellipse on the leading edge with a slight detachment from the trailing edge which is due to the growth of trailing edge vortex. However, for 45° case the same leading edge vortex detaches completely from the upper surface of the ellipse by leaving its trace at the mid of the domain. For 60° case, at $t=0.629s$, although the same leading edge vortex detaches from the upper surface of the ellipse, it stays stitched to the airfoil leading edge until $t=0.639s$ until a clockwise vortex (blue) is formed on the mid-upper surface of the airfoil. The airfoil enters also to the trace of the clockwise leading edge vortex (blue) for 60° case at

$t=0.629s$ by pushing the trace of the counter-clockwise trailing edge vortex (red) down generated during downstroke. The lift coefficients at $t=0.629s$ for 30° and 45° cases are very close to each other ($C_L=0.617$ for $\alpha_0=30^\circ$ and $C_L=0.614$ for $\alpha_0=45^\circ$). However, C_L of 60° at this instant is more than twice of these cases ($C_L=1.575$ for $\alpha_0=60^\circ$). The drag coefficients are increasing with the increase of α_0 value at the same time instant with a highest value of -2.3 for $\alpha_0=60^\circ$.

At $t=0.639s$, the profile is at approximately mid-amplitude location of the flapping domain. The trailing edge vortex is very dominant for high angles of attack. The trailing and leading edge vortices are behaving relatively different for different α_0 values. The traces of both of these vortices are observable until the end of the stroke without any detachment for 30° case. At this time, $C_L=0.994$ for $\alpha_0=30^\circ$, $C_L=1.387$ for $\alpha_0=45^\circ$ and $C_L=0.383$ for $\alpha_0=60^\circ$. Moreover, the drag coefficients are found to be as $C_D=-0.404$ for $\alpha_0=30^\circ$, $C_D=-0.996$ for $\alpha_0=45^\circ$ and $C_D=-0.860$ for $\alpha_0=60^\circ$. The highest lift and drag occurs at 45° angle of attack. The lift coefficient is smallest for 60° angle of attack where two counter-rotating vortices exist on the upper surface of the airfoil. This vortex formation at 60° is also represented step by step in the following section for NACA0012 where the formations of the vortices are very similar for $Re=1000$.

The constant translational phase finishes at $t=0.652s$ and after this time the airfoil starts to accelerate ones more by increasing its angle of attack. It is observed that at $t=0.656s$ another leading edge vortex grows by completely forcing to detach the previous one from the ellipse's upper surface for $\alpha_0=60^\circ$ case. Locally, these two leading edge vortices and trailing edge vortex form a similar pattern to a Kármán vortex street. The velocity attains a value of $V(t)=0.84V_0$ with an angle of attack of $\alpha(t)=34.5^\circ, 48.4^\circ$ and 62.3° for $\alpha_0=30^\circ, 45^\circ$ and 60° cases respectively. At this time instant, $C_L=1.43$ for $\alpha_0=30^\circ$, $C_L=0.554$ for $\alpha_0=45^\circ$ and $C_L=0.636$ for $\alpha_0=60^\circ$. In the mean time, $C_D=-0.683$ for $\alpha_0=30^\circ$, $C_D=-0.96$ for $\alpha_0=45^\circ$ and $C_D=-1.09$ for $\alpha_0=60^\circ$. As a result, at $t=0.656s$, the lift coefficient has its maximum value for $\alpha_0=30^\circ$ angle of attack case which is more than twice of the $\alpha_0=45^\circ$ at this time where the lift coefficient is the smallest one compared to other angles. The drag coefficient however is increasing with the angle of attack where its smallest value is obtained at $\alpha_0=30^\circ$ case and its highest value at $\alpha_0=60^\circ$.

Instantaneous lift and drag coefficients are obtained during the 7th period of the flapping motion for two different thickness ratios of the ellipses ($9\%c$ and $12\%c$) and NACA airfoil profiles for three different angles. The results are given in Figure 6 for 45° angle of attack with a center of rotation at $1/4c$.

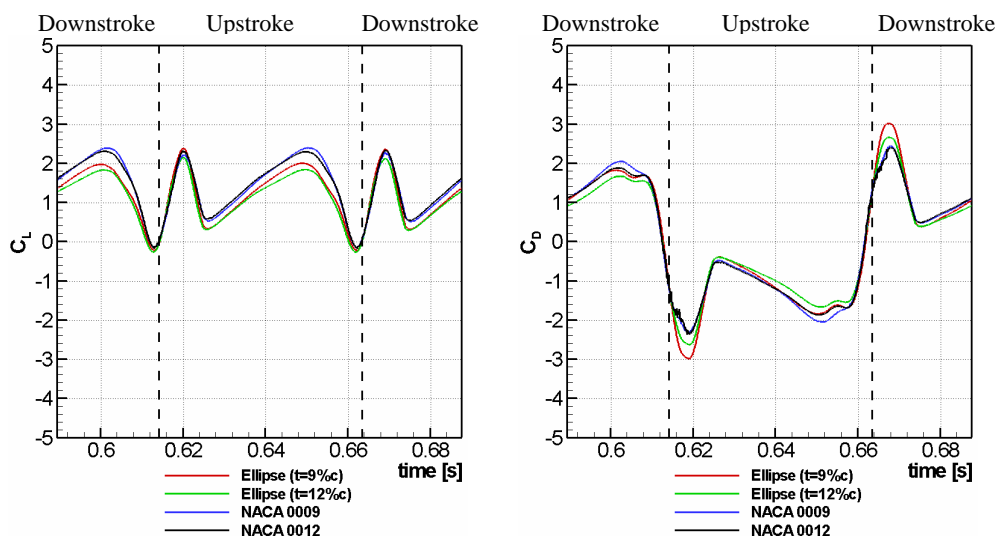


Figure 6: C_L and C_D distributions of profiles for $\alpha_0=45^\circ, a=1/4c$

The force coefficients of ellipses of different thickness were shown to have almost the same functional dependence on the angle of attack but different magnitude [14]. The lift comes from viscous forces [20], especially at this low Re number regime. It is shown that the aerodynamic force coefficients for the NACA profiles are slightly higher in magnitude than ellipse cases with a similar functional behaviour. It is also noted that the aerodynamic coefficients of thinner profiles (especially ellipse) are slightly higher in magnitude than their thicker cases. The same behaviour is observed for other angles of attacks. Instantaneous vorticity contours of different profiles for the same cases as in Figure 6 are also represented in Figure 7. The thickness effects on the vorticity contours of the profiles are not distinguishable very clearly for the analysed cases in view of the vortex shedding.

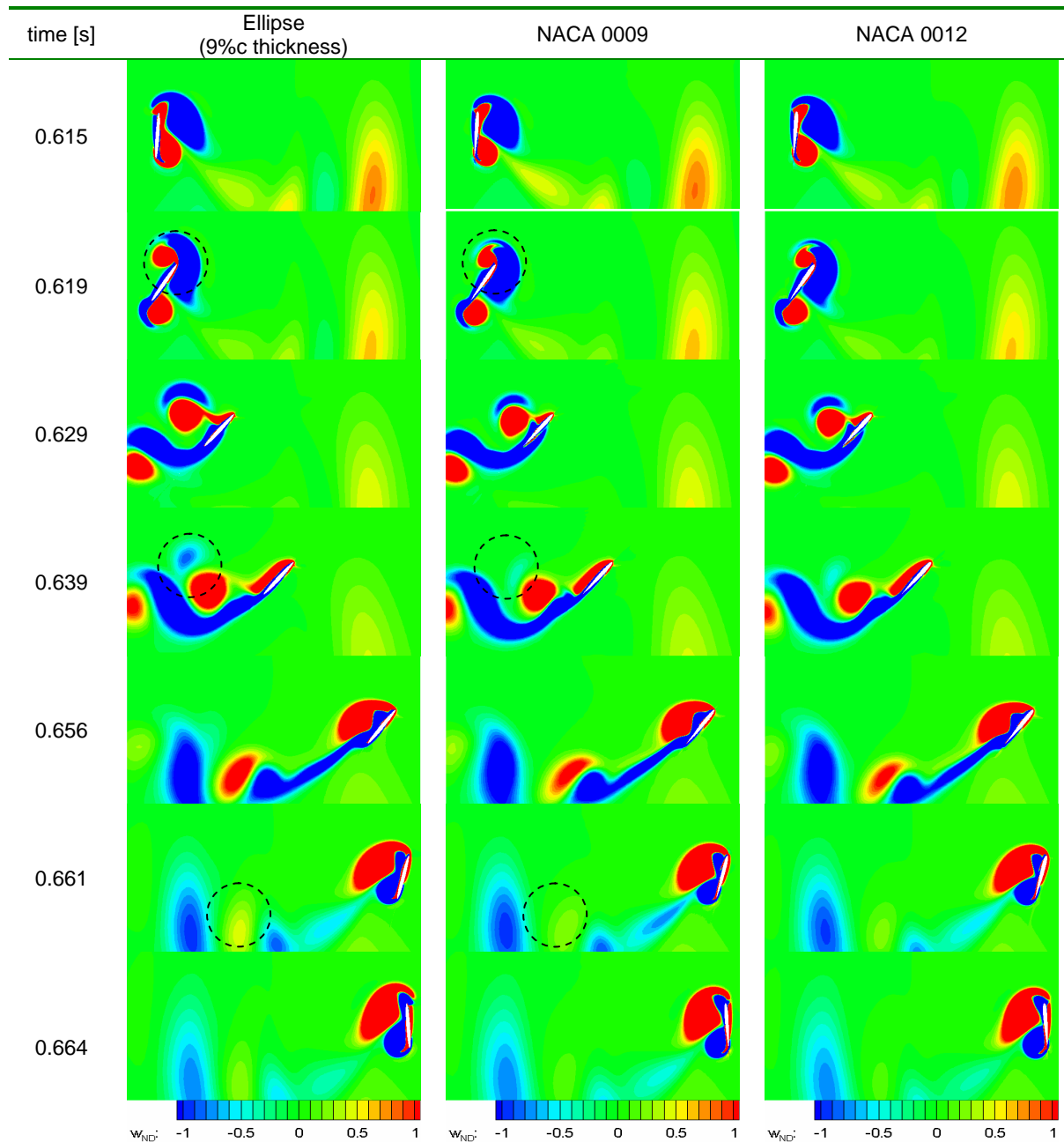


Figure 7: Instantaneous vorticity contours of profiles for $\alpha_0=45^\circ$, $a=1/4c$

The effect of different thicknesses of the profiles is very slight for $e=9\%c$ and $e=12\%c$ cases. However, the difference between the Ellipse $9\%c$ and NACA 0009 profiles are observable. The formation of the counter-clockwise leading edge vortex at the beginning of the upstroke and its vorticity radius are different for ellipse and NACA profiles ($t=0.619s$). Its influence is not visible clearly in C_L curves however observable in C_D curves at the peak locations. At $t=0.639s$, during the pure translation, the trace of the leading edge vortex of the airfoil from the previous downstroke (blue vortex) has a strong vorticity value for the ellipse case than NACA cases. In addition, the leading edge vortex detaches completely from the airfoil at this time and its trace is highly visible until the end of the upstroke (see Figure 7 at $t=0.661s$).

The pressure distribution along the NACA0012 airfoil and Ellipse $12\%c$ are shown in Figure 8. Five different time instances are represented during upstroke for $\alpha_0=30^\circ$ and $\alpha_0=60^\circ$ cases with the center of rotation at $1/2c$ of the profile. The spatial pressure coefficients are also shown with the instantaneous streamlines at the same times in Figure 9. It is observed that, at the beginning of the upstroke, the overpressure region in the domain due to the vortices from the previous stroke is more dominant for the ellipse case compared to NACA0012. At this time, the upper surface of the profile is fully dominated with the suction region. With the translation of the airfoil, there is a formation of strong suction region on the upper surface of the airfoil which results an increase in the lift coefficients during the translation. This suction pressure increase is also observable on the pressure coefficient distribution along the profile (Figure 8). In the meantime, the overpressure region on the lower surface of the airfoil also increases. At the mid-amplitude of the flapping motion, the airfoil lower surface is entirely dominated by the overpressure region (red) however a suction region is observed at the lower surface of the ellipse close to the trailing edge.

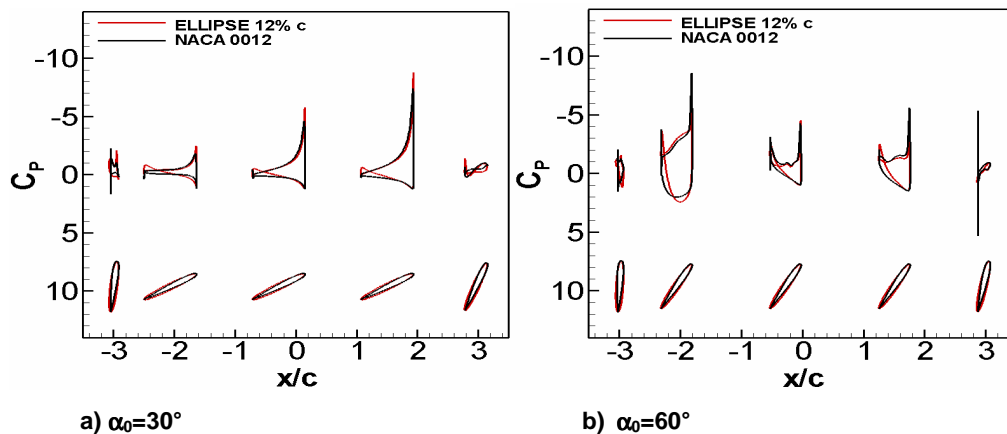


Figure 8: Pressure coefficient around the profiles (ellipse $12\%c$ and NACA 0012) at different time instances during upstroke with a rotation around $1/2c$.

At the inertial reference frame, the streamlines show that there is an important downwash induced to the airfoil when it is translating in the flowfield induced by the two counter rotating vortices at the left and right hand side of the domain. These vortices stay approximately in their position for a half-stroke until the airfoil returns back and pushes them toward downwards.

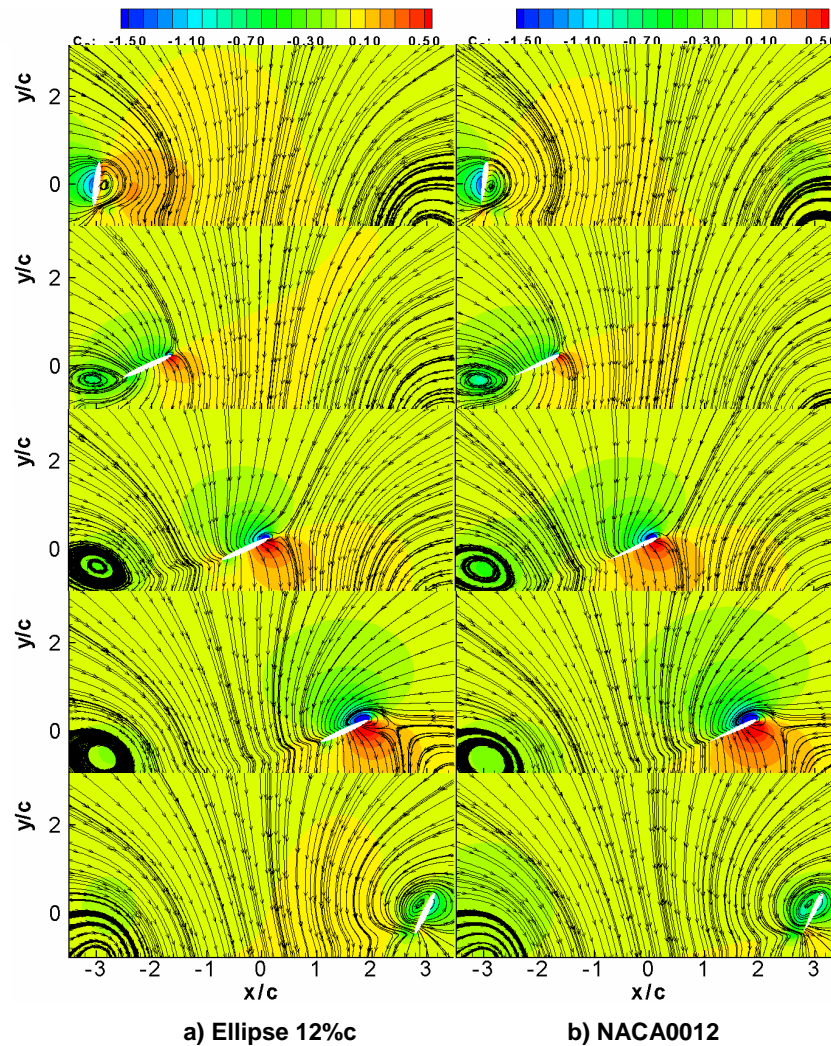


Figure 9: Instantaneous pressure coefficient (C_p) distributions for different profiles for $\alpha_0=30^\circ$, $a=1/2c$

3.2 Physics of Instantaneous Vortex Formation

In order to understand the physics of the problem, the variation in the vortex shedding mechanism close to the flapping airfoil is examined at this section. The pressure coefficients distributions along the NACA0012 airfoil are represented in Figure 10 for different angles of attack where the center of rotation is at $1/2c$. The pressure coefficient distributions in the flowfield are also shown with the instantaneous streamlines in Figure 11. The same instances are represented during the upstroke both in Figure 10 and Figure 11. The centers of the vortices are also the suction peak locations as can be observed from Figure 11.

At the beginning of the translational phase of the upstroke (2nd column in Figure 11), the overpressure region at the lower surface of the airfoil is very strong for $\alpha_0=60^\circ$ and it covers entire lower surface. This overpressure region is very weak for $\alpha_0=30^\circ$ and it is only visible close to the leading edge at the beginning. The suction pressure on the upper surface of the airfoil is highly dominant by the two vortices generated at the leading and trailing edge of the profile. The upper surface suction pressure is also very strong for $\alpha_0=60^\circ$ case.

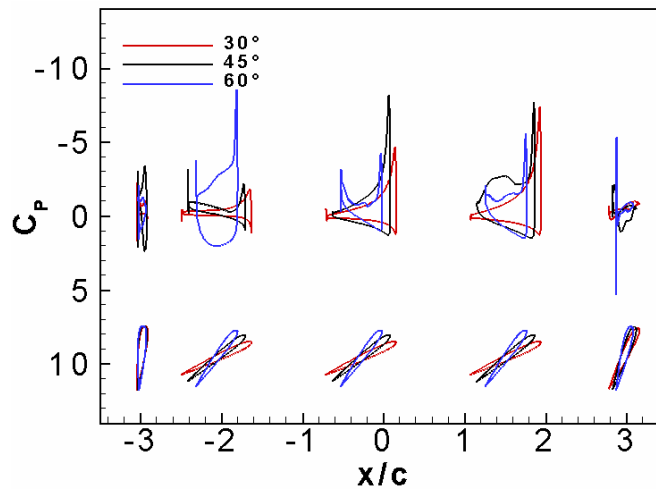


Figure 10: Pressure coefficient distributions around NACA 0012 at different time instances during upstroke with $1/2c$ center of rotation.

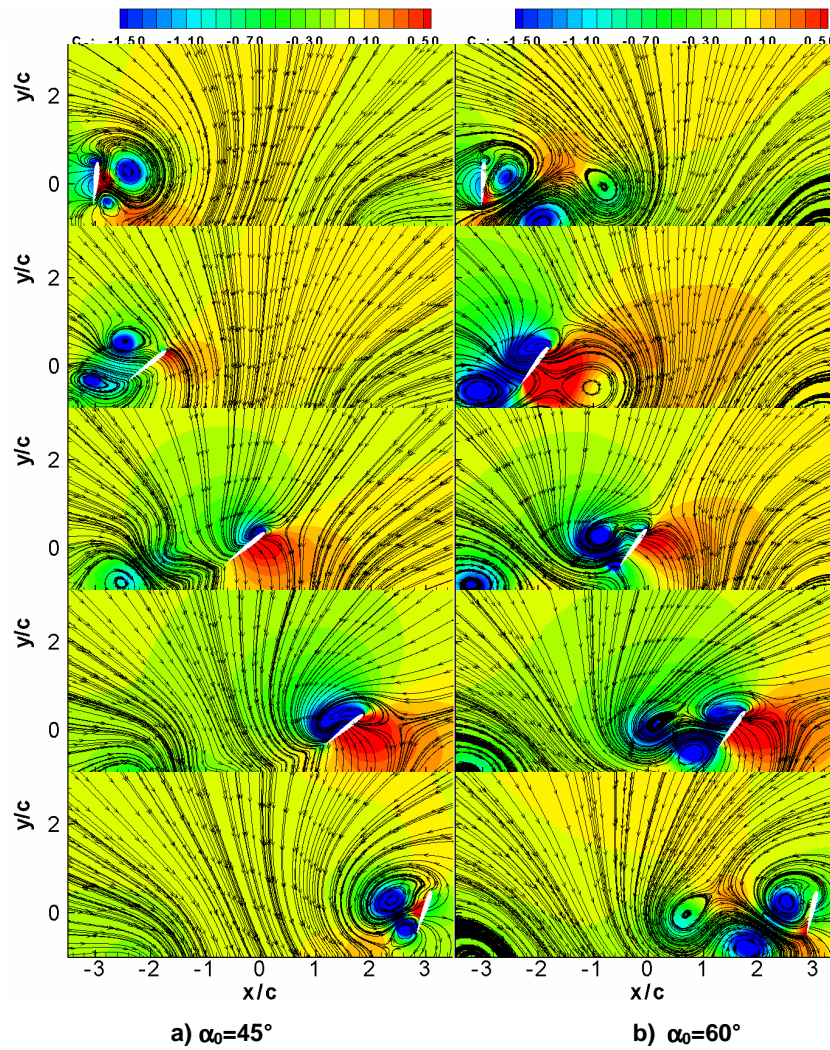


Figure 11: Instantaneous pressure coefficient (C_p) distributions of NACA0012 for different α_0 at $a=1/2c$

At the mid location of the domain, the upper surface of the airfoil is less dominated by the suction regions compared to the beginning of translational phase. Specially, for 30° , the suction has its strongest value at the leading edge and diminishes towards the trailing edge on the upper surface. For 60° , there is still dominant the trailing and leading edge vortices in addition to a detached leading edge vortex so the suction region on the upper surface is still observable. At this time, the overpressure region does not cover the entire lower surface of the airfoil for $\alpha_0=60^\circ$, although it is the case for $\alpha_0=30^\circ$. At the end of the translational phase of the upstroke (4th column in Figure 11), the leading edge vortex covers entire upper surface of the airfoil for $\alpha_0=30^\circ$ which results a suction region throughout the surface. However, the suction region of the airfoil for $\alpha_0=60^\circ$ at this time is obtained by the combination of the leading and trailing edge vortices. Overpressure regions under the airfoil are similar for both of the cases.

The vorticity contours and relative streamlines for the time interval of local maximum lift coefficients are represented in the first and third rows and for local minimum lift locations are represented in the second row of Figure 12. The streamlines are represented relative to the airfoils translational velocity. In this reference frame, the vortices on the upper surface of the airfoil are visible.

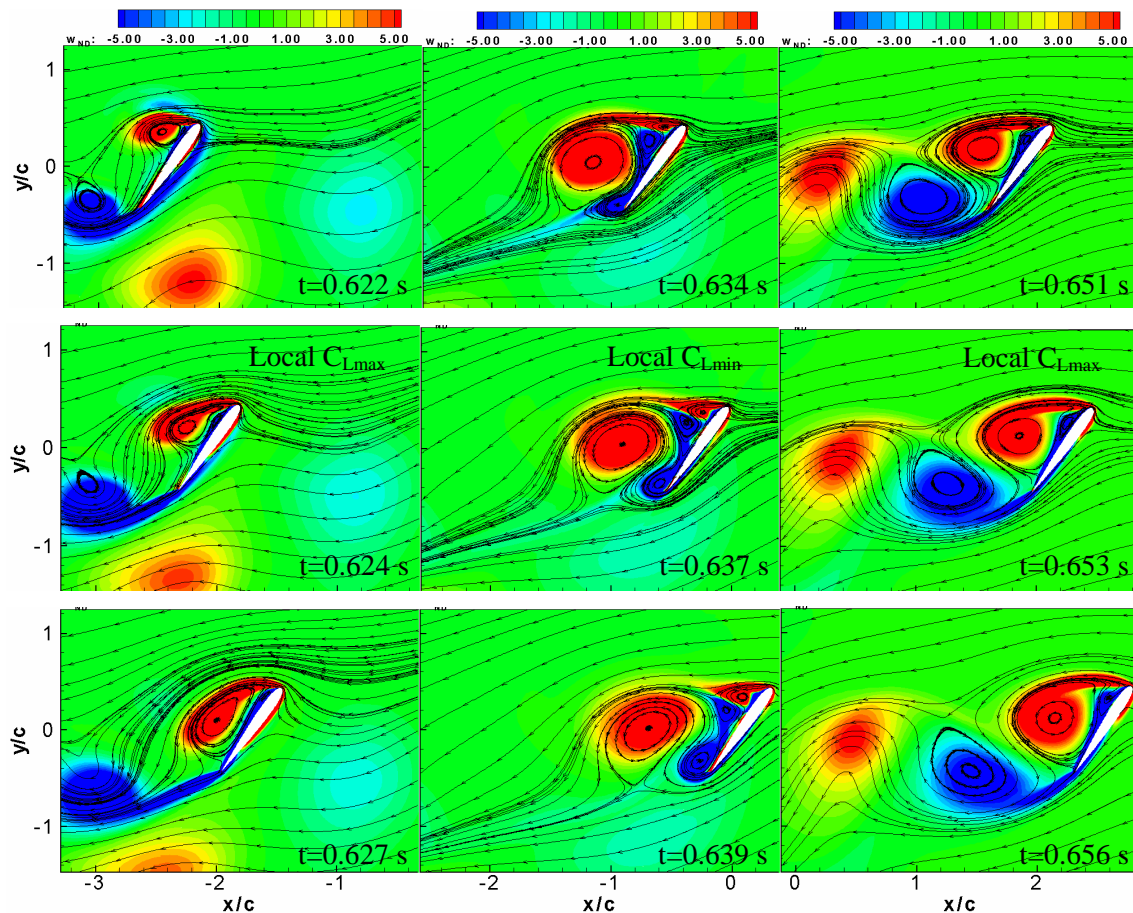


Figure 12: Vorticity contours represented with streamlines relative to airfoil translational velocity for NACA0012, $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$

Q contours represent the centre of the vortices shown with the relative streamlines. These vortices results a suction region on the upper surface of the airfoil. The vortices on the upper surface of the airfoil at the leading edge cause a decrease in the suction region when they grow with the translation of the airfoil. This results minimum lift coefficient at this time instant. At the maximum lift location the vortices result a strong suction region on the upper surface of the airfoil and the whole lower surface is surrounded with an

overpressure region.

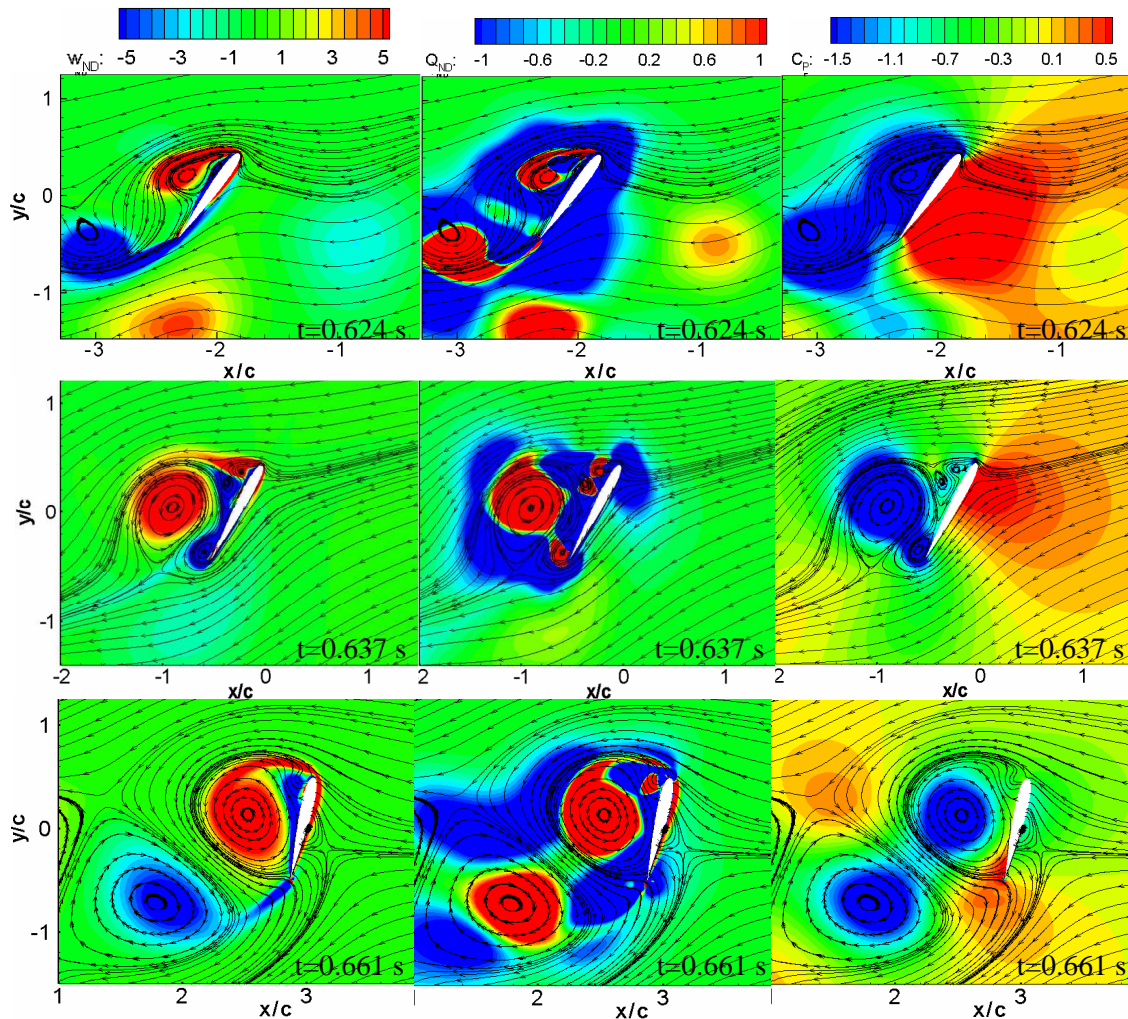


Figure 13: Vorticity, Q and C_p contours represented with streamlines relative to airfoil translational velocity for NACA0012, $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$

Figure 14 shows the streamlines relative to the airfoil translational velocity during the upstroke starting from the end of the rotational phase for $\alpha_0=60^\circ$. At $t=0.622$ s profile is at the end of its pitching down motion until the time $t=0.625$ s. After this time, it starts to translate with constant velocity and incidence up to $t=0.652$ s. At $t=0.654$ s the profile restart to rotate where it reaches 90° angle of attack at the end of the upstroke. The shedding of leading edge vortices, the dynamic stall processes, is analyzed to understand the lift generation mechanism during the flapping motion. This shedding mechanism differs too much for various α_0 parameters. The most interesting parameter is found to be $\alpha_0=60^\circ$ since the lift coefficient is very high at the beginning of the upstroke and decreases very abruptly compared to smallest α_0 parameters at the end of the upstroke where the shed of leading edge vortices are very complex and abundant. Similar phenomenon is observed both in ellipse configurations and NACA profiles for $Re=1000$.

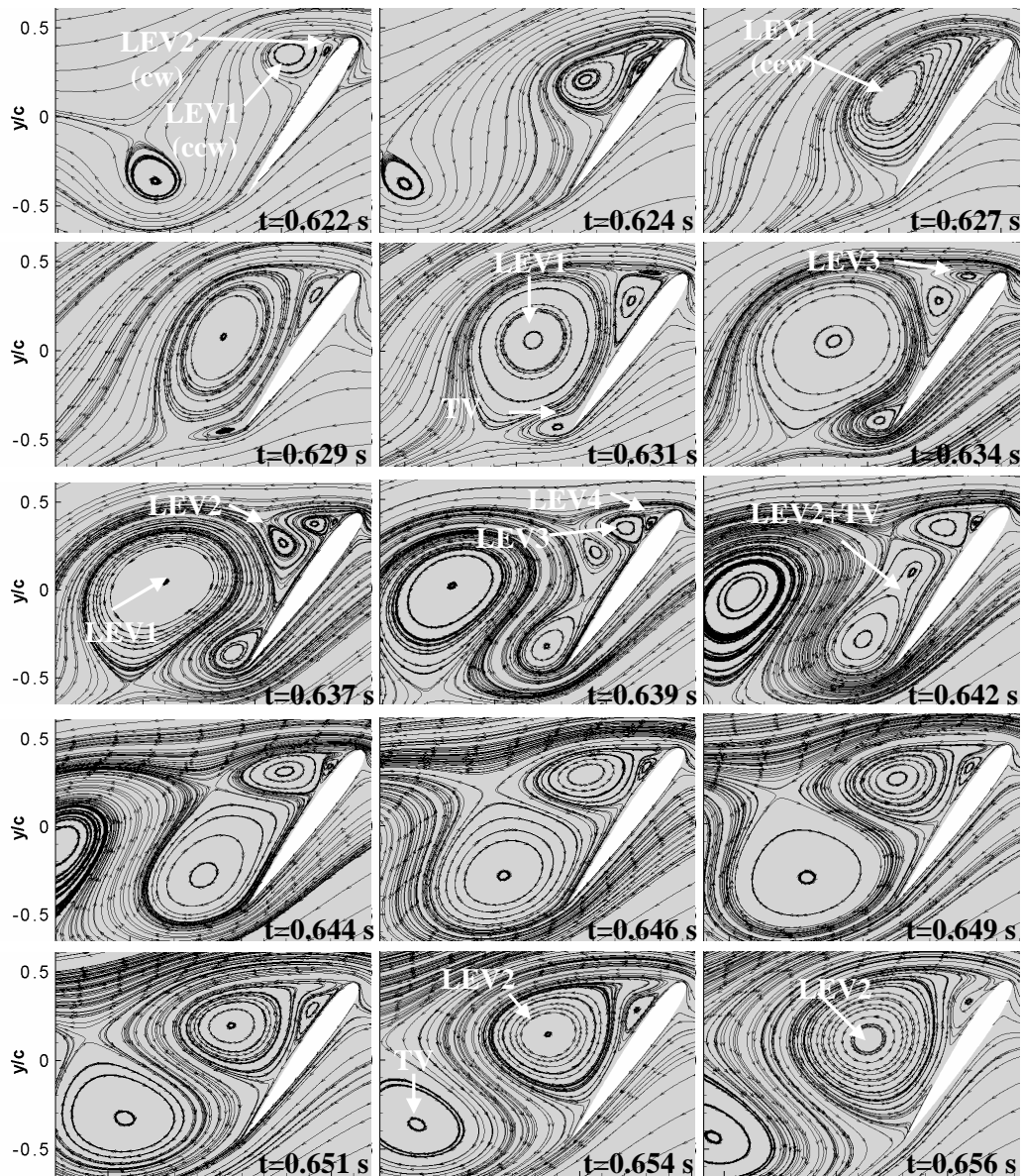


Figure 14 Streamlines relative to airfoil translational velocity for NACA0012, $a=1/2c$, $\alpha_0=60^\circ$

At $t=0.622\text{ s}$, a clockwise leading edge vortex (LEV2) is forming on the upper surface of the airfoil where the airfoil is translating with $V(t)=0.91V_0$ and $\alpha(t)=61^\circ$. At this time the lift and drag coefficients are calculated as $C_L=2.02$ and $C_D=-3.18$ respectively. The first counter-clockwise leading edge vortex (LEV1) is growing and occupies first upper half of the airfoil surface at $t=0.624\text{ s}$ and attaches to all over the upper surface of the airfoil by surrounding LEV2 at $t=0.627\text{ s}$. As LEV2 grows, it causes the detachment of the LEV1 from the leading edge of the profile. Due to the effect of LEV2, LEV1 stretches and forms two counter clockwise vortices (figure of eight) which results once more to a single vortex with the translation of the airfoil at $t=0.627\text{ s}$. With the growth of LEV2, the lift coefficient increases to a local maximum value of $C_L=2.32$ and the drag coefficient decreases slightly to $C_D=-3.10$ at $t=0.624\text{ s}$. When the LEV1 covers entire upper surface of the airfoil, the lift coefficient decreases to $C_L=2.01$ with a decrease also in drag coefficient ($C_D=-2.57$).

4.0 CONCLUSION

To understand the shedding of leading edge vortices for different profiles and parameters is very important for the understanding of the lift generation mechanism in flapping motion during hover. Laminar Navier-Stokes computations are used for flapping motion study using the prescribed kinematics in the Reynolds number regime of 1000. The vortex formation, interaction of the leading and trailing edge vortices are represented with vorticity, pressure coefficient and second invariant of velocity gradient (Q) contours in addition to the streamlines. The shedding of the vortices especially which are coming from the leading edge have different mechanisms for different α_0 parameters, so the aerodynamic force coefficients are mostly influenced by the effect of the angle of attack. And one of the most important results is that the use of ellipse profiles and NACA profiles with 9% and 12% thicknesses do not differ too much the aerodynamic force coefficients for this Re number regime. However, much more experimental and computational work is required to understand the thickness effect for even smallest thickness ratios.

REFERENCES

- [1] Tuncer, I.H. and Kaya, M. (2005), "Optimization of Flapping Airfoils for Maximum Thrust and Propulsive Efficiency," AIAA Journal, Vol. 43, No. 11, pp. 2329-2336.
- [2] Young, J. and Lai, J.C.S. (2004), "Oscillation Frequency and Amplitude Effects on the Wake of a Plunging Airfoil," AIAA Journal, Vol. 42, No.10, pp. 2042-2052.
- [3] Young, J. (2005), "Numerical Simulation of the Unsteady Aerodynamics of Flapping Airfoils," PhD Thesis, Australian Defence Force Academy.
- [4] Szmelter, J., Zbikowski, R. (2002), "A Study of Flow Arising from Insect Wing Flapping Motion", Int. J. Numer. Meth. Fluids 40:497-505.
- [5] Tuncer, I.H., Walz, R., Platzer, M.F. (1998), "A Computational Study on the Dynamic Stall of a Flapping Airfoil," AIAA-98-2519.
- [6] Isogai, K., Fujishoro, S., Saitoh, T., Yamamoto, M., Yamasaki, M., Matsubara, M. (2004), "Unsteady Three-Dimensional Viscous Flow Simulation of a Dragonfly Hovering", AIAA Journal, Vol. 42, No. 10, pp. 2053-2059.
- [7] Wu, J.H., Sun, M. (2004), "Unsteady Aerodynamic Forces of a Flapping Wing", J. Exp. Biol. 207. pp. 1137-1150.
- [8] Miller, L.A., Peskin, C.S. (2004), "When vortices stick: an aerodynamics transition in tiny insect flight", J. Exp. Biol, 207, pp. 3073-3088.
- [9] Pivkin, I.V., Hueso, E., Weinstein, R., Laidlaw, D.H., Swartz, S., Karniadakis, G.E. (2005), "Simulation and Visualization of Air Flow around Bat Wings during Flight", V.S. Sunderam et al. (Eds.): ICCS 2005, LNCS 3515, pp. 689 – 694.
- [10] Ramamurti, R., Sandberg, W.C. (2002), "A Three-Dimensional Computational Study of the Aerodynamic Mechanism of Insect Flight," J. Exp. Biol, 205, pp. 1507-1518.
- [11] Lan, S.L., Sun, M. (2001), "Aerodynamic Force and Flow Structures of Two Airfoils in Flapping Motions", Acta Mechanica Sinica (English Series), No.17, pp310-331.
- [12] Sun, M., Tang, J. (2002), "Unsteady Aerodynamic Force Generation by a Model Fruit Fly Wing in

- Flapping Motion”, *J. Exp. Biol.*, 205, pp. 55-70.
- [13] Wang, J.Z. (2000), “2D Mechanism of Hovering”, *Phys. Rev. Lett.* 85, 2216-2219.
- [14] Wang, J.Z. (2000), “Vortex Shedding and Frequency Selection in Flapping Flight”, *Journal of Fluid Mech.*, 410,323-341.
- [15] Eldredge, J.D., “Efficient Tools for the Simulation of Flapping Wing Flows” (2005), 43rd Aerospace Sciences Meeting, January 10–13, Reno, NV. AIAA 2005-0085.
- [16] Poelma, C., Dickson, W.B., Dickinson, M.H. (2006), “Time-resolved reconstruction of the full velocity field around a dynamically-scaled flapping wing”, *Experiment in Fluids*, 41: 213-225.
- [17] Tian, X., Iriarte, J., Middleton, K., Galvao, R., Israeli, E., Roemer, A., Sullivan, A., Song, A., Swartz, S., Breuer, K. (2006), “Direct Measurement of the Kinematics and Dynamics of Bat Flight”, 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 5-8 June, San Francisco, California.
- [18] Kurtulus D.F., David L., Farcy A, Alemdaroglu N. (2006) “Aerodynamic Characteristics of Flapping Motion in Hover,” 13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 1130, Lisbon, Portugal, 26-29 June 2006 (under review for *Experiments in Fluids*)
- [19] Lehmann, F.O., Sane, S.P., Dickinson, M. H. (2005), “The Aerodynamic Effect of Wing-Wing Interaction in Flapping Insect Wings”, *J. Exp. Biol.* 208. pp. 3075-3092.
- [20] Wang, J.Z., Birch, J.M., Dickinson, M.H. (2004), “Unsteady Forces and Flows in Low Reynolds Number Hovering Flight: Two-Dimensional Computations vs Robotic Wing Experiments”, *J. Exp. Biol.* 207. pp. 449, 450.
- [21] Galvao, R., Israeli, E., Song, A., Tian, X., Bishop, K., Swartz, S., Breuer, K. (2006), “The Aerodynamics of Compliant Membrane Wings Modeled on Mammalian Flight Mechanics”, 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 5-8 June, San Francisco, California.
- [22] Singh, B., Ramasamy, M., Chopra, I., Leishman, G.J. (2005), “Experimental Studies on Insect-Based Flapping Wings for Micro Hovering Air Vehicles”, AIAA.
- [23] Usherwood, J.R., Hedrick, L.T., McGowan, C.P., Biewener, A.A. (2005), “Dynamic Pressure Maps for Wings and Tails of Pigeons in Slow, Flapping Flight, and Their Energetic Implications”, *J. Exp. Biol.* 208. pp. 355-369.
- [24] Dickinson, M.H., Lehmann, F.O., Sane, S.P. (1999), “Wing Rotation and the Aerodynamic Basis of Insect Flight”, *Science*, 284, pp. 1954-1960.
- [25] Dickinson, M.H., Götz, K.G. (1993), “Unsteady Aerodynamic Performance of Model Wings at Low Reynolds Number,” *J. Exp. Biol.* 174, 45-64.
- [26] Platzer, M. F., Jones, K. D. (2006), “Flapping Wing Aerodynamics-Progress and Challenges”, AIAA-06-0500, Reno, Nevada.
- [27] Ansari, S. A., Zbikowski, R., Knowles, K. (2006), “Aerodynamic modelling of insect-like flapping flight for micro air vehicles,” *Progress in Aerospace Sciences* 42, 129-172.
- [28] Star-CD Version 3.10A, “Methodology Manual,” Computational Dynamics Limited, 1999

A Parametric Study On Two Dimensional Flapping Motion

Ebru Sarigöl[℘]

Department of Aerospace Engineering Middle East Technical University 06531,
Ankara TÜRKİYE

Nafiz Alemdaroğlu^{℘+}

Department of Aerospace Engineering Middle East Technical University 06531,
Ankara TÜRKİYE

In this paper, the aim is to perform a numerical simulation of flapping motion for low Reynolds regime for different airfoil configurations. The chosen profiles are all symmetric but have different thicknesses. Moreover, for a specific profile the starting angle of attack will be varying so the effect of starting angle of attack will also be investigated. The numerical simulations have been carried out using a commercially available DNS code (STAR-CD), which is also used for pre and post processing purposes. O-type grids are used around the airfoil. The flapping motion is implemented by user-defined subroutines by moving the computational domain. The grid domain consists of 17226 cells with a domain of 15c length diameter. The computational mesh consists of a single domain of which grid is generated by hyperbolic method. The generated grid is finer around the profile which is specified by the user and getting coarser at far field locations. .

Nomenclature

| | |
|------------------|---|
| c | = chord |
| C _D | = drag coefficient |
| C _F | = |
| C _L | =lift coefficient |
| Δt | = time step |
| Re | = Reynolds number |
| t | = time |
| x _a | = x position at the beginning of angle of attack change |
| x _v | = x position at the end of constant velocity region |
| x _{T/4} | = maximum x location, amplitude |
| α | = angle of attack |
| ρ | = density |
| μ | = kinematic viscosity |
| ν | = dynamic viscosity |

[℘] Ph.D. Student, Aerospace Engineering Department, METU 06531 Ankara Türkiye

^{℘+} Prof. Dr., Aerospace Engineering Department, METU 06531 Ankara Türkiye

I. Introduction

Low Reynolds number regime has been one of the popular research subjects within the aerodynamics and Computational Fluid Dynamics (CFD) community but the most of the work done was related to design and optimization of airfoils at low angle of attack and steady flight conditions. The experimental and numerical studies on low Reynolds number regime have been very important in the development of micro air vehicles (MAVs). The generation of aerodynamic forces is limited due to the size of these vehicles so the research community has appended on other techniques that can generate the required forces. The most challenging of these are flapping motion. It is very difficult to model the structure of insects or birds that can apply the flapping motion aerodynamics in spite of its complexity. The experimental and numerical studies on low Reynolds number regime will help to understand the flapping motion mechanism and thus apply it to micro unmanned air vehicles [1].

The studies done in the field of flapping motion is basically divided into two main categories: zoological and computational studies. Most of the zoological studies were performed on birds and insects. On the other hand, computational studies which are mostly based on the aerodynamic view used simplified configurations of birds or insects using different airfoil profiles as well as performed numerical simulations of flapping motion in two or occasionally three dimensions [2].

On the aerodynamic view, many experimental studies are performed as well as numerical ones. Ames directed his work at developing the ability to predict flutter, gust response and pitch rate effects (particularly emphasis on helicopter aerodynamics) [1]. Haigh presented a model for predicting the instantaneous lift, thrust and pitching moment of a flapping wing in her Ph.D. study. The model was a simple extension of a quasi-steady model, taking account into the effects of the unsteady vortex wake [3].

Bilyk presented the methods and the results of early experiments toward the development of wings for hovering, flapping-wing micro air vehicle. He designed a test equipment to evaluate various wing concepts following an elementary, quasi-steady analysis to estimate the required flapping frequency [4].

MacMaster performed an experimental investigation into the stability of a flapping wing micro air vehicle. A three-degree of freedom force balance was constructed to measure the forces and moments exhibited by a set of flapping wings through 180 of rotation at varied free stream velocities. A two-dimensional simulation program in MATLAB was used to identify stable vehicle configurations at or near hovering conditions [5].

Zdunich modeled a thin flat plate airfoil section that undergoes sinusoidal pitching and plunging motions using discrete vortex panels [6].

Sane used a dynamically scaled mechanical model of the fruit fly, *Drosophila melanogaster*, to study how changes in wing kinematics influence the production of unsteady aerodynamic forces in insect flight covering 191 separate sets of kinematic patterns that differed with respect to stroke amplitude, angle of attack, flip timing, flip duration and the shape and the magnitude of stroke deviation [7].

Similarly, Dickinson et al (1993) state that the synthesis of a comprehensive theory of force production in insect flight is hindered in part by the lack of knowledge of unsteady forces produced by wings. Data are especially sparse in the intermediate Reynolds number regime ($10 < Re < 1000$) appropriate for the flight of small insects. The purpose of the analysis was to characterize the time-dependence of forces produced by impulsively moved wings and thereby expand the knowledge of unsteady mechanisms that might be employed by insects during flight. In particular, this analysis was concerned with the time history of two processes: the generation of lift and the onset of the stall [8].

The temporal control of fast wing rotation in flies and the ventral flip, which occurs during the transition from downstroke to upstroke, were investigated by Dickinson and his colleagues. From the observation they proposed a model by which the fly might employ the independent control of wing-beat amplitude and ventral-flip timing to produce flexible system of flight control [9].

Wang et al (2004) compared computational, experimental and quasi-steady forces in a generic hovering wing undergoing sinusoidal motion along a horizontal stroke plane. Unsteady effects were investigated and they compared two-dimensional computations and three-dimensional experiments in several qualitatively different kinematic patterns [10].

Birch et al (2004) used a dynamically scaled robot to investigate both the forces and the flows created by a wing undergoing an identical motion at Re of ~ 120 and ~ 1400 [11].

Dickinson et al (1999) stated that the enhanced aerodynamic performance of insects results from an interaction of three different mechanisms: delayed stall, rotational circulation and wake capture [12].

Sane et al used a dynamically scaled model insect to measure the rotational forces produced by flapping insect wing. A steadily translating wing was rotated at a range of constant angular velocities and the resulting aerodynamic forces were measured using a sensor attached to the base of the wing [13], [14].

Birch et al (2003) used two-dimensional digital particle image velocimetry (DPIV) to visualize flow patterns around the flapping wing of a dynamically scaled robot for a series of strokes starting from rest [15].

Ramamurti et al developed a finite volume flow solver to compute unsteady flow past a three-dimensional *Drosophila* wing undergoing flapping motion and compared the results with experimental study [16]-[17]. Moreover, they performed three-dimensional unsteady computations of fish swimming with oscillating and deforming fins to investigate the fluid dynamics of force production associated with the flapping aquatic flight of the bird wrasse, *Gomphosus varius* [18].

The aim of this study is to provide data for the application of flapping motion mechanism to micro air vehicles. In order to do so this study covers the numerical simulation of flapping motion for low Reynolds regime for different airfoil configurations. The chosen profiles are all symmetric but have different thicknesses. Moreover, for a specific profile the starting angle of attack will be varying so the effect of starting angle of attack will also be investigated.

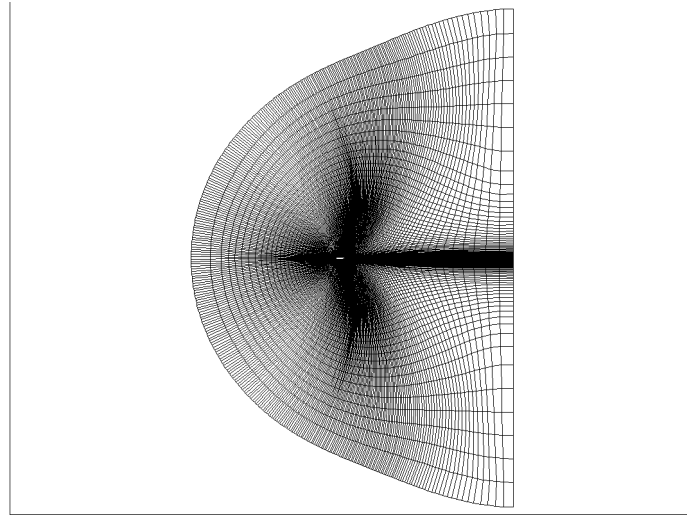
II. Solver Description and Numerical Method

The unsteady viscous flow fields are computed using an industrial DNS code (STAR-CD). STAR-CD has an interface named PROSTAR for use in pre and post processing. In pre-processing part, geometry, mesh, boundary and initial conditions, fluid and solid material properties and analysis control details can be specified. In post processing the interphase allows the user to read and manipulate additional data files as well as post data file. Moreover it is possible to draw the graphs of calculated quantities, get three-dimensional views and animated images.

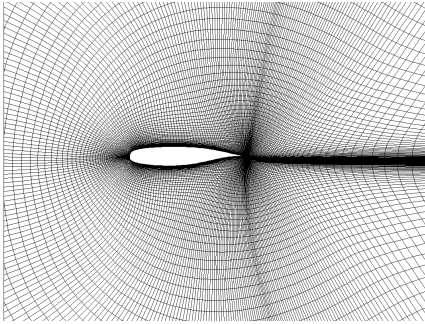
Star-CD can handle general mesh motion and internal sliding mesh with an unsteady flow solution. User-defined subroutines can be used in conjunction with the program.

The analyses are done in terms of flow field parameters and aerodynamic loads. The equations solved for this study are unsteady, incompressible, laminar and two-dimensional DNS equations.

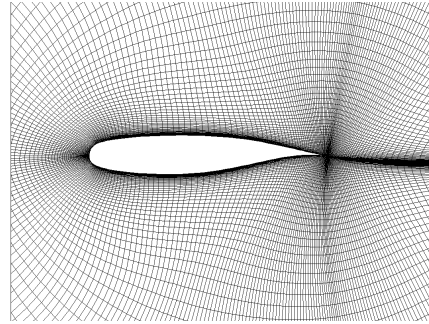
For the verification of the code, NLR 7301 profile has been chosen and pressure coefficient obtained via solution of Euler equations are compared with experimental data for Mach number 0.201 and Reynolds number is 2.87×10^6 [19]. C-type mesh is used with 61244 vertices.



(a)



(b)



(c)

Figure 1 Computational mesh for NLR 7301 (a) for the whole domain (b)-(c) around the airfoil

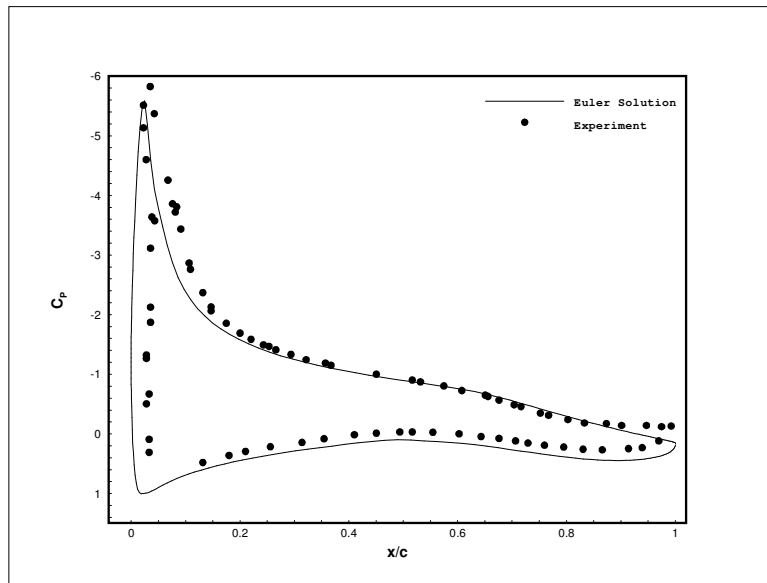


Figure 2 Comparison of pressure coefficient distribution for $M=0.201$, $Re= 2.87 \times 10^6$ at $\alpha = 11.32^\circ$

III. Geometry Definition of Flapping Motion

Flapping motion consists of four regions: In the first region which corresponds to the half of the downstroke, the leading edge is pointing in the positive direction whereas the second region corresponds to the first half of the upstroke. The third and fourth regions, are the mirror images of these two regions, corresponding to the second half of upstroke and downstroke respectively. Each region is composed of a translational phase and a rotational phase. In the translational phase, the airfoil translates with a constant velocity until a predefined time, where a rotational motion around the center of rotation point on the chord line is superposed to the translational motion. The velocity is zero at the beginning and end of each half cycle. The leading edge stays as the leading edge during the rotation in all phases of the motion.

During a period of simulation, T , the profile decelerates till it reaches a zero velocity at $t=T/4$ for a quarter period ($t_v \leq t \leq T/4$). In addition it starts to rotate around the center of rotation and the angle of attack becomes 90° at the quarter period. Fig. 4 shows detailed description of the flapping motion in one period [2].

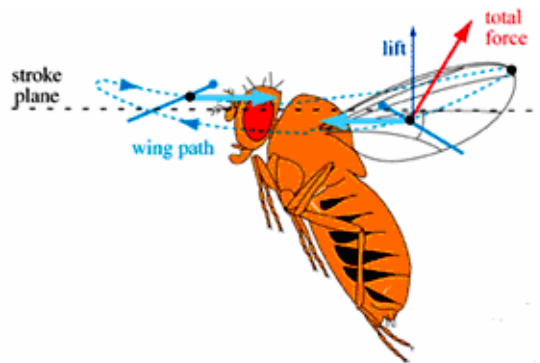


Figure 3 Definition of forces during the flapping motion [Ref. 20]

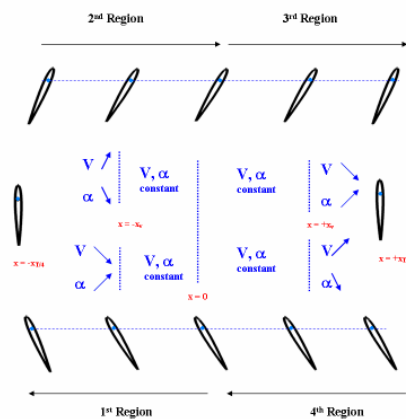


Figure 4 Flapping motion definition

IV. Computational Domain

As a general flow solver it is possible to import to and export mesh from STAR-CD. The computational grid has been created in a commercial grid generator tool and imported to the solver. O-type grids are used around the airfoil (Figure 5). The flapping motion is implemented by user-defined subroutines by moving the whole computational domain. The grid domain consists of 17226 cells with the far field is extended to 15 chord length. The computational domain consists of a single domain of which grid is generated by hyperbolic method. The generated grid is finer around the profile which is specified by the user and getting coarser at far field locations.

On the airfoil surface, the instantaneous flow velocity is set equal to the local surface velocity prescribed by user-defined subroutines defining translational and rotational velocities and the no-slip boundary condition is applied. At the farfield, the pressure boundary conditions are applied. The farfield pressure is assumed to be the standard air pressure. The flow conditions are summarized in Table 1. The velocities at the corresponding cell faces are linked to the local pressure gradients by special momentum equations, whose coefficients are equated to those at the cell centre. These equations, together with the continuity constraint, effectively allow the magnitude and direction of the local flow (which may be inwards or outwards) to be calculated. For 2-D calculations, the front and back side of the grid domain are defined as symmetric boundary conditions.

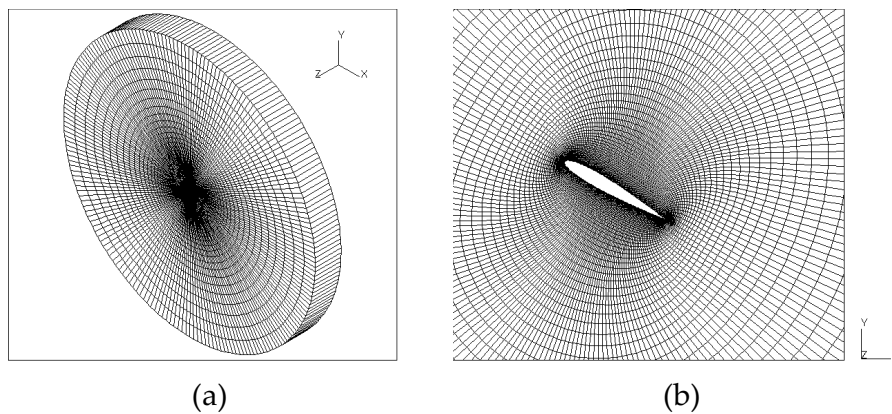


Figure 5 Computational grid (a) for the whole domain (b) around the airfoil at 30 degree angle of attack.

Table 1 Flow conditions for flapping motion

| | |
|--------|---|
| Re | = 1000 |
| ρ | = 1.225 kg/m ³ |
| ν | = 1.781x10 ⁻⁵ m ² /s ² |

V. Results and Discussions

Results can be presented in terms pressure and vorticity contours, velocity vectors as well as the non-dimensional aerodynamic parameters. The analyses were carried out for three different starting angles of attack but only some of them will be presented in terms of pressure or vorticity contours. Time history of non-dimensional aerodynamic forces are given and compared for each profile and for each starting angle of attack.

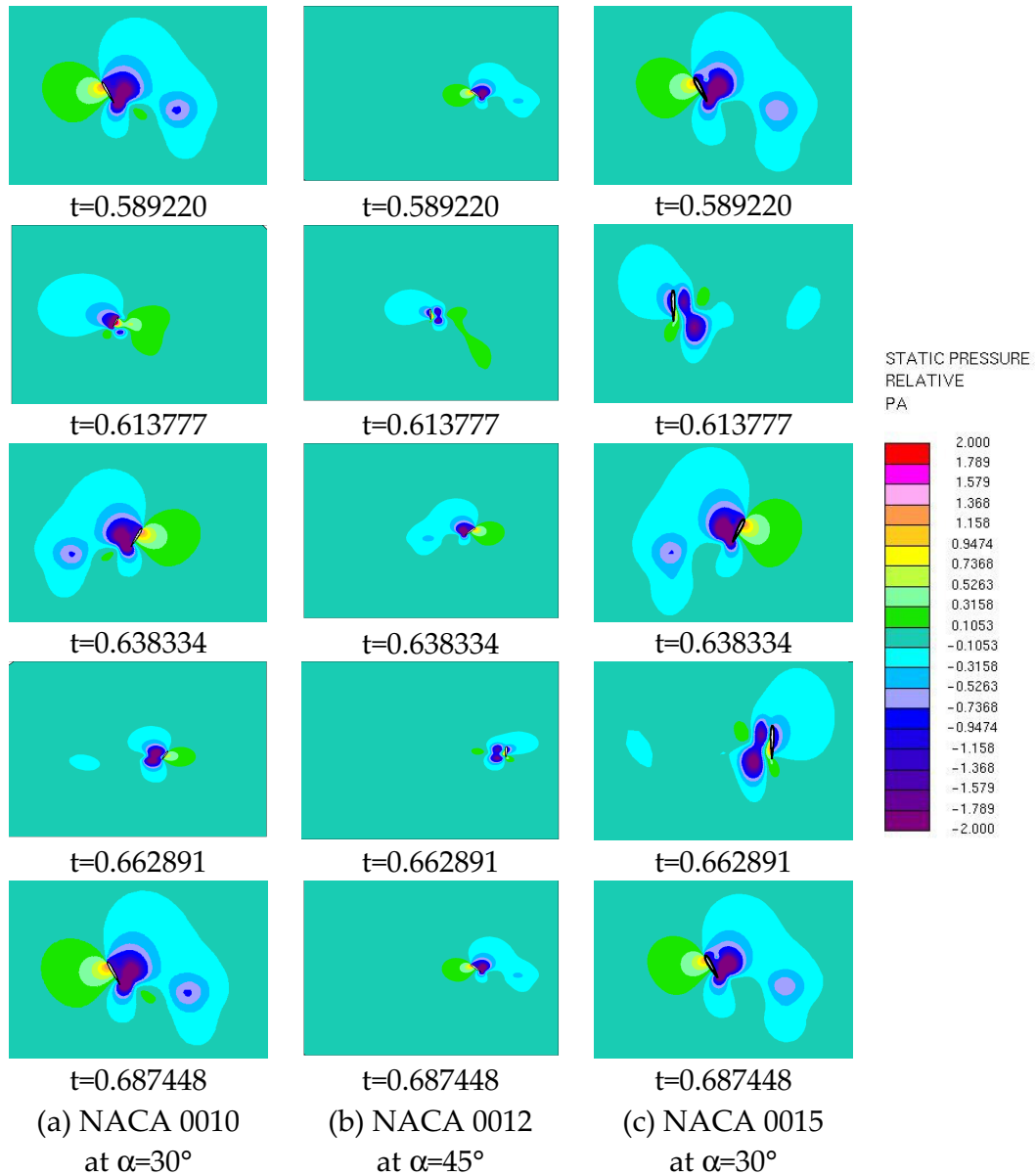


Figure 6 Pressure contours sampling a period of flapping motion for $Re=1000$

Figure 6 shows the pressure contours for the 6th period. As seen similar patterns of pressure contours are observed but due to thickness effect the regions enclosed by a constant magnitude of pressure is different.

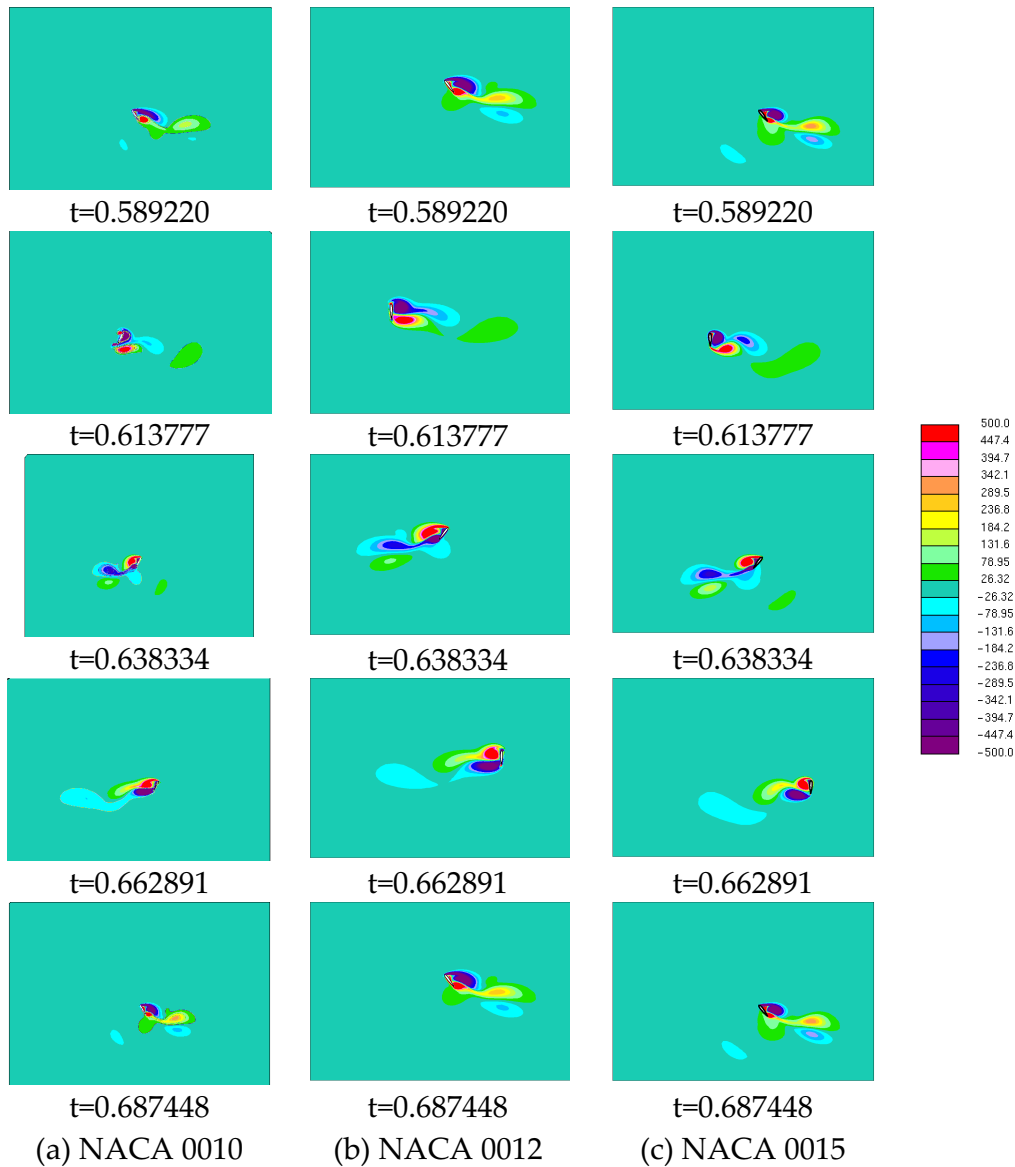


Figure 7 Vorticity contours sampling a period $[6T \ 7T]$ of flapping motion for $Re=1000$, $\alpha=30^\circ$

As stated by Hall [20] and Dickinson et al [13] the forward sweeping of wings at a high angle of attack forms the leading edge vortex thus creates the lift. As the wing moves through the air, it leaves trailing whirlpools, or vortices, of air behind it. If the wing is rotated before starting the return stroke, the wing is buoyed up on its own overtaking wake, just as a boat will rise on the following wave if its engine is shut down. This allows the capturing of energy that would probably be lost by a typical wing.

When the vorticity contours are analyzed for 30° angle of attack, it is seen that the thickness of the profile affects the magnitude of vorticity mostly near the leading and trailing edge. The evolution of the trailing and leading edge vorticities differ although the sampling time is the same. At the quarter period (i.e. $t = 0.662891$) the trailing edge vorticity starts to break up from the profile. The magnitude of the vortices detached from the profile is the same but the region enclosed increases as the thickness of the profile increases (see Fig. 7).

For NACA 0010, as the angle of attack increases the peak magnitudes of lift coefficient also increases. The flow starts to separate from the profile as the angle of attack increases ($\alpha \geq 45^\circ$), but it reattaches the profile afterwards. Due to this reason there is a shift in the minimum and maximum peak locations for $\alpha = 60^\circ$. On contrary, the drag coefficient decreases for increasing angle of attack. It is noticeable that there are oscillations around the maximum and minimum peaks for $\alpha = 60^\circ$ (see Fig 8-9).

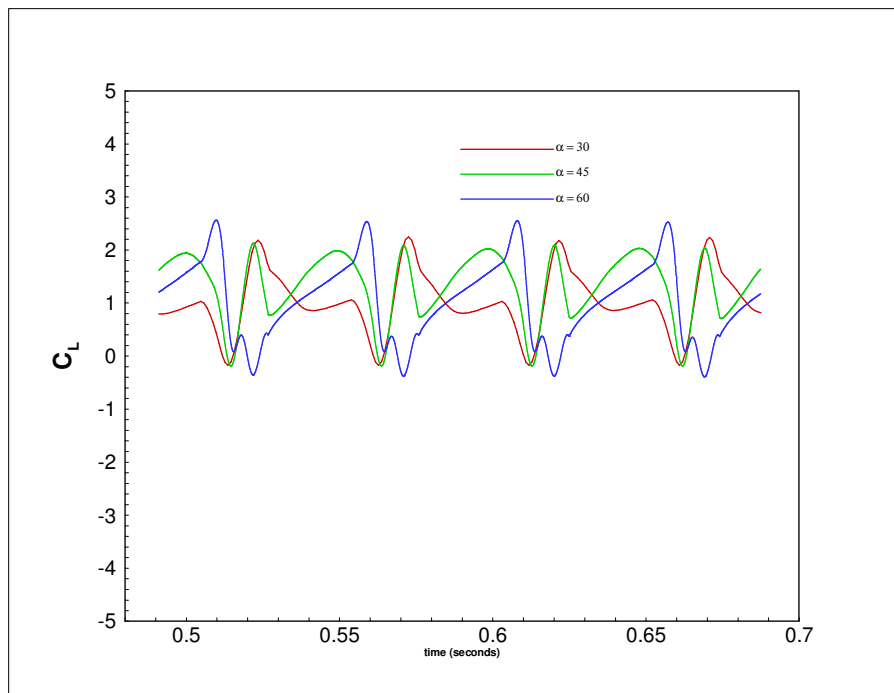


Figure 8 Lift coefficient versus starting angles of attack for NACA 0010 at $Re=1000$.

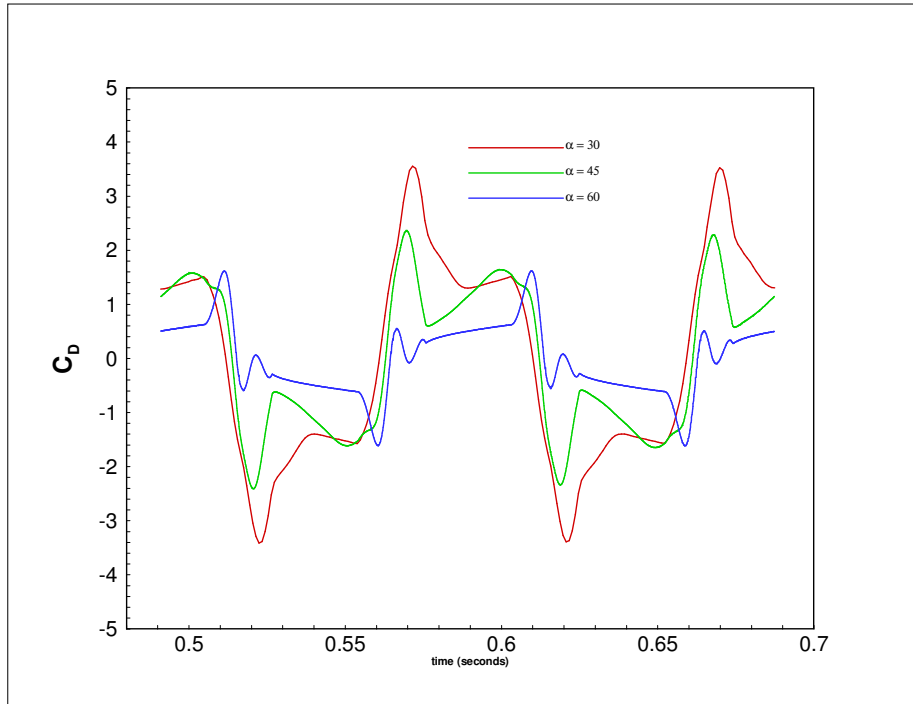


Figure 9 Drag coefficient versus starting angles of attack for NACA 0010 at $Re=1000$.

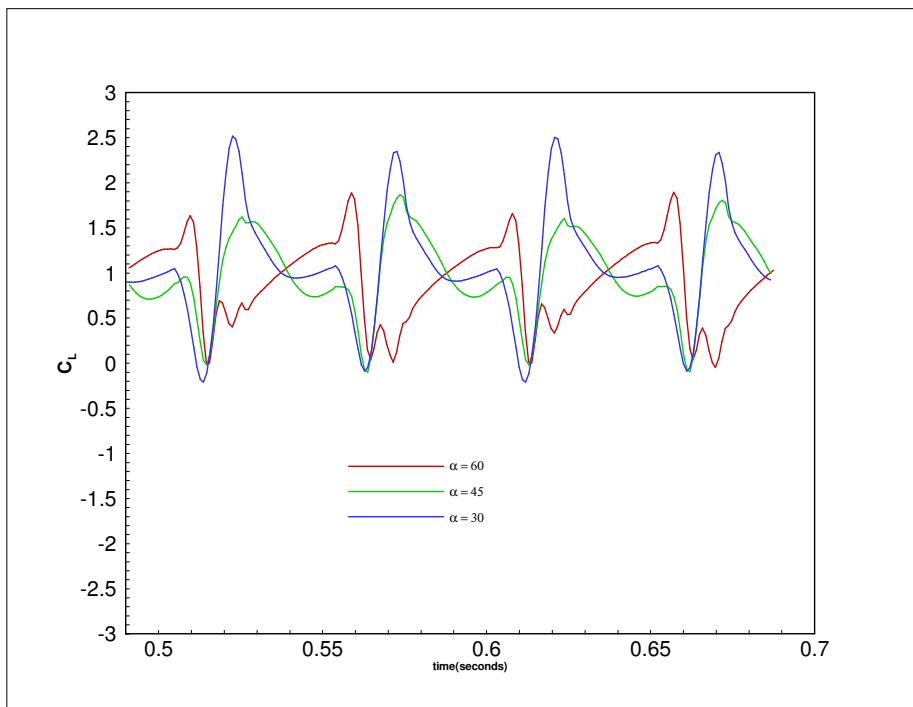


Figure 10 Lift coefficient versus starting angles of attack for NACA 0012 at $Re=1000$.

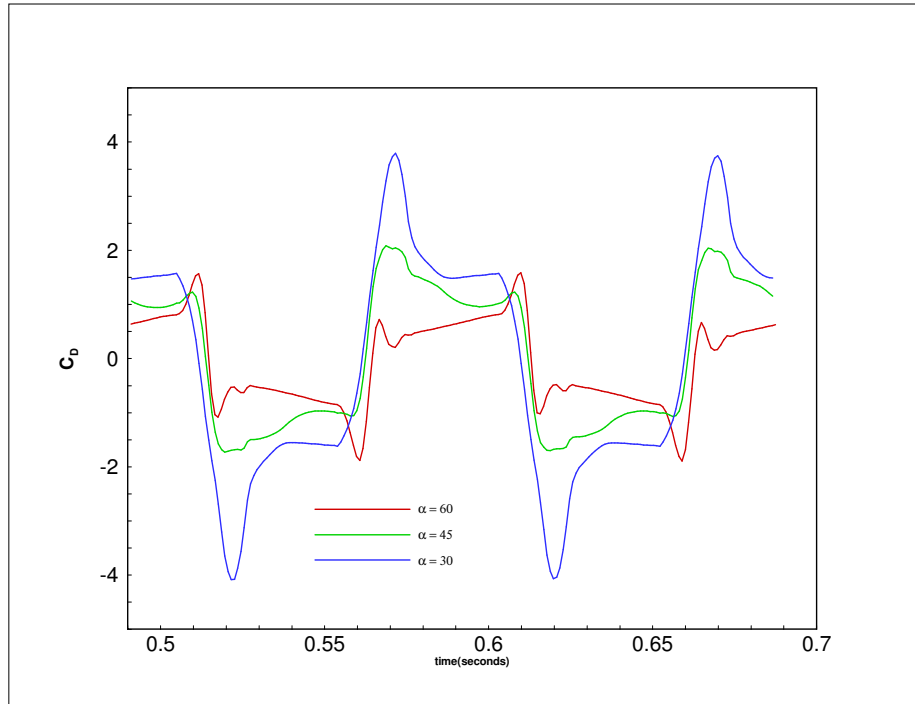


Figure 11 Drag coefficient versus starting angles of attack for NACA 0012 at $Re=1000$.

For NACA 0012, the drag coefficient is highest for $\alpha=30^\circ$ and minimum for $\alpha=60^\circ$. Similarly, the lift coefficient decreases as the angle of attack increases. For $\alpha=60^\circ$, the minimum and maximum peak locations shift as expected (see Fig. 10-11).

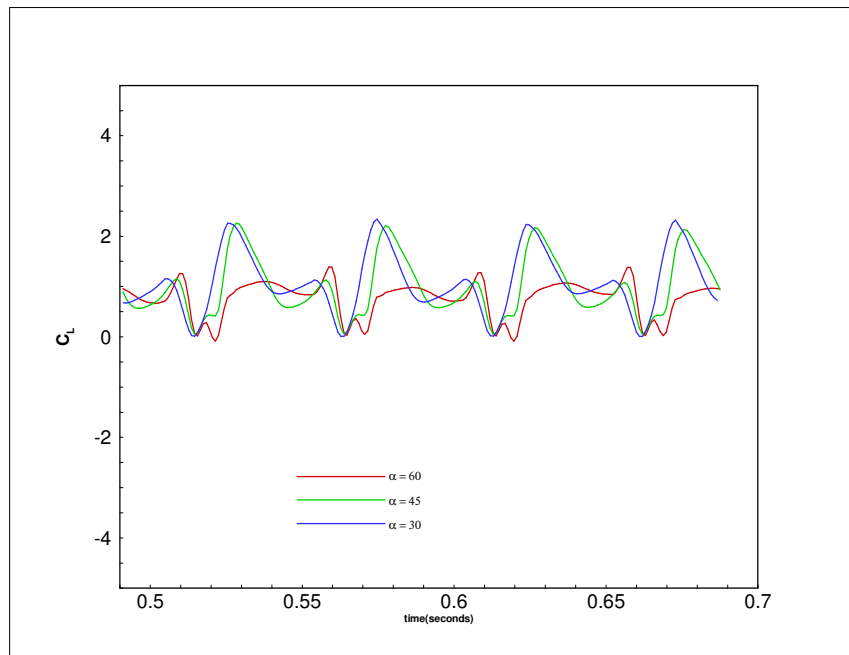


Figure 12 Lift coefficient versus starting angles of attack for NACA 0015 at $Re=1000$.

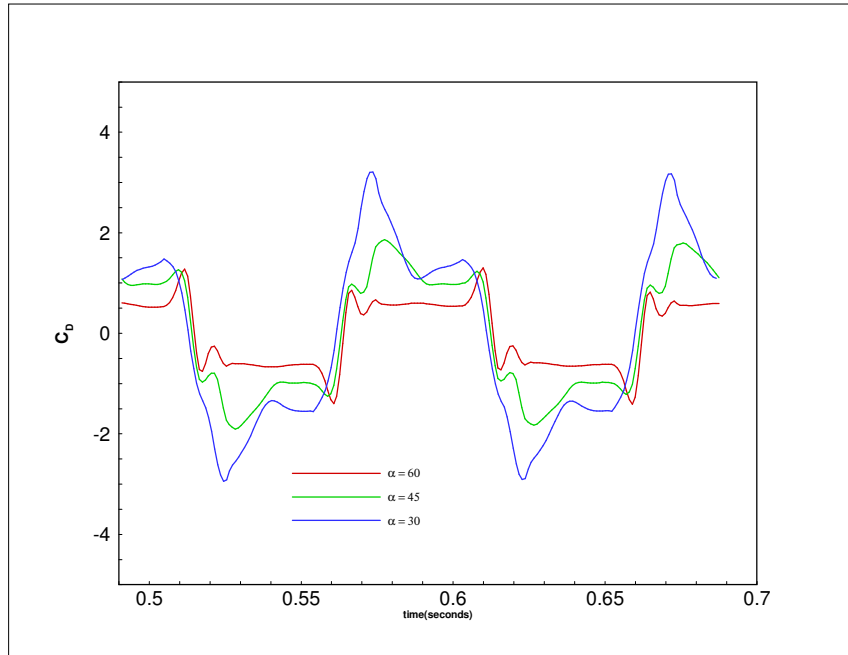


Figure 13 Drag coefficient versus starting angles of attack for NACA 0015 at $Re=1000$.

For NACA 0015, lift decreases as the angle of attack increases. The minimum lift coefficient distribution is observed for the maximum angle of attack. Moreover, the maximum drag is observed for the minimum angle of attack. Same behavior is also observed for the drag coefficient distribution. Drag coefficient decreases as the angle of attack increases (see Fig. 12-13).

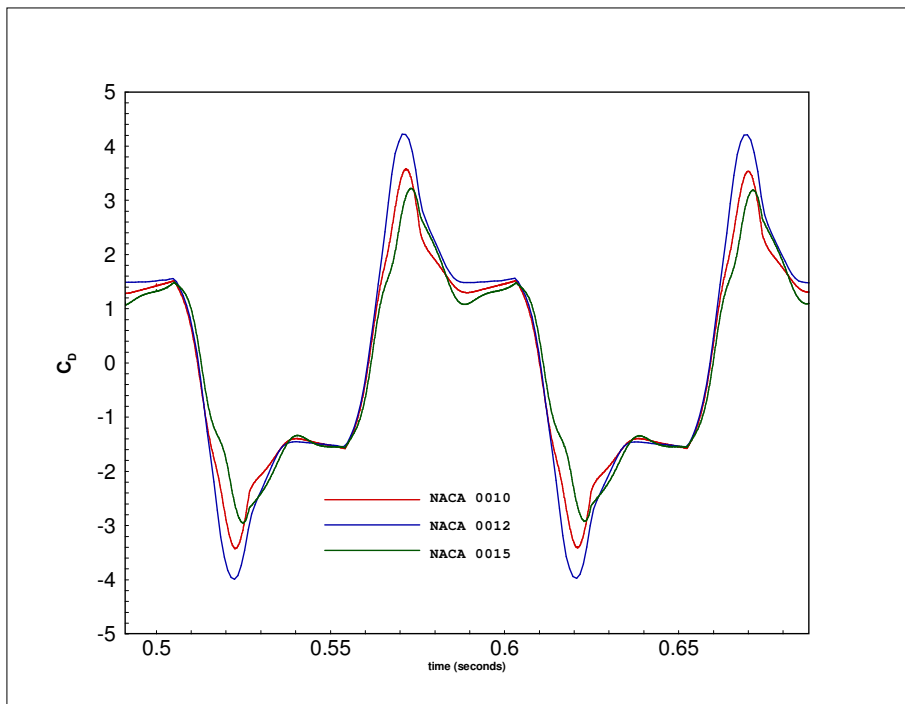


Figure 14 Drag coefficient comparison for $\alpha=30^\circ$, $Re=1000$ for 6th and 7th period.

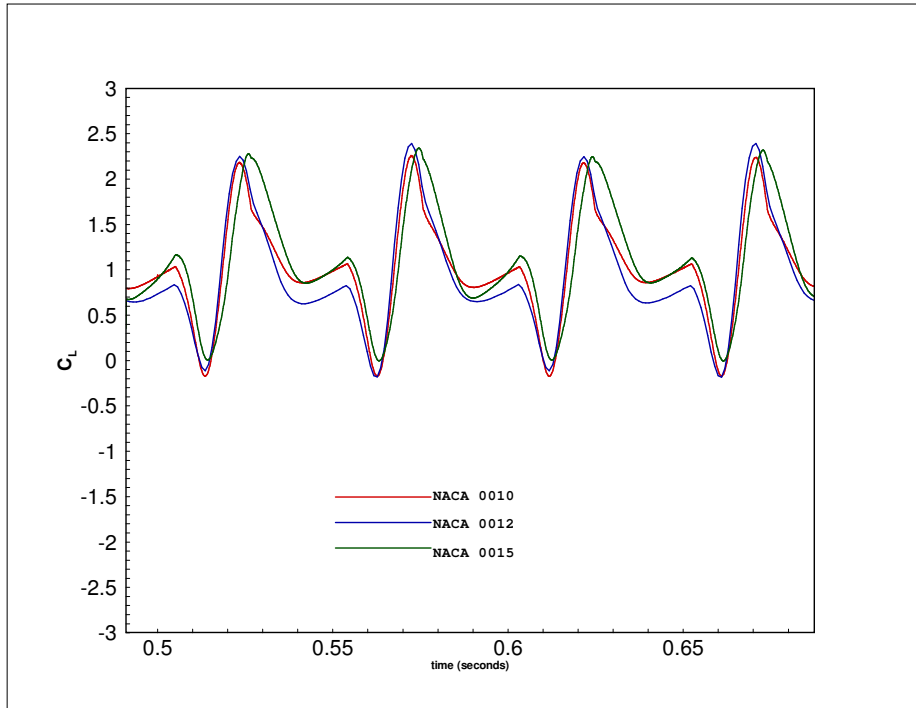


Figure 15 Lift coefficient comparison for $\alpha=30^\circ$, $Re=1000$ for 6th and 7th period.

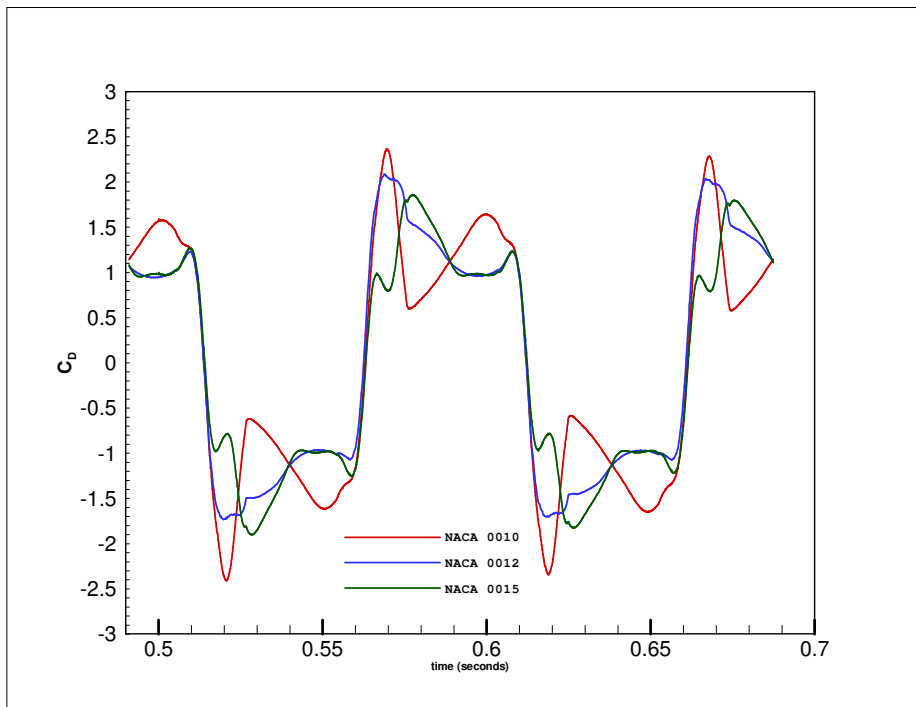


Figure 16 Drag coefficient comparison for $\alpha=45^\circ$, $Re=1000$ for 6th and 7th period.

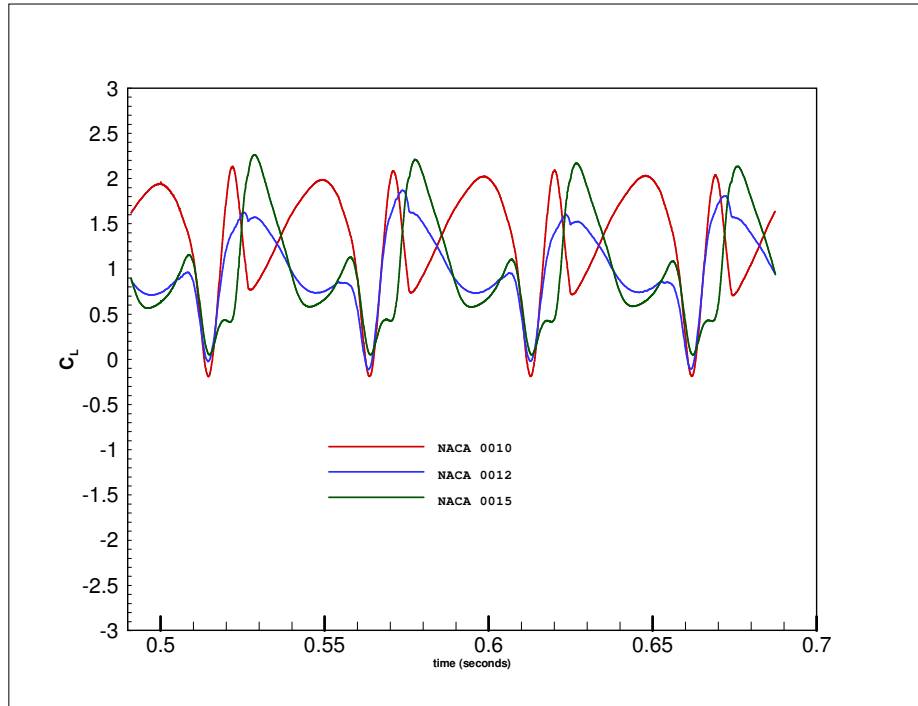


Figure 17 Lift coefficient comparison for $\alpha=45^\circ$, $Re=1000$ for 6th and 7th period.

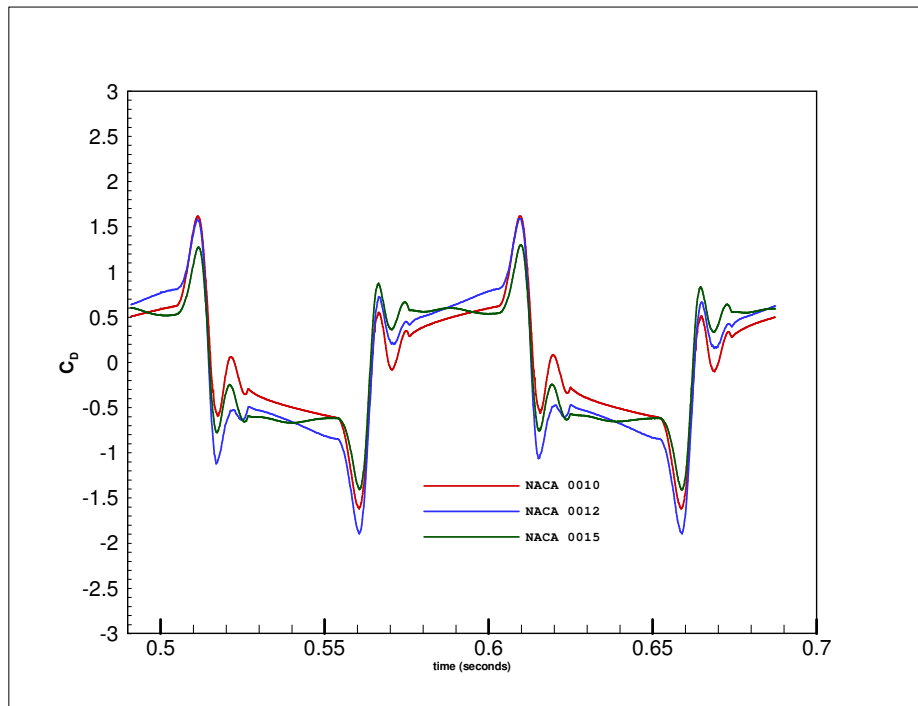


Figure 18 Drag coefficient comparison for $\alpha=60^\circ$, $Re=1000$ for 6th and 7th period.

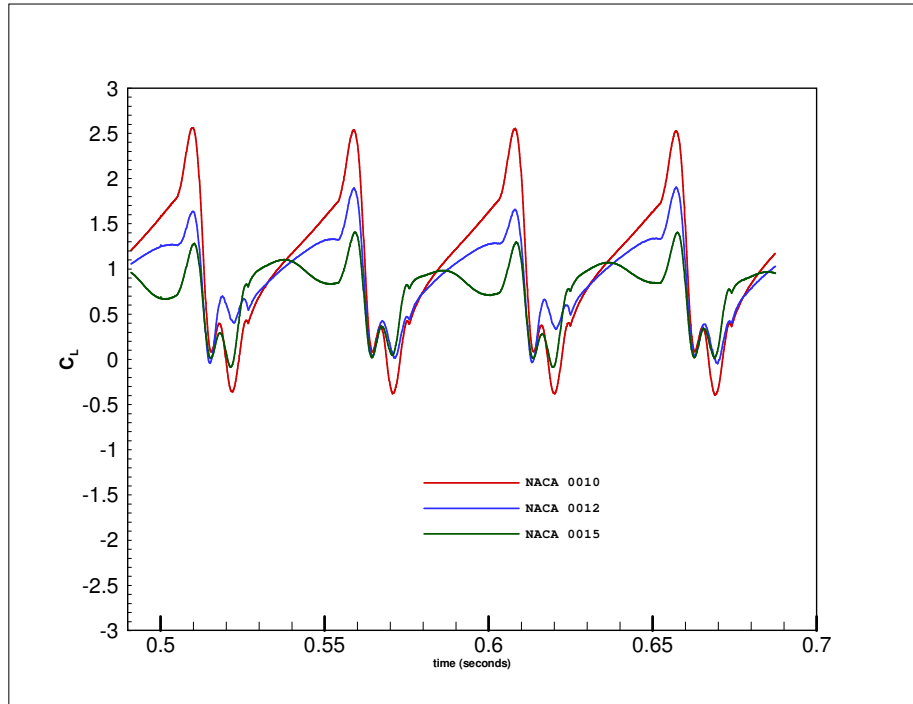


Figure 19 Lift coefficient comparison for $\alpha=60^\circ$, $Re=1000$ for 6th and 7th period.

At $\alpha=30^\circ$, as the peak values of the lift coefficient distribution increases as the thickness of the profile. The maximum drag coefficient is obtained for NACA 0012. At $\alpha=45^\circ$, the thinnest profile NACA 0010 gives maximum drag coefficient distribution and again peak values of the lift coefficient distribution increases as the thickness increases. On the contrary, at $\alpha=60^\circ$, the peak values of the lift coefficient distribution decreases as the thickness increases, thus NACA 0010 gives the highest lift coefficient distribution.

The effect of thickness profile with angle of attack on the aerodynamic performance parameters is summarized in Table 2. The mean values are calculated for the last period of the simulation. For $\alpha=30^\circ$, there is no constant increase or decrease as the thickness increases. For $\alpha=45^\circ$, the mean lift and drag coefficient decreases as the thickness increases. Similar behavior is also observed for $\alpha=60^\circ$ as well.

If thrust is defined as the force relative to the profile in flapping motion than it can also be defined as the force directing the front of the profile. In this case, during both downstroke and upstroke positive drag coefficient corresponds to thrust.

For the mean values as the profile thickness increases lift coefficient decreases and drag coefficient increases for each profile. The thinnest profile, NACA 0010, gives the highest mean lift and drag coefficient is at $\alpha=45^\circ$. Regarding the thickness of the profile, the maximum values of lift and drag coefficients are obtained at $\alpha=45^\circ$ for each profile. When the starting angle of attack is equal to 60° , it is observed that

there is separation and reattachment of the flow on the profiles which may lead to the decrease of lift coefficient. [21]

Table 2 Mean lift and drag coefficient values averaged over [6T 7T] for different starting angle of attack

| PROFILE | $\alpha=30^\circ$ | $\alpha=45^\circ$ | $\alpha=60^\circ$ |
|-----------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| NACA 0010 | $\overline{C_L} = 1.0089840$ | $\overline{C_L} = 1.3324723$ | $\overline{C_L} = 1.0290614$ |
| | $\overline{C_D} = 1.5725083$ | $\overline{C_D} = 1.2014815$ | $\overline{C_D} = 0.5422929$ |
| NACA 0012 | $\overline{C_L} = 0.9386135$ | $\overline{C_L} = 0.9853535$ | $\overline{C_L} = 0.9004345$ |
| | $\overline{C_D} = 1.7891415$ | $\overline{C_D} = 1.1781581$ | $\overline{C_D} = 0.7160782$ |
| NACA 0015 | $\overline{C_L} = 1.0769088$ | $\overline{C_L} = 0.9689832$ | $\overline{C_L} = 0.7539349$ |
| | $\overline{C_D} = 1.5303315$ | $\overline{C_D} = 1.1110769$ | $\overline{C_D} = 0.6244535$ |

VI. Conclusions

As the figures showed, the starting angle of attack and the thickness of the profile should be taken into consideration at the same time. For $\alpha=30^\circ$ angle of attack, there is no constant tendency in decrease or increase in the mean aerodynamic coefficients when the profile thickness is increased. For $\alpha=45^\circ$ and $\alpha=60^\circ$ angles of attack, the mean lift and drag coefficients decrease as profile gets thicker. The maximum mean lift coefficient is obtained for NACA 0010, the profile with minimum thickness. When the starting angle of attack gets higher, the change in angular velocity to reach 90° angle of attack at the end of the stroke gets smaller which results in a decrease in lift and drag coefficient values.

The starting angle of attack has more effect on the aerodynamic coefficients. As the thickness of the profile increases, mean lift coefficient decreases for $\alpha \geq 45^\circ$. The drag coefficient is continuously decreasing for $\alpha = 45^\circ$ but it is not true for $\alpha = 60^\circ$ due to the separation and reattachment of the flow for starting angle of attack greater than 45° .

References

- [1] R. Ames, On The Flowfield and Forces Generated by a Rectangular Wing Undergoing Moderate Reduced Frequency Flapping at Low Reynolds Number, PhD Dissertation, Georgia Institute of Technology, Department of Aerospace Engineering, April 2001
- [2] Kurtuluş, Funda, Numerical and Experimental Analysis of Flapping Motion in Hover, Application to Micro Air Vehicles, PhD Thesis, METU-Aerospace Engineering Department, 2005
- [3] S.P. Haigh, An Analytical Model for Natural Flapping-wing Flight, PhD Dissertation, Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, July 1990.
- [4] D. J. Bilyk, The Development of Flapping Wings for a Hovering Micro Air Vehicle, PhD Dissertation, , Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2000.
- [5] M. E. MacMaster, Stability of a Flapping Wing Micro Air Vehicle, PhD Dissertation, Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2001.
- [6] P. A. Zdunich, A Discrete Vortex Model of Unsteady Separated Flow About a Thin Airfoil For Application to Hovering Flapping-Wing Flight, PhD Dissertation, Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2002.
- [7] S. P. Sane, The Aerodynamics of Flapping Wings, PhD Dissertation, University of California, Berkeley, 2001.
- [8] M. H. Dickinson and K. Götz, Unsteady Aerodynamic Performance of Model Wings at Low Reynolds Numbers, *The Journal of Experimental Biology*, 174, 45-64, 1993
- [9] M. H. Dickinson, F. O. Lehmann and K. Götz, The Active Control of Wing Rotation by *Drosophila*, *The Journal of Experimental Biology*, 182, 173-189, 1993
- [10] Z. J. Wang, J. M. Birch, and M.H. Dickinson, Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional computations vs robotic wing experiments, *The Journal of Experimental Biology*, 207, 449-460, 2004
- [11] J. M. Birch, W. B. Dickson and M. H. Dickinson, Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers, *The Journal of Experimental Biology*, 207, 1063-1072, 2004.
- [12] Dickinson, Michael H., Lehmann, Fritz-Olaf and Sane , Sanjay P., Wing Rotation and the aerodynamic basis for insect flight, *Science*, Vol. 284, pp. 1954-1960, 1999.
- [13] Sane, Sanjay P. and Dickinson, Michael H., The aerodynamic effects of wing rotation and a revised quasi-steady state model of flapping flight, *The Journal of Experimental Biology*, 205, 1087-1096, 2004.
- [14] Sane, Sanjay P. and Dickinson, Michael H., The control of lift force by a flapping wing: lift and drag production, *The Journal of Experimental Biology*, 204, 2607-2626, 2001.

- [15] Birch, James M. and Dickinson, Michael H., The influence of wing–wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight, *The Journal of Experimental Biology*, 206, 2257-2272, 2003.
- [16] Ramamurti, Ravi and Sandberg, William C., A Three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight, *the Journal of Experimental Biology*, 205, 1507-1518, 2002
- [17] Ramamurti, Ravi and Sandberg, Willaim C., Computational Study of 3-D Flapping Foil Flows, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8-11 January 2001, Reno, NV.
- [18] Ramamurti, Ravi; Sandberg, William C; Löhner ,Rainald; Walker, Jeffrey A and Westneat, Mark W, Fluid dynamics of flapping aquatic flight in the bird wrasse: three-dimensional unsteady computations with fin deformation, *The Journal of Experimental Biology* 205, 2997–3008, 2002.
- [19] AGARD-AR-303 Vol. II
- [20] Hall, Alan, Fly Like a Fly, <http://www.sciam.com/article.cfm?articleID=00DF125-5545-1C75>
- [21] Sarıgöl, Ebru, Kurtuluş, D. Funda and Alemdaroğlu, Nafiz, Çırpan Kanat Probleminde Kanat Profili Kalınlığının Sayısal İncelenmesi, Proc. of Kayseri VI. Havacılık Sempozyumu, 12-14 Mayıs 2006, Nevşehir.

Flapping motion in 2D: experimental and numerical analysis

E. Sarıgöl* and N. Alemdaroğlu*

*Middle East Technical University

Aerospace Engineering Department 06531 Ankara, Türkiye

Abstract

Flapping motion has several advantages in low Reynolds number regime. These advantages are their ability to reach very high unsteady lift coefficients and to hover. Unsteady analysis of a flapping airfoil in hover at low Reynolds number regime in an incompressible flow is performed to investigate the physics of flapping motion. Experimental analysis is carried out using Particle Image Velocimetry (PIV) technique and numerical analysis is done using a commercially available Direct Numerical Simulation (DNS) tool (STAR-CD) to solve the laminar flow Navier-Stokes equations on a moving grid. The velocity fields obtained from PIV experiments are compared with the one obtained numerically. The experimental work is used to validate the numerical results and show their reliability.

1. Introduction

In recent years, flapping motion has attracted a lot of attention because of its advantages in low Reynolds number regime. These advantages are its ability to reach very high unsteady lift coefficients and therefore to be able to hover. Aerodynamics of hovering insect flight has been investigated by many researchers. Ellington in a series of papers evaluated the quasi-steady and unsteady aerodynamic mechanisms¹⁻³. In recent years, experimental research on the flapping motion is performed mostly by using the so called “Digital Particle Image Velocimetry (DPIV)” technique. Lehmann et al. used DPIV to investigate force enhancement due to contralateral wing interactions during stroke reversal (the clap-and-fling) on a dynamically scaled mechanical model of a small fruit fly, *Drosophila Melanogaster*⁴. Dickson and Dickinson used a dynamically scaled model of the same species to measure the forces produced by a wing revolving at constant angular velocity while simultaneously translating at velocities appropriate for forward flight⁵. Warrick et al used DPIV to visualize the flow field around the wake of a hovering hummingbird, *Selasphorus Rufus*. In their study, they presented the evidence of leading edge vortices created during the downstroke⁶. The rotational forces produced by a flapping insect wing were investigated on a dynamically scaled model insect by Sane and Dickinson. The aim was to characterize the effect of wing rotation on an aerodynamic force generation for insect flight⁷.

On the other hand, numerical studies covered mainly the simulations of robotic wings or dynamically scaled models of insects. Aonou and Liu performed a multi-block and overset grid-based computational fluid dynamics (CFD) study for the unsteady flows about a realistic body-wing model and the force-generation in the flapping flight of the hawkmoth hovering based on real flight data⁸. Wang solved the Navier-Stokes equations in elliptic coordinates for an elliptic wing in order to quantify the vortex dynamics that is essential for hovering and identify a minimal two dimensional model that produces sufficient lift. The vortex dynamics further elucidates the role of the phase relation between the wing translation and rotation in lift generation and explains why the instantaneous forces can reach a periodic state after only a few strokes⁸⁻⁹. Miller and Peskin¹⁰ used the immersed boundary method to solve the two-dimensional Navier–Stokes equations for two immersed wings performing an idealized ‘clap and fling’ stroke and a ‘fling’ half-stroke for Reynolds numbers between 8 and 128. Lewin and Haj-Hari presented a numerical model for two-dimensional flow around an airfoil undergoing prescribed heaving motions in a viscous flow to find the flow characteristics and power coefficients for both periodic and aperiodic solutions. They also discussed the importance of viscous effects for low-Reynolds-number flapping flight¹¹. Numerical simulations of hovering flapping motion for simplified wing configurations have been investigated by Sarıgöl et al. for different kinematic patterns; i.e. effect of profile thickness and camber. The thickness of profile had an unfavorable effect on lift and drag coefficients for symmetrical profiles whereas the presence of camber increased the aerodynamic force coefficients compared to symmetrical profiles¹³⁻¹⁴.

This study presents an unsteady analysis at low Reynolds number regime for a flapping airfoil on a rectangular cambered wing, NACA 6412, in incompressible flow. The aim is to investigate the physics of flapping motion in hover. The flapping motion is analyzed experimentally using the Particle Image Velocimetry (PIV) technique and numerically using a commercially available Direct Numerical Simulation (DNS) tool (STAR-CD) by solving the

Navier-Stokes equations for laminar flow on a moving grid. The velocity field obtained from PIV measurements is compared with the one obtained from numerical studies. In a way, experimental work is used to validate the results and show the reliability of the numerical simulations.

2. Methods

The flapping motion consists of two translational phases (upstroke and downstroke) and two rotational phases (pronation and supination). In translational phases, wings sweep through air with a high angle of attack whereas in the rotational phases wings rapidly rotate and reverse direction. One period of motion is defined in terms of four regions each of which including one translational and one rotational phases. During the rotation of the profile, the leading edge stays as the leading edge. Hovering is an extreme mode of flight where the forward velocity is zero.

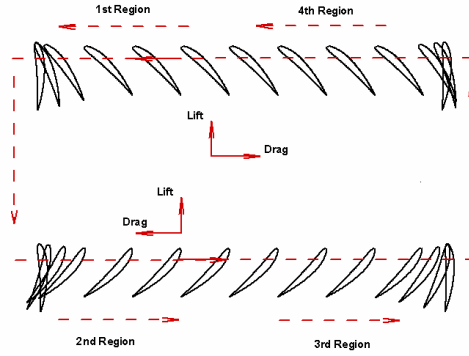


Figure 1: Definition of flapping motion.

2.1 Numerical Method

The pressure and the velocity fields are obtained via the solution of two-dimensional time-dependent Navier-Stokes equations in laminar, incompressible flow. The mass and momentum conservation equations for general incompressible and compressible fluid flows and a moving coordinate frame are given by:

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (2)$$

where the constitutive relation is given by

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right\} \text{ with } s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

O-type grids are used around the airfoil (Figure 2) to simulate the motion. The computational domain is moved and rotated by user-defined subroutines. The grid domain consists of approximately 30000 cells and the outer boundary is located at 15c. The computational domain consists of a single domain in which the grid is generated by hyperbolic method. The velocity of the motion is defined with respect to the center of rotation and no-slip boundary condition is applied on the airfoil surface. Since STAR-CD is a finite volume solver, the front and back side of the computational domain is defined with the symmetry boundary condition. The farfield is implied by setting pressure boundary condition for incompressible flow with constant density and viscosity.

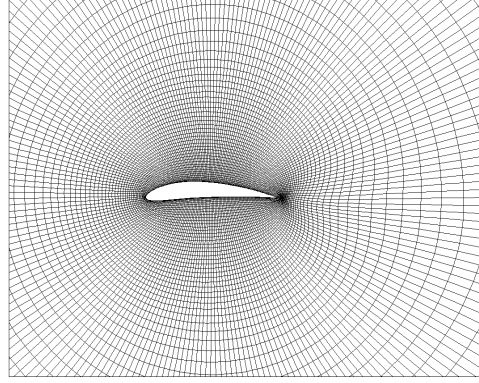


Figure 2: Computational mesh around NACA 6412.

At $Re=1000$, the flow is assumed to be laminar and incompressible ($Mach=O(10^{-3})$). Therefore no turbulence model is used and therefore the simulation is time-accurate or Direct Numerical Simulation (DNS). The pressure-velocity coupling in incompressible flow simulations is obtained using the iterative Pressure Implicit with Splitting Operators (PISO) scheme.

2.2 Experimental Method

Experimental visualization of velocity field around the cambered airfoil NACA 6412 is done using the PIV technique. The experiments are carried out in a 1.5m x 1m x 1m water tank which is seeded with hollow glass spheres for laser illumination. The model is transparent and the defined motion is implemented using a PLC server. The schematic representation of the experimental setup is given in Figure 3. Two-dimensional visualization of the hovering flapping motion is done at the mid-span of the profile. The plane at mid-span is illuminated by a double-pulsed Nd:YAG laser and the two CCD cameras operating in a synchronized manner take two successive pictures at each pulse of the laser. The velocity fields are then calculated using adaptive correlation between the two images taken.

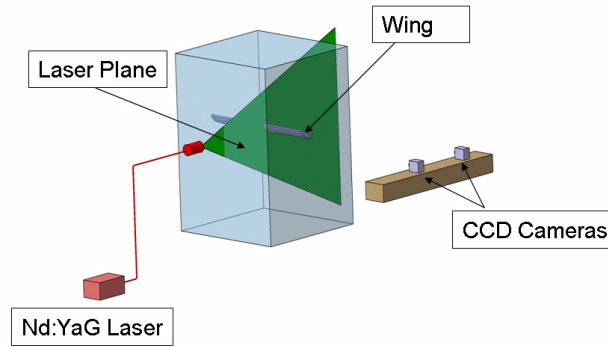


Figure 3: Schematic representation of experimental setup.

2.3 Vortex Identification

Although vortices are observed in almost every branch of fluid dynamics, no precise definition of it has been proposed yet. According to Jeong and Hussain¹⁵ a vortex should at least possess the following properties: (i) a vortex core must have a net vorticity, consequently a net circulation. (ii) The geometrical characteristics of a vortex core must be Galilean invariant.

There has been a number of methods proposed to identify the vortices. Many researchers used the magnitude of vorticity, $|\omega|$, as an indicator. However, the use of $|\omega|$ may be misleading because this technique can not distinguish between the rotation due to pure shear and rotation due to an actual swirling motion. Pressure is another scalar indicator for vortex identification. For a steady, inviscid, planar two-dimensional flow, pressure shows a minimum at the center of circular pattern but this method is also shown to fail when the flow is unsteady or three-dimensional¹⁵.

For an incompressible flow, the second invariant of velocity gradient tensor can be written in terms of symmetric (deformation tensor, S) and anti-symmetric (rotation tensor, Ω) parts.

$$S = \frac{u_{i/j} + u_{j/i}}{2} \quad \text{and} \quad \Omega = \frac{u_{i/j} - u_{j/i}}{2} \quad (3)$$

The Q criterion, proposed by Hunt et al.¹⁷ identifies the vortex regions with positive second invariant of velocity gradient., ∇u ; i.e. $Q > 0$

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (4)$$

where $\|\Omega\| = [\text{tr}(\Omega\Omega^T)]$ and $\|S\| = [\text{tr}(SS^T)]$. Additionally, the pressure in the eddy region is required to be lower than the ambient pressure. This additional condition makes the criterion independent of the sign of Q and it is related to pressure by:

$$\nabla^2 p = 2\rho Q \quad (5)$$

There is no explicit connection between a region with $Q \geq 0$ and a region containing a pressure minimum. In an incompressible flow, Q is a local measure of the excess rotation rate relative to the strain rate¹⁹. It should be noted that $Q > 0$ does not guarantee the existence of a pressure minimum inside the region identified by it¹⁵. The use of Q criterion without the additional pressure condition is also done in the literature and is acceptable¹⁹. The relation (4) shows that the quantity Q represents a local balance between the rotation and deformation rates of a fluid element. This is the same definition of a vortex that has been formulated by Chong¹⁶ a vortex is a connected region where the antisymmetric component of ∇u predominates over the symmetric one.

Another method to identify the vortex regions is λ_2 criterion proposed by Jeong and Hussain¹⁵. Since $S^2 + \Omega^2$ is symmetric then the eigenvalues of this tensor are real. For two-dimensional flow, if the eigenvalues of the symmetric tensor $S^2 + \Omega^2$ are ordered as $\lambda_1 \geq \lambda_2$, then the second largest eigenvalue should be negative which is equivalent to saying that $\lambda_2 < 0$ at every point inside the vortex core. Thus, this method is referred as the λ_2 criterion. The λ_2 criterion removes the main causes of inaccuracy, i.e. unsteady effects and viscous effects. Jeong and Hussain defined the vortex core as a connected region with two positive eigenvalues of the pressure Hessian to capture the region of local pressure minimum in a plane. Moreover these eigenvalues are related to Q by

$$Q = -\frac{1}{2}(S^2 + \Omega^2) = -\frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \quad (6)$$

From Jeong and Hussain, it can be shown that while Q criterion measures the excess rate of rotation over the strain magnitude in all directions, the λ_2 criterion looks for this excess only on a specific plane¹⁵. The point of local pressure minimum in a plane requires two eigenvalues of the local pressure Hessian to be positive and the local pressure gradient component on the plane to be zero. The region in which the two eigenvalues of the pressure Hessian are positive is thus less restrictive and may not include the point of planar pressure minimum in its interior (if there does not exist a point of vanishing pressure gradient on the plane). Furthermore, the relationship between the actual and the modified pressure distribution that neglects the unsteady and viscous terms is not clear¹⁹. Also, the pressure Hessian concept defined above is not applicable for the case of compressible flows because of non-vanishing density gradient and divergence of velocity¹⁸. Hussain et al. used Q and λ_2 criteria to deduce coherent vortices from the flow field. Higher positive values of Q signifying dominance of rotation over strain are representative of coherent structures⁶. As stated by Dubief et al.¹⁹ the choice of the Q criterion as a vortex identification method is strongly supported by: its relation to pressure low, the very definition of Q , as the balance between the local rotation rate and strain rate. The λ_2 approach proposed by Jeong and Hussain¹⁵ has proven to be an effective technique for locating vortex cores in many real-world applications. However, the problems such as the

appearance of discontinuous line segments and the influence of a curling flow require that the underlying theory be revisited²².

3. Results

The paper presents the experimental results for a cambered airfoil, NACA 6412, at various angles of attack and compares the experimental results with the numerical simulations. The cyclic lift obtained during the flapping motion in hover is calculated and is further related to the vortices formed during different phases of flapping motion. As mentioned in literature, higher lift coefficients are obtained as the angle of attack is increased.

The qualitative comparison of flow topology between numerical and experimental results is done in terms of vortex identification methods described above (i.e. $|\omega|$, Q-criteria and second eigenvalue of velocity gradient). The leading and trailing edge vortices are identified and tracked at different phases of the motion and their effect on lift and drag coefficients are investigated. The simulations are carried out for different starting angles of attack. There are two lift generating mechanisms during the upstroke. These are the delayed stall and rotational lift generation mechanisms. Delayed stall is a translational mechanism where a vortex formation is observed at the leading edge during the first quarter period of the flapping motion. On the other hand, rotational lift generation is observed only during the pronation part of the flapping motion. During the downstroke phase, which is the second and third quarter periods of simulations, lift is generated due to the so called “wake capture” mechanism.

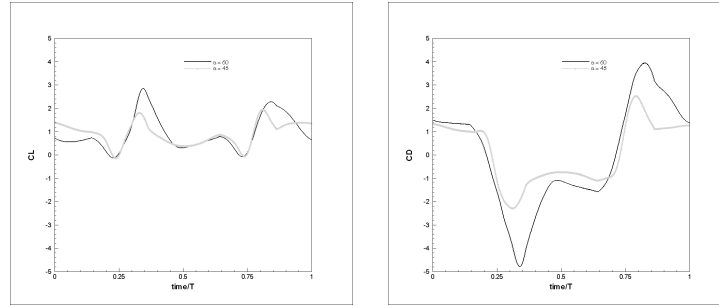


Figure 4: Lift (left) and drag (right) coefficients variation in one period for different angles of attack.

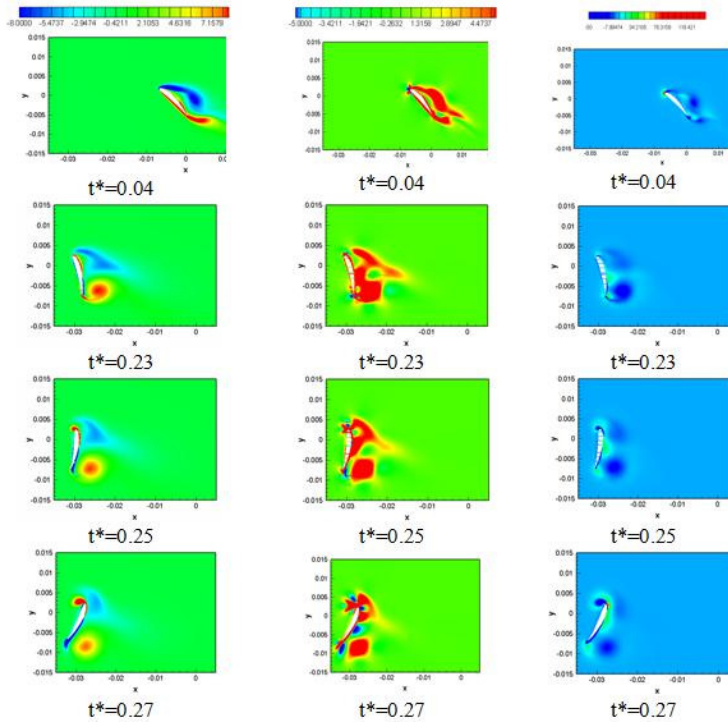


Figure 5: Numerical non-dimensional vorticity contours (1st column), Q contours (2nd column) and λ_2 contours (3rd column) at $\alpha=45^\circ$ for the first quarter period.

In figures (5-8), the qualitative comparison of experimental data with numerical results is shown. The comparison is given for the first quarter period at specified non-dimensional time steps ($t^*=t/T_{per}$). The formation and the evolution of leading and trailing edge vortices are clearly identified both by Q (warm colors) and λ_2 techniques (cold colors). Although $|\omega|$ is not a dependable method compared to other two techniques to identify the vortex regions, it works reasonably well in this study. In the numerical simulations the fluid is air whereas in the experiments it is water. The flow is assumed to be laminar but it seems there is free stream turbulence in the experiments which is inevitable. This may be the reason for the quicker diffusion of vortices compared to numerical results. Numerical results are taken after the 6th period in order to avoid any left over effects of the impulsive start. This dry run period is significantly larger for the experiments. During the experiments, the results are taken after 15-20 periods have elapsed in order to obtain the periodicity of the flow. The particles, which should normally be suspended in water when there is no motion, show motion in stagnant regions. The translational velocity of the profile is calculated at Reynolds number 1000 assuming that the density and the viscosity of water are constants. However, it should be kept in mind that the viscosity of water depends on the temperature of the environment, which may be changing. This may be another reason for the rapid diffusion of vortices in water when compared to numerical simulations.

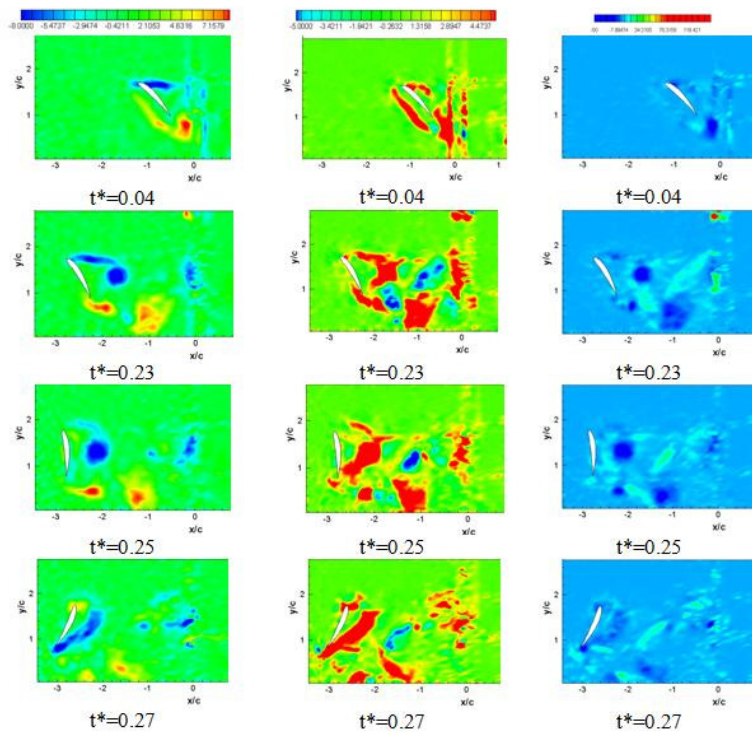


Figure 6: Experimental non-dimensional vorticity contours (1st column), Q contours (2nd column) and λ_2 contours (3rd column) at $\alpha=45^\circ$ for the first quarter period.

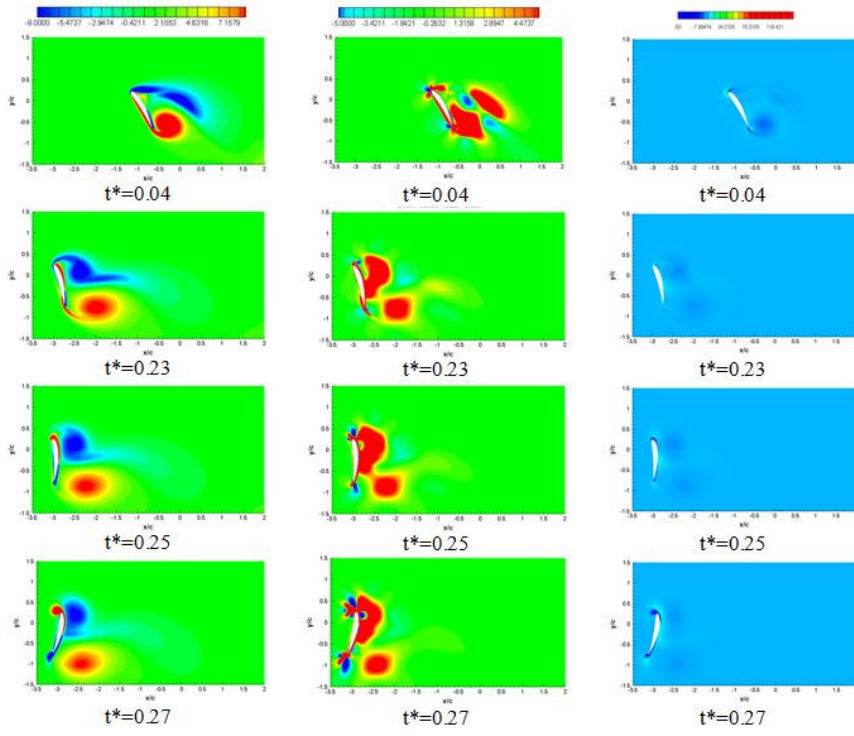


Figure 7: Numerical non-dimensional vorticity contours (1st column), Q contours (2nd column) and λ_2 contours (3rd column) at $\alpha=60^\circ$ for the first quarter period.

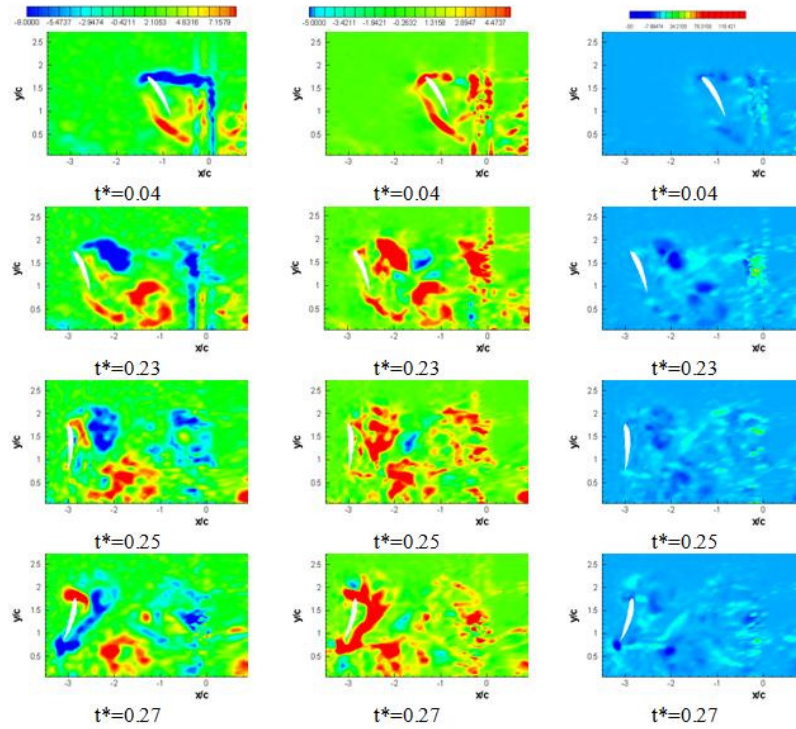


Figure 8: Experimental non-dimensional vorticity contours (1st column), Q contours (2nd column) and λ_2 contours (3rd column) at $\alpha=60^\circ$ for the first quarter period.

4. Conclusions

Numerical and experimental investigations of hovering flapping motion at $Re=1000$ have been presented for two different starting angles of attack. Formation and evolution of leading and trailing edge vortices are clearly observed from both experimental and numerical simulations. The experiments prove that the numerical simulations can be dependable for future studies. Three dimensional simulations of hovering flapping motion are being currently investigated.

Acknowledgements

This research was supported by Technological and Research Council of Turkey, TÜBİTAK under project number 104M417. The author E. Sarıgöl would like to thank to Asst. Prof. Dr. Serkan Özgen and Yüksel Ortakaya for their valuable comments.

References

- [1] Ellington, C.P. The Aerodynamics of Hovering Insect Flight I. The Quasi-Steady Analysis *Phil. Trans. R.Soc. Lond. B*, 305: 1-15, 1984.
- [2] Ellington, C.P. The Aerodynamics of Hovering Insect Flight IV Aerodynamic Mechanisms *Phil. Trans. R.Soc. Lond. B*, 305, No. 1122: 79-113, 1984.
- [3] Ellington, C.P. The Aerodynamics of Hovering Insect Flight V A Vortex Theory *Phil. Trans. R.Soc. Lond. B*, 305, No. 1122: 115-144, 1984.
- [4] Lehmann, F.O., Sane, S.P. and Dickinson, M. The aerodynamic effects of wing-wing interaction in flapping insect wings, *J. Exp. Biol.*, 208: 3075-3092, 2005.
- [5] Dickson, W.B. and Dickinson, M.H. The effect of advance ratio on the aerodynamics of revolving wings *J. Exp. Biol.*, 207, 4269-4281, 2004.
- [6] Warrick, D.R., Tobalske, B.W. and Powers, D.R. Aerodynamics of the Hovering hummingbird, *Nature*, 435, 23, 1094-1097, 2005.
- [7] Sane, S.P. and Dickinson, M.H. The Aerodynamic effects of Wing Rotation and a Revised Quasi-Steady Model of Flapping Flight, *J. Exp. Biol.*, 205: 1087-1096, 2002
- [8] Aono, H. and Liu, H. Vortical Structures and Aerodynamics of Hawkmoth Hovering, *Journal of Biomechanical Science and Engineering*, 1, No.1: .234-245, 2006
- [9] Wang, Z. J. Dissecting Insect Flight *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 137: 183-210, 2005.
- [10] Wang, Z. J. Two Dimensional Mechanism for Insect Hovering *Physical Review Letters*, 85, No. 10, September 2000.
- [11] Miller, L.A. and Peskin, C.S. A Computational Fluid Dynamics of ‘clap and fling’ in the Smallest Insects *J. Exp. Biol.*, 208: 195-212, 2005.
- [12] Lewin, G.C. and Haj-Hari, H. Modelling Thrust Generation of a Two-Dimensional Heaving Airfoil in a Viscous Flow *J. Fluid Mech.*, 492: 339-362, 2003.
- [13] Sarıgöl, E. Kurtulus, D.F. and Alemdaroğlu, N. Çırpan Kanat Probleminde Kanat Profili Kalınlığının Sayısal İncelenmesi (in Turkish)”, Proc. of HaSeM’06 International VI. Kayseri Aeronautical Symposium, Kayseri, Türkiye, 12-14 Mayıs, 2006
- [14] Sarıgöl, E. and Alemdaroğlu, N., Parametric Study on Two Dimensional Flapping Motion Proceeding of European Micro Air Vehicle Conference and Flight Competition, Braunschweig Germany, 25-26 July 2006
- [15] Jeong, J. and Hussain, F. On the Identification of a Vortex *J. Fluid Mech.*, 285: 69-94, 1995
- [16] Chong M.S., Perry A.E. and Cantwell B.J. A General Classification of Three-Dimensional Flows *Phys. Fluids*, A2, 765, 1990.
- [17] Hunt J.C.R., Wray A.A. and Moin P., Eddies, Stream and Convergence Zones in Turbulent Flows Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 193, 1998
- [18] Cucitore R., Quadrio M. And Baron A., On the Effectiveness and Limitations of Local Criteria for the Identification of a Vortex *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 18 n°2, pp.261-282, 1999
- [19] Chakraborty P., Balachandar S. And Adrian R.J. On the Relationships Between Local Vortex Identification Schemes *J. Fluid Mech.*, Vol. 535, pp.189-214, 2005
- [20] Hussain A., Baig M.F. and Varshney H., Investigation of Coherent Structures in Rotating Rayleigh-Benard Convection *Phys. Fluids*, 18, 2006.
- [21] Dubief Y. And Delcayre F. On Coherent-Vortex Identification in Turbulence *J. Turbulence*, 1, 2000.
- [22] Kenwright D. And Haimes R. Vortex Identification – Applications in Aerodynamics: a case study *Proceedings of the 8th IEEE Visualization '97 Conference*, 1997

ÇIRPMA HAREKETİ AERODİNAMİĞİNİN İKİ BOYUTLU SİLİNDİR KULLANILARAK İNCELENMESİ

Dilek Funda Kurtuluş^{1,2}
e-posta: dfunda@ae.metu.edu.tr

Buşra Akay¹
e-posta: bakay@ae.metu.edu.tr

Nafiz Alemdaroğlu¹
e-posta: nafiz@metu.edu.tr

¹ODTÜ, Mühendislik Fakültesi, Havacılık ve Uzay Müh. Bölümü, 06531 ANKARA

²ENSMA/Université de Poitiers, Laboratoire d'Etude d'Aérodynamique (CNRS UMR6609) Poitiers FRANSA

ÖZET

Mikro Hava Araçları uygulamaları için simetrik kanat profili kullanılarak yapılan hesaplamalar girdap aerodinamiğinin ve aerodinamik kuvvetlerin açıklanması amacıyla, iki boyutlu silindir üzerinde de uygulanmıştır. Yapılan hesaplamalar sonucunda çarpma hareketi yapan iki boyutlu silindir üzerinde pozitif kaldırma kuvveti gözlemlenmiştir. Daha önceden yapılmış olan çırpan kanat hareketi ile oluşan girdapların bir silindir kullanıldığında (bluff body) nasıl bir değişikliğe maruz kaldığı incelenmektedir. Bu çalışma için 0.01m çaplı bir çembersel silindir kullanılmıştır. Akım sıkıştırılmaz ve laminar kabul edilmiş ve Reynolds sayısı maximum hız ve silindir çapına bağlı olarak 1000 alınmıştır. Aşağı-yukarı çarpma hareketi bir periyod boyunca simetrik olarak gerçekleşmektedir.

I. GİRİŞ

Bir silindir üzerinden geçen akış, genellikle sınır tabakasında ayrılma ve silindir iz alanında çok güçlü dalgalanmayla sonuçlanır. Belirli Reynolds sayıları arasında, periyodik bir akış hareketi sınır tabakası girdaplarının sonucu olarak iz alanı içinde gelişir. İz alanı içindeki bu girdaplara Karman girdap yolu (Karman vortex street) denir. Bu akışın Reynolds sayısı ile ilişkili belirli bir frekansta dalgalı bir akış yaratır.

Silindir üzerindeki akış cephesi dik ve geniş gövdeler üzerindeki akışın prototipi olarak düşünülebilir ki, silindir geometrisi akış alanı üzerine hem kalınlık hem de hücum açısının etkisinin görülmesine izin vermektedir. Bu nedenlerden dolayı silindir etrafındaki akışın dikkatli çalışılması zamana bağlı kopma ve cephesi dik ve geniş gövdeler arkasındaki iz yapısı fenomenlerinin anlaşılmasında değerli bir anlayış kazandırmaktadır [1], [2]. Bu alanda eliptik silindirin [3] veya iki silindirin yarattığı akımın etkisinin zamana bağlı değişimini inceleyen [4] sayısal çalışmalar da yapılmıştır. Homescu et al. [5] zaman içinde sabit veya zamana bağlı dönen gövdenin açılma hızını kontrol ederek, silindirin iz

alanındaki Karman girdabını analiz eden bir sayısal çalışma yapmışlardır.

Yapılan çalışma çarpma hareketi süresince farklı ilerleme ve dönme hızlarındaki iki boyutlu dairesel silindirin zamana bağlı aerodinamik analizini kapsamaktadır. İncelenen çarpma hareketi 4 bölüme ayrılmıştır; birinci bölüm aşağı doğru çarpma hareketinin yarısına denk gelmektedir. İkinci bölüm ise yukarı vuruş hareketinin yarısını kapsamaktadır. Üçüncü ve dördüncü bölümler ise bu iki bölümün tamamen aynasal simetrisidir. Her bölüm kendi içinde ikiye ayrılmaktadır: doğrusal ileri hareket fazı ve dönüş fazı. Serbest akış hızı sıfır alındığından, akışkan hareketleri sadece silindirin ileri geri hareketi ve kendi eksenini etrafında dönmesi sonucunda yaratılmaktadır. Doğrusal ileri hareket fazı süresince, iki boyutlu silindir önceden belirlenmiş bir süre boyunca sabit bir hızla hareket etmekte ve buna ek olarak belirlenen bir silindir merkezi etrafındaki dönüş fazı bu harekete eklenmektedir.

Birçok farklı durum hücum açısı α , hücum açısı değişme noktası x_a , hız değişme pozisyonu x_v gibi parametreler değiştirilerek incelenmiştir. Anlık kuvvetler, basınç dağılımları ve akış çizgileri karşılaştırılmıştır. Bu parametrelerin anlık aerodinamik kuvvet katsayıları üzerindeki etkileri araştırılmıştır.

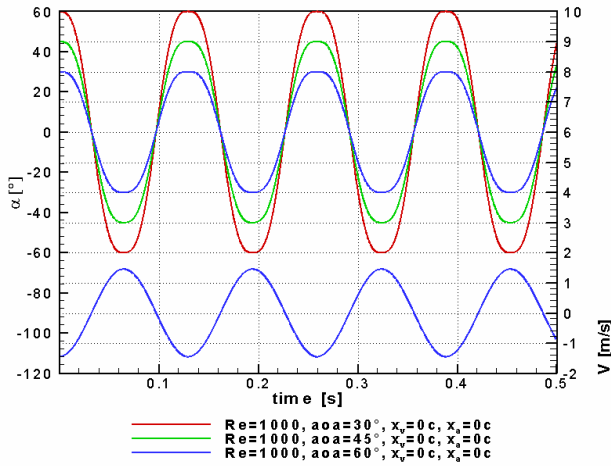
İki boyutlu silindir etrafında O-tip ağ yapısı kullanılmıştır. Tüm ağ yapısı, yazılan ara program yardımıyla hareket ettirilmiştir. Sayısal sonuçlar zamana bağımlı hesaplama yapabilen ve kullanıcı kodu ekleme imkanı veren bir Direkt Sayısal Simülasyon (DNS) kodu ile yaratılmıştır. Sayısal sonuçların NACA0012 kullanılarak yapılan hesaplamaları [6]-[11] nolu kaynaklarda belirtilmiştir.

II. SAYISAL SONUÇLAR

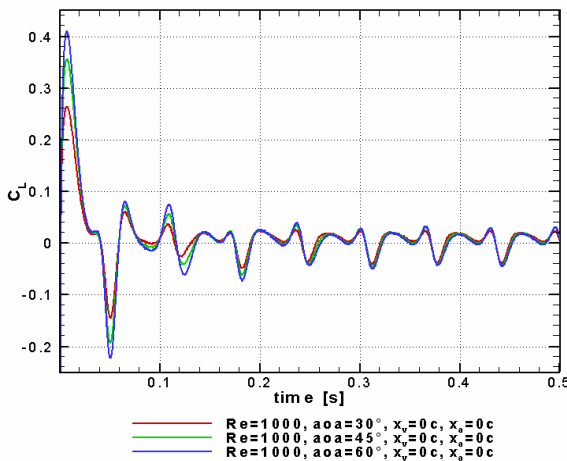
Öncelikle, hız değişme pozisyonu, $x_v=0c$ olarak alınmıştır, bu durumda sabit hızla hareket hiç bulunmamakta ve bütün ileri hareket fazı sinüsoidal bir şekilde tamamlanmaktadır (Şekil 1). Aynı şekilde

hücum açısı değişme pozisyonu da $0c$ olarak alınarak hücum açısı tüm periyotta değiştirilmiştir. Bu durumda iki boyutlu silindirik, kendi eksenine etrafında sürekli bir dönüş hızına sahiptir.

Kaldırma kuvveti katsayısı (C_L) (Şekil 2), $x_v=0c$, $x_a=0c$ durumu için farklı hücum açıları için ani hırlanma etkisi (impulsive start) yok olduktan sonra birbirine yakınsamaktadır. Süürüklenme kuvveti katsayısı (C_D) aynı şekilde farklı hücum açıları için aynı değerleri göstermektedir (Şekil 3). Süürüklenme kuvveti katsayısı sıfır değerine göre simetrik ama bu simetri kaldırma kuvveti katsayısından gözlemlenmemektedir. Bu konfigürasyonda dönüş hızının aerodinamik kuvvetler üzerinde bir etkisi olmadığı anlaşılmıştır.

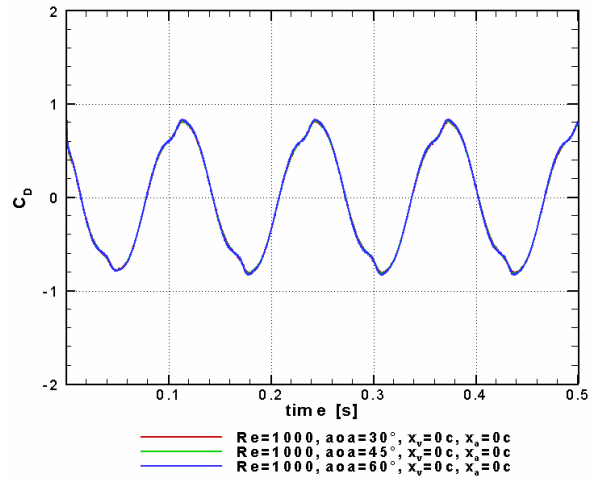


Şekil 1. Zamana bağlı hücum açısı ve hız dağılımı ($Re=1000$, $x_v=0c$, $x_a=0c$).

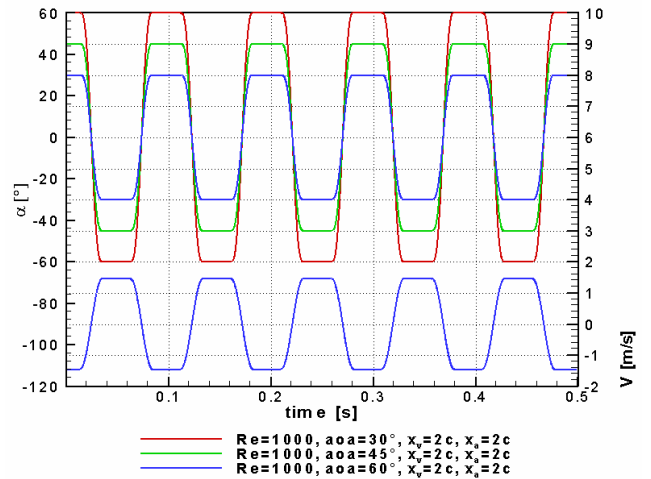


Şekil 2. $Re=1000$, $x_v=0c$, $x_a=0c$ parametreleri için farklı hücum açıları için zamana bağlı kaldırma kuvveti katsayısı.

İkinci karşılaştırma olarak hız değişim pozisyonu x_v iki vetere uzaklığa yerleştirilmiştir. Böylelikle her bölümde silindirik iki vetere uzunluğu boyunca ($2c$) sabit hızla hareket etmekte daha sonradan sinüsoidal hızla uç noktalara doğru sifıra yakınsamaktadır. Aynı şekilde x_a parametresi de dönüş hızını iki vetere boyunca sifırda bırakmakta ve bu noktadan sonra silindirik sinüsoidal bir şekilde dönüşünü tamamlamaktadır. Şekil 4, üç farklı başlangıç hücum açısı için zamana bağlı hücum açısı dağılımı ile hız dağılımını göstermektedir.



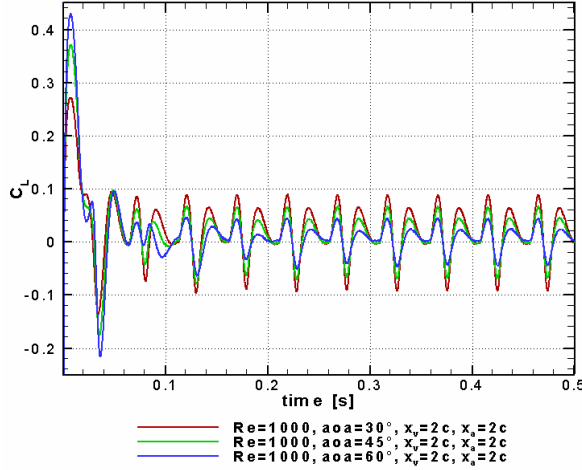
Şekil 3. $Re=1000$, $x_v=0c$, $x_a=0c$ parametreleri için farklı hücum açıları için zamana bağlı süürüklenme kuvveti katsayısı.



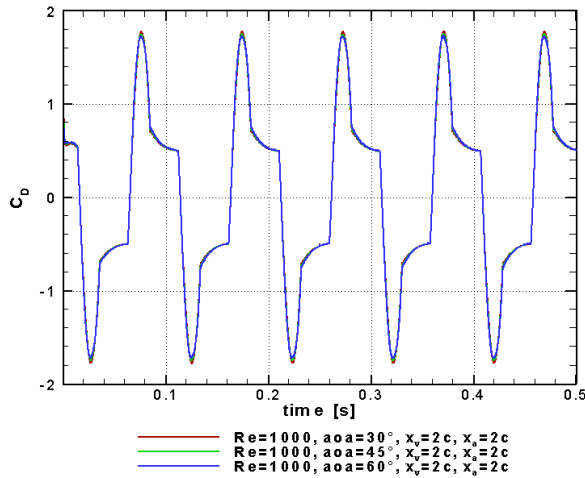
Şekil 4. Zamana bağlı hücum açısı ve hız dağılımı ($Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$).

Kaldırma kuvveti katsayısı (C_L) değeri $x_v=2c$, $x_a=2c$ durumu için farklı hücum açıları için farklı sonuçlar göstermektedir (Şekil 5). Başlangıç hücum açısı

azalır, açısal hız arttıkça; iki pozitif tepe değeri ve negatif tepe değeri büyüklük olarak artmaktadır. Sürüklenme kuvveti katsayısı (C_D) başlangıç hücum açısı ve dolayısıyla maksimum açısal hız değişiminden etkilenmemektedir (Şekil 6).

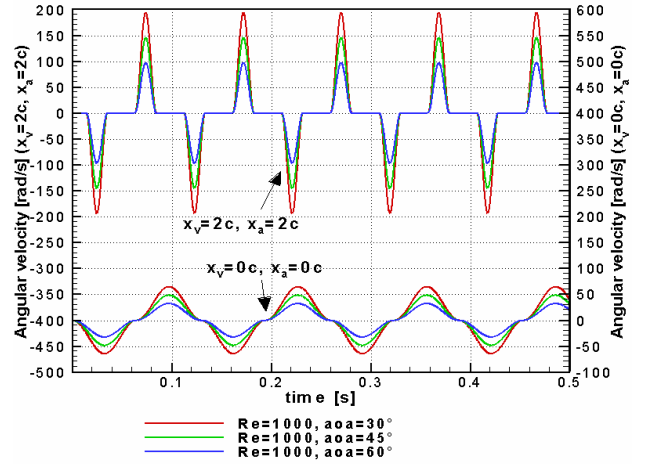


Şekil 5. Re=1000, $x_v=2c$, $x_a=2c$ parametreleri için farklı hücum açıları için zamana bağlı kaldırma kuvveti katsayısı.



Şekil 6. Re=1000, $x_v=2c$, $x_a=2c$ parametreleri için farklı hücum açıları için zamana bağlı sürtünme kuvveti katsayısı.

Şekil 7'de farklı açısal hızlardaki konfigürasyonlar gösterilmektedir. X_a parametresi arttıkça maximum açısal hız artmaktadır.



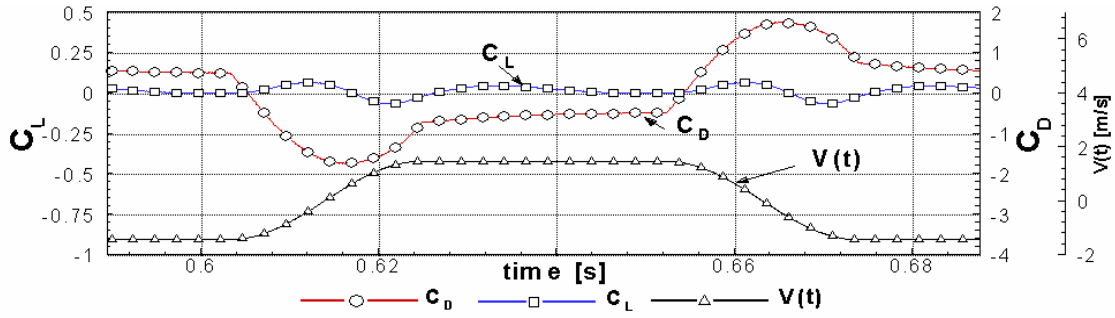
Şekil 7. Zamana bağlı açısal hız dağılımı (Re=1000).

Şekil 8'de Re=1000, $x_v=2c$, $x_a=2c$, $\alpha=45^\circ$ için aerodinamik kuvvet katsayıları ve ileri hareket hızının zamana bağlı grafiği verilmiştir.

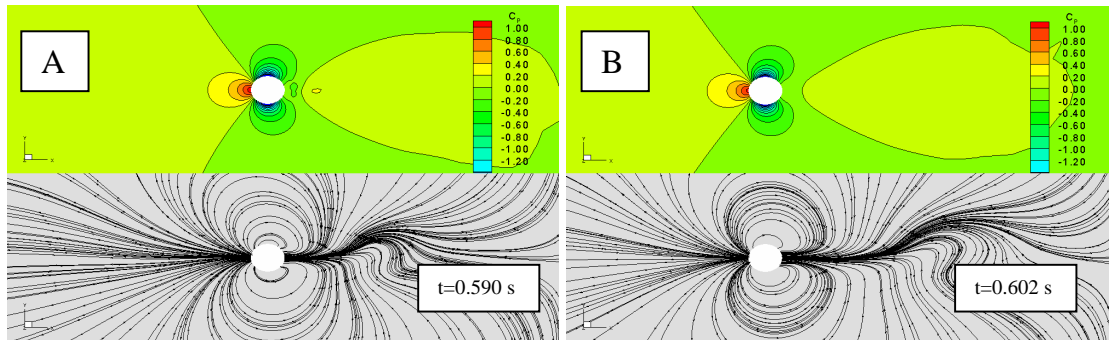
Şekil 9-12'de Şekil 8'deki durum için basınç dağılımı ve akış çizgileri gösterilmiştir. 1. bölüm ileri hareket fazı boyunca, sabit hızda $-x$ yönünde hareket eden silindirin sürüklenme kuvveti katsayısı 0.5-0.55 civarında kalmaktadır (Şekil 9A, 9B). Kaldırma kuvveti katsayısı 0.04'ten sıfıra düşmektedir.

1. bölüm dönüş fazı süresince, kaldırma kuvveti katsayısı artmaktadır (Şekil 10A-D). Şekil 10D, maksimum kaldırma kuvveti zamanını göstermektedir ($C_{Lmax}=0.066$). Bu sürede, hareket aynı yönde olmasına karşı sürtünme kuvveti işaret değiştirmektedir. Bu sürede sürtünme kuvveti katsayısı -1.47'e düşmüştür.

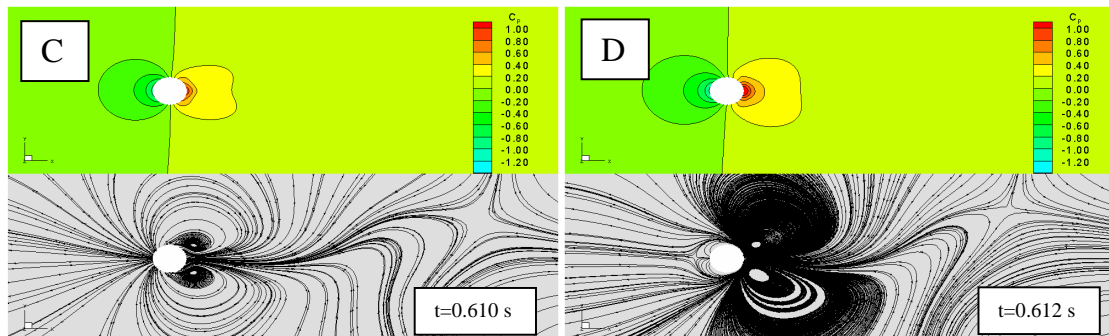
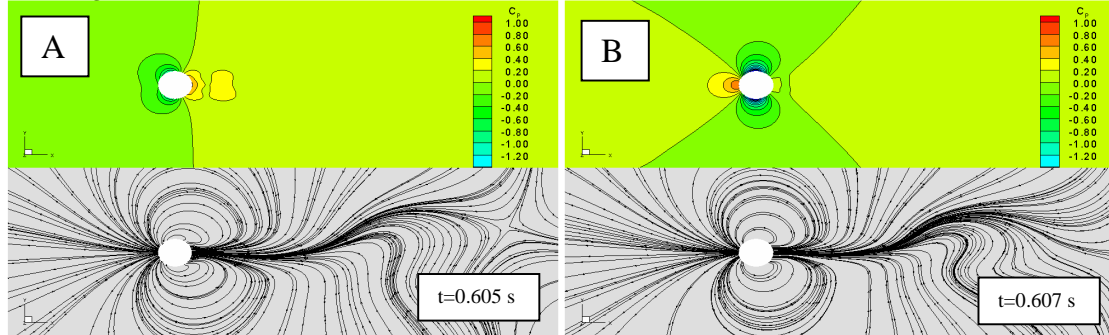
2. bölümde silindir $+x$ yönünde hareket etmeye başlar. Dönüş noktasından sonra, $t=0.617$ 'de (Şekil 11B) sürtünme kuvveti katsayısı mutlak değerinin maksimumuna yaklaşmaktadır ($|C_{Dmax}|=1.755$). 2. bölümün dönüş fazı tamamlanmaya kadar kaldırma kuvvetinin azaldığı ve negatif değerlere ulaştığı gözlemlenmiştir. Minimum C_L değerine ($=-0.07$), $t=0.621$ 'de ulaşılmaktadır. Sürtünme kuvveti katsayısı bu noktada -1.428 değerindedir. Silindir $V=1.28$ m/s hızında $+x$ yönünde hareket etmektedir.



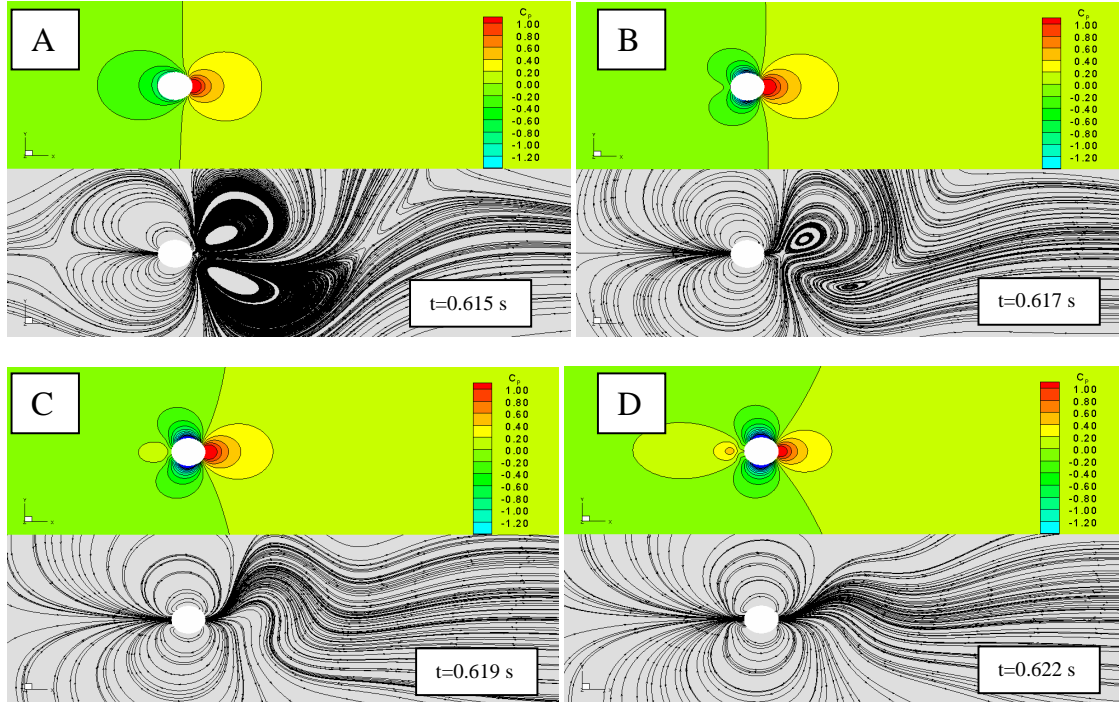
Şekil 8. $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$, $\alpha=45^\circ$ için aerodinamik kuvvet katsayıları ve hızın zamana bağlı grafiği.



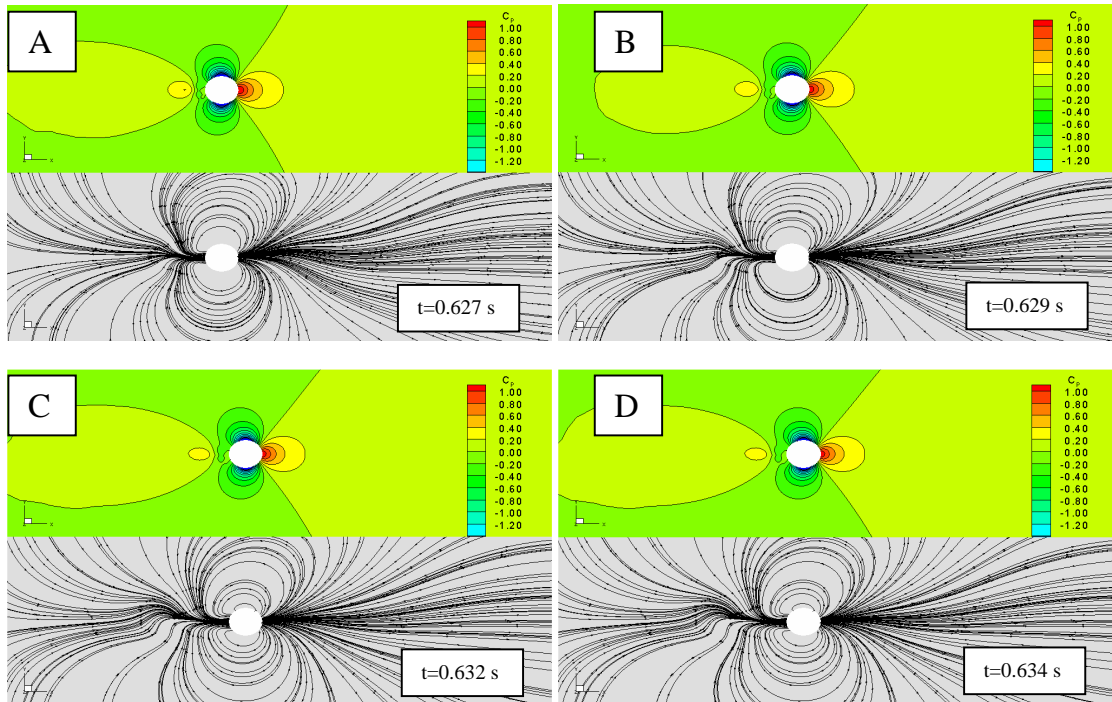
Şekil 9. $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$, $\alpha=45^\circ$ için basınç katsayısı ve akış çizgileri. $0.59 < t < 0.603$ s zaman aralığında hız ve açılma hızı sabit (1. bölüm ileri hareket fazı).



Şekil 10. $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$, $\alpha=45^\circ$ için basınç katsayısı ve akış çizgileri. $0.603 < t < 0.614$ s zaman süresince hız azalırken, açılma hızı artıyor. $t=0.614$ s zamanında ileri hız sıfırlanıyor ve geri dönüş başlıyor (1. bölüm dönüş fazı).



Şekil 11. $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$, $\alpha=45^\circ$ için basınç katsayısı ve akış çizgileri (2. bölüm dönüş fazı). $0.614 s < t < 0.625 s$ zaman süresince hız artarken, açılal hız azalıyor.



Şekil 12. $Re=1000$, $x_v=2c$, $x_a=2c$, $\alpha=45^\circ$ için basınç katsayısı ve akış çizgileri $0.625 s < t < 0.652 s$ zaman aralığında hız ve açılal hız sabit (2. bölüm ileri hareket fazı).

V. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Zamana bağlı olarak silindir etrafındaki basınç ve akış çizgileri çizilmiş; kaldırma ve sürtünme kuvvetleri katsayıları farklı parametreler için karşılaştırılmıştır. Sürtünme kuvveti katsayısı (C_D) hücum açısı ve dolayısıyla maksimum açısız hız değişiminden etkilenmemektedir Akımın analizi için bu çalışmaya ek olarak PIV kullanılarak deneysel görüntüleme yapılacaktır. Sonuçlar farklı kanat kesitlerindeki hesaplamalarla da karşılaştırılacaktır.

TEŞEKKÜR

Yapılan çalışma, TÜBİTAK 104M417 projesi çerçevesinde gerçekleştirilmektedir. Bu çalışmanın devamında deneysel (PIV) kullanılarak çözümleme yapılacaktır. TÜBİTAK'a çalışmalarındaki katkılarından dolayı teşekkür edilmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Hancock, G.J., "Some Introductory Concepts Based on the Unsteady Flow about Circular Cylinders," Dept. Of Aeronautical Engineering, Queen Mary College, University of London, U.K.
- [2] Elmiligui, A., Abdol-Hamid, K.S., Massey, S.J., Pao, S.P., "Numerical Study of Flow Past a Circular Cylinder Using RANS, Hybrid RANS/LES and PANS Formulations," NASA, AIAA, 2004-4959, 2004.
- [3] Mittal R., Balachandar S., "Direct Numerical Simulation of Flow Past Elliptic Cylinders," Journal of computational Physics 124: 351-367, 1996.
- [4] Itoh, Y., Himeno, R., "Numerical Simulation of Three-Dimensional Flow around two Circular Cylinders in Tandem Arrangement," RIKEN Review No.48, October, 2002.
- [5] Homescu, C., Navon, I.M., Li, Z., "Suppression of Vortex Shedding for Flow Around a Circular Cylinder using Optimal Control," International Journal for Numerical Methods in Fluids, 38:43-69, 2002.
- [6] Kurtulus D. F., Farcy A., Alemdaroglu N., "Vortex Identification Techniques used for Flapping Motion in Hover", 3rd Ankara International Aerospace Conference, Ankara, Turkey, 22-25 August 2005.
- [7] Kurtulus D. F., Farcy A., Alemdaroglu N., "Unsteady Aerodynamics of Flapping Airfoil in Hovering Flight at Low Reynolds Numbers", 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2005-1356, Reno, Nevada, USA, 10 - 13 Jan 2005.
- [8] Kurtulus D. F., Farcy A., Alemdaroglu N., "Numerical Calculation and Analytical Modelization of Flapping Motion", Proceeding of 1st European Micro Air Vehicle Conference and Flight Competition, Braunschweig, Germany, 13-14 July 2004.
- [9] Kurtulus D. F., Farcy A., Alemdaroglu N., "Havada Asılı Konumdaki Çırpın Kanat Profilinin Sayısal ve Analitik Modellemesi", Proceeding of Advanced Technology and their Applications Symposium HİTEK organized by Turkish Air Force Academy, Istanbul, Turkey, 9-10 December 2004.
- [10] Kurtulus D. F., David L., Farcy A., Alemdaroglu N., "Laser Sheet Visualization for Flapping Motion in Hover", 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2006-0254, Reno, Nevada, USA, 9 - 12 Jan 2006.
- [11] Kurtulus D. F., "Numerical and Experimental Analysis of Flapping Motion in Hover. Application to Micro Air Vehicles," Joint Ph.D thesis Poitiers University/ENSMA (Poitiers France) and METU (Ankara-Turkey), 17 June 2005, Poitiers, France.

ÇIRPAN KANAT PROBLEMİNDE KANAT PROFİLİ KALINLIĞININ SAYISAL İNCELENMESİ

Ebru Sarıgöl¹ Dilek Funda Kurtuluş¹ Nafiz Alemdaroğlu¹
e-posta: esarigol@ae.metu.edu.tr e-posta: dfunda@ae.metu.edu.tr e-posta: nafiz@metu.edu.tr

¹ Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Havacılık ve Uzay Mühendisliği. Bölümü, 06531 ANKARA

ÖZ

Bu çalışmadaki amaç düşük Reynolds sayısı rejiminde değişik kanat profilleri için çırpan kanat hareketinin sayısal simülasyonunu yapmaktır. Seçilen kanat profillerinin hepsi simetrik fakat farklı kalınlık değerlerine sahip kesitlerdir. Ayrıca, başlangıç hücum açıları değiştirilerek hücum açısının çırpan kanat problemindeki etkisi de incelenmiştir. Çözülen denklem sistemi zamana bağlı, sıkıştırılmaz, laminar ve iki boyutlu Doğrudan Nümerik Simülasyon (Direct Numerical Simulation) denklemleridir. O tipinde çözüm ağı kullanılan kanat kesitinin hareketlerinin sayısal simülasyonu için sonlu hacimler metodu kullanılmıştır.

I. GİRİŞ

Aerodinamik alanında yıllar boyunca büyük gelişmeler olmuştur. Bu gelişmelerin büyük çoğunluğu daha hızlı ve daha büyük araçların tasarımı ve geliştirilmesindeki problemlerle ilgilidir. Bu ilgi, küçük ve daha yavaş uçuş rejimlerinin yeterince araştırılmamasına neden olmuştur. [1] Son yıllardaki düşük Reynolds sayısı rejimlerinde yapılan deneysel ve sayısal çalışmalar mikro insansız hava araçlarının geliştirilmesi açısından da son derece önemlidir. Bu araçların boyutları nedeniyle yeterince kaldırma kuvveti sağlayamaması bu kuvveti yaratacak diğer tekniklerin araştırılmasına yol açmıştır. Bu tekniklerin en dikkat çekenini ise çırpan kanattır. Çırpan kanat aerodinamiğini bütün karmaşıklığına rağmen tabiatla mükemmel bir şekilde uygulayan kuşlar ve böceklerin sahip oldukları yapıyı tam olarak modellemek oldukça zordur. Düşük Reynolds sayısı uçuş rejimlerinde yapılan sayısal ve deneysel çalışmalarla çırpan kanat probleminin fiziğinin daha iyi anlaşılması ve mikro insansız hava araçlarına uygulanması amaçlanmaktadır.

Çırpan kanat hareketi üzerine yapılmış olan çalışmalar zoolojik ve sayısal çalışmalar olmak üzere başlıca iki ana gruba ayrılır. Zoolojik çalışmaların büyük bir çoğunluğu ise kuşlar ve böcekler üzerindedir. Sayısal çalışmalar ise genellikle iki

boyutta değişik kanat kesitleri kullanılarak kuşlar veya böceklerin basitleştirilmiş kanat hareket modelleri üzerinde nümerik olarak aerodinamik simülasyonlarının yapılması üzerinedir.

Çırpan kanat hareketinin incelenmesindeki temel amaç çırpan kanatlar üzerindeki ard izlerin girdap yapısındaki ve bundan kaynaklanan anlık aerodinamik kuvvetlerin zamana bağlı değişimlerinin ilişkilerini anlamaktır. Genelde, zamana bağlı olmayan aerodinamik etkiler göreceli olarak lokal ve gövdenin hemen arkasında akan girdapların zamanla içindeki geçişinin bir sonucudur. Zamana bağlı kanat kesiti problemlerinin fiziği basitleştirilmiş iki boyutlu deneylerden, teorik çalışmalardan veya nümerik simülasyonlardan çıkarılabilecek yorumlardan gözlemlenebilir. [2]

Benzer şekilde, Dickinson ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada belirtildiği üzere böcek uçuşundaki kuvvet üretiminin kapsamlı teorisi bir parça da kanatların zamana bağlı kuvvet üretimindeki bilgi yetersizliğinden dolayı engellenmiştir. Küçük böceklerin uçuşları için uygun olan Reynolds sayısı aralığında ($10 < Re < 1000$) yeteri kadar bilgi bulunmamaktadır. 1993 yılında Dickinson ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmanın amacı ani olarak hareket eden kanatlar tarafından üretilen kuvvetlerin zamana bağlı değişimlerinin çıkarılmasıdır. [3]

Böceklerde, özellikle sinekler üzerinde yapılan incelemelerde, aşağı doğru çırpmadan yukarı doğru çırpmaya geçiş sırasında görülen hızlı kanat rotasyonunun zamana bağlı kontrolü Dickinson ve arkadaşları tarafından incelenmiştir. Yapılan gözlemlerden, birbirinden bağımsız olarak kanat-vuruş genliği kontrolü ve esnek uçuş kontrol sistemi sağlayabilen bir model geliştirmişlerdir. [4]

2004 yılında Wang ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada yatay çırpma düzleminde sinüsoid olarak hareket eden havada asılı kalan kanat üzerindeki

kuvvetlerin sayısal, deneysel karşılaştırmalarını yapmışlardır.

2004 yılında Birch ve arkadaşları 120 ve 1400 Reynolds sayılarında bir robot kanat hareketini dinamik olarak modellemişler ve bu robot kanat tarafından üretilen kuvvetleri ve üzerindeki akışı detaylı olarak incelemişlerdir. [6] Dickinson ve arkadaşları ise böceklerin aerodinamik performansının gecikmiş perdövites, çevrintili sirkülasyon ve iz yakalanması gibi üç farklı mekanizmanın birbiriyle etkileşimi sonucunda ortaya çıktığını ortaya koymuşlardır. 2003 yılında çırpan robot kanat üzerindeki akışı görüntülemek için iki boyutlu Sayısal Parçacıklı Hız Görüntüleme Yöntemi (Digital Particle Image Velocimetry, DPIV) kullanmışlardır. [9-10]

Bu çalışmanın amacı, düşük Renolds sayısında değişik kanat profilleri için çırpan kanat hareketinin nümerik simülasyonunu yapmaktır. Seçilen profillerin hepsi simetrik olup farklı profil kalınlığına sahiptirler. Başlangıç hücum açısı değiştirilerek hücum açısının etkileri de incelenmiştir.

II. ÇÖZÜCÜNÜN TANIMLANMASI VE SAYISAL YÖNTEM

Bu çalışmada, zamana bağlı olarak değişen vizkoz akış Doğrudan Nümerik Simülasyon yöntemini ve sonlu hacimler metodunu kullanan STAR-CD yazılımı kullanılarak hesaplanmıştır. Bu programın PROSTAR olarak adlandırılan ara yüz programı ise çözüm öncesinde, geometrisinin ve çözüm ağının oluşturulması, sınır ve başlangıç şartlarının konulması, akışkan ve yüzey özelliklerinin belirlenmesi amacıyla kullanılabileceği gibi; çözüm sonunda da veri dosyalarının okunması, hesaplanan değerlerin çizdirilmesi, üç boyutlu grafik görüntülerin alınması ve animasyonlu görüntüler elde edilmesi gibi amaçlar için kullanılabilmektedir.

STAR-CD genel çözüm ağı hareketini ve kayan çözüm ağlarıyla zamana bağlı olmayan çözümler için kullanılmaktadır. Kullanıcı tarafından yazılan ilave programlar ile kullanımına olanak sağlamaktadır.

Sayısal analizlerde, akıştaki parametreler ve aerodinamik yükler incelemiştir. Bu çalışmada zamana bağlı, sıkıştırılmaz, laminar ve iki boyutlu Doğrudan Nümerik Simülasyon (DNS) denklemleri çözülmüştür.

Sıkıştırılabilir ve sıkıştırılmaz akışlar için hareket eden koordinat sistemindeki kütle ve momentumun

korunum denklemleri kartezyen tensör notasyonunda aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{u}_j) = s_m \quad (1)$$

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{u}_j u_i - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + s_i \quad (2)$$

Newtonian akışkanlar için tamamlayıcı bağıntı ise :

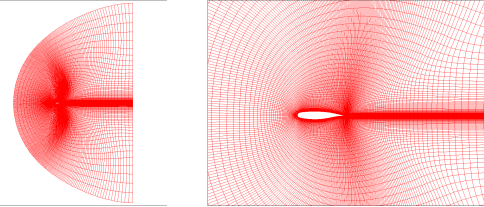
$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3)$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

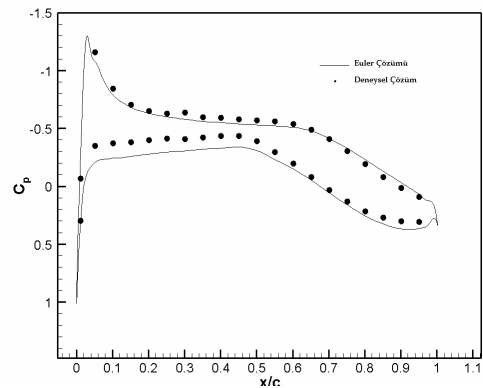
Çözüm ağı, noktaların zamana bağlı olarak koordinatları belirtilerek doğrusal olarak hareket ettirilebilir, döndürülebilir veya istenilen herhangi bir biçimde bozulabilmektedir.

Çözücünün Doğrulanması

Çözücü, NLR 7301 kanat profili üzerinde 0.499 Mach sayısında sıkıştırılabilir bir akımda basınç katsayısının Euler sonuçları ile deneysel sonuçlarla karşılaştırması yapılarak doğrulanmıştır [21]. 733 Mhz Pentium III makinada, 57420 hücreden oluşan C-tipindeki çözüm ağı kullanılan çalışmada sonuçlar deneysel verilerle büyük ölçüde uyuşmaktadır.



Şekil 1 NLR 7301 için üretilen çözüm ağı

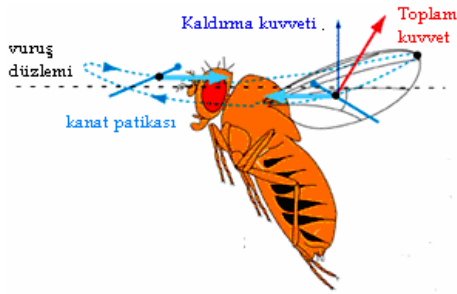


Şekil 2 NLR7301 kanat profili basınç katsayısı için Euler sonuçlarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

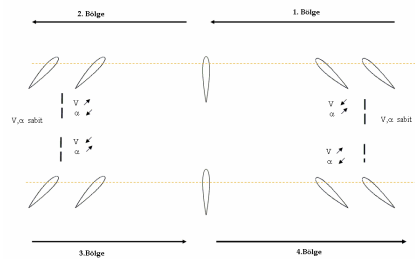
III. ÇIRPAN KANAT HAREKETİNDE GEOMETRİNİN TANIMLANMASI

Çırpan kanat problemi dört bölümden oluşmaktadır. İlk bölüm hücum kenarının positif yöne baktığı aşağı doğru çırpma hareketinin ilk yarısına tekabül etmektedir. İkinci bölüm ise yukarı doğru çırpma hareketinin ilk yarısıdır. Üçüncü ve dördüncü bölümler ilk iki bölümün aynasal yansıması olup sırasıyla yukarı çırpma ve aşağıya çırpma hareketinin diğer yarılarına tekabül etmektedir.

Her bölüm doğrusal ve dögüsel fazlardan oluşur. Doğrusal fazda, daha önceden belirlenmiş bir zaman süresi boyunca profil sabit hızla doğrusal olarak hareket ederken, dögüsel fazda kiriş üzerinde belirlenen bir nokta etrafında dönmektedir. Her yarım döngünün başında ve sonunda hız sıfırdır. Dönüş fazında profil, başlangıç noktası her zaman başlangıç noktası kalacak şekilde dönmektedir. Seçilen profiller simetrik olduğu için çırpma hareketindeki aşağıya ve yukarıya doğru çırpmasındaki simetri de kaybedilmemiştir.



Şekil 2. Çırpan kanat hareketinde kuvvetlerin tanımlanması [Ref. 23]

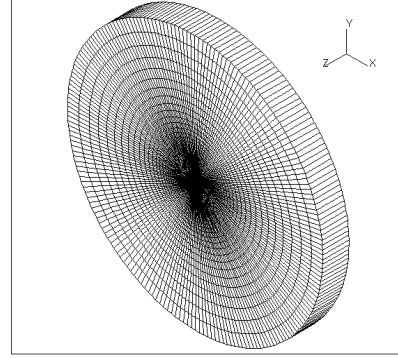


Şekil 3 Çırpan kanat hareketinin tanımı

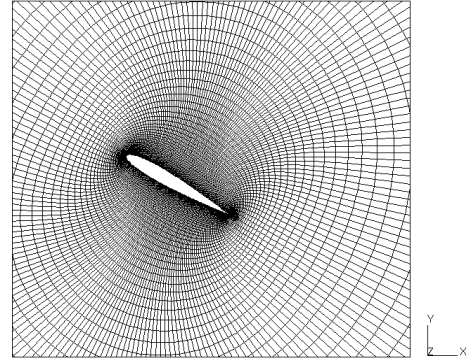
IV. ÇÖZÜM AĞI VE SINIR ŞARTLARI

O-tipi çözüm ağı kullanılan çalışmada, çırpan kanat hareketi kullanıcı tarafından yazılan programlarla sağlanmıştır. Çözüm ağı 15 kanat veteri büyüklüğünde ve yaklaşık olarak 17226 hücreden oluşmaktadır. Hiperbolik metod ile üretilen çözüm ağı tek bir bloktan meydana gelmekte olup, kanat kesiti etrafında yoğunlaştırılmış ve kanat kesitinden

uzaklaştıkça da daha seyrek hale getirilmiştir. (Şekil 4-5)



Şekil 4 Çözüm ağı.

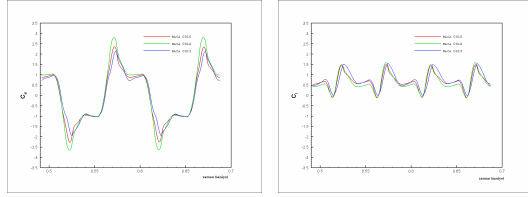


Şekil 5 Kanat kesiti etrafındaki çözüm ağı

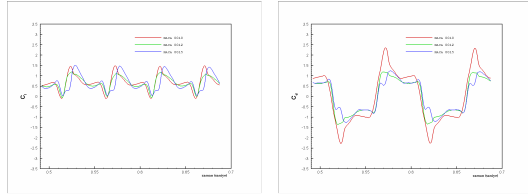
Kanat kesitinin yüzeyinde, doğrusal ve dögüsel hızlar tanımlanmış ve kaymayan sınır şartı uygulanmıştır. Geometriden uzak bölgelerde, basınç sınır şartı kullanılmış ve buradaki basınç standard hava basıncı olarak alınmıştır. İki boyutlu çözümler için çözüm ağının ön ve arka yüzeyleri simetri sınır şartı olarak tanımlanmıştır.

V. SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR

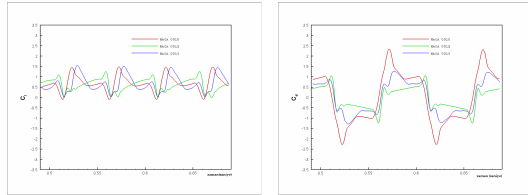
Sonuçlar, basınç ve girdap vektörünün eşdeğer eğrileri olarak gösterilebilmektedir. Üç farklı başlangıç hücum açısı denenmiş, fakat sadece 30 derece hücum açısına sahip NACA 0015 kanat profiline ait girdap vektörünün eşdeğer eğrileri gösterilmiştir (Şekil 9). Ayrıca hesaplanan aerodinamik kuvvetlerin zamana göre değişimleri de sunulmuş ve başlangıç hücum açısı ve kanat kesiti kalınlığı gibi parametrelere göre her üç kanat profili için karşılaştırılmıştır (Şekil 6-7-8).



Şekil 6 6. ve 7. periyotlarda $\alpha=30^\circ$, $x_v=2c$, $Re=1000$ dönüştürme eksenini $= 1/4c$ için kaldırma ve sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması

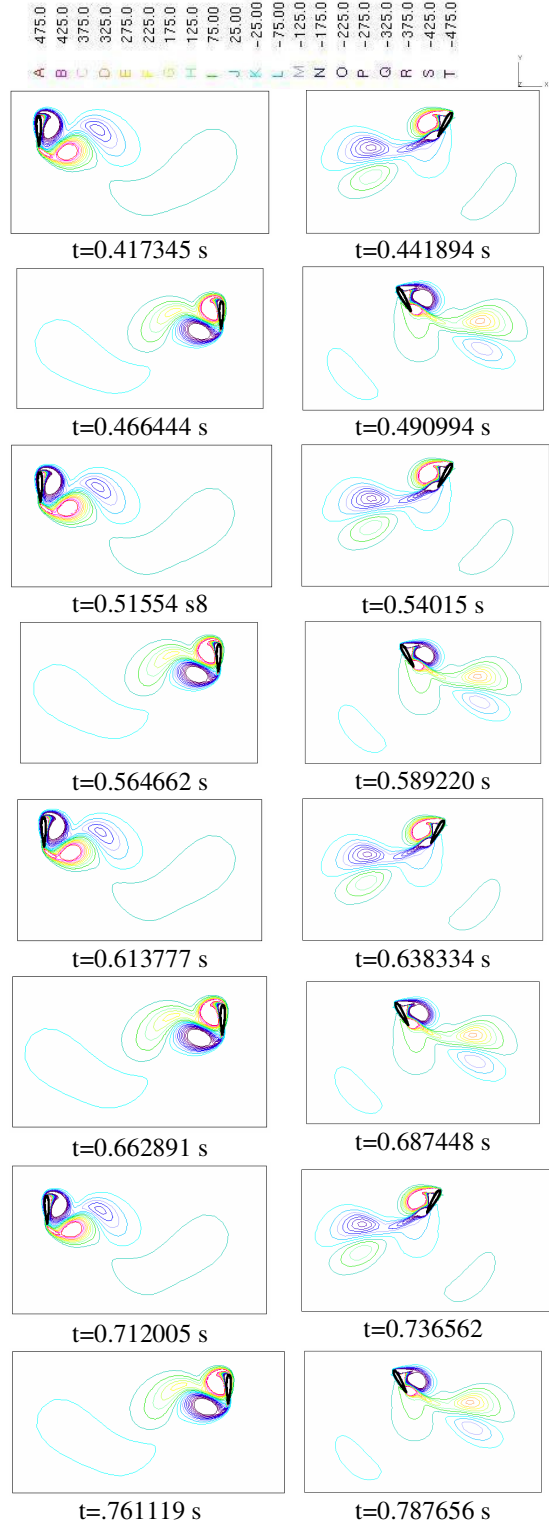


Şekil 7 6. ve 7. periyotlarda $\alpha=45^\circ$, $x_v=2c$, $Re=1000$ dönüştürme eksenini $= 1/4c$ için kaldırma ve sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması



Şekil 8 6. ve 7. periyotlarda $\alpha=60^\circ$, $x_v=2c$, $Re=1000$ dönüştürme eksenini $= 1/4c$ için kaldırma ve sürüklenme kuvveti katsayılarının karşılaştırılması

Hücum açısı 30 derece iken maximum kaldırma kuvvetini NACA 0015 profili verirken, maksimum değerlerinin zamanlaması da her profil için yaklaşık olarak aynı kalmıştır. Maksimum sürüklenme katsayısı ise NACA 0012 profilinde gözlemlenmiştir. Hücum açısı 45 derece iken maksimum sürüklenme kuvveti katsayısını en ince profil olan NACA 0010 vermiştir. Ayrıca kalınlık arttıkça kaldırma kuvveti eğrilerinde görülen düzgün osilasyon ikinci bir pik daha eklenmiştir. Hücum açısı 60 derece iken profillerin hiçbiri benzer sonuçlar göstermemiştir. Maksimum değerlerinin görüldüğü zamanlar ve maksimum değerler birbirlerinden oldukça farklıdır. Sürüklenme katsayısı en ince profil için daha yüksekken, kaldırma kuvveti için kesin bir yorum yapmak mümkün olamamıştır. Hücum kenarı girdaplarının profillerden ayrılmaya başlaması ile minimum yada maksimum değerlerinin zamanlaması da hiç bir profil için bir benzerlik ilişkisi göstermemektedir.



Şekil 9 Hücum açısı 30 derecede NACA 0015 profili için girdap vektörünün büyüklük çizgisel konurları

KAYNAKLAR

- [1] R. Ames, On The Flowfield and Forces Generated by a Rectangular Wing Undergoing Moderate Reduced Frequency Flapping at Low Reynolds Number, PhD Dissertation, Georgia Institute of Technology, Department of Aerospace Engineering, April 2001.
- [2] S. A. Combes, Wing Flexibility and design for animal flight, PhD Dissertation ,Department of Zoology University of Washington, 2002
- [3] G. C. Lewin, Numerical Simulation and Reduced-Order Modeling of a Flapping Airfoil, PhD Dissertation, University of Virginia, August 2003
- [4] S.P. Haigh, An Analytical Model for Natural Flapping-wing Flight, PhD Dissertation, Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, July 1990.
- [5] D. J. Bilyk, The Development of Flapping Wings for a Hovering Micro Air Vehicle, PhD Dissertation, , Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2000.
- [6] M. E. MacMaster, Stability of a Flapping Wing Micro Air Vehicle, PhD Dissertation, Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2001.
- [7] P. A. Zdunich, A Discrete Vortex Model of Unsteady Separated Flow About a Thin Airfoil For Application to Hovering Flapping-Wing Flight, PhD Dissertation, Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2002.
- [8] S. P. Sane, The Aerodynamics of Flapping Wings, PhD Dissertation, University of California, Berkeley, 2001.
- [9] M. H. Dickinson and K. Götz, Unsteady Aerodynamic Performance of Model Wings at Low Reynolds Numbers, The Journal of Experimental Biology, 174, 45-64, 1993
- [10] M. H. Dickinson, F. O. Lehmann and K. Götz, The Active Control of Wing Rotation by *Drosophila*, The Journal of Experimental Biology, 182, 173-189, 1993
- [11] Z. J. Wang, J. M. Birch, and M.H. Dickinson, Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional computations vs robotic wing experiments, The Journal of Experimental Biology, 207, 449-460, 2004
- [12] J. M. Birch, W. B. Dickson and M. H. Dickinson, Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers, The Journal of Experimental Biology, 207, 1063-1072, 2004.
- [13] Sane, Sanjay P. and Dickinson, Michael H., The aerodynamic effects of wing rotation and a revised quasi-steady state model of flapping flight, The Journal of Experimental Biology, 205, 1087-1096, 2004.
- [14] Dickinson, Michael H., Lehmann, Fritz-Olaf and Sane , Sanjay P., Wing Rotation and the aerodynamic basis for insect flight, Science, Vol. 284, pp. 1954-1960, 1999.
- [15] Birch, James M. and Dickinson, Michael H., The influence of wing-wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight, The Journal of Experimental Biology, 206, 2257-2272, 2003.
- [16] Sane, Sanjay P. and Dickinson, Michael H., The control of lift force by a flapping wing: lift and drag production, The Journal of Experimental Biology, 204, 2607-2626, 2001.
- [17] Dickson, William B. and Dickinson, Michael H., The effect of advance ratio on the aerodynamics of revolving wings, The Journal of Experimental Biology, 207, 4269-4281, 2004.
- [18] Ramamurti, Ravi and Sandberg, William C., A Three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight, the Journal of Experimental Biology, 205, 1507-1518, 2002
- [19] Ramamurti, Ravi; Sandberg, William C; Löhner ,Rainald; Walker, Jeffrey A and Westneat, Mark W, Fluid dynamics of flapping aquatic flight in the bird wrasse: three-dimensional unsteady computations with fin deformation, The Journal of Experimental Biology 205, 2997-3008, 2002.
- [20] Ramamurti, Ravi and Sandberg, William C., Computational Study of 3-D Flapping Foil Flows, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8-11 January 2001, Reno, NV.
- [21] Compendium of Unsteady Aerodynamic Measurements, AGARD-R-709, August 1982
- [22] Kurtuluş, Funda, Numerical and Experimental Analysis of Flapping Motion in Hover, Application to Micro Air Vehicles, PhD Thesis, METU-Aerospace Engineering Department, 2005
- [23] Hall, Alan, Fly Like a Fly, <http://www.sciam.com/article.cfm?articleID=00DF125-5545-1C75>



Computation of unsteady hovering flapping motion in parallel environment

Ebru Sarıgöl^a and Nafiz Alemdaroğlu^b

^a Dr., METU Aerospace Engineering Department, 06531 Ankara, Türkiye

*^b Prof. Dr., METU Aerospace Engineering Department, 06531 Ankara,
Türkiye*

Keywords: unsteady flow, flapping motion, parallel solution, DNS, low Reynolds number

1. INTRODUCTION

Flight Vehicles using flapping wing motion hold several distinct advantages over conventional platforms in low Reynolds number regimes. These advantages are mainly due to flapping wing's ability to achieve very high unsteady lifts as well as the ability to hover. The ability of small birds and insects to quickly change direction and to achieve extremely high accelerations and decelerations has been observed in nature [1].

The theory of force production in insect flight is thwarted partly due to insufficient knowledge on the unsteady forces generated by the wings. Small insects fly in the intermediate Reynolds number regime (10-1000) where the data are extremely sparse. Dickinson et al. aimed to expand the knowledge of unsteady mechanisms that might be employed by insects during flight by studying the impulsively moved wings [2].

Studies based on the use of robotic models which mimic the flapping motion of real fliers, investigated the aerodynamic mechanisms during flapping flight and obtained the aerodynamic forces generated. [3-7]. Visualizations of flow during flapping motion are also performed in order to gain insight about the leading edge vortices which are responsible for the generation of aerodynamic forces [8-11]. Various computational studies are performed to investigate a wide range of unsteady aerodynamics of model fruit flies, three-dimensional modeling of *Drosophila* wings and the oscillating wings [12-15].

This paper investigates the normal hovering flapping motion in laminar, incompressible flow for a Reynolds number of 1000. The pressure and the velocity fields are obtained by solving the Navier-Stokes equations numerically and the resulting aerodynamic forces are calculated. The vortex regions are analyzed and compared to experimental results obtained by the PIV technique for 2D calculations. The three-dimensional flow field for hovering flight is analyzed to understand the vortical flow structures around a three-dimensional wing during the translational and rotational phases of the flapping motion and the aerodynamic forces calculated numerically are compared with the two-dimensional results. The parallel computational efficiency during the two- and three-dimensional computations are also compared.

2. NUMERICAL METHODS

2.1. Definition of Motion

The flapping motion is divided into four kinematical phases: two translational phases (up-stroke and down-stroke) where the wing sweeps through air with a high angle of attack and two rotational phases (pronation and supination) where the wing rapidly rotates and reverses its direction of motion. Each region is composed of a translational and a rotational phase (Figure 1). The rotation is such that the leading edge stays as leading edge during all phases of the motion [16-17]. Hovering is an extreme mode of flight where the forward velocity is zero.

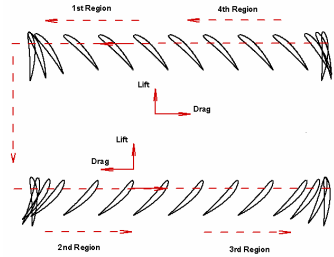


Figure 1 Definition of normal hovering flapping motion

2.2. Flow Solver and Governing Equations

The unsteady laminar flow around a moving wing with a prescribed motion is solved by the commercial CFD solver, Fluent v6.22. Two-dimensional time-dependent Navier-Stokes equations are solved using the finite-volume method for an incompressible flow. The governing equations are described by [18]:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{V}) + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = - \left(\frac{1}{\rho} \right) \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (2)$$

where \vec{V} is the flow velocity vector, ρ is constant density, ν is the kinematic viscosity and p is the static pressure.

At $Re=1000$, the flow is assumed to be laminar and incompressible ($Mach=O(10^{-3})$). Therefore no turbulence model is used so the simulation is time-accurate or Direct Numerical Simulation (DNS). The space discretisation scheme used is the first order upwind as well as the time discretization which is the only way to use the dynamic mesh module implemented in Fluent v6.22. The pressure-velocity coupling in incompressible flow simulations was obtained using the iterative PISO scheme with under-relaxation coefficients for pressure, momentum and body forces equal to 0.3, 0.7 and 1.0 respectively. The accuracy was set to double-precision. The convergence criterion for the iterative method was satisfied with mass and momentum residues dropping four orders of magnitude, i.e. $O(10^{-4})$.

2.2.1. Parallel Computation

Parallel algorithm used in the solutions splits up the grid and data into multiple partitions, then assigns each grid partition to a different compute process (or node). The compute-node processes can be executed on a massively-parallel computer, a multiple-CPU workstation, or a network of workstations using the same or different operating systems. FLUENT uses a host process that does not contain any grid data. Instead, the host process only interprets commands from FLUENT's graphics-related interface, cortex. The host distributes those commands to the other compute nodes via a socket communicator to a single designated compute node called compute-node-0. This specialized compute node distributes the host commands to the other compute nodes. Each compute node simultaneously executes the same program on its own data set. Communication from the compute nodes to the host is possible only through compute-node-0 and only when all compute nodes have synchronized with each other. A FLUENT communicator is a message-passing library which could be a vendor implementation of the Message Passing Interface (MPI) standard [18]. Computations are performed on a 64-bit HP workstation having two dual core processors, total four cores, on Linux operating system. Each core has a CPU speed of 3.0 GHz.

2.3. Mesh Generation and Boundary Conditions

O-type, hyperbolically generated single block computational grid is used for computations. The grid consists of 14388 cells and the outer boundary is located at approximately $15c$. The computational domain is shown in Figure 2 and the translational and rotational motions are implemented by user-defined subroutines. The velocity of the motion is defined with respect to the center of rotation and no-slip boundary condition is applied on the airfoil surface. The farfield boundary condition is implied by setting the pressure outlet for incompressible flow with constant density and viscosity. The direction of the flow is computed from the neighboring cells at the pressure boundary.

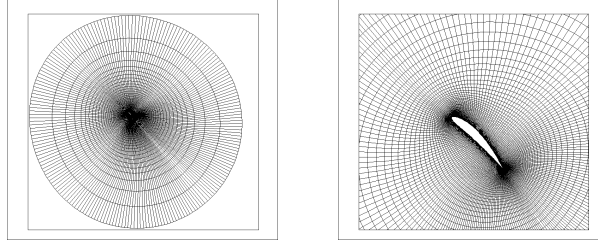


Figure 2 Two-dimensional computational mesh.

2.4. Vortex Identification

Although vortical flows can be seen in almost every branch of fluid mechanics, there is no agreed definition of this basic vortical flow structure. However as suggested by Jeong and Hussain [19] the geometrical characteristics of the identified vortex core must be Galilean invariant [25].

The definitions of a vortex based on the analysis of the velocity gradient tensor ∇u [19-21,22,23] are Galilean invariant, and are less intuitive physically. The issue of vortex identification is by no means trivial, and in fact several of the existing techniques can give good results in many situations, but all of them can be shown to fail (or, at least, to produce ambiguous answers) in particular conditions [22]. The most popular local criteria are the Q criterion proposed by Hunt et al. [21], the λ_2 criterion proposed by Jeong et al. [19] and the Δ criterion as proposed by Chong et al. [20]. Scalar methods, i.e. the vorticity magnitude and the Q criterion is used during the analyses.

3. RESULTS

Efficiency of parallel computations is measured by the wall clock time needed to complete the computations. *Speed-up* is the criteria which shows how fast the parallel code is and defined as the ratio to serial counterpart. The higher this ratio is, the better is the parallel algorithm. Figure 3 (a) shows the speedup and Figure 3 (b) shows the efficiency obtained by two-dimensional parallel computations. Three-dimensional speedup and efficiency plots which are obtained for one period of iterations are shown in Figure 4.

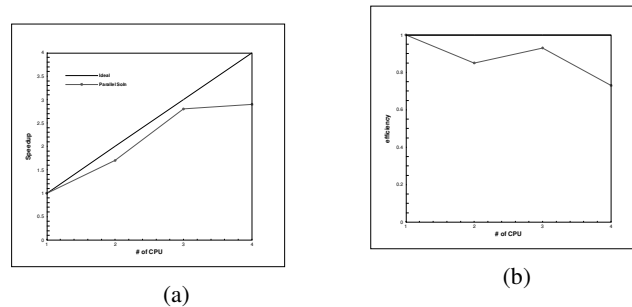


Figure 3 (a) Speed up and (b) efficiency of two-dimensional solutions.

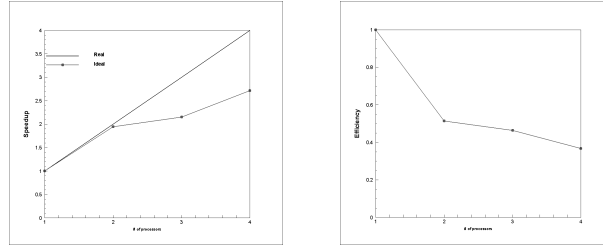


Figure 4 (a) Speed up and (b) efficiency of three-dimensional solutions.

The results are analyzed at specified non dimensional time steps. Figure 5 shows the lift and drag coefficient variations with respect to time. There are two means of generating the lift during the downstroke cycle. The first one is the ‘delayed stall’ mechanism during the translational motion which in two-dimensional case, produces high lift by causing a leading-edge vortex which reduces the pressure on the wings until the inevitable flow separation. In three-dimensional case this stall is prevented by the spanwise flow. The second mechanism is the so called “Rotational lift” which is created when the angle of attack of the wing changes resulting in a repelling force. During upstroke wake capture is yet another rotational mechanism to generate lift that depends on pronation ($0.25T$) and supination ($0.75T$) during stroke reversal [13]. This results in an extra lift gained by recapturing the energy lost in the wake. As the wing moves through the air, it leaves whirlpools, or vortices, of air behind it. If the wing is rotated, the wing can intersect its own wake and capture its energy in the form of lift.

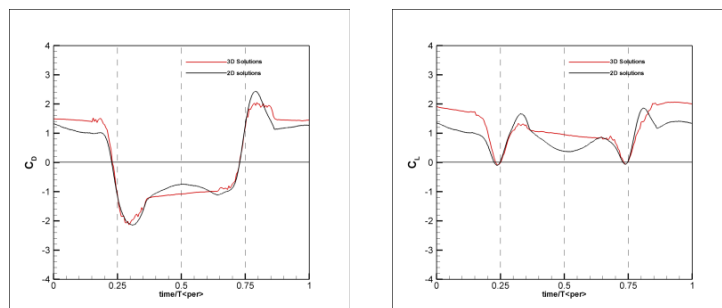


Figure 5 2D and 3D lift and drag coefficients variations in one period at $\alpha=45^\circ$.

Figure 6 shows the vortex regions responsible for aerodynamic force generation which are identified by using the non-dimensional vorticity contours for 2D case. The generated leading and trailing edge vortices and the shedding of these vortices as time evolves are clearly seen. The sense of rotations of the vortices changes when the direction of motion of the airfoil is changed.

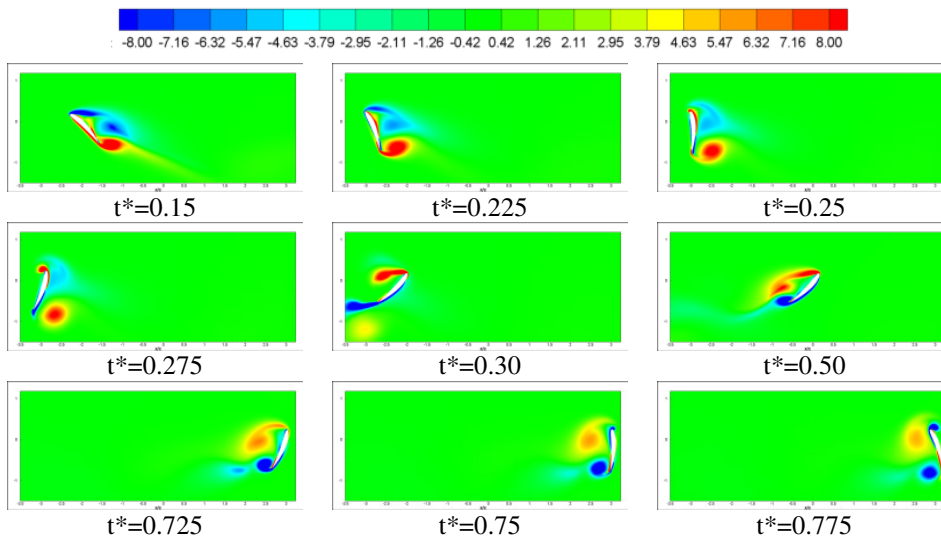


Figure 6 Vortex regions identified by non-dimensional vorticity contours of two-dimensional NACA 6412 airfoil in one period at $Re=1000, \alpha=45^\circ$.

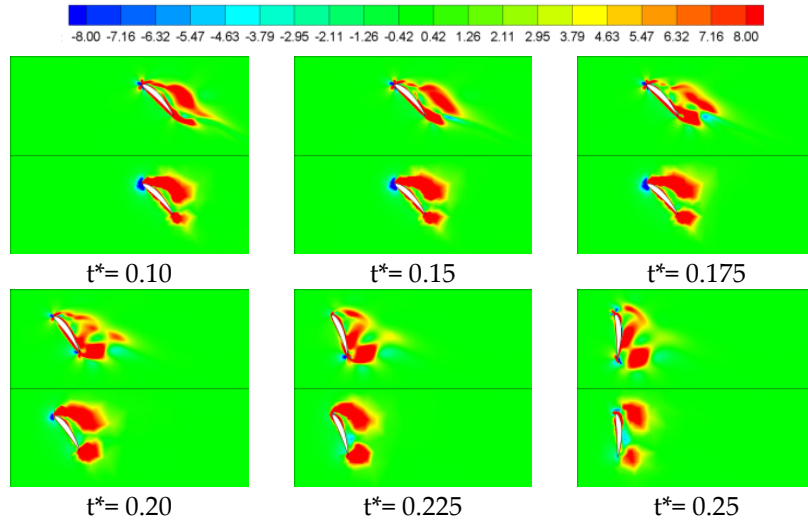


Figure 7 Comparison of 2D and 3D vortex regions identified by non-dimensional contours of second invariant of velocity gradient, Q criterion during the first quarter period at $\alpha=45^\circ$.

Comparison of 2D flow field to that of 3D flow field at the midspan location during hovering flapping motion by using the Q criterion is shown in Figure 7. At each non-dimensional time step, the upper and lower figures show the 2D and the 3D flowfields respectively at midspan location. 2D leading and trailing edge vortices merge much earlier than the 3D flow case. In 3D flow, the trailing edge vortex diffuses more and the shear regions, identified by cold colors, are larger compared to 2D flow solutions. On the other hand, the locations and the shapes of vortex regions are very similar in both cases as expected.

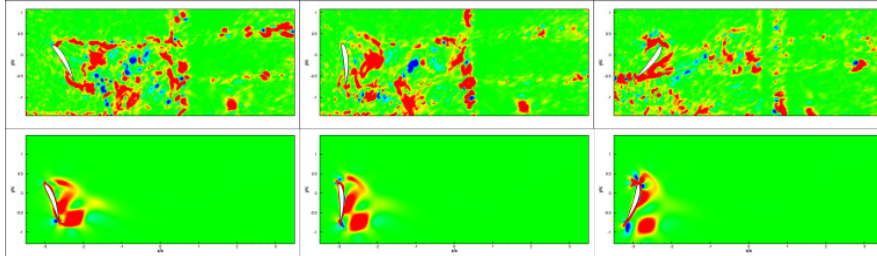


Figure 8 Comparison of 2D experimental (top) and numerical results during the pronation using non-dimensional contours of second invariant of velocity gradient, Q criterion at $\alpha=45^\circ$.

2D computations are compared to experimental results qualitatively in Figure 8 using the Q criterion. In these figures warm colors (red) indicate the vortex dominated regions whereas the cold colors indicate the shear dominated regions. As it can be seen, numerical computations give reliable results in capturing the correct locations of vortices. Although the comparison given here is just for the pronation phase for a full comparison of experimental and numerical results for the complete period of motion can be found in the Ph.D. Dissertation of Sarıgöl [24].

4. CONCLUSIONS

This paper investigated the parallel solutions of hovering flapping motion for two- and three-dimensional flowfields. The parallel efficiency gained during the computations are investigated and it is seen that the parallel computations improves the computational time significantly. There are small discrepancies at the peak force coefficients' locations. Although the agreement between the 2D and 3D force coefficients is good in general, at these peak force coefficient locations 2D solutions overestimate those of 3D. Moreover, comparison of the 2D and 3D vortex regions using a Galilean invariant vortex identification method shows that the 2D vortex regions exhibit the main characteristics of those of 3D vortex regions at the midspan location.

ACKNOWLEDGEMENTS

This research was supported by TÜBİTAK under project number 104M417.

REFERENCES

1. Ames, R.G., "On the Flowfield and Forces Generated by a Rectangular Wing Undergoing Moderate Reduced Frequency Flapping at Low Reynolds Number", PhD Dissertation, Georgia Institute of Technology Department of Aerospace Engineering, April 2001.
2. Dickinson, M.H. and Götz, K., "Unsteady Aerodynamic Performance of Model Wings at Low Reynolds Numbers", *J. Exp. Biol.*, 174, pp.45-64, 1993.
3. Wang, Z.J., Birch, J.M. and Dickinson, M.H., "Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional somputations vs robotic wing experiments", *J. Exp. Biol.*, 207, pp.449-460, 2004.
4. Dickinson, M.H., Lehmann, F.O. and Sane S.P., "Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight", *Science*, 284, pp.1954-1960, 1999.
5. Ellington, C.P., vanderberg C., Willmott, A.P. and Thomas, A.L.R., "Leading-edge vortices in insect flight", *Nature* 384, pp.626-630, 1996.
6. Dickson, W.B. and Dickinson, M.H., "The effect of advance ratio on the aerodynamics of revolving wings", *J. Exp. Biol.* 207, pp.4250-4281, 2004.
7. Sane, S.P. and Dickinson, M.H., "The control of flight force by a flapping wing: lift and drag production", *J. Exp. Biol.* 204, pp.2607-2626, 2001.
8. Birch, J.M. and Dickinson, M.H., "The influence of wing-wake interactions on the productions of aerodynamic forces in flapping flight", *J. Exp. Biol.* 206, pp.2257-2272, 2003.
9. Birch, J.M., Dickson, W.B. and Dickinson, M.H., "Force production and flow structure of the leading-edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers", *J. Exp. Biol.* 207, pp.1063-1072, 2004.
10. Thomas, A.L.R., Taylor, G.K., Srygley, R.B., Nudds, R.L. and Bomphrey, R.J., "Dragonfly flight: free-flight and tehered flow visualizations reveal a diverse array of unsteady lift-generating mechansims, controlled primarily via angle of attack", *J. Exp. Biol.* 207, pp.4299-4323, 2004.
11. Sun, M. and Tang, J., "Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion", *J. Exp. Biol.* 205, pp.55-70, 2002.
12. Sun, M. and Tang, J., "Aerodyanmic force generation and power requirements in forward flight in a fruit fly with modeled wing motion", *J. Exp. Biol.* 206, pp.3065-3083, 2003.
13. Ramamurti, Ravi and Sandberg, William C., "A Three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight", *J. Exp. Biol.* 205, 1507-1518, 2002.
14. Miller, Laura A. and Peskin, Charles S., "A computational fluid dynamics of 'clap and fling' in the smallest insects", *J. Exp. Biol.* 208, 195-212, 2005.
15. Lewin, G.C. and Haj-Hariri, H., "Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in viscous flow", *J. Fluid Mech.*, vol.492, pp.339-362, 2003.
16. Sarıgöl, E. and Alemdaroğlu, N., "A parametric study on two dimensional flapping motion", *Proc. of 2nd European Micro-Air Vehicles Conference EMAV 2006*, Braunschweig, Germany, 2006.
17. Kurtuluş, D.F., "Experimental and Numerical Analysis of lift with flapping wing. Application to micro air vehicles", PhD. Dissertation, METU Aerospace Engineering Department, 2005.
18. *Fluent 6.3 User's Guide*, 2006.
19. Jeong, J. And Hussain F., "On the identification of a vortex", *J. Fluid Mech.* Vol.285, pp.69-94, 1995.
20. Chong M.S., Perry A.E. and Cantwell B.J., "A general classification of three-dimensional flows", *Phys. Fluids A* 2, 765, 1990.

21. Hunt J.C.R., Wray A.A. and Moin P., "Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows", Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 193, 1998.
22. Cucitore R., Quadrio M. And Baron A., "On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex", *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 18 n°2, pp.261-282, 1999
23. Chakraborty P., Balachandar S. And Adrian R.J., "On the relationships between local vortex identification schemes", *J. Fluid Mech.*, Vol. 535, pp.189-214, 2005.
24. Sarıgöl, E., "Numerical and Experimental Analysis of Flapping Wing Motion", Ph.D. Dissertation, METU Aerospace Engineering Department, July 2007.