

155112

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SİKLOİDAL PERVANELERİN
HİDRODİNAMİĞİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mak.Müh. Mustafa Bedri ŞENGÜL

Anabilim Dalı: Makine Mühendisliği

Danışman : Prof. Dr. Aydın ŞALCI

HAZİRAN 2004

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SİKLOİDAL PERVANELERİN
HİDRODİNAMIĞI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Mak.Müh. Mustafa Bedri ŞENGÜL**

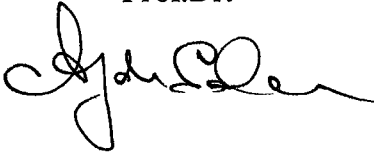
Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 07 Haziran 2004

Tezin Savunulduğu Tarih : 25 Haziran 2004

Tez Danışmanı

Aydın ŞALCI

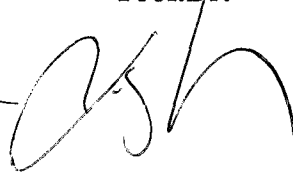
Prof.Dr.



Üye

M.Ferda GÖKŞİN

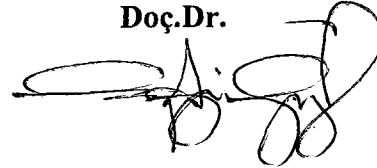
Prof.Dr.



Üye

O.Azmi ÖZSOYSAL

Doç.Dr.



HAZİRAN 2004

ÖZET

SİKLOİDAL PERVANELERİN HİDRODİNAMİĞİ

Mustafa Bedri ŞENGÜL

Anahtar Kelimeler: Sikloidal Hareket, Sinüzoidal Hareket, Hücüm açısı, Eksantirisite, Hareket Genliği.

Özet : Bu çalışmada yönlendirilmiş kanat hareketleri incelenmiştir. Özel olarak seçilen mekanizma ise bir gemi pervanesidir. Önce kanat hareketlerinin sinüzoidal hareket şeklinde olduğu daha sonra, kanat hareketlerinin sikloidal bir şekilde olduğu kabul edilen gemi pervanesinin bazı hidrodinamik özellikleri incelenmiştir.

Kanadın sinüzoidal hareketlerinde, hareket genliği, kanadın performansını en çok etkileyen unsurdur. Bu değer yaklaşık 53° ile sınırlıdır.

Diğer bir hareket şekli olan sikloidal harekette ise; pervane performansı, devir sayısı ve eksantirisite kriterlerine bağlı olarak incelenmiş, en iyi performansın eksantirisitenin yaklaşık 0.8 değerini aldığı zaman elde edildiği görülmüştür. Devir sayısının arttırılması da performansı arttırmaktadır. Fakat bununla birlikte, direnç kuvveti, gerekli olan tork ve gerekli güç miktarı da artmaktadır. Bunun sonucu olarak pervane dizaynında kısıtlamalar oluşmaktadır.

Her iki kanat hareketinde de, hücüm açısı performansı etkileyen en önemli unsurdur.

ABSTRACT

THE HYDRODYNAMICS OF CYCLOIDAL PROPELLERS

Mustafa Bedri ŞENGÜL

Keywords : Cycloidal Motion, Sinusoidal Motion, Angle of Attack, Eccentricity, Amplitude.

Abstract : In this study, directed blade motion is researched. The mechanism is, chosen, a ship propeller. By assuming, first blade motion is sinusoidal, and then it is cycloidal, some hydrodynamic characteristics of propeller analyzed.

In sinusoidal blade motion, the value of β that is amplitude of motion, is the most effective item. However, value of β is restricted nearly 53° .

Another type of blade motion which is cycloidal motion, performance of propeller is researched, with respect to rpm and eccentricity, and the best performance is got when the eccentricity is nearly 0.8. Therefore, increasing rpm is also gives better performance. However, it's increases drag force, required torque and required power. Therefore, it leads to restriction in construction of propeller.

In both types of blade motions, the angle of attack is the most effective item for propeller performance.

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR

Teknolojik gelişmeler ve beraberinde getirdiği kaos ortamı her geçen gün daha da artmaktadır. İnsanların bu kaos ortamına ayak uydurmaları, ancak karşılaşılan her yeni problemin çözülmesi veya durumlarını daha iyi bir hale getirmeleri ile mümkündür. Bu ise farklı mesleklerden insanların, yapmış olduğu zahmetli ve fedakar çalışmaları ile mümkündür.

Hiç şüphesiz ki; bu meslek gruplarının başında mühendislik gelmektedir. Bana göre mühendis demek, şartlar ne olursa olsun, koşulsuz problem çözen kişi demektir. Bende bir makine mühendisi olarak, yukarıdaki felsefeyi ilke edinerek, bana verilen problemi bir nebze olsun çözmeye çalıştım ve yaşamım boyunca da karşılaştığım diğer problemleri çözmek için çaba göstereceğim.

Bu çalışmalar çok zahmetli ve yorucu olmaktadır, bazen kişilerin yardımına ihtiyaç duyulmakta ve hatta çoğu çalışma destek alınarak veya grup çalışmaları ile başarıya ulaşır yada neticelenir.

Bu tezin hazırlanmasında, tez yöneticiliğini yapan ve günümüzde oldukça önem arz eden böyle bir konuyu öneren ve yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Aydın ŞALCI'ya, kapısı her zaman, herkese açık olan ve her türlü konuda, elinden geldiğince öğrencileri için cömertlik ve fedakarlıktan kaçınmayan çok değerli hocam Yrd.Doç.Dr. Süleyman Kadri YİĞİT'e ve programlama konusunda yardımlarını esirgemeyen değerli arkadaşım Uzay Bilimleri Mühendisi Selçuk KIRTAŞ'a, maddi, manevi desteğini esirgemeyen değerli arkadaşım ve hocam Arş. Gör. Akın EREN'e ve bana en büyük desteği veren Aileme, küçük büyük yardımcı geçen herkese en derin teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

| | |
|---|-----------|
| ÖZET | ii |
| ABSTRACT | iii |
| ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR | iv |
| İÇİNDEKİLER | v |
| SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR | vii |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | ix |
| TABLolar DİZİNİ | xi |
| BÖLÜM 1 | 1 |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 1.1. Sikloidal Pervanelerin Tarihçesi | 1 |
| 1.2. Sikloidal Pervanelerin Çalışma Prensibi..... | 2 |
| 1.3. Sikloid Geometrisi | 4 |
| 1.4. Sikloidal Pervanelerin Hidromekaniği | 6 |
| 1.4.1. Kanada ait hız ve kuvvet diyagramları..... | 6 |
| BÖLÜM 2 | 10 |
| 2. KANAT PROFİLLERİNİN HİDRODİNAMİĞİ | 10 |
| 2.1. Silindir Etrafında Akış | 11 |
| 2.2. Bir Kanat Profili Etrafında Akış ve Theodorsen Potansiyel Teorisi [13]... 15 | |
| 2.2.1. Kutta sınır şartı ile sirkülasyon hesaplanması..... | 17 |
| 2.2.2. Yüzeydeki hızlar | 20 |
| 2.3. Kanat Profilleri Üzerinde Kuvvet ve Momentler..... | 24 |
| 2.3.1. Blasius formülü | 24 |
| 2.3.2. Kanat profilleri üzerindeki kuvvet ve momentlerin hesabı..... | 27 |
| 2.4. Sonlu Açıklığa Sahip Kanat Teorisi..... | 30 |
| 2.5 Taşıyıcı Doğrular Teorisi | 39 |
| BÖLÜM 3 | 52 |
| 3. SİKLOİDAL PERVANE ETRAFINDAKİ AKIMIN MODELLENMESİ..... | 52 |

| | |
|--|------------|
| 3.1. Hesap Yöntemleri ve Değişkenler | 52 |
| 3.2. Koordinat Sistemi | 52 |
| 3.3. Sikloidal Pervane Çalışma Karakteristiğini Etkileyen Parametreler | 53 |
| 3.3.1. Kanat profili şekli..... | 54 |
| 3.3.2. Pervane çapı | 54 |
| 3.3.3. Kanat genişliği | 54 |
| 3.3.4. Kanat boyu | 54 |
| 3.3.5. Kanat sayısı | 55 |
| 3.3.6. Pervanenin dönme hızı | 55 |
| 3.4. Hesaplama Yöntemi | 56 |
| BÖLÜM 4..... | 57 |
| 4. İDEAL AKIŞKANDA DAİMİ AKIM HAREKETİ | 57 |
| BÖLÜM 5..... | 65 |
| 5. UYGULAMALAR | 65 |
| 5.1. Sinüzoidal Kanat Hareketleri | 65 |
| 5.2. Sikloidal Kanat Hareketleri..... | 66 |
| BÖLÜM 6..... | 67 |
| 6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER..... | 67 |
| KAYNAKLAR | 69 |
| EKLER..... | 71 |
| EK-A..... | 72 |
| EK-B..... | 76 |
| EK-C..... | 91 |
| EK-D..... | 103 |
| ÖZGEÇMİŞ..... | 121 |

SİMGELER DİZİNİ ve KISALTMALAR

| | |
|-----------------|--|
| AR | : Yan oranı (kanat açıklığı oranı) |
| a | : Dümen merkezi ile orijin arasındaki mesafe |
| a_0 | : Kaldırma eğrisi eğimi |
| b | : Kanat genişliği |
| c | : Kanat boyu |
| C_D | : Direnç katsayısı |
| C_{D0} | : Profil direnci, sıfır kaldırma direnci |
| C_{Di} | : İndüklenmiş direnç katsayısı |
| C_L | : Kaldırma katsayısı |
| $C_{L\alpha}$ | 2 Boyutta kaldırma eğrisi eğimi |
| $C_{L\alpha}$ | 3 Boyutta kaldırma eğrisi eğimi |
| R | : Pervanenin yarıçapı |
| D | : Direnç kuvveti |
| D_i | : İndüklenmiş direnç |
| F_x, F_y, F_z | : x,y,z yönlerindeki kuvvetler |
| P | : Güç |
| H | : Toplam basınç farkı |
| i, j, k | : Birim vektörler |
| L | : Kaldırma kuvveti |
| l | : Kanadın dümen noktasına olan mesafesi |
| M | : Mach sayısı |
| M_0 | : Orijine göre moment |
| p' | : Statik basınç |
| q | : Çok uzaklardaki dinamik basınç |
| Re | : Kompleks değişkenin reel kısmı |
| S | : Kanat yüzeyi izdüşüm alanı |
| T | : Tork |
| U | : Pervanenin çevresel hızı |
| U_∞ | : Sonsuzdaki hız |
| V_e | : Pervanenin ilerleme hızı |
| W | : Bileşke hız |
| w | : Aşağı sapma hızı |
| η | : Pervane verimi |
| β | : Hücüm açısı (etkin hücüm açısı) |
| α | : Hücüm açısı |
| θ | : Açı |
| λ | : Avans katsayısı |
| λ_0 | : Pervane hatve oranı |
| ξ, η | : Eksen bileşenleri(yatay ve düşey eksen) |
| $\omega(z)$ | : Kompleks potansiyel fonksiyonu |
| Γ | : Sirkülasyon |

| | | |
|----------------|---|--|
| β_0 | : | Sıfır kaldırma açısı |
| ρ | : | Yoğunluk |
| Δp | : | İki nokta arasındaki basınç farkı |
| φ | : | Hız potansiyeli |
| φ' | : | İndüklenmiş hız potansiyeli |
| $\gamma(y)$ | : | Birim kanat açıklığındaki serbest girdap şiddeti |
| $\vec{\omega}$ | : | Girdap vektörü |
| Ω | : | Pervanenin açısal dönme hızı |



ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|---|----|
| Şekil 1.1. Altı adet kanata sahip sikloidal bir pervanenin görünüşü. | 3 |
| Şekil 1.2. Karşılıklı duran iki kanadın dönme ve öteleme hareketi. | 3 |
| Şekil 1.3. Bir pervane üzerindeki kanatlara ait etkin hücum açıları. | 4 |
| Şekil 1.4. Sikloid eğrisi. | 5 |
| Şekil 1.5. Hız bileşenleri. | 6 |
| Şekil 1.6. Bir kanadın izlediği sikloidal yörünge. | 7 |
| Şekil 1.7. Bir kanada etkiyen kuvvetler. | 7 |
| Şekil 1.8. Sikloidal pervane takılmış bir römorkör. | 8 |
| Şekil 1.9. Bir VSP pervanesi. | 8 |
| Şekil 1.10. Voith-Schneider firmasına ait G II tipi bir pervane. | 9 |
| Şekil 2.1. Silindir etrafındaki sirkülasyonsuz akışta akım çizgileri ($\Gamma=0$). | 12 |
| Şekil 2.2. $V=0$, $Q=-\frac{\Gamma}{2\pi}\mu = \text{sabit}$;durumu için silindir etrafında akım çizgileri. | 13 |
| Şekil 2.3.a) Silindir etrafında akım çizgileri ; $\Gamma^2 > 16\pi^2R^2V^2$ hali için | 14 |
| b) Silindir etrafında akım çizgileri ; $\Gamma^2 = 16\pi^2R^2V^2$ hali için | 14 |
| c) Silindir etrafında akım çizgileri ; $\Gamma^2 < 16\pi^2R^2V^2$ hali için | 14 |
| Şekil 2.4. Konform dönüşümler | 15 |
| Şekil 2.5. a) Kutta şartını sağlamayacak kadar düşük sirkülasyonlu akış | 19 |
| b) Kutta şartını sağlayacak sirkülasyona sahip akış | 19 |
| c) Kutta şartını sağlayandan daha fazla sirkülasyonlu akış | 19 |
| Şekil 2.6. Potansiyel bir akış içinde bulunan bir cisme etkiyen kuvvetler | 25 |
| Şekil 2.7 Sonlu açıklığa sahip bir kanat için süreksizlik yüzeyi | 31 |
| Şekil 2.8 Genel halde kanat profili denklemlerinin ifadesi | 32 |
| Şekil 2.9 Kanat etrafındaki akım çizgileri | 34 |
| Şekil 2.10 Kanat altı ve üstündeki akım çizgileri ve sirkülasyon yönleri | 35 |
| Şekil 2.11 Kanat çıkış ucunda potansiyel artışı | 36 |
| Şekil 2.12. Kanat ve süreksizlik düzlemi. | 39 |
| Şekil 2.13 Taşıyıcı doğrular ve girdap akımları | 40 |

| | |
|---|----|
| Şekil 2.14 Hücüm açısı | 42 |
| Şekil 2.15. Kanat üzerindeki girdap akımları | 43 |
| Şekil 3.1. Koordinat sistemi | 52 |
| Şekil 3.2 Kanat sayısının kaldırma kuvvetine etkisi | 56 |
| Şekil 4.1 Kanadın konumu ve açıları | 58 |
| Şekil.4.2. Bir kanat konumuna ait açılar | 59 |
| Şekil 4.3 Kuvvet bileşenlerinin şematik olarak gösterilmesi | 62 |
| Şekil A.1. Yunus balığının kuyruk hareketleri | 72 |
| Şekil A.2. VSP takılmış bir hücumbot. | 72 |
| Şekil A.3. VSP takılmış bir feribot | 73 |
| Şekil A.4. VSP takılmış bir römorkör | 73 |
| Şekil A.5. VSP ile sevk edilen bir feribot | 74 |
| Şekil A.6. Özel olarak imal edilmiş bir yüzer vinç | 74 |
| Şekil A.7. Özel olarak tasarlanmış bir helikopter | 75 |
| Şekil A.8. Bosch araştırma laboratuvarlarında geliştirilen bir uzay aracı | 75 |

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 5.1. Sinüzoidal kanat hareketleri için veriler.

65

Tablo 5.2. Sikloidal kanat hareketleri için veriler.

66



BÖLÜM 1

1. GİRİŞ

1.1. Sikloidal Pervanelerin Tarihçesi

Sikloidal pervaneler; ilk olarak 1920'lerde Fredrick Kurt Kirsten [1] tarafından, Washington Üniversitesinde çalıştığı yıllarda keşfedilmiştir. Kirsten o yıllarda Pi hatveli kanatlar kullanarak yaptığı pervaneleri, değişik hava taşıtlarında denemiştir. Kirsten yaptığı çalışmalarda, dişli mekanizmalar kullanarak kanat açısı kontrolü yaptığı için çok az bir ilerleme elde edebilmiştir. Daha sonra 1930'larda ilk VSP¹ pervaneleri Schneider adlı bir kişi tarafından geliştirilmiştir. Schneider [2] bu pervanelerde kanat açısı kontrolünü sağlamak için daha kompleks ve değişik bağlantı sistemleri kullanmıştır.

Günümüzde klasik olarak iki tür hatve kontrolü mevcuttur. Birincisi düşük hatve kontrollü pervaneler (pervane çevresel hızın, ilerleme hızı büyük olduğu durum), ve ikincisi de yüksek hatveli pervanelerdir (pervane çevresel hızının, ilerleme hızından daha düşük olduğu durum). Düşük hızlardaki manevra yeteneğini arttırmak için kullanılan düşük hatveli pervane tasarımlarında oldukça gelişme sağlanmıştır (Schneider). Bu pervanelerdeki en yüksek hız genellikle 20 knots'dan daha azdır. Yüksek hatveli pervanelerin, hidrodinamik verim değerleri, düşük hatveli pervanelerden daha fazla olduğu için, yüksek hızlarda çalışabilirler.

Daha sonraları ise bu tip pervanelere sadece araştırma seviyesinde önem verilmiştir (Van Manen[3]). Henry C.J.[4] bu pervanelerin kinematığının tanımlanması hakkında çalışmalar yapmıştır, ayrıca akış alanları hakkında çalışmıştır. Onun bulduğu gelişmiş modeller henüz açıklığa kavuşmuştur. Sparenberg J.A. [5] ise verimlilik konusunda en önemli çalışmaları yapan kişidir. James E.C. [6] ise iki

¹ VSP : VOITH SCHNEIDER PROPELLER

boyutlu akış alanında verimliliği arttırmak için kanat açısı kontrolü özelliklerini tanımlamıştır.

Sonraki yıllarda ise sistematik bazı verilere, Nakonenchy [7], Van Manen ve Ficken [8], Brajne [9] ve Bose [10] tarafından yapılan çalışmalarla ulaşılmıştır. Bunların içinde en geniş olanı Van Manen ve Ficken'in yaptığı çalışmalardaki verilerdir. Bu çalışmalarda başlıca değişke, hatve kontrolü idi. Fakat farklı profil şekline sahip kanatlar da denenmiştir. Van Manen'nin düşük hatveli pervaneler ile yaptığı deneyleri genellikle beklenenden daha düşük verimde idiler. Bunun nedeni viskoz etkiler olarak açıklanmaktadır. Bununla birlikte Van Mannen'in yüksek hatveli pervanelerinde oldukça kayda değer verimler ($\eta=0.7$) elde edilmiştir.

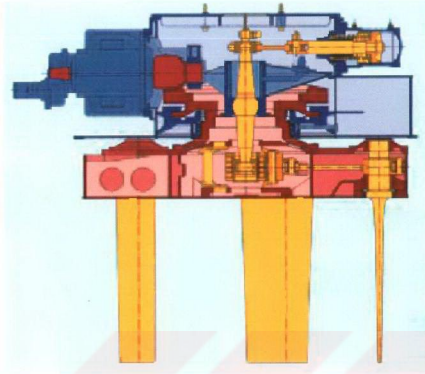
1.2. Sikloidal Pervanelerin Çalışma Prensibi

Genel olarak itme oluşturan bir sevk pervanesinin dayandığı temel prensip; momentumun korunumu kanunu ile açıklanabilir. Bu fiziksel kanun gereği, bir sıvıyı harekete geçirebilmek için, bir etki kuvvetine ihtiyaç vardır . Bu etki kuvveti akışkana bir hareketlendirici ile iletilmektedir. İşte bu hareketlendiriciler genellikle pervaneler olmaktadır. Bunlardan birisi de sikloidal pervanedir.

Sikloidal bir pervane, en basit şekli ile düşey bir eksen etrafında dönen diskin (rotor) etrafında eşit aralıklarla yerleştirilmiş birkaç kanattan (4 veya7) ibarettir (Şekil 1.1). Bu sistemin en önemli özelliği, rotorun dönmesi esnasında, üzerindeki kanatların da kendileri üzerinde belirlenen bir eksen etrafında, dönme salınım hareketine benzer bir hareket yapmasıdır. Böylece kanat üzerinde istenilen yönde bir kaldırma kuvveti elde edilebilir.

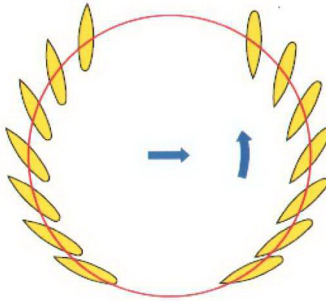
Bu tip pervanelerde herhangi bir kanadın kendi etrafında yapmış olduğu dönme salınımları da, pervanenin üniform dönme hareketine bağlı olarak düzenlenir

Bu yüzden ki, sikloidal pervanelerin itme merkezinin tanımlanması zordur. Bu pervanelerin itme merkezi kanatların yörünge üzerindeki konumları ile ilgilidir.

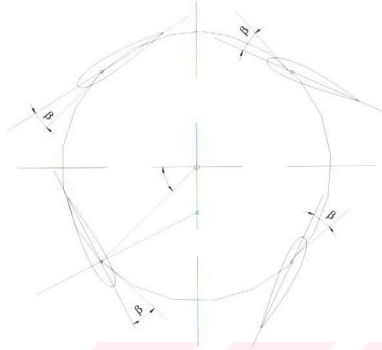


Şekil 1.1. Altı adet kanata sahip sikloidal bir pervanenin görünüşü.

(Şekil 1.2)'de karşılıklı duran iki kanadın dönme ve öteleme hareketi gösterilmiştir. Sikloidal pervanenin yaptığı ve sabit olmayan sevk metodu (unsteady method of propulsion) olarak adlandırılan bu hareket, doğada da sevk amacı ile kullanılmaktadır. Buna en güzel örnek olarak, balığın yüzgeç hareketi ve kuşun kanat hareketleri verilebilir (Bknz. EK-A).



Şekil 1.2. Karşılıklı duran iki kanadın dönme ve öteleme hareketi.



Şekil 1.3. Bir pervane üzerindeki kanatlara ait etkin hücum açıları.

Pervane dönerken pervanenin üzerindeki kanatlar belirli bir hücum açısına maruz kalırlar (β), bu açığa etkin hücum açısı denir. Bu açı (Şekil 1.3) 'de gösterilmiştir. Herhangi bir dış etkin olmadığı düşünülürse, yani savruntu gibi, etkin hücum açısı (α) açısına eşit olur. Kanatların nerede ve ne zaman, azami ve asgari α açılarında olacağı ayarlaması ile dönme düzleminde herhangi bir yönde bir kuvvet elde edilebilir. Böylece sikloidal pervaneden, aynı anda hem kaldırma, hem de itme elde edilir.

1.3. Sikloid Geometrisi

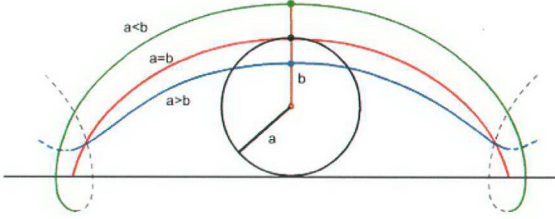
Bir sikloid eğrisi şöyle tanımlanır ; yarıçapı a olan bir dairenin üzerindeki bir P noktasının, dairenin X eksenini boyunca yuvarlanması sonucu bu P noktasının geometrik yerinin meydana getirdiği eğriye sikloid eğrisi denir (Şekil 1.4.).

Parametrik denklemi ise;

$$X = a \cdot (\theta - \sin \theta)$$

$$Y = a \cdot (1 - \cos \theta)$$

Şeklinde olur.



Şekil 1.4. Sikloid eğrisi.

Trocoid eğrisi ise sikloid eğrisinin özel bir halidir. Bir trocoid eğrisi şöyle tanımlanır ; yarıçapı a olan bir dairenin, merkezinden b kadar uzakta bir P noktasının, dairenin X eksenini boyunca yuvarlanması sonucu bu P noktasının geometrik yerinin meydana getirdiği eğriye trocoid eğrisi denir (Şekil 1.4). Burada b değerine bağlı olarak üç durum söz konusudur. Bunlar ;

$b < a$ olması durumu

$b = a$ olması durumu (sikloid eğrisi).

$b > a$ olması durumu

parametrik denklemi ise;

$$X = a\theta - b \cdot \sin \theta$$

$$Y = a - b \cdot \cos \theta$$

Şeklinde verilir.

bir sikloidal pervanedeki kanatların hareketi trocoid eğrisi ile ifade edilebilir. Buna göre, dairenin yarıçapı a, pervanenin dümen merkezi olarak ifade edilirse, kanadın giriş ve çıkış uçlarını birleştiren doğru üzerinde bulunan P noktasının dümen merkezi

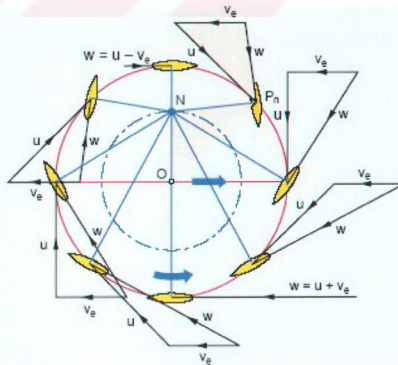
noktasına olan uzaklığı da b olarak alınabilir. Böylece bir sikloidal pervanede kanatların yapmış olduğu hareket tanımlanır.

1.4. Sikloidal Pervanenin Hidromekaniği

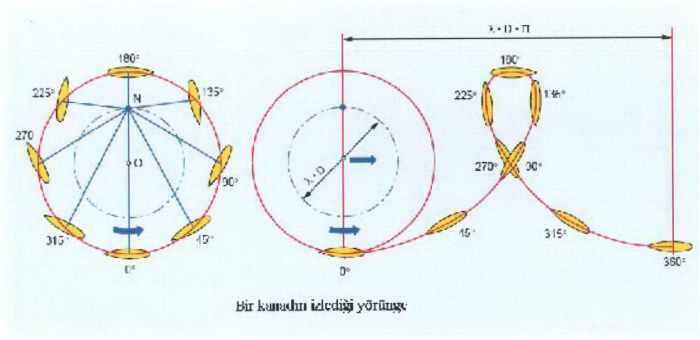
1.4.1. Kanada ait hız ve kuvvet diyagramları

Bir kanat üzerinde kaymanın olmadığı yani, kanadın dinamik bir kaldırmaya sahip olmadığı durumda, kanat doğal olarak bir itme oluşturmayacaktır. Bu durumda V_e pervane ilerleme hızı ile U pervanenin çevresel hızının bileşkesi olan W hızı kanadın dairesel hareketi boyunca her noktada kanat profili eksenini doğrultusunda kalacak şekilde hareket ettirilir (Şekil 1.5). Pervanenin dönüşü sırasında, kanatların profil eksenleri üzerinde bulunan kanadın dönme merkezi olan noktadan çıkan dikmeler bir noktada kesişirler. Bu nokta pervane dönme merkezi, veya dümen merkezi olarak adlandırılır. Sitemin hareket doğrultusu ON doğru parçasına diktir. Bu temel kanun kanatların hareketini idare eder.

ON mesafesinin pervane yarıçapına oranı V_e in U 'ya oranına eşdeğerdir. Avans katsayısı (λ) da denilen bu oran, pervanenin hatve oranı ile aynıdır.



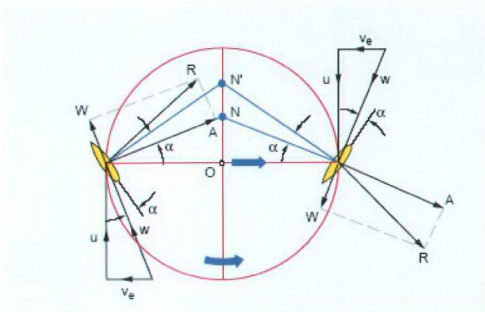
Şekil 1.5. Hız bileşenleri.



Şekil 1.6. Bir kanadın izlediği sikloidal yörünge.

Sikloidal pervanede yuvarlanma yarı çapı $\lambda \cdot D/2$ 'ye eşittir. Diğer bir deyişle ; yarıçap $D/2$ 'ye eşit olan bir pervane etrafında sikloid eğrisi oluşturur (Şekil 1.6).

İstenilen bir doğrultuda itme kuvveti elde edebilmek için, kanat profilleri daha önceden belirlenen yörüngeye göre açılabilir olarak çevrilmiştir. Hücum açısı (α) olarak adlandırılan bu açı, N noktasının N' noktasına ötelenmesi ile elde edilir (Şekil 1.7).



Şekil 1.7. Bir kanada etkiyen kuvvetler.

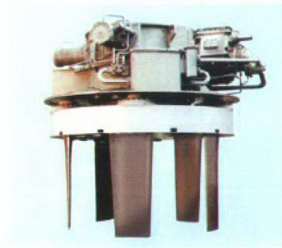


Şekil 1.8. Sikloidal pervane takılmış bir römorkör.

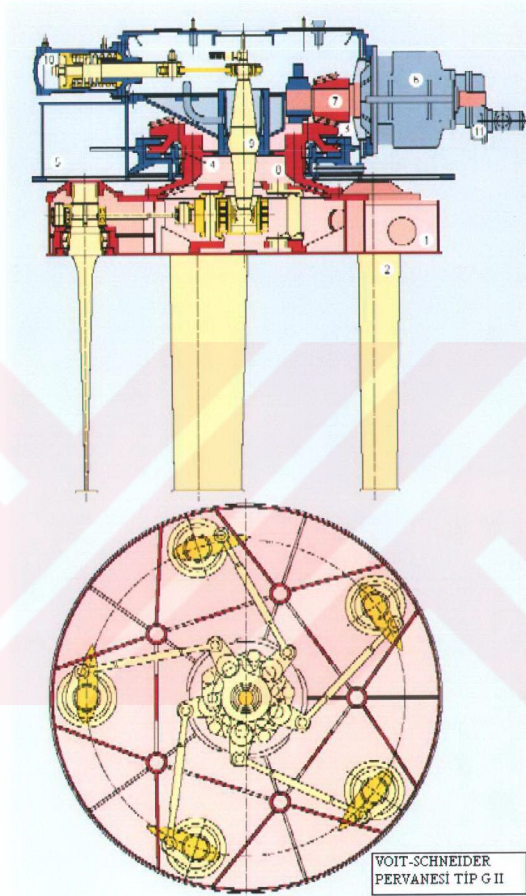
Şekil 1.7'deki $ON/(D/2) = \lambda_0$ değeri, sikloidal pervanenin hatve oranı olarak adlandırılır ve konvansiyonel vida pervanelerindeki hatve oranı (H/D) ile karşılaştırılabilir. Kanat profil eksenlerinden çıkan dikmelerin kesiştiği noktaya ve aynı zamanda kanatların dönme merkezi de olan bu noktaya, dümen kontrol noktası da denebilir. Bu noktanın kaydırılması ile kanatların hücum açıları da değişeceği için, istenilen yönde itme kuvveti bu noktanın hareketine bağlı olarak elde edilebilir. Böylece pervanenin oluşturduğu itmenin yönlendirilmesi de sağlanmış olur.

Bu pervaneler genellikle römorkörlerde manevra kabiliyetini artırmak için kullanılır (Şekil 1.8). Özellikle, liman ve boğaz geçişlerinde, kılavuzluk yaparak, büyük gemilere kolaylık sağlamaktadırlar.

Bu tür pervaneler günümüzde patentli olarak Alman Voith firması tarafından üretilmektedir.



Şekil 1.9. Bir VSP pervanesi.



- | | | | |
|----------------|------------------|----------------|----------------|
| 1-Rotor | 4-Rulmanlı yatak | 7-Konuk dişli | 10-Servomotor |
| 2-Kanat | 5-Pervane yuvası | 8-Kovan | 11-Dişli pompa |
| 3-İtme plakası | 6-Düşürücü dişli | 9-Kontrol mili | |

Şekil 1.10. Voith-Schneider firmasına ait G II tipi bir pervane.

BÖLÜM 2

2. KANAT PROFİLLERİNİN HİDRODİNAMİĞİ

Bir siklidal pervanenin yapmış olduğu hidrodinamik hareketi incelemeden önce, pervane üzerinde bulunan kanatların hareketini incelemekte yarar vardır.

Bu nedenle siklidal pervanenin hidromekaniğini incelemek için, bir kanat profili etrafındaki akış ve onun meydana getirdiği, kuvvet ve momentlerin analitik olarak nasıl çıkarıldığı aşağıda açıklanmıştır.

Burada sırayla açıklanan konular şöyledir. Önce kanat profili üzerinde 2 boyutta hesaplar yapılmış, daha sonra ise 3 boyutlu kanat profiline geçilmiştir. 2 boyuttaki hesaplarda, bir silindir etrafındaki akış ile başlanıp Theodore Theodorsen'in 2 boyutta potansiyel teori uygulayarak çözmüş olduğu, bir kanat profili üzerindeki basınç ve momentlerin ifadesi elde edilmiştir.

Theodore Theodorsen'in bulmuş olduğu iki boyuttaki potansiyel teorisine göre hareket düzlemde gerçekleşmektedir [11]. Yani 3'üncü boyut yoktur. Ayrıca kanat profilinin sonsuz uzunlukta olduğu kabul edilmiştir. İşte bu kısıtlamalardan kurtulmak için daha sonra, sonlu bir açıklığa sahip kanat teorisi ele alınmıştır. Böylece kanat profilinin genişliği de göz önüne alınmış olunup, 3 boyuta geçilmiştir. Son olarak da, viskoz etkiler de göz önüne alınarak, Prandtl kanat teorisi açıklanıp, gerçek bir profil üzerinde bağlı ve serbest girdapların da etkileri incelenmiş ve böylece, bir kanat profili etrafındaki 3 boyutlu gerçek bir akışın özellikleri tanımlanmıştır. [12].

2.1. Silindir Etrafında Akış

Bir akış içinde sınır şartı olarak akım çizgilerinden birisinin, daire olduğunu, ve akış hızı ile yönünün sonsuzda yada çok uzaklarda değişmediğini kabul edilsin. ξ eksenini hızın sonsuzdaki yönüne karşılık seçilsin. Buna göre problem şu hali alır ; sonsuz uzunlukta dairesel bir silindir V hızı ile ξ eksenine paralel olarak hareket ediyor ve sonsuzda duruyor.

Şimdi de sonsuzdaki hızı V olan, R yarıçaplı bir daire etrafındaki genel akışın kompleks potansiyeli yazılırsa ;

$$\omega(z) = -V \cdot \left(z + \frac{R^2}{z} \right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \ln \frac{z}{R} \quad (2.1)$$

Burada Γ gerçek bir sabittir ve buna sirkülasyon denir.

Sirkülasyon ; bir çemberi içine alan kapalı bir eğri için şu şekilde ;

$$\Gamma = \oint_C \vec{V}_s \cdot d\vec{s}$$

ifade edilir. Burada V_s kapalı eğrinin her bir noktasındaki teğet hızı göstermektedir.

Yukarıdaki (2.1) nolu denklemde ;

$$z = Re^{i\varphi} \quad \text{ve} \quad \omega = P + iQ \quad \text{yazalım.}$$

Buna göre;

Akışın kompleks potansiyeli;

$$\omega = -V \cdot \cosh(\mu + i \cdot \varphi) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot (\mu + i \cdot \varphi)$$

potansiyel çizgileri;

$$P = -V \cdot \cosh \mu \cdot \cos \varphi - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \varphi$$

akım çizgileri;

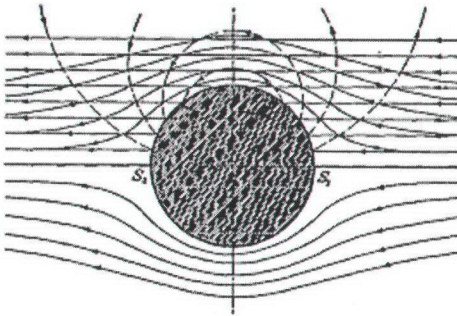
$$Q = -V \cdot \sinh \mu \cdot \sin \varphi - \frac{\Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \mu$$

şeklinde olur.

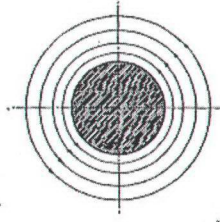
Ayrıca hız bileşenleri için de kompleks potansiyelin türevi alınrsa ;

$$\frac{d\omega}{dz} = u - i \cdot v = -V \cdot \left(1 - \frac{R^2}{z^2}\right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi \cdot z} \quad (2.2)$$

(Şekil 2.1)'de $\Gamma=0$ olduğu durum için, (Şekil 2.2)'de ise $V=0$ olduğu durum için akım çizgileri gösterilmiştir. Bu şekillerdeki silindir üzerinde bir bileşke kuvvet bulunmamaktadır, çünkü akım çizgilerinin hepsi silindire göre simetrik olarak meydana gelmiştir.



Şekil 2.1. Silindir etrafındaki sirkülasyonsuz akışta akım çizgileri ($\Gamma=0$).



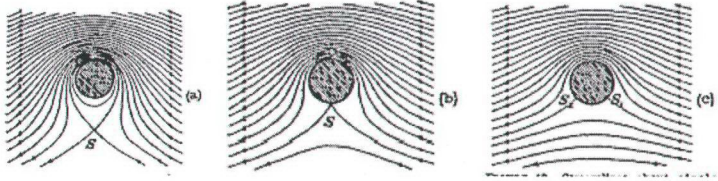
Şekil 2.2. $V=0$, $Q=-\frac{\Gamma}{2\pi}\mu = \text{sabit}$;durumu için silindir etrafında akım çizgileri.

Bu akıştaki durma noktası, hız bileşenlerinin her ikisinin de; hem u bileşeninin, hem de v bileşeninin sıfır olduğu yere denk gelir. Bu noktanın bulunduğu yer ise $d\omega/dz=0$ olduğu yerdir. Böylece $d\omega/dz=0$ denkleminin köklerini bulursak;

$$z_{1,2} = \frac{i \cdot \Gamma \mp \sqrt{16 \cdot \pi^2 \cdot R^2 \cdot V^2 - \Gamma^2}}{4 \cdot \pi \cdot V}$$

olur. Buradan da görülebilir ki ; diskriminant $(16\pi^2R^2V^2 - \Gamma)$ değerinin pozitif veya negatif oluşuna göre farklı tipte akış meydana gelmektedir. Eğer $\omega=f(z)$ şeklinde bir konform dönüşümü ele alırsak, $d\omega/dz$ noktasının sıfır olduğu yerde, bu dönüşüm tanımsız olacak yani yapılamayacaktır. Durma noktalarında akış bölünecek ve akım çizgileri tekillik gösterecektir.

$\Gamma^2 \geq 16\pi^2R^2V^2$ parametresinin durumuna bağlı olarak, oluşan farklı tipteki akışlar (Şekil 2.3)'te gösterilmiştir. Burada (Şekil 2.3.a)'da gösterilen hal için, durma noktası duble bir noktada oluşur yani, iki durma noktası çakışmak suretiyle bir durma noktası meydana getirmiştir ve bu noktaların üzerinde bulunduğu akım çizgisinin içinde kalan tüm akım çizgileri daire etrafında kapalı bir yörünge şeklinde oluşur ve duble noktanın dışındaki akışta ise akım çizgileri kapalı bir halka olmayıp akış yönünde yollarına devam ederler. (Şekil 2.3.b)'de gösterilen hal için ise durma noktası olan S noktası $\text{Re}^{i\theta}$ dairesi üzerinde oluşur ve (Şekil 2.3.c)'de gösterilen hal için durma noktaları ise daire üzerinde simetrik olarak yerleşmiştir.



Şekil 2.3.a) Silindir etrafında akım çizgileri ; $\Gamma^2 > 16\pi^2R^2V^2$ hali için.
 b) Silindir etrafında akım çizgileri ; $\Gamma^2 = 16\pi^2R^2V^2$ hali için.
 c) Silindir etrafında akım çizgileri ; $\Gamma^2 < 16\pi^2R^2V^2$ hali için.

Burada dikkat edilirse, Γ değeri 0'dan $4\pi RV$ değerine doğru artıkça durma noktaları $Re^{i\phi}$ daresi üzerinde yatay eksenden (ξ) düşey eksene (η) doğru hareket etmektedir. Eğer Γ değeri daha da arttırılırsa, bu noktalar daireden uzaklaşır ve akışkan içinde η ekseninde olacak şekilde bir konuma gelir.

Başka bir deyişle, durma noktalarının konumunu Γ değeri belirlemektedir. Bu gerçek ise kanat teorisi için çok önemlidir. Burada görülmüştür ki; hem $\Gamma \neq 0$ hem de $V \neq 0$ olması durumunda, akım çizgilerinde daireye göre simetrik olmayan bir durum ortaya çıkmaktadır. Yani akım çizgileri η eksenine göre simetrik olurken, ξ eksenine göre simetrik olmazlar. Dolayısıyla dairenin üst kısmındaki akım çizgileri, alt kısımda oluşan çizgilere nazaran birbirlerine daha yakın olduklarından, oluşan bileşke kuvvetin yönü harekete dik olur. Eğer aşağıdaki dönüşüm formülünü;

$$z(\zeta) = \zeta - c_1 - \frac{a_1}{\zeta} - \frac{a_2 + a_1 \cdot c_1}{\zeta^2} - \frac{a_1 \cdot c_1^2 + 2 \cdot a_2 \cdot c_1 + a_3 + a_1^2}{\zeta^3} \dots$$

(2.1) ile verilen daire etrafındaki akış denkleminin uygulanırsa, gerçekten de kapalı bir eğri etrafında Riemann teoreminin geçerli olduğu yani, bir kanat profili etrafındaki, 2 boyutta sirkülasyonsuz bir akış için, kompleks akış potansiyeli elde edilir.

2.2. Bir Kanat Profili Etrafında Akış ve Theodorsen Potansiyel Teorisi [13].

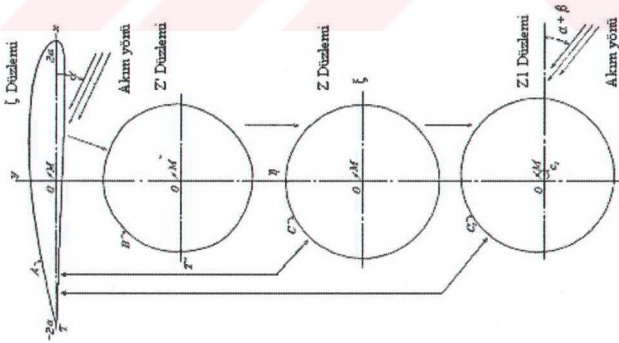
Bir kanat profili için farklı kompleks düzlemlerdeki dönüşümler aşağıda gösterilmiştir (Şekil 2.4.).

Z düzleminde R yarıçaplı bir daire etrafındaki kompleks akış potansiyeli;

$$\omega(z) = -V \cdot \left(z + \frac{R^2}{z}\right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \ln z$$

şeklinde yazılır. Burada V sonsuzdaki hızdır ve yönü negatif ξ eksenı yönündedir. Şimdi sonsuzdan gelen bu akış yönünü değiştirecek bir parametre kullanalım. Bu parametre sonsuzdan gelen akış yönünü α kadar değiştirsin ve bu α açısı hücum açısı olsun. Buna göre hücum açısı; sonsuzdan gelen akış yönü ile bir katı cisim üzerindeki sabit bir eksen arasındaki açıdır. Buradaki sabit eksen $\varphi=0$ karşılık gelen eksendir.

Böylece (2.1) nolu denklemde, z yerine $ze^{i\alpha}$ yazılmak suretiyle, daire etrafında α açısına karşılık akış alanını elde edilir.



Şekil 2.4. Konform dönüşümler.

Böylece denklem şu hali alır;

$$\omega(z) = -V \cdot \left(z \cdot e^{i\alpha} + \frac{R^2}{z} \cdot e^{-i\alpha} \right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \ln z \quad (2.3)$$

$\frac{d\omega}{dz} = u - i \cdot v$, türevini alırsak;

$$\omega(z) = -V \cdot e^{i\alpha} \left(1 - \frac{R^2}{z^2} e^{-2i\alpha} \right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi \cdot z} \quad (2.4)$$

olur.

Bir konform dönüşüm, herhangi bir kompleks düzlemdeki akım ve potansiyel çizgilerini, başka bir kompleks düzlemde yine bir akım ve potansiyel çizgileri haline dönüştürdüğü için, farklı düzlemlere ait potansiyel akışlarda bu dönüşüm parametreleri yerine konarak dönüşüm yapılabilir. Yani z_1 düzlemindeki bir daire etrafındaki dönüşüm için, z yerine $z_1 - c_1$ yazalım (Şekil 2.4.). Böylece

$$\omega(z_1) = -V \cdot \left[(z_1 - c_1) e^{i\alpha} + \frac{R^2 \cdot e^{i\alpha}}{z_1 - c_1} \right] - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \ln (z_1 - c_1) \quad (2.3')$$

olur, buradan kompleks hızı bulmak için $d\omega/dz_1$ türevini alırsak ;

$$\frac{d\omega}{dz_1} = -V \cdot e^{i\alpha} \cdot \left[1 - \frac{R^2 \cdot e^{-2i\alpha}}{(z_1 - c_1)^2} \right] - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi \cdot (z_1 - c_1)} \quad (2.4')$$

z' düzlemindeki B eğrisi etrafındaki akış için ise z yerine $z(z')$ yazarsak ve ζ düzlemindeki aerofoil etrafındaki akış için de z yerine dönüşüm denkleminde $z(\zeta)$ yazarsak;

$$\omega(\zeta) = -V \cdot \left[z(\zeta) \cdot e^{i\alpha} + \frac{R^2}{z(\zeta)} \cdot e^{-i\alpha} \right] - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \ln(z(\zeta)) \quad (2.5)$$

olur, buradan kompleks hızı bulmak için $d\omega/d\zeta$ türevini yazarsak

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = \left[-V \cdot e^{i\alpha} \cdot \left(1 - \frac{R^2 \cdot e^{-2i\alpha}}{[z(\zeta)]^2} \right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi \cdot [z(\zeta)]} \right] \frac{dz(\zeta)}{d\zeta} \quad (2.6)$$

elde ederiz bu dönüşümlerin hepsinde çok uzaklardaki akış alanları, yön ve büyüklük bakımından birbirinin aynıdır.

Bu noktada iki önemli gerçeği dikkatli bir şekilde inceleyelim. Birincisi yaptığımız analizde başlangıçtaki kapalı eğri bir aerofoilin şekinden farklı idi. Bu yüzden kullanılan formüller, ancak yakınsak olduklarında ve Riemann teoreminin şartlarını sağlayan kapalı bir eğriye uygulanabilir. Bununla birlikte sayısal değerlendirmelerin yada sonuçların akım çizgilerinin şeklini belirlemede büyük önemleri ve yararlılıkları vardır.

İkinci önemli nokta ise Γ parametresinin şimdiye kadar olan açıklamalarda tam olarak tanımlanmamış olmasıdır. Bu nedenle Γ değerinin hesaplanması gerekmektedir. Γ değeri Kutta sınır şartı yardımıyla hesaplanabilir.

2.2.1. Kutta sınır şartı ile sirkülasyon hesaplanması

Oluşan tüm akım çizgileri deseni aslında kanat profillerinin özelliklerini taşır ve ortak bir özelliğe ; yani sivri bir nokta olan kuyruk kısmında (iki teğetin oluştuğu kısımda) yok olma özelliğine sahiptir.

Bir kanat profilinin $\zeta=f(z)$ şeklinde bir daireye dönüşümü sırasında eğer, kuyruk kısmı mükemmel derecede keskin ise (veya kuyruğun keskin gibi, görünecek şekilde uzun olması hali) $|dz/d\zeta|$ büyüklüğünün kuyrukta sonsuz bir değer aldığı görebiliriz. Bunun anlamı da, hızın nümerik değeri olan $|d\omega/dz| \cdot |dz/d\zeta| = |v|$, eğer bu denklemdeki $|d\omega/dz|$ kısmı kuyrukta sıfır olmadıkça, sonsuz bir değer (veya çok büyük) olacaktır. Fakat buna rağmen, kuyrukta sonsuz hızlar veya basınç

gradyeninden farklı bir durum oluşturacak bir sirkülasyon değeri mevcuttur. İşte bu değer sirkülasyonun hesaplanmasında esas alınan bir noktadır.

Sirkülasyonsuz bir potansiyel akıştaki ideal akışkan kavramına göre, bir enerji dağılımı söz konusu değildir. Bununla birlikte herhangi bir noktadaki hız çok yüksek olabilir. Bir akıştaki enerjinin ölçüsü olan sirkülasyon da, zamandan bağımsız ve değişmez. Özel hal olarak da eğer başlangıç sirkülasyonu sıfır ise, bu değer daha sonrada değişmez, yani sıfırdır [14].

Bunun yanında, gerçekte bütün akışkanlar bir viskoziteye sahiptirler, her ne kadar ideal bir akışkan içinde, çok küçük viskozite değerleri için sonlu hızlar ve basınç gradyeni oluşturacak enerji kayıpları olmaması kabul edilmesine rağmen, sonsuz hızlarda çok ufakta olsa bir enerji kaybı meydana geldiği fikri uygun olacaktır. Bununla birlikte Bernoulli prensibine göre, basınç sonsuz ve negatif olacaktı, buna karşın bir viskoz akışkan negatif basınç taşımamaktadır, ve böylece sıkıştırılmazlık kabulü bu noktaya ulaşılmadan geçerliliğini kaybeder. Dolayısıyla şimdi şu fikri öne sürebiliriz, ideal bir akışkanda doğası gereği, hız hiçbir yerde sonsuz olmamaktadır. Buradan da şu sonuç çıkarılabilir ki; bu sonsuz hız kavramından kurtulmak için, profilin kuyruk kısmında $|d\omega/dz|$ değeri sıfır olmalıdır. Dolayısıyla kuyruk kısmının keskin veya köşeli oluşu bize sirkülasyonun hesaplanmasında temel olacak kavramdır [15].

$|d\omega/dz|=0$ denkleminin bize bir daire etrafında simetrik olarak yerleşmiş iki durma noktasını verdiğini daha önce belirtmiştik. Bu noktaların konumu, sirkülasyon değerine bağlı olarak değişmektedir veya diğer bir deyişle durma noktalarının konumu sirkülasyon değerini belirlemektedir. Burada kullanılan kanat profili üzerindeki X eksenini öyle seçilmiştir ki; negatif yön ($\theta = \pi$)'de kanadın kuyruk ucundan geçmektedir .

$\varepsilon = \varphi - \theta$ eşitliğine göre θ değerine karşılık gelen φ değeri için $\varphi = \theta + \varepsilon$ yazabiliriz, ve özel olarak $\theta = \pi$ durumu için, $\varphi = \pi + \beta$ yazılabilir. Burada β bir kanat profilinin kuyruktaki ε değerine karşılık gelen sabit geometrik bir değerdir. Bu değer seçilen eksen takımına göre nümerik olarak değişmektedir. β açısı çok önemlidir ve sıfır

kaldırma açısı olarak anılır. Buraya kadar yapılan açıklamalarda görüldü ki, daire üzerinde bulunan $z=Re^{i(\pi+\beta)} = -Re^{i\beta}$ noktası bir durma noktasıdır. Şimdi z 'nin bu değeri için (2.4) nolu denklemi tekrar yazarsak ;

$$\frac{d\omega}{dz} = -V \cdot e^{i\alpha} \cdot \left(\frac{1 - R^2 \cdot e^{-2i\alpha}}{z^2} \right) - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi \cdot z} = 0$$

veya

$$\Gamma = -2 \cdot \pi \cdot V \cdot i \cdot e^{i(\alpha+\beta)} \cdot (1 - e^{-2i(\alpha+\beta)})$$

$$= 4 \cdot \pi \cdot R \cdot V \cdot \left(\frac{e^{i(\alpha+\beta)} - e^{-i(\alpha+\beta)}}{2 \cdot i} \right)$$

$$= 4 \cdot \pi \cdot R \cdot V \cdot \sin(\alpha + \beta) \quad (2.7)$$

sirkülasyonun bulunan bu değeri (2.7) herhangi bir α açısı için kuyruk kenarını bir durma noktası yapmaya yeterlidir

Kutta bu kabulü, sadece akla yakın olmakla kalmaz aynı zamanda deneysel sonuçlarda da büyük bir uygunluk gösterir. (Şekil 2.5.b) Kutta şartını sağlayan bir kanat profili üzerindeki akış için akım çizgilerini göstermektedir. (Şekil 2.5.a) ve (Şekil 2.5.c) sırasıyla sirkülasyonun, çok küçük ve çok büyük olduğu durumları göstermektedir. Bu iki şekilden (a)'daki durma noktası sırtta, yani üst kısımda, (b)'de ise yüzde, yani alt kısımda meydana gelmektedir.



Şekil 2.5. a)Kutta şartını sağlamayacak kadar düşük sirkülasyonlu akış.
b) Kutta şartını sağlayacak sirkülasyona sahip akış.
c)Kutta şartını sağlandıktan daha fazla sirkülasyonlu akış.

Bu son iki durum için (Bknz. Şekil 2.5. a , Şekil 2.5. c) , hücum açısı ile birlikte sirkülasyon veya durma noktası belirtmediği sürece tam bir akım oluşması veya tayini mümkün değildir.

2.2.2. Yüzeydeki hızlar

Bir silindir üzerindeki, akış alanı (2.5) ve (2.6) nolu denklemlerde Γ değerinin yerine yazılması suretiyle de bulunabilir. Şimdi de yüzeydeki eğrileri bulabilmek için daha basit ve uygun bir bağıntı bulalım. Bir kanat profili için, kanat yüzeyi de bir akım çizgisi olabileceğinden, yüzeydeki hızları yani kanat profilinin üzerindeki teğetsel hızları bulmakta yarar vardır. Buna göre bir kanat profilinin yüzeyindeki hızlara ait sayısal değerler için aşağıdaki eşitlik yazılabilir.

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = |v_z - iv_y| = \left| \frac{d\omega}{d\zeta} \right| \cdot \left| \frac{dz}{dz'} \right| \cdot \left| \frac{dz'}{d\zeta} \right|$$

Şimdi de bu denklemdaki her bir elemanı inceleyelim.(2.4) ve (2.7) nolu denklemlerden ;

$$\frac{d\omega}{dz} = -V \cdot e^{i\alpha} \cdot \left(1 - \frac{R^2}{z^2} e^{-2i\alpha}\right) - \frac{i \cdot 4 \cdot \pi \cdot R \cdot V \cdot \sin(\alpha + \beta)}{2 \cdot \pi \cdot z}$$

sınır yüzeyi olan $z = Re^{i\varphi}$ için bu denklem ;

$$\frac{d\omega}{dz} = -V \cdot e^{i\alpha} \cdot \left(1 - e^{-2i(\alpha+\varphi)}\right) - 2 \cdot i \cdot V \cdot e^{-i\varphi} \cdot \sin(\alpha + \beta)$$

veya ,

$$\frac{d\omega}{dz} = -V \cdot e^{-i\varphi} \cdot \left[\left(e^{i(\alpha+\varphi)} - e^{-(\alpha+\varphi)} \right) + 2 \cdot i \cdot \sin(\alpha + \beta) \right]$$

$$= -2 \cdot i \cdot V \cdot e^{-i\varphi} \left[\sin(\alpha + \varphi) + \sin(\alpha + \beta) \right]$$

ve buradan ;

$$\left| \frac{d\omega}{dz} \right| = 2 \cdot V \cdot [\sin(\alpha + \varphi) + \sin(\alpha + \beta)] \quad (2.8)$$

genel olarak herhangi bir Γ değeri için ;

$$\left| \frac{d\omega}{dz} \right| = 2 \cdot V \cdot \sin(\alpha + \varphi) + \frac{\Gamma}{2 \cdot \pi \cdot R} \quad (2.8')$$

buradan $|dz/dz'|$ değerini bulmak için aşağıdaki eşitliği kullanalım;

$$z' = z \cdot e^{\sum_1^{\infty} \frac{c_n}{z^n}}$$

buna göre sınır yüzeyinde ;

$$z' = z \cdot e^{((\psi - \psi_0) - i\varepsilon)}$$

burada ;

$$\varepsilon = \varphi - \theta$$

ve ,

$$z = a \cdot e^{\psi_0 + i\varphi} ;$$

olur.

Böylece ;

$$\frac{dz'}{dz} = \frac{z'}{z} \cdot \left(1 + z \cdot \frac{d(\psi - i\varepsilon)}{dz} \right)$$

$$= \frac{z'}{z} \cdot \left(1 + z \cdot \frac{d(\psi - i\varepsilon)}{i \cdot d\varphi} \right) \quad (2.9')$$

$$= \frac{z'}{z} \cdot \left(\frac{\frac{d\varphi}{d\theta} - \frac{d\varepsilon}{d\theta} - i \cdot \frac{d\bar{\psi}}{d\theta}}{\frac{d\varphi}{d\theta}} \right) = \frac{z'}{z} \cdot \left(\frac{1 - i \cdot \frac{d\bar{\psi}}{d\theta}}{1 + \frac{d\varepsilon}{d\theta}} \right)$$

$$\left| \frac{dz'}{dz} \right| = (e^{\psi - \psi_0}) \cdot \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{d\bar{\psi}}{d\theta} \right)^2}}{1 + \frac{d\varepsilon}{d\theta}} \quad (2.9)$$

ayrıca ;

$\zeta = z' + (a^2/z')$ yazılıp ,

sınırdaki ise $z' = ae^{\psi + i\theta}$,

veya ,

$$\zeta = 2 \cdot a \cdot \cosh(\psi + i \cdot \theta)$$

$$\frac{d\zeta}{dz'} = 2 \cdot a \cdot \sinh(\psi + i \cdot \theta) \frac{d(\psi + i \cdot \theta)}{dz'}$$

$$= 2 \cdot \sinh(\psi + i \cdot \theta) \cdot e^{-(\psi + i \cdot \theta)}$$

bulunur. Böylece ;

$$\left| \frac{d\zeta}{dz'} \right|^2 = 4 \cdot e^{-2\psi} \cdot (\sinh^2 \psi \cdot \cos^2 \theta + \cosh^2 \psi \cdot \sin^2 \theta)$$

$$= 4 \cdot e^{-2\psi} \cdot (\sinh^2 \psi + \sin^2 \theta)$$

ve buradan ,

$$\left| \frac{d\zeta}{dz'} \right| = 2 \cdot e^{-\psi} \cdot \sqrt{(\sinh^2 \psi + \sin^2 \theta)} \quad (2.10)$$

olur.

Buradan sonuç olarak ;

$$v = \left| \frac{d\omega}{d\zeta} \right| = \left| \frac{d\omega}{dz} \right| \cdot \left| \frac{dz}{dz'} \right| \cdot \left| \frac{dz'}{d\zeta} \right|$$

$$v = \frac{V \cdot [\sin(\alpha + \varphi) + \sin(\alpha + \beta)] \cdot \left(1 + \frac{d\bar{\epsilon}}{d\theta} \right) \cdot e^{\psi_0}}{\sqrt{(\sinh^2 \psi + \sin^2 \theta) \cdot \left(1 + \left(\frac{d\bar{\psi}}{d\theta} \right)^2 \right)}} \quad (2.11)$$

Bu formüldeki sirkülasyon değeri (2.7) nolu denklemlerle verilmiştir. Genel olarak, herhangi bir Γ değerini (Bknz. denklem 2.8') yerine yazarsak ;

$$v = \frac{V \left[\sin(\alpha + \varphi) + \frac{\Gamma}{4 \cdot \pi \cdot R \cdot V} \right] \cdot \left(1 + \frac{d\bar{\epsilon}}{d\theta} \right) \cdot e^{\psi_0}}{\sqrt{(\sinh^2 \psi + \sin^2 \theta) \cdot \left(1 + \left(\frac{d\bar{\psi}}{d\theta} \right)^2 \right)}} \quad (2.12)$$

$\Gamma = 0$ özel hali için ise ;

$$v = \frac{V \cdot \sin(\alpha + \varphi) \cdot \left(1 + \frac{d\bar{\epsilon}}{d\theta} \right) \cdot e^{\psi_0}}{\sqrt{(\sinh^2 \psi + \sin^2 \theta) \cdot \left(1 + \left(\frac{d\bar{\psi}}{d\theta} \right)^2 \right)}} \quad (2.13)$$

(2.12) nolu denklem, bize herhangi bir hücum açısında ve sirkülasyonunda, herhangi bir şekle sahip kanat profilinin yüzeyi üzerinde, istenilen bir noktadaki hızı veren denklemin genel halde yazılışıdır.(2.11) nolu denklem ise bize Kutta şartını sağlayan sirkülasyon değerine ait özel bir durumu ifade etmektedir. Buradaki değişik semboller yalnızca kanat profili yüzeyinin (x,y) koordinatlarının bir fonksiyonudur.

Daimi akış için, yani akışın zamandan bağımsız olduğu durum için, akım çizgilerinin yörüngeleri, akışkan parçacıklarının yörüngeleri ile aynıdır ve dolayısıyla bu yörüngeye dik yönde akış meydana gelmez. Buna göre Bernoulli denklemi gereği; toplam basınç farkı olan H bir akım çizgisi boyunca sabittir ve değişmez. Yani;

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 + p' = H$$

olur. Burada p' statik basınç, v hız ve ρ ise yoğunluktur. Eğer sonsuzdaki veya uzak bir noktadaki hızı V ile gösterirsek, bu noktadaki basınç farkı olan $p' - p'' = \Delta p$ ile, ve $\frac{1}{2} \rho v^2$ değerini de q ile gösterirsek, Bernoulli denklemi şu hali alır;

$$\left(\frac{\Delta p}{q} \right) = 1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2$$

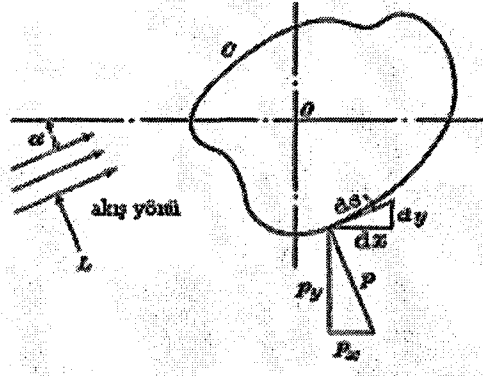
Bu denklemi kanat profiline uygulayacak olursak; kanat profili üzerindeki basınç olan p, çok uzaklardaki dinamik basınç olan q cinsinden yukarıdaki gibi ifade edilir.

2.3. Kanat Profilleri Üzerinde Kuvvet ve Momentler

Bir kanat profili üzerindeki toplam kaldırma ve momenti bulmak için Blasius formülünü kullanılsın.Burada kanat profili düzlemde kabul edilmiştir.

2.3.1. Blasius formülü

(Şekil 2.6)'daki gibi sirkülasyonsuz bir akış içinde kapalı bir C akım çizgisini ele alınsın. Blasius formülü toplam kaldırma ve momenti, C eğrisinin kompleks hız



Şekil 2.6. Potansiyel bir akış içinde bulunan bir cisme etkiyen kuvvetler.

potansiyeli cinsinden verir. Moment ve kaldırma basit olarak aşağıdaki gibi bulunabilir.

Burada x ve y yönündeki toplam kuvvetler şöyle yazılabilir

$$P_x = -\int_C p_x ds = -\int_C p dy$$

$$P_y = \int_C p_y ds = \int_C p dx$$

kompleks düzlemde ifade edecek olursak;

$$P_x - iP_y = -\int_C p(dy + idx)$$

herhangi bir noktadaki basınç ise ;

$$p = p_0 - \frac{1}{2}\rho \cdot v^2$$

yazılabilir.

Buradan ;

$$P_x - iP_y = \frac{\rho}{2} \cdot \int_C v^2 \cdot (dy + idx)$$

$$= \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot \int_C \frac{d\omega}{dz} \cdot \frac{d\bar{\omega}}{dz} \cdot d\bar{z}$$

olur.

Burada (-) işareti kompleks değişkenin eşleniğini gösterir. (C) eğrisi bir akım çizgisi olduğuna göre ; $v_x dy - v_y dx = 0$ olur. Aşağıdaki değeri de eklenirse ;

$$i \cdot \rho \cdot \int_C (v_y + iv_x) \cdot (v_x dy - v_y dx) = 0$$

bir önceki denklem şu hali alır ;

$$P_x - iP_y = \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot \int_C (v_x - iv_y)^2 \cdot (dx + idy)$$

$$= \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot \int_C \left(\frac{d\omega}{dz} \right)^2 dz \quad (2.14)$$

Bileşke kuvvetin orijine göre momentinin, diferansiyelini yazacak olursak;

$$dM_0 = p(xdx + ydy)$$

$$= \text{Re} \rightarrow p[xdx + ydy + i(ydx - xdy)]$$

$$= \text{Re} \rightarrow p \cdot z \cdot d\bar{z}$$

burada 'Re' kompleks değişkenin reel kısmını göstermektedir.

Önceki sonuca göre;

$$d(P_x - iP_y) = -i \cdot p \cdot d\bar{z} = \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot \left(\frac{d\omega}{dz}\right)^2 \cdot dz$$

buradan ;

$$dM_0 = -Re \rightarrow \frac{\rho}{2} \cdot \left(\frac{d\omega}{dz}\right)^2 \cdot z \cdot dz$$

ve sonuç olarak ;

$$M_0 = -Re \rightarrow \frac{\rho}{2} \cdot \int_C \left(\frac{d\omega}{dz}\right)^2 \cdot z \cdot dz \quad (2.15)$$

2.3.2. Kanat profilleri üzerindeki kuvvet ve momentlerin hesabı

Şimdi de ζ (Şekil 2.4) düzlemindeki bir A kanat profiline bu formülleri uygulayalım.

Bunu uygulama sırasında Kutta- formülünü kullanalım. (2.4) nolu denkleme göre;

$$\frac{d\omega}{dz} = -V \cdot e^{i\alpha} - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi \cdot z} + \frac{R^2 \cdot V \cdot e^{-i\alpha}}{z^2}$$

ve buradan $\zeta(z)$ 'i açılımını yapıp türev alırsak;

$$\frac{d\zeta}{dz} = 1 - \frac{a_1}{z^2} - \frac{a_2}{z^3} \dots$$

buradan ;

$$\frac{d\omega}{dz} = \frac{d\omega}{dz} \cdot \frac{dz}{d\zeta}$$

$$= -V \cdot e^{i\alpha} - \frac{i \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{z} + (R^2 \cdot V \cdot e^{-i\alpha} - a_1 \cdot V \cdot e^{i\alpha}) \cdot \frac{1}{z^2} + \dots$$

ve

$$\left(\frac{d\omega}{d\zeta}\right)^2 = A_0 + \frac{A_1}{z} + \frac{A_2}{z^2} + \dots$$

burada ;

$$A_0 = V^2 \cdot e^{2i\alpha}$$

$$A_1 = i \cdot V \cdot e^{i\alpha} \cdot \frac{\Gamma}{\pi}$$

$$A_2 = -2 \cdot R^2 \cdot V^2 + 2 \cdot a_1 \cdot V^2 \cdot e^{2i\alpha} - \frac{\Gamma^2}{4 \cdot \pi^2}$$

Böylece;

$$P_x - iP_y = \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot \int_C \left(\frac{d\omega}{d\zeta}\right)^2 d\zeta$$

$$= \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot \int_C \left(\frac{d\omega}{d\zeta}\right)^2 \cdot \frac{d\zeta}{dz} \cdot dz$$

$$= \frac{i \cdot \rho}{2} \cdot (2 \cdot \pi \cdot i \cdot A_1)$$

$$= -i \cdot e^{i\alpha} \cdot \rho \cdot V \cdot \Gamma$$

yazılır ve sonuç olarak;

$$P_x = \rho \cdot V \cdot \Gamma \cdot \sin\alpha$$

$$P_y = \rho \cdot V \cdot \Gamma \cdot \cos\alpha$$

bulunur.

Bunlar, $\rho V \Gamma$ kuvvetinin bileşenleridir. $\rho V \Gamma$ kuvvetinin yönü ise, çok uzaktaki akım yönüne (gelen akım) dik olacak şekildedir. Yani bir kanat profiline ait bileşke kaldırma kuvveti ;

$$L = \rho \cdot V \cdot \Gamma \quad (2.16)$$

Olur. Bu denklemde Γ değerini de açık olarak yazarsak (2.7) ;

$$L = 4 \cdot \pi \cdot R \cdot \rho \cdot V^2 \cdot \sin(\alpha + \beta) \quad (2.17)$$

Orijinde bulunan $\zeta=0$ noktasındaki bileşke kaldırma kuvvetine ait moment için ise şöyle yazılabilir ;

$$M_0 = \text{Re} \rightarrow -\frac{\rho}{2} \cdot \int_A \left(\frac{d\omega}{d\zeta} \right)^2 \cdot \zeta \cdot d\zeta$$

$$= \text{Re} \rightarrow -\frac{\rho}{2} \cdot \int_C \left(\frac{d\omega}{d\zeta} \right)^2 \cdot \zeta \cdot \frac{d\zeta}{dz} \cdot dz$$

$$= \text{Re} \rightarrow -\frac{\rho}{2} \cdot \int_C \left[\left(A_0 + \frac{A_1}{z} + \frac{A_2}{z^2} + \dots \right) \times \left(c_1 + z + \frac{a_1}{z} + \frac{a_2}{z^2} + \dots \right) \times \left(1 - \frac{a_1}{z^2} + \dots \right) \right] dz$$

$$= \text{Re} \rightarrow -\frac{\rho}{2} \cdot 2 \cdot \pi \cdot i \quad (z^{-1} \text{ katsayısı})$$

$$\text{Re} \rightarrow -\frac{\rho}{2} \cdot 2 \cdot \pi \cdot i \cdot (A_2 + A_1 \cdot c_1)$$

veya M_0 olarak, imajiner kısmı olan $\pi \cdot \rho \cdot (A_2 + A_1 \cdot C_1)$, yazılabilir. $c_1 = m \cdot e^{i\delta}$ ve $a_1 = b^2 \cdot e^{2i\gamma}$ yazılırsa, moment için şu denklemi elde ederiz ;

$$M_0 = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot V \cdot b^2 \cdot \sin(2 \cdot (\alpha + \gamma)) + \rho \cdot V \cdot \Gamma \cdot m \cdot \cos(\alpha + \delta) \quad (2.18)$$

(2.16) ve (2.18) nolu denklemler fiziksel olarak çok önemli denklemlerdir. Bu denklemler C_1 dairesinin, z_1 düzlemine

$$\zeta = z_1 + \frac{b_1}{z_1} + \frac{b_2}{z_2^2} + \dots$$

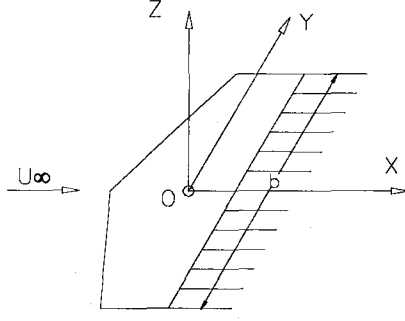
denklemi ve (2.4') denklemi yardımı ile dönüşümünden de etkilenmezler.

2.4. Sonlu Açıklığa Sahip Kanat Teorisi

İdeal akışkanların düzlemsel hareketi incelendiğinde, Joukowski şartı ve hareketin her yerde girdapsız ve hiçbir yerde süreksizlik yüzeyi bulunmaması kabulleri, bir profil etrafındaki potansiyel hareketin belirlenmesi için yeterlidir. Kanadın sonlu bir açıklığa sahip olması durumunda ise bu kabuller potansiyel bir hareket için yeterli olmamaktadır. Bu nedenle sonlu bir açıklığa sahip kanat etrafında potansiyel bir hareket elde etmek için, kanat yüzeyinde bir süreksizlik yüzeyinin bulunması zorunluluğu vardır. Bu süreksizlik yüzeyi ise kanadın çıkış uçundan başlayıp, hıza paralel olarak ve hız yönünde olmak üzere, sonsuza kadar uzanan ve sonsuz incelikte bir düzlemdir. Bu düzlem kanadın yanlarında bulunan iki uç kısımdan geçen ve kanada teğet olan iki ayrı doğru ile sınırlanmıştır. (Şekil 2.7)

Süreksizlik yüzeyinin çok ince olması sebebiyle akışkanın sahip olduğu hareket miktarı ihmal edilebilir. Bu bakımdan hareket miktarından dolayı meydana gelen direnç de ihmal edilebilir.

Şimdi kanat açıklığı b olan bir kanadı ele alınsın. Bu kanata ait süreksizlik yüzeyinin



Şekil 2.7. Sonlu açıklığa sahip bir kanat için süreksizlik yüzeyi.

ve kanadın Oxy düzleminde olduğunu kabul edilsin(Şekil 2.7). Kanat simetri düzlemi olarak da Oz düzlemini olsun. Kanada gelen hız ise Ox düzlemine paralel ve yönü de Ox eksenini yönünde olsun. Buna göre akışkanın hareketi süreksizlik yüzeyi hariç her yerde potansiyeldir. ϕ hız potansiyelini göstermek üzere bu düzlemdeki bir hareket için aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\phi = U_{\infty} \cdot x + \phi' \quad (2.19)$$

Buradaki ϕ' indüklenme hız potansiyelidir. Ayrıca bir akışkanın potansiyel hareketinde aşağıdaki bağıntılar mevcuttur;

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad ; \quad \nabla^2 \phi' = 0$$

dır. Şimdi kanadın gerisinde bulunana süreksizlik yüzeyini bir girdap yüzeyi olarak düşünelim, öyle ki bu yüzeydeki doğrusal girdaplar U_{∞} hızına yani Ox eksenine paralel olsun. Buna göre; indüklenmiş hızın yalnız v' bileşeni süreksizdir, diğer bileşenleri olan u' ve w' ise sürekli. Çıkış uçundan sonra oluşan bu girdaplar “serbest girdaplar” veya “çıkış ucu girdaplarıdır”.

Bir kanat profilinin denklemi $z = f(x,y)$ şeklinde ifade edilirse, cidar şartı gereği, cidara teğet hızla, cidarın normalinin vektörel çarpımı sıfır olur. Böylece sabit bir cidar denklemi ve bu cidara teğet olan hızın çarpımı için şu bağıntı;

$$\vec{\nabla} \cdot \nabla[z - f(x, y)] = 0 \quad (2.20)$$

geçerlidir. Diğer taraftan indüklenme hızının bileşenleri olan $u', v' \ll U_\infty$ olduğundan

ve,

$$\frac{\partial f}{\partial y} \ll \frac{\partial f}{\partial x}$$

olduğu göz önüne alınırsa yukarıdaki cidar şartı denklemi

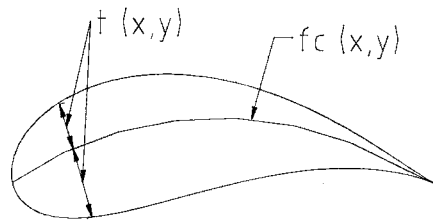
$$-U_\infty \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + w' = 0 \quad ; \quad w' = w = \frac{\partial \phi'}{\partial z}$$

haline gelir. Genelde bir kanat profili denklemi , alt ve üst yüzey denklemleri ile verilmektedir ve bunlar ;

$$z_u = f_u(x, y) = f_c(x, y) + f_t(x, y) \quad (2.21)$$

$$z_a = f_a(x, y) = f_c(x, y) - f_t(x, y) \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir (Şekil 2.8).



Şekil 2.8. Genel halde kanat profili denklemlerinin ifadesi.

Burada $f_c(x,y)$ ' ye kanat iskelet yüzeyi denklemi ve $f_t(x,y)$ 'ye kanat kalınlık dağılımı denklemi denir.

Cidar şartı ve ϕ' indüklenme hızı potansiyelinin sağladıkları diferansiyel denklemler lineerdir, böylece $f_c(x,y)$ ve $f_t(x,y)$ denklemlerinin etkilerini ayrı, ayrı inceledikten sonra bunlara toplama kuralını uygulayabiliriz. Şimdi bu iki denklemin etkilerini ayrı, ayrı inceleyelim.

1) $f_t(x,y)$ durumu : Bu halde kanat profili simetrik ve hücum açısı sıfır demektir. ϕ' potansiyeli de Oxy düzlemine göre simetrik demektir ve ;

$$\phi'(x, y, z) = \phi'(x, y, -z)$$

olup hızlar için ;

$$u'(x, y, z) = \frac{\partial \phi'}{\partial x} = u'(x, y, -z)$$

$$v'(x, y, z) = \frac{\partial \phi'}{\partial y} = v'(x, y, -z)$$

$$w'(x, y, z) = \frac{\partial \phi'}{\partial z} = w'(x, y, -z)$$

olur. Görülür ki hızlar her yerde süreklidir.

2) $f_c(x,y)$ durumu : Bu halde kanat sonsuz ince bir yüzey şeklindedir. Belirli bir hücum açısına sahip ince bir levha, veya sonsuz bir yüzey de olabilir. Bu bakımdan ϕ' hız potansiyelinin Oxy düzlemine göre anti-simetrik olduğu düşünülebilir. Ve ;

$$\phi'(x, y, z) = -\phi'(x, y, -z)$$

yazılıp hızlar için ;

$$u'(x, y, z) = \frac{\partial \phi'}{\partial x} = -u'(x, y, -z)$$

$$v'(x, y, z) = \frac{\partial \phi'}{\partial y} = -v'(x, y, -z)$$

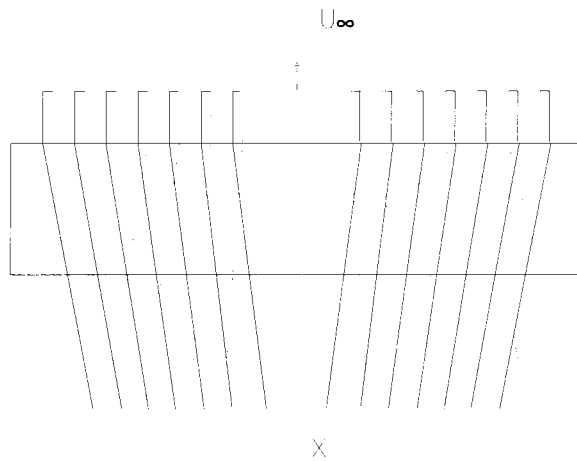
$$w'(x, y, z) = \frac{\partial \phi'}{\partial z} = +w'(x, y, -z)$$

olur. Girdaplar U_∞ yönüne yani, Ox eksenine paralel olduklarından, v' hızı süresiz, diğerleri ise süreklidir. Buna göre ;

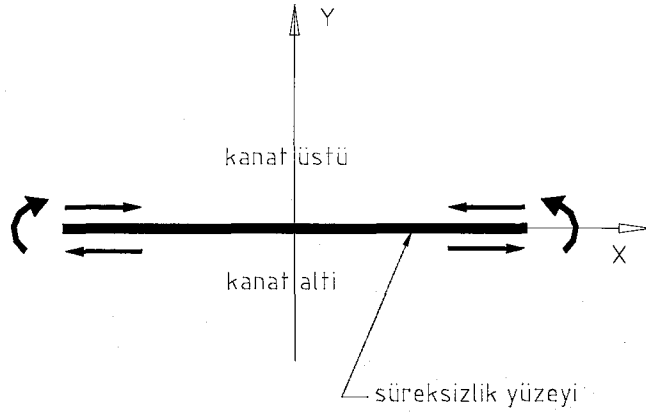
$$u'(x, y, 0) = 0 \quad u = U_\infty$$

olur. Kanat altı ve üstündeki akım çizgileri ise (Bknz. Şekil 2.9-2.10) gibi olur.

Bir akış içinde hız potansiyeli bulunduktan sonra, oluşan kuvvetlerin bulunması kolaydır. Eğer kanadın hücum kenarındaki emme kuvvetleri ihmal edilirse, U_∞ hızına dik olan, yani Oz eksenine paralel olan kaldırma kuvveti için şöyle yazılabilir;



Şekil 2.9. Kanat etrafındaki akım çizgileri.



Şekil 2.10. Kanat altı ve üstündeki akım çizgileri ve sirkülasyon yönleri.

$$L = \rho \cdot \int_S (p_a - p_u) \cdot dx dy \quad (2.23)$$

Burada iki katlı integralin sınırı olan S kanat yüzeyi izdüşüm alanıdır. a alt indisi kanat altını, u alt indisi ise kanat üstünü göstermektedir. kanat yüzeyleri üzerinde meydana gelen basınçları bulmak için Bernoulli teoreminden faydalanarak ;

$$p + \frac{\rho}{2} \cdot [(U_\infty + u')^2 + v'^2 + w'^2] = p_\infty + \frac{\rho}{2} \cdot U_\infty^2$$

yazalım ve denklemi lineer hale getirmek için ikinci mertebeden üslü terimler atılarak ;

$$p = p_\infty - \rho \cdot U_\infty \cdot u' \quad ; \quad u' = \frac{\partial \phi'}{\partial x}$$

elde edilir. Bu denklem lineerleştirilmiş Bernoulli denklemidir. Kanat etrafındaki kaldırma kuvvetini hesaplamak için bulunan bu basınç değerleri (2.23) nolu denklemde yerine konursa ;

$$L = -\rho \cdot U_{\infty} \cdot \int_S (u'_a - u'_u) \cdot dx dy$$

$$= -\rho \cdot U_{\infty} \cdot \int_S \left[\left(\frac{\partial \phi'}{\partial x} \right)_a - \left(\frac{\partial \phi'}{\partial x} \right)_u \right] \cdot dx dy$$

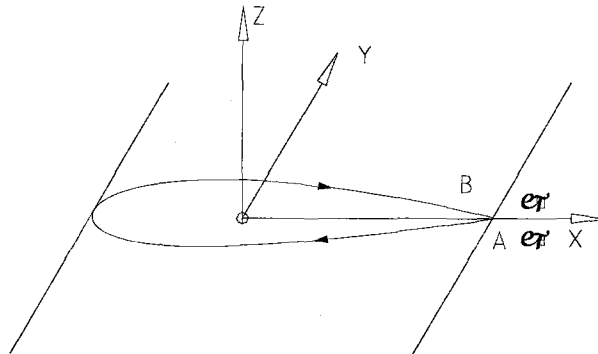
ve x'e göre entegre edilirse ;

$$L = -\rho \cdot U_{\infty} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} (\phi'_a - \phi'_u) \cdot dy$$

$$L = \rho \cdot U_{\infty} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Delta \phi \cdot dy$$

$$\Delta \phi = \Delta \phi' = \phi'_u - \phi'_a = \phi_u - \phi_a$$

olur. Burada $\Delta \phi$ kanat çıkış uçundan hesap edilmiş potansiyel artımdır. (Şekil 2.11) u' hızı Ox ekseni boyunca sürekli olduğu için $\Delta \phi'$ x'e bağlı değildir dolayısıyla integral Oy ekseni boyunca hesap edilebilir.



Şekil 2.11. Kanat çıkış ucunda potansiyel artışı.

Diğer taraftan, kapalı bir C eğrisi etrafındaki sirkülasyon;

$$\Gamma = \int_C \nabla\phi \cdot d\vec{s} = \int_C d\phi = \Delta\phi$$

olduğundan , kaldırma kuvveti yerine

$$L = \rho \cdot U_\infty \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Gamma(y) \cdot dy \quad (2.23)$$

yazılabilir. Kaldırma kuvvetini elemansal kanat açıklığı için yazacak olursak ;

$$dL = \rho \cdot U_\infty \cdot \Gamma(y) \cdot dy$$

veya;

$$\frac{dL}{dy} = \rho \cdot U_\infty \cdot \Gamma(y) \quad (2.24)$$

olur. Bu ise düzlemsel hareketlerdeki Kutta-Joukowski kanunudur.

Kutta-Joukowski kanunu, elemansal kanat açıklığı için hem düzlemsel harekette, hem de uzay hareketlerinde mevcuttur.

Γ değeri kanat boyunca değişmektedir. Ancak kanat uçlarında sonlu bir hız var olduğu kabul edilirse, bu noktalar karşılık gelen sirkülasyon değeri;

$$\Gamma(+b/2) = \Gamma(-b/2) = 0$$

olur. Sirkülasyon kanat etrafında hesap edildiğine göre bu sirkülasyon dolayısıyla sirkülasyon sonucu meydana gelen girdap kanada bağlı demektir ve kanatla beraber hareket eder. Bu nedenle kaldırma oluşturan bu girdaba “ bağlı girdap denir”. Bu

girdap yalnız y'ye göre değiştiğinden, kanat düzleminde bir doğru boyunca, yani, Oy ekseni boyunca dağılmış gibi kabul edilebilir.

Bağlı girdap, bir girdap borusu şeklinde değildir, çünkü her kesitteki sirkülasyon farklı değerlere sahiptir.

Kaldırma kuvvetinin hesabı için yukarıda bulunana farklı formüller, ekzakt teorisinin verdiği sonuçlara uyar [16]. Yani ;emme kuvvetlerinin ihmali ile yapılan hata, Bernoulli denkleminin lineerleştirilmesi ile yapılan hata ile yok edilebilir. Ekzakt teori $\Delta\phi$ ' nin değerini $x \rightarrow \infty$ için hesap edilmesini gerektirir. Fakat $\Delta\phi$, x'e tabi olmadığından sonuçlar değişmez.

Oluşan kaldırma kuvvetin Ox ekseni üzerinde bir bileşeni, bulunmaktadır, bu bileşen“ indüklenme direncidir”. Bu değer ekzakt hesaplar sonucu ;

$$D_i = -\frac{\rho}{2} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Delta\phi \cdot w \cdot dy \quad w = w' = \frac{\partial\phi'}{\partial z}$$

olarak bulunur. Burada $\Delta\phi$ ve w , $x \rightarrow \infty$ için hesap edilmiş değerlerdir.

Yukarıdaki formüller bu kabule göre ifade edilecek olunursa;

$$\Delta\phi_\infty(y, z) = \lim_{x \rightarrow \infty} \Delta\phi(x, y, z)$$

olmak üzere;

$$L = \frac{\rho}{2} \cdot U_\infty \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Delta\phi_\infty \cdot dy \quad (2.25)$$

ve,

$$w_\infty(y, z) = \lim_{x \rightarrow \infty} w(x, y, z)$$

olmak üzere, indüklenme direnci;

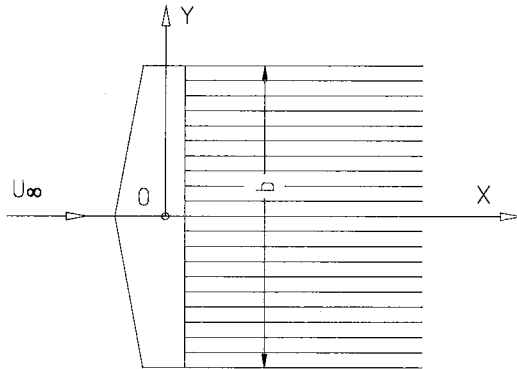
$$D_i = -\frac{\rho}{2} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Delta\varphi_\infty \cdot w_\infty \cdot dy \quad (2.26)$$

şeklinde yazılabilir.

2.5 Taşıyıcı Doğrular Teorisi

İdeal bir akışkan içinde U_∞ hızı ile hareket eden açıklığı büyük kanat düşünelim. Süreksizlik yüzeyi olarak çıkış ucundan itibaren hız yönünde ve ona paralel bir yarı düzlem alalım. Kanat ve süreksizlik düzlemleri aynı bir düzlemde bulunsunlar.(Şekil 2.12). Bu düzleme Oxy düzlemi diyelim. Ox eksenini U_∞ paralel ve aynı yöndedir. Kanadın oluşturduğu kaldırmayı hesap etmek için, bir doğru boyunca örneğin Oy eksenininin $-b/2$, $+b/2$ arasında dağılmış bağlı bir girdap sistemi ele alınsın.

Bağlı girdap ve bunu bir doğru boyunca dağılımı fikri ilk defa Prandtl tarafından ortaya atılmış olup, kaldırmanın hesaplanmasında kullanılan bu teoriye “Prandtl kanat teorisi” veya taşıyıcı doğrular teorisi denir (Şekil 2.13). Süreksizlik düzlemini, Oy eksenini üzerinde $-b/2$, $+b/2$ arasında alınabilir. Düzlemsel harekette girdap vektörünü Oz eksenini üzerinde ve pozitif yönde alırsa sirkülasyon ;



Şekil 2.12. Kanat ve süreksizlik düzlemi.

$$\Gamma = -4 \cdot \pi \cdot a \cdot U_{\infty} \cdot \sin\alpha$$

olan Γ yeniden bazı parametreler ekleyerek yazarsak

$$a_0 = 2 \cdot \pi$$

$$c = 4 \cdot a$$

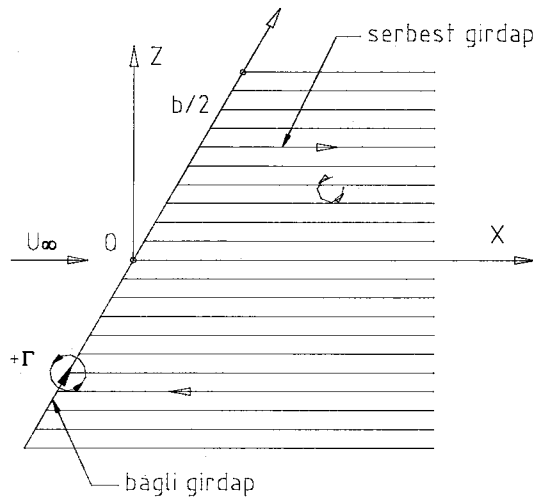
olmak üzere,

$$\Gamma = -\frac{a_0}{2} \cdot c \cdot U_{\infty} \cdot \alpha$$

şeklinde olur. Burada α sıfır kaldırma doğrultusundan itibaren ölçülen hücum açısı c kanat boyu ve a_0 kaldırma eğrisi eğimidir. Levha için kaldırma eğrisi eğiminin teorik değeri 2π 'dir. Buna göre elemansal kanat açıklığı için kaldırma kuvveti ifadesi

$$\frac{dL}{dy} = -\rho \cdot U_{\infty} \cdot \Gamma = -\frac{a_0}{2} \cdot \rho \cdot c \cdot U_{\infty}^2 \cdot \alpha$$

şeklindedir.



Şekil 2.13. Taşıyıcı doğrular ve girdap akımları.

Eğer süreksizlik düzlemi Oy ekseninde alınır ve yukarıdaki ifadeler buna göre tekrar yazılırsa, girdap vektörü pozitif Oy ekseninde olmak üzere, sirkülasyon ifadesi;

$$\Gamma = \frac{a_0}{2} \cdot c \cdot U_\infty \cdot \alpha$$

olur ve elemansal kaldırma kuvveti de;

$$\frac{dL}{dy} = l = \rho \cdot U_\infty \cdot \Gamma = \frac{a_0}{2} \cdot \rho \cdot c \cdot U_\infty^2 \cdot \alpha$$

olur. Bütün bunlar düzlemsel hal içindir. Eğer kanat sonlu açıklığa sahip ise, kanat genişliği simetri eksenine göre $-b/2$ ile $+b/2$ arasında olur. Kanat ardında bir serbest girdap yüzeyi olmasa idi, yani düzlemsel bir hareket kabul edilseydi, hücum açısı, U_∞ hızı ile kanat arasındaki açı olacaktı. Halbuki hareket düzlemsel olmadığından bir serbest girdap yüzeyi nedeniyle kanatta, Oz eksenine paralel bir w indüklenme hızı meydana gelir. Böylece gerçekte hızın yönü ;

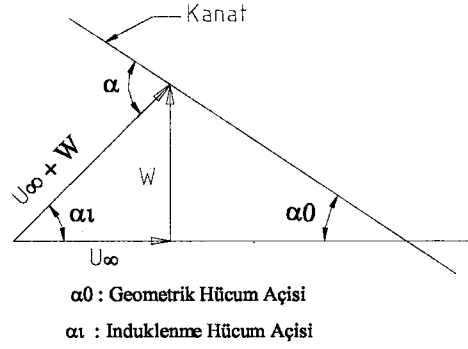
$$\operatorname{tg} \alpha_i = \alpha_i = \frac{w}{U_\infty} \quad (2.27)$$

kadar değişir. α_i açısına genel olarak “indüklenme açısı” veya aşağı sapma açısı denir. w hızına da “aşağı sapma hızı” denir. Bu bakımdan kanada gelen hız $U_\infty + w$ şeklindedir. Buna göre gerçek hücum açısı (Şekil 2.14)’ten görüleceği üzere

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_i \quad (2.28)$$

olur. w hızı U_∞ ‘a oranla çok ufak olduğundan kanada gelen hızın büyüklüğü,

$$|\vec{U}_\infty + \vec{w}| = |\vec{U}_\infty|$$



Şekil 2.14. Hücum açısı.

alınabilir.

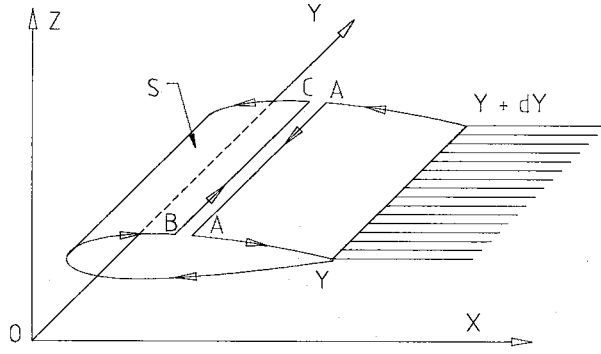
Sonlu bir kanat açıklığı için düzlemsel hareketteki formülleri tekrar düzenlenip gerçek hücum açısı ile ifade edilirse ;

$$\Gamma = \frac{a_0}{2} \cdot c \cdot U_\infty \cdot \left(\alpha_0 + \frac{w}{U_\infty} \right)$$

veya ;

$$\Gamma(y) = \frac{a_0}{2} \cdot c \cdot (U_\infty \cdot \alpha_0 + w)$$

olur. Burada $\Gamma(y)$, kanada bağlı girdabın şiddetini göstermektedir. w ise serbest girdapların kanat altında oluşturduğu indüklenme hızıdır. Bu hız $w(y)$ fonksiyonudur. Serbest girdapları ifade edelim. Kanat üzerinde y ve $y+dy$ kesitlerinde iki kapalı eğri alınsın (Şekil 2.15). Bu eğri üzerinde birbirine karşılık gelen A, B ve C, D noktaları bulunsun. Böylece bu iki kapalı eğri, tek bir ABCDA eğrisi oluşturur. Bu eğri boyunca pozitif yönde alınmış sirkülasyon Stokes teoremi ile ;



Şekil 2.15. Kanat üzerindeki girdap akımları.

$$\int_{ABCDDA} \vec{V} \cdot d\vec{s} = \int_A^B + \int_B^C + \int_C^D + \int_D^A = \int_S 2\vec{\omega} \cdot \vec{n} dS$$

yazılır. Burada S yüzeyi ABCDA eğrisinin çevrelediği yüzeydir.

Eğer A,B ve C, D noktaları birbirine çok yakın iseler, bu takdirde ;

$$\int_B^C + \int_D^A = 0$$

ve

$$\int_A^B \vec{V} \cdot d\vec{s} + \int_D^C \vec{V} \cdot d\vec{s} = \int_S 2 \cdot \vec{\omega} \cdot \vec{n} \cdot dS$$

olur. Burada sol taraftaki birinci ve ikinci integraller sırayla Γ ve $-(\Gamma + d\Gamma)$ 'e eşittir. Sağ taraf ise, kanadın ara kesiti ile süreksizlik yüzeyi hariç, girdaplar kanada teğet olduğundan ;

$$\int_S 2 \cdot \vec{\omega} \cdot \vec{n} \cdot dS = 2 \cdot \omega_1 \cdot dydz$$

olur. buna göre aşağıdaki denklem yazılabilir:

$$\Gamma - (\Gamma + d\Gamma) = 2 \cdot \omega_1 \cdot dydz$$

$$-d\Gamma = 2 \cdot \omega_1 \cdot dydz$$

eğer $\gamma(y)$ birim kanat açıklığındaki serbest girdabın şiddetini gösterirse

$$\gamma(y) = 2 \cdot \omega_1 \cdot dz$$

yazılabilir. O halde önceki denklemler

$$-d\Gamma = \gamma(y) \cdot dy$$

$$\gamma(y) = -\frac{d\Gamma}{dy}$$

şeklinde yazılabilir. Yani bir noktadaki serbest girdabın değeri, o noktadaki bağlı girdabın negatif işaretli eğimine eşittir. Buradan şu söyleyebiliriz ki; eğer bağlı girdap sabit ise serbest girdap sıfırdır. Böylece ;

$$\gamma(-b/2) = 0 \quad ; \quad \gamma(+b/2) = 0$$

olmalıdır.

Serbest girdaplar belli olunca indüklenme hızı bulunabilir. Ayrıca bağlı girdabı Oy ekseni üzerinde olmasına rağmen, Oy ekseni üzerindeki bir noktadaki indüklenme hızı elemansal olmak üzere, yarı doğrusal bir girdap için aşağıdaki gibi ifade edilir ;

$$d\omega = \frac{\Gamma_1 \cdot dy}{4 \cdot \pi \cdot (y - y')} \quad (2.29)$$

Burada Γ_1 yerine değeri konursa ve bütün elemansal serbest girdaplar düşünülürse $w(y)$ indüklenme hızı bir integral ile verilir ve

$$w(y) = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy}\right)}{y' - y} dy' \quad (2.30)$$

olur. bu değer daha önce bulunan sirkülasyon ifadesinde yerine konursa;

$$\Gamma(y) = \frac{a_0}{2} \cdot C \cdot \left[U_\infty \cdot \alpha_0 + \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy'}\right)}{y' - y} dy' \right] \quad (2.31)$$

bulunur. Bu denklem taşıyıcı doğrular teorisinin esas denklemidir. Bu denklem bir integral-diferansiyel denklemdir. Burada genel olarak ;

$$c = c(y) \quad ; \quad \alpha_0 = \alpha_0(y)$$

dir.

Buradan açıkça görülebilir ki $\Gamma(y)$ belli olursa, kaldırma kuvveti ve indüklenme hızı ise aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$L = \rho \cdot U_\infty \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Gamma(y) \cdot dy$$

$$w(y) = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy} \right)}{y' - y} dy'$$

Kutta-Joukowski teoremi sonlu açıklıktaki bir kanat halinde, elemansal olan açıklıklar için de geçerli olduğuna göre, indüklenmeden dolayı meydana gelen direnç kuvveti elemansal olarak şu hali alır.

$$dD_i = -\rho \cdot \vec{\Gamma}(y) \times \vec{w}(y) \cdot dy$$

veya genel olarak,

$$D_i = -\rho \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Gamma(y) \cdot w(y) dy$$

olur. $w(y)$ hızı daima Oz ekseninin negatif yönünde olduğundan D_i daima pozitiftir. Sonlu açıklığa sahip bir kanat problemi potansiyel teori yardımıyla yaklaşık olarak çözülebilir. Bunun için de $x \rightarrow \infty$ iken, hareket Oyz düzlemine paralel bir düzlemde incelenir.

φ' indüklenme potansiyeli olmak üzere

$$\varphi_\infty(y, z) = \lim_{x \rightarrow \infty} \varphi'(x, y, z)$$

yazılabilir. Ayrıca ;

$$\varphi_\infty = b \cdot U_\infty \cdot \sum_1^\infty A_n \cdot \sin(n \cdot \theta)$$

$$y = \frac{b}{2} \cdot \cos\theta$$

olmak üzere

$$w_{\infty} = -\frac{2 \cdot U_{\infty}}{\sin\theta} \cdot \sum_1^{\infty} n \cdot A_n \cdot \sin(n \cdot \theta)$$

$$\Delta\varphi_{\infty} = \Gamma = 2 \cdot b \cdot U_{\infty} \cdot \sum_1^n A_n \cdot \sin(n \cdot \theta)$$

olur. Bu değerler aşağıdaki kaldırma ve indüklenme direnci denklemlerinde yerine konursa

$$L = \rho \cdot U_{\infty} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Delta\varphi_{\infty} \cdot dy$$

$$D_i = -\frac{\rho}{2} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \Delta\varphi_{\infty} \cdot w_{\infty} \cdot dy$$

elde edilir.

$$L = \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot U_{\infty}^2 \cdot b^2 \cdot A_1$$

$$D_i = \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot U_{\infty}^2 \cdot b^2 \cdot \sum_1^{\infty} n \cdot A_n^2$$

Bunları boyutsuz katsayılar cinsinden ifade edersek S kanat izdüşüm alanı olmak üzere;

Kaldırma katsayısı;

$$C_L = \frac{L}{\rho/2 \cdot U_{\infty}^2 \cdot S}; \quad (2.32)$$

Direnç katsayısı ,

$$C_{Di} = \frac{D_i}{\rho/2 \cdot U_\infty^2 \cdot S} \quad (2.33)$$

olduğuna göre

$$C_L = \pi \cdot A \cdot A_1$$

$$C_{Di} = \pi \cdot A \cdot \sum_1^\infty n \cdot A_n^2$$

$$A = \frac{b^2}{S}$$

olur. A' ya "kanat açıklığı oranı" (yan oranı) denir . δ pozitif bir küçük sayı olmak üzere ;

$$1 + \delta = \frac{\sum_1^\infty n \cdot A_n^2}{A_1^2}$$

tarif olarak yazılırsa indüklenme direnci

$$C_{Di} = \pi \cdot A \cdot A_1^2 \cdot (1 + \delta)$$

veya

$$C_{Di} = (1 + \delta) \cdot \frac{C_L^2}{\pi \cdot A} \quad (2.34)$$

şeklinde yazılabilir. Yine göstermek mümkündür ki kanat altındaki w hızı, sonsuzdaki w_∞ hızının yarısına eşittir. Buna göre indüklenme açısı herhangi bir kesit için

$$\alpha_i(y) = \frac{w}{U_\infty} = \frac{w_\infty}{2U_\infty} \quad (2.35)$$

olur. kanat boyunca ortalama bir değer olarak ;

$$\bar{\alpha}_i = \frac{1}{b} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \alpha_i \cdot (y') \cdot dy' \quad (2.36)$$

$$\bar{\alpha}_i = -(A_1 + A_3 + A_5 + \dots)$$

olur. Genelde A_3, A_5, \dots çok küçük olup, yukarıdaki dinamik katsayılar

$$C_L = \pi \cdot A \cdot A_1$$

$$C_{Di} = \frac{C_L^2}{\pi \cdot A}$$

$$\bar{\alpha}_i = -A_1 = -\frac{C_L}{\pi \cdot A} \quad (2.37)$$

şeklinde yazılabilir.

Bir kanadın direnci viskoziteden de ileri geldiğinden verilen bir kanat için direnç katsayısı;

$$C_D = C_{D0} + C_{Di} \quad (2.38)$$

ve

$$\alpha = \alpha_0 - \frac{C_L}{\pi \cdot A} \quad (2.39)$$

şeklinde yazılır. Burada ilk terim olan C_{D0} akışkanın viskoz olmasından veya diğer sebeplerden ileri gelen bir dirençtir. Buna “profil direnci” veya “sıfır kaldırma direnci” denir.

Şimdi aynı geometrik şekle sahip, açıklık oranları farklı olan iki kanat ele alalım. Farz edelim ki kaldırma katsayıları yani efektif hücum açıları birbirine eşittir. Buna göre aşağıdaki denklemler hemen yazılabilir;

$$C_{D1} = C_{D0} + \frac{C_L^2}{\pi \cdot A_1}$$

$$C_{D2} = C_{D0} + \frac{C_L^2}{\pi \cdot A_2}$$

ve,

$$\alpha = \alpha_{01} - \frac{C_L}{\pi \cdot A_1}$$

$$\alpha = \alpha_{02} - \frac{C_L}{\pi \cdot A_2}$$

bu denklemlerde C_{D0} ve α elimine edilirse ;

$$C_{D2} = C_{D1} + \frac{C_L}{\pi} \left(\frac{1}{A_2} - \frac{1}{A_1} \right)$$

$$\alpha_{02} = \alpha_{0D1} + \frac{C_L}{\pi} \left(\frac{1}{A_2} - \frac{1}{A_1} \right)$$

elde edilir. Şimdi sonlu açıklığa sahip bir kanatta kaldırma eğimini hesap edelim .
aşağıdaki ifadenin

$$\alpha = \alpha_0 - \frac{C_L}{\pi \cdot A}$$

C_L 'ye göre türevi alınır ve ;

$$\frac{dC_L}{d\alpha} = 2 \cdot \pi$$

olduğu düşünülürse ;

$$\frac{dC_L}{d\alpha_0} = \frac{2 \cdot \pi}{1 + \frac{2}{A}} \quad (2.40)$$

elde edilir. Bu son denklemler sonlu açıklığa sahip kanatlara ait esas denklemlerdir.

BÖLÜM 3

3. SIKLOİDAL PERVANE ETRAFINDAKİ AKIMIN MODELLENMESİ

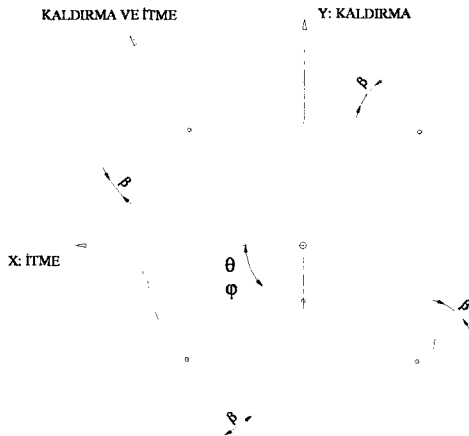
3.1. Hesap Yöntemleri ve Değişkenler

Bu bölümde, sikloidal pervanelerin çalışma prensipleri ve bunlar üzerinde bazı uygulamalara yönelik hesaplamalar yapılmıştır. Yapılan, modellemelerde basitten başlayarak gelişmiş modeller üzerinde durulmuştur. Buna göre ilk olarak, ideal akışkanda daimi hareket incelenmiştir.

İncelemeye başlamadan önce, kullanılacak olan koordinat sistemi, pervane üzerindeki elemanlar ve etkileri, ayrıca inceleme sırasında kullanılacak hesap yöntemleri hakkında bilgi vermekte yarar vardır. aşağıda bu konular anlatılmıştır.

3.2. Koordinat Sistemi

Kullanılan koordinat sistemi (Şekil.3.1)'de gösterilmiştir. Burada pozitif X eksenini



Şekil 3.1. Koordinat sistemi.

sağ tarafa doğru, pozitif Z eksenine sayfa düzleminden dışarı doğru ve pozitif Y eksenine de yukarıya doğru yönelmiştir.

Teta (θ) açısı; pervanenin merkezinde bulunan orijine göre pozitif X eksenine ile, kanadın bulunduğu konum arasındaki, saatin tersi yönde hareketle bulunan açısal konum değişimidir. Fi (φ) açısı da hücum açısının sıfır olduğu yerde, pozitif X eksenine ile θ arasındaki saatin tersi yönde ölçülen açıdır. Buna faz açısı da denebilir. Bu açı döndürülmek suretiyle, kaldırma kuvveti vektörünün yönü de değiştirilebilir.

Sistemin dümen merkezi olan N noktası ise φ açısında orijinden çıkan doğru üzerinde ve orijine uzaklığı a olan noktadır. Bu noktanın değiştirilmesi ile X, Y yönlerinde, kuvvet dolayısıyla bir kaldırma ve itme meydana getirmektedir.

β hücum açısı ise; kanadın giriş ucu ile çıkış ucunu birleştiren doğru ile kanada gelen hızın doğrultusu arasında kalan açıdır.

3.3. Sikloidal Pervane Çalışma Karakteristiğini Etkileyen Parametreler

Bir sikloidal pervane genel olarak altı temel elemana ayrılabilir.

Bunlar;

Kanat profili şekli

Pervane çapı

Kanat genişliği

Kanat boyu

Kanat sayısı

Pervanenin açısal dönme hızı

Bu unsurların her biri ve pervane üzerindeki etkileri aşağıda kısaca açıklanmıştır.

3.3.1. Kanat profili şekli

Kanatlar pozitif ve negatif hücum açıları için eşit ve düzgün bir performans sağlamalıdır. Bunun için de kaldırma eğrisi eğimi daha güvenilir ve doğru olan simetrik tip profillerin kullanılmasında yarar vardır. Bu sayede pervane verimi de artmaktadır. Ayrıca bu tip profillerin daimi olmayan akıştaki karakteristikleri daha iyidir.

3.3.2. Pervane çapı

Genel olarak büyük çaplı pervanelerin kullanılması daha iyidir. Eğer pervanenin çevresel hızı sabit tutulacak olursa büyük çaplar için, açısal dönme hızı küçük olur. Böylece kanatlara daha az bir merkezkaç kuvveti yüklenir.

3.3.3. Kanat genişliği

Fredric Kurt Kirsten'e göre “ kanat genişliğinin pervanenin çapına eşit olması durumunda, akış zarfında maksimum bir kayma akımı ve minimum kayıp meydana gelmektedir”. Buna göre Kirstein “ kanat genişliğinin pervane çapına eşit olmasını” önermektedir.

3.3.4. Kanat boyu

Bir sikloidal pervanede kanatlar pervane etrafında eşit aralıklarla dizili olduklarından, pervanenin dönmesi esnasında kanada gelen akış bir önceki kanadın oluşturduğu dalga hareketi ve iz bölgesinden etkilenir. Dolayısıyla kanatlar birbirinden uzaklaştıkça, kanada gelen veya kanadın karşılaştığı akış da o nispete az etkilenmektedir, yani kanattan uzak bölgelerde akış daha düzenlidir. Bu nedenle kanat yukarıdaki etkileşim kriteri göz önüne alınarak mümkün olduğunca fazla kuvvet oluşturacak şekilde bir uzunluğa sahip olmalıdır. Bu ise küçük çaplı pervanelerde zor sağlanmaktadır.

3.3.5. Kanat sayısı

Kirsten'in yaptığı ve daha sonraki deneylerde görülmüştür ki ; dört adetten daha az sayıda kanada sahip olan bir sikloidal pervanede önemli ölçüde harmonik savruntu meydana gelmektedir. Bunun sebebi aynı anda yalnız bir veya iki adet kanadın kaldırma kuvveti oluşturmasıdır. Eğer ϕ açısı özel olarak sıfır alınırsa iki kanatlı pervane durumunda ; ancak θ açısı 90° ve 270° olduğu zaman, bir azami kaldırma oluşmaktadır. Diğer tüm θ açılarında, kanatlar sınırlı bir kuvvet oluştururlar. Bunun sonucunda ise dönme hızının iki katına eşit bir frekansta harmonik savruntu binmesi meydana gelir.

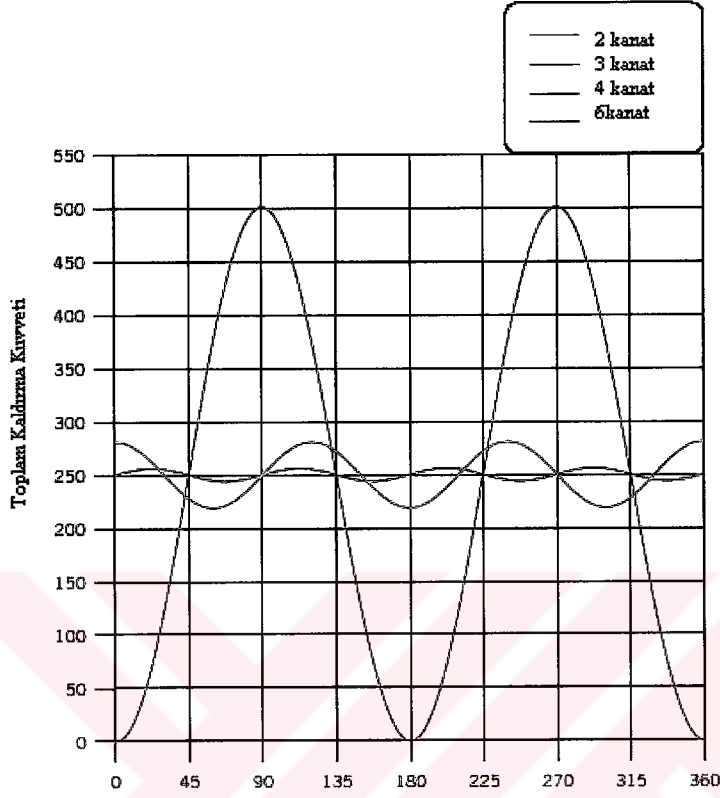
Üç kanat halinde ise, bu binme artmaktadır, çünkü θ 'nın 90° ve 270° olduğu yerde yeteri kadar büyük bir momentum yoktur ve titreşim frekansı dönme hızının üç katıdır. Bununla birlikte kanatlardan sadece bir tanesi herhangi bir noktada kaldırma oluşturmaktadır. Buradan şu sonuç çıkarılır ki; 3 kanat halinde kanatlardan sadece bir tanesi kaldırma kuvveti meydana getirebilir.

Dört veya daha fazla kanat durumunda ise daima birden fazla sayıda kanat kaldırma kuvveti oluşturmaktadır. Ayrıca dört kanat hali için, titreşim frekansı da, en yüksek oranda kaldırmanın meydana geldiği 0° , 180° , 90° , 270° derecelerde olmak üzere dönme hızının dört katına yükselir.

Altı kanatlı bir pervane ise, titreşim frekansını dönme hızının altı katı olacak şekilde artırır ve birden fazla kanat üzerinde anlık kaldırma kuvveti meydana getirmek suretiyle sistemi önemli ölçüde yumuşatır (Şekil 3.2)

3.3.6. Pervanenin dönme hızı

Genel olarak pervanenin yavaş dönmesi tercih edilir. Bunun sebebi, kanatlara gelen merkezkaç kuvvetidir. Pervane çapı kanatlar üzerinde istenilen bir dinamik basınç sağlayacak şekilde seçilmelidir. Bu yüzden gerek daha önce belirtilen değişkenlerin, gerekse pervane dönme hızının, gereken kaldırma ve itmeyi oluşturacak şekilde ayarlanması gerekmektedir.



Şekil 3.2. Kanat sayısının kaldırma kuvvetine etkisi.

3.4. Hesaplama Yöntemi

Pervanenin toplam kaldırma ve direnç kuvvetlerini hesaplamak için, öncelikle her bir kanada ait bir konum belirlenir. Verilen kanadın bu konumundaki, hücum açısı bulunur. Eğer verilen bir kanat konumu için hücum açısı biliniyorsa, buradan kolaylıkla kaldırma, direnç kuvvetleri ve momentler hesaplanabilir. Daha sonraki adımda sabit bir eksen takımına göre her bir kanat için X , Y yönlerindeki kuvvetler bulunur. Bu kuvvetlerin bileşkesi olan kuvvetlerde hesaplandıktan sonra, pervane kanatları yeni bir konuma gelecek ; yani, kanatlar için yeni hücum açlarına ait kaldırma, direnç ve hatve-momentleri oluşacak şekilde döndürülür. Böylece yukarıda açıklandığı üzere bu işlem devam ettirilip sonuçların tümü toplandığında ve bunların ortalaması alındığında ise pervaneye ait kaldırma , direnç ve moment kuvvetleri hesaplanır.

BÖLÜM 4

4. İDEAL AKIŞKANDA DAİMİ AKIM HAREKETİ

Bu bölümde ideal ve daimi bir akış içinde hareket incelenecektir. Yani viskoz etkiler ve diğer zamana bağlı etkiler ihmal edilmiştir.

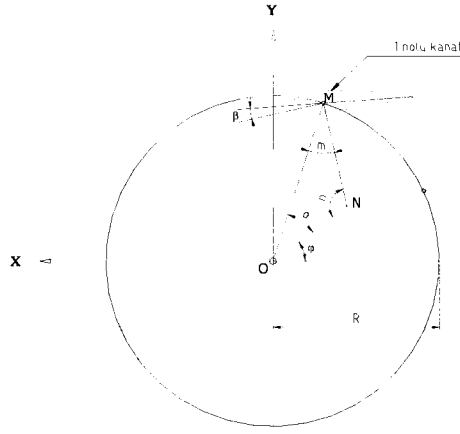
Kanat hareketleri olarak önce sinüzoidal bir hareket şeklinde hücum açısının olduğu daha sonra ise hareketin sikloidal olduğu kabul edilerek hesaplar yapılacaktır.

Yapılan ilk araştırmalarda, sikloidal pervanelerin yapısı gereği ideal bir kanat hareketinin sinüzoidal bir hareket olduğu fark edilmiştir. Yani kanat hareketleri negatif bir sinüzoidal hareket şeklinde olur.

Bir sikloidal pervanede etkin kanat hücum açısı β , kanadın hücum açısına eşit olmalıdır. φ açısı ise, hücum açısının sıfır olduğu konuma gider. θ açısı φ açısına eşit olduğunda hücum açısı sıfır olmalıdır. Buradan, kanatlar φ açısından itibaren saat yönünün tersi yönde hareketle π radyanlık açısal konum değişimi için negatif bir kaldırma kuvveti, $\pi-2\pi$ arasındaki açısal konum değişimi için pozitif bir kaldırma kuvveti meydana getirmelidir. Buna göre sinüzoidal bir hareket için etkin kanat açısı aşağıdaki gibi olur [17];

$$\beta = -\beta_{maks} \cdot \sin(\theta - \varphi) \quad (4.1)$$

burada β_{maks} sinüzoidal hareketin genliğidir. Diğer bir hareket şeklide sikloidal harekettir. Bu harekete göre hücum açısı şöyle bulunabilir.



Şekil 4.1. Kanadın konumu ve açıları.

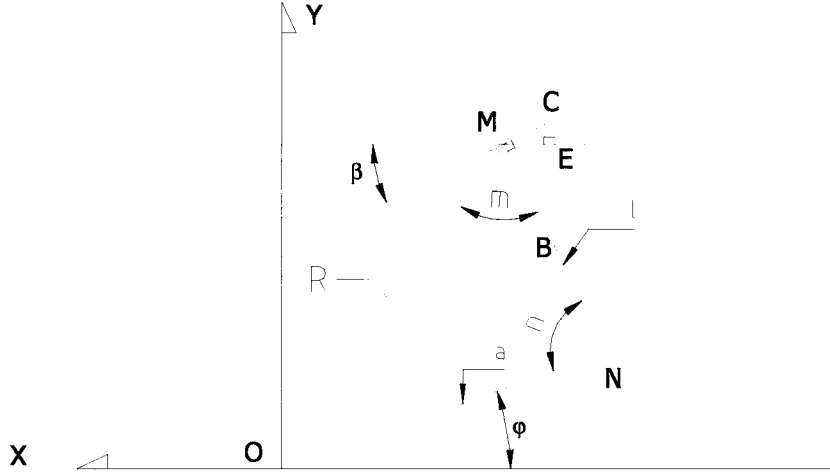
Şekil.4.1'deki 1 nolu kanadın bulunduğu konumu ele alalım. Burada ϕ açısına faz açısı diyelim. O merkezli eksen takımının oluşturduğu eksen takımı (X,Y) ve olan N merkezli eksen takımının oluşturduğu eksen takımı (x,y) olur. N noktası dümen

merkezidir. OMN üçgenini ele alırsak OM mesafesi kanadın pervaneye sabitlendiği ve etrafında salınım hareketi yaptığı nokta ile O noktası arasındaki mesafedir. Bu değer R pervane yarı çapı olarak alınabilir. ON mesafesi olan a ise dümen merkezi ile O noktası arasındaki mesafedir. MN mesafesi l ise kanadın orijine göre açılal konumuna bağlı olarak değişir.

Buna göre bir kanat O noktası etrafında dönerken oluşan her bir OMN üçgeni ve açıları, bize hücum açılarını belirlemede yardımcı olur (Şekil 4.2).

Sikloidal hareket yapan bir pervanede tanımı gereği kanat giriş ve çıkış uçlarını birleştiren doğrudan çıkan dikmeler ortak bir noktada (N) dümen noktasında kesişir. Buna göre MN doğrusu AC doğrusuna diktir. Buradan β açısı OMN açısına eşit olarak bulunur.

OMN üçgeninde sinüs kuralına göre;



Şekil 4.2. Bir kanat konumuna ait açılar.

$$\frac{OM}{\sin(n)} = \frac{ON}{\sin(m)} = \frac{MN}{\sin(o)} = \frac{R}{\sin(n)} = \frac{a}{\sin(m)} = \frac{l}{\sin(o)}$$

yazılır.

R, a, n bilinen değerlerdir. Buradan n açısına ufak değişimler verilerek sinüs kuralı uygulanabilir. Böylece;

$$\sin(m) = \frac{a \cdot \sin(n)}{R}$$

veya;

$$m = \arcsin\left[\frac{a}{R} \cdot \sin(n)\right]$$

bulunur.

Bir üçgenin iç açıları toplamı 180 derece olduğuna göre o açısı

$$o = 180 - (m + n)$$

olarak bulunur. Yukarıdaki açısal değişimler N merkezli eksen takımına göre yapıldığından, bunu O merkezli eksen takımına dönüştürecek olursak

$$\theta = \varphi + o \quad (0-180 \text{ için})$$

$$\theta = \varphi + (180 - o) + 180 \quad (180-360 \text{ için})$$

şeklinde olur.

Böylece sikloidal bir hareket yapan kanat için belirli konumlara karşılık gelen hücum açıları bulunur.

Verilen bir kanada ait hücum açısı bulunduktan sonraki adım, kaldırma eğrisi eğiminin hesaplanmasıdır. Yani; 2 boyuttaki kaldırma eğrisi eğimi olan Cl_α ve 3 boyuttaki kaldırma eğrisi eğimi olan CL_α değerleri bilinmelidir. 2 boyuttaki kaldırma eğrisi eğimi olan Cl_α değeri rüzgar tünelleri kullanılarak deneysel olarak bulunmuştur. Yalnız bu değerler söz konusu ; kanadın sonsuz uzunlukta ve kanat profilinin kuyruk kısmındaki akış olaylarından etkilenmediği durum göz önüne alınarak bulunur. Bundan sonraki adım ise 3 boyutta kaldırma eğrisi eğimi olan CL_α 'nın hesaplanmasıdır. Etkin [18] tarafından verilen aşağıdaki denklem yardımıyla bu değer hesaplanabilir.

$$C_{L\alpha} = \frac{2\pi \cdot AR}{2 + \sqrt{\frac{AR^2 \cdot B^2}{\kappa^2} + \frac{\tan^2(\Lambda/2)}{B^2} + 4}} \quad (4.2)$$

bu denklemde ;

$$\kappa = \frac{B \cdot C_{L\alpha}}{2\pi} \quad (4.3)$$

ve

$$B = \sqrt{1 - M}$$

(4.2) nolu denklemde pervanenin ses hızından çok düşük bir hızda döndüğü kabul edilirse B yaklaşık olarak 1'e eşit olur. Ayrıca kanatlarda bir taramanın (sweep) olmadığı da kabul edilirse $\Lambda=0$ olur. Böylece (4.2) denklemi şu hali alır ;

$$C_{L\alpha} = \frac{2\pi \cdot AR}{2 + \sqrt{\frac{AR^2 \cdot 4\pi^2}{C_{l\alpha}^2} + 4}} \quad (4.4)$$

Şimdi kanada ait β açısı ve kaldırma eğrisi eğimi bilindiği için, kanadın belli bir teta (θ) açısındaki, kaldırma katsayısı aşağıdaki gibi hesaplanabilir;

$$C_L = C_{L\alpha} \cdot \beta \quad (4.5)$$

(4.5) nolu denklemde hücum açısı radyan olarak alınmalıdır. Buradan da kaldırma katsayısı bulunduğuna göre, aşağıda verilen denklem kullanılarak, kaldırma kuvvetini hesaplanabilir.

$$L = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V^2 \cdot S \cdot C_L = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V^2 \cdot (b \cdot c) \cdot C_L \quad (4.6)$$

Yukarıdaki (4.6) nolu denklemde V pervanenin uç kısmındaki yani pervaneye teğet olan çevresel hızdır. Bu hızın değeri ayrıca $\Omega \cdot R$ 'ye eşittir.

Buradan kanada etkiyen sürtünme kuvvetlerinin, sadece etkileşim sonucu olan, direnç kuvveti olduğunu kabul edelim. Kanada ait indüklenmiş direnç kuvvetini hesaplamak için şu formülü yazabiliriz ;

$$C_D = C_{D0} + \frac{C_L^2}{\pi \cdot (AR) \cdot Ef} \quad (4.7)$$

Burada Ef Oswald kanat kalınlığı faktörüdür ve deneysel verilerle hesaplanan verileri karşılaştırmak için kullanılır. Direnç katsayısı da bilindiğine göre, direnç kuvvetini şu şekilde hesaplayabiliriz.

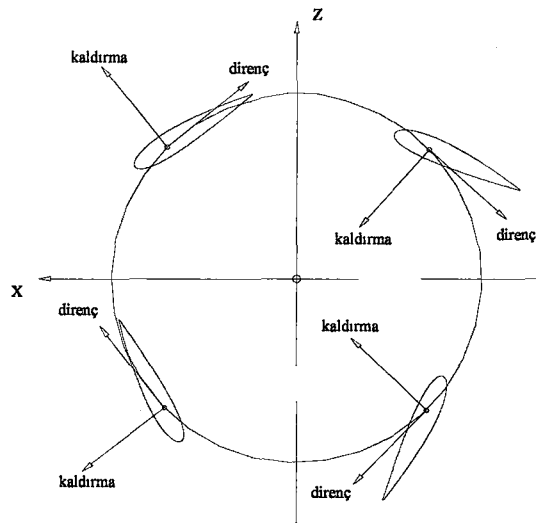
$$D = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V^2 \cdot S \cdot C_D = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V^2 \cdot (b \cdot c) \cdot C_D \quad (4.8)$$

Bundan sonraki adım ise kaldırma ve direnç kuvvetlerini X, Y koordinat düzleminde bileşenlerine ayırmaktır . (Şekil 4.3) farklı dört teta (θ) açısı için kanatlardaki kaldırma ve direnç kuvvetleri vektörleri şematik olarak gösterilmiştir.

Kanatın oluşturduğu kaldırma ve direnç kuvvetlerini, X, Y düzlemindeki koordinat sistemine çevirmek için, Z eksenini etrafında dönen bir koordinat sisteminden, sabit bir koordinat sistemine geçelim . Bu koordinat değişimini aşağıda verilen denklemler yardımıyla yapalım,

$$\mathbf{i}_{\text{sabit}} = \mathbf{i}_{\text{dönen}} \cos \varphi + \mathbf{j}_{\text{dönen}} \sin \varphi \quad (4.9)$$

$$\mathbf{k}_{\text{sabit}} = \mathbf{k}_{\text{dönen}} \quad (4.10)$$



Şekil 4.3. Kuvvet bileşenlerinin şematik olarak gösterilmesi.

$$j_{\text{sabit}} = -i_{\text{dönen}} \sin \varphi + j_{\text{dönen}} \cos \varphi \quad (4.11)$$

burada φ açısı iki koordinat sistemi arasındaki açıdır. Ayrıca φ açısı, teta (θ) açısına eşittir.

Yukarıdaki koordinat sistemine göre ; pervanenin toplam itmesi (F_x) i_{sabit} yönünde, toplam kaldırma kuvveti (F_y) j_{sabit} yönünde olur. Pervane üzerindeki herhangi bir kanada ait, kaldırma kuvveti ise $i_{\text{dönen}}$ yönünde ve kanadın direnç kuvveti ise $j_{\text{dönen}}$ yönünde olur.

X yönündeki kuvvet için (4.9), (4.10) ve (4.11) nolu denklemleri yerine yazarsak bu yöndeki kuvvet için denklem şu şekilde olur;

$$F_x = L \cdot \cos\theta + D \cdot \sin\theta \quad (4.12)$$

Y yönündeki kuvvet için benzer şekilde (4.9), (4.10) ve (4.11) nolu denklemleri yerine yazarsak, bu yöndeki kuvvet için denklem şu hali alır;

$$F_y = -L \cdot \sin\theta + D \cdot \cos\theta \quad (4.13)$$

Şimdi de verilen bir teta (θ) açısındaki her bir kanada ait X ve Y yönündeki kuvvetler bilindiği için toplam kuvvet hesaplanabilir.

Bir sikloidal pervane tarafından oluşturulan ortalama itme kuvvetini bulmak için, kanatların hepsi tarafından oluşturulan tüm teta (θ) açılarındaki F_x ve F_y kuvvetlerinin hepsi toplanır.

Pervaneyi döndürmek için gerekli tork ve güç ise aşağıdaki denklem yardımıyla yaklaşık olarak hesaplanır.

$$\text{Tork} = \sum_{\text{teta}=0}^{360} \sum_{\text{kanatsay.}} (D \cdot R) \quad (4.14)$$

$$\text{Güç} = \sum_{\text{teta}=0}^{360} \sum_{\text{kanatsay.}} (D \cdot V) \quad (4.15)$$

Burada ,D direnç kuvveti, V pervanenin çevresel hızı, R pervane yarı çapıdır.

Ek-B yukarıdaki hesapları yapan FORTRAN 90 programlama dilinde yazılmış bir program verilmiştir.



BÖLÜM 5.

5. UYGULAMALAR

Yapılan uygulamalara ait değerler ve kullanılan veriler aşağıdaki tablolarda verilmiştir. Sonuçlar ise ekler kısmında grafiksel olarak verilmektedir.

5.1. Sinüzoidal Kanat Hareketleri

Tablo 5.1. Sinüzoidal kanat hareketleri için veriler.

| UYGULAMA NO | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|---------------------------------|---------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| AKIŞ TÜRÜ | | | | | | |
| HARAKET TİPİ | Sinüzoidal kanat hareketi | | | | | |
| KULLANILANLAR | | | | | | |
| Kanat Tipi (NACA) | 0012 | 0012 | 0012 | 0012 | 0012 | 0012 |
| 2 boyutta kaldırma eğrisi eğimi | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 |
| Oswald katsayısı | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 |
| Profil direnci | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 |
| Pervane yarıçapı | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
| Kanat genişliği | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| Kanat uzunluğu | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 |
| Kanat sayısı | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| Devir sayısı | 450 | 450 | 450 | 200 | 400 | 600 |
| Faz açısı | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Akışkan yoğunluğu | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 |
| Genlik | 30 | 45 | 53 | 53 | 53 | 53 |
| Eksentrisite | - | - | - | - | - | - |

5.2. Sikloidal Kanat Hareketleri

Tablo 5.2. Sikloidal kanat hareketleri için veriler.

| UYGULAMA NO | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|---------------------------------|--------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| AKIŞ TÜRÜ | | | | | | |
| HARAKET TİPİ | Sikloidal kanat hareketi | | | | | |
| KULLANILANLAR | | | | | | |
| Kanat Tipi (NACA) | 0012 | 0012 | 0012 | 0012 | 0012 | 0012 |
| 2 boyutta kaldırma eğrisi eğimi | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 | 6.0161 |
| Oswald katsayısı | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.4 |
| Profil direnci | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 |
| Pervane yarıçapı | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
| Kanat genişliği | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| Kanat uzunluğu | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.2 |
| Kanat sayısı | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| Devir sayısı | 400 | 400 | 400 | 200 | 300 | 600 |
| Faz açısı | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Akışkan yoğunluğu | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 |
| Genlik | - | - | - | - | - | - |
| Eksentirisite | 0.4 | 0.3 | 0.2 | 0.4 | 0.4 | 0.4 |

Yukarıdaki uygulamalara ait verilere göre hesaplanan değerler, ve grafikler, sinüzoidal hareket için EK-C , sikloidal hareketler için EK-D'te verilmiştir.

BÖLÜM 6

6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu çalışmada en temel hali ile, kanat profilleri üzerinde basınç ve hız alanlarının hesaplanmasından başlayarak, yönlendirilmiş kanat teorisinin bir uygulaması olan sikloidal bir pervanenin hidrodinamiği incelenmiştir. Pervane kanat hareketlerinin önce sinüzoidal, daha sonra da sikloidal salınımlar şeklinde olduğu kabul edilmiştir.

Analitik formüllere uygun olarak Fortran 90 programlama dilinde yazılan bilgisayar programı sonuçlarından elde edilen teorik bilgilere göre; sinüzoidal kanat hareketleri için maksimum kanat hücum açısı yaklaşık 53° ile sınırlanmaktadır. Bunda kanat profili karakteristik özelliklerinin önemi de büyüktür.

Sinüzoidal kanat hareketleri için genlik değeri arttırıldığında diğer tüm değerler buna bağlı olarak artmaktadır.

Sikloidal hareket yapan kanatlarda ise en yüksek kaldırma kuvvetinin, dümen merkezinin pervane yarıçapına oranı olan eksantirisite değeri, yaklaşık 0.8 olduğunda elde edilir.

Bununla birlikte pervanenin performansına doğrudan etki eden unsurlar ise, pervane çapı, kanat boyu, kanat genişliği, açısal hız ve kanat sayısıdır. Kanat sayısının artmasıyla toplam kaldırma kuvveti artmakta ve dönme esnasında kanatların oluşturduğu salınım periyodu azalmaktadır.

Sikloidal kanat hareketleri, sinüzoidal kanat hareketlerine göre daha iyi sonuçlar vermektedir. Bu tip hareket yapan pervanelerde verim diğer tip pervanelere göre daha düşüktür. Bununla birlikte manevra yeteneğini artırması ve oluşan itmeyi kolayca yönlendirmesi bu pervanelerin en büyük avantajıdır.

Bu tür pervaneler 360 derecelik bir manevra yeteneğine sahiptir. Yani her hangi bir yönde sevk kuvveti elde edilebilir.

Sonuç olarak, kanatları sikloidal hareket yapan pervaneler, manevra kabiliyetini arttırmak için değişik araçlarda kullanılabilir. Günümüzde genellikle römorkör ve feribotlarda kullanılan bu tip sevk mekanizmaları, gelecekte uzay araçları ve özel olarak imal edilen helikopterlerde kullanılması yönünde araştırmalar yapılmaktadır.



KAYNAKLAR

1. KIRSTEN, F.K., The Cycloidal Propeller in Marine Application. Report 322, Aeronautical Laboratory, University of WA.
2. SCHNEIDER, E., 1933. Cycloidal Propulsion Wing. Werft-Reederei-Hafen, 161-169.
3. VAN, MANEN, J. and VAN, TERWISGA, T., 1997. A New Way of Simulating Whale Tail Propulsion. Twenty-First Symposium on Naval Hydrodynamics, Nat'l Academy Pres
4. HENRY, C.J., 1959. A Survey of Cycloidal Propulsion. Davidson Laboratory, Report No: 728.
5. SPARENBERG, J.A., 1960. On The Efficiency of a Vertical Axis Propeller. Proceedings of Third Symposium on Naval Hydrodynamics, O.N.R. ACR-65. 40-65
6. JAMES, E.C., 1971. A Small Perturbation Theory for Cycloidal Propeller. PhD. Thesis C.I.T., Pasadena.
7. NAKONECHNY, B.V., 1961. Experimental Performance of a Six Bladed Vertical Axis Propeller. DTMB Report 1446.
8. FICKEN, N.L., 1966. Conditions for The Maximum Efficiency Operation of Cycloidal Propellers. SNAME Chesapeake Section Paper.
9. BRAJNE, E., 1982. Comparison of A Cycloidal Propeller with Azimuth Thrusters whit Regard to Efficiency, Cavitations and Noise. RINA.
10. BOSE, N. and LAI, P.S.K., 1989. Experimental Performance of a Trochoidal Propeller with High Aspect Ratio Blades. Marine Technology, Vol: 26, No.3.
11. THEODORSEN, T., 1931. Theory of Wing Section of Arbitrary Shape. N.A.C.A. Report, No: 411.
12. MÜFTÜOĞLU, S., 1963. Hidro-Aerodinamik. İ.T.Ü. Kütüphanesi Sayı: 535, İstanbul.
13. THEODORSEN, T. and GARRICK, I. E., General Potential Theory of Arbitrary Wing Section. N.A.C.A. Report, No: 452

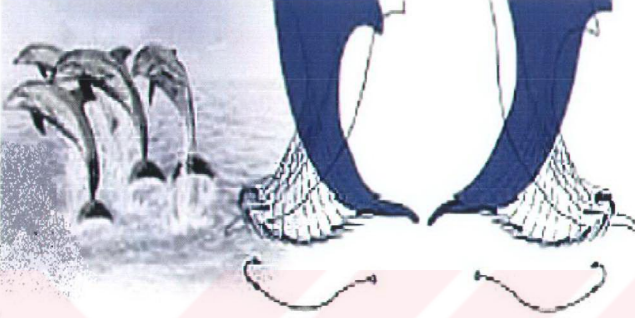
14. ŞALCI, A., 1972. Baştan İlerleyen Deplasman Teknelerinde Gemi Hızının Enine Geometrik Stabiliteye Etkisi. Diploma Çalışması, Makine Fakültesi, İ.T.Ü, İstanbul.
15. ŞALCI, A., 2001. İleri Hidrodinamik Ders Notları. F.B.E., K.O.Ü., Kocaeli.
16. KAFALI, K., 1968. Gemilerde Kullanılan Profillerin Tatbiki Hidromekaniği. Arkadaşlar Matbası, İstanbul.
17. GARRICK, I. E., Propulsion of a Flapping and Oscillating Airfoil. N.A.C.A. Report, No: 567.
18. ETKIN and REID. 1996. Dynamics of Flight. John Wiley & Son Pres.
19. ABBOTT, IRA H. and VON DOENHOFF, A.E., 1959. Theory of Wing Sections. Dover Publication, New York.
20. ÇALIK, B., 1993. Voith- Schneider Pervaneleri ile Gemilerin Sevki. Bitirme Tezi, Gemi İnşaat ve Deniz Bilimleri Fakültesi, İ.T.Ü, İstanbul.
21. SPARENBERG, J.A. and GRAAF, R., 1969. On The Optimum One-Blade Cycloidal Propeller. Journal Eng. Math, Vol.3, 1-20.
22. KIRSTEN, F.K., 1928. A New Type of Propeller. S.A.E. Journal, Vol. XXII, 77-80.
23. VOITH –HYDRO. GmbH & CO. KG. MARİNE TECHNOLOGY, Mecmuaları, Genel.

İNTERNET ADRESLERİ

www.voith.marinetechonology.com
<http://naca.larc.nasa.gov/reports>
<http://www.boschaero.com>
[http://aeroguy.snu.ac.kr/lab/research .htm](http://aeroguy.snu.ac.kr/lab/research.htm)

EKLER





Şekil A. 1Şekil A.1. Yunus balığının kuyruk hareketleri



Şekil A. 2Şekil A.2. VSP takılmış bir hücum botu.

EK-A



Şekil A. 3Şekil A.3. VSP takılmış bir feribot.



Şekil A. 4Şekil A.4. VSP takılmış bir römorkör.

EK-A



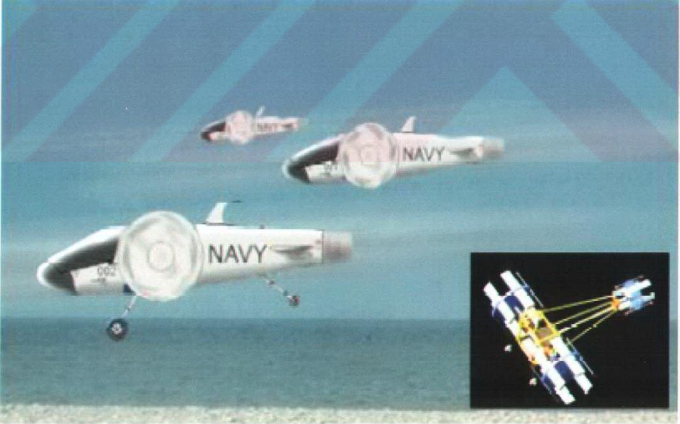
Şekil A. 5Şekil A.5. VSP ile sevk edilen bir feribot.



Şekil A. 6Şekil A.6. Özel olarak imal edilmiş bir yüzer viç.



Şekil A. 7Şekil A.7. Özel olarak tasarlanmış bir helikopter.



Şekil A. 8Şekil A.8. Bosch araştırma laboratuvarlarında geliştirilen bir uzay aracı.

EK-B

```
!*****  
!* BU PROGRAM KANATLARI SİNÜZOİDAL HAREKET YAPAN *  
!* BİR PERVANE İÇİN GEREKEN DEĞERLERİ HESAPLAR *  
!* Hazırlayan: MUSTAFA BEDRİ ŞENGÜL *  
!*****
```

!değişkenler ve sabitler

```
real r          !pervane yarıçapı  
real span       !kanat genişliği  
real c          !kanat boyu  
integer numbl  !kanat sayısı  
real e         !Oswald katsayısı  
real cla2d     !2-boyutta kaldırma eğrisi eğimi  
real cla3d     !3-boyutta kaldırma eğrisi eğimi  
real,parameter:pi=3.14  
real dev       !devir sayısı  
real cdo       !profil direnci  
real omega     !pervane hızı  
real v         !kanatlara gelen hız  
real betamax   !genlik değeri  
real rho       !akışkan yoğunluğu  
real phi       !faz açısı  
real ,dimension(1000):: beta  
real ,dimension(1000):: cl  
real ,dimension(1000)::lift  
real ,dimension(1000)::drag  
  
real ,dimension(1000):: cd  
real ,dimension(1000):: fx  
real ,dimension(1000):: fy  
real n,j  
integer prft  
character DosyaAdi*100  
character iter*100  
real ,dimension(10):: veri
```

DATA veri/0.5,1,0.2,6,0.4,6.0161,0.05,53,1000,0/

!Değerlerin girilmesi

```
write(*,*)'Iterasyon Sayisini Gir'  
Read *,iter  
read (iter,*) n  
write(*,*)"kullanılan naca profil tipi belirtiniz"  
read*,prft
```

EK-B

```
DosyaAdi = "DEGISKENLER-snz" // iter
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"
open (unit=10 ,file=DosyaAdi)
```

```
iter=trim(iter)
DosyaAdi = "KATSAYILAR-snz" // iter
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"
open (unit=110 ,file=DosyaAdi)
```

```
DosyaAdi = "KUVVETLER-snz" // iter
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"
open (unit=120 ,file=DosyaAdi)
```

```
DosyaAdi = "6 kanat hali-snz" // iter
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"
open (unit=130 ,file=DosyaAdi)
```

```
write(10,*)"DAİMİ İDEAL AKIMDAKİ SİNÜZOİDAL HAREKET* "
write(10,*)" UYGULAMA NO :"/iter
write(10,'((A),I6)')KULLANILAN PROFİL TİPİ NACA',prft
```

```
!*****
```

```
write(*,*)varsayılan verileri değiştirmek istiyor musunuz'
write(*,*)'evet ise 1'
write(*,*)'hayır ise 2 yazın'
read*,ans
if (ans==1) then
goto 5
else if(ans==2) then
goto 30
else
end if
```

```
30 r=veri(1)
span=veri(2)
c=veri(3)
numbld=veri(4)
e=veri(5)
cla2d=veri(6)
cd0=veri(7)
betamax=veri(8)
rho=veri(9)
phi=veri(10)
```

```
write (10,*) 'pervane yarıçapı'
```

EK-B

```
write(10,*) r
```

```
write (10,*) 'kanat genişliği'  
write(10,*)span
```

```
write (10,*) 'kanat boyu'  
write(10,*) c
```

```
write (10,*) 'kanat sayısı'  
write(10,*) numbl
```

```
write (10,*) 'Oswald katsayısı'  
write(10,*) e
```

```
write (10,*) '2-D kaldırma eğrisi eğimi'  
write(10,*)cla2d
```

```
write (10,*) 'profil direnci'  
write(10,*)cdo
```

```
write (10,*) 'genlik'  
write(10,*) betamax
```

```
write (10,*) 'akışkanın yoğunluğu'  
write(10,*) rho
```

```
write (10,*)'faz açısı'  
write(10,*) phi
```

```
goto 40
```

```
!*****
```

```
5 write (*,*) '2-Boyutta kaldırma eğrisi eğimi.'  
read*,cla2d  
write(10,'(A,2x,f10.6)')'2-Boyutta kaldırma eğrisi eğimi :',cla2d
```

```
write (*,*) 'Profil direnci'  
read*,cdo  
write(10,'(A,2x,f8.4)')'Profil direnci :',cdo
```

```
write (*,*)'Oswald katsayısı'  
read*,e  
write(10,'(A,2x,f8.4)')'Oswald katsayısı :', e
```

```
!*****
```

EK-B

```
write (*,*) 'Pervane Yarırcapı(m):'  
read*, r  
write(10,'(A,2x,f7.3)') 'Pervane Yarırcapı(m)      :', r  
  
write (*,*) 'Kanat uzunluğu(m):'  
read*, span  
write(10,'(A,2x,f7.3)') 'Kanat uzunluğu(m)      :',span  
  
write (*,*) 'Kanat Boyu(m):'  
read*,c  
write(10,'(A,2x,f7.3)') 'Kanat Boyu(m)          :',c  
  
write (*,*) 'Kanat Sayısı:'  
read*, numbl  
write(10,'(A,2x,I3)') 'Kanat Sayısı            :', numbl  
  
write (*,*) 'Devir sayısı (dev/dk) :'  
read*, dev  
write(10,'(A,2x,f7.2)') 'Devir sayısı (dev/dk) :', dev  
  
write (*,*) 'Azami hucum acısı(deg):'  
read*, betamax  
write(10,'(A,2x,f6.2)') 'Azami hucum acısı(deg)  :', betamax  
  
write (*,*) 'Akışkanın Yoğunluğu(kg/m3):'  
read*, rho  
write(10,'(A,2x,f10.4)') 'Akışkanın Yoğunluğu(kg/m3):', rho  
  
write (*,*) 'Faz acısı(deg):'  
read*, phi  
write(10,'(A,2x,f7.3)') 'Faz acısı(deg)        :', phi
```

!*****

!hesaplamalar

```
40 rpm=((3.14)/30)  
write (*,*) rpm  
omega=dev*rpm  
write (*,*) omega  
v=r*omega  
s=span*c      !kanat alanı  
ar=((span)**2)/s !yan oranı  
write(*,*)ar
```

! cla3d hesabı

EK-B

```
cla3d=2*pi*ar/(2+sqrt(((2*pi*ar/cla2d)**2)+4))
```

```
write(*,*) 'v=',v,'omega=',omega
```

```
write(10,*) 'Pervane dönme hızı (m/s)',v
```

```
write(*,*) 'cla3d=',cla3d
```

```
write(10,*) '3boyutta kaldırma eğrisi eğimi:',cla3d
```

```
sumxo=0
```

```
sumyo=0
```

```
toro=0
```

```
dmak=0
```

```
do i=0,360
```

```
beta(i)=((-betamax))*sin(((i*3.14)/180)-phi) !hücum açısı
```

```
cla3d=cla3d
```

```
cl(i)=cla3d*(beta(i)*(3.14/180))
```

```
!kaldırma katsayısı
```

```
lift(i)=(0.5*(rho*(v**2)*s*cl(i)))
```

```
!kaldırma kuvveti
```

```
cd(i)=(cdo)+((cl(i)**2)/(3.14*ar*e))
```

```
!direnc katsayısı
```

```
drag(i)=0.5*(rho*(v**2)*s*cd(i))
```

```
!direnc kuvveti
```

```
if (lift(i)>lmak)then
```

```
lmak=lift(i)
```

```
else
```

```
lmak=lmak
```

```
end if
```

```
if (drag(i)>dmak)then
```

```
dmak=drag(i)
```

```
else
```

```
dmak=dmak
```

```
end if
```

```
!Y yönündeki kuvvetler
```

```
fy(i)=-((lift(i))*sin((i*3.14)/180))+(drag(i)*cos((i*3.14)/180))
```

```
!X yönündeki kuvvetler
```

```
fx(i)=-((lift(i))*cos((i*3.14)/180))+(drag(i)*sin((i*3.14)/180))
```

```
!*****
```

```
!ORTALAMA FX, FY DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI
```

```
sumy=sumyo+fy(i)
```

```
sumyo=sumy
```


EK-B

```
sumx=sumxo+fx(i)
sumxo=sumx
```

```
say=i
```

```
!*****
```

!DEĞERLERİN YAZDIRILMASI

```
write(110,50) i,beta(i),cl(i),lift(i),cd(i),drag(i)
50 format (i3,f18.4,f18.4,f18.4,f18.4,f18.4)
```

```
write(120,60) i,fy(i),fx(i)
60 format(i3,f18.4,f18.4)
```

```
end do
```

```
!*****
```

!TORK VE GÜCÜN HESAPLANMASI

```
fyort=sumy/say
fxort=sumx/say
```

```
tork=(dmak*r)
guc=((dmak*v)/550)
```

!ortalama değerlerin yazdırılması

```
write(10,*)'Fx yönünde ortalama kuvvet (N):',fxort
write(10,*)'Fy yönünde ortalama kuvvet (N):',fyort
write(10,*)'Azami kaldırma (N):',lmak
write(10,*)'Azami direnç (N):',dmak
write(10,*)'Gerekli tork (Nm):',tork
write(10,*)'Gerekli güç( hp):',guc
```

```
do j=0,360
```

```
f1=drag(j)
l2=(j+60)
k2=mod(l2,360)
f2=drag(k2)
l3=j+120
k3=mod(l3,360)
f3=drag(k3)
l4=j+180
k4=mod(l4,360)
```

EK-B

```
f4=drag(k4)
l5=j+240
k5=mod(15,360)
f5=drag(k5)
l6=j+300
k6=mod(16,360)
f6=drag(k6)

ftol6=(f1+f2+f3+f4+f5+f6)/6
ftol3=(f1+f3+f5)/3
ftol2=(f1+f4)/2

write(130,*)j,ftol6,ftol3,ftol2

end do

close(130)
close(120)
close(110)
close(10)

end
```

EK-B

!Bu program herhangi bir dümen konumunda sikloidal
!hareket yapan pervaneye ait hücum açıları ve
!mutlak bir referans sistemine göre açıları hesaplar
!Hazırlayan: Mustafa Bedri Şengül

!değişkenler ve sabitler

```
real :: a
real, dimension (500)::l,d,tetal,retet
real r      !pervane yarıçapı
real span   !kanat genişliği
real c      !kanat boyu
integer numbl !kanat sayısı
real e      !Oswald katsayısı
real cla2d  !2-D kaldırma eğrisi eğimi
real cla3d  !3-D kaldırma eğrisi eğimi
real,parameter::pi=3.14
real s
real cdo    !profil direnci
real omega  !pervane dönme hızı
real v      !kanatlara gelen hız
real rho    !akışkanın yoğunluğu
real fi     !faz açısı
real ,dimension(10000):: beta
real ,dimension(10000):: cl
real ,dimension(10000)::lift
real ,dimension(10000)::drag
real ,dimension(10000):: cd
real ,dimension(10):: veri
real ,dimension(10000)::tdikbil,itmex
real ,dimension(10000)::tegbil,itmey
real ,dimension(10000)::tdi
real ,dimension(10000)::tdj
real ,dimension(10000)::tegi
real ,dimension(10000)::tegj
real n
integer prft
character DosyaAdi*100
character iter*100
DAta veri/0.5,1,0.2,6,0.4,6.0161,0.05,0.4,1000,0/
```

!değerlerin girilmesi
write (*,*)'UYGULAMA NUMARASINI GİRİNİZ'
Read *,iter
read (iter,*) n
write(*,*)"kullanılan naca profil tipi belirtiniz"

EK-B

```
read*,prft
```

```
DosyaAdi = "DEGISKENLER-cyc" // iter  
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"  
open (unit=10 ,file=DosyaAdi)
```

```
iter=trim(iter)  
DosyaAdi = "SONUCLAR-cyc" // iter  
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"  
open (unit=77 ,file=DosyaAdi)
```

```
DosyaAdi = "KUVVETLER-cyc" // iter  
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"  
open (unit=120 ,file=DosyaAdi)
```

```
DosyaAdi = "6 kanat hali-cyc" // iter  
DosyaAdi=trim(DosyaAdi) // ".dat"  
open (unit=130 ,file=DosyaAdi)
```

```
write(10,*)"SİKLOİDAL KANAT HAREKETİ * "  
write(10,*)" UYGULAMA NO :"/iter  
write(10,'((A),I6)')KULLANILAN PROFİL TİPİ NACA',prft
```

```
!*****  
write(*,*)'varsayılan verileri değiştirmek istiyor musunuz &  
evet ise 1 hayır ise 2 yazın'
```

```
r=veri(1)  
span=veri(2)  
c=veri(3)  
numbld=veri(4)  
e=veri(5)  
cla2d=veri(6)  
cd0=veri(7)  
a=veri(8)  
rho=veri(9)  
fi=veri(10)
```

```
read*,ans  
if (ans==1) then  
goto 5  
else if(ans==2) then  
goto 30  
else  
end if
```

```
!*****
```

EK-B

```
5 write (*,*) '2-Boyutta kaldırma eğrisi eğimi.'  
read*,cla2d  
write(10,'(A,2x,f10.6)')'2-Boyutta kaldırma eğrisi eğimi :',cla2d  
  
write (*,*) 'Profil direnci'  
read*,cdo  
write(10,'(A,2x,f8.4)')'Profil direnci :',cdo  
  
write (*,*)'Oswald katsayısı'  
read*,e  
write(10,'(A,2x,f8.4)')'Oswald katsayısı :', e  
|*****  
  
write (*,*) 'Pervane Yarıçapı(m):'  
read*, r  
write(10,'(A,2x,f7.3)') 'Pervane Yarıçapı(m) :', r  
  
write (*,*) 'Kanat uzunluğu(m):'  
read*, span  
write(10,'(A,2x,f7.3)')'Kanat uzunluğu(m) :',span  
  
write (*,*)'Kanat Boyu(m):'  
read*,c  
write(10,'(A,2x,f7.3)')'Kanat Boyu(m) :',c  
  
write (*,*)'Kanat Sayısı:'  
read*,numbld  
write(10,'(A,2x,I3)')'Kanat Sayısı :',numbld  
  
write (*,*)'Devir sayısı (dev/dk) :'  
read*,dev  
write(10,'(A,2x,f7.2)')'Devir sayısı (dev/dk) :', dev  
  
write (*,*)'eksentirisite değeri:'  
read*,a  
write(10,'(A,2x,f6.2)')'eksentirisite değeri:', a  
  
write (*,*)'Akışkanın Yoğunluğu(kg/m3):'  
read*,rho  
write(10,'(A,2x,f10.4)')'Akışkanın Yoğunluğu(kg/m3):',rho  
  
write (*,*)'Faz acısı(deg):'  
read*,fi  
write(10,'(A,2x,f7.3)')'Faz acısı(deg) :', fi  
  
!hesaplamalar
```

EK-B

```
30 rpm=((3.14)/30)
write (*,*) rpm
omega=dev*rpm
write (*,*) omega
v=r*omega
s=span *c      !kanat alanı
ar=((span)**2)/s !yan oranı
write(*,*)ar
```

!cla3d hesaplanması

```
cla3d=2*pi*ar/(2+sqrt(((2*pi*ar/cla2d)**2)+4))
```

```
write(*,*) 'v=',v,'omega=',omega
write(10,*) 'Pervane dönme hızı (m/s)',v
```

```
write(*,*) 'cla3d=',cla3d
write(10,*) '3boyutta kaldırma eğrisi eğimi:',cla3d
```

```
!*****
!hesaplamalar
```

```
!*****
!*bu kısım dümen noktasına göre 0-180 derece      *
!*açısındaki hesapları yapar                      *
!*****
```

```
sumxo=0
sumyo=0
sum2xo=0
sum2yo=0
l1mak=0
d1mak=0
l2mak=0
d2mak=0
```

```
do i=179,0,-1
```

```
l(i)=-(asin((a/r)*(sin(i*(3.14/180))))))
```

```
ld(i)=l(i)*(180/3.14)
```

```
beta(i)=l(i)
```

```
cla3d=cla3d
```

```
cl(i)=cla3d*(beta(i))      !kaldırma katsayısı
```

EK-B

$lift(i)=0.5*(rho*(v**2)*s*cl(i))$!kaldırma kuvveti

$cd(i)=(cdo)+((cl(i)**2)/(3.14*ar*e))$!direnç katsayısı

$drag(i)=0.5*(rho*(v**2)*s*cd(i))$!direnç kuvveti

!*****

if (abs(lift(i))>l1mak)then

l1mak=abs(lift(i))

else

l1mak=l1mak

end if

if (drag(i)>d1mak)then

d1mak=drag(i)

else

d1mak=d1mak

end if

!*****

!bu kısım kaldırma ve direnç vektörünün daireye

!teğet ve dik bileşenini hesaplar

tdikbil(i)=lift(i)

tegbil(i)= drag(i)

!*****

tetal(i)=180-(abs(i)+abs(ld(i)))

retet(i)=fi+tetal(i)

if (retet(i)>360)then

s=retet(i)-360

retet(i)=s

end if

!*****

! bu kısım kuvvetlerin teğet ve dik bileşenlerini

!mutlak eksen takımına çevirir

$tdi(i)=(tdikbil(i)*cos((3.14/180)*retet(i)))$

$tegi(i)=(tegbil(i)*sin((3.14/180)*retet(i)))$

$tdj(i)=(tdikbil(i)*sin((3.14/180)*retet(i)))$

$tegj(i)=-(tegbil(i)*cos((3.14/180)*retet(i)))$

$itmex(i)=tdi(i)+tegi(i)$

$itmey(i)=tdj(i)+tegj(i)$

EK-B

```
!*****
sumy=sumyo+itmey(i)
sumyo=sumy

sumx=sumxo+itmex(i)
sumxo=sumx

write(77,25)retet(i),ld(i),lift(i),drag(i),itmex(i),itmey(i),tdi(i),tegi(i),tdj(i),tegi(i)

25 FORMAT (F8.3, F8.3,F18.4,F18.4,F18.4,F18.4,F18.4,F18.4,F18.4,F18.4,F18.4)
end do

!*****
!*****
!*bu kısım dümen noktasına göre 180-0 derece *
!*açısındaki hesapları yapar *
!*****

do i=1,180

l(i)=(asin((a/r)*(sin(i*(3.14/180))))))

ld(i)=l(i)*(180/3.14)

beta(i)=l(i)

cla3d=cla3d

cl(i)=cla3d*beta(i) !kaldırma katsayısı

lift(i)=(0.5*(rho*(v**2)*s*cl(i)) !kaldırma kuvveti

cd(i)=(cdo)+((cl(i)**2)/(3.14*ar*e)) !direnç katsayısı

drag(i)=0.5*(rho*(v**2)*s*cd(i)) !direnç kuvveti

!*****
if (abs(lift(i))>l2mak)then
l2mak=abs(lift(i))
else
l2mak=l1mak
end if

if (drag(i)>d2mak)then
d2mak=drag(i)
else
```


EK-B

```
d2mak=d2mak  
end if
```

```
!*****  
!bu kısım kaldırma ve direnç vektörünün daireye  
!teğet ve dik bileşenini hesaplar
```

```
tdikbil(i)=lift(i)  
tegbil(i)=drag(i)  
!*****
```

```
tetal(i)=180-(abs(i)+abs(ld(i)))  
retet(i)=fi+(180-tetal(i))+180
```

```
if (retet(i)>360)then  
m=retet(i)-360  
retet(i)=m  
end if
```

```
!*****  
! bu kısım kuvvetlerin teğet ve dik bileşenlerini  
!mutlak eksen takımına çevirir
```

```
tdi(i)=(tdikbil(i)*cos((3.14/180)*retet(i)))  
tegi(i)=(tegbil(i)*sin((3.14/180)*retet(i)))
```

```
tdj(i)=(tdikbil(i)*sin((3.14/180)*retet(i)))  
tegi(i)=-(tegbil(i)*cos((3.14/180)*retet(i)))
```

```
itmex(i)=tdi(i)+tegi(i)  
itmey(i)=tdj(i)+tegi(i)
```

```
!*****  
sum2y=sumyo+itmey(i)  
sum2yo=sum2y
```

```
sum2x=sum2xo+itmex(i)  
sum2xo=sum2x
```

```
write(77,35)retet(i),ld(i),lift(i),drag(i),itmex(i),itmey(i),tdi(i),tegi(i),tdj(i),tegi(i))
```

```
35 FORMAT
```

```
(F8.3,1x,F8.3,1x,F18.4,1x,F18.4,1x,F18.4,1x,F18.4,1x,F18.4,1x,F18.4,1x,F18.4,1x,F  
18.4)
```

```
end do
```

```
!*****
```

EK-B

!ortalama değerlerin hesaplanması

```
sumfx=sumx+sum2x  
sumfy=sumy+sum2y
```

```
if (l1mak>l2mak)then  
lmak=l1mak  
else  
lmak=l2mak  
end if
```

```
if (d1mak>d2mak)then  
dmak=d1mak  
else  
dmak=d2mak  
end if
```

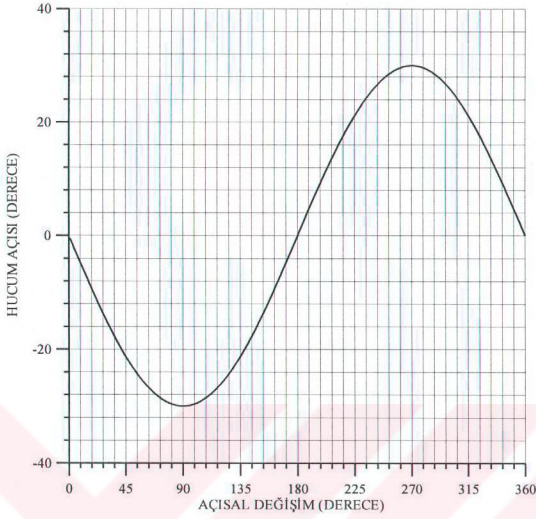
```
tork=(dmak*r)  
guc(((dmak)*v)/550)
```

!ortalama değerlerin yazdırılması

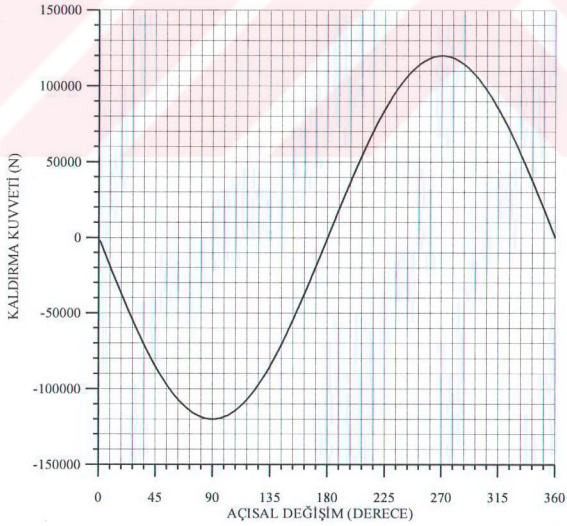
```
fayit=sqrt((sumfx**2)+(sumfy**2))  
yon=atan((sumfy/sumfx))  
yona=yon*(3,14/180)  
write(10,*)'Fx yönünde toplam kuvvet (N):',sumfx  
write(10,*)'Fy yönünde toplam kuvvet (N):',sumfy  
write(10,*)'Azami kaldırma (N):',lmak  
write(10,*)'Azami direnç (N):',dmak  
write(10,*)'Gerekli tork (Nm):',tork  
write(10,*)'Gerekli güç( hp):',guc  
write(10,*)'faydalı itme:',fayit  
write(10,*)'itme yönü (deg):',yona
```

```
!write(10,*)'ara değerler',sumx,sum2x,l1mak,l2mak,sumy,sum2y,d1mak,d2mak
```

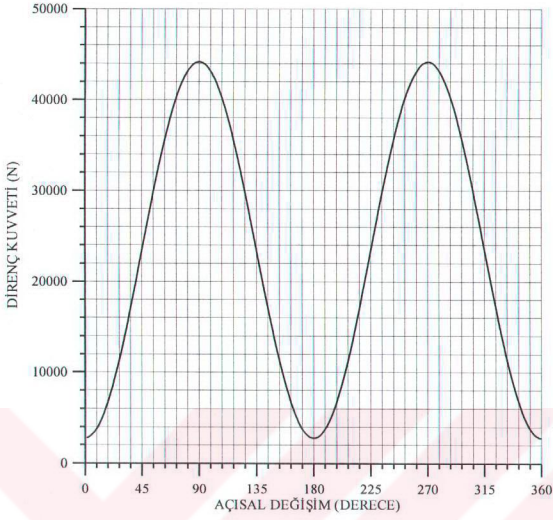
```
close (77)  
close (10)  
end
```



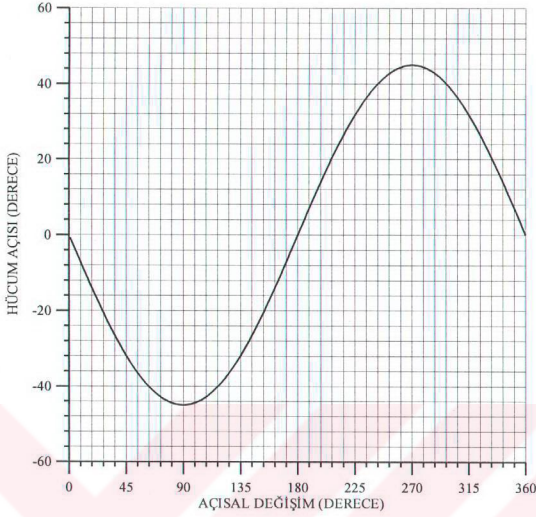
Şekil C.1. Uygulama 1 için hücum açısı değişimi.



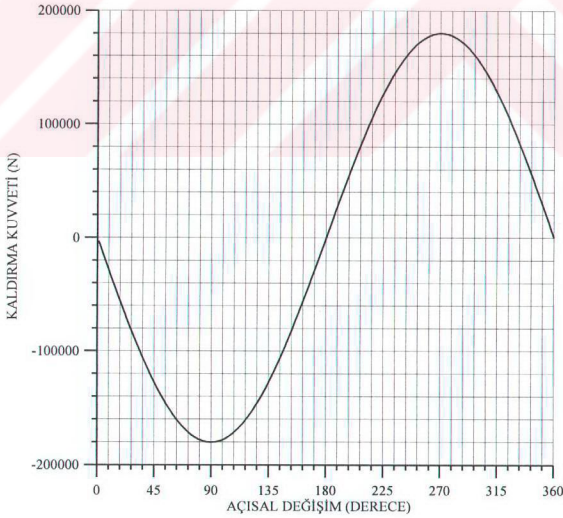
Şekil C.2. Uygulama 1 için kaldırma kuvveti değişimi.



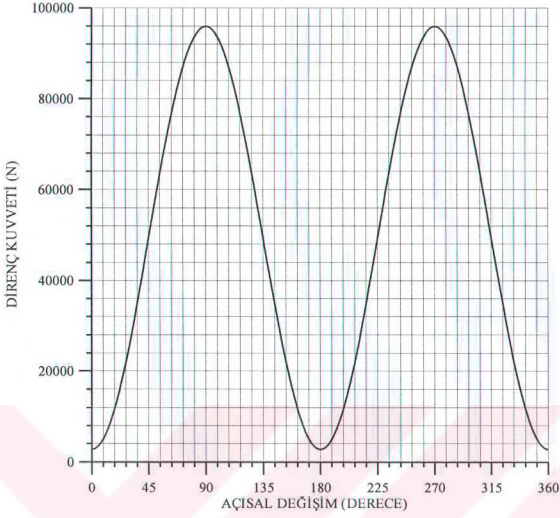
Şekil C.3. Uygulama 1 için direnç kuvveti değişimi.



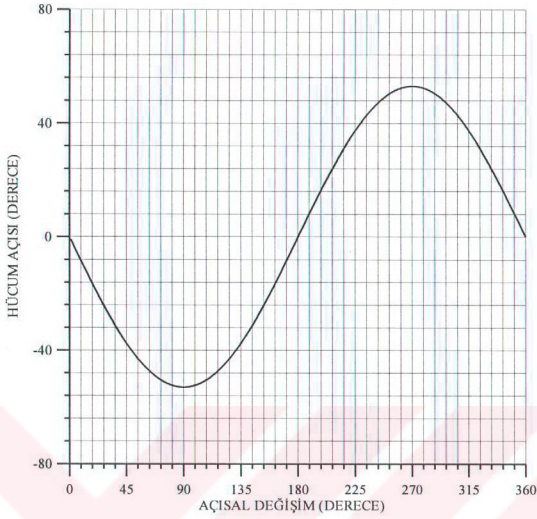
Şekil C.4. Uygulama 2 için hücum açısı değişimi.



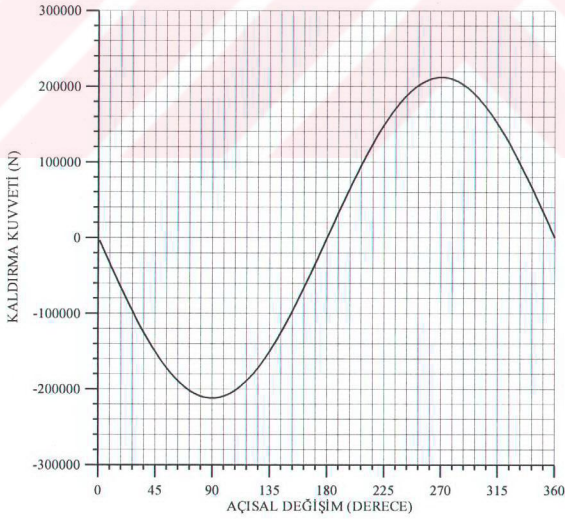
Şekil C.5. Uygulama 2 için kaldırma kuvveti değişimi.



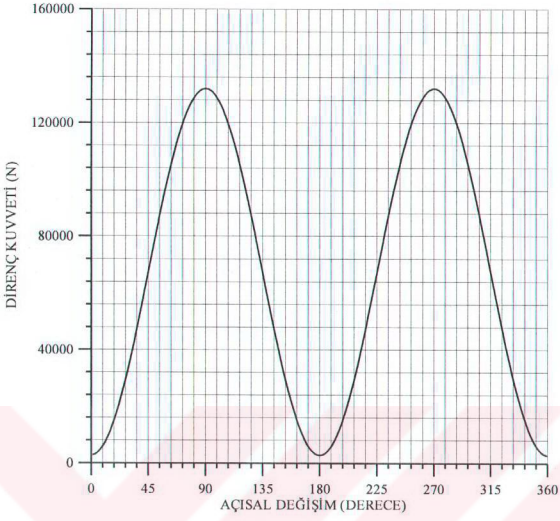
Şekil C.6. Uygulama 2 için direnç kuvveti değişimi.



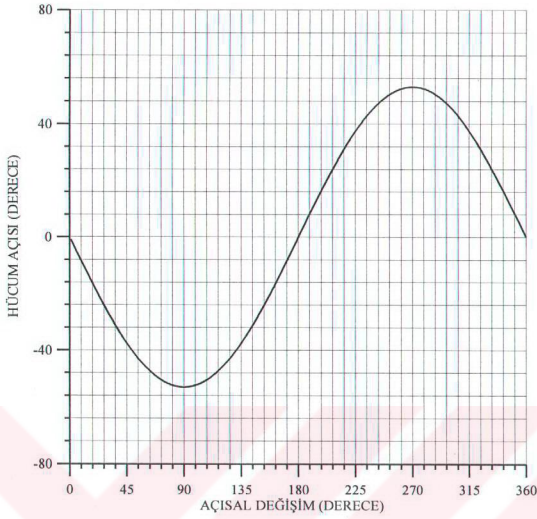
Şekil C.7. Uygulama 3 için hücum açısı değişimi.



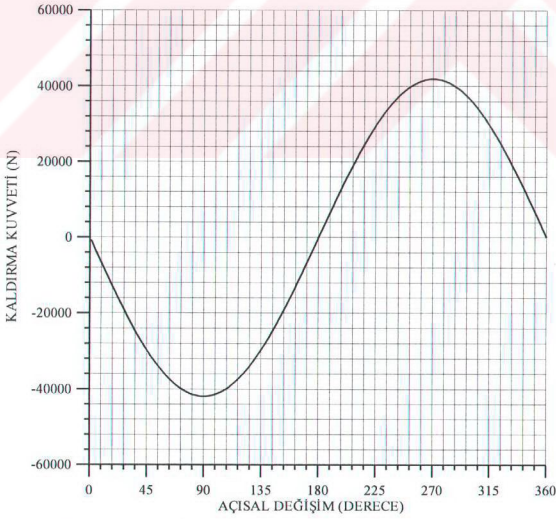
Şekil C.8. Uygulama 3 için kaldırma kuvveti değişimi.



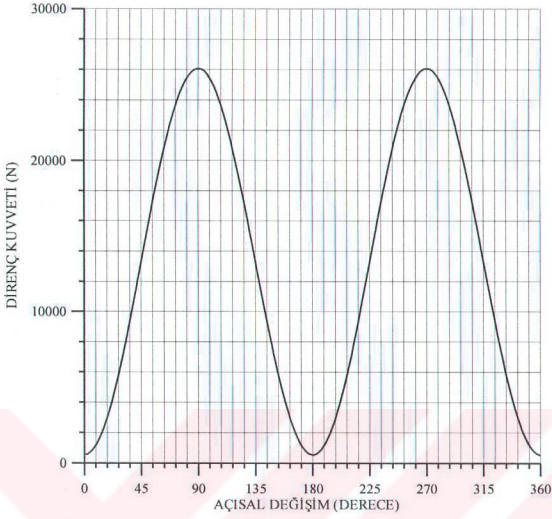
Şekil C.9. Uygulama 3 için direnç kuvveti değişimi.



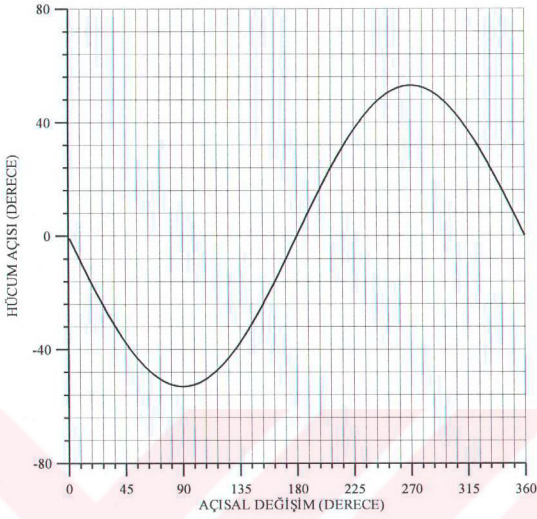
Şekil C.10. Uygulama 4 için hücum açısı değişimi.



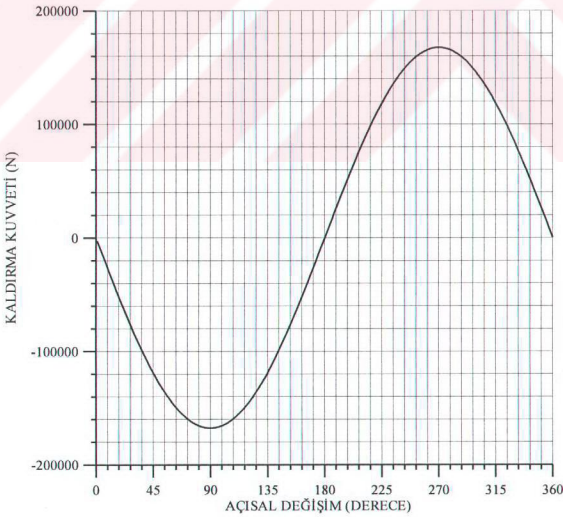
Şekil C.11. Uygulama 4 için kaldırma kuvveti değişimi.



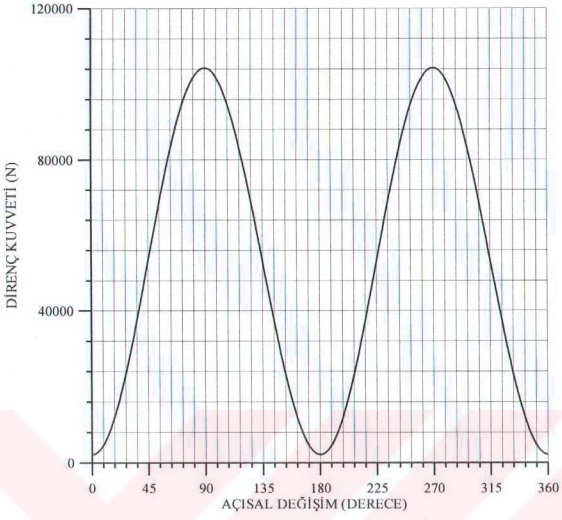
Şekil C.12. Uygulama 4 için direnç kuvveti değişimi.



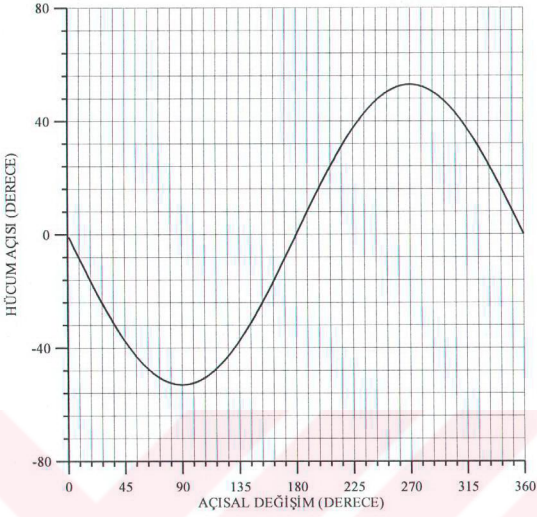
Şekil C.13. Uygulama 5 için hücum açısı değişimi.



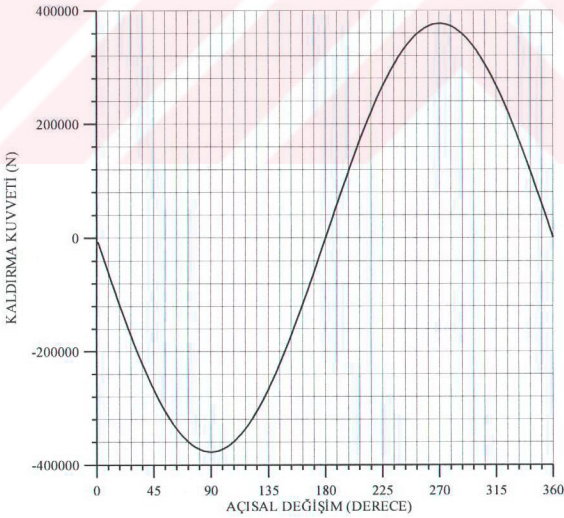
Şekil C.14. Uygulama 5 için kaldırma kuvveti değişimi.



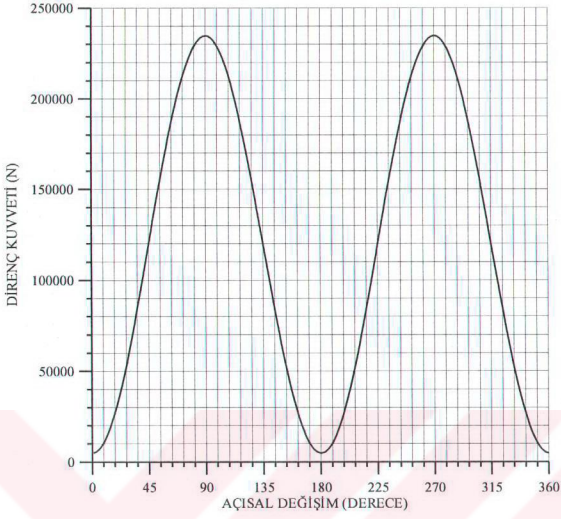
Şekil C.15. Uygulama 5 için direnç kuvveti değişimi.



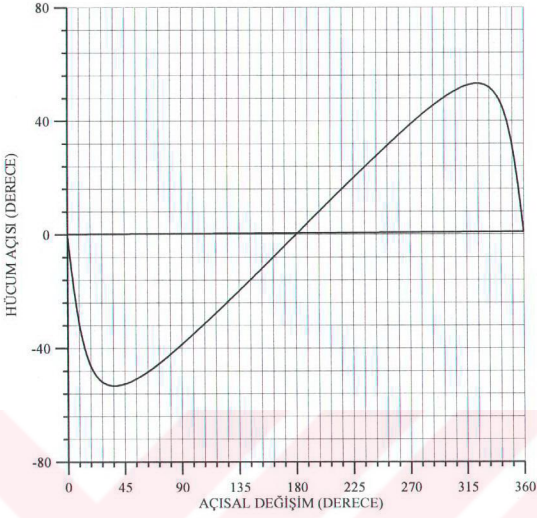
Şekil C.16. Uygulama 6 için hücum açısı değişimi.



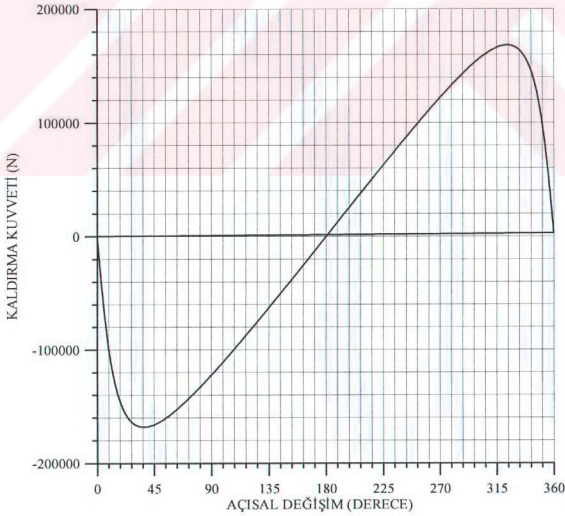
Şekil C.17. Uygulama 6 için kaldırma kuvveti değişimi.



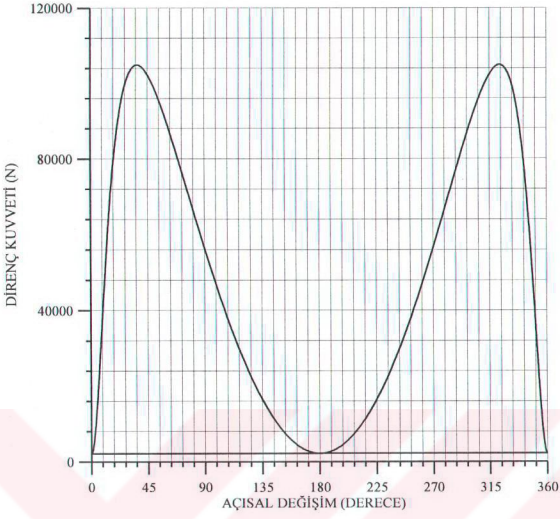
Şekil C.18. Uygulama 6 için direnç kuvveti değişimi.



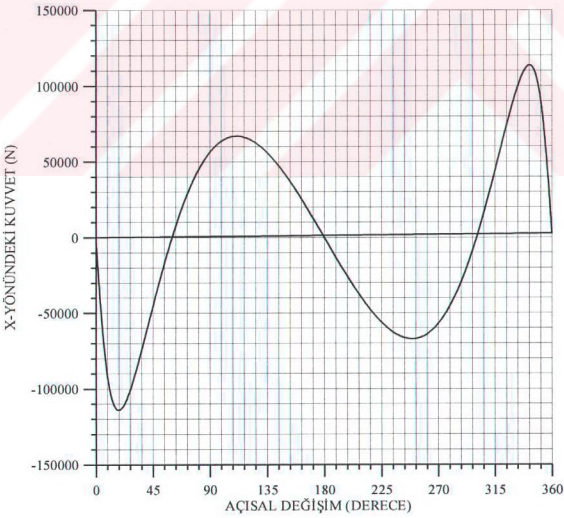
Şekil D.1. Uygulama 1 için hücum açısı değişimi.



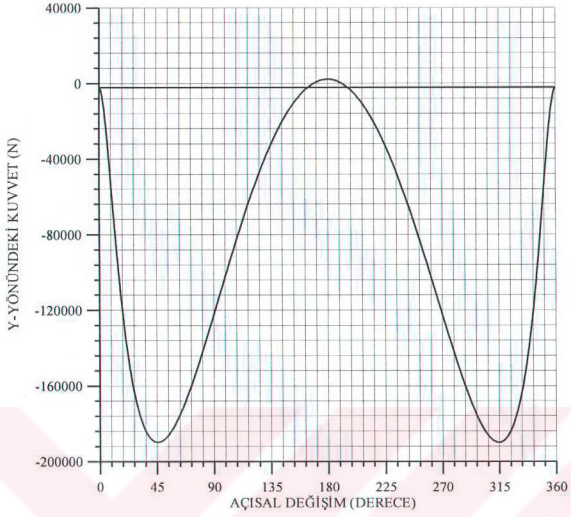
Şekil D.2. Uygulama 1 için kaldırma kuvveti değişimi.



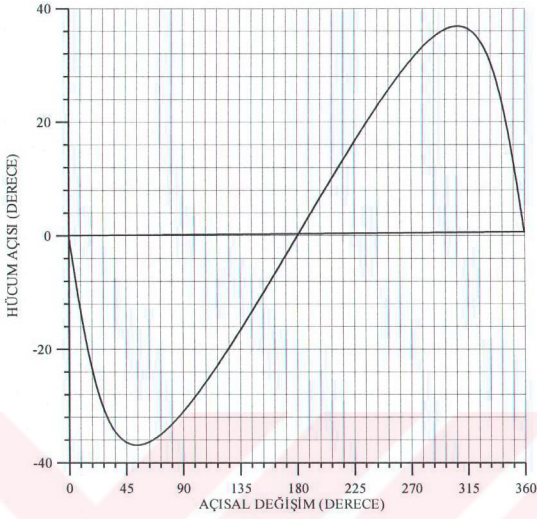
Şekil D.3. Uygulama 1 için direnç kuvveti değişimi.



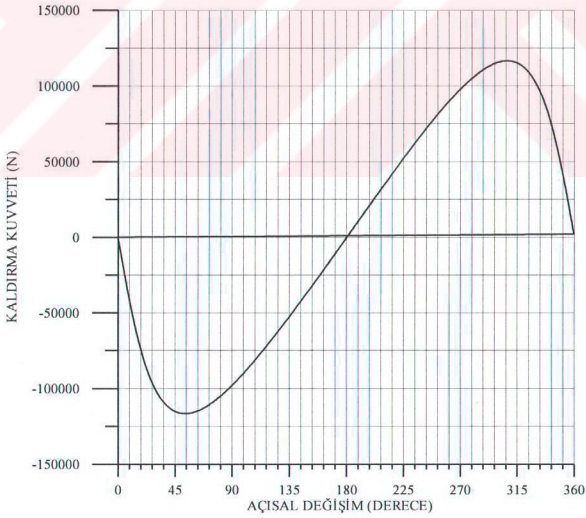
Şekil D.4. Uygulama 1 için X yönündeki kuvvet değişimi.



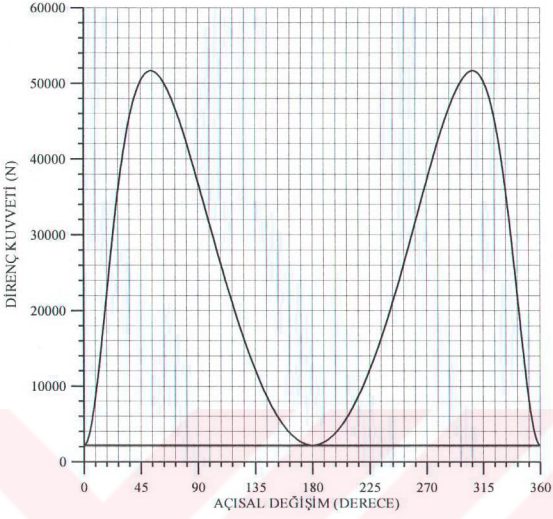
Şekil D.5. Uygulama 1 için Y yönündeki kuvvet değişimi.



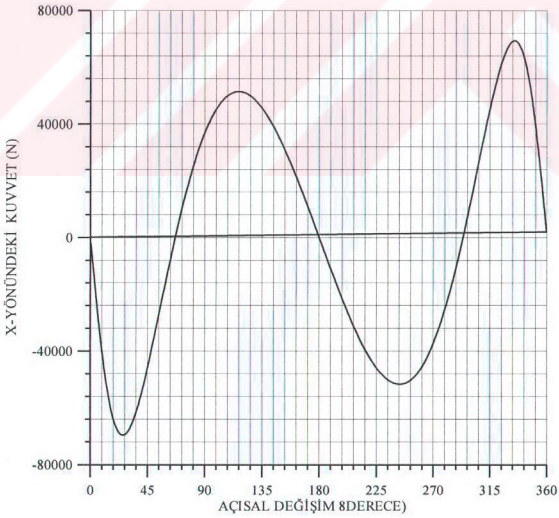
Şekil D.6. Uygulama 2 için hücum açısı değişimi.



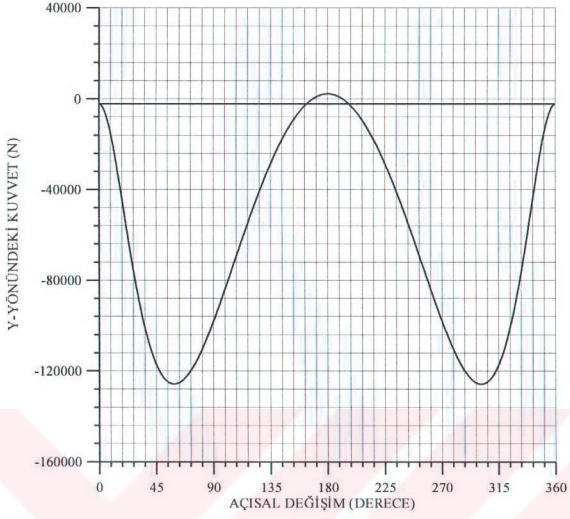
Şekil D.7. Uygulama 2 için kaldırma kuvveti değişimi.



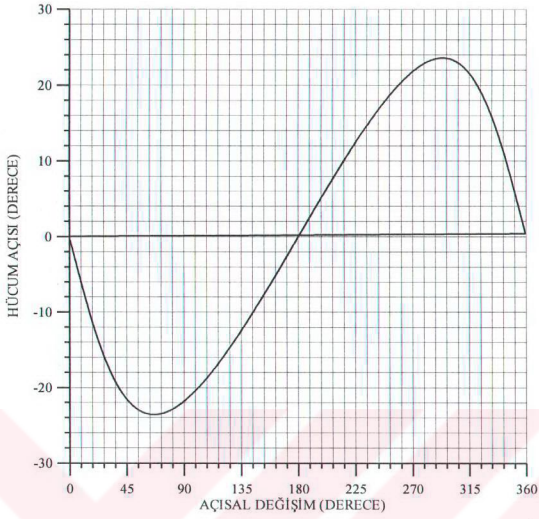
Şekil D.8. Uygulama 2 için direnç kuvveti değişimi.



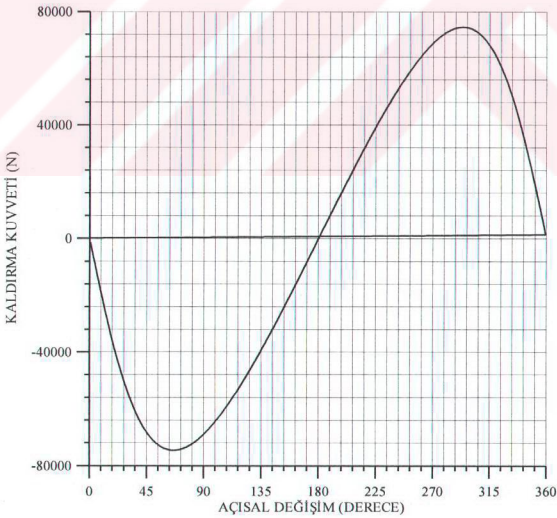
Şekil D.9. Uygulama 2 için X yönündeki kuvvet değişimi.



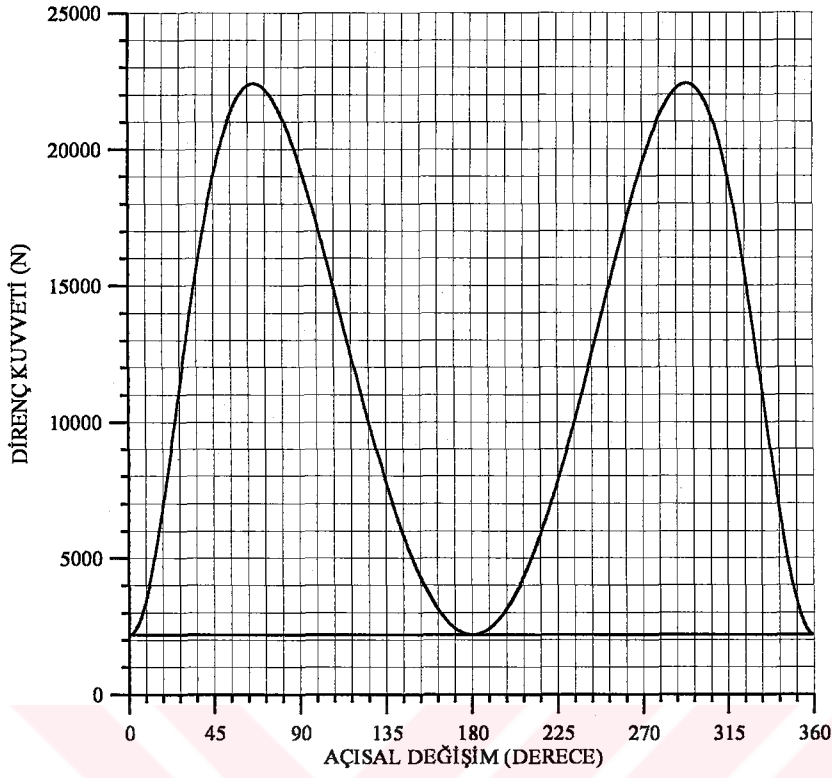
Şekil D.10. Uygulama 2 için Y yönündeki kuvvet değişimi.



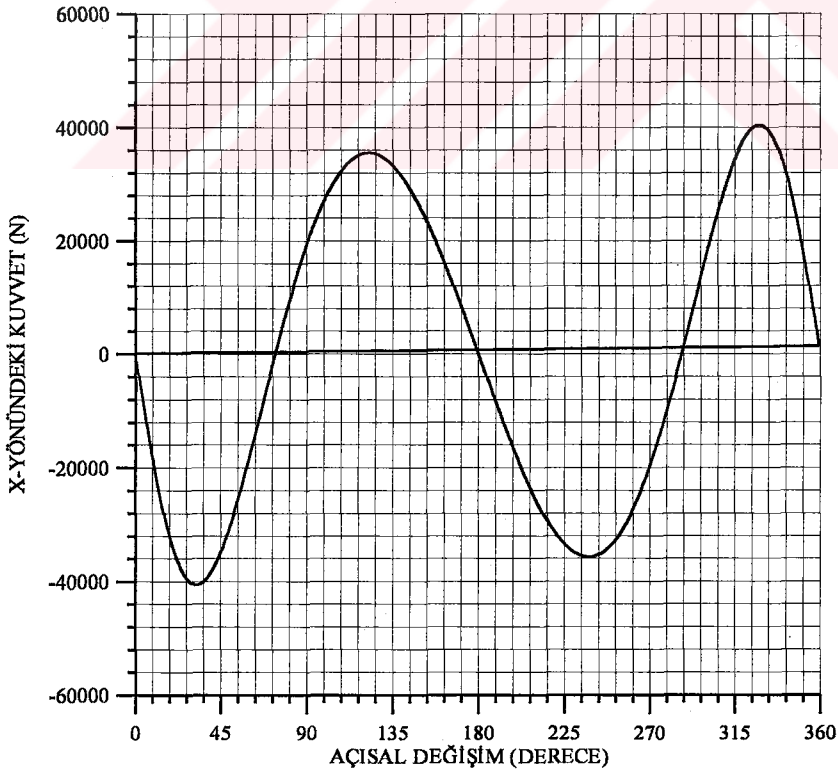
Şekil D.11. Uygulama 3 için hücum açısı değişimi.



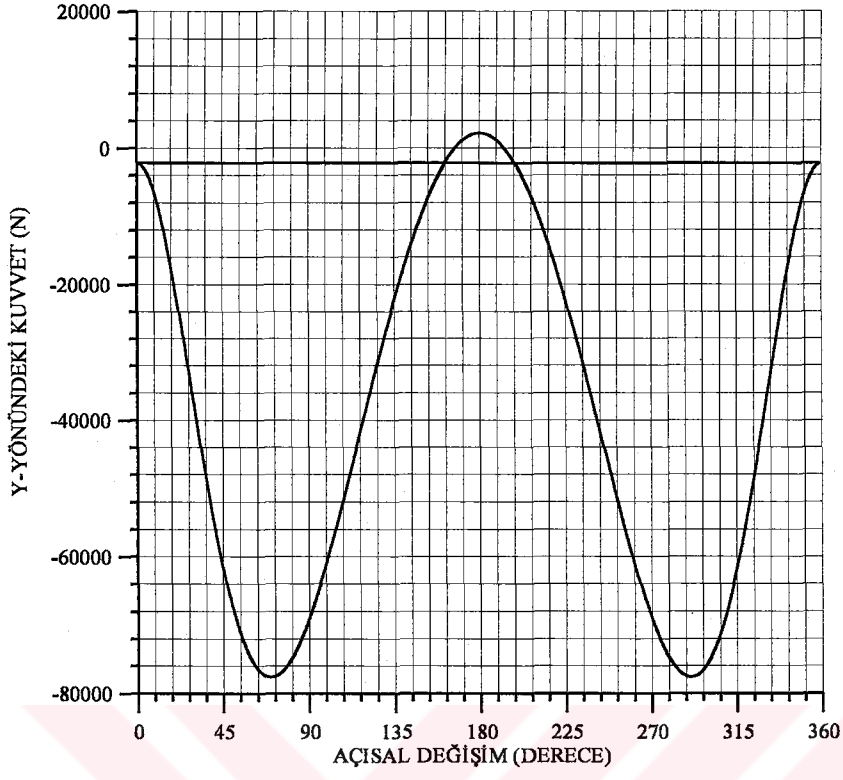
Şekil D.12. Uygulama 3 için kaldırma kuvveti değişimi.



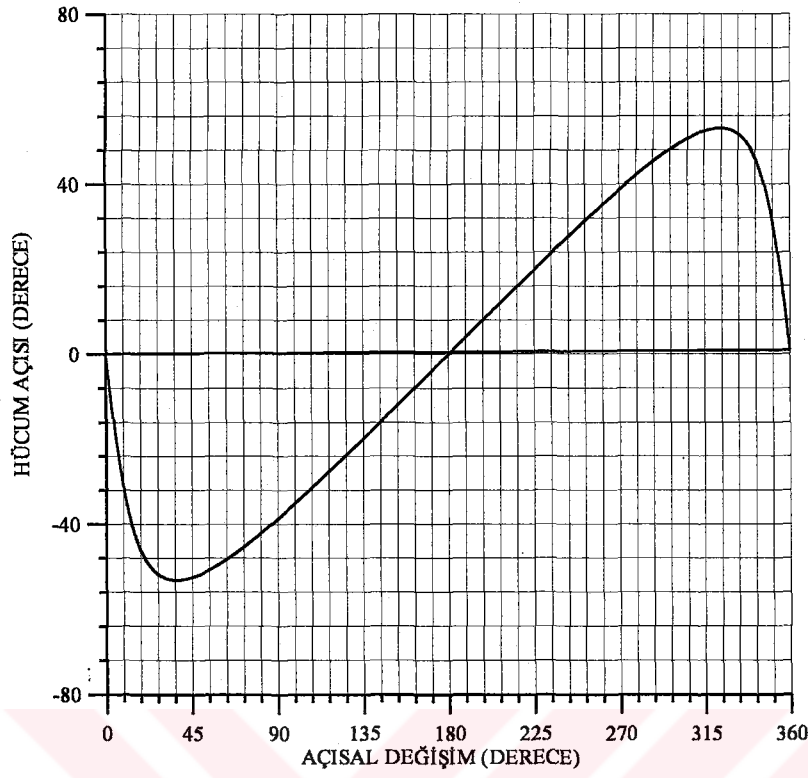
Şekil D.13. Uygulama 3 için direnç kuvveti değişimi.



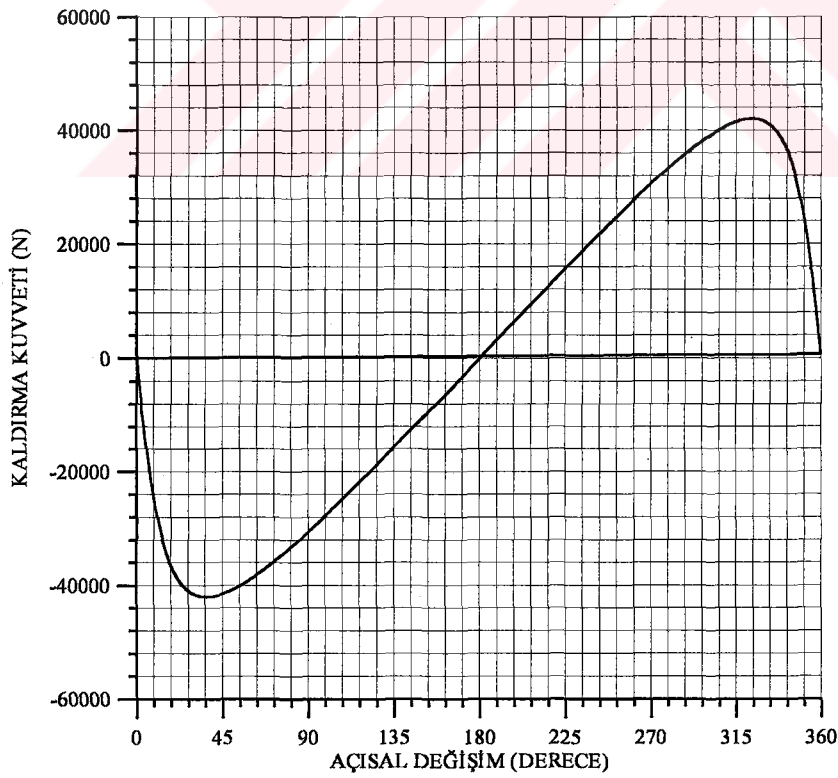
Şekil D.14. Uygulama 3 için X yönündeki kuvvet değişimi.



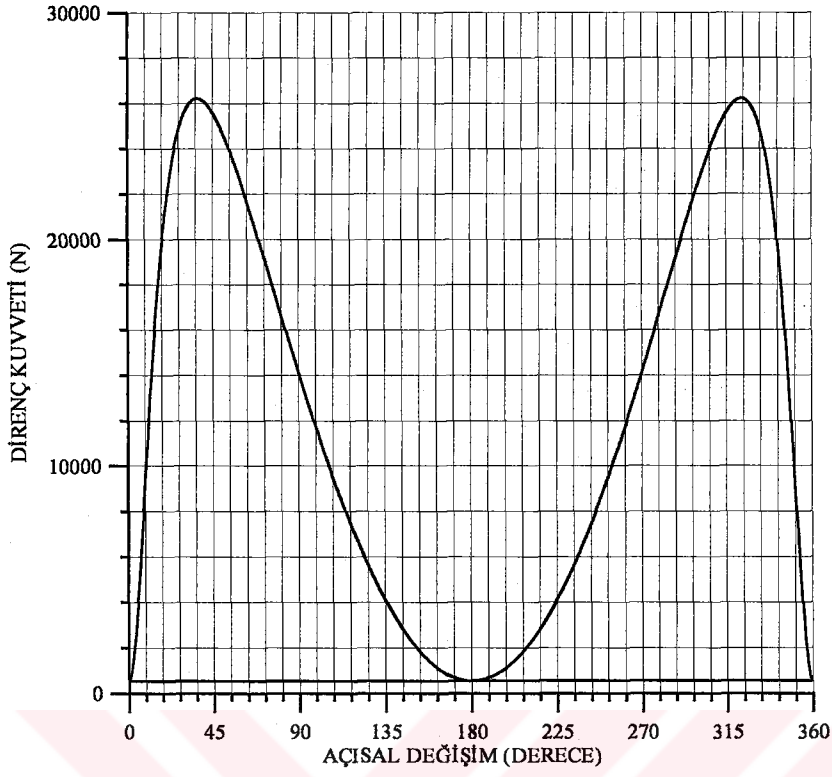
Şekil D.15. Uygulama 3 için Y yönündeki kuvvet değişimi.



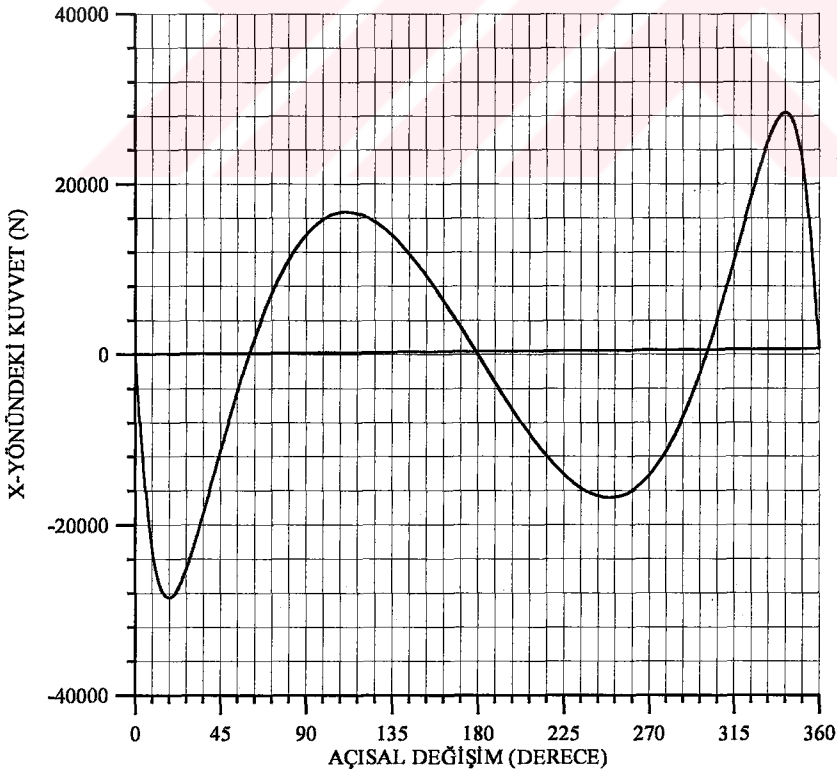
Şekil D.16. Uygulama 4 için hücum açısı değişimi.



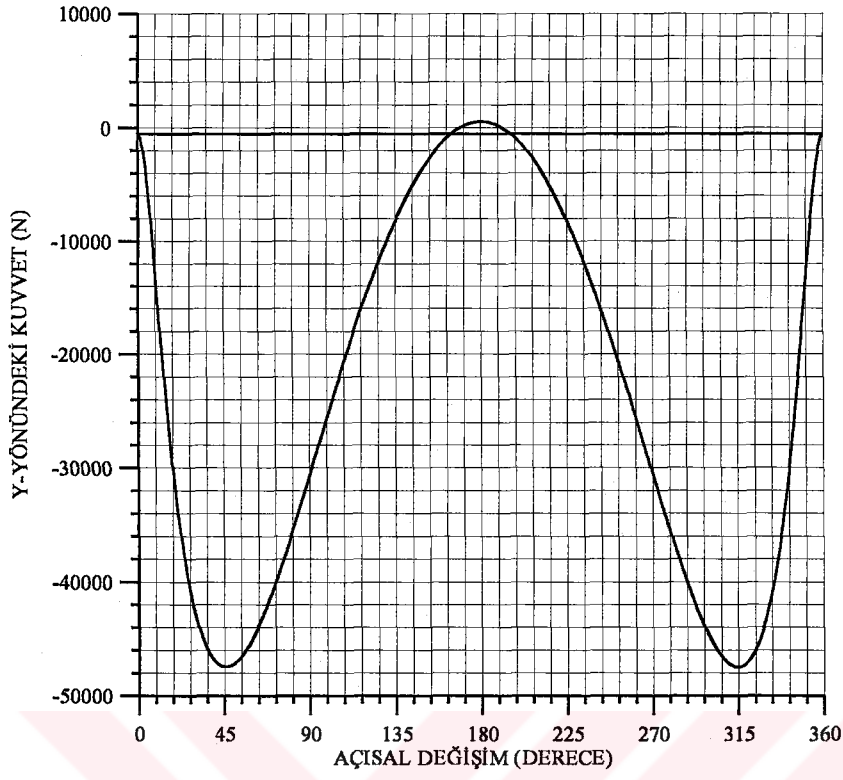
Şekil D.17. Uygulama 4 için kaldırma kuvveti değişimi.



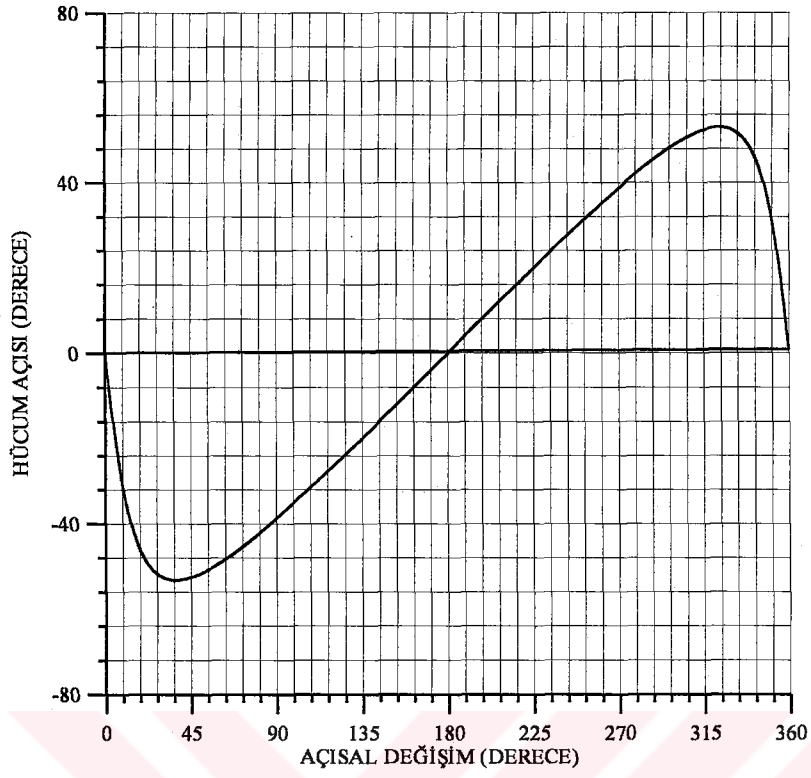
Şekil D.18. Uygulama 4 için direnç kuvveti değişimi.



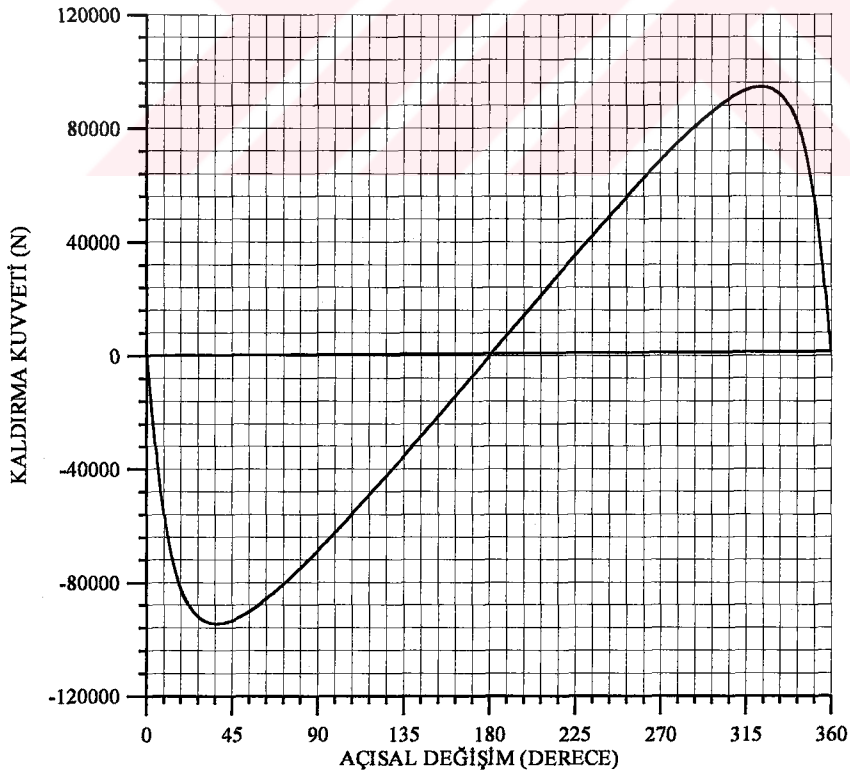
Şekil D.19. Uygulama 4 için X yönündeki kuvvet değişimi.



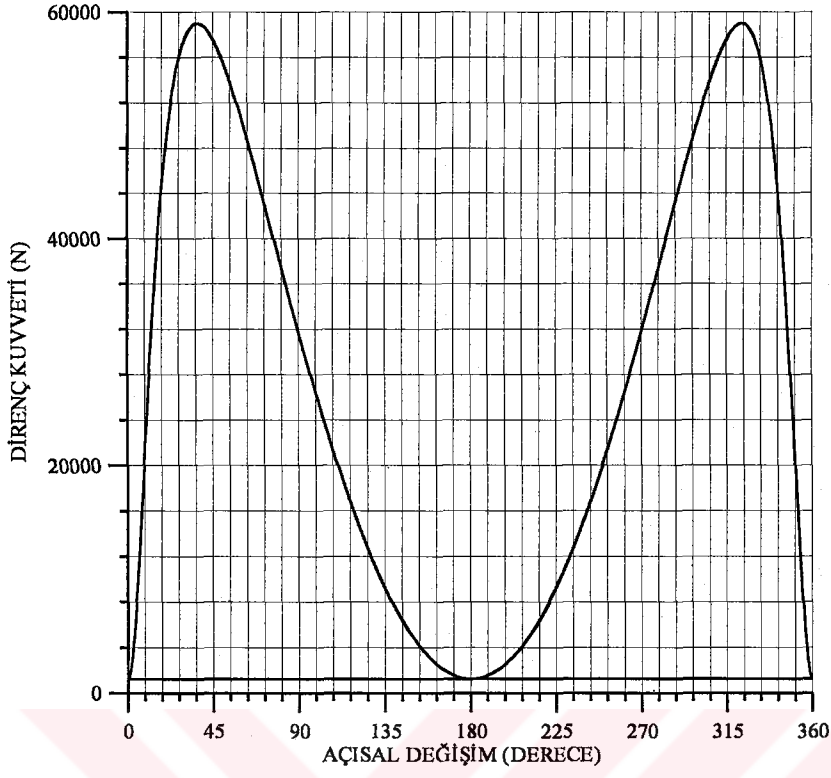
Şekil D.20. Uygulama 4 için Y yönündeki kuvvet değişimi.



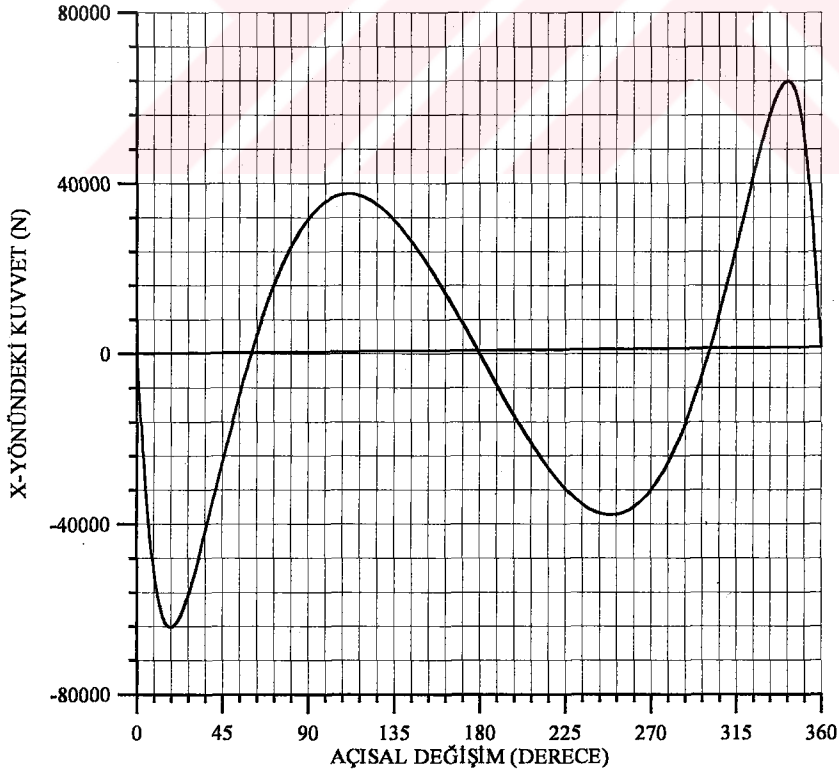
Şekil D.21. Uygulama 5 için hücum açısı değişimi.



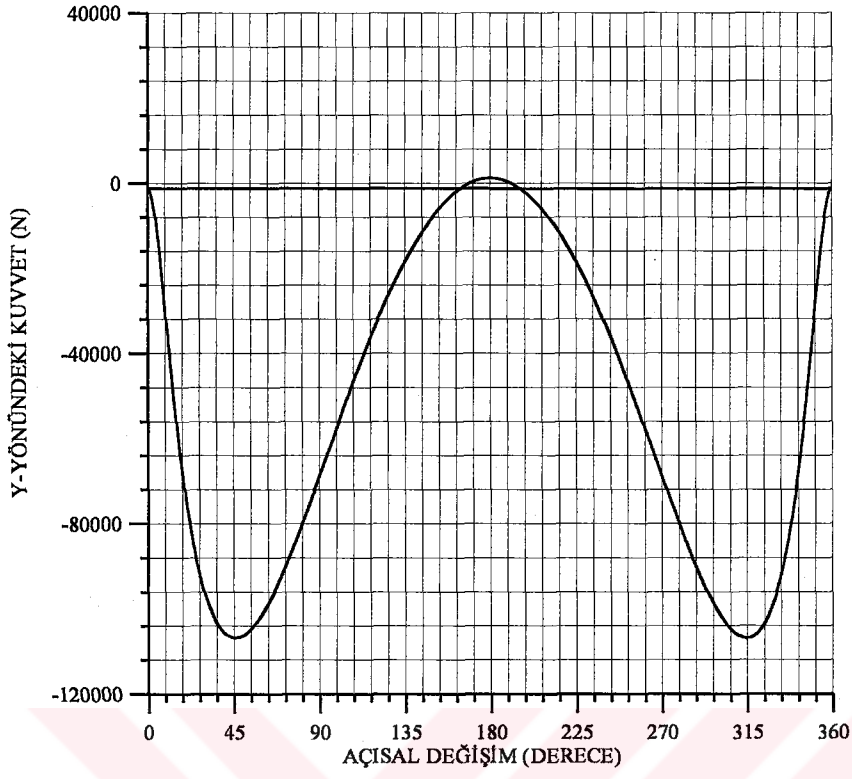
Şekil D.22. Uygulama 5 için kaldırma kuvveti değişimi.



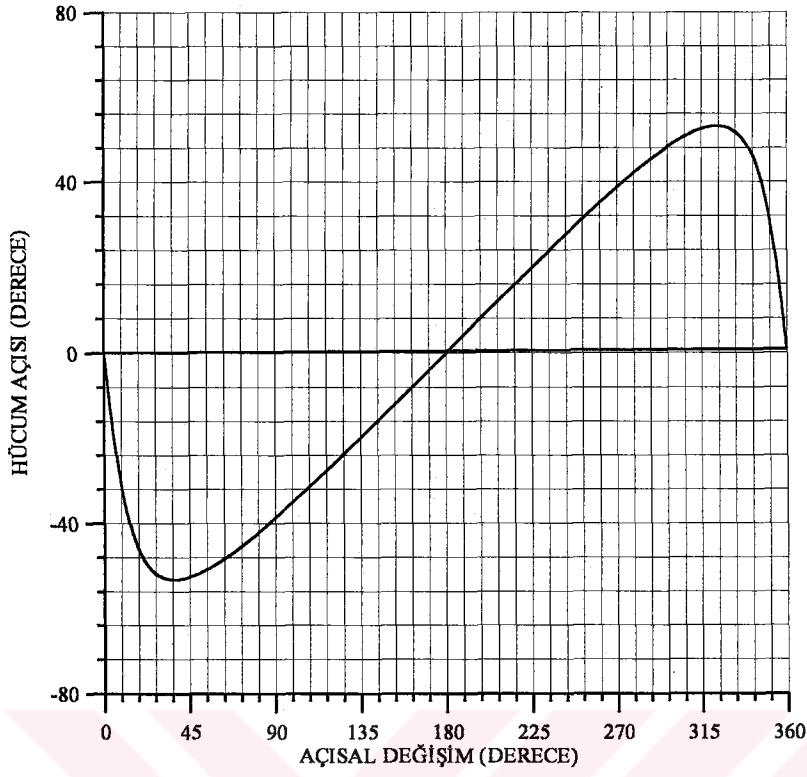
Şekil D.23. Uygulama 5 için direnç kuvveti değişimi.



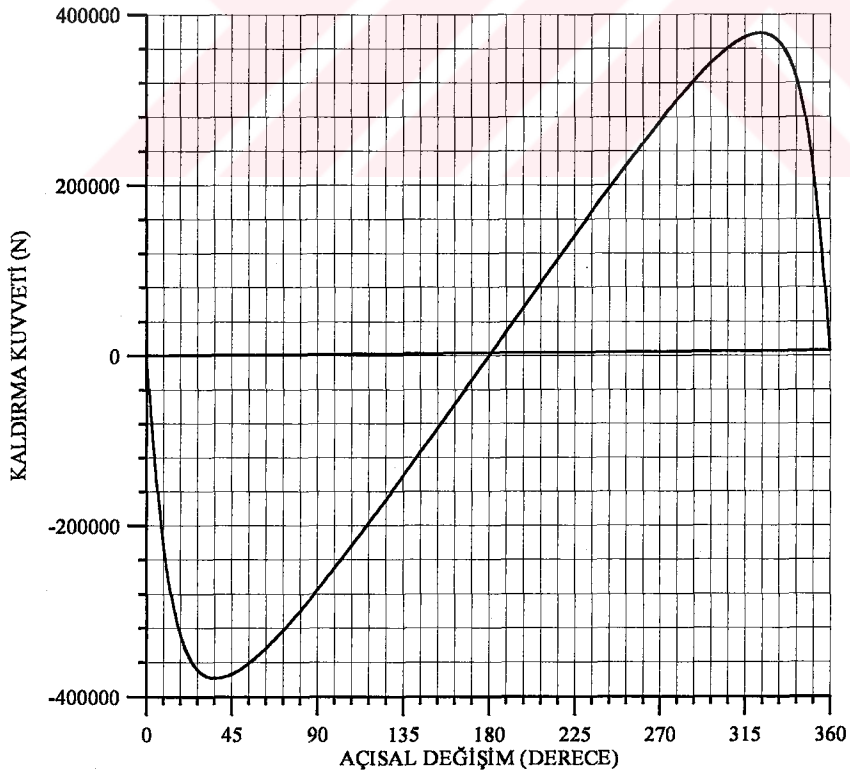
Şekil D.24. Uygulama 5 için X yönündeki kuvvet değişimi.



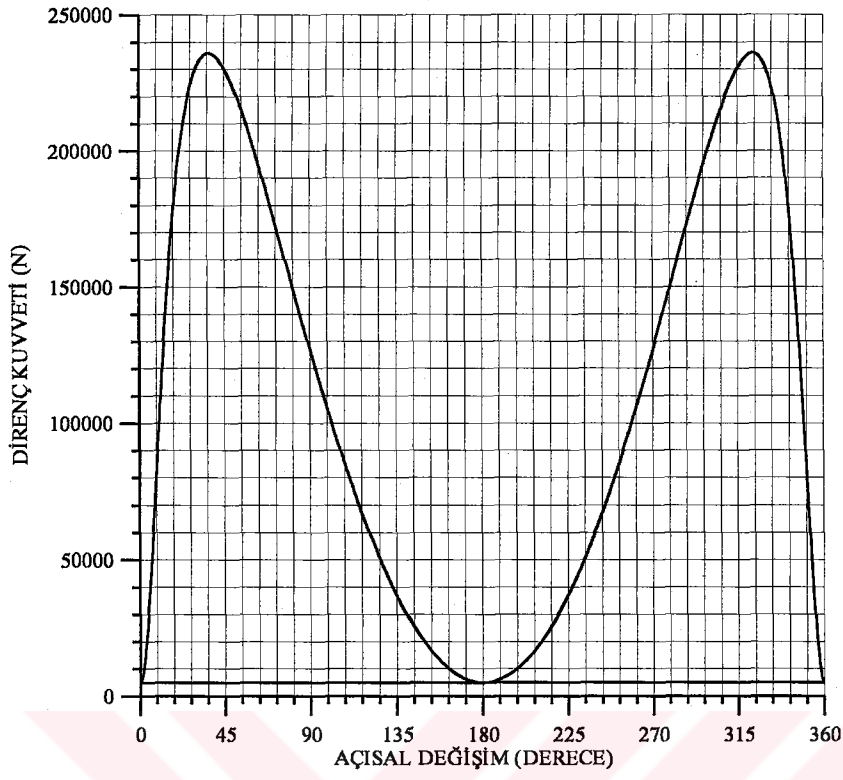
Şekil D.25. Uygulama 5 için Y yönündeki kuvvet değişimi.



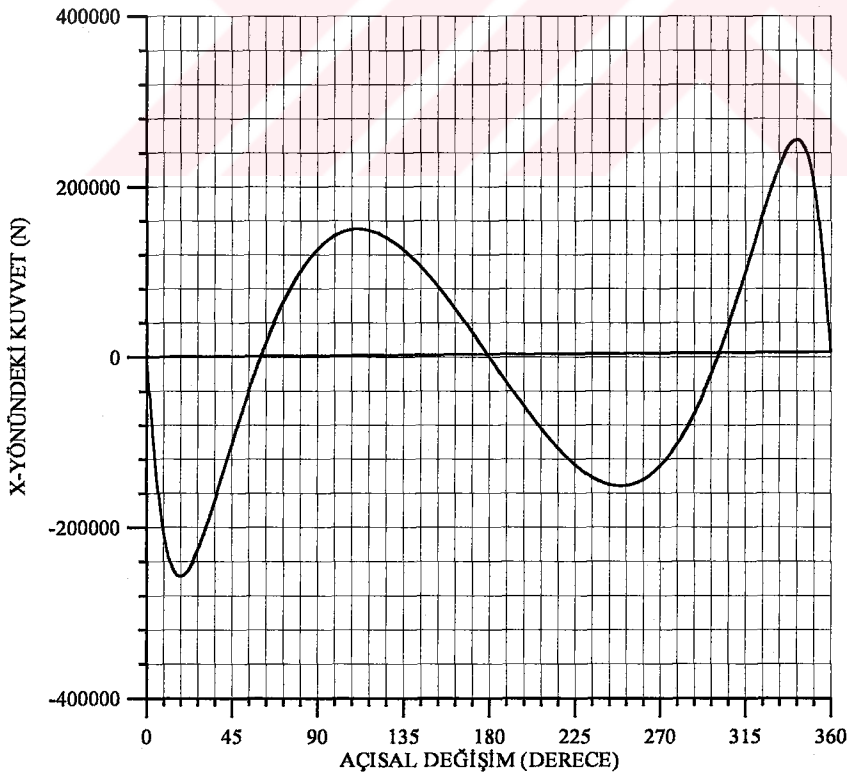
Şekil D.26. Uygulama 6 için hücum açısı değişimi.



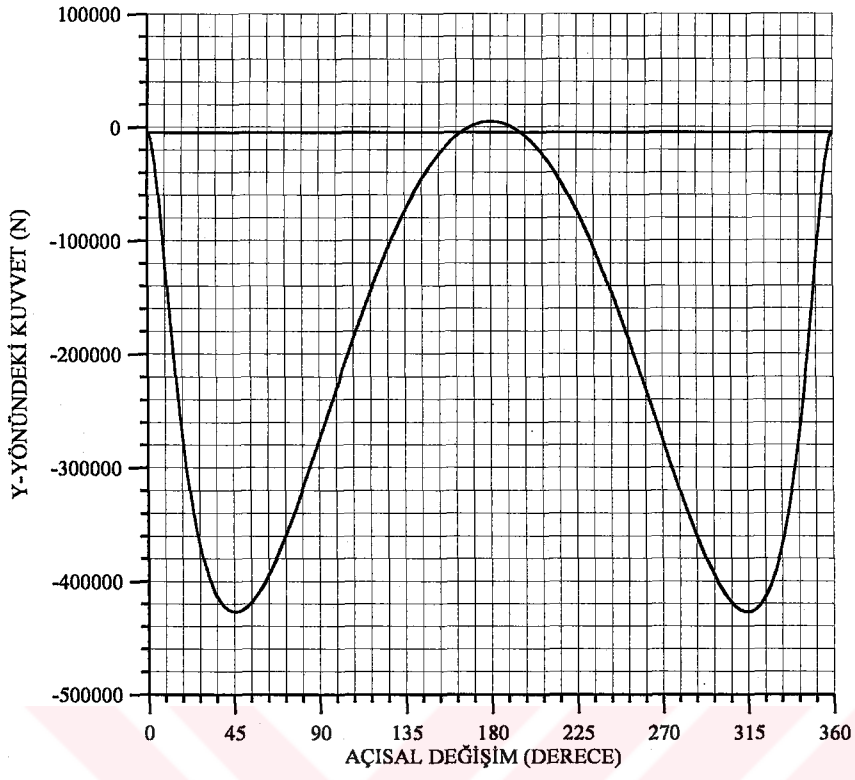
Şekil D.27. Uygulama 6 için kaldırma kuvveti değişimi.



Şekil D.28. Uygulama 6 için direnç kuvveti değişimi.



Şekil D.29. Uygulama 6 için X yönündeki kuvvet değişimi.



Şekil D.30. Uygulama 6 için Y yönündeki kuvvet değişimi.

ÖZGEÇMİŞ

1974 Yılında Karamürsel’de doğdu. İlk ve orta öğrenimini Güzelkıyı İlköğretim okulunda, lise öğrenimini Karamürsel Lisesinde tamamladı. Ön lisans eğitimini O.D.T.Ü. M.Y.O. Endüstriyel Otomasyon bölümünden 1997 yılında mezun olarak tamamladı. Lisans eğitimini, Kocaeli Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makine Mühendisliği bölümünden, 2001 yılında mezun olarak tamamladı. Halen Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Ana Bilin Dalında Yüksek Lisans Öğrenimine devam etmektedir.

Değişik firmalarda iş tecrübesi olup, 2003 yılından beri özel sektörde Makine Mühendisi olarak çalışmaktadır.