

171948

CİSİMLERİN DAIMİ OLMAYAN HAREKETİNDE
AKIŞKAN REAKSİYON KUVVETLERİNİN DENEYSEL ANALİZİ

Suat CANBAZOĞLU

TÜRKİYE
BİLİMSEL ve TEKNİK
ARAŞTIRMA KURUMU
KÜTÜPHANESİ

Bağcı, Ocak 1986

Erciyes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü'ne
Makina Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi
olarak sunulmuştur.

MAYIS - 1985

Erciyes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne,

Bu çalışma, Jürimiz tarafından
anabilim dalında tezi olarak
kabul edilmiştir.

/ /1985

Başkan :

Üye :

Üye :

ONAY :

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim
üyelerine ait olduğunu onaylarım.

/ /1985

Enstitü Müdürü

Ö Z G E Ç M İ Ş

Adı ve Soyadı : Suat CANBAZOĞLU

Baba Adı : M. Faik

Ana Adı : Ayşe

Doğum Tarihi : 1960

Doğum Yeri : Malatya

İlk ve Orta öğrenimini Malatya'da tamamladı. 1978 yılında Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Bölümü'ne kaydoldu. 1982 yılında mezun olup, aynı Üniversitede Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. Halen bu görevine devam etmekte olan Suat CANBAZOĞLU evlidir.

T E Ő E K K Ü R

Bu alışma esnasında, gerek konu seçiminde gerekse çalışmanın bütün safhalarında, bilgi ve yardımlarından sürekli faydalandığım değerli hocam Yrd.Doç.Dr. Tahir YAVUZ'a Őükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım sırasında, çalışmalarım ile yakından ilgilenen Makina Bölümü Öğretim Üyelerine ve Araştırma Görevlisi arkadaşlarıma teőekkürü bir borç bilirim.

Tezin yazımında ve Őekillerin iziminde yardımlarını esirgemeyen Suat SARIKAYA, Őikrü SU ve Ramazan SAĞLAM'a da burada teőekkür etmek isterim.

Suat CANBAZOĞLU

Ö Z E T

Daimi olmayan harekete sahip sistemler (denizaltı, hava gemisi, paraşüt, torpido vs)'in hareket karakteristiklerinin elde edilmesi veya daimi olmayan bir akışkan hareketinin etkisinde bulunan sistemler (offshore structure, uzun ve yüksek asma köprüler, yüksek binalar vs)'e etki eden kuvvetlerin analizlerinin yapılabilmesi için sistemler üzerine etki eden akışkan direnç kuvvetlerinin bilinmesi gerekir. Daimi olmayan harekette toplam akışkan direnç kuvveti, literatürde Morison Denklemi diye adlandırılan, hızın karesi ile orantılı direnç kuvveti ile ilave akışkan kütlelesinin ataleti olarak tanımlanan ivme ile orantılı kuvvetin toplamı olarak ifade edilebilmektedir. İlave akışkan kütlelesi bazı basit geometriye sahip cisimler için potansiyel akış kavramı altında hesaplanabilmektedir. Ancak gerçek akışkanlarda cismin yüzeyinde meydana gelen yüzeyden ayrılma olayları ve vorteks hareketleri nedeniyle potansiyel akış kavramı altında bulunan ilave akışkan kütle değerleri kullanılarak, daimi olmayan hareketlerde cisim üzerine etkiyen kuvveti tam olarak tanımlayabilmek mümkün olmamaktadır. Bu nedenle deneysel çalışmalara gerek duyulmuştur.

Bu çalışmada bazı basit geometriye sahip cisimler için teorik ilave akışkan kütlelerinin hesaplanmasının yanında fabrik yarım küre ve parçalı modellerin daimi olmayan hareketlerinde toplam direnç kuvvetinin hareket parametrelerine göre değişimleri deneysel olarak incelenmiştir. Toplam direnç kuvveti bir su tankı içinde suya tamamen gömülü modelin izafi hareketinde ölçülen kuvvet değerlerinden hesaplanmıştır. Model su tankında hareketli bir araba vasıtasıyla su tankı tabanına paralel olarak çekilirken, piston-krank mekanizması ile modelde çok küçük frekansta periyodik bir hareket verilmiştir. Burada toplam akışkan direnç kuvvetini hızın karesi ile orantılı kuvvet ve ivme ile orantılı kuvvet şeklinde ikiye ayırmak yerine, daimi olmayan harekette kuvvet karakteristiklerini bulabilmek için, toplam akışkan di-

renç kuvveti katsayısı, $C_R = \frac{\sum F}{1/2 \rho A V^2(t)}$, tanımlanarak, C_R 'nin hare-

ket parametreleri olan Re , U/V , $\dot{V}D/V^2$ ve $\dot{V}D^2/VV$ 'ye göre değişimi incelenmiştir. Elde edilen sonuçlara göre C_R katsayısının cismin geometrisine, hareket doğrultusuna göre değiştiği görülmüş ve sistemin özelliğine göre U/V , $\dot{V}D/V^2$ ve $\dot{V}D^2/VV$ gibi boyutsuz parametrelerin uygun bir korelasyon faktörü olabileceği görülmüştür. Ayrıca daimi olmayan harekette cismin hareketi ile cisim üzerine etki eden direnç kuvveti arasında bir faz farkının olduğu, ancak daimi hareketteki itme kuvveti katsayısı C_D ve ilave akışkan kütlelesinin teorik değeri kullanılarak toplam kuvvetin sadece faz farkı ile ifade edilemeyeceği sonucuna varılmıştır.

S U M M A R Y

Determination of the characteristics of motion of a system moving unsteadily in a fluid, such as submarines, airship, parachute and torpedo etc, or to analyse the forces on the systems that influenced by an unsteady current, such as offshore structure, long bridge and high buildings, requires to know the fluid resistance forces acting on them. In literature, the total fluid resistance in unsteady motion is expressed by an equation, so called Morison equation, that is the sum of the forces proportional to the velocity squared and the forces which is defined the inertia of the apparent mass proportional to the acceleration of the body. The apparent mass of some simple bodies can be evaluated in the potential flow concept. But, in a real fluid, because of separation that occurs on the body and vortex develops on it, using the potential flow value of the apparent mass, the total fluid resistance in unsteady motion can not be fully defined. Therefore, there is a need for experimental work to determine the total fluid resistance.

In this study, with the theoretical evaluation of the apparent mass of some certain bodies, the total fluid resistances of fabric hemispherical and cruciform models in unsteady motion were experimentally determined and their variations with the non-dimensional parameters of the motion, were analysed. Total fluid resistances were calculated from forces measured during the relative motion of the model submerged in a water tank. While being towed through the water by the motion of the carriage the model can thus be oscillated harmonically at a low frequency along any line in the plane parallel to the tank bed. In order to determine the characteristics of the forces acting on the body in unsteady motion defining the total fluid resistance coefficient, as $C_R = \frac{\int F}{1/2 \rho A V^2(t)}$, the variation of C_R with the non-dimensional parameters, Re , U/V , $\dot{V}D/V^2$ and $\dot{V}D^2/VV$ were studied, instead of dividing the total fluid resistance into two parts. Results show that the total fluid resistance coefficient, C_R , depends on the geometry of the body, the direction of the motion and non-dimensional parameters U/V , $\dot{V}D/V^2$ and $\dot{V}D^2/VV$. In addition, in unsteady motion, there is a time lag (phase lag) between the motion of the body and the forces acting on it.

Conclusions drawn from this study are that; the total fluid resistance coefficient, C_R , in unsteady motion can be expressed as functions of non-dimensional parameters, U/V , $\dot{V}D/V^2$ and $\dot{V}D^2/VV$ and introducing constant steady fluid resistance coefficient, C_D , and potential flow value of the apparent mass the total fluid resistance of the body can not be defined using phase lag only.

VII

S E M B O L L E R

A_s	Cismin yüzey alanı	(m^2)
A	Dik kesit alanı, $A = \pi D^2/4$	(m^2)
O	Koordinat merkezi (Orijin)	
C	Hidrodinamik basınç merkezi	
R	Hidrodinamik reaksiyon merkezi	
F	Toplam akışkan direnç kuvveti	(N)
F_a	Atalet kuvveti	(N)
D	Çap, Drag (itme) kuvveti	$(m), (N)$
K_{ij}	Öteleme tensörü	
Ω_{ij}	Dönme (rotasyon) tensörü	
C_{ij}	Coupling tensör	
α	İlave akışkan kütlesi	(kg)
α_{ij}^A	Daimi olmayan hareketteki direnç tensörü	
α_{ij}^R	Toplam direnç tensörü	
C_D	Drag (itme) kuvveti katsayısı	
C_R	Toplam akışkan direnç kuvveti katsayısı	
C_{R_N}	Normal yöndeki direnç kuvveti katsayısı	
C_f	Sürtünme kuvveti katsayısı	
(x, y, z)	Koordinat eksenleri	
(x_{OR}, y_{OR}, z_{OR})	Reaksiyon merkezi koordinatları	
(X, Y, Z)	x, y ve z yönlerindeki direnç kuvvetleri	(N)
(L, M, N)	x, y ve z yönlerindeki momentler	(Nm)
(u, v, w)	x, y ve z eksenlerine göre lineer hızın bileşenleri	$(m s^{-1})$
(P, Q, R)	x, y ve z eksenlerine göre açısal hızlar	$(rad.s^{-1})$
I	Cismin atalet momenti (İndis ilgili eksen- ni göstermektedir.)	$(kg m^2)$
I_h	Referans hacımdaki akışkanın atalet momenti, $I_h = 1/16 D^2 \rho V$	$(kg m^2)$
V	Referans hacim, $V = 1/12 \pi D^3$	(m^3)
k	İlave akışkan kütle (atalet) katsayısı (indis ilgili eksen göstermektedir.)	
k'	İlave akışkan atalet momenti katsayısı (indis ilgili eksen göstermektedir.)	
(a, b, c)	Elipsoidin boyutları	
e	Elipsoid boyut oranı	
c	Ses hızı	$(m s^{-1})$

VIII

Fr	Froude sayısı, $Fr = V/\sqrt{gh}$	
m	Cismin kütlesi	(kg)
q	Toplam akışkan hızı, $q = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$	(m s ⁻¹)
Ma	Mach sayısı, $Ma = V/c$	
p	Basınç	(N m ⁻²)
h	Gömülme derinliği	(m)
Re	Reynold sayısı, $Re = VD/\nu = \rho VD/\mu$	
ΔR	İlave fonksiyon	
s	Vorteksli bölgenin uzunluğu	(m)
r	Yarıçap	(m)
s/r	İzafi yer değiştirme oranı	
u	Sınır tabaka içerisindeki hız	(m s ⁻¹)
U	Serbest akım hızı, periyodik hız	(m s ⁻¹)
U_m	Maksimum periyodik hız	(m s ⁻¹)
V	Cismin veya akışkanın toplam (efektif) hızı	(m s ⁻¹)
\dot{V}	Cismin veya akışkanın ivmesi	(m s ⁻²)
$\frac{VT}{D}, \frac{U_m T}{D}$	Periyot parametreleri	
ρ	Akışkanın yoğunluğu	(kg m ⁻³)
ω	Açısal hız	(rad.s ⁻¹)
τ	Kayma gerilmesi, moment, Faz farkı (Nm ⁻²), (Nm), (s)	
μ	Akışkanın dinamik (mutlak) viskozitesi	(kg m ⁻¹ s ⁻¹)
π_0	Basınç tensörü	
ν	Akışkanın kinematik viskozitesi	(m ² s ⁻¹)
θ	Faz açısı (= ωt), momentum kalınlığı	(rad.), (m)
δ	Sınır tabaka kalınlığı	(m)
δ^*	Yerdeğiştirme kalınlığı	(m)
\emptyset	Hız potansiyel fonksiyonu	
ξ, η	Eliptik koordinatlar	
π	3.14	
∇	Boyutsuz hareket parametresi, $\nabla = \frac{\dot{V}D^2}{VV}$	
δ	İvmelenme modülü, $\delta = \dot{V}D/V^2$	
$d\mathcal{V}$	Elementel (Diferansiyel) hacim	(m ³)
g	Yerçekimi ivmesi	(m s ⁻²)
l, n	Normalin doğrultman kosinüsleri	

IX

t	Zaman	(s)
T	Periyot, Toplam kinetik enerji	(s), (Nm)
σ_A	Potansiyel fonksiyonun sonsuzdaki dipole şiddeti	

İndisler

a	Atalet
c	Cisim
f	Akışkan
m	Maksimum
R	Toplam
xx	x eksenini
yy	y eksenini
zz	z eksenini

Üsler

'	Öteleme hareketi
"	Dönme hareketi
.	$\frac{d}{dt}$
..	$\frac{d^2}{dt^2}$
†	Matrisin transpozu

Operatörler

\wedge	Vektörel çarpımı
.	Skaler çarpım
$\frac{\partial}{\partial t}$	Kısmî türev
∇	Vektörel türev, $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$
	Mutlak değer

İ Ç İ N D E K İ L E R

BÖLÜM.I- TOPLAM AKIŞKAN DİRENÇ KUVVETLERİ VE İLAVE AKIŞKAN KÜTLESİ	1
1.1- Giriş	1
1.2- Daimi Olmayan Harekette Toplam Akışkan Direnci ve İlave Akışkan Kütle	1
1.3- Daimi Olmayan Harekette Akışkan Direnç Kuvvetleri	4
1.3.1- Giriş	4
1.3.2- Hidrodinamik Kuvvetler ve Momentler	6
1.3.2.1- Öteleme Hareketinde Hidrodinamik Kuvvetler ve Momentler	7
1.3.2.2- Rotasyonel Harekette Kuvvet ve Momentler	8
1.3.2.3- Öteleme - Dönme (Rotasyonel) Hareketindeki Kuvvet ve Moment	9
1.3.2.4- Cisimlerin Simetri Özelliğine Göre Toplam Direnç Tensörü Bileşenleri	12
1.4- Kaynak Araştırması	17
1.5- Tezin Amacı ve Kapsamı	35
BÖLÜM.II- BAZI CİSİMLERİN İLAVE AKIŞKAN KÜTLELERİNİN TEORİK HESABI	36
2.1- Giriş	36
2.2- İlave Akışkan Kütlelerinin Hesabı	39
2.2.1- Dairesel Kesitli Silindir	39
2.2.2- Eliptik Silindir	40
2.2.3- Elipsoidin İlave Akışkan Kütle	43
BÖLÜM.III- SINIR TABAKA KAVRAMI VE DİRENÇ KUVVETİ ÜZERİNDEKİ ETKİLERİ	53
3.1- Giriş	53
3.2- Sınır Tabakanın Tanımı	53
3.3- Sınır Tabakanın Gelişimi	54
3.4- Sınır Tabaka Karakteristiklerinin Analitik Olarak İncelenmesi	56
3.4.1- Laminer Sınır Tabaka	56
3.4.2- Türbülanslı Sınır Tabaka	59
3.4.3- Sınır Tabaka Kalınlığı	60
3.5- Yüzeiden Ayrılma Olayı	62
3.6- Sınır Tabaka ve Direnç Kuvvetleri	65
3.7- Sonuç	70

BÖLÜM.IV- AKIŞKAN DİRENÇ KUVVETLERİ VE BOYUT ANALİZİ	73
4.1- Giriş	73
4.2- Boyut Analizinin Önemi ve Uygulanış Şekli	73
4.3- Direnç Kuvveti İçin Boyut Analizi	74
4.4- Sonuç ve İrdeleme	82
BÖLÜM.V- DAIMİ OLMAYAN HAREKETTE DİRENÇ KUVVETLERİNİN DENEYSEL ANALİZİ	87
5.1- Giriş	87
5.2- Deneysel Metod	92
5.3- Deneysel Sonuçlar ve İrdeleme	97
5.4- Deneysel Hatalar	118
BÖLÜM.VI- SONUÇ VE ÖNERİLER	121
6.1- Sonuç	121
6.2- Öneriler	123
KAYNAKLAR	124
EK-1 : MODELİN PERİYODİK HIZI VE İVMESİNİN ANALİZİ	
EK-2 : MODELLERE ETKİ EDEN DİRENÇ KUVVETLERİ	
EK-3 : DAIMİ OLMAYAN HAREKETTE YARIMKÜRESEL MODELLERE ETKİYEN DİRENÇ KUVVETLERİNİN DENEYSEL ANALİZİ, (Araştırma makalesi Doğa Dergisine sunuldu.)	

B Ö L Ü M - I

TOPLAM AKIŞKAN DİRENÇ KUVVETLERİ VE İLAVE AKIŞKAN KÜTLESİ

1.1- GİRİŞ

Bu bölümde önce ilave akışkan kütlelerinin ne olduğu ifade edildikten sonra cismin simetri durumuna göre nasıl değiştiği incelenerek; öteleme ve dönme hareketleri yapan bir cisim için öteleme, dönme ve Coupling tensörlerinin ve bunlara bağlı olarak hidrodinamik direnç kuvvetlerinin ve momentlerinin teorik bir incelemesi yapılacaktır. Daha sonra 1.4'de konu hakkında yapılan deneysel çalışmalar tarihsel gelişim sırası ile incelenecek ve 1.5'de ise tezin amacı ve kapsamı belirtilecektir.

1.2- DAİMİ OLMAYAN HAREKETTE TOPLAM AKIŞKAN DİRENCİ VE İLAVE AKIŞKAN KÜTLESİ

Hareket halindeki bir akışkan içerisinde bulunan bir cismin üzerinde aerodinamik veya hidrodinamik kuvvet ve momentler teşekkül eder. Şimdi, bir akışkan içerisinde öteleme hareketi yapan bir cisim göz önüne alalım. Belli bir anda cismin hızı V (u , v , w) olsun. Herhangi bir P noktasındaki akışkanın hızı, cismin V hızı ile orantılı olarak ifade edilebilir. Eğer u_1 , v_1 ve w_1 akışkanın P noktasındaki hız bileşenleri ise,

$$\begin{aligned} u &= u_1 V \\ v &= v_1 V \\ w &= w_1 V \end{aligned} \quad (1.1)$$

bağıntıları yazılabilir. $V=1$ olduğu anda u_1 , v_1 ve w_1 cismin u , v ve w hızlarına eşit olacaktır. u_1 , v_1 ve w_1 hızları P noktasının cisme göre konumuna bağlıdır.

Böyle bir sistemin toplam kinetik enerjisi (Cisim + Akışkan),

$$T = T_c + T_f \quad (1.2)$$

veya

$$T = \frac{1}{2} m V^2 + \frac{1}{2} \rho \int_{\mathcal{V}} q^2 d\mathcal{V} \quad (1.3)$$

olarak tanımlanabilir. Burada,

$$\begin{aligned} q &: \text{Akışkanın hızı, } q = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}, \\ \rho &: \text{Akışkanın yoğunluğu,} \\ d\mathcal{V} &: \text{Elemantel hacim,} \\ m &: \text{Cismin kütlesi,} \\ T_c &: \text{Cismin kinetik enerjisi,} \\ T_f &: \text{Akışkanın kinetik enerjisi,} \end{aligned}$$

olup q değeri (1.3) denkleme taşınarak,

$$T = \frac{1}{2} m V^2 + \frac{1}{2} \rho V^2 \int_{\mathcal{V}} (u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) d\mathcal{V} \quad (1.4)$$

yazılabilir.

Eğer $kV = \iiint (u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) dx dy dz$ şeklinde tanımlanırsa denklem

$$T = \frac{1}{2} m V^2 + \frac{1}{2} \rho V^2 kV \quad (1.5)$$

halini alır. Burada V cismin hacmi, k ise ilave akışkan kütle katsayısıdır. Cismin ilave akışkan kütlesi $\alpha = \rho kV$ olarak tanımlanarak (1.5) denklemi,

$$T = \frac{1}{2} (m + \alpha) v^2 \quad (1.6)$$

şeklinde de ifade edilebilir. Buradaki α 'ya cismin ilave akışkan kütlesi, $m + \alpha$ 'ya ise cismin virtüel kütlesi denir.

Eğer cismin öteleme hızı zamana göre değişiyorsa sistemin kinetik enerjisi de zamana göre değişecektir. Bu durumda Enerjinin korunumu prensibi gereği akışkan üzerine bir iş yapılması gerekir. Eğer X hareket doğrultusundaki kuvveti gösteriyorsa, $-X$ kuvveti akışkanın cisim üzerine etki ettirdiği kuvveti gösterir. Cismin δx kadarlık bir hareketi neticesinde yapılan iş,

$$\delta T = X \cdot \delta x = X \cdot V \cdot \delta t = (m + \alpha) V \frac{dV}{dt} \delta t \quad (1.7)$$

olarak ifade edilebilir. Böylece cismin üzerine etki eden toplam kuvvet,

$$X = (m + \alpha) \frac{dV}{dt} \quad (1.8)$$

olur.

Böylece görüldüğü gibi cisim akışkan içerisinde ivmelenince cisim etrafında bir miktar akışkan kütlesi de cisimle beraber hareket etmektedir. Bu kütleye ilave akışkan kütlesi denir. O halde ilave akışkan kütlesinin sebep olduğu kuvvet cisimle akışkan arasındaki etkileşimin bir sonucu olarak tanımlanabilir ve cisme ilave bir direnç kuvvetinin etkimesine neden olur.

Benzer şekilde cismin rotasyonel (dönme) hareketinde sistemin toplam kinetik enerjisi,

$$T = \frac{1}{2} (I + I_h) \omega^2 \quad (1.9)$$

olarak yazılabilir ve daimi olmayan rotasyonel harekette cisme etki eden moment,

$$\tau = (I + I_h) \dot{\omega} \quad (1.10)$$

olarak ifade edilebilir. Burada I cismin atalet momenti, I_h ise ilave akışkan kütlelerinin atalet momentidir.

İleride bahsedileceği gibi ilave akışkan kütlesi, ideal akışkan kavramı altında bazı basit geometriye sahip cisimler için hesaplanabilmekte olup sabittir. Ancak viskoz akışkanlar için sınır tabaka ve yüzeyden ayrılma etkileri nedeniyle deneysel olarak bulunan değerler, teorik olarak bulunan değerlerden çok farklı olmakta ve hareket parametrelerinin fonksiyonu olarak değişmektedir.

İlave akışkan kütlelerinin bir akışkan içerisinde daimi olmayan hareket yapmakta olan sistemlerin hareket karakteristiklerinin analizi için (denizaltı, airship, torpido, paraşüt, v.s) çok önemli olacağı aşikardır.

1.3- DAIMİ OLMAYAN HAREKETTE AKIŞKAN DİRENÇ KUVVETLERİ

1.3.1- Giriş

Hareketsiz bir akışkan içerisinde hem öteleme hem de dönme hareketi yapan herhangi bir cisme etki eden hidrodinamik veya aerodinamik direnç kuvvetleri iki adet simetrik ikinci mertebeden tensör (öteleme tensörü K_{ij} ve dönme tensörü Ω_{ij}) ile ifade edilebilir [1]. Burada i ve j 1'den 3'e kadar değişen indislerdir. Bu tensörler sadece cismin geometrisine bağlıdır ve cismin hızına veya akışkanın özelliklerine bağlı değildir.

Akışkan direnç kuvvetinin öteleme ve dönme tensörü olarak iki kısma ayrılması cismin hidrodinamik basınç merkezi (C) diye tanımlanan bir noktaya sahip olmasına bağlıdır. Bu noktada hidrodinamik teoride, rijit cisim dinamiğindeki kütle merkezinin oynadığı rolü oynar. Yani cismin hidrodinamik basınç merkezinden geçen bir eksene göre öteleme hareketi yapması halinde, cisme sadece bu eksen doğrultusunda bir reak-

siyon kuvveti etki eder. Benzer şekilde hidrodinamik basınç merkezinden geçen eksen etrafında dönme hareketi yapan bir cisme sadece o eksen etrafında bir moment etki eder. Bu noktada hidrodinamik kuvvetlerin momentleri toplamı sıfırdır. Cismin böyle bir noktaya sahip olması, cismin simetri özelliğine bağlıdır.

Eğer cisim hidrodinamik basınç merkezine sahip değilse, cismin öteleme ve dönme hareketinde etkileşim nedeniyle bir Coupling (kuvvet çifti) etkisi meydana gelir. Bu etkileşim üçüncü bir ikinci mertebeden tensörle ifade edilebilir. Bu tensöre Coupling tensör (C_{ij}) denir. Bu tensör genelde simetrik değildir.

O halde bir akışkan içerisinde daimi olmayan hareket yapmakta olan bir cisim üzerine etki eden akışkan direnç kuvveti en genel halde yukarıda tanımlanan 3 tensörle (K_{ij} , Ω_{ij} ve C_{ij}) ifade edilebilir. Burada i ve j 1'den 3'e kadar değişen indislerdir.

Bu tensörler matris formunda

$$K_{ij} = \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} \end{bmatrix}, \quad \Omega_{ij} = \begin{bmatrix} \Omega_{11} & \Omega_{12} & \Omega_{13} \\ \Omega_{21} & \Omega_{22} & \Omega_{23} \\ \Omega_{31} & \Omega_{32} & \Omega_{33} \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix}$$

olarak ifade edilebilir.

1.3.2- Hidrodinamik Kuvvetler ve Momentler

Hareketi tanımlayan Stokes denklemleri bazı basitleştirici kabuller yaparak ve küçük terimleri ihmal ederek kısa notasyonla,

$$\nabla^2 \vec{V} = \frac{1}{\mu} \nabla p \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.13)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu denklemlerin aynı zamanda daimi olmayan hareketlerde de geçerli olduğu kabul edilebilir [1].

Cismin herhangi bir noktasının lineer hızı \vec{V}_O , açısal hızı $\vec{\omega}$ ise, herhangi bir P noktasının hızı

$$\vec{V}_P = \vec{V}_O + \vec{\omega} \wedge \vec{r}_P \quad (1.14)$$

olarak yazılabilir. Burada, \vec{r}_P P'nin O noktasına göre yer vektörüdür. Eğer cisim hareketli, akışkan hareketsiz ise akışkanın hızı cisimden uzaklaştıkça azalacak ve $\vec{r}_P \rightarrow \infty$ için $\vec{V}_P = 0$ olacaktır.

En genel halde bir cismin hareketinin serbestlik derecesi 6 dır ve hareketi öteleme ve dönme hareketi olarak 2 kısma ayırarak hız ve basınç alanı

$$\vec{V} = \vec{V}'_P + \vec{V}''_P \quad (1.15)$$

$$p = p'_P + p''_P \quad (1.16)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada (') ve (") sırası ile öteleme ve dönme hareketini karakterize etmektedir. (1.15) ve (1.16) denklemleri yukarıda yazılan (1.12), (1.13) hareket denklemlerini ve sınır şartlarını sağlar. Öteleme hareketi için hareket denklemleri,

$$\nabla^2 \vec{V}'_P = \frac{1}{\mu} \nabla p'_P \quad (1.17)$$

$$\nabla \cdot \vec{V}'_P = 0 \quad (1.18)$$

ve sınır şartları,

$$\text{Cisim üzerinde } \vec{V}'_P = \vec{V}_O \quad (1.19)$$

$$\vec{r}_P \longrightarrow \infty \text{ için } \vec{V}'_P = 0 \quad (1.20)$$

yazılabilir. Benzer şekilde dönme hareketi (rotasyonel hareket) için hareket denklemleri,

$$\nabla^2 \vec{V}''_P = \frac{1}{\mu} \nabla p''_P \quad (1.21)$$

$$\nabla \cdot \vec{V}''_P = 0 \quad (1.22)$$

ve sınır şartları,

$$\text{Cisim üzerinde } \vec{V}''_P = \vec{\omega} \wedge \vec{r}_P \quad (1.23)$$

$$\vec{r}_P \longrightarrow \infty \text{ için } \vec{V}''_P = 0 \quad (1.24)$$

olur.

1.3.2.1- Öteleme Hareketinde Hidrodinamik Kuvvetler ve Momentler

Öteleme hareketindeki öteleme tensörünü,

$$K_{ij} = - \iint_{A_S} \pi'_o \cdot dA \quad (1.25)$$

olarak tanımlarsak Coupling tensör

$$C_{ij} = - \iint_{A_S} \vec{r}_P \wedge (\pi'_o \cdot dA) \quad (1.26)$$

halini alır [1]. Burada A_S cismin yüzeyini, dA yüzey elemanını, \vec{r}_P yer vektörünü, π'_o öteleme hareketindeki gerilme (basınç) tensörünü göstermekte olup ref. [1] 'e göre

$$\pi'_o = \mu \left[-Ip' + \nabla \vec{V}' + (\nabla \vec{V}')^T \right] \cdot \vec{V}_O \quad (1.27)$$

denklemleri ile verilir. (1.27) denklemindeki I birim matrisi göstermektedir.

Böylece öteleme hareketinde cisim üzerine etki eden kuvvet ve moment,

$$\vec{F}' = -\mu K_{ij} \vec{V} \quad (1.28)$$

$$\vec{T}' = -\mu C_{ij} \vec{V} \quad (1.29)$$

olarak ifade edilebilir. Burada \vec{V} cismin lineer hızını, μ ise akışkanın dinamik viskozitesini göstermektedir.

π'_o gerilme tensörü seçilen orijine bağlı olmadığından, hidrodinamik kuvvet de orijine bağlı değildir. Ancak (1.26) denkleminde göre cismin üzerine etki eden moment orijine bağlı olarak değişmektedir. O halde Coupling tensör, cismin geometrisi ile beraber seçilen orijine bağlıdır. \vec{r}_{OP} pozisyon vektörü olmak üzere Coupling tensörünün noktadan noktaya göre değişimi

$$C_{ij}^P = C_{ij}^O - \vec{r}_{OP} \wedge K_{ij} \quad (1.30)$$

denklemleri ile verilir [1]. $\vec{r}_{OP} \wedge K_{ij}$ simetrik olmadığından Coupling tensörü de simetrik değildir.

1.3.2.2- Rotasyonel Hareketde Kuvvet ve Momentler

$$D_o = - \int_{A_s} \pi''_o dA \quad (1.31)$$

$$\Omega_{ij} = - \int_{A_s} \vec{r} \wedge (\pi''_o \cdot dA) \quad (1.32)$$

tanımlanarak [1].

$$\vec{F}'' = -\mu D_o \cdot \vec{\omega} \quad (1.33)$$

$$\vec{T}'' = \mu \Omega_{ij} \vec{\omega} \quad (1.34)$$

olarak elde edilir.

Burada π_0'' , cismin rotasyonel hareketindeki gerilme tensörünü, $\vec{\omega}$ cismin açısal hızını göstermektedir. D_0 tensörünün Coupling tensörünün transpozuna eşit olduğu Brenner [1] tarafından gösterilmiştir. O halde $D_0 = C_{ij}^T$ yazarak rotasyonel harekette cisim üzerine etki eden reaksiyon kuvveti,

$$\vec{F}'' = -\mu C_{ij}^T \vec{\omega} \quad (1.35)$$

olarak tanımlanabilir.

(1.32) denkleminde görüldüğü gibi Dönme direnç tensörü (Ω_{ij}), noktadan noktaya değişmektedir.

Ω_{ij} 'nin noktadan noktaya değişimi,

$$\Omega_{ij}^P = \Omega_{ij}^0 - \vec{r}_{OP} \wedge K_{ij} \wedge \vec{r}_{OP} + C_{ij}^0 \wedge \vec{r}_{OP} - \vec{r}_{OP} \wedge C_{ij}^T \quad (1.36)$$

denklemleriyle verilir [1]. Burada 0 referans noktasını, P ise herhangi bir noktayı göstermektedir.

1.3.2.3- Öteleme + Dönme (Rotasyonel) Hareketindeki Hidrodinamik Kuvvet ve Momentler

Cisim aynı zamanda hem öteleme hem de dönme hareketi yapıyorsa, cisim üzerine etki eden kuvvet ve momentler

$$\vec{F} = \vec{F}' + \vec{F}'' = -\mu K_{ij} \vec{V} - \mu C_{ij}^T \cdot \vec{\omega} \quad (1.37)$$

$$\vec{\tau} = \vec{\tau}' + \vec{\tau}'' = -\mu C_{ij} \vec{V} - \mu \Omega_{ij} \vec{\omega} \quad (1.38)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Eğer l cismin karakteristik uzunluğunu gösteriyorsa; K , C ve Ω 'nin boyutu sırasıyla l , l^2 ve l^3 dür.

Daha önce de belirtildiği gibi Rotasyonel (dönme) direnç tensörü ve öteleme direnç tensörü simetrik, Coupling tensör ise simetrik değildir.

O halde en genel halde daimi olmayan hareket yapmakta olan bir cisme etki eden direnç kuvveti ve moment matris notasyonu ile

$$\begin{bmatrix} \vec{F} \\ \vec{T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (K_{ij}) & (C_{ij}^+) \\ (C_{ij}) & (\Omega_{ij}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{V} \\ \vec{\omega} \end{bmatrix} \quad (1.39)$$

olarak ifade edilebilir. (1.39) denkleminde alternatif olarak denklem

$$\begin{bmatrix} \vec{F} \\ \vec{T} \end{bmatrix} = (\alpha_{ij}^R) \begin{bmatrix} \vec{V} \\ \vec{\omega} \end{bmatrix} \quad (1.40)$$

formunda yazılabilir. Burada α_{ij}^R daimi olmayan hareketteki toplam direnç tensörünü göstermekte olup, i ve j 1'den 6'ya kadar değişen indislerdir.

Bir cismin en genel haldeki hareketindeki lineer hızın üç bileşeni \vec{V} (u, v, w) ve açısal hızın üç bileşeni $\vec{\omega}$ (P, Q, R) olduğuna göre (α_{ij}^R) , 6×6 'lık bir kare matris olup 36 bileşeni vardır. Ancak öteleme ve dönme (rotasyonel) direnç tensörlerinin simetrik olması nedeniyle (α_{ij}^R) de simetrik bir matris olup, en genel halde birbirinden farklı 21 bileşeni vardır. Cismin simetri özelliğine göre bu sayı daha da azalabilmektedir.

Şekli nasıl olursa olsun her cisim, öyle bir noktaya sahiptir ki bu nokta da Coupling tensör simetriktir. Bu noktaya "Hidrokinamik Reaksiyon Merkezi" denir. Cismin geometrik simetri özelliğine bağlı olarak öyle cisimler vardır ki, bu cisimler için hidrokinamik reaksiyon merkezinde Coupling tensörü sıfırdır. Bu durumda Reaksiyon merkezi, hidrokinamik basınç merkezine dönüşür ve bu noktada cismin öteleme ve dönme hareketinde Coupling etkileri ihmal edilebilir. Böylece hidrokinamik reaksiyon merkezinde cisme etki eden hidrokinamik kuvvet cismin lineer hızı (öteleme hareketi) ile orantılı, cisme etki eden moment ise cismin açısal hızı

(rotasyonel hareketi) ile orantılıdır.

Simetrik olmayan Coupling tensörü, O noktasında simetrik ve simetrik olmayan iki kısma ayrılarak,

$$C_O = \frac{1}{2} (C_O + C_O^+) + \frac{1}{2} (C_O - C_O^+) \quad (1.41)$$

yazılabilir. Coupling tensörünün noktadan noktaya değişimi kuralına göre R noktası için

$$C_R = C_O - \vec{r}_{OR} \wedge K_{ij} \quad (1.42)$$

ifade edilebilir. Burada $\vec{r}_{OR} \wedge K_{ij}$ simetrik ve simetrik olmayan iki kısma ayrılarak

$$\vec{r}_{OR} \wedge K_{ij} = \frac{1}{2} (\vec{r}_{OR} \wedge K_{ij} - K_{ij} \wedge \vec{r}_{OR}) + \frac{1}{2} (\vec{r}_{OR} \wedge K_{ij} + K_{ij} \wedge \vec{r}_{OR}) \quad (1.43)$$

formunu alır. R noktasında Coupling tensör simetrik olduğundan

$$C_R - C_R^+ = 0 \quad (1.44)$$

olarak ifade edilirse (1.42), (1.43) ve (1.44) denklemlerinden,

$$(C_O - C_O^+) - (\vec{r}_{OR} \wedge K_{ij} + K_{ij} \wedge \vec{r}_{OR}) = 0 \quad (1.45)$$

elde edilir. (1.45) denkleminde reaksiyon merkezinin koordinatları

$$x_{OR} = \frac{C_{23}^0 - C_{32}^0}{K_{22} + K_{33}}, \quad y_{OR} = \frac{C_{31}^0 - C_{13}^0}{K_{33} + K_{11}}, \quad (1.46)$$

$$z_{OR} = \frac{C_{12}^0 - C_{21}^0}{K_{11} + K_{22}}$$

bulunur.

O halde, birbirine dik üç düzleme göre simetrik cisimler, bir eksene göre simetrik olan eğri yüzeyle cisimler ve kesildi poligon olup bir eksene göre simetrik olan cisimler hidrodinamik reaksiyon merkezine sahiptirler ve bu noktada $C_{ij}^R = 0$ dır. Bu cisimler için $C_{ij}^R = 0$ olduğundan dolayı hidrodinamik reaksiyon merkezi ile hidrodinamik gerilme (basınç) merkezi çakışır. Yani bu noktadan geçen eksenler göz önüne alındığında hidrodinamik kuvvet R noktasının lineer hızına, moment ise R noktasının açısal hızına bağlı olacaktır,

$$\vec{F} = -\mu K_{ij} \cdot \vec{V}_R \quad (1.47)$$

$$\vec{\tau} = -\mu \Omega_{ij}^R \cdot \vec{\omega} \quad (1.48)$$

1.3.2.4- Cisimlerin Simetri Özelliğine Göre Toplam Direnç Tensörü Bileşenleri

Daimi olmayan hareketteki toplam direnç tensörü (α_{ij}^R) hareketin daimi ve daimi olmayan kısımları için iki kısma ayrılırsa,

$$\alpha_{ij}^R = \alpha_{ij}^D + \alpha_{ij}^A \quad (1.49)$$

yazılabilir. Burada α_{ij}^D hareketin daimi kısmını ifade eden direnç tensörü, α_{ij}^A ise hareketin daimi olmayan kısmını ifade eden direnç tensörü olup, ilave akışkan kütle tensörü olarak tanımlanır.

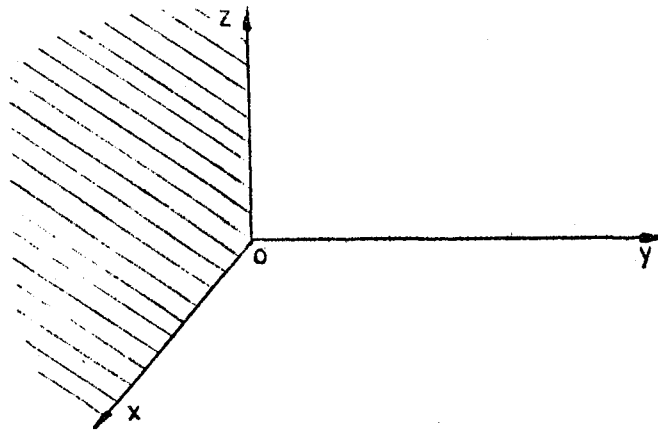
İlave akışkan kütle tensörü (α_{ij}^A)'de toplam direnç tensörü gibi simetrik bir tensör olup 21 bileşeni vardır.

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} & \alpha_{14} & \alpha_{15} & \alpha_{16} \\ & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \alpha_{24} & \alpha_{25} & \alpha_{26} \\ & & \alpha_{33} & \alpha_{34} & \alpha_{35} & \alpha_{36} \\ & & & \alpha_{44} & \alpha_{45} & \alpha_{46} \\ & & & & \alpha_{55} & \alpha_{56} \\ & & & & & \alpha_{66} \end{bmatrix} \quad (1.50)$$

Burada 21 bileşenden 6'sı öteleme, 6'sı dönme ve geriye kalan 9'u da Coupling tensör bileşenleridir. İlave akışkan kütle bileşenleri (veya toplam akışkan direnç tensörü bileşenleri) cisimlerin simetri özelliğine göre değişmektedir.

i) Bir Simetri Düzlemi Hali :

Şekil-1.1'de görüldüğü gibi bir tek simetri düzlemine (oxz) sahip bir cismi göz önüne alalım.



Şekil-1.1 : Bir simetri düzlemine haiz bir cisim.

Bu durumda ilave akışkan kütlesi için

$$\alpha_{12} = \alpha_{14} = \alpha_{16} = \alpha_{23} = \alpha_{25} = \alpha_{35} = \alpha_{36} = \alpha_{56} = 0 \quad (1.51)$$

veya başka bir ifade tarzı ile

$$K_{12} = c_{11}^{(0)} = c_{13}^{(0)} = K_{23} = c_{22}^{(0)} = c_{32}^{(0)} = c_{33}^{(0)} = \Omega_{23}^{(0)} = 0 \quad (1.52)$$

yazılabilir ve diğer bileşenler ise sıfırdan farklıdır [2].

Cisim bir tek simetri düzlemini haizse ilave akışkan kütle tensörü aşağıdaki formu alır.

$$\alpha_{ij}^A = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} & 0 & \alpha_{15} & 0 \\ & \alpha_{22} & 0 & \alpha_{24} & 0 & \alpha_{26} \\ & & \alpha_{33} & 0 & \alpha_{35} & 0 \\ & & & \alpha_{44} & 0 & \alpha_{46} \\ & & & & \alpha_{55} & 0 \\ & & & & & \alpha_{66} \end{bmatrix} \quad (1.53)$$

ii) Birbirine Dik İki Simetri Düzlemi Hali :

oxz düzlemi ile oxy düzlemleri cismin iki simetri düzlemi iseler (1.51) deki terimlere ilaveten 4 terim daha sıfır olacaktır [2].

$$\alpha_{13} = \alpha_{26} = \alpha_{35} = \alpha_{46} = 0 \quad (1.54)$$

veya

$$K_{13} = c_{23}^{(0)} = c_{32}^{(0)} = \Omega_{13}^{(0)} = 0 \quad (1.55)$$

Böylece ilave akışkan kütle tensörü aşağıdaki formu alacaktır.

$$\alpha_{ij}^A = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 & \alpha_{15} & 0 \\ & \alpha_{22} & 0 & \alpha_{24} & 0 & 0 \\ & & \alpha_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \alpha_{44} & 0 & 0 \\ & & & & \alpha_{55} & 0 \\ & & & & & \alpha_{66} \end{bmatrix} \quad (1.56)$$

iii) Birbirine Dik Üç Simetri Düzlemi Hali :

Bu durumda (ii)'deki sifıra eşit olan terimlere ilaveten

$$C_{ij} = 0 \quad (1.57)$$

olur [2] . Yani Coupling tensörü bileşenleri sıfır olur. Birbirine dik bu üç simetri düzleminin arakesiti olan noktaya Reaksiyon merkezi denir.

Bu durumda ilave akışkan kütle tensörü aşağıdaki formu alır.

$$\alpha_{ij}^A = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & \alpha_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & \alpha_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \alpha_{44} & 0 & 0 \\ & & & & \alpha_{55} & 0 \\ & & & & & \alpha_{66} \end{bmatrix} \quad (1.58)$$

iv) Küresel İzotropik Cisimler Hali :

Cisim birbirine dik düzlemlerden herhangi birisi ile tanımlanabiliyorsa (Küre ve küp gibi) yani ox , oy , oz 'den cismin şekli itibari ile herhangi birisi gözönüne alınabiliyorsa böyle cisimler için

$$\begin{aligned} \alpha_{11} &= \alpha_{22} = \alpha_{33} \\ \alpha_{44} &= \alpha_{55} = \alpha_{66} \end{aligned} \quad (1.59)$$

veya

$$\begin{aligned} K_{11} &= K_{12} = K_{13} = K \\ \Omega_{11} &= \Omega_{22} = \Omega_{33} = \Omega \end{aligned} \quad (1.60)$$

yazılabilir [2] .

Böylece ilave akışkan kütle tensörü

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \alpha_{44} & 0 & 0 \\ & & & & \alpha_{44} & 0 \\ & & & & & \alpha_{44} \end{bmatrix} \quad (1.61)$$

Bu tür özelliği haiz cisimlere küresel izotropik cisimler denir. Bu tip cisimler üzerine etki eden hidrodinamik direnç kuvvetleri için sadece K ve Ω olarak 2 skaler katsayısının bulunması yeterli olacaktır.

v) Rotasyonel Simetri Ekseni Olan Küresel Cisimler Hali :
(Bir Eksene Göre Simetrik Cisimler)

Eğer bir cisim ox eksenine göre simetrik ise cisim bu eksen-
den geçen bütün düzlemlere göre simetriktir. Örneğin yarım
küre veya elipsoid. Bu durumda (1.54) denklemlerine ilave-
ten

$$\alpha_{11} = \alpha_{22} \quad , \quad \alpha_{44} = \alpha_{55} \quad \text{ve} \quad \alpha_{15} = -\alpha_{24} \quad (1.62)$$

veya

$$K_{11} = K_{22}, \quad \Omega_{11}^{(o)} = \Omega_{22}^{(o)} \quad \text{ve} \quad C_{12}^{(o)} = -C_{21}^{(o)}$$

olacaktır [2]. Böylece ilave akışkan kütle tensörü aşağı-
daki formu alacaktır.

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 & \alpha_{15} & 0 \\ & \alpha_{11} & 0 & -\alpha_{15} & 0 & 0 \\ & & \alpha_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \alpha_{44} & 0 & 0 \\ & & & & \alpha_{44} & 0 \\ & & & & & \alpha_{66} \end{bmatrix} \quad (1.63)$$

Bu durumda hidrodinamik Reaksiyon merkezi (R), simetri (yani dönme) eksenindedir [1] . (1.63) denkleminde görüldüğü gibi C_{ij}^0 (Coupling tensör) eksen üzerinde her noktada antisimetriktir. Ancak hidrodinamik reaksiyon merkezinin tanımından C_R simetrik olmak zorundadır. Bu şartlar ancak $C_{ij}^R = 0$ ise sağlanır. Ancak cisim eğer bu eksene dik herhangi bir düzleme göre simetrik değilse $C_{ij}^R = 0$ şartını sağlayan R noktasını bulmak mümkün değildir [1] .

İleride bahsedileceği gibi bu deneysel çalışmada kullanılan yarımküresel ve parçalı (cruciform) modeller rotasyonel simetri eksenine sahip olup direnç tensörü bileşenleri (1.63) denklemiyle verildiği gibidir.

1.4- KAYNAK ARAŞTIRMASI

Daimi olmayan bir hareket yapan veya daimi olmayan bir akışkan hareketinin etkisinde bulunan bir cisme etki eden akışkan direnç kuvvetleri geçmiş yıllarda hem teorik hem de deneysel olarak birçok araştırmacı tarafından araştırılmıştır. 1917 yılında Pendulum metodu kullanılmak suretiyle bir kürenin ilave akışkan kütlesi, dolayısıyla akışkan direnç kuvvetleri deneysel olarak incelenmiştir. Bu incelemede pendulum hem hava hem de su içerisinde salınım hareketine tabi tutularak, havanın yoğunluğu suya nazaran çok küçük olduğundan mukayese yoluyla kürenin ilave akışkan kütlesi bulunmaya çalışılmıştır. Bu çalışmada ilave akışkan kütle katsayısının küre hacmi referans alındığında 0.83 olduğu görülmüştür. Bu değer kürenin ideal akışkan kavramı altında bulunan teorik ilave akışkan kütle katsayısı olan 0.5 den oldukça büyük olduğundan, viskoz akışkanlar için direnç kuvvetlerinin ideal akışkan kavramı altında bulunan değerlerden farklı olacağı sonucuna varılmıştır. Böylece teorik çalışmalarla beraber deneysel çalışmalara da ağırlık verilmeye başlanılmıştır. Teorik çalışmalardan amaç cisim etrafındaki akışı tanımlayabilen matematiksel ifadeyi (genellikle potansiyel fonksiyonu) tanımlayabilmektir.

1927 yılında Von Karman [3] , teorik olarak özel simetri

ekseni üzerindeki kaynak ve kuyu dağılımını kullanarak özel cisimler etrafındaki akışkan hareketini matematiksel olarak ifade edebilmiştir. Böylece belli oval cisimler için ilave akışkan kütesinin hesaplanabilme imkânı elde edilmiştir.

1928 yılında Taylor [4] , cismin öteleme hareketinde ilave akışkan kütesinin hesaplanabileceği bağıntıları geliştirerek, ilave akışkan kütesinin potansiyel fonksiyonu kullanılarak yüzey integrali ile direkt olarak hesaplanabileceğini göstermiştir.

1950 yılında Shiffmann ve Spencer [5], iki kürenin kesişmesi ile meydana gelen mercek şeklindeki cisim etrafındaki akışı incelemişlerdir. Multi - Riemann düzleminde imag metodu uygulanarak mercek etrafındaki akışta potansiyel fonksiyonu tanımlanmıştır.

1950 yılında Birkhoff [6] , 1947 yılında Cincinnati üniversitesinde verdiği kurs notlarını içeren bir kitap yayınlamıştır. Bu kitapta bir bölüm, advanced group - theory kullanılarak cisimlerin ilave akışkan kütlelerinin hesaplanmasına ayrılmıştır.

1955 yılında Landweber ve Winzer [7] , potansiyel teoriyi kullanarak 31 değişik oval rotasyonel cismin (Streamlined body of revolution) simetri eksenini boyunca, eksene normal yönde ve rotasyonel hareketlerindeki ilave akışkan kütlelerini ve ilave akışkan atalet momentlerini hesaplamışlardır. Landweber ve Winzer elde ettikleri neticeleri prolate spheroid (elipsoid, $a = c < b$) için bulunan neticelerle mukayese etmişler ve normal yöndeki hareket ile rotasyonel harekette bulunan değerlerin birbiriyle uyum sağladığı, ancak aksenal yöndeki harekette elde edilen değerlerin arasında oldukça büyük farklar olduğu görülmüştür.

1959 yılında Roy [8] , dairesel kesitli silindir için direnç kuvvetini veren matematiksel bir bağıntı geliştirmiştir. Bu matematiksel bağıntıda Roy, silindir arkasındaki vorteklerin birbirine paralel 2 çizgi üzerinde olduğunu ve vortekslerin

şiddet ve konumlarının sabit olduğunu kabul etmiştir. Daha sonra Sarpkaya [9] , Roy'un kabulü ile silindir üzerine etki eden zamana bağlı direncin hesaplanamayacağını ifade etmiştir.

1963 yılında Sarpkaya [9] , Lagally Teoremini genişleterek daimi olmayan bir harekete sahip bir akışkana tamamen gömülü bir silindir arkasında meydana gelen vorteks'in hareket ettiğini ve geliştiğini kabul ederek lift (kaldırma), drag (itme) ve ilave akışkan kütlelerini vorteks karakteristiklerinin fonksiyonu olarak bulmuştur.

1963 yılında İbrahim [10] , paraşüt modeli ile direkt ilgili cup şeklindeki cisimlerin ilave akışkan kütle ve ilave akışkan atalet momentlerini incelemiştir. Shiffmann ve Spencer' in geliştirdiği teoriyi kullanarak çeşitli karakteristiklere sahip küresel kabukların ilave akışkan kütle ve atalet momentlerini teorik olarak elde etmiştir.

Ancak daha sonra da detaylı olarak inceleneceği gibi akışkan direnci cisimler üzerinde yüzeyden ayrılma olayına (viscous seperation) bağlı olduğundan yukarıda bahsedilen teorilerde bulunan neticeler güvenilir olmaktan uzaktır.

1918 yılında, pendulum metodu kullanılarak 1917'de yapılan deneysel çalışmanın ışığında Relf ve Jones [11] , hava gemisi modellerinin (airship) ilave akışkan kütlelerini ölçmeye çalışmışlardır. Yapılan bu deneysel çalışmada normal ve eksenel yöndeki ilave akışkan kütleleri boyut oranının (fineness ratio = uzunluk/genişlik) fonksiyonu olarak bulunmuş ve eksenel yöndeki ilave akışkan kütlelerinin boyut oranının 4 : 1 değerine kadar azaldığı daha sonra ise arttığı, normal yöndeki ilave akışkan kütlelerinin ise artan boyut oranı ile arttığı görülmüştür. Ayrıca eksenel yöndeki ilave akışkan kütlelerinin hıza bağlı olmadığı, normal yöndeki ilave akışkan kütlelerinin ise artan hızla azaldığı görülmüştür.

1941 yılında Yee - Tak Yu [12] , disk ve silindirler'in akışkan direnç kuvvetleri ile ilave akışkan kütlelerini 3 deği-

şik akışkan (su, gazolin ve karbon - tetraklorid) kullanarak bulmaya çalışmıştır. Pendulum metodunu kullanarak bulunan neticelerden, her üç akışkan için bulunan değerlerin akışkanların sadece yoğunlukları ile orantılı olduğu, bir başka ifadeyle her üç tip akışkan için bulunan kuvvet ve kütle katsayılarının aynı olduğu görülmüştür.

1950 yılında Morison, O'Brien, Johnson ve Schaff [13] , su içerisine gömülü olan silindirlere etki eden dalga kuvvetlerinin analizlerini yapmışlardır. dz uzunluğundaki bir silindire etki eden dalga kuvvetini

$$dF = \left[k \left(\rho \frac{\pi D^2}{4} \right) \frac{\partial V}{\partial t} \pm C_D \frac{\rho D}{2} V^2 \right] \cdot dz \quad (1.64)$$

şeklinde tanımlayarak, k ve C_D katsayılarının dalga karakteristiklerine göre değişimi incelenmiştir. Burada k atalet kuvveti katsayısı veya daha önce tanımlanan ilave akışkan kütle katsayısını, C_D itme kuvveti katsayısını, D silindir çapını, V akışkan partiküllerinin hızını ve $\partial V / \partial t$ ise akışkan partiküllerinin ivmesini göstermektedir. k ve C_D değerlerinin hesaplanmasında dalga hareketi içinde sırayla hız ve ivmenin sıfır olduğu anlarda ölçülen kuvvet değerleri kullanılarak hesaplanmıştır. d durgun su derinliğini, a dalga yüksekliğini ve L dalga boyunu göstermek üzere k ve C_D katsayılarının d/L , a/L ve Re sayısına büyük ölçüde bağlı olmadığı gözlenmiştir. Bu deneysel çalışmada Re sayısı 2200 ile 11100, d/L oranı 0.102 ile 0.529 ve a/L oranı ise 0.009 ile 0.1175 değerleri arasında değiştirilmiştir. Ayrıca su derinliği arttıkça itme kuvvetindeki azalmanın atalet kuvvetindeki azalmadan daha fazla olduğu, atalet kuvvetinin silindir çapının dalga yüksekliğine oranı ile arttığı, dalga içindeki maksimum kuvvetin maksimum dalga yüksekliğinin olduğu noktada meydana geldiği görülmüştür.

1958 yılında Keulegan ve Carpenter [14] , yaptıkları deneysel çalışmada Morison ve bazı araştırmacıların kabul ettikleri gibi k ve C_D katsayılarının bir dalga periyodu

içinde sabit alınamayacağı ve C_D 'nin aynı Re sayısında daimi akıştaki değerinden farklı olduğunu iddia etmişlerdir. Bu çalışmada salınım hareketi yapan akışkanın içine tamamen gömülü plâka ve silindirlere etki eden kuvvetler analiz edilmiştir. Akışkanın hareketi,

$$U = - U_m \cdot \cos \omega t \quad (1.65)$$

olarak tanımlanarak cisme etki eden direnç kuvvetleri

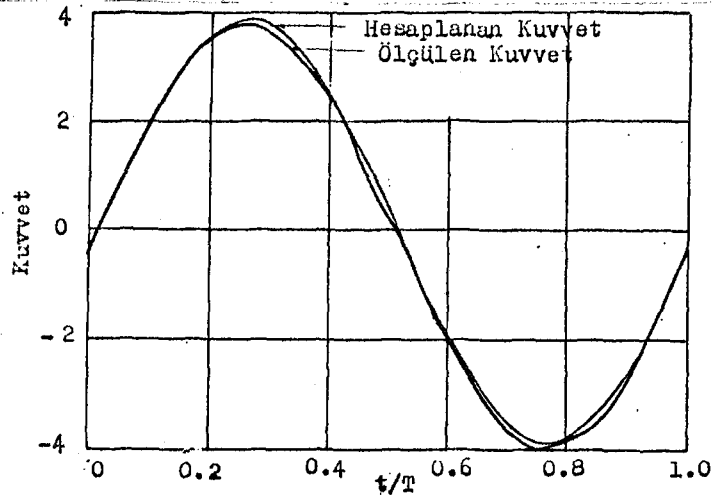
$$F = f (U_m, T, D, \rho, \nu, t) \quad (1.66)$$

olarak tanımlanmıştır. Burada T hareketin periyodu ($= \frac{2\pi}{\omega}$), D silindir çapı veya plâka genişliğidir. (1.66) denklemi boyut analizi yapılarak

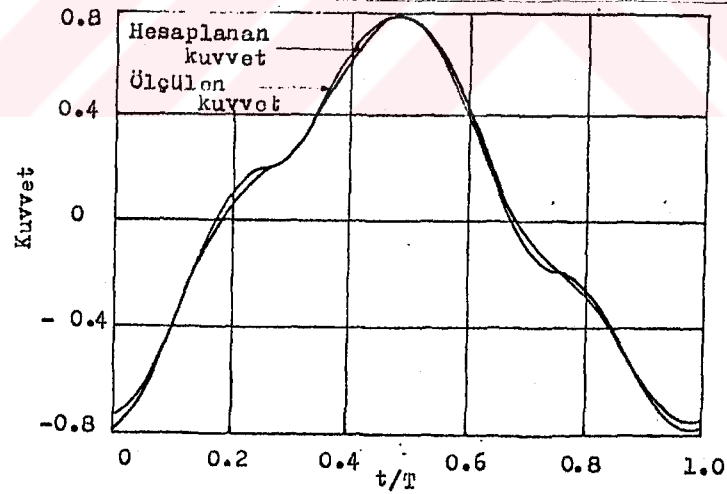
$$\frac{F}{\rho D U_m^2} = f \left(\theta, \frac{U_m T}{D}, \frac{U_m D}{\nu} \right) \quad (1.67)$$

gibi 3 boyutsuz parametrenin fonksiyonu olarak yazılabilir. Burada $\theta = \omega t = \frac{2\pi t}{T}$ olup faz açısıdır, $U_m T/D$ periyot parametresi veya Keulegan ve Carpenter sayısı ve $U_m D/\nu$ ise Re sayısıdır. Hareketin periyodik olmasından faydalanılarak kuvvet analizi Fourier analizi kullanılarak yapılmış ve C_D ile k 'nin (yüzeyden ayrılma ve eddy formasyonu nedeniyle) bir dalga periyodu içerisinde sabit olmadığı göz önüne alınarak bu katsayıların ortalama değerlerinden sapmayı ifade eden bir ΔR ilave fonksiyonunu (artan fonksiyon), (1.64) denklemine ilave ederek k ve C_D katsayılarının hesabında yapılan hatanın ortadan kaldırılabilceği ispat edilmeye çalışılmıştır. Bu çalışmada $U_m T/D$ 'nin yeteri kadar küçük ve büyük değerlerinde ΔR 'nin küçük olduğu, ΔR 'nin sadece periyot parametresinin kritik değerinde ($=15$) önemli olduğu görülmüştür (Şekil-1.2, 1.3 ve 1.4).

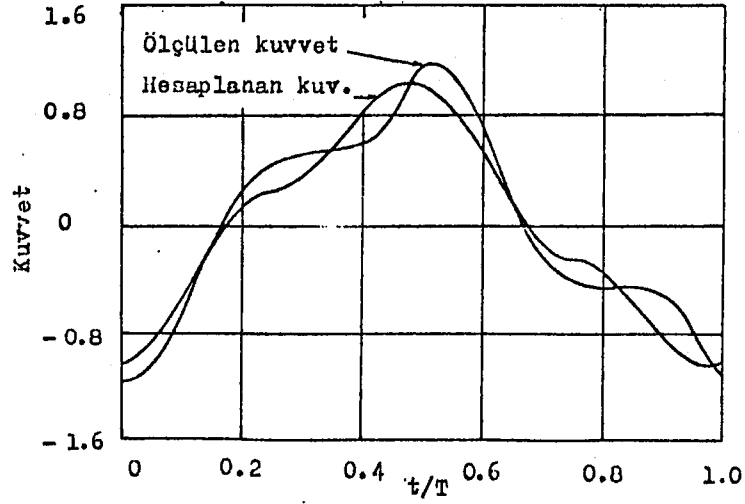
Plâkalar için ise $U_m T/D$ 'nin küçük değerlerinde ΔR fonksiyonu önemli olmamaktadır.



Şekil-1.2 : Silindir için bir periyot içerisinde ölçülen ve hesaplanan kuvvetlerin karşılaştırılması $U_m T/D = 3$, $D = 1.5$ inch.

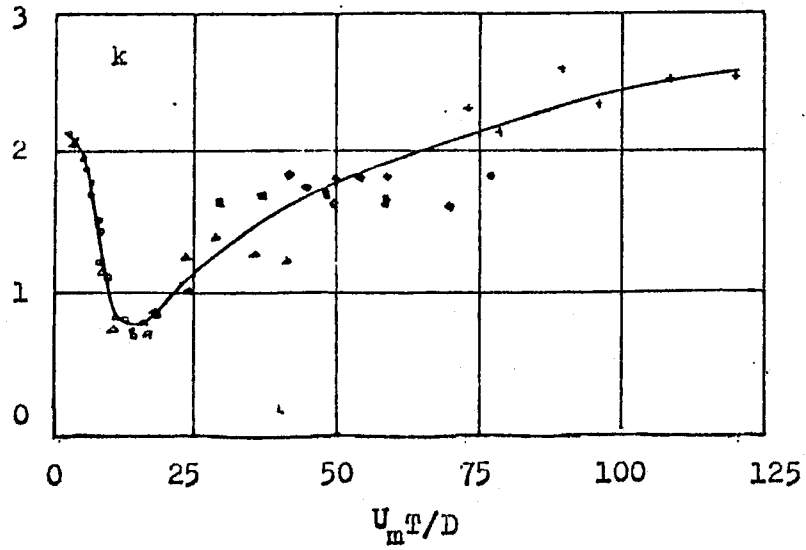


Şekil-1.3 : Silindir için bir periyot içerisinde ölçülen ve hesaplanan kuvvetlerin karşılaştırılması $U_m T/D = 44.7$, $D = 0.75$ inch.

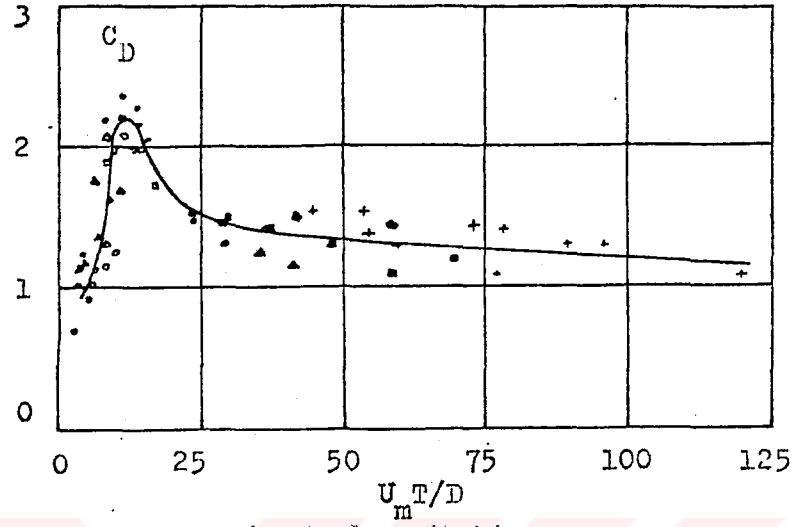


Şekil-1.4 : Silindir için ölçülen ve hesaplanan kuvvetlerin karşılaştırılması $U_m T/D = 15.6$, $D = 1.5$ inch.

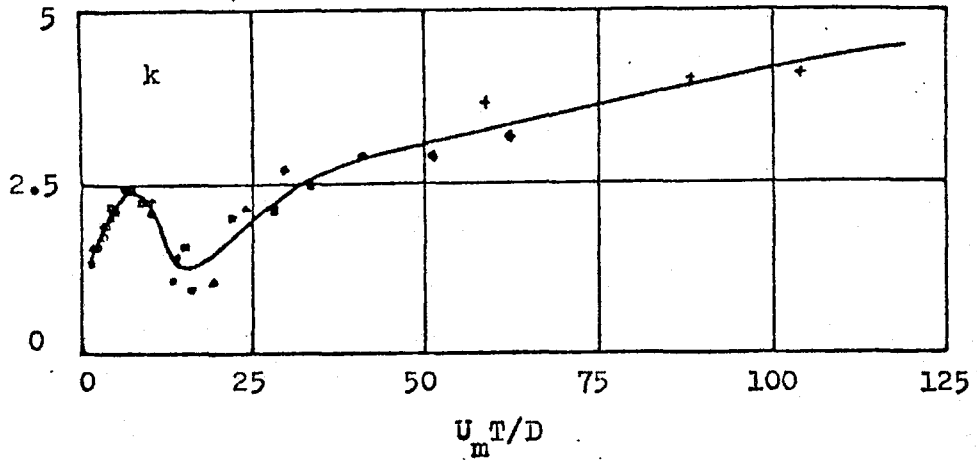
Silindir ve plâka için elde edilen k ve C_D değerlerinin periyot parametresi ($U_m T/D$)'ne göre değişimi Şekil-1.5, 1.6, 1.7 ve 1.8'de verilmektedir.



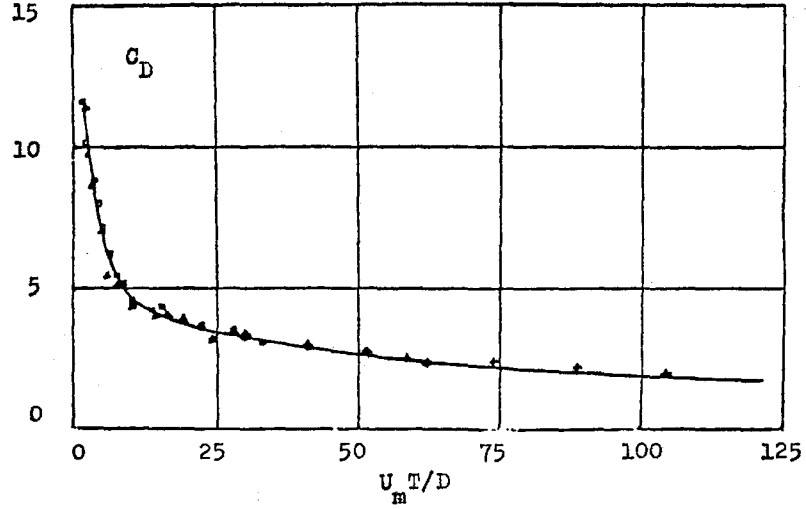
Şekil-1.5 : Silindirlerin periyot parametresi ($U_m T/D$)'ne göre ilave akışkan kütle katsayısı (k)'nin değişimi.



Şekil-1.6 : Silindirler için periyot parametresi ($U_m T/D$)'ne göre drag (itme) kuvveti katsayısı (C_D)'nin değişimi.



Şekil-1.7 : Plakalar için periyot parametresi ($U_m T/D$)'ne göre ilave akışkan kütle katsayısı (k)'nin değişimi.



Şekil-1.8 : Plakalar için $U_m T/D$ 'ye göre C_D katsayısının değişimi.

Şekillerden görüldüğü gibi silindir için periyot parametresi büyüdükçe k değeri teorik olan 2 değerinden minimuma doğru azalmakta ve $U_m T/D=15$ değerinde minimum olmakta ve sonra tekrar artarak $U_m T/D=120$ değerinde ise k 2.5 değerine erişmektedir. C_D ise 0.9 olan değerinden itibaren artarak $U_m T/D=15$ değerinde maksimum değeri olan 2.5 değerine erişmekte ve daha sonra $U_m T/D$ arttıkça C_D azalarak daimi akıştaki değerine erişmektedir.

Plâkalar için ise k ve C_D 'nin $U_m T/D$ 'ye göre değişimi daha değişik bir görünüm arz etmektedir. k değeri başlangıçta arttıktan sonra, azalarak ve tekrar artarak yaklaşık olarak 4.5 değerine erişmiştir (Şekil-1.7). C_D 'nin ise başlangıçta büyük bir değer olan 10'dan başlamak üzere önce hızlıca, daha sonra artan periyot parametresi ile yavaşça azaldığı görülmüştür. C_D 'nin nihai değerinin hemen hemen daimi akışta bulunan değere yaklaştığı görülmüştür (Şekil-1.8).

Bütün bu sonuçlardan görülmüştür ki C_D 'nin maksimum olduğu an k minimum veya k 'nın maksimum olduğu an ise C_D minimum olmaktadır. Periyot parametresinin küçük olduğu anda C_D büyük olduğundan k 'nın değişimi çok az olmakta ve bu nedenle plâka üzerine etki eden dalga kuvvetleri genelde itme kuvveti olarak mütalâa edilebilmekte ve atalet kuvveti etki-

si hemen hemen periyot parametresinden bağımsız olup fazla etkili olmamaktadır.

1952 yılında Iversen ve Balent [15] , daimi olmayan hareket-
te cisme etki eden toplam akışkan direnç kuvvetini

$$F = 1/2 C_R A \rho V^2 \quad (1.68)$$

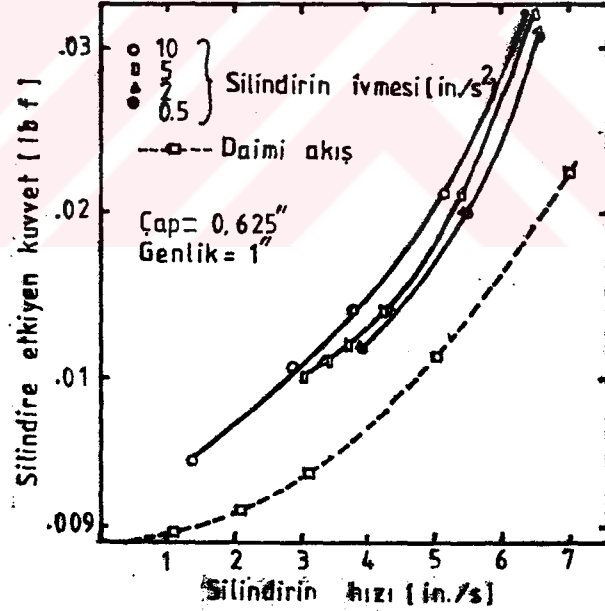
şeklinde ifade ederek, C_R toplam akışkan direnç kuvveti katsayısının cismin geometrisinin yanında Froude sayısına, Re sayısına, Mach sayısına, yüzey pürüzlülüğüne ve boyutsuz ivmelenme modülüne ($D/V^2 \cdot \dot{V}$) bağlı olduğunu belirtmişlerdir. Diske lineer bir ivme vererek ölçülen kuvvet değerlerinden (1.68) denklemi kullanılarak C_R katsayıları hesaplanmıştır. Daha sonra daimi hareketteki C_D drag (itme) kuvveti katsayısının daimi olmayan harekette de değişmediği kabul edilerek bulunan C_R değeri kullanılarak k katsayısı hesaplanmıştır. Elde edilen neticeler Bölüm-IV'de (Şekil-4.1, 4.2) verilmiştir. Aynı grafik üzerinde 1948'de Luneau [16] tarafından aynı deney seti kullanılarak bulunan değerler de belirtilmiştir. Görüldüğü gibi toplam direnç kuvveti için boyutsuz sayı olan ivmelenme modülü daimi olmayan harekette iyi bir korelasyon faktörü olmaktadır. Sonuçlara göre eğer daimi hareketteki drag katsayısı kullanılırsa, ilave akışkan kütlesi $\dot{V}D/V^2$ 'nin küçük değerlerinde teorik değerinin ($=2/\pi$) 7-8 katı kadar olabilmektedir.

1956 yılında Keim [17] , Iversen ve Balent'in deney setini kullanarak silindirlere için çeşitli deneyler yapmış ve değişik Re sayılarında toplam direnç katsayısı (C_R)'nin ivmelenme modülüne göre değişimini incelemiştir. Elde edilen sonuçlardan, silindir için değişik Re sayılarında da ivmelenme modülünün iyi bir korelasyon faktörü olduğu görülmüştür.

1969 yılında Heizer ve Dalton [18] , su içinde harmonik hareket yapan silindir üzerinde yaptıkları deneysel çalışmada, birçok faktörün itme ve atalet kuvvetlerine etki etmekte olduğunu ispatlamışlardır. Bu faktörler silindirin yüzey pürüzlülüğü, vorticity, anlık hız ve ivme, silindir çapı,

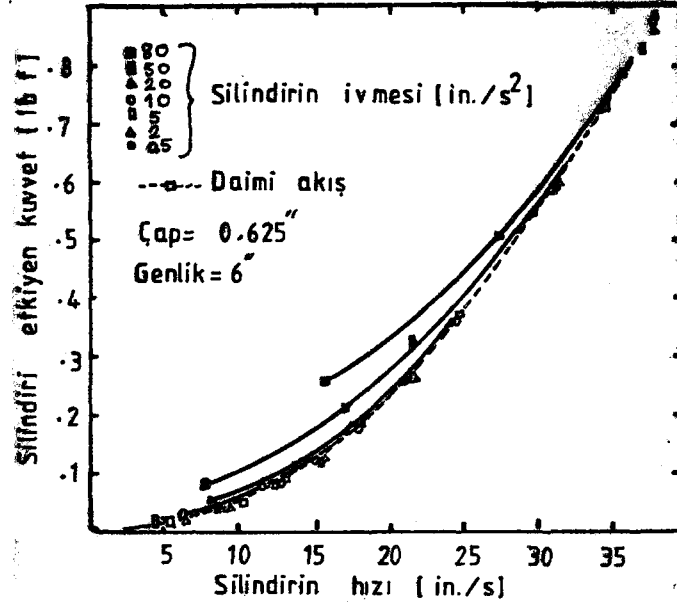
hareketin periyodu ve genliğidir.

1971 yılında boyut analizi yaparak parametreleri gruplar haline getirip, bu grupların itme kuvveti katsayısı veya atalet kuvveti katsayısına etkileri incelenmek yerine, Hamann ve Dalton [19] , yaptıkları deneysel çalışmada harmonik harekette silindir çapının, genlik ve periyodun toplam kuvvette etkilerini incelemişlerdir. Bu çalışmada hız, ivme ve genlik-çap oranı'na göre direnç kuvvetinin değişimi incelenmiştir. Bağımsız değişkenleri kontrol edebilmek için önce akışkan hareketsiz iken silindirin sinüzoidal olarak hareket etmesi ve daha sonra da silindir sabitken akışkanın salınım hareketi yapması sağlanmıştır. Kuvvetin hıza bağlı olarak değişimi incelenirken, ivme sabit alınmış ve hızın kuvvete etkisinin ivmeden daha fazla olduğu görülmüştür (Şekil-1.9).



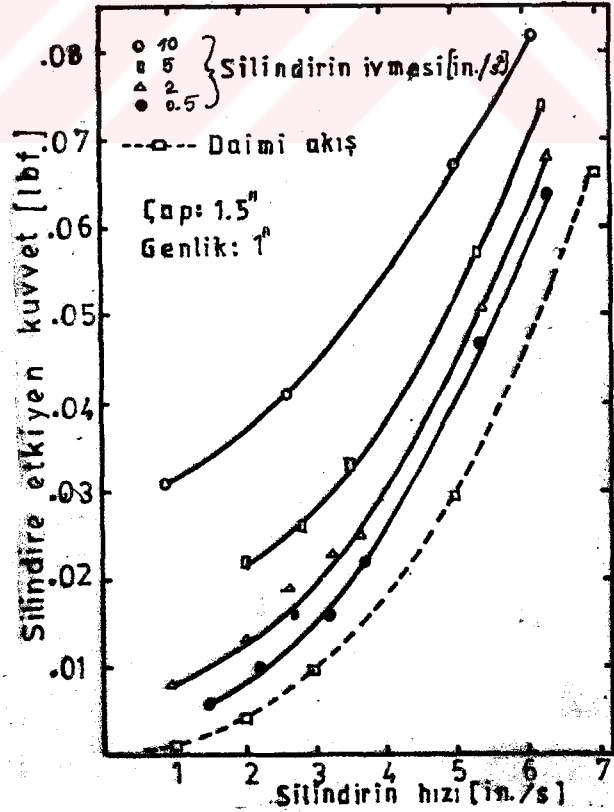
Şekil-1.9 : Sabit ivmeli harekette hıza göre kuvvetin değişimi.

Şekilden görüldüğü gibi aynı hızda ölçülen kuvvetin daimi akışta elde edilen değerden oldukça farklıdır. Yüksek hızlarda ise kuvvetin ivmeye bağlı olmadığı ve daimi akıştaki değerine yakın olduğu görülmektedir (Şekil-1.10).



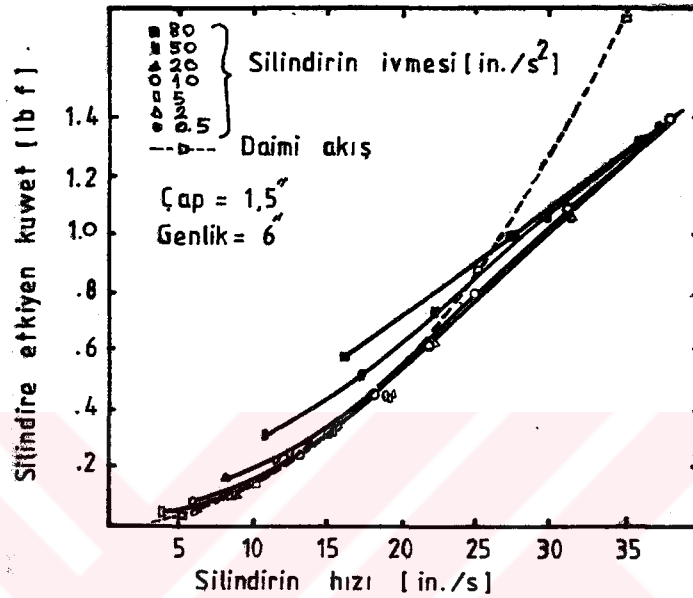
Şekil-1.10 : Yüksek hızlarda hıza göre kuvvetin değişimi.

Büyük çaplı silindirlere küçük çaplı silindirlerin küçük genliklerindeki kuvvet ile aynı özelliğe rastlanmıştır (Şekil-1.9 ve 1.11).



Şekil-1.11 : Büyük çaplı silindir için kuvvetin değişimi.

Ancak ölçülen bütün değerlerin daimi akışta ölçülen değerlerinden (aynı hızlarda) yüksek olduğu ve ölçülen kuvvetin ivme ile arttığı da görülmektedir. Yüksek hızlarda ise ölçülen kuvvet değeri, daimi akışta hesaplanan değerlerinden önemli miktarda az olmaktadır (Şekil-1.12).



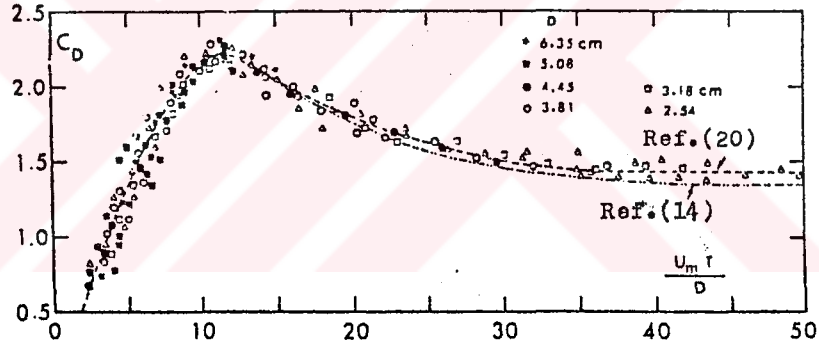
Şekil-1.12 : Büyük çaplı silindir için yüksek hızlarda kuvvetin değişimi.

Genlik parametresinin (a/D)'de uygun bir parametre olmadığı görülmüş ve birim alana etki eden kuvvetin a/D 'den ziyade hareketin genliğine daha fazla bağlı olduğu görülmüştür. Kuvvet katsayısının a/D 'ye göre değişimi incelendiğinde a/D 'nin özellikle 4'den küçük değerleri için kuvvet katsayısının azalan a/D değerine göre arttığı, fakat a/D 'nin 4'den büyük değerlerinde ise kuvvet katsayısının hemen hemen sabit kaldığı ve ancak model silindirin çapının fonksiyonu olduğu görülmüştür.

Şekillerden görüldüğü gibi silindirin sinüzoidal hareketinde küçük hız ve genliklerde ölçülen kuvvet ile daimi akıştaki kuvvet arasında fark edilen bir farklılık vardır. Ancak yüksek hızlarda ve büyük genlikte 2 kuvvet arasındaki fark azalmaktadır. O halde iki kuvvet arasındaki fark hızın fonksiyonu olarak değişmekte ve bu fark artan hızla azalmak-

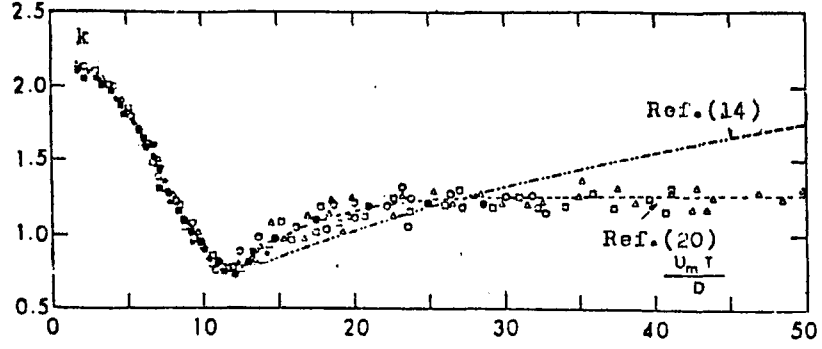
tadır. Kuvvet drag (itme) ve atalet kuvveti terimlerine bölünürse, 2 kuvvet arasındaki fark ilave akışkan kütlesi ile orantılı kuvveti ifade eder.

1975 yılında yapılan deneysel çalışmada Sarpkaya [20] , dik U-tipi şeklindeki bir su tüneline akışkana sinüzoidal bir hareket vererek, silindirler ve küreler üzerine etki eden direnç kuvvetlerini analiz etmiştir. Elde edilen neticelerin, Keulegan ve Carpenter [14] 'ın buldukları sonuçlarla uyum sağladığı görülmüştür. k ve C_D 'nin hesabında Fourier analizi kullanılmıştır. Periyot parametresine göre C_D ve k katsayılarının değişimleri incelenmiştir. Silindir için artan $U_m T/D$ ile önce C_D 'nin arttığı ve $U_m T/D=12$ 'de C_D 'nin minimum değeri olan 2.2'ye eriştiği, daha sonra ise artan $U_m T/D$ ile C_D 'nin azalarak sabit hale geldiği görülmektedir (Şekil-1.13).



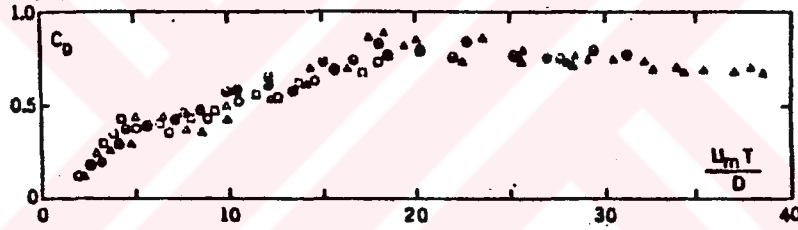
Şekil-1.13 : Silindir için $U_m T/D$ 'ye göre C_D katsayısının değişimi.

Atalet kuvveti katsayısı (k) ise farklı bir dağılım göstermektedir. $U_m T/D$ 'nin küçük değerinde ($U_m T/D=2$) k 'nin maksimum değeri olan 2.2 değerinde olduğu, sonra artan $U_m T/D$ ile azalarak $U_m T/D$ 'nin 12 değerinde minimum değeri olan 0.75 değerine erişmekte ve daha sonra ise artan $U_m T/D$ ile artarak yüksek $U_m T/D$ değerlerinde sabit hale gelmektedir (Şekil-1.14)



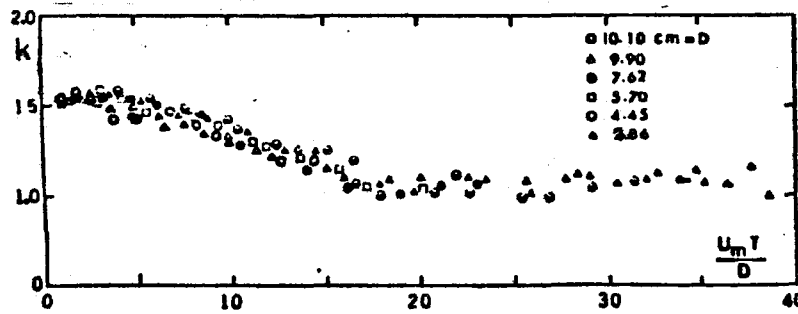
Şekil-1.14 : Silindir için periyot parametresine göre k katsayısının değişimi.

Küre için ise $U_m T/D=2$ 'de C_D 'nin minimum değeri 0.1 değerinde olduğu ve $U_m T/D=20$ değerine kadar arttığı ve daha sonra ise yavaşça, artan $U_m T/D$ ile azalmaktadır (Şekil-1.15).



Şekil-1.15 : Küre için $U_m T/D$ 'ye göre C_D 'nin değişimi.

k katsayısı ise $U_m T/D$ 'nin 2 değerinde maksimum değeri olan 1.6'dır. Daha sonra ise artan $U_m T/D$ ile k katsayısının azalarak $U_m T/D$ 'nin 20 değerinden sonra hemen hemen sabit kalmaktadır (Şekil-1.16).

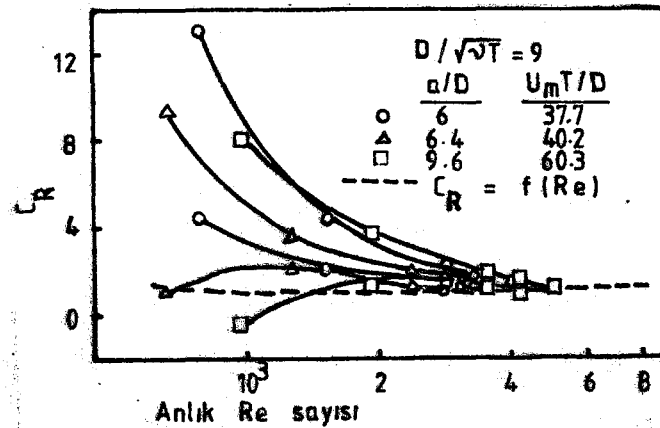


Şekil-1.16 : Küre için $U_m T/D$ 'ye göre k'nın değişimi.

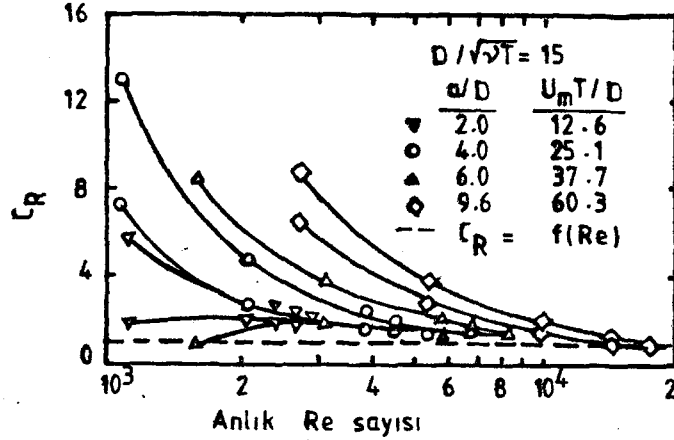
1978 yılında Dalton, Hunt ve Hussain [21] , tarafından yapılan deneysel çalışmada, durgun su içerisinde sinüzoidal olarak salınım hareketi yapan bir silindir üzerine etki eden direnç kuvvetleri analiz edilmiştir. Hamann ve Dalton [19] un elde ettikleri sonuçların esas olarak boyutlu değişkenlere dayandığını ve hesaplanan dalga kuvvetlerinde kullanmak için uygun bir data olamayacakları iddia edilmiş ve Hamann ve Dalton'un çalışmaları genişletilerek, incelemeler yapılmıştır. F birim uzunluğa etki eden kuvvet, D silindir çapı, U_m hareketteti maksimum hız, T hareketin periyodu, ρ akışkanın yoğunluğu ve ν akışkanın kinematik viskozitesi olmak üzere bu değişkenler arasında boyut analizi yapılmış ve boyutsuz kuvvet katsayısı $U_m T/D$, $D/\sqrt{\nu T}$ ve Re sayısının fonksiyonu olarak,

$$C_R = \frac{F}{D \rho \frac{U_m^2}{2}} = f \left(\frac{UD}{\nu}, \frac{U_m T}{D}, \frac{D}{\sqrt{\nu T}} \right) \quad (1.69)$$

ifade edilmiştir. Burada U anlık hız, U_m ise maksimum periyodik hızdır. Ayrıca bu yazış şekli ile hız sıfır iken bile kuvvet katsayısı sıfırdan farklı olmaktadır. Burada $U_m T/D$ ve $D/\sqrt{\nu T}$ değerleri sabit tutularak Re sayısının etkileri incelenmiş ve elde edilen sonuçlar grafik olarak Şekil-1.17 ve 1.18'de verilmiştir.



Şekil-1.17 : a/D 'nin büyük, $D/\sqrt{\nu T}$ 'nin küçük olduğu durumlarda Re sayısına göre C_R 'nin değişimi.



Şekil-1.18 : $D/\sqrt{VT} = 15$ durumunda C_R 'nin Re sayısına göre değişimi.

Şekillerden görüldüğü gibi küçük Re sayılarında toplam direnç kuvveti katsayısı daimi akıştaki değerinden oldukça farklı olup, Re sayısı büyüdükçe bu fark azalmaktadır. Aynı hızda pozitif hız ve pozitif ivme durumunda elde edilen kuvvetin, negatif ivme durumunda elde edilen kuvvetten büyük olduğu görülmektedir. Bütün durumlarda anlık Re sayısı artarken kuvvet katsayısı asimtotik olarak daimi akıştaki değerine yaklaşmaktadır.

Daha önce de bahsedildiği gibi daimi olmayan harekette cisimler üzerine etki eden toplam direnç kuvvetinin veya ilave akışkan kütesinin, bazı basit geometriye sahip cisimler için teorik olarak hesaplanabilmelerinin haricinde çözümün mümkün olmaması veya bulunan çözümün viskoz akışkanlarda elde edilen sonuçlarla uyum sağlaması nedeniyle deneysel çalışmalara gerek duyulmuştur. Yapılan literatür araştırmalarında görüldüğü gibi araştırmacılar toplam direnç kuvvetini Morison Denklemi olarak bilinen

$$\Sigma F = \frac{1}{2} C_D \rho A V^2 + k \rho V \dot{V}$$

denklem ile ifade etmişlerdir. Burada ilk terim hızın karesi ile orantılı direnç (itme) kuvveti, ikinci terim ise ivme ile orantılı atalet kuvveti olup; ρ akışkanın yoğunluğu, V referans hacmi, A referans alanı, C_D itme kuvveti

katsayısını ve k ise atalet (ilave akışkan kütle) katsayısını göstermektedir. Ölçülen F toplam direnç kuvvetinden bilinmeyen C_D ve k katsayılarının bulunabilmesi için literatürde iki değişik metodun uygulandığı görülmüştür. Bunlardan birincisi hız sıfırken k 'yı, ivme sıfırken de C_D yi hesaplamaktır. k (veya C_D) değeri bulunduktan sonra daimi olmayan harekette k (veya C_D)'nin değişmediği kabul edilerek toplam kuvvetteki değişim sadece ikinci sabitten aranır. İkinci metod ise daimi hareketteki cisim için C_D 'yi hesaplayarak bu değer daimi olmayan harekette sabit olduğunu kabul ederek, Morison denklemine göre k 'yı hesaplamak veya k değerini ideal akışkan kavramı altında hesaplayarak bulunan değer sabit olduğunu kabul edip yine Morison denklemini kullanarak C_D 'yi hesaplamaktır. Ancak burada C_D veya k 'nın sabit olduğu kabulü yapılmak zorundadır. Halbuki gerçekte hem C_D hem de k sabit olmayıp çeşitli hareket parametrelerine bağlı olarak değişmektedir. $F = F(V, \dot{V}, \rho, D, \mu, Re, Ma, \dots)$.

Yapılan literatür araştırmalarında araştırmacıların Morison denklemini ve yukarıda bahsedilen metodlardan birini kullanarak bulunan katsayıların değişimi için cismin geometrisine bağlı olarak uygun bir korelasyon faktörünü aradıkları görülmüştür. Korelasyon faktörünün cismin geometrisine göre, yüzeyden ayrılma noktasının yerine ve hareket karakteristiklerine bağlı olarak değiştiği görülmüştür. İleride görüleceği gibi (Bölüm-III), daimi olmayan bir harekete sahip aerofoil'in ilave akışkan kütle katsayısı, yüzeyden ayrılma olayı aerofoil'in arka uç kısmına yakın meydana geldiğinden Re sayısına bağlı olarak değiştiği ve teorik olarak bulunan değerine yakın olduğu, ancak bluff body diye adlandırılan dairesel kesitli bir silindir veya kürenin ilave akışkan kütle katsayısının ise hareketin ivmesi ve hızını içine alan ivmelenme modülüne göre değiştiği görülmüştür [17] .

1.5- TEZİN AMACI VE KAPSAMI

Bir akışkan içerisinde tamamen gömülü vaziyette bulunan bir cismin daimi olmayan bir hareket yapması halinde cisme etki eden toplam akışkan direnç kuvveti Morison denkleminde göre hızın karesi ile orantılı direnç (itme) kuvveti ile ivme ile orantılı (ilave akışkan kütlesi ile ivmenin çarpımına eşit) atalet kuvvetinin toplamı olarak ifade edilebilir. Bu çalışmada

i) En genel halde hareket eden bir cisim üzerine etki eden direnç kuvvetlerinin veya bir başka ifadeyle ilave akışkan kütlelerinin analizi,

ii) Bazı basit geometriye sahip cisimlerin ilave akışkan kütlelerinin teorik olarak hesaplanması ve bulunan bu değerlerin viskoz akışkanlar için doğruluk dereceleri,

iii) Paraşüt modeli olarak kullanılan fabrik yarım küre ve parçalı (2 : 1, 3 : 1 ve 4 : 1) modeller için direnç kuvvetleri deneysel olarak bulunarak bu direnç kuvvetlerini en iyi şekilde tanımlayan hareketin karakteristiklerine uygun korelasyon faktörleri, incelenmiştir.

B Ö L Ü M - II

BAZI CİSİMLERİN İLAVE AKIŞKAN KÜTLELERİNİN TEORİK HESABI

2.1- GİRİŞ

Bir cismin ilave akışkan kütesinin teorik olarak hesabı, cismin ideal akışkan içindeki hareketinde (potansiyel akış) cisim etrafındaki hız alanının cismin anlık hızı ile orantılı olduğu ve hareketin geçmişine bağlı olmadığı esasına dayanır. Cismin hareketinde herhangi bir anda meydana gelen değişimin aynı anda bütün akış alanına yayıldığı kabul edilir. Cisimlerin ilave akışkan kütlelerinin hesabı ile ilgili olarak Munk [22] , Lagally [23] ve Taylor [4] tarafından birçok teorem geliştirilmiş ve bu teoremlerle cisim üzerine etki eden toplam direnç kuvvetlerinin ve momentlerinin hesaplanması mümkün hale gelmiştir. Ancak teorik hesaplamaların yapılabilmesi ise cisim etrafındaki akış alanını tanımlayan potansiyel fonksiyonunun veya akım fonksiyonunun tanımlanmasına bağlıdır.

İdeal bir akışkan içerisinde hareket eden cisim etrafındaki akışkan hareketine ait Kinetik enerji denklemi hız potansiyeli cinsinden

$$2T_f = - \rho \int_{A_s} \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dA \quad (2.1)$$

denklemleri ile ifade edilebilir. Burada A_s cismin yüzeyini, ϕ hız potansiyelini, ρ akışkanın yoğunluğunu, n A_s yüzeyinin normal yönündeki birim uzunluğu ve $\partial\phi/\partial n$ ise ϕ 'nin n yönündeki gradyantını göstermektedir.

Daha öncedende belirtildiği gibi bir cismin en genel hareketinde serbestlik derecesi lineer hız V (u, v, w) ve açısal hız ω (P, Q, R) olmak üzere 6'dır. Cismin her hız bileşeni için bir hız potansiyeli tanımlanabilir ve

$$\phi = V_i \phi_i \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada i, j 1'den 6'ya kadar değişen indistir.

Hız potansiyelinin hız cinsinden değerleri Kinetik enerji denkleminde taşınarak

$$2T_f = - \rho \int_{A_s} V_i V_j \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} dA \quad (2.3)$$

bulunur. Bu denklem $T = 1/2 \alpha V^2$ şeklindeki kinetik enerji denklemleri ile mukayese edilirse

$$2T_f = - \alpha_{ij} V_i V_j \quad (2.4)$$

yazılabilir. Burada

$$\alpha_{ij} = \rho \iint_{A_s} \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} dA \quad (2.5)$$

değerini haiz olup simetrik ilave akışkan kütle tensörünü göstermektedir. i ve j 1'den 6'ya kadar değişen indislerdir.

α_{ij} 'ye ilave akışkan kütlesi denir ve tensör notasyonu ile ifade edilebilir. İlave akışkan kütle tensörü simetrik bir tensördür. Yani $\alpha_{ij} = \alpha_{ji}$ dir.

0 halde 6'sı köşegen (α_{ij} ; $i = 1, \dots, 6$) ve 15'i Couple

(α_{ij} ; $i=1, \dots, 6$ ve $j=1, \dots, 6$; $i \neq j$) olmak üzere ilave akışkan kütle tensörünün birbirinden farklı 21 tane bileşeni vardır. En genel halde bir akışkan içerisinde hareket eden bir cisim etrafındaki akışkan hareketinin kinetik enerjisinin tanımlanabilmesi için 21 tane ilave akışkan kütle bileşenine ihtiyaç vardır. Daha önceden (1.50) denklemi ile matris notasyonu ile gösterilen ilave akışkan kütle tensöründe 1 ve 4 indisi x eksenini, 2 ve 5 indisi y eksenini ve 3 ve 6 indisi ise z eksenini ifade etmektedir. α_{11} , α_{12} , α_{13} , α_{22} , α_{23} ve α_{33} öteleme tensörü, K_{ij} 'yi, α_{14} , α_{15} , α_{16} , α_{24} , α_{25} , α_{26} , α_{34} , α_{35} , α_{36} Coupling tensörünü ve geriye kalan 6 bileşende dönme tensörünü temsil etmektedir. Cisim etrafındaki akışkan hareketi için kinetik enerji ifadesi

$$T_f = \frac{1}{2} \left[\alpha_{11} u^2 + \alpha_{12} uv + \alpha_{13} uw + \alpha_{14} uP + \alpha_{15} uQ + \alpha_{16} uR + \alpha_{22} v^2 + \alpha_{23} vw + \alpha_{24} vP + \alpha_{25} vQ + \alpha_{26} vR + \alpha_{33} w^2 + \alpha_{34} wP + \alpha_{35} wQ + \alpha_{36} wR + \alpha_{44} P^2 + \alpha_{45} PQ + \alpha_{46} PR + \alpha_{55} Q^2 + \alpha_{56} QR + \alpha_{66} R^2 \right] \quad (2.6)$$

şeklinde de yazılabilir.

(2.5) denkleminde Green teoremini uygulayarak

$$\alpha_{ij} = -\rho \iint_{A_S} \phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} dA + \rho \iint_{\infty} \left(\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) dA \quad (2.7)$$

elde edilir. Burada A_S cismin yüzeyini göstermektedir. İlk terim integre edilirse cismin hacmini verir. İkinci terim integre edilirse $4\pi\rho\sigma_A$ bulunur. Burada σ_A potansiyel fonksiyonun sonsuzdaki değeri olup dipolun şiddetine eşittir ve ancak bir simetriye sahip cisimler için hesap edilebilir [5].

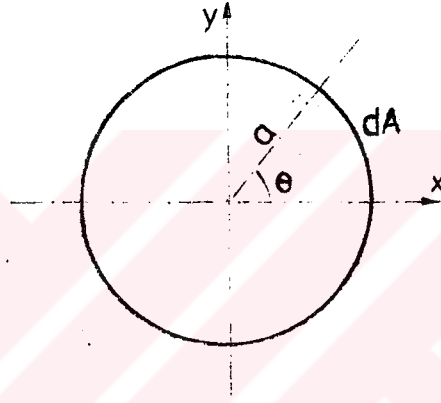
O halde (2.7) denklemi

$$\alpha = 4\pi\rho\sigma_A - \rho \cdot \text{Cismin hacmi} \quad (2.8)$$

halini alır. Bu denklem σ_A belli geometriye sahip cisimler için hesaplanabildiğine göre ancak belli simetrik cisimlerin ilave akışkan kütlelerinin hesaplanmasında kullanılabilir [5]. Eğer cisim etrafındaki akış problemi çözümlenmiş ise (potansiyel fonksiyon bulunmuş ise), (2.5) denklemi kullanılarak ilave akışkan kütlesi direkt olarak bulunabilir. Aksi halde (2.7) denklemini (veya 2.8) kullanmak gerekir.

2.2- İLAVE AKIŞKAN KÜTLESİNİN HESABI

2.2.1- Dairesel Kesitli Silindir



Şekil-2.1 : Dairesel kesitli silindir kesidi.

Silindir etrafındaki akışkan hareketinin hız potansiyeli $\phi = -V \cdot r \cos \theta$ denklemi ile verilir. Bu denklem silindir etrafında herhangi bir sirkülasyon olmadığında geçerlidir. Kinetik enerji hız potansiyeli cinsinden

$$T_f = - \frac{1}{2} \rho \int \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dA \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklem birim uzunluktaki silindir için uygulanır ve silindir üzerinde $r = a$ ve

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial r} = -V \cos \theta \text{ olduğunu kabul ederek,}$$

$$T_f = - \frac{1}{2} \rho \int_{-\pi}^{\pi} -V \cdot a \cdot \cos \theta \cdot -V \cdot \cos \theta \cdot a \cdot d\theta \quad (2.10)$$

$$T_f = \frac{1}{2} \pi \rho a^2 V^2 \quad (2.11)$$

elde edilir.

Newton Kanununa göre silindire etki eden kuvvet

$$FV = \frac{dT_f}{dt} = \frac{dT_f}{dV} \frac{dV}{dt} \quad (2.12)$$

yazarak,

$$FV = \pi \rho a^2 v \frac{dv}{dt}$$

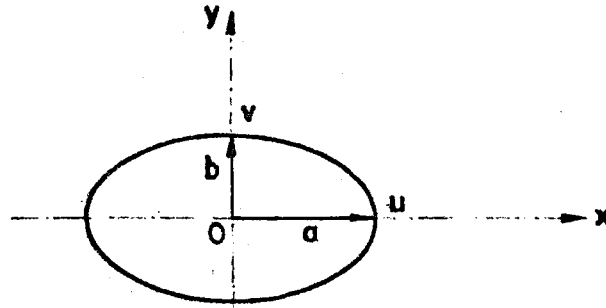
$$F = \pi \rho a^2 \dot{v} \quad (2.13)$$

bulunur. O halde dairesel kesitli bir silindirin ilave akışkan kütlesi

$$\alpha = \pi \rho a^2 \quad (2.14)$$

olarak elde edilir. Eğer $k = \frac{\alpha}{\pi a^2 \rho}$ şeklinde tanımlanırsa ki burada $\pi a^2 \rho$ birim uzunluktaki silindirin hacmine eşit akışkan kütlesi olup $k=1$ bulunur.

2.2.2- Eliptik Silindir



Şekil-2.2 : Eliptik silindir.

ξ ve η eliptik koordinatları göstermek üzere, silindir etrafındaki akımın hız potansiyeli (x eksenine paralel akım için) ;

$$\phi = -ub \left(\frac{a+b}{a-b} \right)^{1/2} \cdot e^{-\xi} \cdot \sin \eta \quad (2.15)$$

denklemlerle verilir [24].

Eğer silindir y eksenini doğrultusunda v hızıyla hareket ediyorsa, hız potansiyeli

$$\phi = -va \left(\frac{a+b}{a-b} \right)^{1/2} \cdot e^{-\xi} \cdot \sin \eta \quad (2.16)$$

olarak verilir.

Silindire etki eden x ve y eksenini doğrultusundaki basınç kuvvetleri

$$F_x = -b \int_0^{2\pi} p \cos \eta \, d\eta \quad (2.17)$$

$$F_y = -a \int_0^{2\pi} p \sin \eta \, d\eta \quad (2.18)$$

denklemleriyle verilir. Burada p daimi olmayan hareketteki basıncı göstermektedir. Daimi olmayan harekette Bernoulli denklemi

$$-\frac{p}{\rho} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} q^2 \quad (2.19)$$

şeklinde. Burada q hızı göstermektedir. Akışkan idealise ve hareket daimi ise, herhangi bir şekli haiz gömülü bir cisim üzerine etki eden net kuvvet sıfırdır (d'Alembert prensibi).

(2.19) denkleminin sağ tarafındaki ikinci terimin kuvvete etkisi yoktur, buna karşılık ilk terim " $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ " ise hesaba katılmalıdır.

(2.17), (2.18) ve (2.19) denklemlerinden eliptik bir silindir için x ve y eksenleri yönlerindeki ilave kütleler

$$\alpha_{xx} = \pi \rho b^2$$

$$\alpha_{yy} = \pi \rho a^2$$

şeklinde bulunur.

Eliptik silindir keyfi bir yönde hareket ediyor ise u ve v x ve y eksenleri yönlerindeki hız bileşenlerini göstermek üzere potansiyel fonksiyon

$$\phi = - \left(\frac{a+b}{a-b} \right)^{1/2} \cdot e^{-\xi} \cdot (ub \cos \eta + va \sin \eta) \quad (2.20)$$

yazılabilir.

(2.19) denkleminde bunu yerine yazarak ve (2.17) ile (2.18) denklemlerini kullanarak F_x ve F_y kuvvetleri

$$F_x = - \pi \rho b^2 \frac{du}{dt} \quad (2.21)$$

$$F_y = - \pi \rho a^2 \frac{dv}{dt} \quad (2.22)$$

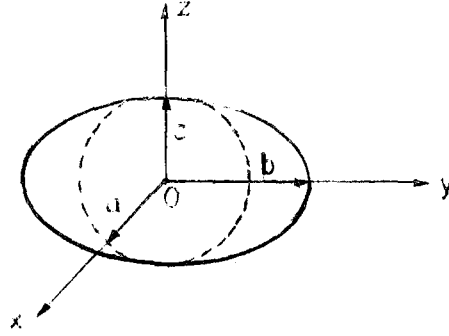
şeklinde elde edilir ve ilave akışkan kütlesi yukarıda olduğu gibi

$$\alpha_{xx} = \pi \rho b^2$$

$$\alpha_{yy} = \pi \rho a^2$$

olarak bulunmuş olur.

2.2.3- Elipsoidin İlave Akışkan Kütlesi



Şekil-2.3 : Elipsoidin boyutları.

a, b ve c elipsoidin boyutlarını göstermek üzere elipsoid

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (2.23)$$

denklemleri ile verilir.

Burada eğer $a = c > b$ ise elde edilecek olan basık elipsoid (oblate elipsoid), tatbikatta paraşüt modeli olarak kullanılabilir. Eğer $a = c < b$ ise elde edilecek olan yayık elipsoid (prolate elipsoid) pratikte airship (hava gemisi) modeli olarak kullanılabilir. $a = b = c$ için ise elipsoid küre halini alır.

Şekil-2.3'de görüldüğü gibi u hızı ile x eksenine paralel doğrusal hareket eden bir elipsoidin hız potansiyeli

$$\phi = Cx \int_{\lambda}^{\infty} \frac{d\lambda}{(a + \lambda)\Delta} \quad (2.24)$$

şeklinde yazılabilir [25] .

Burada

$$\Delta = \{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)\}^{1/2} \quad (2.25 a)$$

$$C = \frac{abc}{2 - \alpha_0} u \quad (2.25b)$$

$$\alpha_0 = abc \int_c^\infty \frac{d\lambda}{(a^2 + \lambda)\Delta} \quad (2.25c)$$

şeklindedir.

Elipsoid üzerinde yüzey şartı

$$\lambda = 0 \text{ için } \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = -u \frac{\partial x}{\partial \lambda} \text{ dir}$$

Hareket y ve z eksenleri yönlerinde ise hız potansiyeli, C ve α_0 yerine uygun karşılıkları (2.24) , (2.25a) ve (2.25c) denklemlerinde yazılarak benzer şekilde ifadeler bulunabilir.

Böylece y ve z eksenleri yönlerindeki denklemler sırasıyla

$$\phi = cy \int_\lambda^\infty \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda)\Delta} \quad (2.26)$$

$$C = \frac{abc}{2 - \beta_0} v \quad (2.26a)$$

$$\beta_0 = abc \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda)\Delta} \quad (2.26b)$$

ve

$$\phi = cz \int_\lambda^\infty \frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda)\Delta} \quad (2.27)$$

$$C = \frac{abc}{2 - \gamma_0} \omega \quad (2.27 a)$$

$$\gamma_0 = abc \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda)\Delta} \quad (2.27 b)$$

şeklinde elde edilir.

Elipsoid ω açısal hızıyla x eksenini etrafında döndüğünde hız potansiyeli

$$\phi = C y z \int_{\lambda}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)\Delta} \quad (2.28)$$

denklemlerle ifade edilebilir [25]. Burada

$$C = \frac{c^2 - b^2}{2(c^2 - b^2) + (c^2 + b^2)(\beta_0 - \gamma_0)} abc \omega \quad (2.29)$$

ve yüzey şartı

$$\frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = \omega \left(z \frac{\partial y}{\partial \lambda} - y \frac{\partial z}{\partial \lambda} \right) \text{ dir.}$$

Herhangi bir diğer eksen etrafındaki hareket için hız potansiyeli (2.28) denkleminin uygun değişken ve boyutlar konularak yazılabilir.

Böylece, x eksenini yönünde hareket eden Elipsoidin kinetik enerjisi (2.1) denkleminde

$$2T = - \rho \iint_{A_s} \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dA = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \rho u^2 \iint_{A_s} x l dA \quad (2.30)$$

yazılabilir.

Burada l , x yönündeki doğrultman kosinüsüdür. Son integral elipsoidin hacmini vereceğinden dolayı enerji denklemi

$$2T = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \frac{4}{3} \pi abc \rho u^2 \quad (2.31)$$

halini alır.

(2.31) denklemi $T = 1/2 \alpha u^2$ denklemi ile mukayese edilerek x yönündeki ilave akışkan kütlesi

$$\alpha_{xx} = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \frac{4}{3} \pi abc \rho \quad (2.32)$$

olarak bulunmuş olur. Burada $4/3 \pi abc \rho$ Elipsoidin hacmine eşit akışkan kütlesidir. Referans kütle olarak $m_{ref} = \frac{4}{3} \pi abc \rho$ alınarak x eksenini yönündeki ilave kütle katsayısı $k_{xx} = \frac{\alpha_{xx}}{m_{ref}}$ şeklinde tanımlanırsa sonuç olarak

$$k_{xx} = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \quad (2.33)$$

şeklinde elde edilir.

Aynı yaklaşımla diğer iki yöndeki ilave kütle katsayıları da

$$k_{yy} = \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} \quad (2.34)$$

ve

$$k_{zz} = \frac{\gamma_0}{2 - \gamma_0} \quad (2.35)$$

olarak bulunur.

Elipsoidin x eksenini etrafındaki açısal hızı nedeniyle ilave akışkan atalet momenti katsayısı, elipsoidin dönme hareketi için hız potansiyeli kullanılarak (2.1) denkleminde

$$k_{xx} = \frac{e^4 (\beta_0 - \gamma_0)}{(2 - e^2) [(2e^2 - (2 - e^2) (\beta_0 - \gamma_0))]} \quad (2.36)$$

şeklinde bulunur

Burada e boyut oranı olarak isimlendirilir ve

$$a = c > b \quad \text{için} \quad e = 1 - \frac{b^2}{c^2} \quad (2.37)$$

$$a = c < b \quad \text{için} \quad e = 1 - \frac{c^2}{b^2} \quad (2.38)$$

olarak tanımlanır.

(2.25 b) ve (2.26 b) denklemlerinden basık sferoid ($a = c > b$) için

$$\alpha_0 = \beta_0 = \frac{2}{e^2} \left[1 - \sqrt{1 - e^2} \frac{\sin^{-1} e}{e} \right] \quad (2.39)$$

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \sin^{-1} e - \frac{1 - e^2}{e^2} \quad (2.40)$$

denklemleri ve yayık bir sferoid ($a = c < b$) içinse

$$\alpha_0 = \beta_0 = 2 \left(\frac{1 - e^2}{e^3} \right) \left(\frac{1}{2} \log \frac{1 + e}{1 - e} - e \right) \quad (2.41)$$

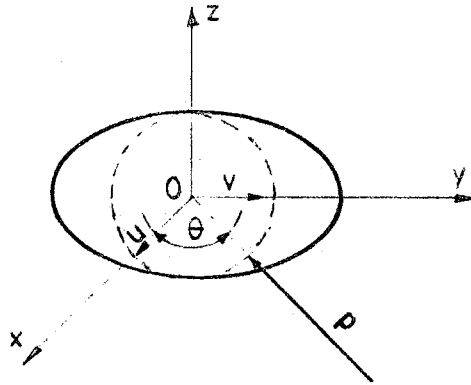
$$\gamma_0 = \frac{1}{e^2} - \frac{1 - e^2}{2 e^3} \log \frac{1 + e}{1 - e} \quad (2.42)$$

denklemleri elde edilir. ($a = b$ olduğunda $k_{xx} = k_{yy}$ 'dir).

Eğer Elipsoid herhangi bir keyfi yönde hareket ederse ve u ve v Şekil-2.4'de görüldüğü gibi x ve y yönlerindeki hız bileşenleri ise potansiyel fonksiyon

$$\phi = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} ux + \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} vy \quad (2.43)$$

şeklindedir. Buradaki α_0 ve β_0 daha önce ifade edilmişti.



θ = Toplam hız ile
x eksenini arasındaki
açı.

Şekil-2.4 : Daimi olmayan (iki boyutlu) hareket yapan Elipsoid.

x ve y eksenleri yönlerinde Elipsoid üzerine etki eden toplam kuvvetler yüzey üzerindeki basınç dağılımı düşünülerek bulunabilir.

$$F_x = - \int_{A_s} p \cos \theta \, dA \quad (2.44)$$

$$F_y = - \int_{A_s} p \sin \theta \, dA \quad (2.45)$$

Buradaki integraller yüzey üzerinden alınır ve dA ise bir diferansiyel yüzey elemanıdır.

$$- \frac{P}{\rho} = - \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} q^2$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \frac{du}{dt} x + \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} \frac{dv}{dt} y \quad (2.46)$$

(2.44) denkleminde

$$F_x = \rho \int_{A_s} \left(\frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \frac{du}{dt} x + \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} \frac{dv}{dt} y \right) \cos \theta \, dA$$

$$F_x = \rho \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \frac{du}{dt} \int x \cos \theta \, dA + \rho \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} \frac{dv}{dt}$$

$$\int y \cos \theta \, dA \quad (2.47)$$

elde edilir. Buradaki ilk integral Elipsoidin hacmini verir. İkinci integral ise sıfırdır.

Böylece

$$F_x = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \frac{4}{3} \pi abc \rho \frac{du}{dt} \quad (2.48)$$

ve benzer şekilde

$$F_y = \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} \pi abc \rho \frac{dv}{dt} \quad (2.49)$$

elde edilir.

Buradan

$$k_{xx} = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0}$$

$$k_{yy} = \frac{\beta_0}{2 - \beta_0}$$

elde edilir ki bunlar x ve y eksenleri yönlerindeki ilave akışkan kütle katsayılarıdır.

Bu teorik hesaplamadan $k_{xx} = k_{yy}$, k_{zz} ve k'_{xx} için elde edilen neticeler e (= fineness oranı)'nin fonksiyonu olarak grafik halinde Şekil-2.6'da verilmiştir. $a = b = c$ için elipsoid küre haline gelmekte ve $k_{xx} = k_{yy} = k_{zz} = 0.5$, $k'_{xx} = 0.0$ olmaktadır. Bu değerler küre etrafındaki akım fonksiyonu (veya potansiyel fonksiyonu)

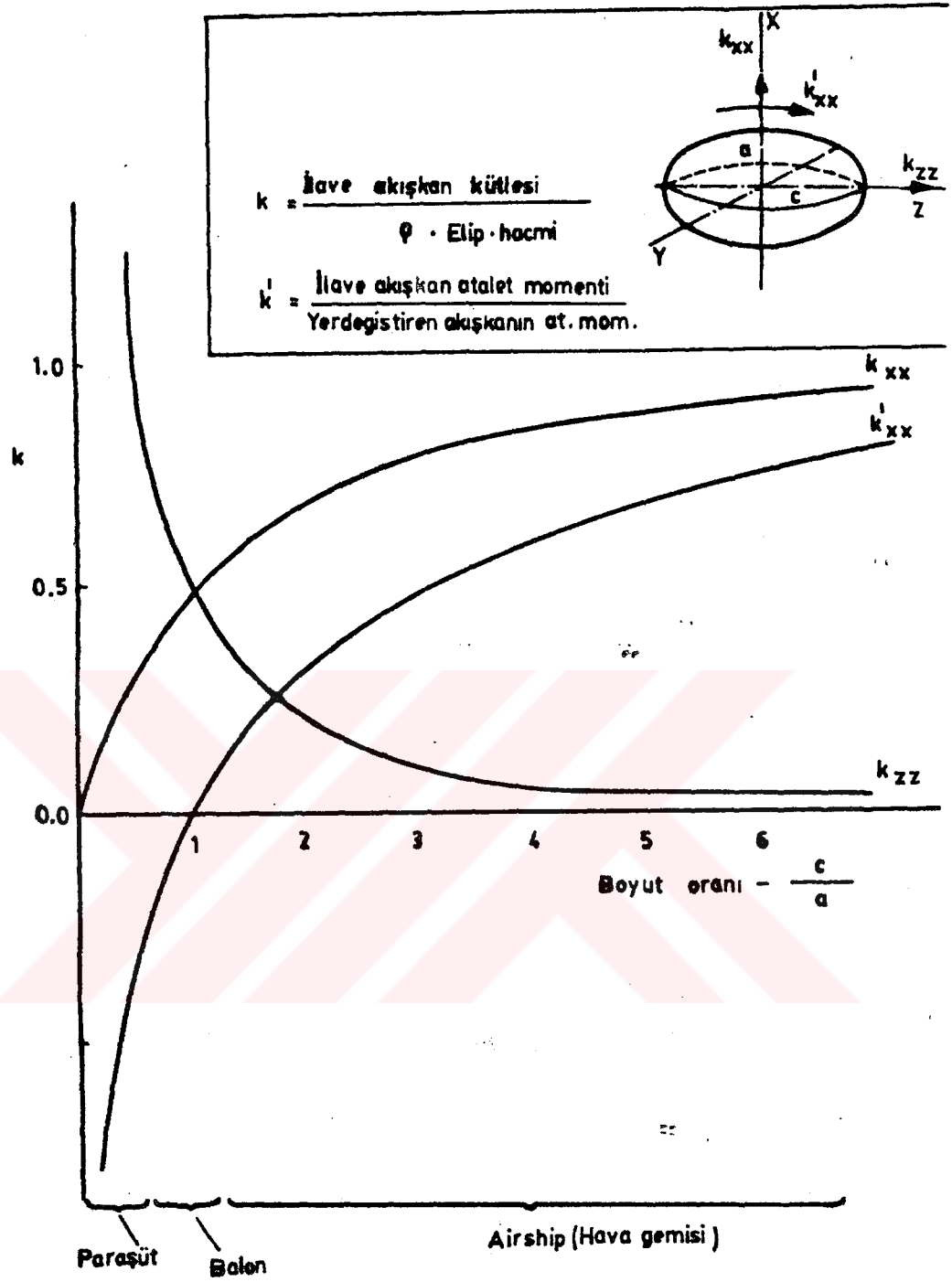
$$\psi = \frac{v a^2}{r} \sin \theta \quad (2.50)$$

kullanılarak kinetik enerji denkleminde de bulunabilir.

$a = c = 2b$ için elipsoid yarımküre olmakta ve yarımküre için

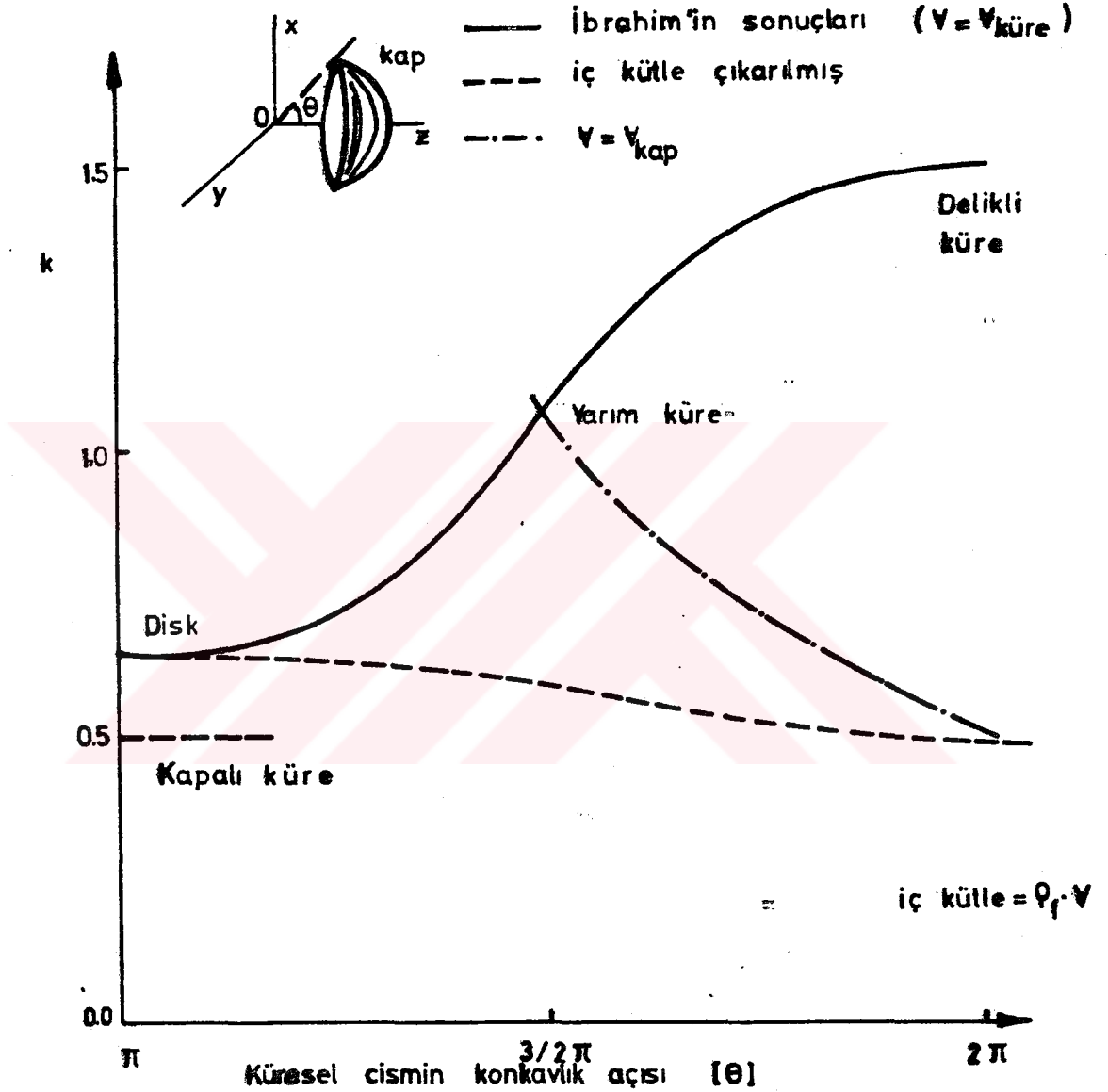
$$k_{xx} = k_{yy} = 0.3, \quad k_{zz} = 1.1 \quad \text{ve} \quad k'_{xx} = 0.4$$

olmaktadır.



Şekil-2.6 : Çeşitli aerodinamik şekiller için boyut oranına göre ilave akışkan kütle (k) ve ilave akışkan atalet momenti katsayıları (k')'nin değişimi.

İbrahim [10] , küresel kabuk etrafındaki akışta dipolün şiddetini teorik olarak bularak ve (2.8) denklemini kullanarak çeşitli konkavitedeki küresel kabuklar için simetri eksenini boyunca ilave akışkan kütlelerini bulmuştur.



Şekil-2.7 : Konkavlık açısı (θ)'na göre ilave akışkan kütle katsayısı (k)'nın değişimi.

Elde edilen sonuçlar Şekil-2.7'de verilmiştir. İbrahim hesaplamasında kürenin içindeki iç kütlelerin ilave akışkan kütlelerinin bir parçası olduğunu kabul etmiş ve bu nedenle bulunan katsayılar, küre ve yarımküre için yukarıda yapılan analizden bulunan değerlerden daha büyük olmaktadır. Aksi

takdirde sonuçlar aynı olmaktadır..

O halde teorik hesaplamalardan görüldüğü gibi, ilave akışkan kütlesi cismin geometrisine ve hareket doğrultusuna bağlı olmaktadır. Teorik hesaplardan da görüldüğü gibi bu hesaplamada akışkanın viskozite etkileri (sınır tabaka ve yüzeyden ayrılma olaylarının etkileri) göz önüne alınmamıştır. Literatür araştırmalarında da görüldüğü gibi viskoz akışkanlar için yapılan deneysel çalışmalarda yukarıda bahsedilen etkiler nedeniyle elde edilen değerler, ideal akışkan için bulunan değerlerden çok farklı olmakta ve cismin hareket parametrelerine bağlı olmaktadır. Bu nedenle gerçek (viskoz) akışkan problemleri ile ilgili olarak Bölüm-III'de Sınır Tabaka etkileri incelenecek ve Bölüm-IV'de ise yapılacak deneysel çalışmaya esas teşkil edecek uygun boyutsuz sayılar bulunmaya çalışılacaktır.

B Ö L Ü M - III

SINIR TABAKA KAVRAMI VE DİRENÇ KUVVETİ ÜZERİNDEKİ ETKİLERİ

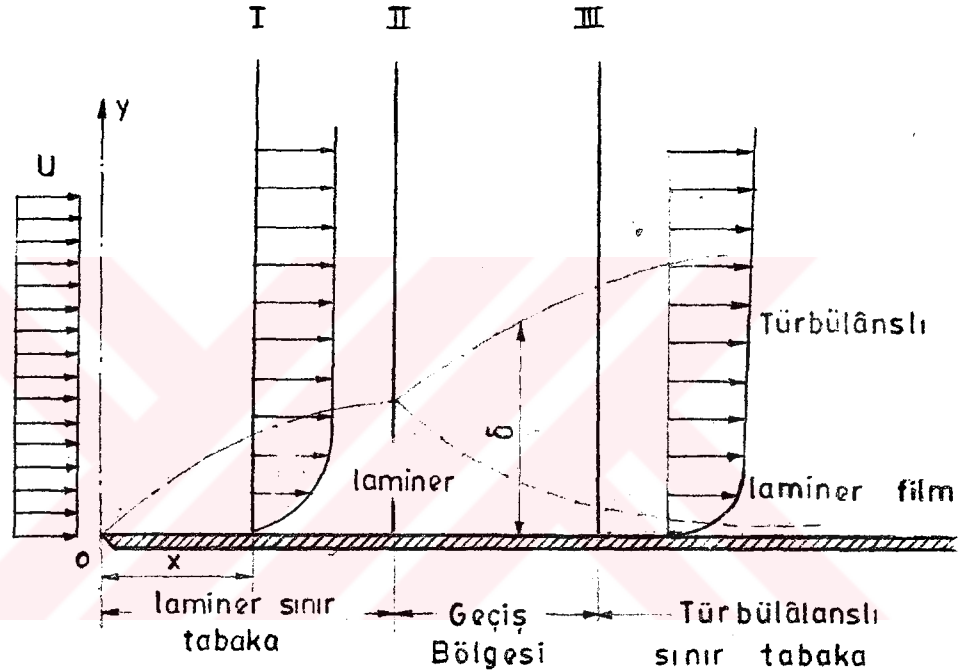
3.1- GİRİŞ

Gerçek (viskoz) akışkanlarda viskozite nedeniyle cisimler etrafında hız gradyeninin sıfırdan farklı olduğu bir sınır tabaka meydana gelir. Bu bölgede akış potansiyel akış değildir ve ideal akışkan kavramı altında uygulanan analitik çözümler bu bölgeye uygulanamaz. Sınır tabaka teşekkülü ve cismin geometrisine bağlı olarak meydana gelen yüzeyden ayrılma olayı nedeniyle cisimler etrafındaki akış alanı oldukça karmaşık bir hale gelir. Bu da cismin hareket karakteristiklerini ve cisim için tanımlanan direnç kuvvetleri ile ilgili harekette söz konusu olan, ilave akışkan kütle değerlerine büyük ölçüde etki eder. Bu nedenle bu bölümde sınır tabaka kavramı ve direnç kuvveti üzerindeki etkileri incelenecektir.

3.2- SINIR TABAKANIN TANIMI

Viskoz bir akışkanın hareketsiz katı bir çeper üzerindeki hareketinde hızın cidarda sıfır olduğu bilinmektedir. Çeperden uzak bir bölgede cidarın yavaşlatıcı etkisinin hissedilmediği noktalarda hız yaklaşık olarak serbest akım hızına erişir. İşte hızın sıfırdan serbest akım hızına eriştiği bu bölgeye "Sınır Tabaka" denir. Sınır tabaka

"I" kesidindeki hız profili Şekil-3.2'de görüldüğü gibi olacaktır. Şekilden de görüldüğü gibi x doğrultusu boyunca sınır tabaka kalınlığı gittikçe artmaktadır. Hızlar cidar üzerinde sıfır iken çok kısa bir mesafede U değerine yaklaşmaktadır. Başka bir deyişle bu kesitte sınır tabaka kalınlığı küçüktür. Bu bölgede (0-II arası) akış bütün kesitte laminerdir. Bu sebeple bu bölgedeki sınır tabakaya "Laminer Sınır Tabaka" denir.



Şekil-3.2 : Sınır tabakanın gelişimi ($\partial P / \partial x = 0$).

" x " uzaklığının büyümesi ve bunun neticesi olarak " δ " sınır tabaka kalınlığının artması ile akışın sakin formu bozulma eğilimi gösterir. Ancak bu olay cidarın üzerinde değil cidara uzak olan sınır tabaka sınırında başlar. Çünkü cidara uzak noktalarda çalkantı hareketlerini önleyici etki de azdır. Şekil-3.2'de görüldüğü gibi x uzunluğu ile tanımlanan Reynold sayısı

$$Re_x = \frac{U \cdot x}{\nu} \quad (3.1)$$

kritik değere II kesidinde erişir. Bu kesitten sonra sınır tabaka içinde iki bölge meydana gelir. Dış kısımdaki

bölgede türbülanslı akış, iç kısımdaki bölgede ise laminer akış hüküm sürer. "x" mesafesinin artması ile laminer akışın hüküm sürdüğü bölge, küçülmeye başlar.

Böylelikle yalnız laminer sınır tabakanın rastlandığı bölge 0 ile II kesitleri arasında kalır. II kesidi ile III kesidi arasında kalan bölgeye "Geçiş Bölgesi" denir. Bu bölgede sınır tabakanın dış kısmında türbülanslı akış vardır. İç kısımda laminer akışın hüküm sürdüğü bölge ise gittikçe incelenir ve III kesidinde, limit değerine eriştiği kabul edilebilir.

III kesidinden sonra, çepere bitişik ve çok ince bir film şeklinde olan laminer film ihmal edilirse, sınır tabakanın tamamen türbülanslı olduğunu söyleyebiliriz. Bu bakımdan bu bölgeye "Türbülanslı Sınır Tabaka Bölgesi" denir.

Türbülanslı sınır tabakada hızların laminer film içerisinde çok çabuk arttığı yani hız gradyeninin çok yüksek olduğu, buna mukabil türbülanslı kısımda ise türbülans etkisi yüzünden hız gradyeninin küçük olduğu yani hızların yavaş değiştiği söylenebilir.

Söz konusu bölgelerin uzunlukları ve sınırları karakteristik Re sayısına bağlıdır.

3.4- SINIR TABAKA KARAKTERİSTİKLERİNİN ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ

3.4.1- Laminer Sınır Tabaka

Laminer sınır tabaka içerisinde Navier-Stokes denklemleri kullanılabilir. Sıkıştırılmayan, viskoz bir akışkanın daimi ve düzlemsel hareketinde bu denklemler x ve y doğrultularında;

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3.3)$$

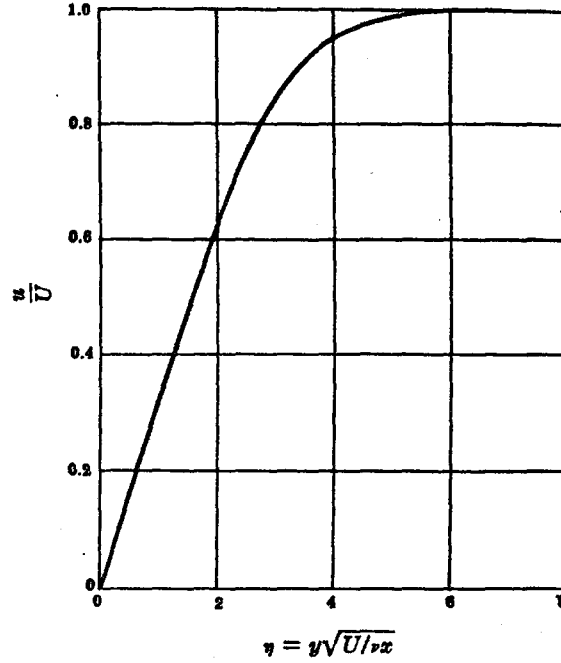
şeklinde yazılabilir. Burada $\partial p / \partial y \ll \partial p / \partial x$, $v \ll u$ olduğu, akım çizgilerinin hemen hemen birbirine paralel kaldığı düşünülürse (3.3) denklemi ihmal edilebilir ve laminar sınır tabaka içerisindeki hareketi tanımlayan denklemler (süreklilik denklemi ile birlikte)

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.5)$$

halini alır. Bu denklemlere Prandtl Sınır Tabaka denklemi denir ve sınır şartları ile birlikte çözülebilir. (3.4) denklemindeki $\partial p / \partial x$ terimi serbest akım bölgesindeki basınç gradyanına eşit olarak alınabilir.

u sınır tabaka içerisinde herhangi bir noktadaki hızı, U ise serbest akım hızını göstermek üzere düz bir levha üzerindeki laminar akışta teşekkül eden laminar sınır tabaka içerisindeki hız dağılımını ifade eden u/U , y/\sqrt{Re} ile orantılıdır (Şekil-3.3) [26]. Sınır tabaka kalınlığı esas alındığında ise $u/U = f(y/\delta)$ olmaktadır [27]. Prandtl sınır tabaka denklemleri cismin geometrisine göre y/δ fonksiyonu tahmin edilerek ve Nümerik metodlar uygulanarak çözülebilir.



Şekil-3.3 : Düz bir levha üzerinde laminer akışta hız dağılımı ($\partial p / \partial x = 0$).

Yüzeye etki eden sürtünme kuvveti sınır tabaka içerisindeki hız gradyenine bağlıdır ($\tau = \mu du/dy$). Düz bir levha üzerine etki eden sürtünme kuvvetinin $1/2 \rho A U^2$ 'ye oranı ile tanımlanan sürtünme kuvveti katsayısı ise

$$C_f = \frac{\tau \cdot A}{\frac{1}{2} \rho A U^2} \quad (3.6)$$

olarak tanımlanarak, Prandtl denkleminin çözümü Blasius tarafından yapılmak suretiyle Re sayısına bağlı olarak

$$C_f = 0.664 / \sqrt{Re} \quad (3.7)$$

şeklinde elde edilmiştir [26]. (3.6) denkleminde de görüldüğü gibi direnç kuvveti katsayısı hız gradyenine, dolayısı ile sınır tabaka kalınlığına bağlı olarak değişecektir.

3.4.2- Türbülanslı Sınır Tabaka

Türbülanslı sınır tabaka içerisindeki hız ve basınç dağılımını analitik olarak bulabilmek mümkün değildir. Bu nedenle türbülanslı sınır tabaka ile ilgili hesaplarda deneysel çalışmalar neticesinde bulunan bazı ampirik formüller kullanılır.

Örneğin, düz bir levha üzerinde teşekkül eden türbülanslı sınır tabaka için deneyler göstermiştir ki Reynold sayısının

$$10^5 < Re_x < 10^7$$

değerleri arasında hız dağılımı $(1/7)$. kuvvet kanunu denilen bir ifade ile

$$\frac{u}{U} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \quad (3.8)$$

ifade edilebilmektedir [28]. Re sayısının 10^5 ile 10^7 değerleri arasında olması durumlarında sonsuz ince düzlemsel ve pürüzsüz bir levha genel akım hareketi içerisine bırakıldığında sırası ile sınır tabaka kalınlığı δ , sürtünme kuvveti katsayısı C_f ve ortalama sürtünme katsayısı C_D için aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir [28].

$$\delta = \frac{0.37x}{(Re_x)^{1/5}} \quad (3.9)$$

$$C_f = \frac{0.0592}{(Re_x)^{1/5}} \quad (3.10)$$

$$C_D = \frac{0.074}{(Re_L)^{1/5}} \quad (3.11)$$

Görüldüğü gibi laminer sınır tabakada direnç katsayısı C_f Reynold sayısının karekökü ile ters orantılı olarak değişmektedir. Türbülanslı sınır tabakada ise Reynold sayısının

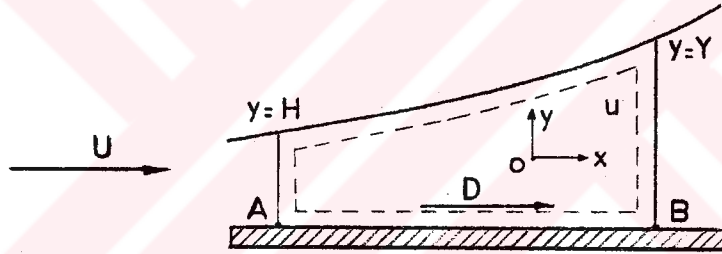
5. dereceden kökü ile ters orantılı olarak değişmektedir. Daha ileride görüleceği gibi türbülanslı sınır tabaka durumdaki direnç kuvveti daha küçük olmaktadır.

3.4.3- Sınır Tabaka Kalınlığı

Sınır tabaka kalınlığının en basit ve yaklaşık tanımı daha önceden yapılmıştı. Burada ise sınır tabakayı analitik olarak karakterize eden 2 kalınlık kavramı tanımlanacaktır. Bunlardan birisi yerdeğiştirme (veya öteleme) kalınlığı diğeri ise momentum (hareket miktarı) kalınlığıdır.

i) Yerdeğiştirme Kalınlığı

Sınır tabaka içerisinde bir kontrol hacmi alalım (Şekil-3.4).



Şekil-3.4 : Sınır tabaka içerisinde alınan kontrol hacmi.

Şekilde gösterilen D itme kuvveti (veya viskoz kuvvet) tir.

Kontrol hacmine giren ve çıkan akışkan için kütle korunumu ilkesi birim genişlik için göz önüne alınırsa,

$$UH = \int_0^Y u(y) dy \quad (3.12)$$

yazılabilir.

$$UH = \int_0^Y (U + u - U) dy \quad (3.13)$$

$$= UY - \int_0^Y (U - u) dy \quad (3.14)$$

$$UY - UH = \int_0^Y (U - u) dy \quad (3.15)$$

$$U (Y - H) = \int_0^Y (U - u) dy \quad (3.16)$$

$Y - H = \delta^*$ şeklinde tanımlanırsa

$$\delta^* = \frac{1}{U} \int_0^Y (U - u) dy \quad (3.17)$$

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (3.18)$$

bulunur ki δ^* 'a yerdeğiştirme kalınlığı denir.

O halde yerdeğiştirme kalınlığı sınır tabaka nedeniyle kütle korunumu ilkesini sağlayacak şekilde sınır tabakadaki genişleme miktarını ifade eder.

ii) Momentum Kalınlığı

Benzer şekilde kontrol hacmi içinde Momentumun korunumu ilkesi uygulanırsa kontrol hacminde meydana gelen x yönündeki toplam kuvvet

$$\Sigma F = \iint_{K.Y} u (\bar{n} \cdot \bar{\rho} \cdot \bar{V}) dA \quad (3.19)$$

$$= \int_0^Y u (\rho u) dy - \int_0^H U (\rho U) dy \quad (3.20)$$

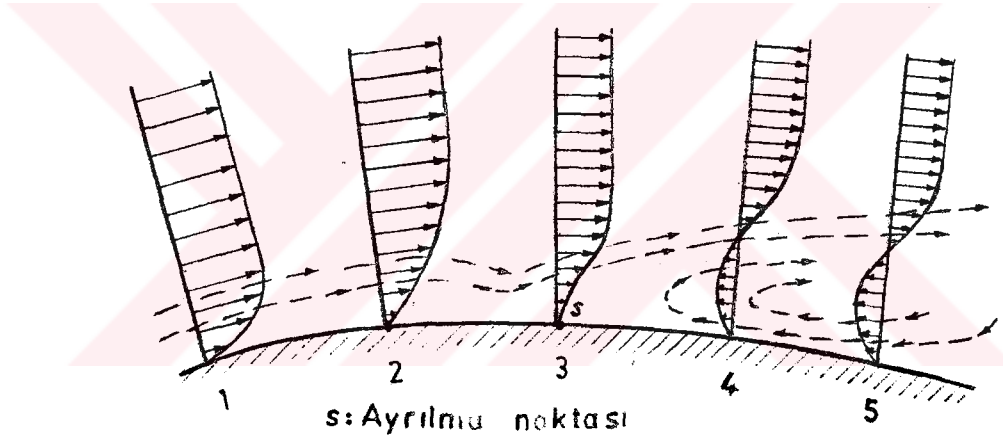
$$\Sigma F = -U^2 \rho H + \int_0^Y u (\rho u) dy \quad (3.21)$$

$$H = \int_0^Y \frac{u}{U} dy \quad \text{ve} \quad D = -F \quad \text{şartları kullanılarak}$$

$$\frac{D}{\rho U^2} = \theta = \int_0^Y \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (3.22)$$

bulunur. θ 'ya Momentum kalınlığı denir ve sınır tabaka nedeniyle momentumda meydana gelen azalmayı ifade eder. (3.22) denkleminde de görüleceği gibi θ momentum kalın-

sıncı enerjisine dönüşümü çabuk olursa akış yönündeki basınç artması bir karşı basınç meydana getirecektir. Bu ters basıncın şiddetine bağlı olarak sınır tabakanın cidara çok yakın noktalarındaki akışkan molekülleri ters yönde hareket ederler. Böylece hızın negatif değere düşmesi ile hız profili Şekil-3.6'da 4 kesidinde görülen bir hâl alır. Bu kesitte cidara çok yakın bazı noktalar kinetik enerjilerinin hepsini kaybettiklerinden geriye doğru bir hız kazanmışlardır. Arkadan gelen akışkan molekülleri de bu harekete iştirak ederler ve bu suretle akış ile cidar arasında girdaplar ve çalkantılar ile dolu bir bölge teşekkül eder. Bu olaya sınır tabakanın ayrılması (veya yüzeyden ayrılma) olayı denir.



Şekil-3.6 : Sınır tabakanın ayrılması (yüzeyden ayrılma) olayı.

Yüzeyden ayrılma noktasını

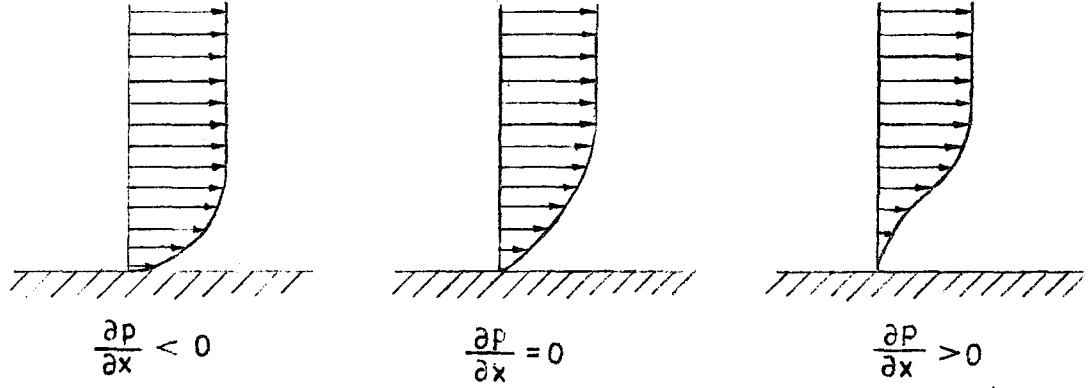
$$\mu \left(\frac{d^2 u}{dy^2} \right) = \frac{dp}{dx} \quad (3.23)$$

denklemini ile bulmak mümkündür. Yüzeyden ayrılma noktasında

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad (3.24)$$

olur. (3.23) denklemini analiz edildiğinde; $dp/dx > 0$ ise yukarıda izah edildiği gibi yüzeyden ayrılma olayı meydana gelir. Ancak $dp/dx < 0$ olduğu durumlarda yüzeyden ayrılma olayı meydana gelme ihtimali azdır. dp/dx basınç

gradyeninin çeşitli durumlarındaki hız profilleri Şekil-3.7 de çizilmiştir.



Şekil-3.7 : $\frac{dp}{dx}$ basınç gradyenine göre sınır tabaka içerisindeki hız profilleri.

$\frac{dp}{dx}$ Basınç gradyeni hız profilinin şekli üzerinde etkili olduğu gibi aynı zamanda sınır tabaka kalınlığının artış oranına da etki eder. Eğer $\frac{dp}{dx} > 0$ ise yani basınç x akış yönünde artıyorsa sınır tabaka kalınlığı hızlıca artar ve bu durum yukarıda bahsedildiği gibi yüzeyden ayrılma ihtimalini arttırır. $\frac{dp}{dx} < 0$ ise yani basınç x yönünde azalıyorsa sınır tabaka kalınlığı yavaşça artar.

Aynı geometrik şartlar içerisinde türbülanslı sınır tabaka laminer sınır tabakadan daha geç ayrılır. Çünkü türbülanslı akışta ipçikler arasında hareket miktarı (momentum) alış verişinin fazla olması, hızları büyük olan tabakaların hızları azalan tabakaları daha kolay sürüklenmesini sağlar ve bu suretle ayrılma bir dereceye kadar önlenmiş olur.

Cismin yeter derecede narin olmadığı, cismin narin olduğu fakat buna karşılık akıma paralel olmadığı , üzerinde kaymama şartının sağlandığı ve girdabın meydana geldiği katı bir sınırın var olması durumlarında sınır tabakanın ayrılması olayı meydana gelecektir. Küt veya yuvarlak cisimlerde sınır tabakanın ayrılması olayı mutlaka meydana gelir ve cismin arkasında iz (veya wake) bölgesi denilen türbülanslı, düşük basınçlı bir bölge teşekkül eder. Bu nedenle

cismin ön ve arkasındaki basınç farkı anormal bir şekilde büyüyebilir ve bu direnç kuvvetinde değişmesine sebep olur.

Reynold sayısı yeteri kadar büyükse ayrılma noktası cismin arkasına doğru kayar , iz bölgesi küçülür ve bu durum ileride görüleceği gibi (iz bölgesi küçük olduğunda cismin ön ve arkasındaki basınç farkı az olacağından) direnç kuvvetini küçültür.

Ayrılma noktasının başlangıca uzaklığı sınır tabakanın gelişimine bağlı olarak değişir. Eğer başlangıçta sınır tabaka çok ince ise ayrılma olayı gecikir ve direnç kuvveti de nisbeten küçük olur.

Netice olarak denilebilir ki viskoz bir akışkanın katı bir cidar üzerindeki hareketinde sınır tabakanın teşekkülü ve yüzeyden ayrılma olayının etkileri ile cismin arkasında meydana gelen girdaplı ve çalkantılı bölge ne kadar büyükse cisme akışkan tarafından etki eden direnç kuvveti de o nisbette büyük olacaktır.

3.6- SINIR TABAKA VE DİRENÇ KUVVETLERİ

Akış eksenine dik konumda bulunan silindir ile kürenin daimi akıştaki dirençleri incelendiğinde benzer durumlar görülmektedir [28]. Atalet kuvvetlerinin ihmal edilebileceği Re sayısının küçük değerlerinde ($Re < 1$) daimi akıştaki kuvvet katsayısı küre için,

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad (3.25)$$

silindir içinse

$$C_D = \frac{8\pi}{Re} \cdot \frac{1}{2 - \lg Re} \quad (3.26)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir [28]. Yani Re sayısının çok küçük değerlerinde direnç kuvveti katsayısı Re sayısı ile ters orantılı olmaktadır. Bu durumda akım çizgileri he-

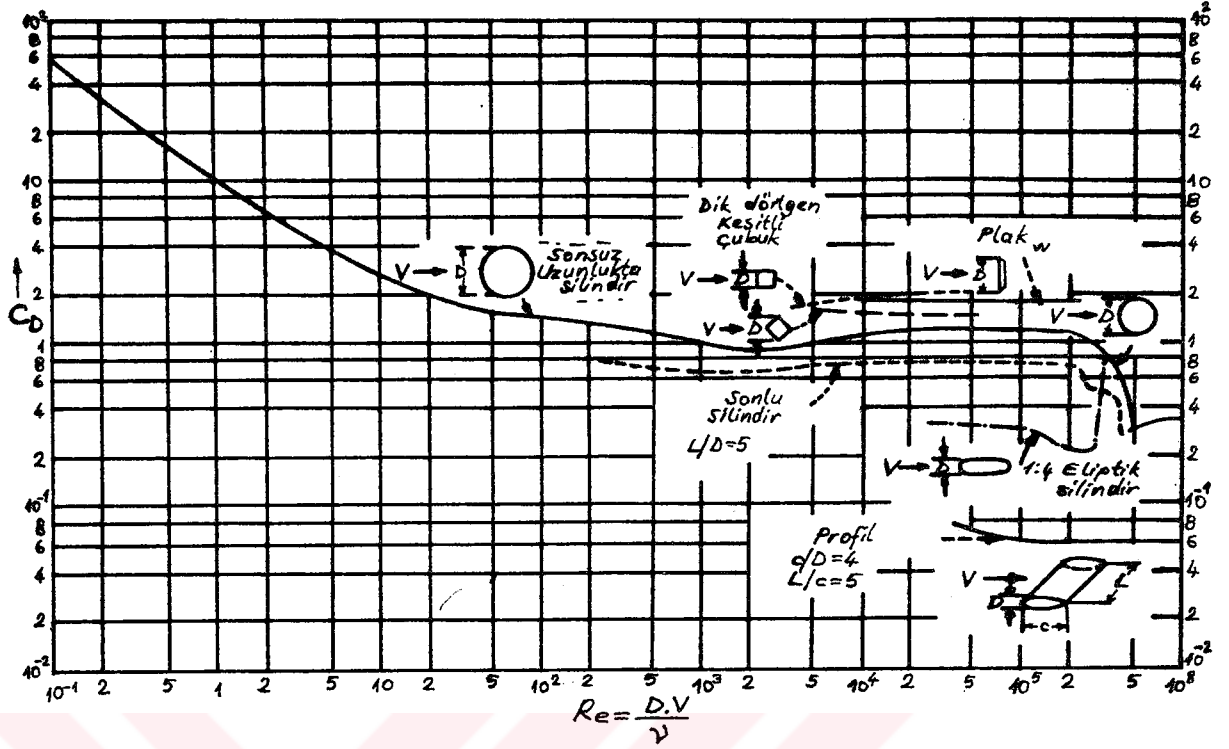
men hemen birbirine paralel ve simetriktir. Direnç kuvvetine yüzey pürüzlülüğünün herhangi bir etkisi yoktur. Kısaca Re sayısının küçük değerlerinde direnç kuvveti teorik olarak hesaplanabilmektedir.

Re sayısı arttıkça küre ve silindirin arkasında önce girdap halkaları meydana gelmekte daha sonra ise yüzeyden ayrılma olayı vuku bulmaktadır. Dolayısı ile artık direnç kuvveti teorik olarak hesaplanamamakta ve deneysel çalışmalara gerek duyulmaktadır.

Yüzeyden ayrılma noktasının yeri Re sayısına bağlıdır. Laminer akışta yüzeyden ayrılma olayı küre veya silindirin akışa dik simetri ekseninden önceki herhangi bir noktasında meydana gelir. Türbülanslı akışta ise yüzeyden ayrılma olayı küre veya silindirin akışa dik simetri düzleminden sonraki herhangi bir noktasında vuku bulur. Re sayısının çok büyük değerlerinde ise yüzeyden ayrılma noktasının yeri pek değişmemektedir. Yani Laminer akış durumunda cisim üzerine daha fazla bir direnç kuvveti etki edecektir. Çünkü bu durumda cismin arkasında teşekkül eden türbülanslı ve düşük basınçlı iz (wake) bölgesi oldukça geniştir.

Re sayısının kritik değerinden sonra hız artsa bile direnç kuvvetinde önemli bir değişiklik olmamaktadır. Şekil-3.8'de küre, silindir, eliptik profilli çubuk ve akışa dik pozisyonda bulunan iki boyutlu levha (disk) için daimi akışta C_D katsayısı Re sayısının fonksiyonu olarak çizilmiştir [28].

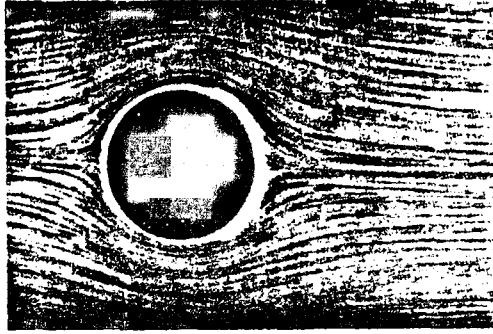
Daimi ve daimi olmayan hareketlerde hareketi tanımlayan Navier-Stokes denklemleri ve dolayısı ile cisimler üzerine etki eden direnç kuvvetleri ancak yüzeyden ayrılma noktasına kadar analitik olarak incelenebilir.



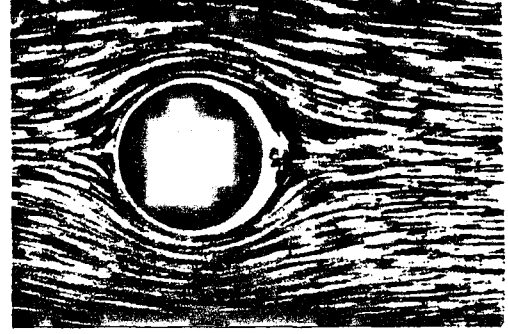
Şekil-3.8 : İki boyutlu cisimlerin direnç katsayıları.

Çünkü yüzeyden ayrılma noktasından sonra akım alanı özellikle küre ve dairesel kesitli silindir gibi cisimlerin arkasında oldukça farklı bir karakter arz etmektedir. Bu nedenle Navier-Stokes denklemleri artık uygulanamaz ve cisimler üzerine etki eden direnç kuvvetlerinin bulunabilmesi için deneysel çalışmaların yapılması gerekir.

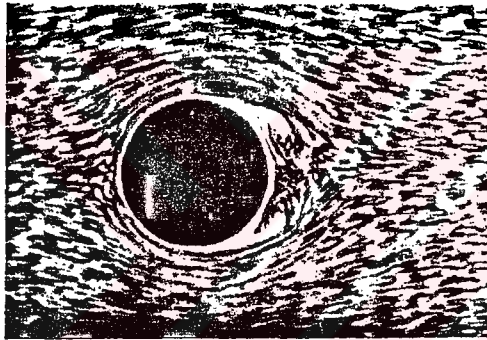
(3.9 - 10 - 11 - 12 - 13 ve 14) şekilleri durgun halden sabit bir ivme ile harekete başlayan bir akışkanın silindir etrafındaki akışını karakterize etmektedir. Hareketin başlangıcında silindir etrafındaki hareket potansiyeldir (Şekil-3.9). Şekil-3.10 silindirin arkasında yüzeyden ayrılma olayının başladığı anı göstermektedir. Hareket devam ettikçe yüzeyden ayrılma noktası silindir üzerinde öne doğru kayar ve vortex hareketi meydana gelir (Şekil-3.11). Şekil-3.12'de ise yüzeyden ayrılma noktası daha da öne kaymış ve bu arada teşekkül eden vortex de büyümeye başlamıştır. Zaman geçtikçe bu vortex daimi olmayan bir hale gelir ve dış akım tarafından cisimden uzağa doğru sürüklenir (Şekil-3.13-14). Şekil-3.14'de görüldüğü gibi vortex hareketinin meydana gel-



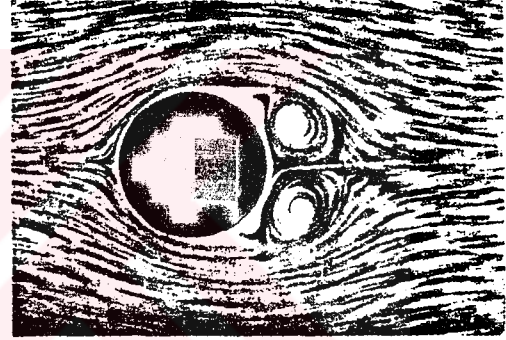
Şekil-3.9 : Potansiyel akış.



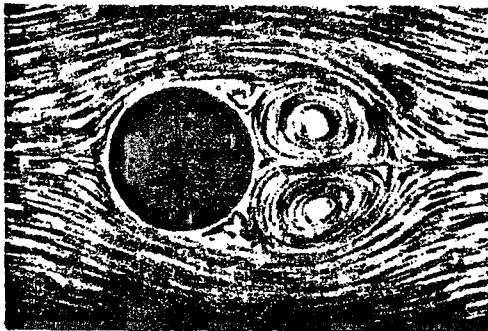
Şekil-3.10 : Akışkanın yüzeyden ayrılması.



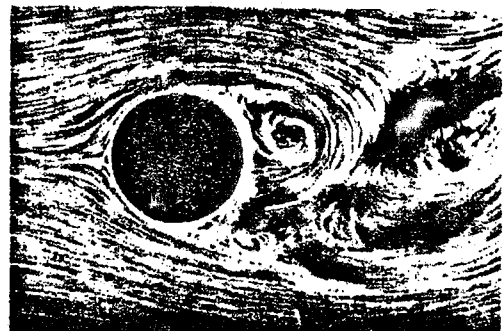
Şekil-3.11 : Vorteks teşekkülü.



Şekil-3.12 : Vorteksin büyümesi.



Şekil-3.13 - 14 : Vorteksin dış akım tarafından sürüklenmesi.



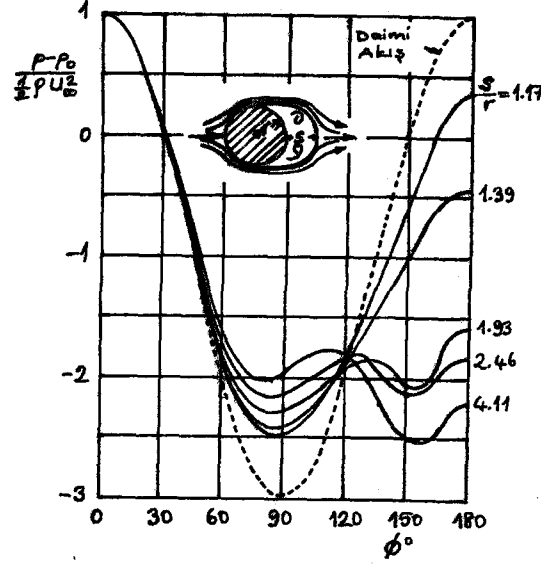
mesi ile akışkanda bir salınım hareketi meydana gelir ve basınç dağılımı potansiyel akıştaki basınç dağılımından oldukça farklı bir hale gelir.

M. Schwabe [29] tarafından yapılan araştırmalarda, hareketsiz halde bulunan bir silindire ivmeli bir hareket yaptırılmış ve bu hareket süresince silindir etrafındaki basınç dağılımı ölçülmüştür. Elde edilen sonuçlar Şekil-3.15'de verilmiştir. Silindir arkasında teşekkül eden ve silindire göre izafi olarak hareket eden vortex ile silindir arasındaki mesafe s olmak üzere, hareket devam ettikçe vortex silindirden uzaklaşmakta dolayısı ile s değişmektedir. Böylece hareketin başlangıcından itibaren değişik zamanlarda (s değişmekte) silindir etrafındaki basınç dağılımı s/r 'nin fonksiyonu olarak değişmektedir. Şekilden görüldüğü gibi hareketin başlangıcında (s/r küçük) basınç dağılımı potansiyel akıştaki değerine çok yakındır. s/r büyüdükçe veya hareket devam ettikçe basınç dağılımı özellikle silindirin arka kısımlarında çok farklı bir görünüm arz etmektedir. Bu durumu H. Rubach [30] potansiyel teori ile izah etmeye çalışmıştır. Şekil-3.13'de olduğu gibi silindirin arkasında meydana gelen 2 simetrik vortex nedeniyle zaman geçtikçe bu vortex'in cismin etrafındaki basınç dağılımına etki ettiği ve netice olarakta cisim üzerine etki eden kuvvet ve dolayısı ile basınç dağılımının hareketin (veya akımın) geçmişine bağlı olduğu ifade edilmiştir

Daimi olmayan bir harekette hareketli bir cisim üzerinde meydana gelen yüzeyden ayrılma olayını izah etmek oldukça zordur. Daimi harekette yüzeyden ayrılma noktasında cidarda kayma gerilmesi $\tau_c = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$ dır. Daimi olmayan harekette ise yüzeyden ayrılma olayının

$$u = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (3.27)$$

şartlarının sağlandığı bir iç bölgede meydana geldiği bilinmektedir [31]. Bu şarta literatürde Moore-Rott-Sears kriteri denmektedir.



Şekil-3.15 : Silindir için s/r 'nin fonksiyonu olarak basınç dağılımı.

Bu durum silindir etrafındaki laminer sınır tabakayı bozar ve basınç dağılımını önemli ölçüde değiştirir.

Artan ivme ve hızla beraber sınır tabaka kalınlığının azaldığı bilinmektedir [2]. Belli bir değerden sonra sınır tabaka kalınlığı ihmal edilebilir mertebeye düşeceğinden akış potansiyel akış gibi düşünülebilir ve bu durumda ivme ile orantılı kuvvet katsayısı (k) ideal akışkan kavramı ile bulunan değerine yaklaşacaktır.

3.7- SONUÇ

Daimi akışta çok küçük Re sayılarında hızla azalan direnç katsayısı (C_D), Re sayısı büyüdükçe azalma hızını kaybetmekte ve sonunda belli bir değerden sonra sabit kalmaktadır. Bu özellik daimi bir akış içerisinde gömülü olarak bulunan bütün yuvarlak cisimlerin ortak karakteridir. Silindirik cisimlerde kritik Re sayısından önce C_D katsayısı "1" değeri civarında, küre ve benzeri yuvarlak cisimlerde ise "0.5" civarında sabit kalmaktadır [28]. Kritik Re sayısından sonra ise bu değerler iki, üç kat daha küçük olmaktadır. Ancak

şu nokta unutulmamalıdır ki bu değerler ortalama değerlerdir. Zira gerçekte Re sayısının büyük değerlerinde akış türbülansa dönüşerek çalkantılar meydana gelmekte ve akışın daimilik karakteri bozulmaktadır. Bu sebeple Direnç kuvveti değerlerinde de dalgalanmalar olmaktadır.

Daimi olmayan hareketi (impulsiv hareket) haiz viskoz bir akışkanın etkisinde bulunan silindir etrafında meydana gelen akım alanı (3.9-10-11-12-13-14) şekillerinde görüldüğü gibi zamanla değişmektedir. Hareketin başlangıcında silindir etrafında yüzeyden ayrılma olayı yoktur ve akış potansiyel akış gibi mütalâa edilebilir. Ancak zaman ilerledikçe silindir etrafında yüzeyden ayrılma olayı başlar ve vortex teşekkül eder. Vortex büyüyerek silindire göre izafi bir hareketle akım doğrultusunda hareket ederken silindir etrafında yeni vortex teşekkül etmektedir (Şekil-3.12). Böylece silindire etki eden direnç kuvvetleri hareketin geçmişine de bağlı olmaktadır.

Daimi harekette daha önce bahsedildiği gibi Re sayısına ve cismin geometrisine bağlı olarak cismin etrafında yüzeyden ayrılma olayı meydana gelmekte ve artan Re sayısı ile yüzeyden ayrılma noktası cismin arka ucuna doğru kaymaktadır. Yüzeyden ayrılma noktasının cismin arka ucuna doğru kayması iz bölgesini küçülttüğünden cismin ön ve arka kısımları arasındaki basınç farkını ve dolayısı ile cisme etki eden form (itme) direnç kuvvetini azaltır. Cisim üzerinde yüzeyden ayrılma olayı meydana gelmiyorsa cisim etrafındaki basınç dağılımı Potansiyel hareket için bulunan değere yaklaşmaktadır. Bu durum ancak hücum açısı küçük kanat profili veya eliptik silindir gibi ince ve uzun kesitli cisimler için doğrudur. Ancak küre veya dairesel kesitli silindir gibi (bluff body denilen) cisimlerde yüzeylerden ayrılma olayı çok büyük ölçülerde meydana gelmektedir. Bu durumda bulunan basınç dağılımı potansiyel harekette bulunan basınç dağılımından oldukça farklıdır.

Sonuç olarak viskoz bir akışkanın bir cisim üzerindeki (daimi veya daimi olmayan) hareketinde sınır tabakanın teşekkülü nedeniyle bu tabaka içerisinde oldukça büyük bir hız

gradyeni meydana gelmekte ve bu nedenle oldukça büyük mertebede viskozite kuvvetleri cisim üzerine etki etmektedir. Ayrıca bazı çok özel kesiti haiz cisimler (aerofoil vb. gibi) haricinde sınır tabakanın ayrılması olayı vuku bulmakta ve bu olay neticesinde basınç dağılımı dolayısı ile direnç kuvvetide önemli ölçüde değişmektedir. Cisim etrafındaki akışkan hareketinde ancak sınır tabaka dışındaki bölgelerdeki akış potansiyel akış olarak kabul edilebilir. Sınır tabaka karakteristiklerinin daimi olmayan harekette çeşitli hareket parametrelerine ve zamana göre değişimi nedeniyle, Bölüm-II'de potansiyel teori ile hesaplanan k ilave akışkan kütle katsayısı sınır tabaka nedeniyle gerçek değeri vermez. Bütün bu nedenlerden dolayı ideal akışkan kavramı ile bulunan değerler yeterli olmamakta ve deneysel çalışmalara gerek duyulmaktadır.

B Ö L Ü M - IV

AKIŞKAN DİRENÇ KUVVETLERİ VE BOYUT ANALİZİ

4.1- GİRİŞ

Deneysel çalışmalara başlamadan önce fiziksel olarak olaya etki eden değişken sayısını azaltarak değişkenler arasında uygun boyutsuz parametreler elde etmek amacıyla boyut analizi yapılır. Hareketin karakteristiklerine göre hangi boyutsuz parametrelerin cisme etki eden direnç kuvvetlerini tanımlamada kullanılabileceğini tesbit edebilmek için, bu bölümde boyut analizi yapılarak uygun boyutsuz sayılarla daimi olmayan hareketteki toplam direnç kuvvetini tanımlayacak korelasyon faktörlerden bahsedilecektir.

4.2- BOYUT ANALİZİNİN ÖNEMİ VE UYGULANIŞ ŞEKLİ

Boyut analizinde kullanılan en yaygın iki metod olup, bunlardan biri Rayleigh (indis) metodu diğeri ise Buchingham- π (gruplandırma) metodudur. Burada boyut analizinde Buchingham- π metodu uygulanacaktır

Birbirinden farklı olarak görülen her iki metodun uygulanışında izlenen yollar farklı olmasına rağmen temel ve ortak adımlar şunlardır :

- i) Problemin genel mizacı tanımlanır.
- ii) Sistemin davranışını etkileyebilecek fiziksel büyüklükler (değişkenler ve sabitler) seçilir ve genel denklem yazılır.

lır. Ancak gerçek bağıntıyı yazmak mümkün değildir.

iii) En uygun temel büyüklüklerin oluşturduğu boyut sistemi seçilir ve bu boyut sisteminde 2. adımdaki büyüklüklerin boyutlarının oluşturduğu boyut matrisi yazılır.

iv) 2 metoddan herhangi birisi kullanılarak büyüklükler arasındaki fonksiyonel bağıntı bulunur.

Her iki metodun da uygulanması sonucunda hangi boyut sistemi kullanılırsa kullanılsın elde edilen bağıntılarda bazı sınırlandırmalar vardır.

i) Problemin dayandığı fiziksel varsayımlar yanlışsa elde edilen sonuçta doğru olmaz.

ii) Bu metodlarla elde edilen sonuçlar tam değildir. En azından büyüklükler arasındaki orantı sabiti bilinmemektedir. Değişken sayısı boyut matrisi rankından büyükse elde edilen genel çözümün içerisinde hangi özel çözümün geçerli olduğu bilinmemektedir. Her iki durum içinde deneysel çalışmalara başvurulmalıdır.

iii) Daha fazla bilgi olmaksızın yada bazı deney sonuçları, elde edilmeden genel fonksiyonel bağıntıdan daha özel ve belirgin bilgiler elde etmek mümkün değildir.

iv) Bulunan sonuçların geçerliliği ayrıca deneylerle kontrol edilmedikçe doğruluğunu kabul etmek mantıklı bir düşünce olmaz.

Boyut analizini uygulayan araştırmacının fiziksel problemle ilgili yeterli bilgiye sahip olması, problemin fizik kökeni hakkında hüküm verebilecek kadar tecrübeli olması ve cismin hareketini veya davranışını tanımlayabilecek fiziksel büyüklükleri tanıması gerekir.

4.3- DİRENÇ KUVVETİ İÇİN BOYUT ANALİZİ

En genel halde viskoz ve sıkıştırılabilir bir akışkan içerisinde daimi olmayan hareket yapmakta olan bir cisme etki eden toplam akışkan direnç kuvveti,

$$F = f (\rho, \mu, D, T, V, \dot{V}, U, Ma, p) \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada ρ akışkanın yoğunluğunu,

μ akışkanın mutlak (dinamik) viskozitesini, D cismin karakteristik bir boyutunu, T hareketin periyodunu, V cismin toplam hızını, \dot{V} cismin ivmesini, U periyodik hızı, Ma Mach sayısını ve p ise akışkanın basıncını göstermektedir. Şimdi bazı özel harekete sahip cisimler üzerine etki eden direnç kuvveti için boyut analizi yaparak uygun boyutsuz sayıları elde etmeye çalışalım.

i) Sıkıştırılamayan, viskoz bir akışkan içerisinde daimi bir hareket yapan cisme etki eden direnç kuvveti;
Bu durumda direnç kuvveti

$$F = f (D, V, \rho, \mu) \quad (4.2)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada V cismin lineer hızını ifade etmektedir. Diğer terimler ise daha önce ifade edildiği gibidir.

(4.2)'den de görülebileceği gibi olaya iştirak eden toplam 5 ($n=5$) tane fiziksel büyüklük vardır. Temel boyut sistemi olarak temel boyutları M (kütle), L (uzunluk) ve T (zaman) olan mekanik boyut sistemi seçilirse; fiziksel büyüklüklerin boyut matrisi aşağıdaki formda olup rankı 3 olan bir matristir.

	F	D	V	ρ	μ
M	1	0	0	1	1
L	1	1	1	-3	-1
T	-2	0	-1	0	-1

0 halde $k = n - r = 5 - 3 = 2$ tane boyutsuz π grubu teşkil edilmelidir. $p = r + 1 = 4$ tane değişkenle ($r=3$ tanesi tekrar eden değişken olmak üzere) 2 tane boyutsuz π kombinasyonu yazılırsa

$$\begin{aligned} \pi_1 &= D^a V^b \rho^c F \\ \pi_2 &= D^x V^y \rho^z \mu \end{aligned} \quad (4.3)$$

elde edilir. Yalnız bu yazılıştta dikkat edilmesi gereken noktalar, tekrar eden değişkenlerde (D , V ve ρ) temel bo-

yutların (M, L ve T) bulunması ve tekrar etmeyen değişkenlerinde kendi aralarında boyutsuz herhangi bir sayı vermemele-ridir. Tekrar eden ve tekrar etmeyen değişkenler seçilirken bu nokta dikkate alınmalıdır. Aksi takdirde uygun boyutsuz sayılar elde edilemez.

Fiziksel büyüklüklerin boyutları (4.3) denkleminde yerlerine yazılırsa

$$\begin{aligned}\pi_1 &= [L]^a [LT^{-1}]^b [ML^{-3}]^c [MLT^{-2}] \\ \pi_2 &= [L]^x [LT^{-1}]^y [ML^{-3}]^z [ML^{-1}T^{-1}]\end{aligned}\quad (4.4)$$

elde edilir. Bu denklemden

$$\begin{aligned}M^{-1}L^{-2}T^2 &= [L]^a [LT^{-1}]^b [ML^{-3}]^c \\ M^{-1}L^1T^1 &= [L]^x [LT^{-1}]^y [ML^{-3}]^z\end{aligned}\quad (4.5)$$

yazılabilir. Boyutların homojen olması şartından (4.5) denkleminde

π_1 için :

$$\begin{aligned}L &: -1 = a + b - 3c \\ T &: 2 = -b \\ M &: -1 = c\end{aligned}\quad (4.6)$$

$$a = -2, b = -2 \text{ ve } c = -1$$

π_2 için :

$$\begin{aligned}L &: 1 = x + y - 3z \\ T &: 1 = -y \\ M &: -1 = z\end{aligned}\quad (4.7)$$

$$x = -1, y = -1 \text{ ve } z = -1$$

bulunur. a, b, c, x, y, z değerleri (4.3) denkleminde taşınırsa

$$\pi_1 = D^{-2} V^{-2} \rho^{-1} F = \frac{F}{\rho D^2 V^2} \quad (4.8)$$

$$\pi_2 = D^{-1} V^{-1} \rho^{-1} \mu = \frac{\mu}{D V \rho} = \frac{\nu}{D V}$$

$\pi_1 = f(\pi_2)$ şeklinde tanımlanırsa

$$\frac{F}{\rho D^2 V^2} = f(\text{Re}) \quad (4.9)$$

elde edilir. $F/\rho D^2 V^2$, C_D drag (itme) kuvveti katsayısını ifade etmektedir. O halde görüldüğü gibi C_D direnç katsayısı sadece Reynold sayısına bağlıdır. Yani eğer hareket daimi ise F direnç kuvveti sadece Re sayısına bağlı olarak değişecektir (Bölüm-III, Şekil-3.8).

ii) Daimi olmayan bir harekete sahip cisme etki eden direnç kuvveti ;

Cismin durgun bir akışkan içerisinde periyodik hareket yapması halinde cisme etki eden direnç kuvveti

$$F = f(\rho, U_m, T, D, \mu) \quad (4.10)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada U_m cismin maximum periyodik hızını ifade etmektedir. Diğer terimler ise daha önce ifade edildiği gibidir. Toplam fiziksel büyüklük adedi 6'dır. M, L, T temel boyut sistemine göre fiziksel büyüklüklerin boyut matrisi aşağıdaki formda olup rankı $r=3$ 'tür.

	F	D	U_m	T	ρ	μ
M	1	0	0	0	1	1
L	1	1	1	0	-3	-1
T	-2	0	-1	1	0	-1

O halde $k=6-3=3$ tane boyutsuz π grubu teşkil edilmiştir. $p=r+1=4$ tane değişkenle (3 tanesi tekrar eden

değişken olmak üzere) 3 tane boyutsuz π kombinezonu yapı-
lırsa

$$\begin{aligned}\pi_1 &= D^a U_m^b \varphi^c F \\ \pi_2 &= D^x U_m^y \varphi^z T \\ \pi_3 &= D^d U_m^e \varphi^f \mu\end{aligned}\quad (4.11)$$

elde edilir. Fiziksel büyüklüklerin boyutları bu denklemde
yerlerine yazılır ve düzenlenirse

$$\begin{aligned}M^{-1}L^{-1}T^2 &= [L]^a [LT^{-1}]^b [ML^{-3}]^c \\ T^{-1} &= [L]^x [LT^{-1}]^y [ML^{-3}]^z \\ M^{-1}L^1T^1 &= [L]^d [LT^{-1}]^e [ML^{-3}]^f\end{aligned}\quad (4.12)$$

elde edilir. Boyutların homojen olması özelliğinden fayda-
lanılırsa

$$\begin{aligned}\pi_1 \text{ için :} \\ L : -1 &= a + b - 3c \\ T : 2 &= -b \\ M : -1 &= c \\ a = -2, b = -2 \text{ ve } c &= -1\end{aligned}\quad (4.13)$$

$$\begin{aligned}\pi_2 \text{ için :} \\ L : 0 &= x + y - 3z \\ T : -1 &= -y \\ M : 0 &= z \\ x = -1, y = 1 \text{ ve } z &= 0\end{aligned}\quad (4.14)$$

$$\begin{aligned}\pi_3 \text{ için :} \\ L : 1 &= d + e - 3f \\ T : 1 &= -e \\ M : -1 &= f \\ d = -1, e = -1 \text{ ve } f &= -1\end{aligned}\quad (4.15)$$

bulunur. Bulunan $a, b, c, x, y, z, d, e, f$ değerleri de-
ğerleri (4.11) denkleminde taşınırsa

$$\pi_1 = D^{-2} U_m^{-2} \rho^{-1} F = \frac{F}{\rho D^2 U_m^2}$$

$$\pi_2 = D^{-1} U_m^{-1} \rho^0 T = \frac{U_m T}{D} \quad (4.16)$$

$$\pi_3 = D^{-1} U_m^{-1} \rho^{-1} \mu = \frac{\mu}{D U_m \rho} = \frac{\nu}{D U_m}$$

elde edilir. $\pi_1 = f(\pi_2, \pi_3)$ şeklinde tanımlanırsa

$$\frac{F}{\rho D^2 U_m^2} = f\left(\frac{U_m T}{D}, Re\right) \quad (4.17)$$

bulunur. O halde direnç kuvveti katsayısı $F/\rho D^2 U_m^2$ cismin periyodik hareket yapması halinde periyot parametresi denilen $U_m T/D$ ile Re sayısına bağlı olarak değişmektedir. Hareketin periyodu ve maximum periyodik hız direnç kuvvetine etki etmektedir. π_2 ile π_3 arasında bazı matematiksel işlemler yapılarak yeni boyutsuz sayılar da elde etmek mümkündür.

$$\pi_4 = \sqrt{\frac{1}{\pi_2 \pi_3}} = \frac{D}{\sqrt{\nu T}} \quad (4.18)$$

$$\pi_5 = \pi_2 / \pi_3 = \frac{U_m^2 T}{\nu} \quad (4.19)$$

iii) Eğer cisim durgun bir akışkan içerisinde lineer + periyodik hareket yapıyorsa;

Bu durumda cisme etki eden direnç kuvveti,

$$F = f(\rho, \dot{V}, D, U, V, \mu, T) \quad (4.20)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada V lineer +periyodik hızı, \dot{V} cismin ivmesini, U periyodik hızı göstermektedir. Fiziksel büyüklük adedi 8, boyut matrisinin rankı ise 3 tür. 0 halde 5 tane boyutsuz π sayısı bulunmalıdır.

$$\begin{aligned}\pi_1 &= \rho^a V^b D^c F \\ \pi_2 &= \rho^d V^e D^f U \\ \pi_3 &= \rho^g V^h D^i T \\ \pi_4 &= \rho^x V^y D^z \mu \\ \pi_5 &= \rho^k V^l D^m \dot{V}\end{aligned}\quad (4.21)$$

Büyüklüklerin boyutları yerlerine yazılıp boyutların homojen olması şartından faydalanılırsa

$$\begin{aligned}a &= -1, b = -2, c = -2, d = 0, e = -1, f = 0, g = 0, h = 1, i = 1 \\ x &= -1, y = -1, z = -1, k = 0, l = -2, m = 1\end{aligned}\quad (4.22)$$

elde edilir. Bulunan bu değerler (4.21)'e taşınırsa

$$\begin{aligned}\pi_1 &= \frac{F}{\rho D^2 V^2}, \quad \pi_2 = \frac{U}{V}, \quad \pi_3 = \frac{VT}{D}, \quad \pi_4 = \frac{\mu}{\rho VD} \\ \pi_5 &= \frac{D}{V^2} \dot{V}\end{aligned}\quad (4.23)$$

boyutsuz sayıları elde edilir. Toplam direnç kuvveti katsayısı

$$\pi_1 = C_R = \frac{F}{\rho D^2 V^2} \quad \text{şeklinde tanımlanırsa ve}$$

$\pi = (\pi_2, \pi_3, \pi_4, \pi_5)$ özelliğinden faydalanılırsa

$$C_R = f \left(\frac{U}{V}, \frac{VT}{D}, Re, -\frac{D}{V^2} \dot{V} \right) \quad (4.24)$$

elde edilir. Buradaki $\frac{D}{V^2} \dot{V}$ boyutsuz parametresine ivme-lenme modülü denir. 0 halde toplam direnç kuvveti katsayısı

C_R U/V (hız oranı), $V T/D$, Re sayısı ve ivmelenme modülü denilen 4 tane boyutsuz parametreye bağlı olarak değişmektedir. Yukarıdaki boyutsuz sayıların kombinasyonundan

$$\pi_6 = \sqrt{1 / \pi_3 \cdot \pi_4} = \sqrt{\frac{D}{VT} \cdot \frac{VD}{V}} = \frac{D}{\sqrt{VT}} \quad (4.25)$$

$$\pi_7 = \pi_5 / \pi_4 = \frac{D}{V^2} \cdot \dot{V} \cdot \frac{VD}{V} = \frac{D^2 \dot{V}}{V V}$$

bulunur.

Aynı şekilde işlemler yapıldığında görülmüştür ki bir periyot içerisinde C_R katsayısı U periyodik hızı ile \dot{V} ivmesinin bir periyot içerisinde değişmeyen T, ρ, μ, D gibi parametrelerin çeşitli kombinezonlarını katsayısı kabul eden boyutsuz parametrelere bağlı olarak değişmektedir. Yani toplam direnç kuvveti periyodik hız ile cismin ivmesinin fonksiyonu olarak değişmektedir.

En genel durumda ise daha öncedende ifade edildiği gibi; eğer akışkanın sıkıştırılabilirlik özelliği de önemli ise F kuvveti,

$$F = f(\rho, \mu, D, T, V, U, \dot{V}, Ma, p) \quad (4.26)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Bu durumda toplam fiziksel büyüklük adedi 10 dur. Fiziksel büyüklüklerin boyut matrisinin rankı yine 3'tür. O halde 7 tane boyutsuz sayı bulunacak demektir. Daha önceki durumlarda olduğu gibi işlemler yapılırsa boyutsuz toplam direnç kuvveti katsayısı

$$(C_R = \frac{F}{\rho D^2 V^2}) \text{ daha önceden bulunan } Re \text{ sayısı, } U/V,$$

$VT/D, \frac{D}{V^2} \dot{V}$ gibi boyutsuz sayılara ilaveten akışkanın sıkıştırılabilirliğini karakterize eden ve hızın ses hızına oranı olarak bilinmekte olan, Ma , Mach sayısı (V/c) ile Euler sayısı denilen $p/\rho V^2$ gibi toplam 7 tane boyutsuz sayının fonksiyonu olmaktadır.

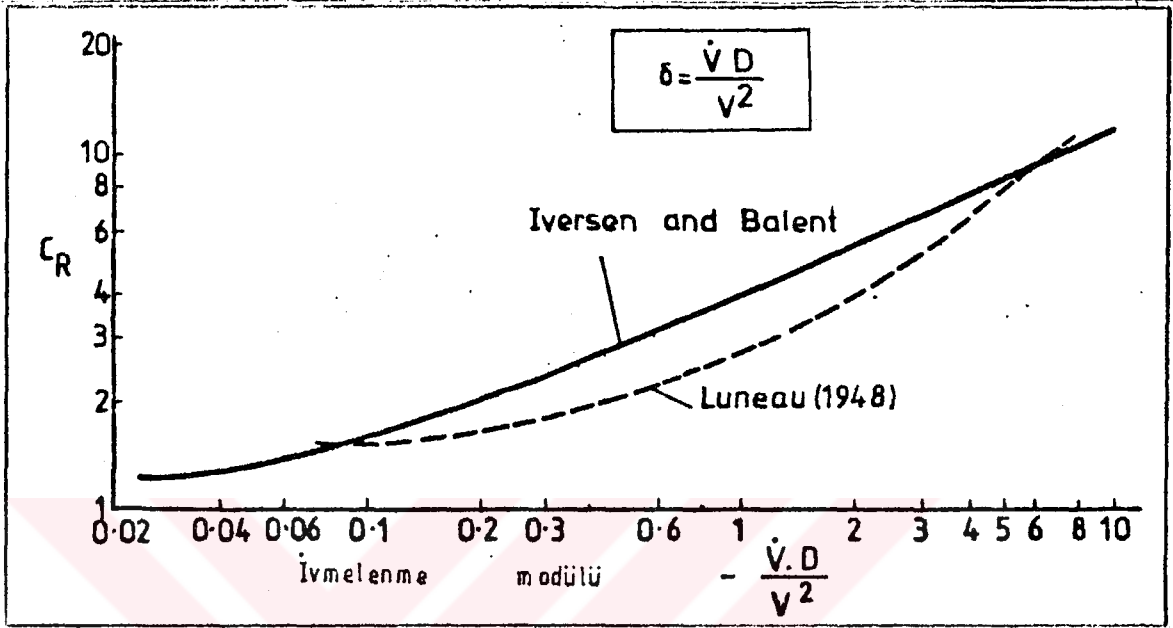
4.4- SONUÇ VE İRDELEME

Bu bölümde yapılan boyut analizinden görüldüğü gibi hareketin karakteristiklerine bağlı olarak cisimler üzerine etki eden direnç kuvvetleri bir çok boyutsuz sayının fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Durum incelenirse yukarıda elde edilen bir çok boyutsuz sayı diğer boyutsuz sayıların bazı matematiksel işlemlerle birleştirilmesiyle elde edilmiş olduğu görülür. Yani herhangi bir boyutsuz sayının direnç kuvvetine etkisi diğer boyutsuz 2 sayının etkisini gösterebilir. Mesela $D^2\dot{V}/(vV)$ boyutsuz sayısı bir yerde hem Re sayısının hemde ivmelenme modülünün direnç kuvveti üzerine etkisini ifade edebilmektedir.

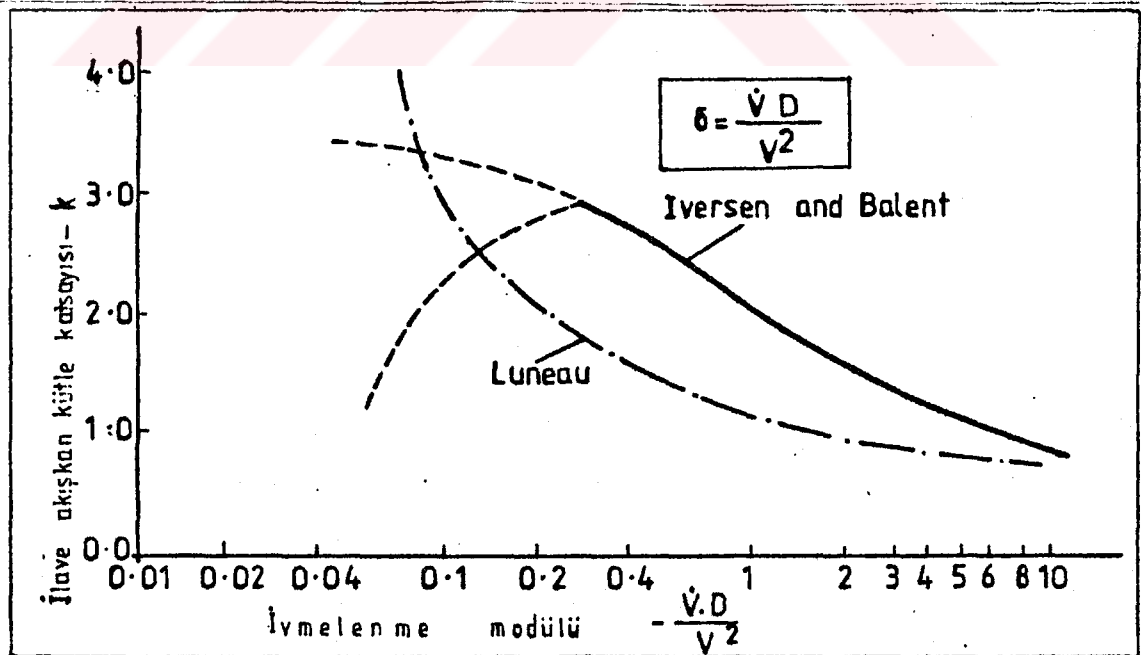
Ancak yukarıda bulunan boyutsuz sayıların hangisinin göz önüne alınan cismin geometrisine uygun olarak direnç kuvvetini tanımlayabildiğini kesin olarak söylemek mümkün değildir. Örneğin daimi harekette Re sayısı ile cismin üzerine etki eden direnç kuvvetinin iyi bir korelasyon sağladığı deneylerle tesbit edilmiştir. Daimi olmayan harekette ise bir çok boyutsuz sayı direnç kuvvetine etki etmektedir. Hangi boyutsuz sayının veya sayılar grubunun direnç kuvvetleri ile iyi bir korelasyon sağladığı cismin geometrisine de bağlı olarak ancak deneylerle tesbit edilebilir.

Daimi olmayan harekette toplam direnç boyutsuz parametrelerin dışında, cismin geometrisine ve yüzey pürüzlülüğüne de bağlı olacaktır. Literatürde araştırmacılardan bir çoğu yaptığı deneysel çalışmada değişik bir korelasyon faktörü kullanarak yapılan deneysel çalışmanın geçerliliğini savunmuştur. Ref. [15] 'de görüldüğü gibi disk için toplam direnç katsayısı ve ilave akışkan kütlesi tanımında ivmelenme modülünün iyi bir korelasyon faktörü olduğu görülmektedir (Şekil-4.1 ve 4.2). Re sayısının pek etkisi görülmemektedir. İlave akışkan kütlesi, ivmelenme modülünün büyük değerlerinde teorik değerine erişmekte, $\dot{V}D/V^2$ 'nin küçük değerlerinde ise bu değer teorik değerine yaklaşık olarak 5 katına kadar yükselmektedir. 0 halde artan ivmelenme modülü ile sınır tabaka kalınlığının azalması nedeniyle cisim

etrafındaki akış alanının ideal akışkan halindeki akış alanına benzer bir hale gelir ve bu nedenle bulunan değerlerle teorik değerler hemen hemen aynı olmaktadır. Aynı grafiklere



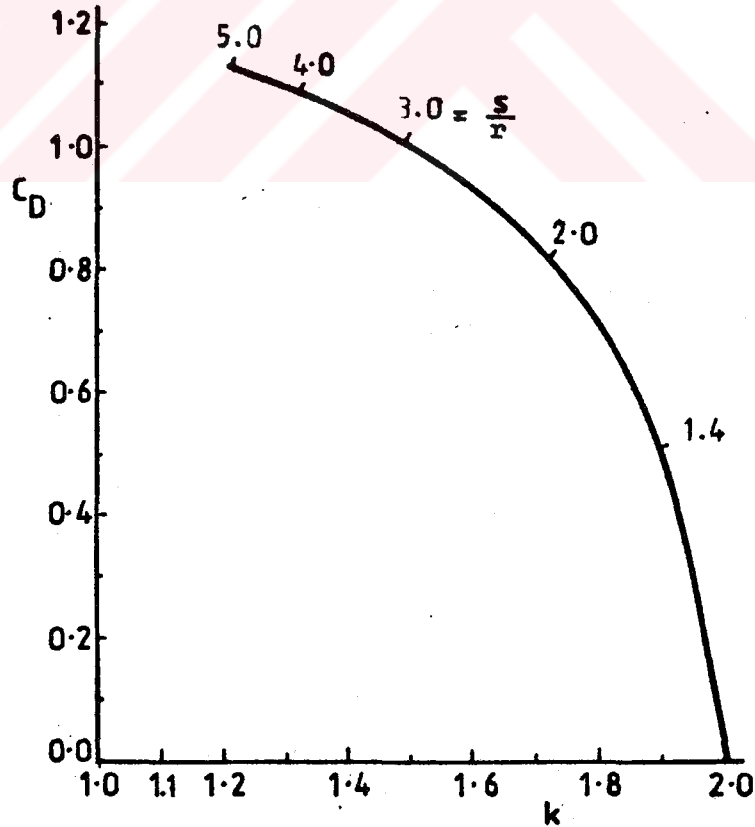
Şekil-4.1 : Disk için ivmelenme modülüne göre C_R 'nin değişimi.



Şekil-4.2 : Disk için $\dot{V}.D/V^2$ 'ye göre k 'nin değişimi.

Luneau [16] 'nın bulduğu değerler taşınmış ve elde edilen değerlerin farklı olmasına karşılık eğri karakteristikleri hemen hemen aynı olmaktadır.

Sabit ivmeli ve iki boyutlu üniform akışta akışkan içerisinde gömülü vaziyette bulunan dairesel kesitli bir silindir için silindir arkasında teşekkül eden vorteklerin zamanla büyümesi neticesinde meydana gelen türbülanslı bölgenin uzunluğu s (ki bu uzunluk daha önce Bölüm-III'de de ifade edilmişti) göz önüne alınarak s/r (r silindir yarıçapı) şeklinde tanımlanan izafi yer değiştirme parametresinin C_D , k ve C_R katsayılarını tanımlama da uygun bir parametre olduğu müşahade edilmiştir [32]. C_D ve k katsayıları toplam direnç kuvveti drag (itme) ve atalet terimlerine ayrılarak hesaplanmıştır. s/r oranının artması ile C_D katsayısının da arttığı, buna mukabil k katsayısının ise teorik değeri olan 2'den saptığı ve gittikçe azaldığı müşahade edilmiştir (Şekil-4.3).

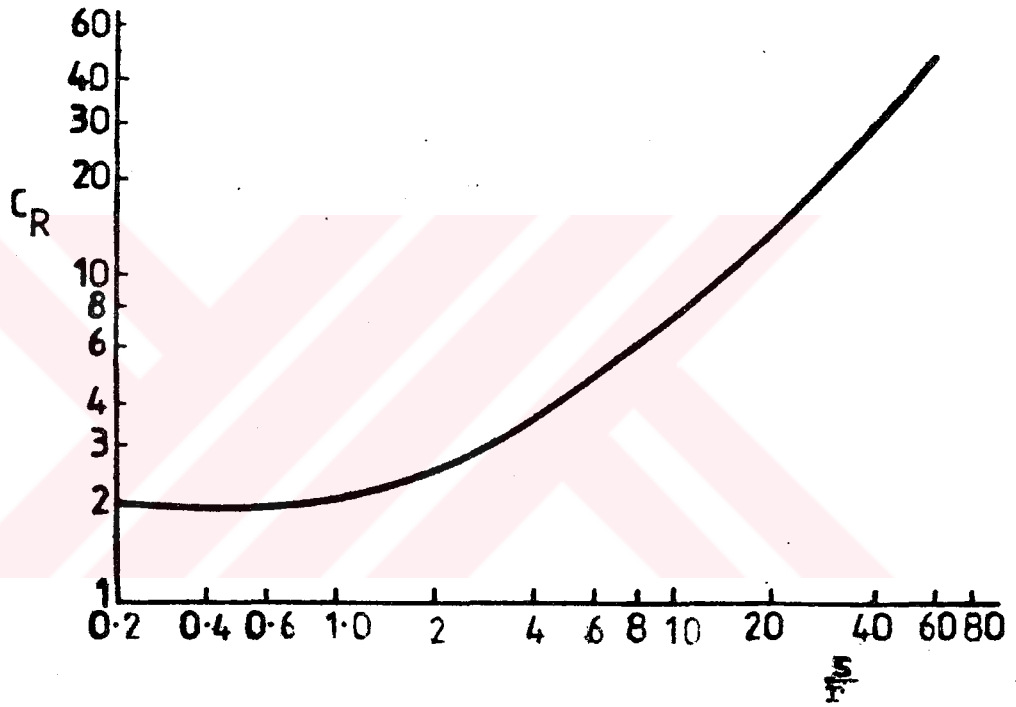


Şekil-4.3 : Silindir için izafi yer değiştirme (s/r) ile C_D ve k katsayıları arasındaki korelasyon.

Bu durumda toplam direnç kuvveti katsayısı,

$$C_R = \frac{\text{Toplam kuvvet}}{\rho \cdot v \frac{\pi D^2}{4}} \quad (4.27)$$

şeklinde tanımlanmış ve s/r ile C_R katsayısının değişimi incelendiğinde $s/r = 0.2 - 1.0$ aralığında C_R 'nin hemen hemen sabit kaldığı, $s/r > 1.0$ olduğu durumlarda ise s/r 'nin artması ile C_R 'nin de arttığı görülmüştür (Şekil-4.4).

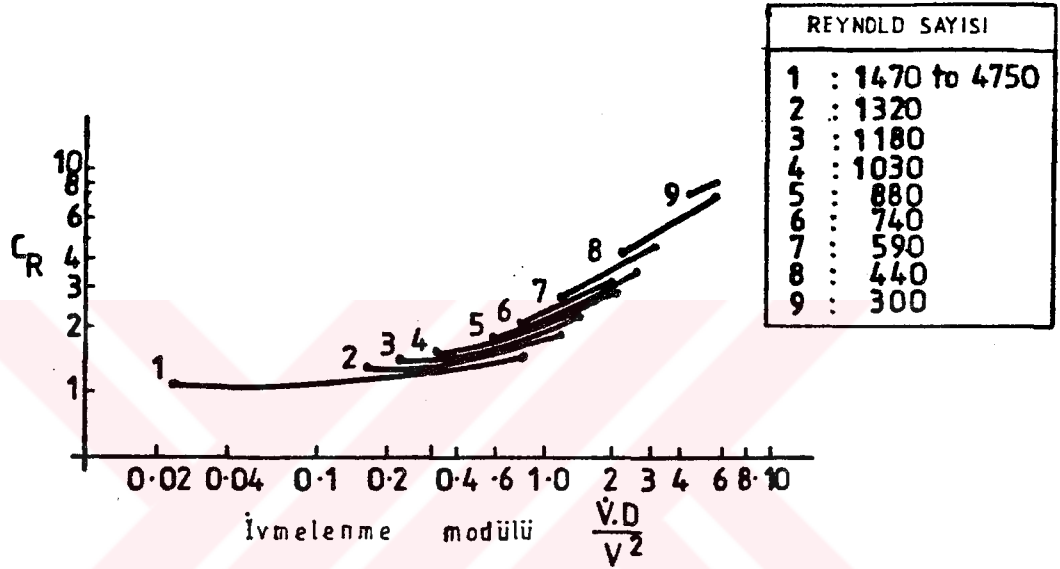


Şekil-4.4 : Silindir için izafi yerdeğiştirme (s/r) ile toplam direnç kuvveti katsayısı (C_R) nin değişimi.

Daha önce Bölüm-III'de görüldüğü gibi [29], s/r değerinin artması $\frac{p - p_0}{1/2 \rho U_\infty^2}$ değerinin azalmasına neden olmakta ve bu da atalet kuvveti katsayısı k 'nin azalması anlamına gelmektedir.

s/r izafi yer değiştirme oranı ile C_D ve k katsayıları arasında iyi bir korelasyonun olduğu görülmüştür (Şekil-4.3). Ref.[15]de kullanılan deney teçhizatına benzer bir teçhizatla

su içerisinde ivmeli hareket yapmakta olan silindirlere için yapılan deneyler sonucunda ivmelenme modülünün toplam direnç kuvvetini tanımlamada uygun bir parametre olduğu müşahade edilmiştir [17]. Şekil-4.5'den görüleceği gibi toplam direnç kuvveti katsayısı C_R bir bakıma Re sayısının etkisini göstermek için ivmelenme modülünün fonksiyonu olarak çizil-



Şekil-4.5 : Silindir için sabit Reynold sayısında ivmelenme modülüne göre C_R 'nin değişimi.

miştir. Grafikten de görülebileceği gibi Re sayısı azaldıkça veya ivmelenme modülü arttıkça C_R katsayısı artmaktadır. Re sayısı sabit tutulduğunda ise artan ivme (veya $\dot{V}D/V^2$) ile C_R katsayısı da artmaktadır.

O halde cisimler üzerine etki eden direnç kuvvetleri cismin geometrisine ve hareket karakteristiklerine bağlı olarak değişik korelasyon faktörleri ile tanımlanabilmektedir.

Bölüm-V'de paraşüt modeli olarak kullanılan yarım küre ve cruciform (parçalı) modeller üzerinde yapılan deneylerde toplam akışkan direnç kuvveti ve bu kuvvetin hareket karakteristiklerine bağlı olarak nasıl değiştiği incelenecektir.

B Ö L Ü M - V

DAİMİ OLMAYAN HAREKETTE DİRENÇ KUVVETLERİNİN DENEYSEL ANALİZİ

Bu bölümde; bölüm IV'de tesbit edilen boyutsuz sayılar esas alınarak durgun akışkan (su) içerisinde daimi olmayan bir hareket yapmakta olan yarım küre ve cruciform (parçalı) modeller üzerine etki eden direnç kuvvetlerinin deneysel analizi yapılmıştır. Böylece daimi olmayan akışlarda meydana gelen direnç kuvvetleri için sistemin hareket parametrelerine bağlı olarak en uygun korelasyon faktörlerinin bulunuşu irdelenmiştir.

5.1- GİRİŞ

Sürekli ortam olan bir akışkan içerisinde en genel halde daimi olmayan bir hareket yapmakta olan (serbestlik derecesi 6) bir cisme etki eden akışkan direnç kuvvetleri 3 grupta toplanır.

- i) Yer çekimi ve kaldırma kuvveti gibi Statik kuvvetler
- ii) Cisimle onu çevreleyen akışkan arasındaki izafi hız nedeniyle meydana gelen basınç kuvvetleri ve yüzey sürtünme kuvvetleri (viskoz kuvvetler). Bu kuvvetler yapılan deneysel çalışmalarda görüldüğü gibi cismin geometrisinin ve Re sayısının fonksiyonudur.
- iii) Cisimle onu çevreleyen akışkan arasındaki mutlak ivmenin sebep olduğu ivme ile orantılı, başka bir deyişle

atalet kuvvetleri ki bu kuvvetler mutlak ivmenin fonksiyonu olarak değişir.

Bu bölümde akışkan direnç kuvvetleri akışkanlar dinamiği açısından inceleneceğinden Statik kuvvetler göz önüne alınmayacaktır.

Yapılan literatür araştırmalarında, çok değişik geometriye sahip cisimler için sınırları oldukça geniş Re sayılarında akışkan direnç kuvvetlerinin tesbit edilmeye çalışıldığı müşahade edilmiştir. Ancak direnç kuvveti hakkında elde edilen bilgilerin hemen hemen tamamına yakın bir kısmı daimi akım şartlarında elde edilmiştir. Bu bilgilerin çok azı bazı basit geometriye sahip (küre ve silindir gibi) cisimler için daimi olmayan hareket şartlarındadır.

Zamana bağlı bir harekette akış alanı daima değişmekte ve bunun sonucu olarak cisim etrafındaki basınç dağılımı ve sürtünme kuvvetleri akım alanına bağlı olarak zamana göre değişmekte ve bu değerlerin hem teorik olarak hesaplanması hem de deneysel olarak ölçülmeleri oldukça kompleks bir hale gelmektedir. Bu kompleksliğin yanında bluff body denilen akım yönüne göre oldukça geniş bir kesit alanı bulunan küt cisimler etrafında meydana gelen yüzeyden ayrılma olayı, teşkül eden vorteks hareketleri ve cisim arkasında meydana gelen dalga genişliğinin zamana göre değişimi problemi daha da kompleks bir hale getirmektedir. Bu durumda problemin bugünkü mühendislik bilgilerinin kullanımı ile çözümü mümkün olmamaktadır.

Periyodik ve daimi olmayan harekete sahip bir akışkana tamamen gömülü olan bir cisme etki eden akışkan direnç kuvvetleri cismin geometrisine, izafi hızına, ivmesine hareketin genliğine ve periyoduna bağlı olmaktadır. F cisme etki eden kuvvet ise en genel halde $F = f(\text{Geometri}, V, \dot{V}, T, \dots, Re, Ma)$ yazılabilir. Daimi olmayan harekette cisimle akışkan arasındaki etkileşim nedeniyle cisme etki eden atalet kuvveti cismin kütlesi nedeniyle meydana gelen kuvvetten daha büyüktür. Bu ilave kuvvet cismin ivmesi ile

orantılı olup ilave akışkan kütlesi olarak tanımlanan bir büyüklük ile ivmenin çarpımına eşittir. Bu ilave kütleyle literatürde ilave akışkan kütlesi denir. İlave akışkan kütlesi dolayısı ile daimi olmayan hareketteki toplam direnç kuvveti, Bölüm-II'de yapıldığı gibi bazı basit geometriye sahip cisimler için ideal akışkan kavramı ile hesaplanabilmektedir. Ancak yukarıda bahsedilen akım alanlarında meydana gelen olaylar nedeniyle ideal akışkan kavramı ile bulunan çözümler gerçek (viskoz) akışkanlar için çok daha değişik olmakta ve bu konuda henüz fazla bir bilgi birikimi bulunmamaktadır.

Daimi olmayan harekette bir cisme etki eden toplam direnç kuvveti daha önce Bölüm-I'de de belirtildiği gibi Morison denklemi ile

$$F = 1/2 \rho V|V|AC_D + k \rho V \dot{V} \quad (5.1)$$

ifade edilebilir. Burada

C_D : Re sayısına bağlı drag (itme) kuvveti katsayısı

k : $=\left(\frac{\alpha}{\rho V}\right)$ olarak tanımlanabilen ilave akışkan kütle katsayısını

ρ : Akışkanın yoğunluğunu

A : Cismin dik kesit alanını veya yüzey alanını

V : Referans hacmi

V : Hızı

\dot{V} : İvmeyi

göstermektedir.

C_D ve k değerlerini bulabilmek için geçmişte değişik geometriye sahip cisimler için çok değişik deneyler yapılmıştır. Bu deneylerde ya lineer ivmeli hareket ya periyodik hareket veya lineer + periyodik hareketin bileşimi şeklinde daimi olmayan bir hareket meydana getirerek C_D ve k değerlerinin hareket parametrelerine göre değişimi bulunmaya çalışılmıştır. Yapılan literatür araştırmalarında Bölüm I ve IV' de bahsedildiği gibi hareket karakteristiklerine bağlı olarak farklı geometriye sahip modeller için

farklı korelasyon faktörlerinin uygun olduğu ancak genel bir sonuç elde edilemediği müşahade edilmiştir. Yapılan deneylerde hareketin herhangi bir anında kuvvet, hız ve ivme değerleri ölçülerek ve (5.1) denklemi kullanılmak suretiyle C_D ve k değerleri elde edilmeye çalışılmıştır. Daha önceden de belirtildiği gibi bu amaçla iki metod uygulanmıştır. Bunlardan birincisi C_D katsayısını ilgili cisim için daimi akım şartlarında ($\dot{V} = 0$) hesaplayarak daimi olmayan akım şartlarında bu katsayının sabit olduğunu kabul edip, toplam kuvvette meydana gelen değişimi ikinci katsayı (k) cinsinden ifade etmektir. Bir diğer metod ise teorik olarak hesaplanabilen k değerinin gerçek akışkan içinde aynı olduğunu kabul ederek, gerçek akışkan için ölçülen kuvvet değerinden C_D 'yi bulmaktır. Bilindiği gibi daimi olmayan harekette ne C_D daimi hareketi gibi sabit ne de k 'nin ideal akışkan için bulunan değeri gerçek akışkan için olan değerinin aynıdır. Ancak probleme bağlı olarak C_D ve k 'nin kullanılmasına göre, örneğin denizde hareket eden bir denizaltı, bir gemi veya bir torpido ile havada alçalmakta olan bir paraşüt için hareket denklemleri göz önüne alındığında daimi olmayan etkiyi C_D de veya k da ifade etmek hemen hemen bir fark meydana getirmez. Önemli olan daimi olmayan harekette toplam kuvveti tanımlayabilecek olan en uygun parametrenin bulunmasıdır.

Üçüncü bir yol olarak Sarpkaya [20], Keulegan ve Carpenter [14] in yaptıkları gibi Fourier analizi yapmak suretiyle hem C_D hem de k katsayılarının her ikisini de değişken olarak bulmak mümkündür. Ancak bu durumda yukarıda bahsedilen hareket denklemlerinde herhangi bir parametreye bağlı 2 değişken olduğundan denklemlerin nümerik çözümü de beraberinde birçok problem getirebileceği aşikardır.

Ancak yapılan deneysel çalışmalar incelendiğinde Maull [33] ve Polpitye [34] gibi bazı araştırmacıların (5.1) denkleminin daimi olmayan bir harekette cisimler üzerine etki eden direnç kuvvetini tam olarak ifade edemeyeceği fikrini ortaya atmışlardır. Daimi olmayan harekette hız ve cismin etrafındaki sirkülasyon zamanla değişir ve sirkülasyondaki

her değişim cisim etrafında yeni bir vortex meydana getirir. Bu vortex'in şiddeti sirkülasyondaki değişime eşittir. Böylece cisim etrafında sirkülasyonun sürekli değişmesi cisim arkasında meydana gelen dalgaya devamlı yeni vortex gönderir ve bu vortexler dalga içinde hareket ederken cisme olan uzaklıklarında zamana bağlı olarak artar. Meydana gelen vortex cismin arka kısmındaki hıza etki eder ve dolayısı ile akım alanını da büyük ölçüde etkiler. Böylece cismin arkasında meydana gelen vortex hareketi ve vortexin gelişmesi için belli bir zamana ihtiyaç vardır. Bu nedenle cismin hareketi ile üzerine etki eden direnç kuvveti arasında belli bir zaman gecikmesi (faz farkı) olması gerekir. Eğer τ faz farkını gösteriyorsa Morison denklemi (5.1) bu faz farkı göz önüne alınarak

$$F = 1/2 \cdot C_D \rho A V(t - \tau) |V(t - \tau)| + k \rho V \dot{V}(t - \tau) \quad (5.2)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu durumda daimi olmayan harekette τ faz farkı bulunarak C_D ve k değerlerini sırasıyla, daimi hareketteki C_D ve ideal akışkan kavramı ile bulunan k değerleri kullanılarak daha gerçeğe yakın bir şekilde F nin elde edilebileceği iddia edilmektedir. τ faz farkının hareketin karakteristiklerine ve cismin geometrisine bağlı olup olmadığı yeterince deneysel çalışma yapılamadığı için henüz bilinmemektedir. Ancak ileride bahsedileceği gibi paraşüt modeli olarak kullanılan yarım küre ve cruciform (parçalı) modeller üzerinde yapılan deneylerde faz farkı olduğu ve ancak ölçülen F toplam kuvveti ile hesaplanan (daimi akıştaki C_D değeri ve ideal akışkan kavramı ile bulunan k değerleri kullanılarak) F değeri arasında belli bir faz farkının olduğu ve bu kuvvetlerin şiddetlerinin de birbirinden farklı olduğu görülmüştür.

Yukarıda bahsedilen C_D ve k değerlerinin hesaplanmasında yapılan kabuller ve küçük ivme değerlerinde ivmede yapılan küçük ölçüm hataları k değerini büyük ölçüde etkilediği için toplam kuvvetin 2 kısma (hızla orantılı kuvvet ve ivme ile orantılı kuvvet) ayrılması yerine Dalton-Hunt-Hussain [21] , Iversen-Balent [15] ve Luneau [16] gibi araş-

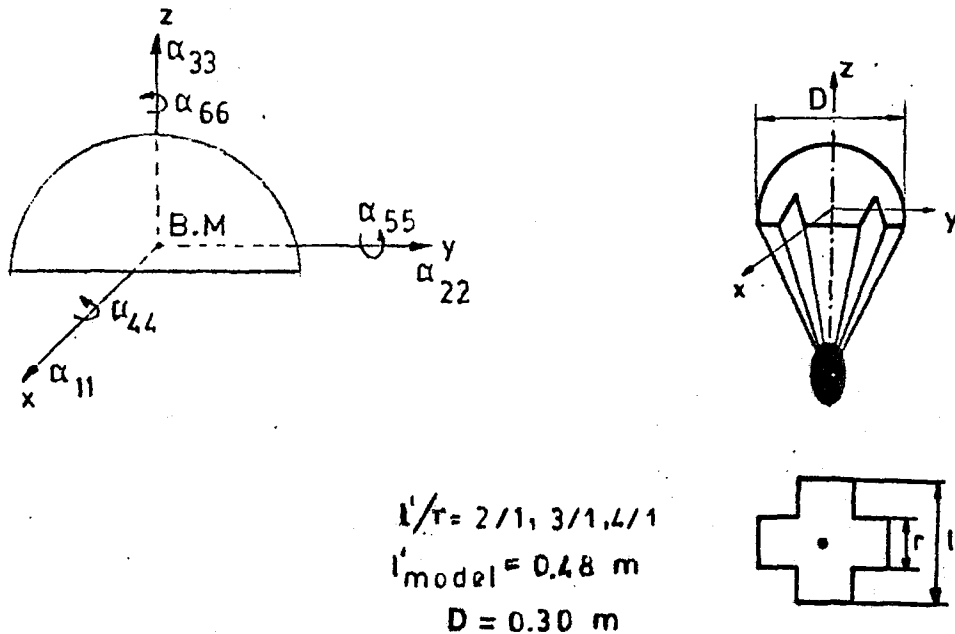
tırmacıların da yaptığı gibi akışkan direnç kuvvetinin modelin hareket karakteristiklerine göre değişimini irdellemek için daimi olmayan akışta toplam kuvveti $F = 1/2 C_R \rho AV^2(t)$ şeklinde tanımlayıp C_R 'nin değişimini irdellemek daha uygun olabilecektir. Bu nedenle yapılan deneysel çalışmada C_D ve k katsayıları yerine C_R katsayısının çeşitli boyutsuz büyüklüklere göre değişimi irdelenmiştir.

5.2- DENEYSEL METOD

Lamb [25] ve diğer bilim adamları tarafından geliştirilen hidrodinamik teoriye göre bir akışkan içerisinde hareket etmekte olan bir cismin kinetik enerjisi, m ve α cismin kütlesini ve ilave akışkan kütlesini göstermek üzere $T = 1/2 (m + \alpha) V^2$ şeklinde ifade edilebilir. Benzer şekilde cismin rotasyonel hareketinde cismin atalet momenti ile ilave akışkan kütlesinin atalet momentinin toplamı

$$T = \frac{1}{2} (I + I_h) \omega^2, \text{ esas alınmalıdır}$$

Bu deneysel çalışmada fabrik yarımküre (hemispherical) ve kollar oranı 2 : 1, 3 : 1 ve 4 : 1 olan parçalı (cruciform) modeller (Şekil-5.1) kullanılmıştır.



Şekil-5.1 : Yarımküre ve parçalı modellerin geometrisi.

Bölüm-I 'de bahsedildiği gibi yarımküresel bir cisim için ilave akışkan kütle tensörü cismin reaksiyon merkezinde tanımlanır, ilave akışkan kütlelerinin $\alpha_{11} = \alpha_{22}$, α_{33} ve $\alpha_{44} = \alpha_{55}$ olmak üzere birbirinden farklı 3 bileşeni olacaktır.

Eğer cismin kütlesi m ve z eksenini boyunca ivmesi \dot{w} ise cisme etki eden ivme ile orantılı kuvvet

$$Z = (m + \alpha_{33}) \dot{w} \quad (5.3)$$

olarak yazılabilir. k_{33} , z eksenini yönündeki ilave akışkan kütle katsayısı olmak üzere

$$k_{33} = \frac{\alpha_{33}}{\rho \cdot V} \quad (5.4)$$

şeklinde tanımlanır. Burada V referans hacim olup keyfi olarak seçilebilir ($V = 1/12 \pi D^3$).

Benzer şekilde modelin, x eksenini boyunca ivmeli hareketinde meydana gelen direnç kuvveti

$$X = (m + \alpha_{11}) \dot{u} \quad (5.5)$$

ve

$$k_{11} = \frac{\alpha_{11}}{\rho \cdot V} \quad (5.6)$$

şeklinde tanımlanabilir.

Eğer model x eksenini etrafında bir açısal ivmeye (\dot{P}) sahipse sisteme etki eden moment

$$L = (I_{xx} + \alpha_{44}) \dot{P} \quad (5.7)$$

olur. Burada I_{xx} modelin x eksenine göre atalet momentidir, α_{44} ise x eksenine göre ilave akışkan kütlelerinin atalet momentidir. Bu durumda x eksenine göre ilave akış-

kan atalet momenti katsayısı

$$k_{44} = \frac{\alpha_{44}}{I_h} \quad (5.8)$$

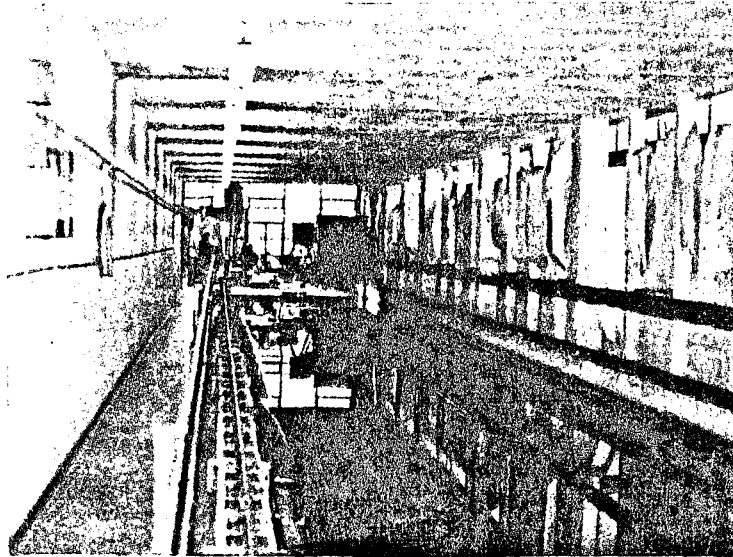
şeklinde tanımlanır. Burada I_h göz önüne alınan referans hacimdeki akışkanın atalet momenti olup

$$I_h = \frac{1}{16} D^2 \rho V \quad (5.9)$$

şeklinde ifade edilir.

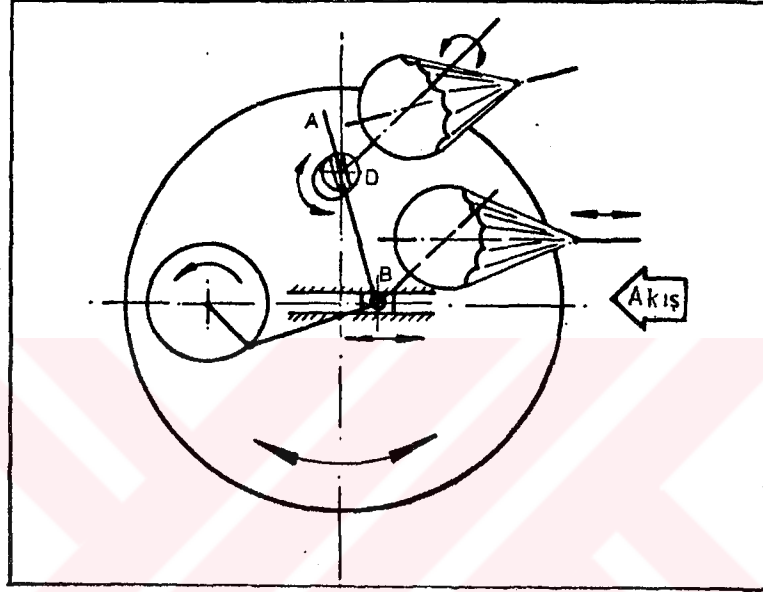
Ref. [2] 'de yarımküre ve parçalı modeller (2 : 1, 3 : 1, 4 : 1 ve 5 : 1) için ilave akışkan kütle katsayıları ivmelenme modülü ($\delta = \dot{V}D/V^2$)'nün fonksiyonu olarak elde edilmiştir. Bulunan değerlerin ideal akışkan kavramı ile bulunan değerlerden çok farklı olduğu görülmüştür. Hesaplarda C_D daimi harekette hesaplanmış ve bu değer daimi olmayan harekette değişmediği kabul edilmiştir

Detaylı olarak Ref. [2] 'de izah edilen deneysel çalışmada 61 m uzunluğunda, 3.7 m genişliğinde ve 1.8 m derinliğinde bir su tankı kullanılmıştır (Şekil-5.2).

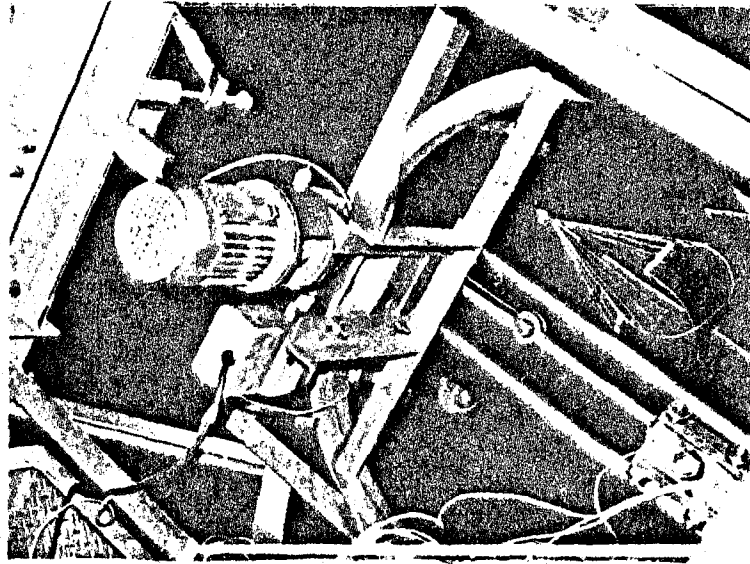


Şekil-5.2 : Deneylein yapıldığı Southampton kolle-
jindeki su tankı.

Su tankı üzerinde tankın başlangıç ve bitiminde ani olarak hızlanabilen ve yavaşlayabilen hareketli bir araba vardır. Bu araba kısa bir mesafede 5 m/s hıza erişebilmekte ve bu hızı tankın büyük bir bölümünde sabit olarak tutabilmektedir. Modellere ivmeli bir hareket verebilmek için Şekil-5.3 de görülen piston-krank mekanizması hareketli arabaya monte edilmiştir (Şekil-5.4).

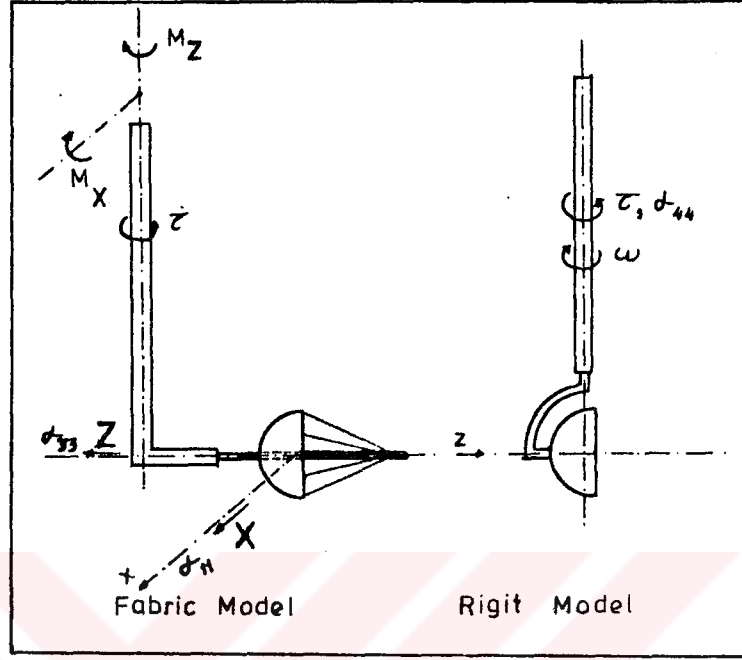


Şekil-5.3 : Piston-krank mekanizması



Şekil-5.4 : Hareketli arabaya monte edilmiş piston-krank mekanizması.

Model L şeklinde dairesel kesitli bir çubukla Piston-krank mekanizmasına bağlanmıştır (Şekil-5.5).



Şekil-5.5 : L şeklindeki çubuğa monte edilmiş modeller.

Model çapı 0.3 m olup, su yüzeyinden 0.8 m derinlikte olacak şekilde su içerisine yerleştirilmiştir. Model üzerine etki eden direnç kuvvetleri L şeklindeki destek üzerine uygun şekilde yerleştirilmiş Strain-gauge, amplifikatör sistemi ile ölçülmüş ve chart-recorder ile kaydedilmiştir. Piston-krank mekanizması 2 çerçeveden ibaret olup, iç çerçeve dış çerçeve içinde sağa-sola hareket ederek modelin hücum açısını değiştirebilmektedir. Böylece model araba vasıtasıyla su tankında sabit hızla çekilirken aynı zamanda Piston-krank mekanizması ile model su tankı tabanına paralel düzlem içinde çok küçük frekanslarda harmonik hareket yapmaktadır. Modelin lineer hızı ve lineer ivmesi krankın açısal hızının fonksiyonu olarak hesaplanmış ve chart recorder ile ölçülen kuvvet değerlerinden toplam direnç katsayısı hesaplanmıştır (EK-I ve II).

5.3- DENEYSEL SONUÇLAR VE İRDELEME

Akışkan direnç kuvveti F , daimi olmayan hareket için Morison denklemine göre

$$F = D + (m + \alpha) \dot{V} \quad (5.12)$$

olarak ifade edilebilir. Burada D , daimi hareketteki direnç kuvvetidir. (5.12) denklemi daha genel bir formda

$$F_{ij} = D_{ij} + (m + \alpha_{ij}) \dot{V}_{ij} \quad (5.13)$$

yazılabilir. (5.13) denklemi, eşitliğin her iki tarafı $1/2 \rho AV^2$ ile bölünerek boyutsuz formda

$$C_{R_{ij}} = C_{D_{ij}} + (m + \alpha_{ij}) \frac{2 \dot{V}_{ij}}{V^2 A \rho} \quad (5.14)$$

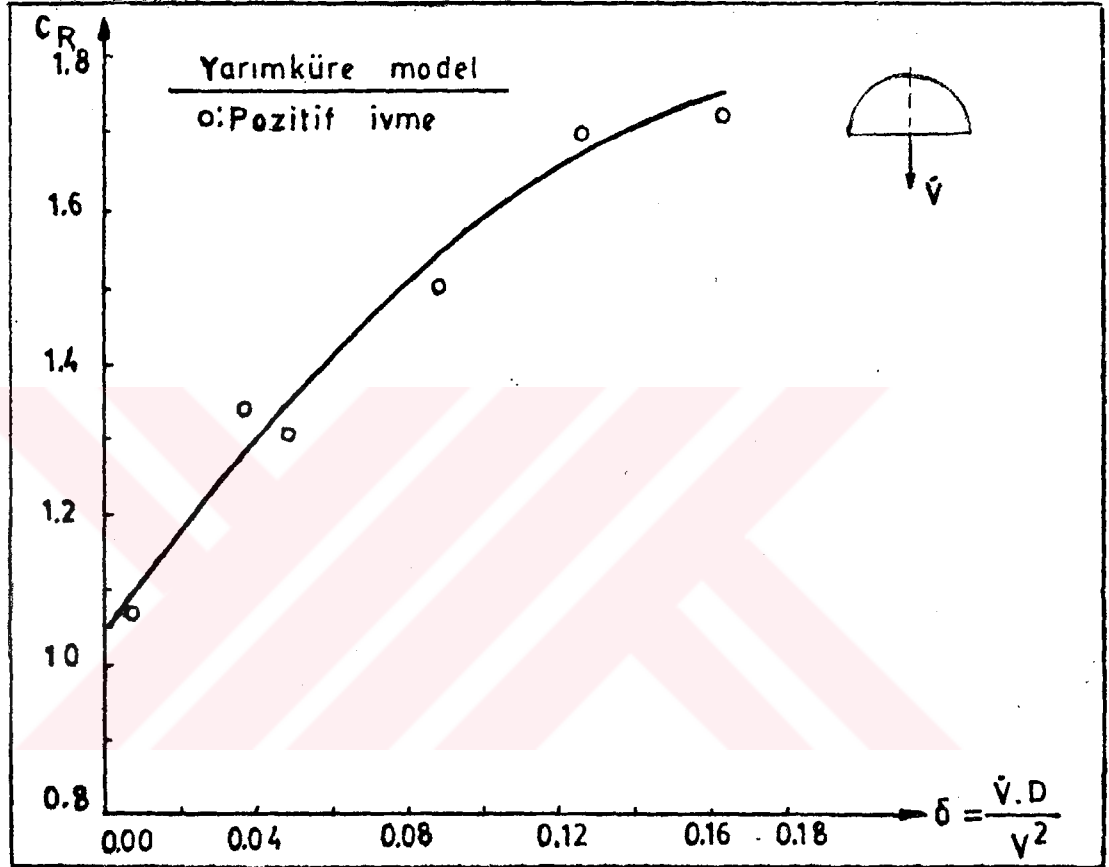
ifade edilebilir. Burada $C_{R_{ij}}$ toplam akışkan direnç kuvveti katsayısını ifade etmektedir. (5.14) denklemindeki m modelin kütlesi olup (5.14) denklemindeki diğer terimler yanında ihmal edilebilir. Yapılan deneylerde daimi olmayan harekette ölçülen toplam kuvvet (5.14) denklemi kullanılarak

$(C_R = \frac{\sum F}{1/2 \rho AV^2(t)})$ çeşitli boyutsuz parametrelerin fonksiyonu olarak elde edilmiştir.

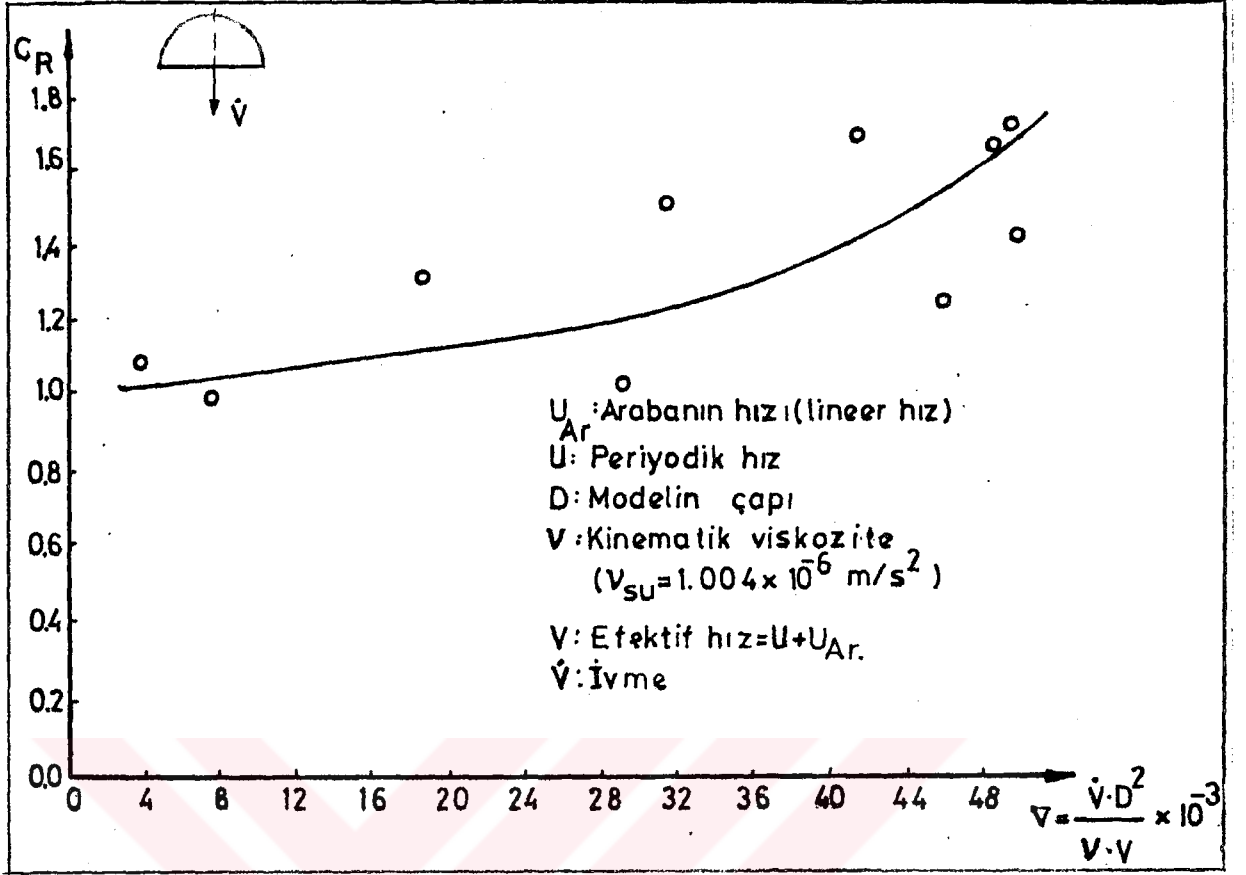
Keulegan ve Carpenter [14]'ın belirttikleri gibi eğer hareketin periyodu çok küçükse yukarıda tanımlanan C_R katsayısı periyodun fonksiyonu olarak değişir. Yapılan deneylerde hareketin periyodu yaklaşık olarak 5 sn olup periyodik harekette hesaplanan C_R değerlerinin δ ivmelenme modülüne göre değişimi, arabanın lineer ivmelenme durumunda ölçülen C_R değerleri ile hemen hemen aynı olduğu görülmektedir. Gerek yarımküre gerekse parçalı modeller için yapılan hesaplarda modellerin dik kesit alanları göz önüne alınmıştır.

Şekil-5.6 ve 5.7 de görüldüğü gibi, yarımküre model için C_R katsayısı artan $\delta (= \dot{V}D/V^2)$ ve $\nabla (= \frac{\dot{V}D^2}{V^2})$ paramet-

releri ile artmaktadır.



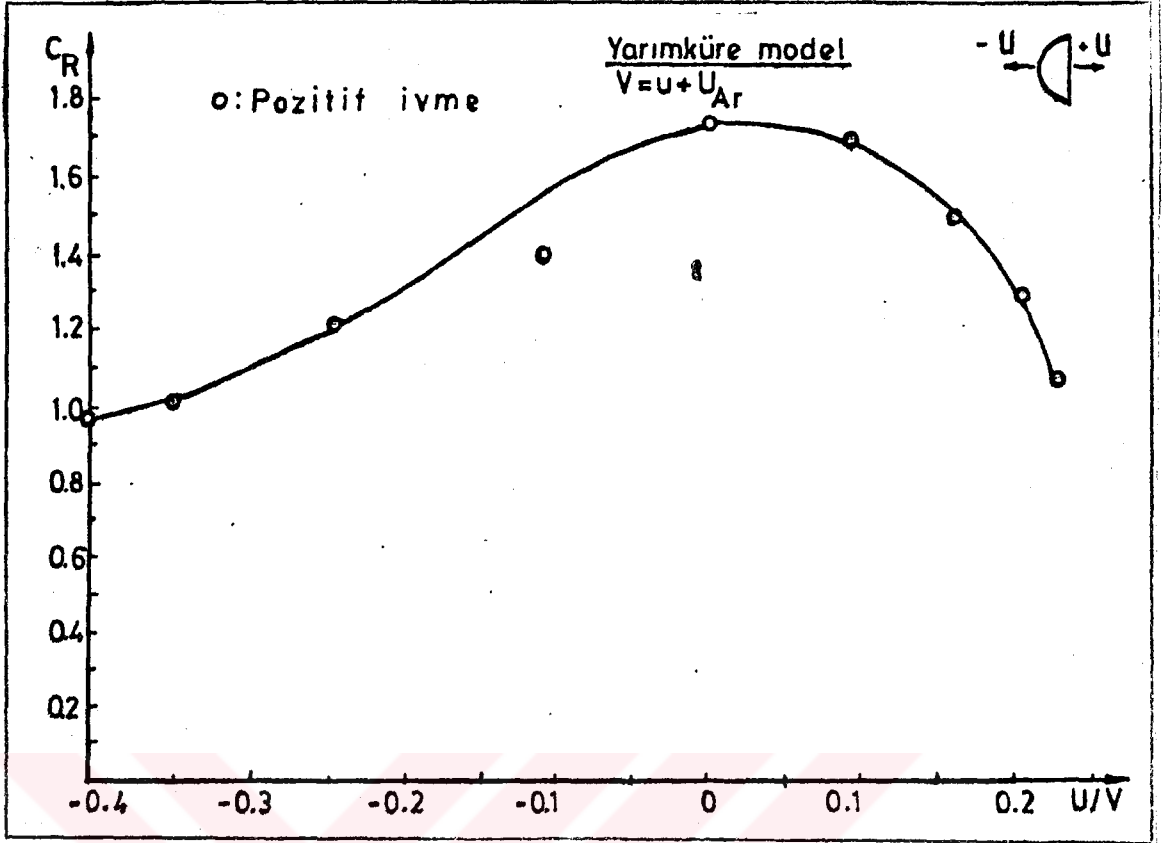
Şekil-5.6 : Yarımküre model için ivmelenme modülüne göre C_R 'nin değişimi.



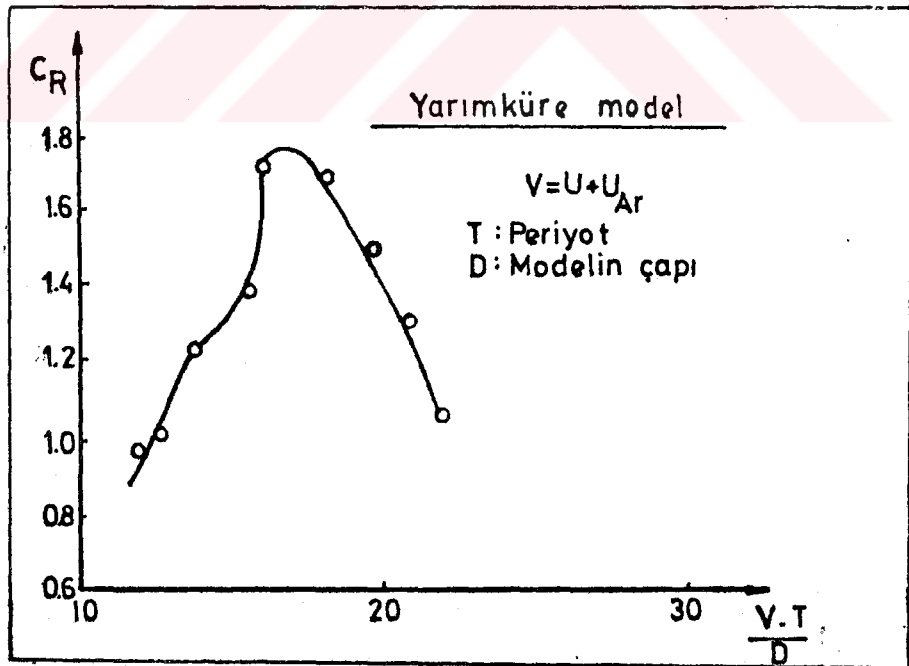
Şekil-5.7 : Yarımküre model için \dot{V} 'ya göre C_R 'nin değişimi.

Negatif ivme durumunda modelin geometrisi farklı hale geldiğinden akış alanı farklı bir durum arz etmektedir. Bu nedenle sadece modelin pozitif ivme değerleri göz önüne alınmıştır. Yarımküre model için U/V hız oranı ve VT/D periyot parametresine göre C_R 'nin değişimi Şekil-5.8 ve 5.9'da görülmektedir. Burada hareketin periyodu ($T = 5.0$ sn) ve modelin çapı ($D = 0.3$ m) sabit olduğundan V hızı olarak lineer hız ile periyodik hızın toplamı ($U + U_{Ar}$) göz önüne alınmıştır.

Grafiklerden görüldüğü gibi negatif periyodik hız (U) durumunda C_R katsayısının U/V ve VT/D 'ye göre değişimi geometri farklılığı nedeniyle biraz farklılık göstermektedir.

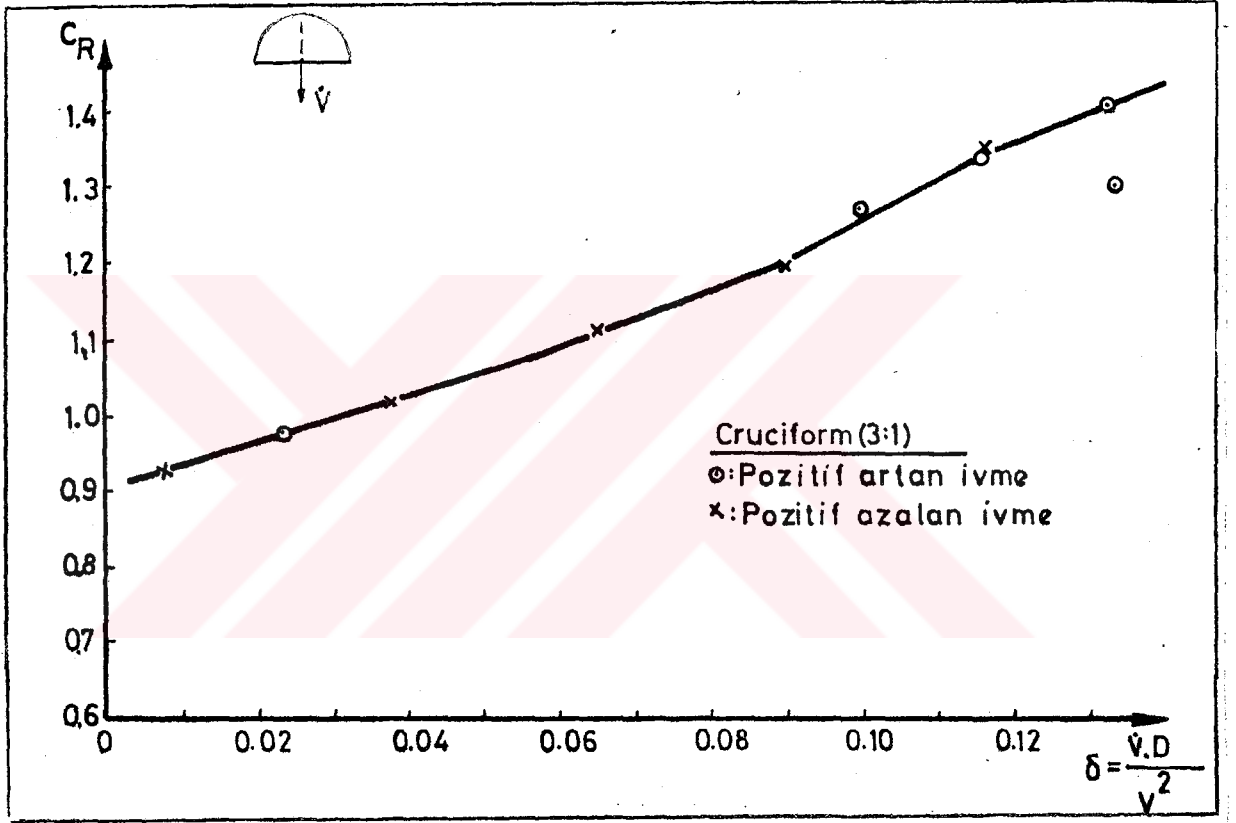


Şekil-5.8 : Yarımküre model için U/V parametresine göre C_R 'nin değişimi.

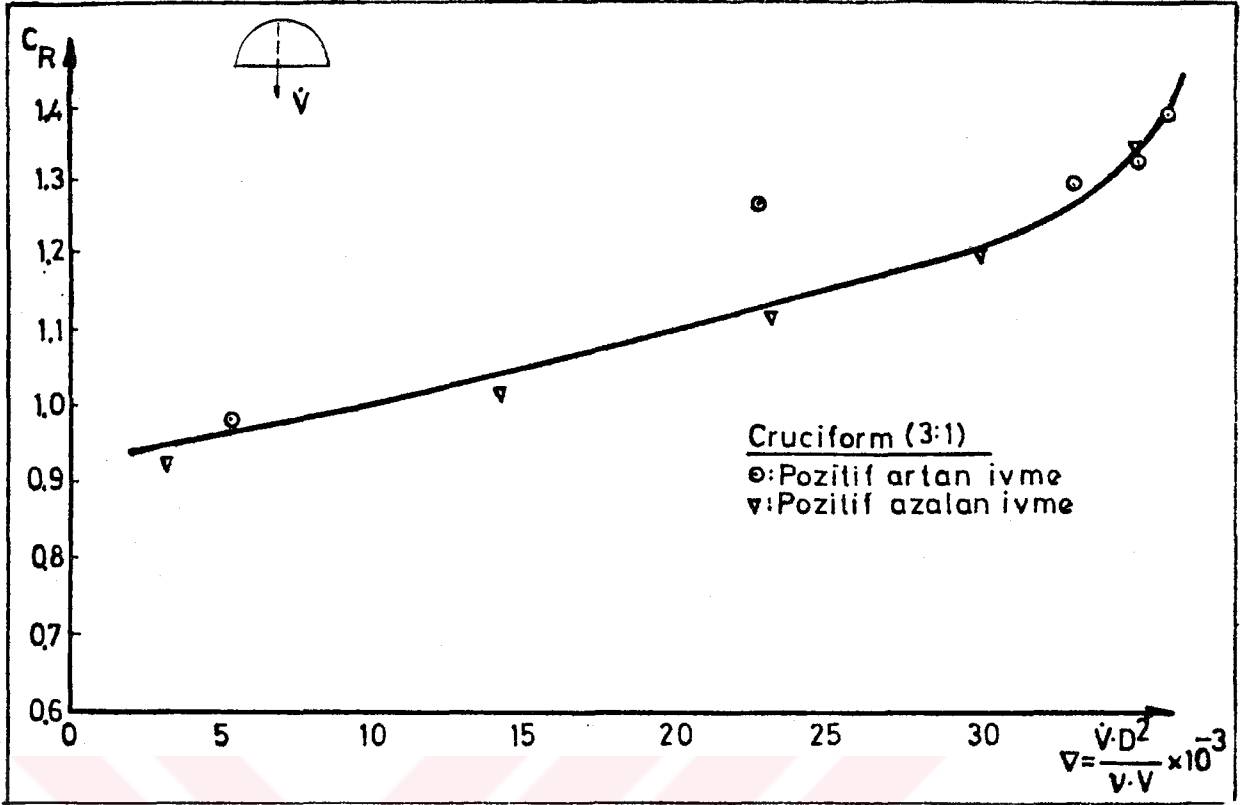


Şekil-5.9 : Yarımküre model için C_R 'nin VT/D 'ye göre değişimi.

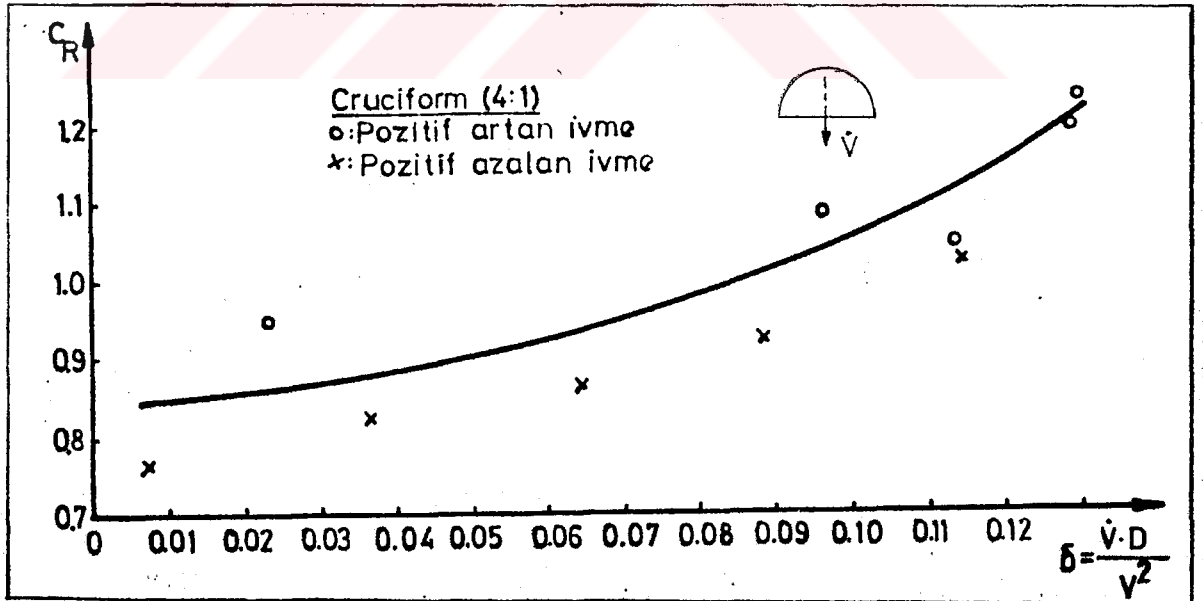
Parçalı modeller (3 : 1 ve 4 : 1) için simetri eksenini doğrultusundaki toplam akışkan direnç kuvveti katsayısının δ ve V 'ya değişimi, yarımküresel model için elde edilen değişime yakın bir karakter arz etmektedir. Bu modeller için elde edilen değerler Şekil-5.10, 5-11, 5-12 ve 5-13'de verilmiştir.



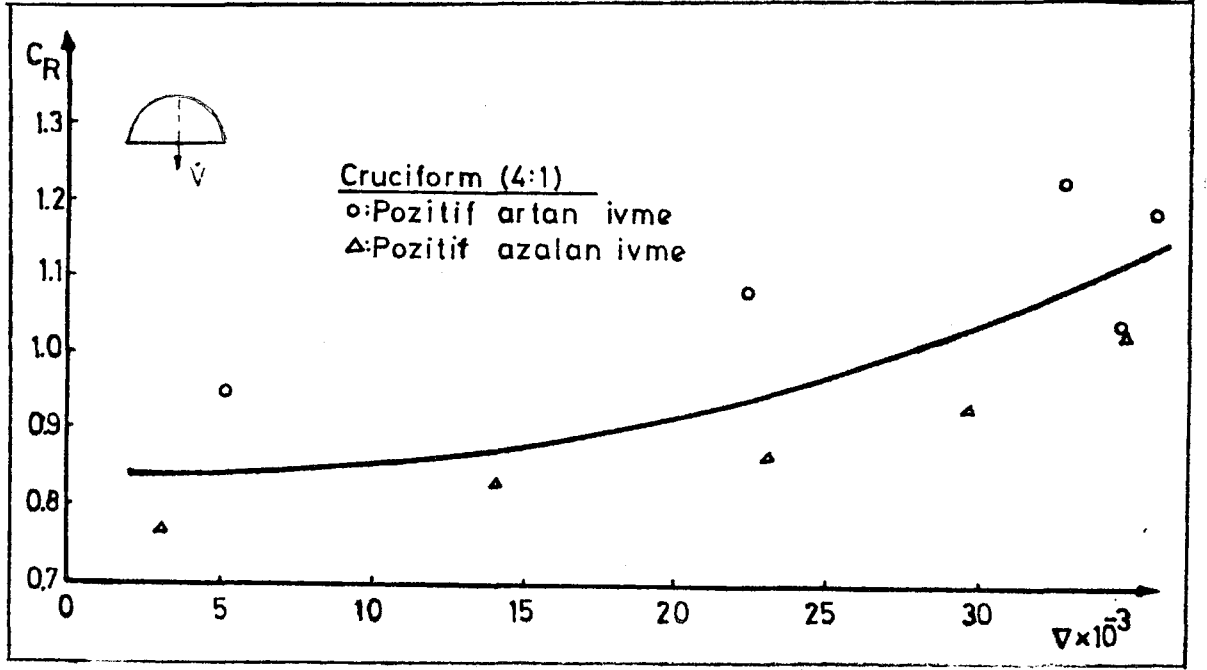
Şekil-5.10 : Cruciform (3 : 1) model için ivmelenme modülü (δ)'ne göre toplam akışkan direnç kuvveti katsayısı (C_R)'nin değişimi.



Şekil-5.11 : Parçalı model (3 : 1) için pozitif artan ve pozitif azalan ivmeler için V 'ya göre C_R 'nin değişimi.



Şekil-5.12 : Parçalı model (4 : 1) için pozitif artan ve azalan ivmeler için δ 'ya göre C_R 'nin değişimi.

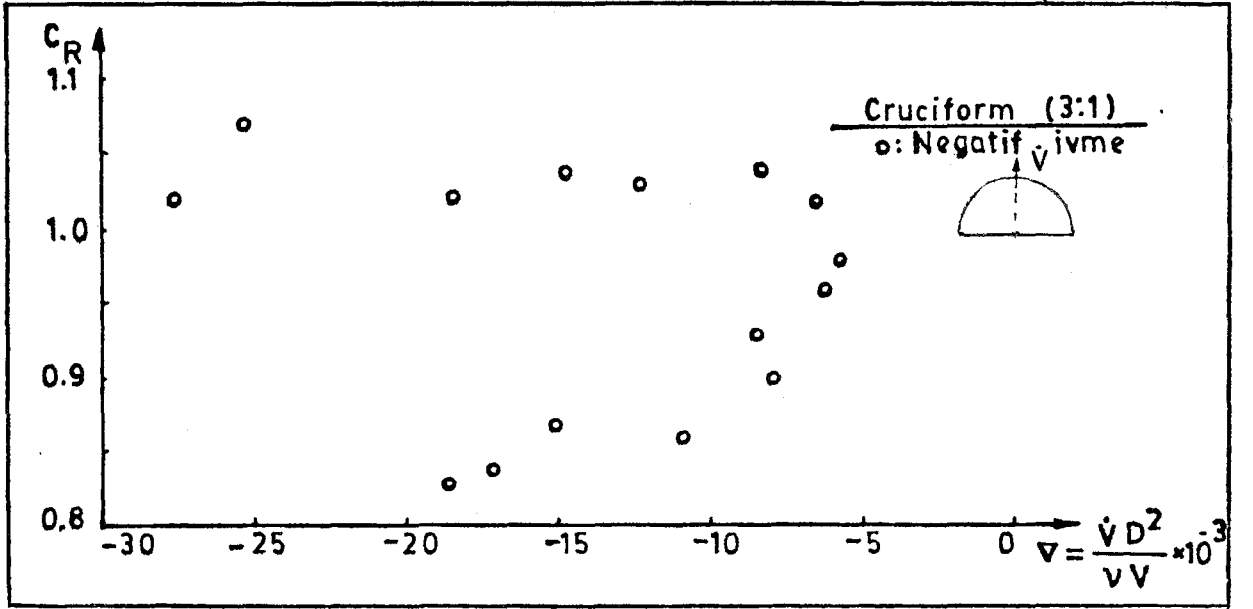


Şekil-5.13 : Parçalı model (4 : 1) için pozitif artan ve azalan ivmeler için ∇ 'ya göre C_R 'nin değişimi.

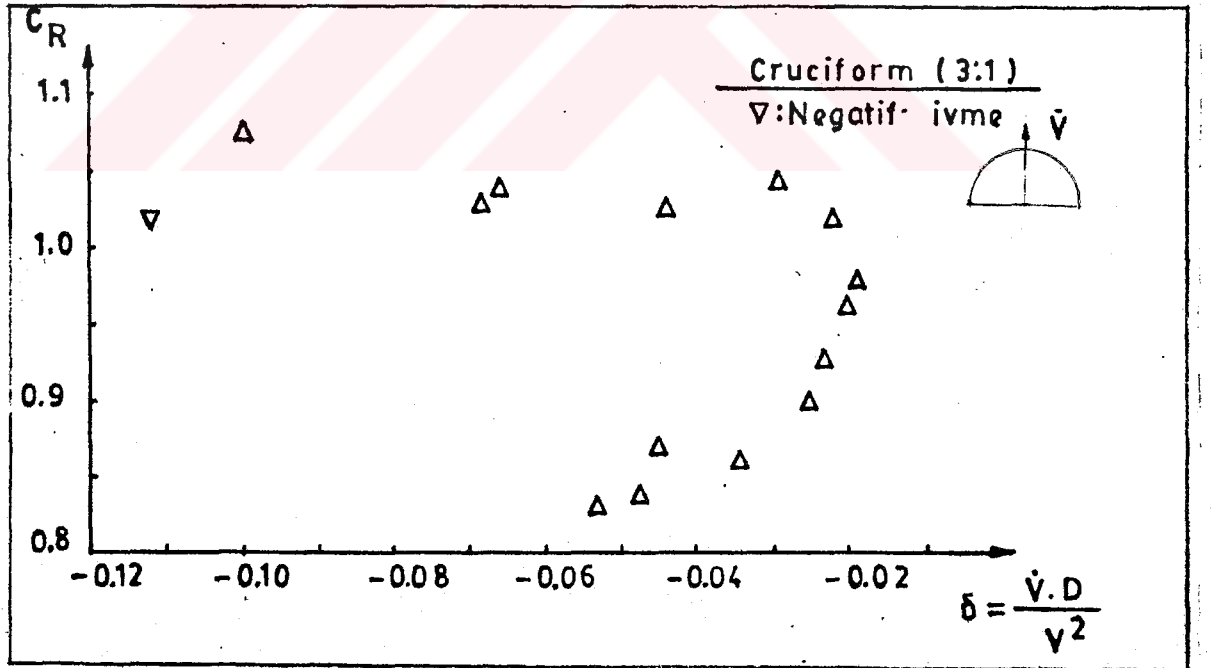
Grafiklerden görüldüğü gibi pozitif artan ve pozitif azalan ivme durumlarında aynı δ ve ∇ değerlerinde hesaplanan toplam akışkan direnç kuvveti katsayıları birbirinden farklı olmaktadır. Pozitif artan ivme durumunda bulunan C_R değerleri, aynı δ ve ∇ değerlerinde bulunan pozitif azalan ivme durumunda bulunan C_R değerlerinden daha büyük olmaktadır. Bu farkın ∇ 'ya göre değişimde daha fazla olduğu görülmektedir. Her iki durum için akım alanı farklı olabileceği gibi, modelin geometrik yapısının artan ivme değişikliğine anında reaksiyon gösterebilmesi, azalan ivme durumunda ise efektif yüzey yarımküre yüzeyi olduğundan reaksiyonun geç olması nedeniyle farklı reaksiyon kuvvetleri meydana gelir. Ancak her iki durum için fark fazla olmadığından şekillerden de görüleceği gibi ortalama bir C_R değeri kullanılabilir.

Negatif ivme durumunda her 3 model için elde edilen C_R değerlerinin δ ve ∇ 'ya göre değişimleri Şekil-5.14, 5-15, 5-16, 5-17, 5-18 ve 5-19'da görülmektedir. Görüldüğü gibi negatif ivme durumunda bulunan C_R değerleri çok dağı-

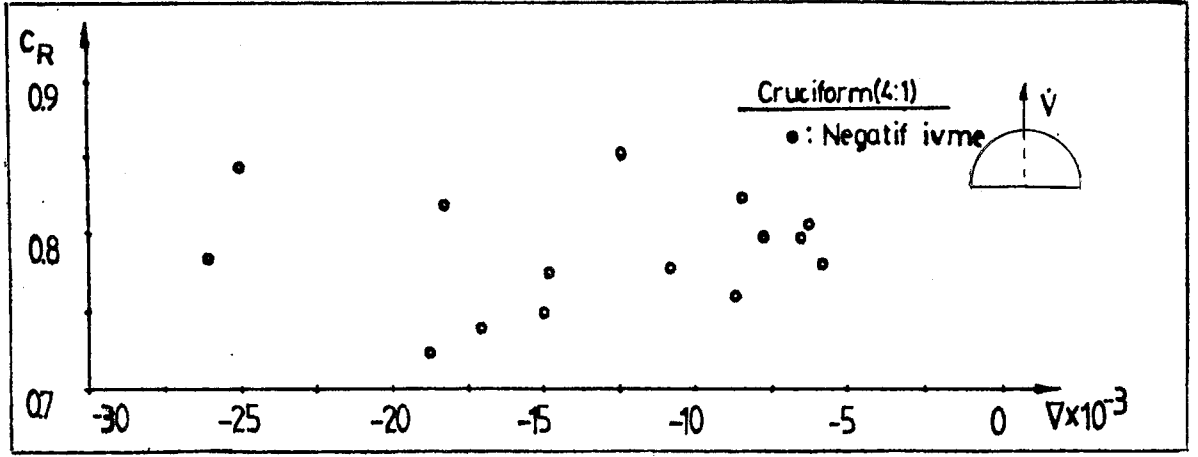
nık bir görünüm arz etmektedir.



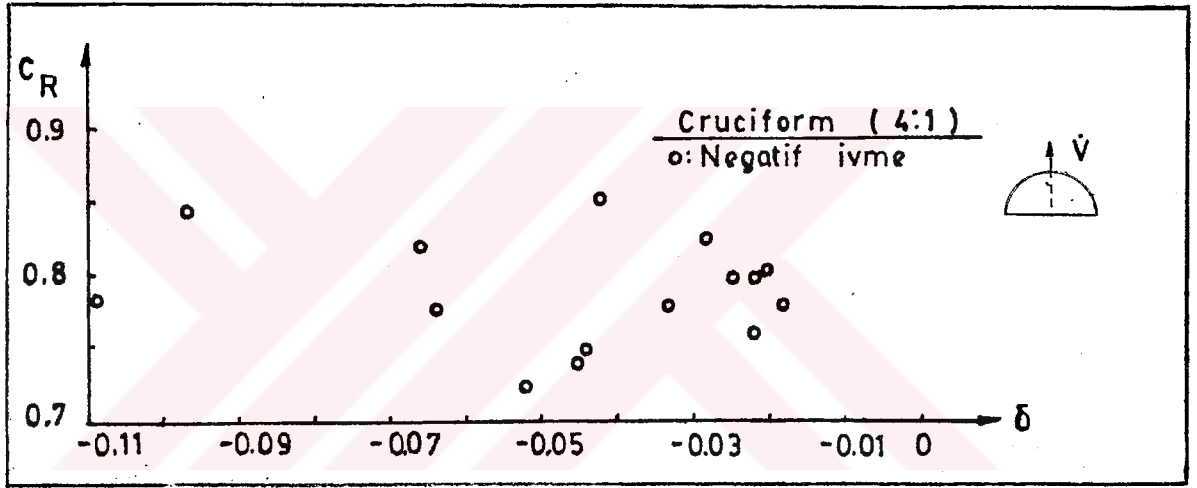
Şekil-5.14 : Parçalı model (3 : 1) için negatif ivme durumunda C_R 'nin ∇ 'ya göre değişimi.



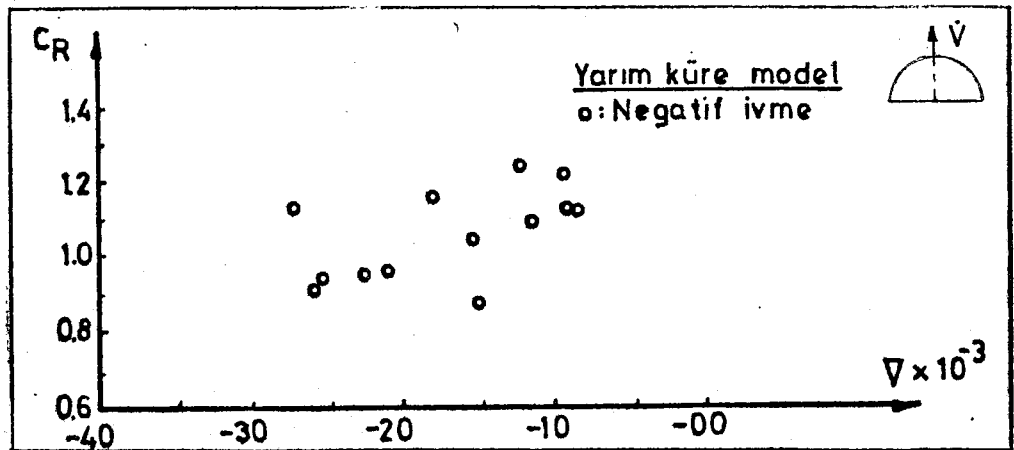
Şekil-5.15 : Parçalı model (3 : 1) için negatif ivme durumunda C_R 'nin δ 'ya göre değişimi.



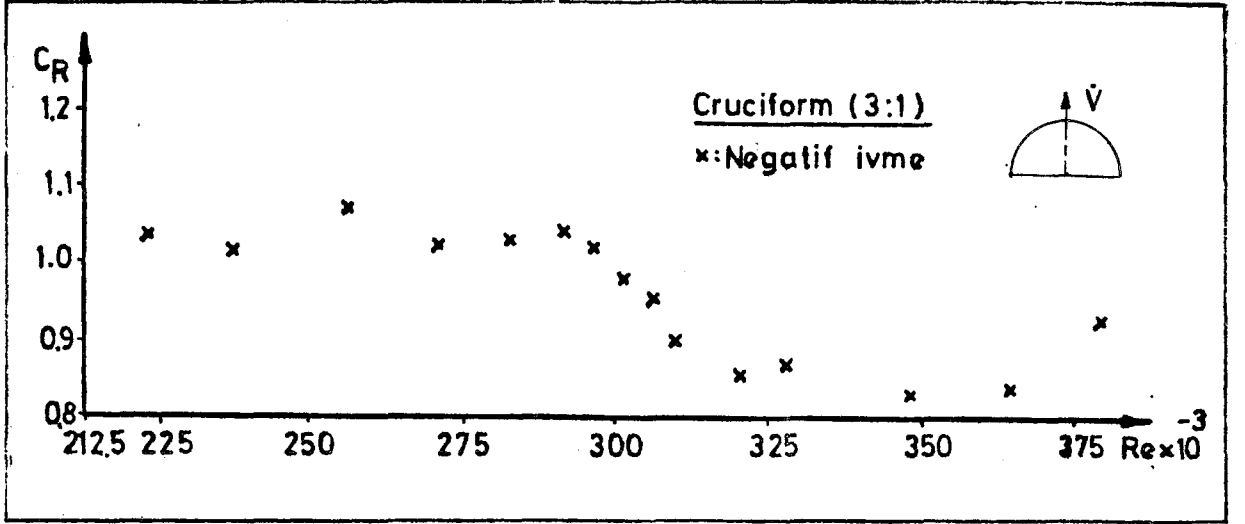
Şekil-5.16 : Parçalı model (4 : 1) için negatif ivme durumunda C_R 'nin ∇ 'ya göre değişimi.



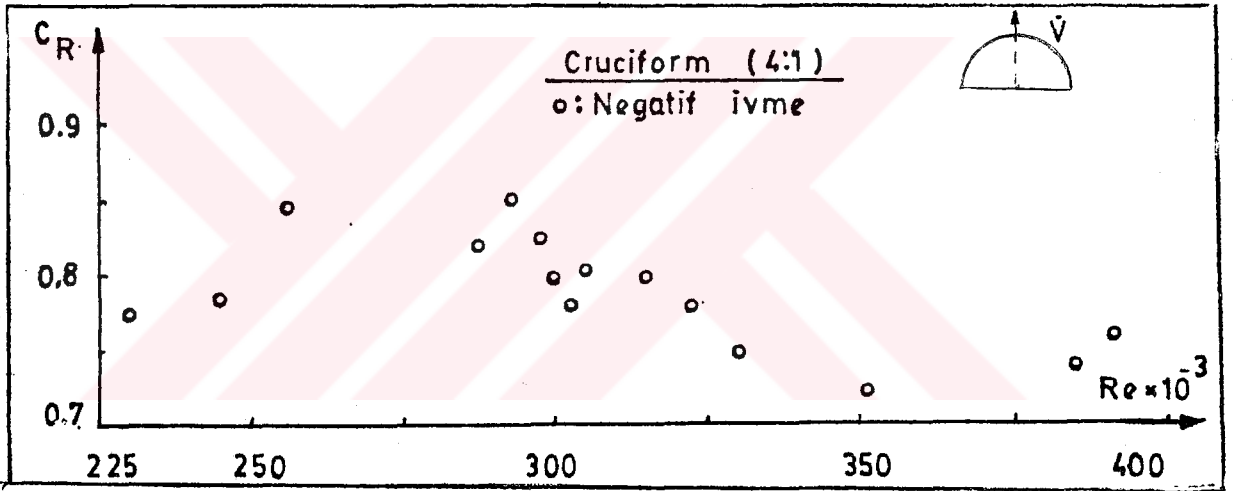
Şekil-5.17 : Parçalı model (4 : 1) için negatif ivme durumunda C_R 'nin δ 'ya göre değişimi.



Şekil-5.18 : Yarımküre model için negatif ivme durumunda C_R 'nin ∇ 'ya göre değişimi.

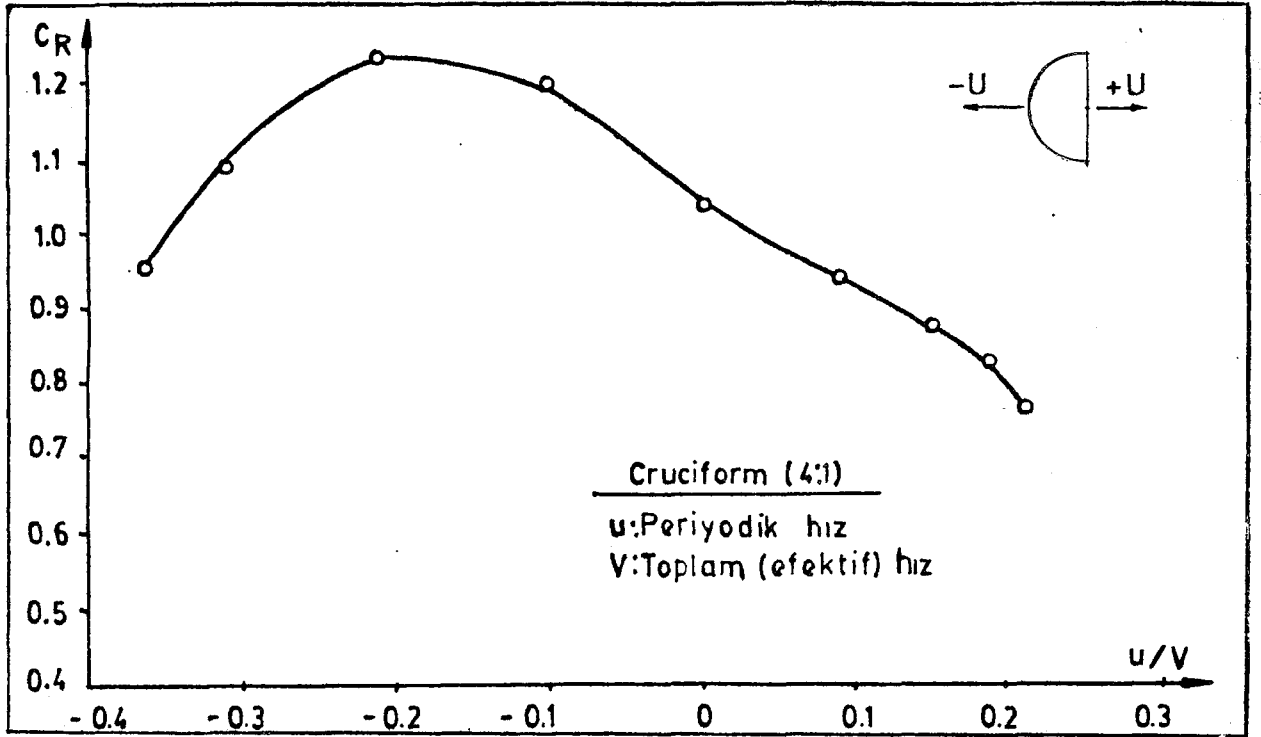


Şekil-5.21 : Parçalı model (3 : 1) için negatif ivme durumunda C_R 'nin Re sayısına göre değişimi.

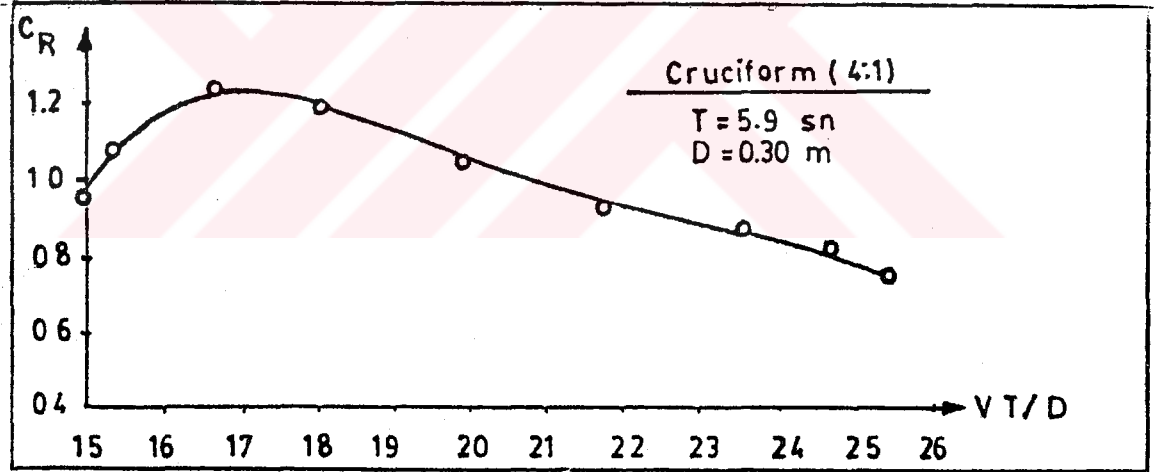


Şekil-5.22 : Parçalı model (4 : 1) için negatif ivme durumunda C_R 'nin Re sayısına göre değişimi.

Parçalı modeller için C_R kuvvet katsayısının U/V ve VT/D ye göre değişimleri hemen hemen yarımküre modelde olduğu gibi aynı karakteristik göstermekte olup Şekil-5.23 ve 5.24'de görülmektedir.



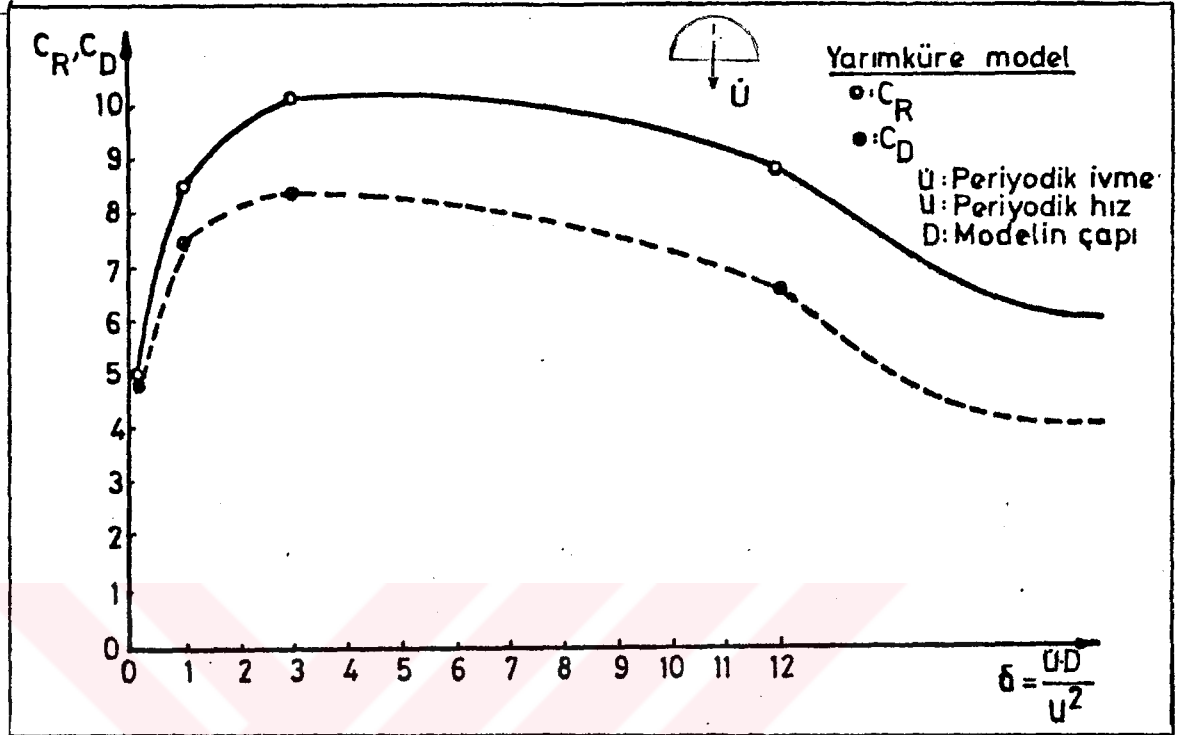
Şekil-5.23 : Parçalı model (4 : 1) için pozitif ivme durumunda C_R 'nin u/V 'ye göre değişimi.



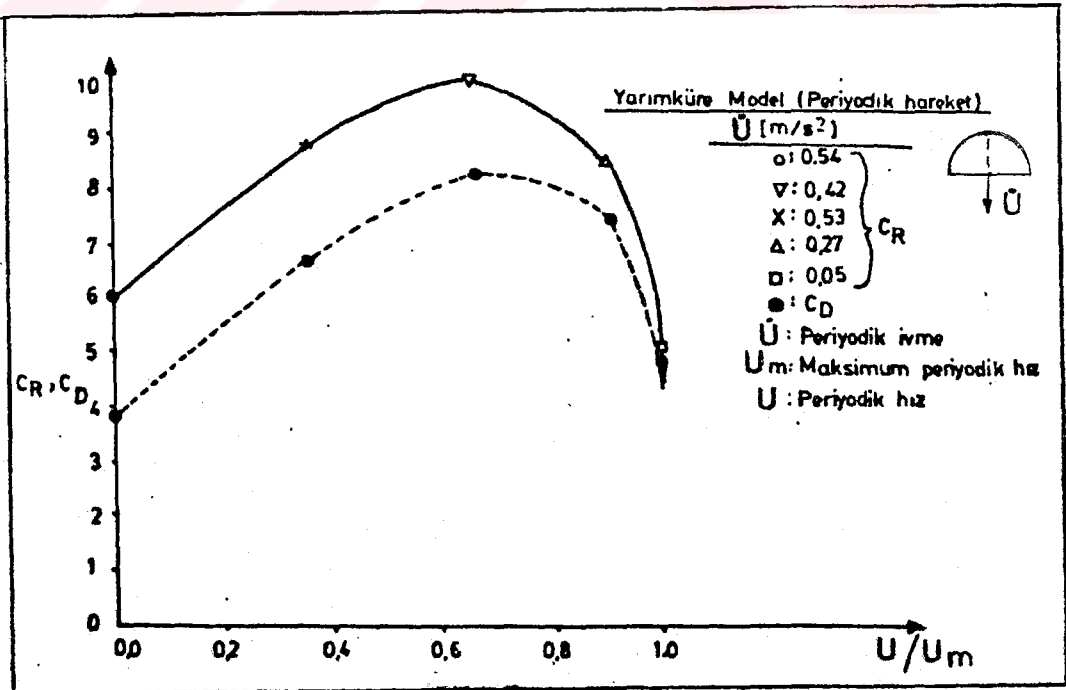
Şekil-5.24 : Parçalı model (4 : 1) için pozitif ivme durumunda C_R 'nin VT/D 'ye göre değişimi.

Model üzerine etki eden toplam direnç kuvveti katsayısının sadece periyodik harekette değişimini bulabilmek için ölçülen toplam kuvvetten hareketli arabanın lineer hızı nedeniyle meydana gelen kuvvet $(1/2 C_D \rho AV^2)$ çıkarılarak sadece periyodik kuvvet elde edilmiştir. Böylece periyodik harekette C_D ve C_R katsayıları elde edilerek bu katsayıların $\dot{U}D/U^2$, U/U_m ve $\dot{U}D^2/vU$ gibi boyutsuz parametrelere göre

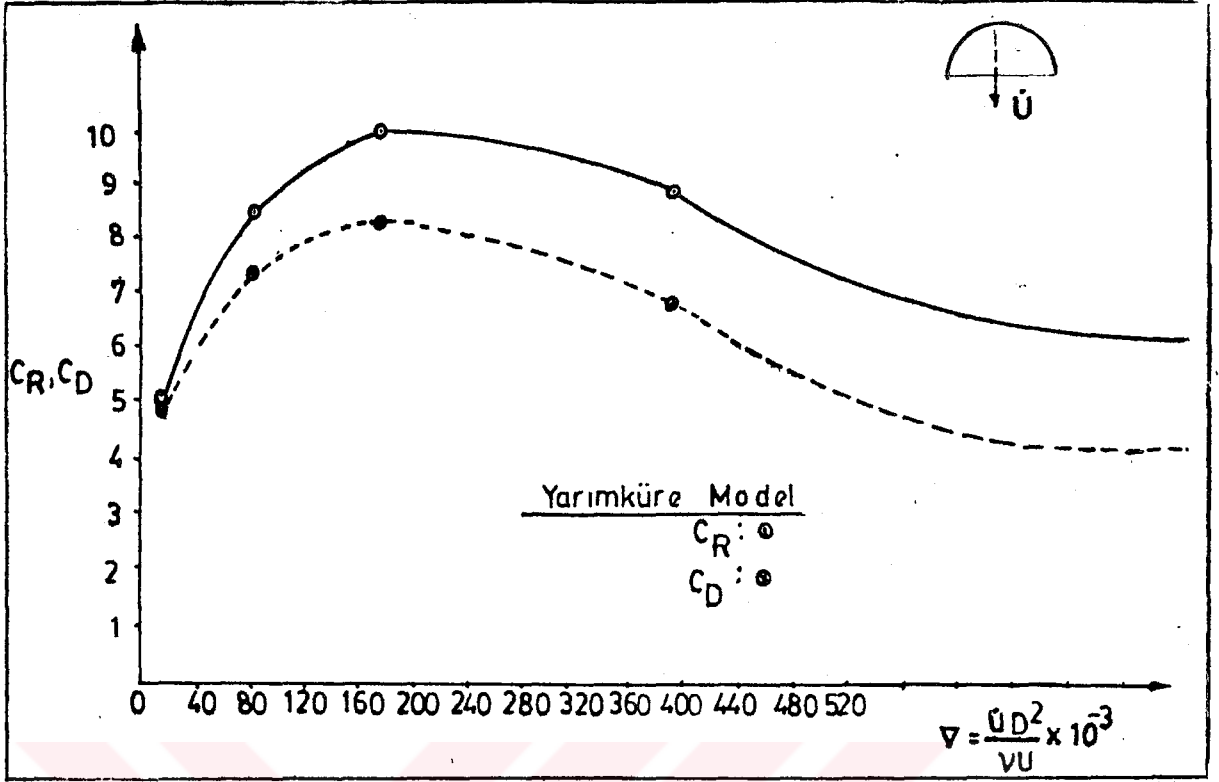
değişimleri yarım küre ve parçalı (4 : 1) modeller için Şekil-5.25, 5.26, 5.27, 5.28 ve 5.29 da görülmektedir.



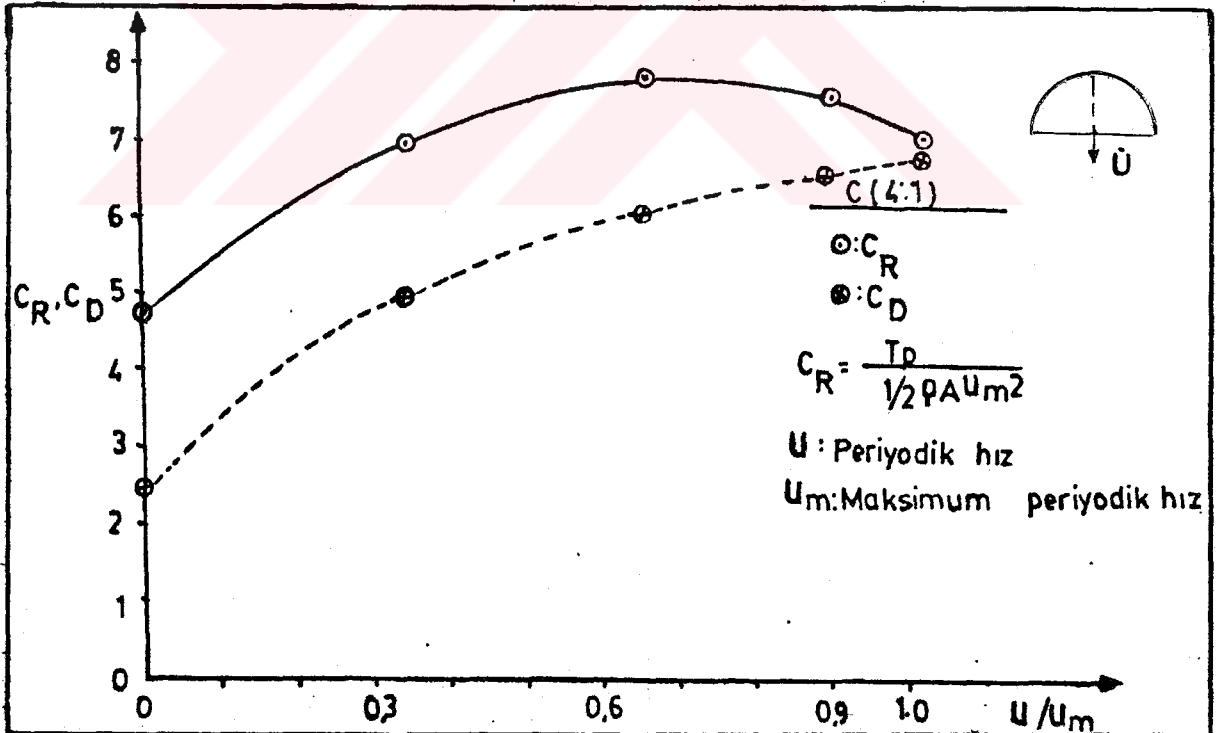
Şekil-5.25 : Yarım küre modelin sadece periyodik hareketi göz önüne alındığında elde edilen C_R ve C_D katsayılarının δ 'ya göre değişimi.



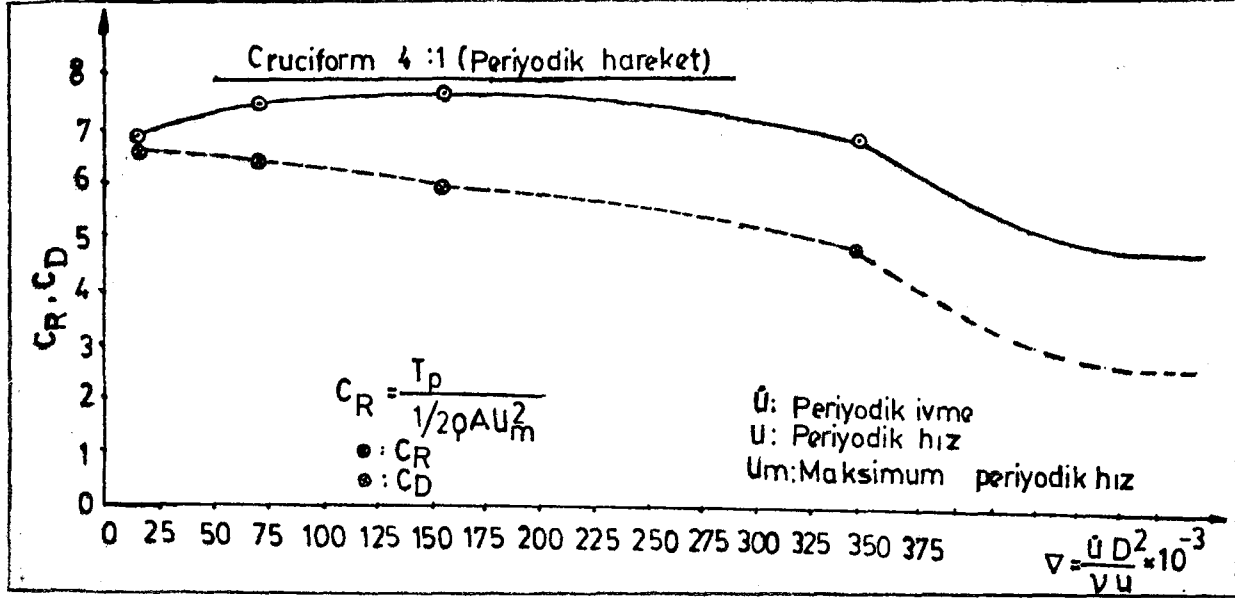
Şekil-5.26 : Yarım küre model için periyodik harekette C_R ve C_D 'nin U/U_m 'ye göre değişimi.



Şekil-5.27 : Yarımküre model için periyodik harekette C_R ve C_D 'nin V 'ya göre değişimi.



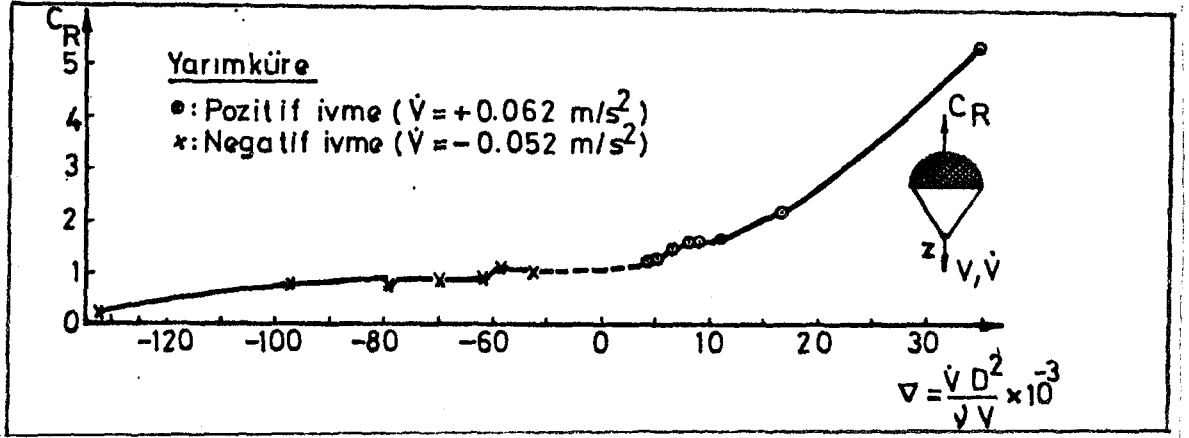
Şekil-5.28 : Parçalı model (4 : 1) için periyodik harekette C_R ve C_D 'nin U/U_m 'ye göre değişimi.



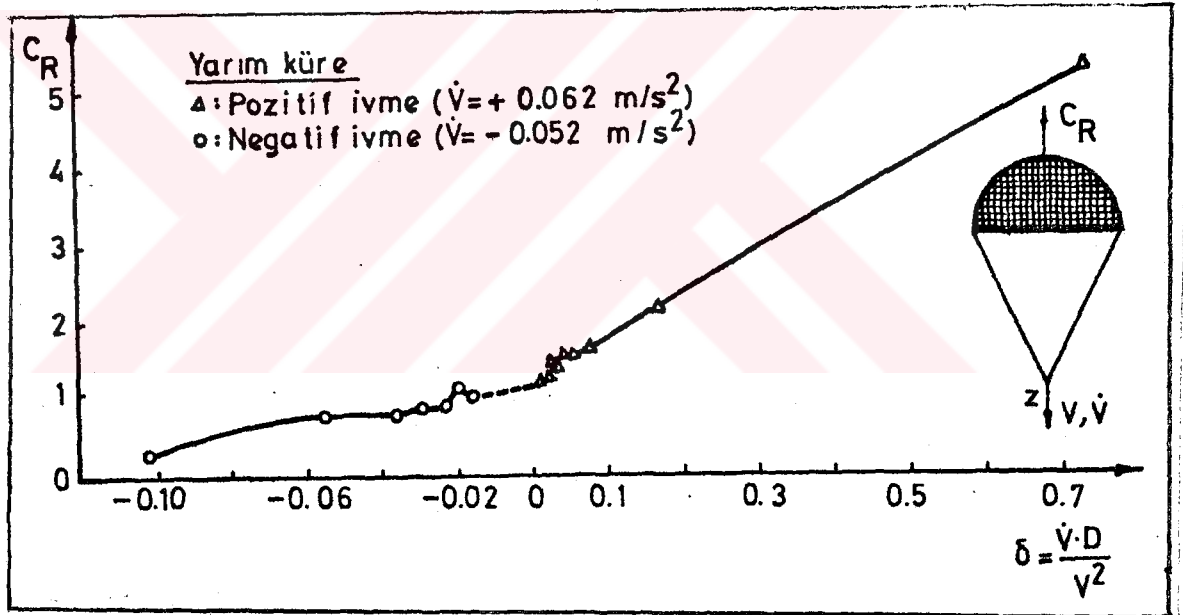
Şekil-5.29 : Parçalı model (4 : 1) için periyodik harekette C_R ve C_D 'nin ∇ 'ya göre değişimi.

Burada periyodik harekette hız küçük olduğundan model etrafındaki akış laminerdir ve dolayısı ile C_D ve C_R katsayıları diğer grafiklerde (lineer + periyodik harekette) elde edilen değerlerden daha büyüktür. Şekillerden görüldüğü gibi C_D ve C_R değerleri yukarıda tanımlanan parametrelere göre önce artmakta, sonra ise azalmaktadır. Grafiklerde C_R ve C_D değerleri arasındaki fark ilave akışkan kütlesi teriminin sebep olduğu (5.14 denklemi gereği) ivme ile orantılı kuvvet olarak tanımlanır. Grafiklerden görüldüğü gibi periyodik ivmenin sıfır olduğu durumlarda C_D ve C_R değerleri çakışmaktadır. $\dot{U}D/U^2$ ve $\dot{U}D^2/\nu U$ parametrelerinin sonsuz olduğu durumda (periyodik hız $U=0$) yarımküre model için $C_D=3.8$ ve $C_R=6.05$ değerleri elde edilmektedir (Şekil-5.25 ve 5.27). Yani δ ve ∇ 'ya göre değişimde δ ve ∇ sonsuza doğru giderken C_R ve C_D yukarıdaki değerlere asimtot olacak şekilde azalmaktadır.

Yarımküre model için arabanın (dolayısı ile modelin) lineer hızlanma ($\dot{V} = + 0.062 \text{ m/s}^2 = \text{Sabit}$) ve lineer yavaşlama ($\dot{V} = - 0.052 \text{ m/s}^2 = \text{Sabit}$) durumlarında elde edilen C_R katsayılarının ∇ ve δ 'nın fonksiyonu olarak değişimi Şekil-5.30 ve 5.31'de görülmektedir.

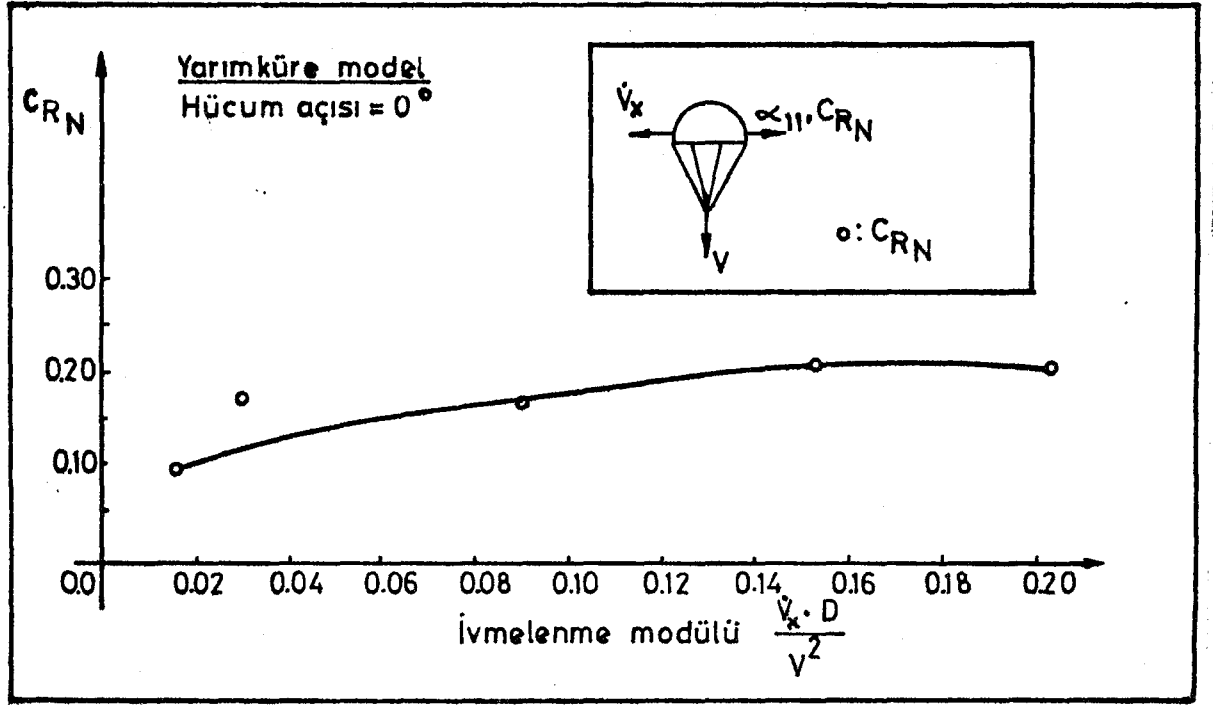


Şekil-5.30 : Yarımküre modelin lineer ivmelenmesi durumunda C_R 'nin V 'ya göre değişimi.



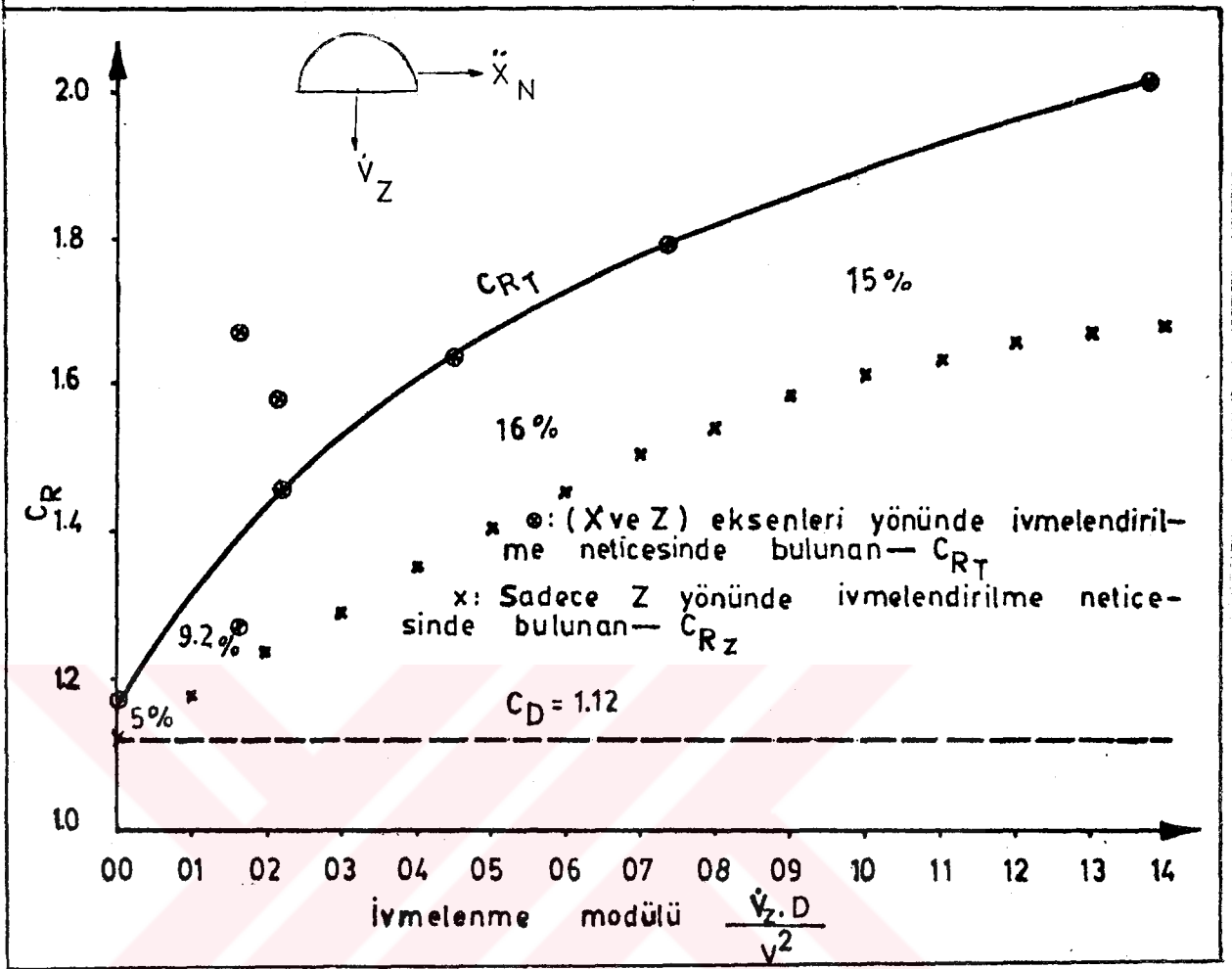
Şekil-5.31 : Yarımküre modelin lineer ivmelenmesi durumunda C_R 'nin δ 'ya göre değişimi.

Bu değerler Şekil-5.7 ile mukayese edildiğinde türbülanslı akım bölgesi için hemen hemen aynı C_R değerlerinin elde edildiği görülür. Yarımküre modelin benzer şekilde normal yönde ivmelendirilmesi neticesinde normal yöndeki toplam kuvvet katsayısı (C_{R_N}) nin ivmelenme modülüne göre değişimi Şekil-5.32'de verilmiştir.



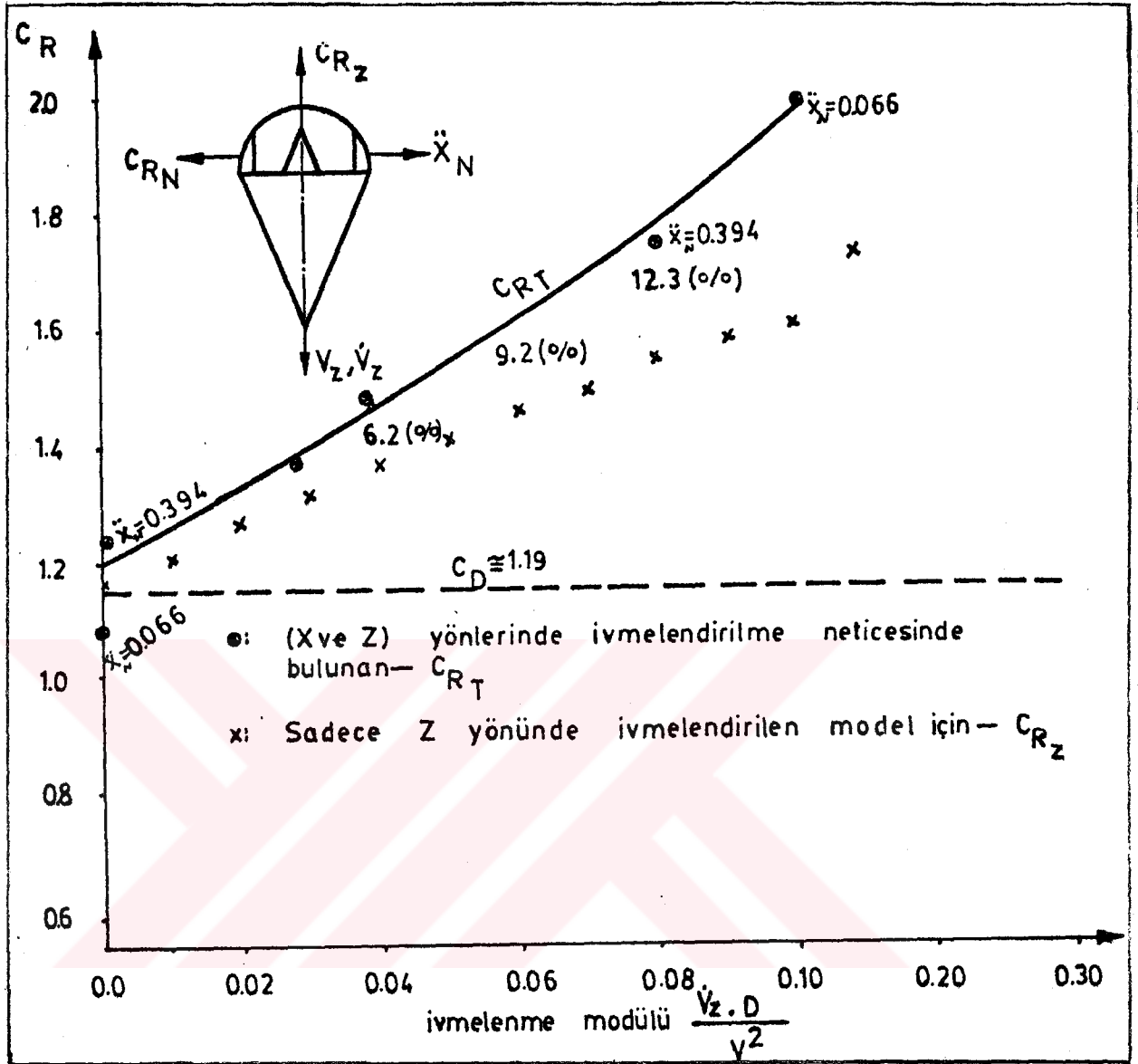
Şekil-5.32 : Yarımküre modelin normal yönde ivmelen-
dirilmesi neticesinde elde edilen C_{RN}
değerlerinin ivmelenme modülüne göre
değişimi.

Aynı anda iki yönlü ivmenin etkilerini görebilmek için mo-
dele araba vasıtasıyla simetri eksenini yönünde lineer ivme
verilirken, piston-krank mekanizması ile de normal yönde
ivme verilerek toplam akışkan direnç kuvvetleri analiz
edilmeye çalışılmıştır. Bu hesaplamada piston strok sonla-
rında iken ($U = 0$, $\dot{U} \neq 0$) ölçülen kuvvet değerleri esas alın-
mıştır. Yarımküre ve parçalı (2 : 1) modeller için elde
edilen aksenal yöndeki toplam direnç katsayıları grafik
olarak Şekil-5.33 ve 5.34'de ivmelenme modülünün fonksiyon-
u olarak çizilmiştir.



Şekil-5.33 : İki yönde (x ve z) ivmelendirilen yarım-küre model için C_R 'nin ivmelenme modülüne göre değişimi.

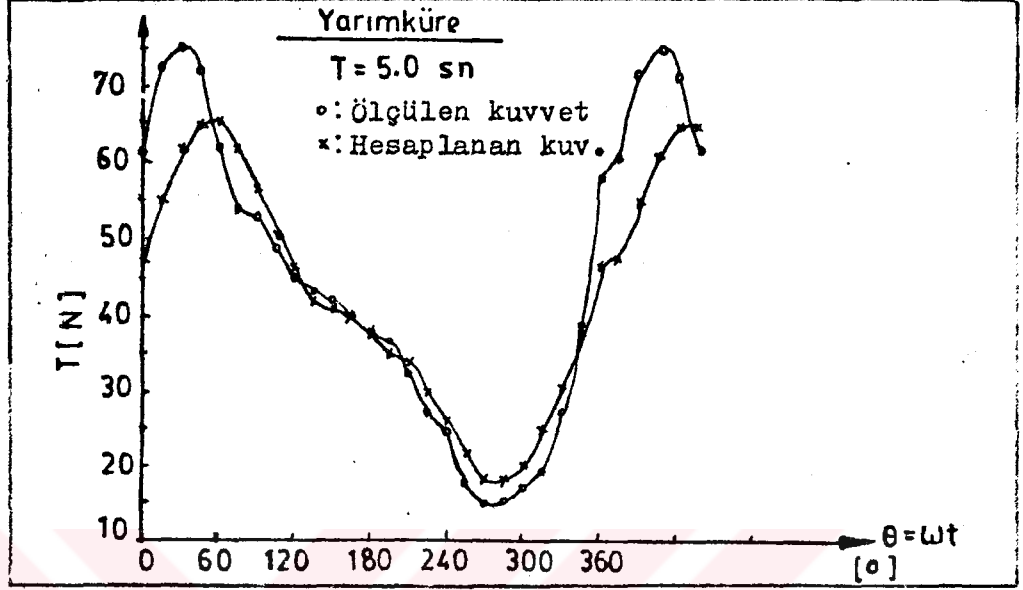
Şekillerden görüldüğü gibi elde edilen C_R değerleri sadece aksenal yönde ivmelenme neticesinde elde edilen değerlerden daha büyüktür. Bu fark ivmelenme modülünün büyük değerlerinde % 15 - 16 kadar olabilmekte ve ivmelenme modülünün küçük değerlerinde ise azalmaktadır. Bu farka neden olan Bölüm-I de incelenen α_{15} ve α_{24} Coupling ilave akışkan terimlerinin etkileridir.



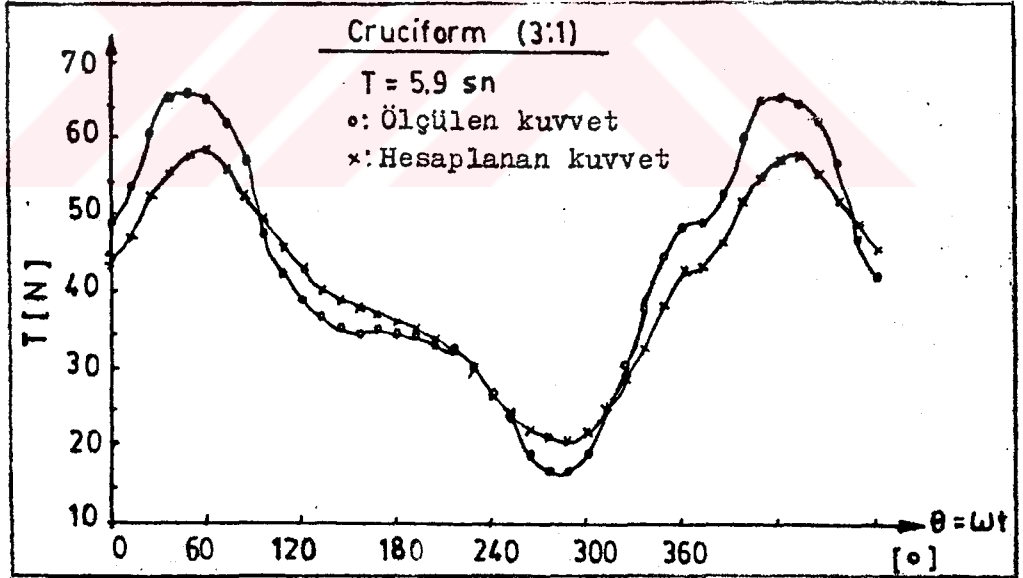
Şekil-5.34 : Cruciform (2 : 1) model için iki yönde (x ve z) ivmelenme durumundaki C_R ile sadece z yönünde ivmelenme durumunda elde edilen C_R değerlerinin ivmelenme modülüne göre değişimi.

Daha önceden de bahsedildiği gibi daimi olmayan bir harekette cisim üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvveti, daimi harekette elde edilen direnç katsayısı (C_D) ile potansiyel akışta bulunan ilave akışkan kütlesi (α) kullanılarak ve τ faz farkı da göz önüne alınarak ifade edilebilir. Yarımküre ve Cruciform (3 : 1, 4 : 1) modeller için Linear + Periyodik harekette ölçülen direnç kuv-

vetleri aynı grafiklere taşınarak Şekil-5.35, 5.36 ve 5.37 elde edilmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi sadece Cruciform (4 : 1) model için ölçülen kuvvet değerleri ile hesaplanan



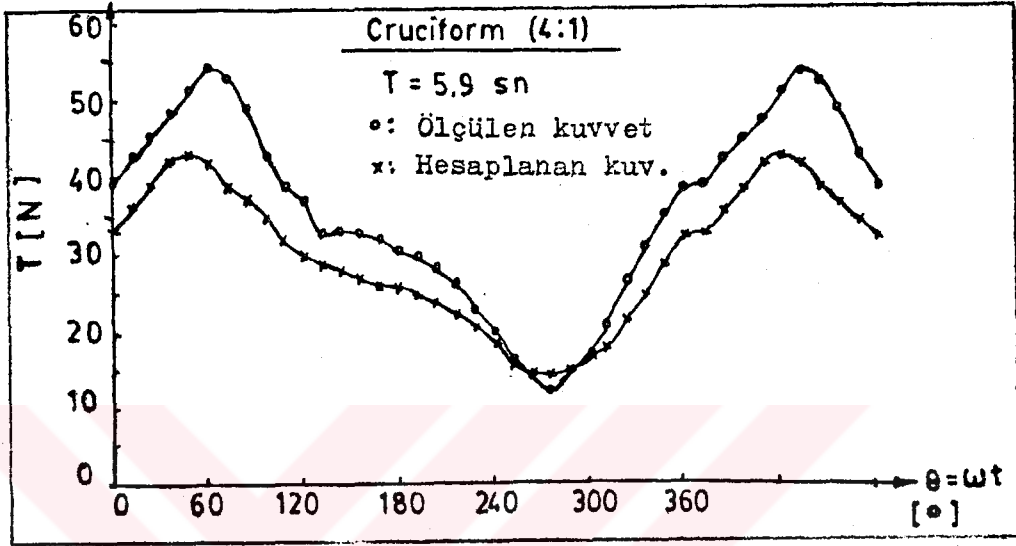
Şekil-5.35 : Yarımküre model için ölçülen ve hesaplanan kuvvetler.



Şekil-5.36 : C(3:1) model için ölçülen ve hesaplanan kuvvetler.

kuvvet değerleri arasında yaklaşık 0.19 sn'lik bir faz farkı gözükmemektedir. Cruciform (3 : 1) model için ise elde edilen faz farkı hemen hemen sıfır olmaktadır. Yarımküre model için elde edilen dağılım ise daha değişik bir karakter arz etmektedir.

1958 yılında yapılan deneysel çalışmada [14] , 1.5 inch çapında silindirik model için Re sayısının 10900 ve periyot parametresinin ($U_m T/D$) 15.6 değerinde 0.0778 sn'lik bir faz farkının olduğu ve bu değer in Re sayısının 8100 ve periyot parametresinin 3 değerinde 0.0389 sn'ye düştüğü görülmüştür.



Şekil-5.37: C(4:1) için ölçülen ve hesaplanan kuvvetler.

Silindir çapının 0.75 inch, Re sayısının 6300 ve periyot parametresinin 44.7 değerinde ise faz farkı 0 olmaktadır. Görüldüğü gibi faz farkı silindir için hareket parametrelerine bağlı olmaktadır. Ayrıca Polpitye [34] silindir için yukarıda kullanılan deney teçizatını kullanarak 5 sn'lik periyotda faz farkının 0.24 sn olduğu ve bu faz farkının (hareketin harmoniklerine bağlı olmadığını iddia ederek) sabit olduğunu savunmuştur.

Ancak silindir etrafındaki akışkan hareketinde özellikle yüzeyden ayrılma olayı ve yüzeyden ayrılma noktasının yeri önemli ölçüde hareket karakteristiklerine bağlı olmaktadır. Bu nedenle silindir için faz farkı sistemin hareket parametrelerine bağlı olabilir. Burada kullanılan yarımküre ve parçalı modellerde bulunan keskin kenarlar çok küçük Re sayılarında bile akışkanın yüzeyden ayrılmasına sebep olmakta ve yüzeyden ayrılma noktasının yeri hareket karakteristiklerine pek bağlı olmamaktadır [35]. Bu nedenle bura-

da yapılan deneysel çalışmada paraşüt modeli olarak kullanılan fabrik modeller için elde edilen faz farkı hareket parametrelerine büyük ölçüde bağlı olmayabilir. Ancak elde yeterli kadar deneysel çalışma olmadığından faz farkının hareketin periyoduna genliğine ve hareket karakteristiklerine göre değişimi detaylı olarak incelenememiştir.

Şekil-5.35, 5.36 ve 5.37 incelendiğinde bir periyot içinde pozitif ivme bölgesinde (ki alçalmakta olan bir paraşüt modeli daima pozitif ivmeye sahiptir) ölçülen kuvvet değerleri ile hesaplanan kuvvet değerleri arasında oldukça fazla bir fark gözükmemektedir. O halde Polpitye'in iddia ettiği gibi daimi olmayan bir harekette cismin üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvveti, daimi hareketteki direnç katsayısı (C_D) ve ilave akışkan kütlesi (α)'nin teorik değeri kullanılarak sadece sabit faz farkı göz önüne alınarak ifade edilemez.

Bu çalışmada elde edilen toplam akışkan direnç kuvveti katsayıları (C_R) ile daimi hareketteki kuvvet katsayısı (C_D) kullanılarak (5.14) denkleminde göre ilave akışkan kütlesi (veya katsayısı) çeşitli boyutsuz parametrelerin fonksiyonu olarak bulunabilir.

5.4- DENEYSEL HATALAR

a- Serbest Yüzey Etkileri

Serbest yüzeye sahip bir akışkan içerisinde yapılan deneylerde serbest yüzeyin etkisinin göz önüne alınması gerekir. Yerçekimi kuvveti serbest yüzeyi olan bütün akış problemlerinde önemli bir rol oynar. Serbest yüzeydeki basınç atmosferik olduğundan akışı sağlayan yerçekimi kuvvetidir.

Bunun dışında serbest yüzeyde meydana gelen küçük bir rahatsızlık (dalga hareketi gibi) durumunda akışkanın yükselmesi gerekeceğinden ilave bir yerçekimi kuvveti meydana gelir. Bu nedenle serbest yüzeyli akışkanlar içerisinde yapılan deneylerde hareketli model yüzeyde bir dalga hareketi

meydana getiriyorsa (dalga hareketi bir enerji taşıdığından) model üzerine etki eden direnç kuvvetlerini belli ölçüde etkiler: Serbest yüzey etkisini atalet kuvvetlerinin yerçekimi (ağırlık) kuvvetlerine oranı olarak tanımlanan Froude sayısı,

$$Fr = \frac{v^2}{gh} \quad (5.15)$$

ifade eder. Bu denklem genellikle Re sayısında olduğu gibi

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gh}} \quad (5.16)$$

formunda kullanılır. Burada V hızı, g yerçekimi ivmesini ve h ise derinliği ifade etmektedir.

Bir akışkan içerisinde hareket eden dairesel kesitli bir silindire etki eden dalga kuvveti

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gh}} = 1 \quad (5.17)$$

olduğu durumda maksimum olmaktadır [25]. Burada V maksimum hız, h ise cismin merkezine kadar olan derinliktir. Serbest yüzey etkisinin küçük olabilmesi için h derinliğinin cismin yarıçapı ile kıyaslanabilen büyüklükte olması gerekir.

Yapılan deneylerde hız 0.8 m/s'den 1.3 m/s'ye kadar değişmektedir. h derinliği ise 0.85 m'dir. Bu nedenle maksimum Froude sayısı (Fr) yaklaşık olarak 0.3'tür. Srokosz [36] ve Szebehely [37] 'e göre gömülme derinliği (h)'nin model çapına oranı 2'den büyükse serbest yüzey etkileri ihmal edilebilir mertebededir. Yapılan deneylerde gömülme derinliğinin modelin çapına oranı 2.8 olup, serbest yüzey etkilerinin ihmal edilebilir mertebede olduğu kabul edilmiştir.

b- Blokaj Etkileri

Sonlu genişliği olan bir kanal içerisindeki akışkana gömülü vaziyette bulunan bir cisim etrafındaki akışta, duvarların varlığı ve meydana gelen wake cisim etrafındaki akışı etkiler. Haliyle bu durumdaki bir cisme etki eden direnç kuvveti ile duvar (cidar) olmayan bir ortamdaki direnç kuvveti birbirinden farklı olacaktır. Eğer cismın büyüklüğü kanalın büyüklüğüne yakınsa Blokaj etkileri meydana gelecek ve cisme etki eden direnç kuvvetini deneysel olarak hassas bir şekilde tesbit etmek mümkün olmayacaktır.

Cismın büyüklüğü kanalın büyüklüğüne göre küçük olursa Blokaj etkileri minimuma iner. Yapılan deneylerde modelin kesit alanının su tankının su ile dolu kısmının kesit alanına oranı yaklaşık olarak % 1'dir. Bu durumda Blokaj etkilerinin ihmal edilebileceği söylenebilir [38] .

Ancak strain-gauge köprüsü, amplifikatör ve chart recorder (kaydedici) sistemlerindeki drift (kayma) ve kalibrasyon hatalarından dolayı elde edilen toplam direnç kuvveti katsayılarında % 10 mertebesinde bir hata olabileceği tahmin edilmektedir.

B Ö L Ü M - VI

SONUÇ VE ÖNERİLER

6.1- SONUÇ

Herhangi bir cisim üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvveti, ilave akışkan kütle tensörü veya toplam kuvvet tensörü ile ifade edilebilir. En genel halde daimi olmayan bir hareket yapmakta olan bir cisim için bu tensörün 36 bileşeni vardır. Bu bileşenlerin sayısı cismin geometresine ve simetri durumuna göre azalabilmektedir. En genel halde geometrisi ne olursa olsun her cisim hidrodinamik reaksiyon merkezine sahiptir. Eğer toplam kuvvet tensörü hidrodinamik reaksiyon merkezinde (yaklaşık olarak modelin basınç merkezi alınabilir) tanımlanırsa Coupling (kuvvet çifti) bileşenleri ihmal edilebilir ve böylece bileşen sayısı 6'ya düşer. Göz önüne aldığımız yarımküre ve parçalı modeller için bu bileşenler $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha_{44} = \alpha_{55}$ olmak üzere sadece 3 taneden ibaret olmaktadır. Bu bileşenler ideal akışkan kavramı adı altında bazı basit geometriye sahip cisimler için hesaplanabilir. Hesaplanan bu değerler ile gerçek (viskoz) akışkan kulanılarak yapılan deneylerde bulunan değerler birbirinden oldukça farklı olmaktadır. Gerçekte ivmelenme modülünün küçük değerlerinde teorik olarak bulunan α değerlerinden 7-8 kat daha büyük değerler bulunabilmektedir.

Daimi olmayan harekette yarımküre ve parçalı modeller üzerinde yapılan deneylerde tanımlanan toplam akışkan direnç kuvveti katsayısının hareket parametrelerinin fonksiyonu

olarak (U/V , δ , ∇ , Re , VT/D) değiştiği görülmektedir. Negatif ivme durumunda elde edilen C_R değerlerinin δ ve ∇ parametrelerine göre değişimleri, pozitif ivme halinden daha dağınık bir görünüm arz etmektedir. Bunun dışında pozitif artan ivme ve pozitif azalan ivme durumlarında aynı δ ve ∇ değerlerinde bulunan C_R değerleri birbirinden farklı olmaktadır. Ancak aradaki fark fazla büyük olmadığından ortalama değerler kullanılabilir.

Büyük periyot (küçük frekans) değerlerinde elde edilen C_R değerleri ile lineer ivmelenme halinde bulunan C_R değerlerinin büyüklükleri ile δ ve ∇ 'ya göre değişimleri hemen hemen aynı olmaktadır.

Daimi olmayan harekette cismin hareketi ile üzerine etki eden direnç kuvveti arasında (cisim etrafında akış alanının gelişmesi için belli bir zamana ihtiyaç duyulduğundan) belli bir faz farkı vardır. Ancak bu faz farkı kabulü ile hesaplanan toplam kuvvet değerleri ile ölçülen kuvvet değerlerinin şiddetleri birbirinden farklı olduğundan sabit C_D ve α değerleri kullanılarak daimi olmayan harekette cismin üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvvetini ifade etmek mümkün değildir. Gerçekte C_D ve α değerleri sabit olmayıp hareket parametrelerine bağlı olarak değişmektedir.

O halde denizaltı, torpido, gemi, airship (hava gemisi), paraşüt gibi sistemlerin hareket karakteristiklerini şamandıra ve offshore (denizlerde sondaj amacıyla kurulan platformların su içerisine gömülü kısımları) structure gibi daimi olmayan bir akışkanın etkisindeki sistemlerin kuvvet analizlerini doğru olarak tayin edebilmek için bu sistemlere etki eden direnç kuvvetlerinin hareket karakteristiklerine göre değişiminin bulunması bir zarurettir. Deneysel çalışmalardan görüldüğü gibi, geçmişte daimi olmayan harekette C_D ve ideal akışkan kavramı ile bulunan ilave akışkan kütle katsayılarınının sabit olduğu kabulü ile yapılan çalışmalardan elde edilen neticelerin gerçek-

ten uzak neticeler vereceği muhakkaktır. Cisim üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvvetini ifade eden C_R katsayısı veya başka bir deyişle itme kuvveti katsayısı (C_D) ile ilave akışkan kütlesi (α) sistemin hareket periyoduna (veya frekansına) önemli ölçüde etkidiğinden sistemlerin dinamik karakteristikleride büyük ölçüde C_R , C_D ve α değerlerine bağlı olacaktır.

Bu nedenle hassas deneysel çalışmalar yapılarak cisimler üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvveti için C_R toplam direnç kuvveti katsayısının hareket karakteristiklerine göre değişiminin hassas bir şekilde bulunması gerekir.

6.2- ÖNERİLER

Literatürde, daimi olmayan harekette cisimler üzerine etki eden akışkan direnç kuvvetleri hakkında çok az bilgi vardır. Kullanılan deneysel metodla çok değişik geometriye sahip cisimler için değişik şartlarda deneyler yapılarak

- 1) Re sayısının değişiminin etkileri,
- 2) Yüksek mertebeden türevlerin (\ddot{V} , \ddot{V} , ...) etkileri,
- 3) Hareketin periyodunun ve frekansının etkileri,

4) Faz farkı analizi ve cisimlerin geometrilerinin ve hareket parametrelerinin faz farkına etkileri incelenerek, zamana bağlı hareketlerde direnç kuvvetleri hakkında detaylı bilgi edinilerek elde edilen neticeler çeşitli uygulama alanlarında kullanılabilir.

K A Y N A K L A R

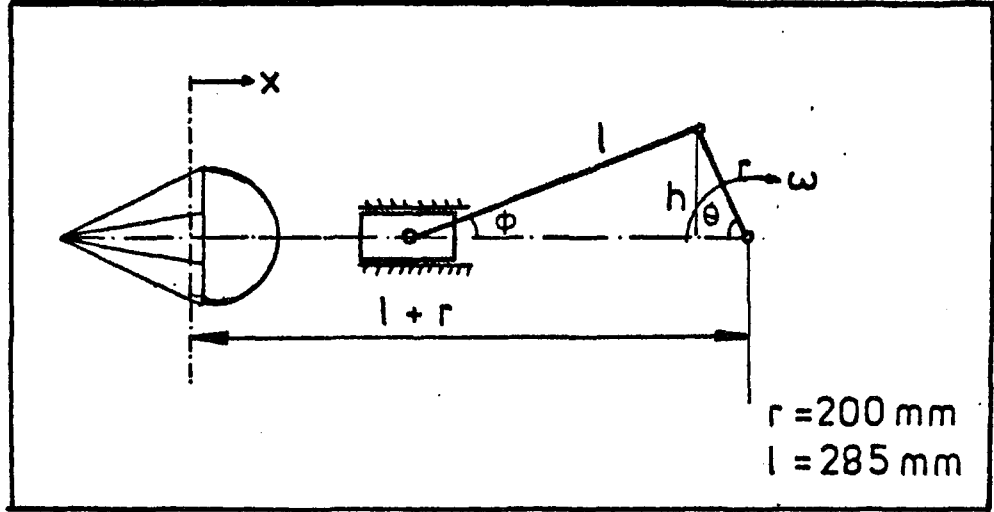
1. H. Brenner, "The Stokes Resistance of an Arbitrary Particle-II. An Extension", Chemical Engineering Science, 19, 599 - 629 (1964).
2. T. Yavuz, "Aerodynamics of Parachutes and like Bodies in Unsteady Motion", Ph.D. Thesis, University of Leicester, England (1982).
3. T. Von Karman, "Calculating of Pressure Distribution on Airship Hulls", NACA T.M.574, 1930 from Abhandlungen aus dem Aerodynamics-Hochschule, Aachen, No.6 (1927).
4. G.I.Taylor, "The Energy of a Body Moving in Infinite Fluid, with Application to Airships", Proc.Trans. Naval Arch.Mar.Eng., 37, 1-18 (1929).
5. M.Shiffman and D.C. Spencer, "The Flow in Ideal Incompressible Fluid about Lens", App.Mech., 3, 270-288 (1947).
6. G. Birkhoff, "Hydrodynamics-A Study in Logic, Fact and Similitude", Princeton University Press for the University, 151-181 (1950).
7. L. Landweber and A.Winzer, "A Comparison of the Added Masses of Streamlined Bodies and Prolate Spheroids", ETT Report No. 572 (1955).
8. D. Roy, "Resistance of a Circular Cylinder Due to a Pair of Vortices Moving Symmetrically", Zeitschrift für angewandte Mathematik and Physik, 10, 90-92 (1959).
9. T. Sarpkaya, "Lift, Drag and Added Mass Coefficients for a Cylinder Immersed in a Time Dependent Flow", ASME Jour. of App. Mech., 13 (1963).

10. S.K. Ibrahim, "Apparent Added Mass and Moment of Inertia of Cup-Shaped Bodies in Unsteady Incompressible Flow", Ph.D. Thesis, University of Minnesota, USA (1965).
11. E.F. Relf and M.A. Jones, "Measurement of the Effect of Accelerations on the Longitudinal and Lateral Motion of an Airship Model", Advisory Committee for Aeronautics, Report and Memoranda, No.613 (1918).
12. Yee-Tak Yu, "Virtual Masses and Moments of Discs and Cylinder in Various Liquids", Jour. of App.Phy., 13 (1942).
13. J.R. Morrison, M.P.O'Brien, J.W.Johnson and S.A.Schaaf", "The Force Exerted by Surface Waves on Piles", Petroleum Transactions, 189, 149-154 (1950).
14. G.H. Keulegan and L.H.Carpenter, "Forces on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid", Journal of Research of the National Bureau of Standards, 60, 423-440 (1958).
15. H.W. Iversen and R. Balent, "A Correlating Modulus for Fluid Resistance in Accelerated Motion", J. App.Phy., 22, No.3 (1951).
16. J.L. Luneau, "Sur L'Influence de l'acceleration sur la Resistance au Mouvement dans les Fluids", Publ. Sci. Min.Air., No.363, Paris (1950).
17. S.R. Keim, "Fluid Resistance to Cylinder in Accelerated Motion", J.Hid.Div., ASCE, 72, HV6, Paper No.1113 (1956).
18. A. Heizer and C.J.Dalton, "Wake Observation for Oscillating Cylinder", ASME Jour. of Basic Engineering, 850-852.

19. F.H. Hamann and C.J. Dalton, "The Forces a Cylinder Oscillating Sinusoidally in Water" ASME, Jour. of Eng., for Industry, 1197-1202 (1971).
20. T. Sarpkaya, "Forces on Cylinders and Spheres in a Sinusoidally Oscillating Fluid", J. of App. Mech., 32, 32-37 (1975).
21. C. Dalton, J.P. Hunt and A.K.M.F. Hussain, "The Forces on a Cylinder Oscillating Sinusoidally in Water: Further Experiments", ASME J. of Pressure Vessel Technology, 100, 297-301 (1978).
22. Max.M.Munk, "Notes on Aerodynamics Forces", Tech. Notes 104 and 105, NACA (1922).
23. M. Lagally, "Berechnung der Krafte und Momente, die Strome Fluessigkeiten auf ihre Begrenzung ausuben", ZAMM (1922).
24. L.M.Milne Thomson, "Theoretical Hydrodynamics", Macmillen and Co.Ltd, London (1938).
25. H. Lamb, "Hydrodynamics", Sixth Edition, Dover Publications, New York, 1945.
26. W.F. Hughes and J.A.Brigton, "Fluid Dynamics", McGraw-Hill Book Company, Schaum's Outline Series, 1967 Chapter V.
27. Irving H. Shames, " Mechanics of Fluids", McGraw-Hill Book Company, 1962 Chapter XI.
28. C. Özgür, "Deneysel Hidromekanik", İTÜ, Sayı 1166, 1980 Bölüm 10 .

29. M. Schwabe, "Über Drucker Mittlung in der Nichtstationären Ebenen Strömung. Diss. Göttingen, 1935, Ing-Arch. 6, 34-50 (1935), NACA TM 1039 (1943).
30. H. Ruback, "Über die Entstehung und Fortbewegung des Wirbelpeares bei Zylindrischen Körpern", Diss. Göttingen, 1914, VDI-Forschungsheft 185 (1916).
31. H. Schlichting, "Boundary Layer Theory", Seventh Edition, 1979 Chapter XV.
32. T. Sarpkaya and G.J. Garrison, "Vortex Formation and Resistance in Unsteady Flow", Trans. of the ASME, 16 (1963).
33. D.J. Maull and M.G. Milliner, "Sinusoidal Flow Past a Circular Cylinder", Coastal Eng., 2, 149-168 (1978).
34. S.J. Polpitiye, "Experimental Determination of Resistance of Bodies Moving Unsteadily in Fluids", Ph.D. Thesis, Leicester University, England (1985).
35. D.S. Jorgensen and D.J. Cockrell, "Aerodynamics and Performance of Cruciform Parachute Canopies", AIAA Paper No.81-1919, The Aerodynamics Decelerator and Ballon Technology Conference (1981).
36. M.A. Srokosz, "The Submerged Sphere as an Absorber of Wave Power", J. Fluid Mech., Vol.95, Part 4, 717-741 (1979).
37. V.G. Szebehely, "Oscillatory Motion of a Spheroid", David Taylor Mod. Basin, U.S. Navy (1955).
38. E.S.D.U. Data Unit, "Blockage Corrections for Bluff Bodies in Confined Flows", No.80024, London (1980).

EK-1 : Modelin Periyodik Hızı ve İvmesinin Analizi :



Şekil - 1.a

Yukarıdaki şekilden de görüleceği gibi modelin yerdeğiştirmesi (aldığı yol),

$$x = l + r - l \cos \phi - r \cos \theta \quad (E1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Buradaki bilinmeyen ϕ açısı bilinen büyüklükler cinsinden yazılabilir.

$$h = l \sin \phi = r \sin \theta$$

$$\sin \phi = \frac{r}{l} \sin \theta$$

$$\cos \phi = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta} \quad (E2)$$

(E2) deki $\cos \phi$ değeri (E1) de yerine yazıldığında

$$x = l + r - l \sqrt{1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta} - r \cos \theta \quad (E3)$$

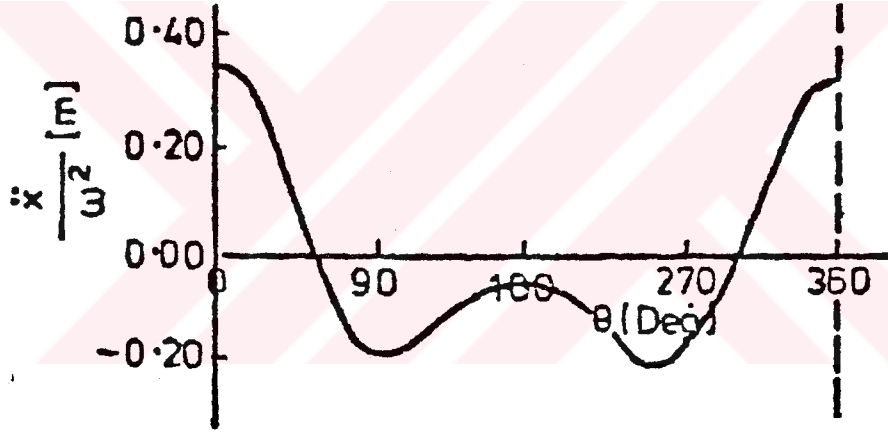
elde edilir.

Bu denklemde $\theta = \omega t$ yazılıp, birinci ve ikinci mertebeden zamana göre türevler alındığında modelin hızı ve ivmesi bulunur.

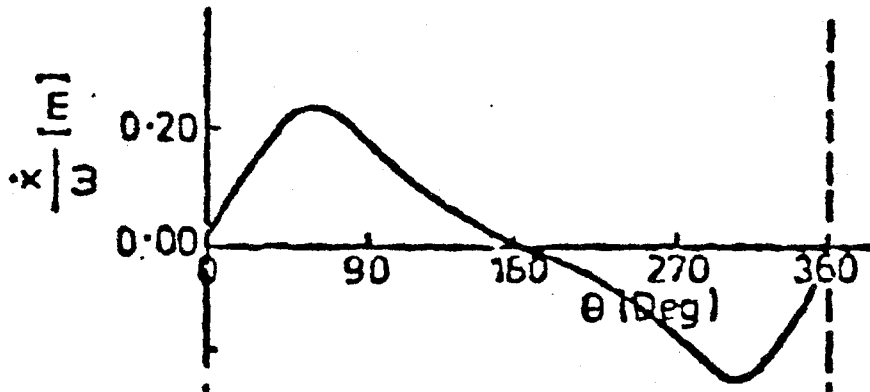
$$\dot{x} = \omega r \left[\frac{1}{2} \frac{r \sin 2\theta}{\sqrt{1^2 - r^2 \sin^2 \theta}} + \sin \theta \right] \quad (E4)$$

$$\ddot{x} = \omega^2 r \left[\frac{r \cos 2\theta}{\sqrt{1^2 - r^2 \sin^2 \theta}} + \frac{1}{4} r^3 \frac{\sin^2 2\theta}{(1^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} + \cos \theta \right] \quad (E5)$$

Burada ω sistemin hareketini sağlayan motorun açısal hızıdır. Şekil-1.b ve 1.c'de modelin ivmesi ve hızı θ (faz açısı) nın fonksiyonu olarak verilmiştir.



Şekil-1.b

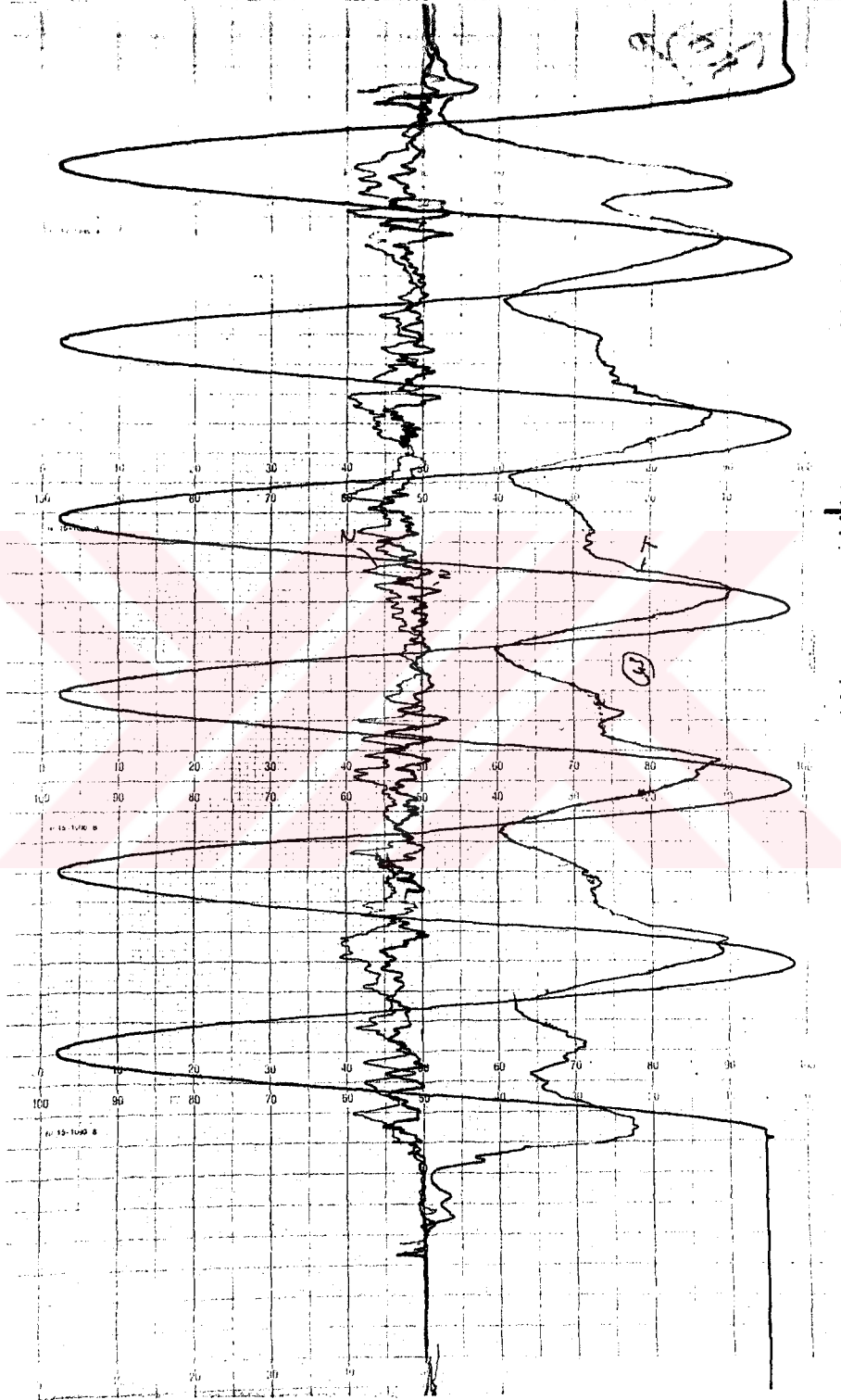


Şekil-1.c

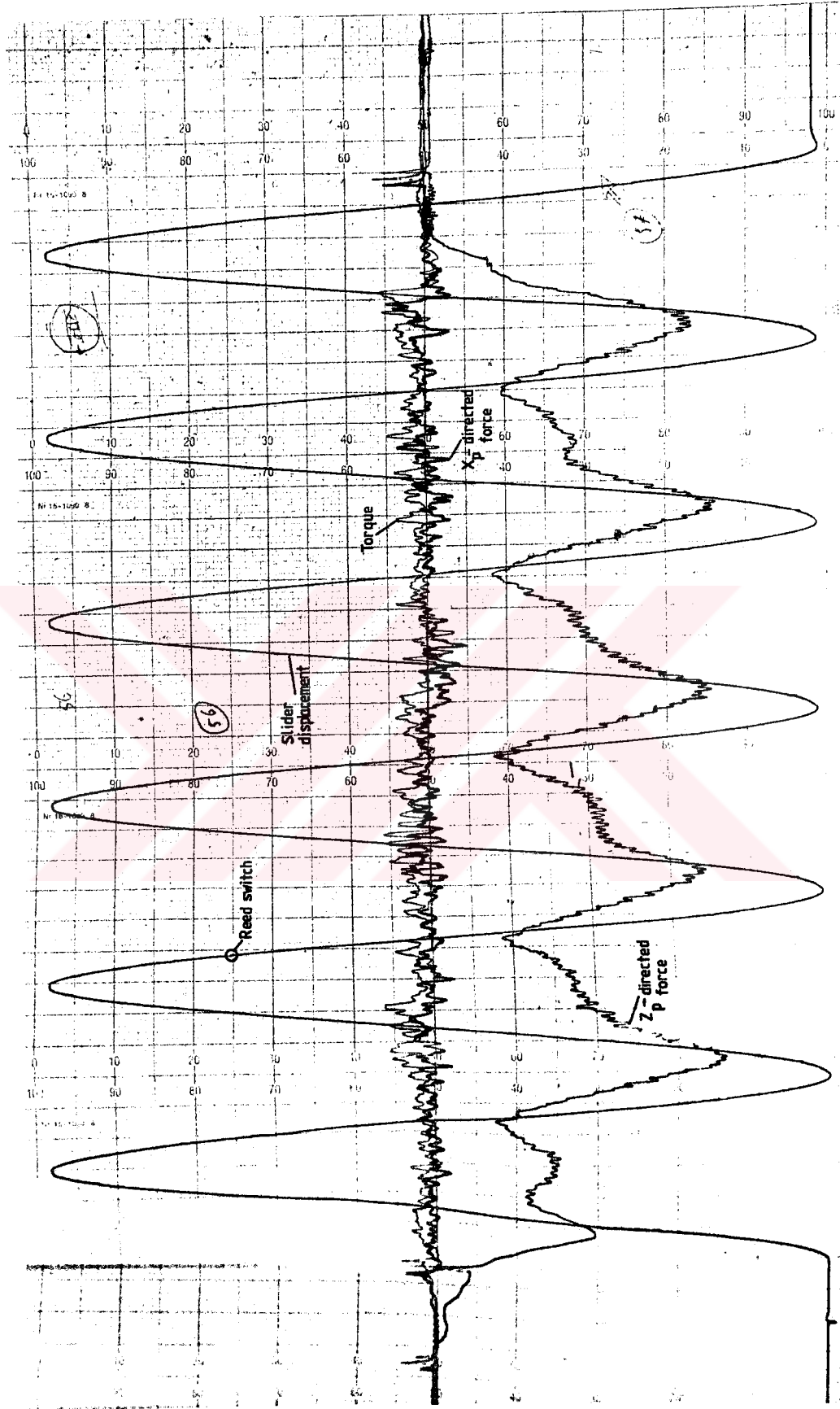
EK-II : Modellere Etki Eden Direnç Kuvvetleri :

Su içerisinde daimi olmayan (lineer + periyodik) hareket yapmakta olan yarımküre ve cruciform (3 : 1, 4 : 1) modeller için teorik olarak hesaplanan kuvvetler, ölçülen kuvvetler ve Re , δ ve ∇ boyutsuz parametreleri Tablo-1, Tablo-2, Tablo-3, Tablo-4 ve Tablo-5'de verilmiştir.

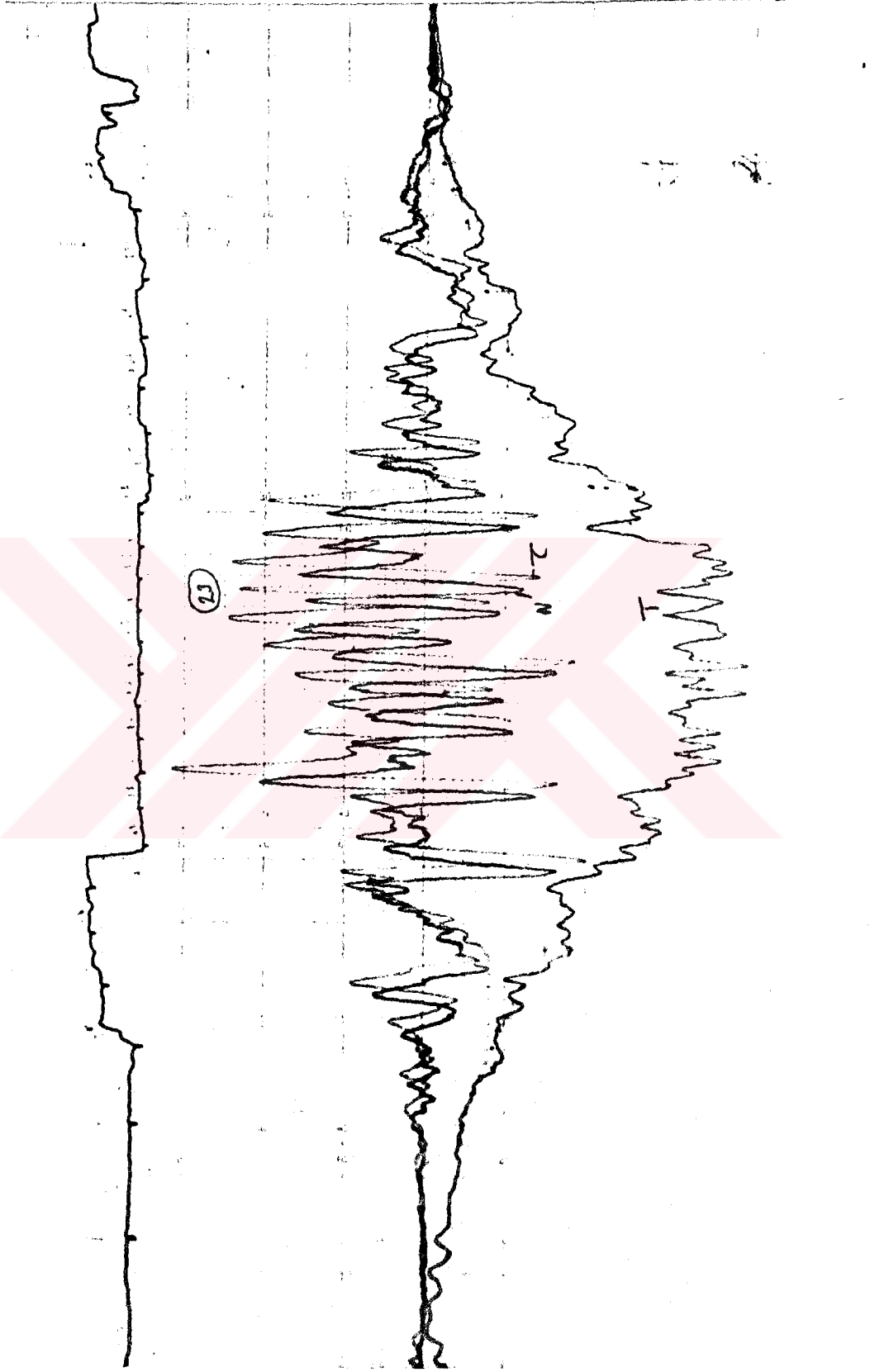
Ayrıca yarımküre ve cruciform (2 : 1, 3 : 1 ve 4 : 1) modeller için sadece bir yönde (z) ivmelenme ve iki yönde (x ve z) ivmelenme ile lineer ivmelenme durumlarında ölçülen direnç kuvvetleri ve momentlerinin chart recorder (kaydedici) ile hareket boyunca çizilen dağılımları şekil-2.a, şekil-2.b, şekil-2.c, şekil-2.d ve şekil-2.e'de verilmiştir.



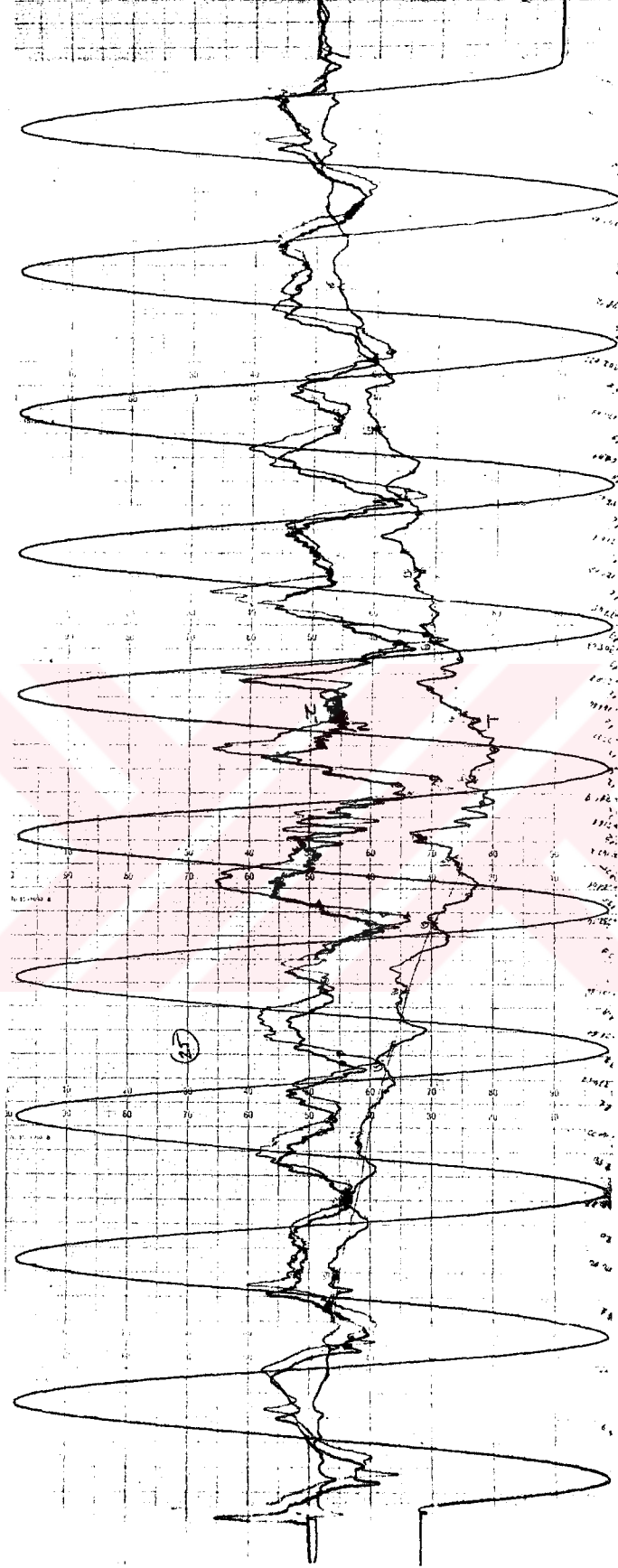
Şekil-2.a : Cruciform (3:1) model için kuvvet ve momentin hareket boyunca değişimi.



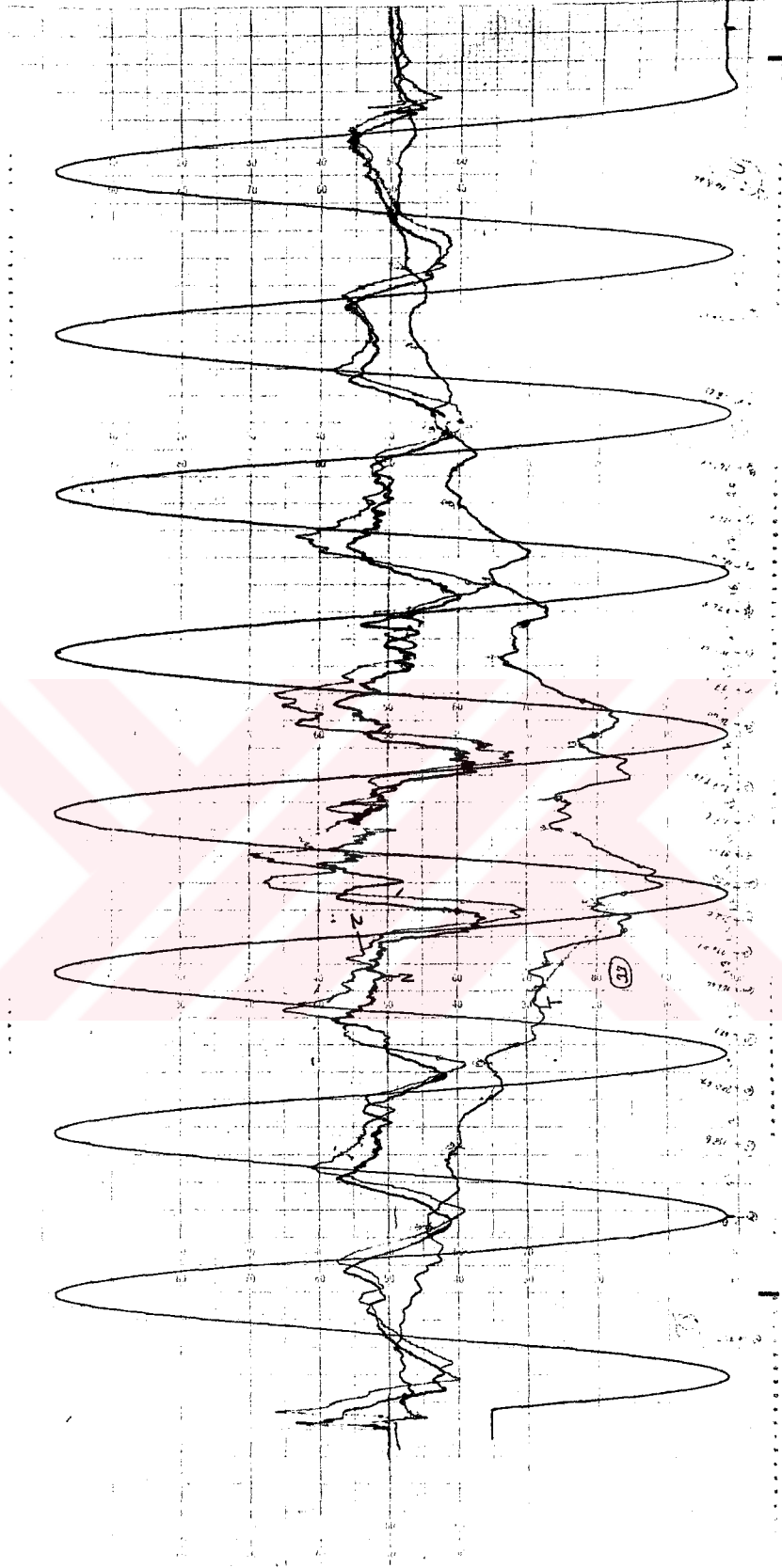
Şekil-2.b : Cruciform (4:1) model için kuvvet ve momentin hareket boyunca değişimi.



Şekil-2.c : Yarımküre modelin lineer ivmelenmesi
durumundaki kuvvet ve momentin hareket
boyunca değişimi



Şekil-2.d : Yarımküre modelin iki yönde
(x ve z) ivmelendirilmesi
durumundaki kuvvet ve momentin
değişimi.



Şekil-2.e : Cruciform (2:1) modelin iki yönde (x ve z) ivmelendirilmesi durumundaki kuvvet ve momentin değişimi.

CRUCIFORM (3 : 1) MODEL

TABLO-1

Hücum Açısı ($\alpha = 0^\circ$), Periyot ($T = 5.9$ sn), İvmeleme Eksenini (z), Araba Hızı ($V_{Ar.} = 1.009$ m/sn)
 Drag (İtme) Kuvveti Katsayısı ($C_D = 1.0595$), T : Teğetsel (z eksenini) yöndeki toplam akışkan direnç
 kuvveti, 1 mVolt = 19.96 grf.

θ (Derece)	$T_{kal.}$ (mVolt)	T (mVolt)	T_{Net} (N)	$V_{ef.}$ (m/sn)	\dot{V} (m/sn^2)	C_R	$\delta = \frac{\dot{V}D}{V^2}$	$\nabla = \frac{\dot{V}D^2}{VV}$	Re
0	41.32	290.00	48.69	1.009	0.3946	1.35	0.1162	+ 35056	301494
15	58.89	324.00	51.91	1.1040	0.3685	1.20	0.0907	+ 29921	329880
30	76.46	363.66	56.23	1.1886	0.3066	1.12	0.0651	+ 23123	355159
45	93.8	384.33	56.88	1.2512	0.1952	1.02	0.0374	+ 13984	373864
60	111	388.33	54.30	1.2811	0.0428	0.93	0.0078	+ 2994	382798
75	109.3	381.66	53.33	1.2711	-0.1228	0.9350	-0.0228	- 8660	379810
90	98.65	326.66	44.64	1.2252	-0.2341	0.8424	-0.0467	- 17127	366095
105	81.27	286.66	40.21	1.1646	-0.2421	0.8398	-0.0535	- 18634	347988
120	64.46	259.00	38.09	1.1114	-0.1873	0.8735	-0.0454	- 15106	332091
135	55.58	234	34.93	1.0725	-0.1304	0.8602	-0.0340	- 10889	320468
150	50.53	227.66	34.68	1.0437	-0.0924	0.9018	-0.0254	- 7936	311862
165	45.74	228.00	35.68	1.0256	-0.0722	0.9609	-0.0205	- 6310	306454
180	47.22	228.33	35.46	1.009	-0.0659	0.9866	-0.0194	- 5854	301494
195	44.73	227.33	35.75	0.9924	-0.0722	1.0283	-0.0219	- 6521	296533
210	38.53	217.33	35.01	0.9743	-0.0924	1.0447	-0.0292	- 8501	291125
225	33.69	200.66	32.69	0.9455	-0.1304	1.0358	-0.0437	- 12363	282519

240	27.8	180.33	29.86	0.9066	-0.1873	1.0291	-0.0683	-18519	270896
255	21.11	162.33	27.65	0.8534	-0.2421	1.0755	-0.0997	-25430	254999
270	17.00	132.66	22.64	0.7928	-0.2341	1.0204	-0.1117	-26469	236892
285	10.78	115.56	20.51	0.7469	-0.1228	1.0415	-0.0660	-14738	223177
300	13.12	109.66	18.90	0.7369	0.0428	0.98	+0.0236	+ 5206	220189
315	12.5	147.66	26.46	0.7668	0.1952	1.27	+0.0995	+22819	229123
330	21.27	182.66	31.79	0.8294	0.3066	1.30	+0.1337	+33137	247828
345	30.68	242.33	41.44	0.914	0.3685	1.40	+0.1323	+36140	273107
360	41.32	286.66	48.03	1.009	0.3946	1.34	+0.1162	+35056	301494

TABLO-2

CRUCIFORM (4 : 1) MODEL

Hücum Açısı ($\alpha = 0^\circ$), Periyot ($T = 5.9$ sn), İvmelenme Ekseni (z), Araba Hızı ($V_{Ar.} = 1.0204$ m/sn)
 Drag (İtme) Kuvveti Katsayısı ($C_D = 0.7434$), T : Teğetsel (z ekseni) yöndeki toplam akışkan direng kuvveti, 1 mVolt = 19.96 grf.

θ (Derece)	T_{kal} (mVolt)	T (mVolt)	T_{Net} (N)	$V_{ef.}$ (m/sn)	\dot{v} (m/sn ²)	C_R	$\delta = \frac{\dot{v}D}{V^2}$	$\nabla = \frac{\dot{v}D^2}{VV}$	Re
0	42.26	238.33	38.39	1.0204	0.3946	1.044	0.1137	34674	304900
15	60.11	269.66	41.03	1.1154	0.3685	0.934	0.0888	29615	333286
30	77.93	304.33	44.33	1.2000	0.3066	0.872	0.0638	22903	358565
45	95.52	333.33	45.56	1.2626	0.1952	0.827	0.0367	13858	377270
60	113.01	344.00	45.23	1.2925	0.0428	0.766	0.0076	2968	386205
75	111.27	336.66	44.13	1.2825	-0.1228	0.760	-0.022	-8583	383217
90	100.49	304.33	39.91	1.2366	-0.2341	0.739	-0.045	-16969	369501
105	82.86	263.33	35.33	1.1760	-0.2421	0.723	-0.052	-18454	351394
120	65.79	235.66	33.26	1.1228	-0.1873	0.747	-0.044	-14953	335498
135	56.77	221.66	32.28	1.0839	-0.1304	0.778	-0.033	-10784	323874
150	51.64	211.66	31.33	1.0551	-0.0924	0.797	-0.024	-7850	315268
165	46.76	203.00	30.59	1.0370	-0.0722	0.805	-0.020	-6241	309860
180	48.30	195.00	28.72	1.0204	-0.0659	0.781	-0.018	-5789	304900
195	45.76	190.66	28.37	1.0038	-0.0722	0.797	-0.021	-6447	299940
210	39.43	184.00	28.30	0.9857	-0.0924	0.825	-0.028	-8403	294531
225	34.51	175.33	27.57	0.9569	-0.1304	0.852	-0.042	-12215	285926

240	28.5	153.33	24.44	0.9180	-0.1873	0.821	-0.066	-18289	274302
255	21.68	135.66	22.31	0.8648	-0.2421	0.845	-0.097	-25095	258406
270	17.5	109.00	17.91	0.8042	-0.2341	0.784	-0.1085	-26094	240298
285	11.11	91.66	15.77	0.7583	-0.1228	0.776	-0.0640	-14516	226583
300	13.52	109.66	18.82	0.7483	0.0428	0.952	0.0229	5127	223595
315	12.87	131.66	23.25	0.7782	0.1952	1.087	0.0966	22485	232529
330	21.86	180.00	30.96	0.8408	0.3066	1.240	0.1301	32687	251235
345	31.45	216.66	36.26	0.9254	0.3685	1.199	0.1290	35695	276513
360	42.26	239.33	38.58	1.0204	0.3946	1.049	0.1137	34674	304900

TABLO-3

YARIMKÜRE MODEL

Hücum Açısı ($\alpha = 0^\circ$), Periyot ($T = 5.0$ sn), İvmelenme Eksenini (z), Araba Hızı ($V_{Ar.} = 1.0$ m/sn)

Drag (İtme) Kuvveti Katsayısı ($C_D = 1.1337$), İlave akışkan kütle katsayısı ($k = 2.1$), Periyodik hız (\dot{x}),
1 mVolt = 19.96 grf.

θ (Derece)	\dot{x} (cm/sn)	\ddot{x} (cm/sn ²)	$V_{ef.}$ (m/sn)	T_{kal} (mVolt)	T (mVolt)	T_{Net} (mVolt)	T_{Net} (N)	T_D (N)	T_k (N)	T_{Hes} (N)
0	0	54.19	1.00	40	350	310	60,63	39,44	8	47,5
15	10.37	49.41	1.10	48.4	419	370	72,37	47,72	7.3	55
30	19.01	41.44	1.19	56.6	440	383	75	55.85	6	61.85
45	25.93	24.70	1.25	62.5	431	368.5	72	81.6	3.66	65.26
60	28.81	6.37	1.28	65.5	382	316.5	62	64.62	0.94	65.5
75	27.6	-11.95	1.27	64.5	340	275	54	63.67	-1.77	61.9
90	24.20	-23.9	1.24	61.5	332	270	53	60	-3.54	56.46
105	18.43	-27.9	1.18	55.6	305	251	49	54.91	-4.2	50.71
120	12.67	-26.69	1.126	51	279	228	45	50	-3.85	46
135	7.77	-20.72	1.077	45.7	265	219	43	45	-2.95	42
150	4.60	-13.15	1.046	43.26	260	216	42	43	-1.94	41
165	2.30	-9.56	1.023	41.6	248	206	40	41	-1.41	40
180	0	-8.76	1.00	40	235	195	38	39.4	-1.29	38
195	-2.30	-9.56	0.97	37.6	225	187.4	37	37	-1.41	35.5
210	-4.60	-13.15	0.95	36.1	203	167	32.66	36	-1.44	34.06
225	-7.77	-20.72	0.92	33.8	175	141.2	27.61	33.38	-3.07	30

240	-12.67	-26.69	0.87	30	156	126	24.64	30	-3.95	26
255	-18.43	-27.9	0.81	26.2	118	92	17.99	26	-4.1	22
270	-24.20	-13.9	0.75	22.5	100	78	15.25	22	-3.54	18.5
285	-27.6	-11.95	0.72	20.7	100	79	15.45	20	-1.77	18.2
300	-28.81	-6.37	0.71	20.1	109	89	17.40	19.8	0.94	20
315	-25.93	24.70	0.74	22	123	101	19.75	21.6	3.66	25.3
330	-19.61	41.44	0.80	25.6	168	142	27.7	25	6.14	31.14
345	-10.37	49.41	0.89	31.6	230	198	38.73	31.2	7.3	38.4
360	0	54.19	1.00	40	338	298	58.29	39.4	8	47.4

TABLO-4
CRUCIFORM (3 : 1) MODEL

Hücum Açısı ($\alpha = 0^\circ$), Periyot ($T = 5.9$ sn), İvmelenme Eksenini (z), Araba Hızı ($V_{Ar.} = 1.009$ m/sn), Drag (İtme) Kuvveti Katsayısı ($C_D = 1.059$), İlave akışkan kütle katsayısı ($k = 2.1$), 1 mVolt = 19.96 grf.

θ (Derece)	\dot{x} (cm/sn)	\ddot{x} (cm/sn ²)	$V_{ef.}$ (m/sn)	$T_{kal.}$ (mVolt)	T (mVolt)	T_{Net} (mVolt)	T_{Net} (N)	T_D (N)	T_k (N)	$T_{Hes.}$ (N)
0	0.00	38.56	1.009	40	250	290	48.9	38.11	5.76	43.87
12	6.85	35.46	1.06	45	275	320	53.79	42	5.25	47.2
24	13.35	32.06	1.13	51	309	360	60.44	47.8	4.75	52.55
36	18.70	26.11	1.18	56	331	387	64.7	52	3.87	55.8
48	22.8	15.19	1.22	59	335	394	65.52	55.7	2.22	57.9
60	24.29	3.94	1.242	62	332	394	64.9	58	0.58	58.6
72	23.31	- 6.19	1.233	61	320	381	62.59	57	0.91	56
84	20.89	- 13.51	1.208	58	292	350	57.11	54.6	-2.0	52.6
96	18.46	- 18.01	1.184	56	244	300	47.72	52.48	-2.67	49.8
108	14.57	- 19.7	1.145	52	218	270	42.64	49	-2.92	46
120	10.20	- 18.85	1.102	49	199	248	38.92	45.46	-2.79	42.7
132	7.28	- 15.19	1.012	46	189	235	36.96	43	-2.25	40.75
144	4.85	- 11.25	1.048	44	183	227	35.8	41.1	-1.66	39.5
156	2.91	- 7.88	1.029	42	181	223	35.40	39.6	-1.16	38.4
168	1.21	- 7.31	1.021	42	182	224	35.6	39	-1.08	37.9
180	0	- 6.59	1.00	40	181	221	35.40	37.4	-0.91	36.49

192	-1.21	-7.31	0.99	39	178	217	34.81	36.6	-1.08	35.52
204	-2.91	-7.88	0.97	37.6	172	210	33.64	35.7	-1.16	34
216	-4.85	-11.25	0.96	37	167	202	32.17	34.5	-1.66	32.8
228	-7.28	-15.19	0.93	35	155	190	30.33	32.4	-2.25	30.15
240	-10.20	-18.81	0.90	32	140	172	27.38	30.3	-2.79	27.5
252	-14.57	-19.71	0.86	30	123	153	24	27.7	-2.92	24.78
264	-18.46	-18.01	0.82	27	99	126	19.36	25.1	-2.67	22.43
276	-20.89	-13.51	0.80	26	89	115	17.4	23.9	-2.00	21.9
288	-23.31	- 6.19	0.77	24	86	110	16.82	22.1	-0.91	21.19
300	-24.29	+ 3.94	0.76	23	100	123	19.56	21.6	0.58	22
312	-22.8	15.19	0.78	24	128	157	25.03	22.7	2.25	24.5
324	-18.70	26.11	0.82	27	160	187	31.29	25.1	3.87	28.9
336	-13.35	32.06	0.87	30	197	227	38.53	28.3	4.75	33
348	- 6.85	35.46	0.94	35	230	265	44.98	33	5.35	38.35
360	0.00	38.56	1.009	40	250	290	48.9	38.11	5.76	43.86

TABLO-5

CRUCIFORM (4 : 1) MODEL

Hücum Açısı ($\theta = 0^\circ$), Periyot ($T = 5.9$ sn), İvmelenme Eksenini (z), Araba Hızı ($V_{Ar.} = 1.024$ m/sn),
 $C_D = 0.7434$, $k = 2.1$, 1 mVolt = 19.96 grf.

θ (Derece)	\dot{x} (cm/sn)	\ddot{x} (cm/sn ²)	V_{ef} (m/sn)	$T_{kal.}$ (mVolt)	T (mVolt)	T_{Net} (mVolt)	T_D (N)	T_k (N)	$T_{Hes.}$ (N)
0	0	38.56	1.024	41.6	243	201	27.42	5.76	33.18
12	6.85	35.46	1.03	42	261	219	27.78	5.25	33.03
24	13.35	32.06	1.15	53	285	232	34.63	4.75	39.38
36	18.70	26.11	1.21	58.56	304	245	38.34	3.87	42.21
48	22.8	15.19	1.25	62.5	325	263	40.9	2.22	43.02
60	24.29	3.94	1.26	63.5	340	277	41.58	0.58	42.16
72	23.31	-6.19	1.25	62.5	335	272	40.09	-0.91	39.18
84	20.89	-13.51	1.23	58.7	310	251	39.6	-2.00	37.6
96	18.46	-18.01	1.20	57.6	280	222	37.7	-2.67	35
108	14.57	-19.7	1.16	53.82	255	201	35.2	-2.92	32.28
120	10.20	-18.85	1.12	50.17	240	190	32.8	-2.79	30
132	7.28	-15.19	1.09	57.52	228	170	31.11	-2.25	28.86
144	4.85	-11.25	1.07	45.79	218	172	29.9	-1.66	28.24
156	2.91	-7.88	1.05	44	213	169	28.8	-1.16	27.64
168	1.21	-7.31	1.03	42.4	206	167	27.78	-1.08	26.7
180	0	-6.19	1.02	41.6	201	159	27.25	-0.91	26.34
192	-1.21	-7.31	1.01	40.8	195	154	26.71	-1.08	25.6
204	-2.91	-7.88	0.99	39.2	186	147	25.67	-1.16	24.5

216	-4.85	-11.25	0.97	37.6	175	137	26.79	24.64	-1.66	22.98
228	-7.28	-15.19	0.95	36.1	158	122	23.86	23.63	-2.25	21.38
240	-10.20	-18.85	0.92	33.8	138	104	20.34	22.16	-2.79	19.37
252	-14.57	-19.7	0.88	30.97	120	89	17.409	20.28	-2.92	17.4
264	-18.46	-18.01	0.83	27.55	105	78	15.25	18.08	-2.67	15.41
276	-20.89	-13.51	0.81	26.24	90	64	12.51	17.18	-2.0	15.18
288	-23.21	- 6.19	0.79	24.9	100	75	14.67	16.34	-0.91	15.43
300	-24.29	- 3.94	0.78	24.33	113	89	17.40	15.93	0.58	16.51
312	-22.8	15.19	0.79	24.9	135	110	21.51	15.93	2.25	18.18
324	-18.70	26.11	0.83	27.55	168	141	27.58	18.04	3.87	21.91
336	-13.35	32.06	0.89	31.68	195	163	31.88	20.74	4.75	25.49
348	- 6.85	35.46	0.95	36.1	220	184	35.99	23.63	5.35	28.98
360	0	38.56	1.024	41.6	240	198	38.73	27.46	5.76	33.22

EK-3 :

DAİMİ OLMAYAN HAREKETTE YARIM KÜRESEL
MODELLERE ETKİYEN DİRENÇ KUVVETLERİNİN
DENEYSSEL ANALİZİ

T.YAVUZ (*)

S.CANBAZOĞLU(**)

ÖZET:

Fabrik yarım küre (hemisphere) ve parçalı (cruci form) modellerin (paraşüt modeli) daimi olmayan hareketlerindeki toplam akışkan direnç kuvvetlerinin deneysel olarak analizi incelenmiştir. Dirençler tankta su içine tamamen gömülü modellerin relative hareketlerinde ölçülen kuvvet ve momentlerden hesaplanmıştır. Elde edilen neticelerden toplam direnç katsayısının gismin geometrisine, hareket doğrultusuna bağlı olduğu ve $\dot{V}D/V^2$, $\dot{V}D^2/\sqrt{V}$ ve u/U_m gibi hareket karakteristiklerinin fonksiyonu olarak ifade edilebileceği görülmüştür. Ayrıca modelin hareketi ile üzerine etki eden akışkan direnç kuvveti arasında faz farkının olduğu, ancak daimi olmayan harekette toplam direnç kuvvetinin daimi hareketteki direnç katsayısı ile sabit teorik ilave akışkan kütleleri kullanılarak sadece faz farkı ile ifade edilemeyeceği sonucuna varılmıştır.

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF FLUID RESISTANCE ON HEMISPHERICAL MODEL IN UNSTEADY MOTION

SUMMARY

The total fluid resistance of gabric hemisphere and cruci form models (used as parachute model) moving unsteadily in fluid are experimentally studied. They are evaluated by force and moment measurements during relative motion of model submerged in water in a ship tank. Results show that the components of fluid resistance depend on the shape of the body and the direction of motion. They are described as a functions of $\dot{V}D/V^2$, $\dot{V}D^2/\sqrt{V}$, u/U_m . In addition there is a phase lag between the motion of the body and forces acting on it. Conclusion drawn is that considering the steady constant resistance coefficient and potential flow values of apparent masses the total fluid resistances of bodies moving unsteadily can not be fully described by using the phase lag only.

1. GİRİŞ

Bir akışkan içerisinde en genel halde daimi olmayan harekete haiz tamamen gömülü bir cisme etki eden kuvvetler 3 grupta toplanır. Bu kuvvetler,

- i) Yerçekimi ve kaldırma kuvvetleri olan statik kuvvetler
- ii) Hareketli cisim ile onu çevreleyen akışkan arasındaki izafi hız nedeniyle meydana gelen basınç ve yüzey sürtünmesi (viskoz) kuvvetleri,
- iii) Cisimle onu çevreleyen akışkan arasındaki mutlak ivmenin sebep olduğu ivme ile orantılı atalet kuvvetleri,

olarak tanımlanabilir.

(*) Erciyes Üniversitesi, Müh. Fak., Kayseri

(**) Erciyes Üniversitesi, Müh. Fak., Kayseri

Bu çalışmada hareket halindeki akışkan direnç kuvvetleri inceleneceğinden statik kuvvetler göz önüne alınmayacaktır.

Literatür araştırmalarında çok değişik geometriye sahip cisimler için akışkan direnç kuvvetlerini içeren dotalar bulmak mümkündür. Ancak bu dotaların hemen hemen tamamı daimi hareketteki akışkan direnç kuvvetlerine ait olup bu direnç kuvvetleri hareketli cismin geometrisinin ve Re sayısının fonksiyonu olarak verilir. Bu kuvvetler hızın karesiyle orantılı olup $F = \frac{1}{2} \rho A C_D V^2$ olarak tanımlanır. Daimi olmayan harekette ise bir kaç basit geometriye haiz cisimler, küre - silindir - elipsoid gibi, dışında çok az sayıda data bulmak mümkündür.

Daimi olmayan harekette cisim etrafındaki akım alanı devamlı değişmekte ve bunun sonucu olarak değişen basınç alanının ve sürtünme kuvvetinin teorik olarak hesaplanması veya ölçülmesi tam olarak mümkün olamamaktadır. Bunun dışında Bluff Body diye adlandırılan küt cisimler etrafında meydana gelen yüzeyden ayrılma olayı ve yüzeyden ayrılma noktasının sistemin hareket karakteristiklerine göre değişmesi problemi daha da karmaşık hale getirmektedir. Bu nedenle viskoz bir akışkan içinde uniform olmayan harekete sahip bir cisme etki eden direnç kuvvetlerinin analizi ve sistemin hareket karakteristiklerinin bulunması oldukça kompleks olup ancak bazı basitleştirici kabuller altında problemin çözümü mümkündür.

En genel halde harekete sahip bir cisme etki eden direnç kuvvetleri 2 kısımda mütalaa edilir. Bunlar hızın karesiyle orantılı Steady hidrodinamik (veya aerodinamik) direnç kuvvetleri, $F = \frac{1}{2} \rho A C_D V^2$ ve ivme ile orantılı unsteady hidrodinamik (veya Aerodinamik) direnç kuvvetleri olup cismin ilave akışkan kütlelerinin ataleti olarak tanımlanır.

Lamb [1] tarafından geliştirilen klasik hidrodinamik teoriye göre ideal bir akışkan içerisinde ivmeli harekete haiz cisimler üzerine etki eden direnç kuvvetleri, ivmelendirilen cisim etrafında bulunan bir miktar akışkanın cisimle beraber ivmeleneceğinden bir miktar artar. Cisimle beraber ivmelenen bu akışkan kütlelerine Literatürde ilave veya virtual akışkan kütleleri denir ve bu kütle tensör olarak tanımlanır. T_f akışkanın kinetik enerjisi olmak üzere,

$$2 T_f = \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^6 \alpha_{ij} U_i U_j \quad (1)$$

U : cismin hızı

yazılabilir. α_{ij} ilave akışkan kütle tensörü olup en genel halde 36 bileşeni vardır. Ancak ilave akışkan kütle tensörü simetrik olduğundan en genel halde birbirinden farklı 21 bileşene sahiptir. Ref.[2] ve [3] de görüleceği gibi cismin simetri özelliğine göre bu bileşenlerin sayısı dahada azaltılabilir. Örneğin 3 simetri düzlemine sahip olan küre için ideal akışkan kavramı altında bileşen sayısı $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = \alpha$ olmak üzere sadece 1 bileşen vardır. O halde α_{ij} ilave akışkan kütle tensörünü göstermek üzere akışkan ve hareketli cisimden oluşan sistemin kinetik enerjisi

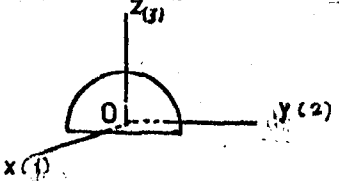
$$T = T_b + T_f = \frac{1}{2} (m + \alpha_{ij}) v^2 \quad (2)$$

olarak bulunur. İlave akışkan kütlesi bazı basit geometriye haiz cisimler için, küre, silindir ve ellipsoid gibi, potansiyel akış kavramı altında

$$\alpha = \rho_f \iint \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} ds \quad (3)$$

hesablanabilir. Burada ϕ cisim etrafındaki hareketi tanımlayan potansiyel fonksiyonu göstermektedir. Küre için yapılan hesaplamalardan $k (= \alpha / \rho_f V, V = \frac{4}{3} \pi r^3) = 0.5$ bulunur [4]. Ancak teorik olarak bulunan bu değerler hareketli cisim etrafında meydana gelen yüzeyden ayrılma olayı, vorteks ve dalga hareketleri nedeniyle gerçek değerlerinden çok küçük olmaktadır. Bu nedenle daimi olmayan harekette ilave akışkan kütle tensörünün gerçek değerini bulabilmek için deneysel çalışmalara gerek vardır.

Bu çalışmada paraşüt canopi modeli olarak seçilen yarım küresel model için, oyz ve oxz simetri düzlemleri ve oz ekseni rotasyonel simetri ekseni olmak üzere ilave akışkan kütle tensörü,

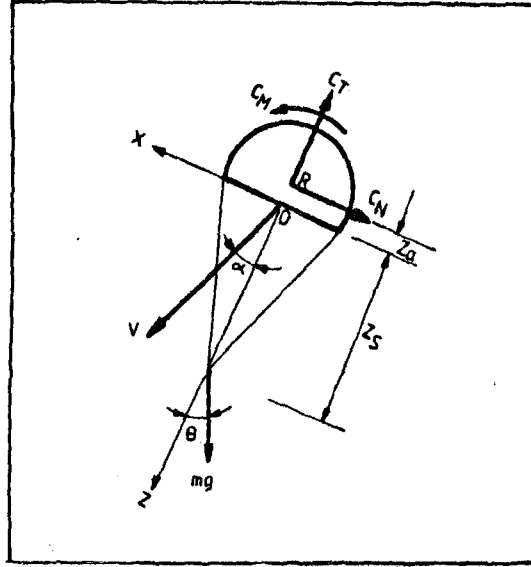


$$\begin{matrix} \alpha_{11} & 0 & 0 & 0 & \alpha_{12} & 0 \\ \alpha_{21} & 0 & \alpha_{22} & 0 & 0 & 0 \\ \alpha_{31} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & \alpha_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \alpha_{44} & 0 & 0 \\ & & & & \alpha_{55} & 0 \\ & & & & & \alpha_{66} \end{matrix} \quad (4)$$

olarak tanımlanır[5]. Kirschhoff denklemleri[6] kullanılarak 3 dereceden serbestlik derecesine sahip, $\underline{V} (U, 0, W)$ ve $\underline{\omega} (0, Q, 0)$ cismin hareket denklemi sadece cismin kütlelerini esas alarak,

$$\begin{aligned} X_b &= m (\dot{U} + z_S Q + QW) \\ Z_b &= m (\dot{W} - QW + z_S Q^2) \\ M_b &= I_{yy} (\dot{Q} + m z_S \dot{U} + m z_S QW) \end{aligned} \quad (5)$$

yazılabilir. Burada m sistemin kütlesi, I_{yy} sistemin y eksenine göre atalet momenti, z_B sistemin kütle merkezi ile seçilen eksen takımının



Sekil 1 : Hareketli Sistem Geometrisi.

origini arasındaki mesafedir, (Sekil 1). (5) denklemini ilave akışkan kütlesi de göz önüne alınarak,

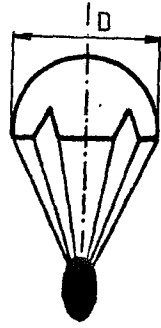
$$\left. \begin{aligned} X &= (m+a_{11}) \dot{U} + (mz_B + a_{12}) \ddot{Q} + (m+a_{22}) QW \\ Z &= (m+a_{33}) \dot{W} - (m+a_{11}) QU - (mz_B + a_{12}) Q^2 \\ M &= (I_{yy} + a_{44}) \ddot{Q} + (mz_B + a_{12}) (\dot{U} + QW) - (a_{11} - a_{22}) UW \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

halini alır [7] . Burada X , Z ve M sistem üzerine etki eden external kuvvetler ve momenti göstermektedir. σ_{15} ve σ_{24} Couple ilave akışkan kütleleri olup, eğer ilave akışkan kütlelerinin etki noktası cismin hidrodinamik reaksiyon merkezi seçilirse $\sigma_{15} = \sigma_{24} = 0$ alınabilir [8] .

Hareket denklemlerinden görüldüğü gibi hareketli bir sistemin hareket karakteristikleri paraşüte, airship, denizaltı ve sualtı silahları ve ya daimi olmayan bir akışkanın hareketinin etkisindeki cisimler, off.shore structure, uzun ve yüksek asma köprüler ve yüksek binalar gibi, üzerine etki eden kuvvetlerin analizinde ilave akışkan kütlesi önemli ölçüde rol oynar. Bu nedenle her 2 durum için cisim üzerine etki eden toplam akışkan direnç kuvvetinin (hızla orantılı ve ivme ile orantılı kuvvet) gerçeğe yakın olarak bulunması gerekir. Geçmişte birçok bilim adamı araştırmalarda cisim üzerine etki eden toplam direnç kuvvetini bulurken teorik olarak hesaplanabilen ve sabit olan ilave akışkan kütlelerini kullanmışlardır. Bu kabuller akışkan içinde hareket eden oval ve kanat profilli gibi cisimler üzerinde meydana gelen yüzeyden ayrılma noktası Re sayısına bağlı olarak değişmekle beraber arka ucuna yakın veya hiç meydana gelmeyeceğinden cisim etrafındaki hareket ideal akışkanın hareketi gibi kabul edilebilir. Küçük drag kuvveti üreten yassı cisimler için uygun olabilir. Ancak hareket doğrultusuna göre kesidi

büyük olan ve büyük drag kuvveti üreten küt cisimler için ideal akışkan kavramı ile bulunan σ_j değerleri kullanılarak cisim üzerine daimi olmayan harekette toplam kuvvet ifade edilemez.

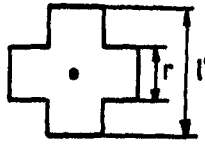
Bu deneysel çalışmada paraşüt modeli olarak kullanılan fabrik yarım küre ve parçalı (cruciform) modeller için (Sekil 2) toplam direnc kuvvetlerinin



$$\text{Arm ratio} = \frac{l}{r}$$

$$l_{\text{model}} = 0.48 \text{ m}$$

$$D = 0.30 \text{ m}$$



Sekil 2 : model Geometrileri.

rekete karakteristiklerine göre değişimi incelenmiş ve daimi olmayan harekette toplam direnc kuvvetini tanımlayan en uygun correlasyon faktörleri tesbit edilmeye çalışılmıştır.

2. HAREKET DENKLEMLERİ

Daimi olmayan harekette bir cisme etki eden toplam direnc kuvvetleri Morrison Denklemi diye adlandırılan

$$\sum F = \frac{1}{2} \rho_f A C_D V |V| + k \rho_f \dot{V} \dot{V} \quad (7)$$

denklemleri ile ifade edilebilir. Burada

C_D = Re sayısına bağlı direnc kuvvet katsayısı

k ($= \sigma / \rho_f \dot{V}$) ilave akışkan kütle katsayısı

ρ_f = Akışkanın yoğunluğu

A = Cismin dik kesit alanı veya yüzey alanı

\dot{V} = Referans hacim

V, \dot{V} = Cismin hız ve ivmesi

σ = Hareket yönüne bağlı ilave akışkan kütlesi'ni göstermektedir.

C_D ve k değerlerini veya başka bir ifadeyle daimi olmayan harekette cisim üzerine etki eden toplam kuvveti bulabilmek için bu güne kadar değişik

geometriye sahip cisimler için geşitli deneysel çalışmalar yapılmıştır. Bu deneysel çalışmalarda cisme ya lineer ivmeli hareket [9] , ya periyodik hareket [10] yada lineer + periyodik hareket [11] vererek C_D ve k değerlerini hareket parametrelerine göre değişimleri bulunmaya çalışılmıştır. Bu amaçla literatürde 2 metod kullanılmıştır. Birincisi, C_D için ilgili geometriye haiz cisim için daimi harekette bulunan değerler kullanılarak ve bu değerin daimi olmayan hareketlede değişmediğini kabul ederek daimi olmayan hareketteki toplam kuvvetteki bütün değişimleri (7) denklem gereği k cinsinden ifade etmek. Değeri ise cismin geometrisine göre ideal akışkan kavramı altında (potansiyel akış) k yı teorik olarak hesaplayarak k değerinin geręek akışkan içinde aynı olduğunu kabul ederek toplam kuvvetteki değişimleri C_D cinsinden ifade etmek. Bilindiği gibi daimi olmayan harekette ne C_D daimi hareketle olduğu gibi sabit nede ilave akışkan kütle katsayısının ideal akışkan kavramı altında bulunan değeri geręek akışkanlardaki değerinin aynıdır. Ancak, problemin özelliğine bağlı olarak C_D ve k nın kullanılılışına göre daimi olmayan etkiyi C_D de veya k da ifade etmek hemen hemen bir fark meydana getirmez. Önemli olan daimi olmayan harekette cisim üzerine etki eden toplam kuvveti tanımlayacak uygun parametrenin bulunmasıdır.

C_D ve k nın bulunmasında üçüncü yol olarak Sarpkaya[10] nın uyguladığı gibi periyodik bir hareketin etkisinde bulunan bir cisim üzerine etki eden kuvvet için Fourier analizi yaparak hem C_D hemde k nın değerlerinin hareket parametresinin fonksiyonu olarak bulmak. Ancak bu durumda yukarıda bahsedilen sistemlerin hareket denklemlerinde hareket karakteristiklerine bağlı bir değişken yerine 2 değişken göz önüne alınması gerektiğinden lineer olmayan denklem sistemlerin çözümlerinde bazı problemlerin meydana geleceği muhakkaktır.

Yapılan deneysel çalışmalarda, Mauli [12] , Cockrell - Yavuz ve Polpitye den oluşan Leicester Üniversitesi Aerodinamik yavaşlatıcılar araştırma grubu (7), denkleminin daimi olmayan harekette sistem üzerine etki eden toplam kuvveti tam olarak ifade edemeyeceğini ortaya atmışlardır. Zamana bağlı harekette cismin hızı ve cisim etrafında meydana gelen sirkülasyon zamanla değişir. Sirkülasyondaki her değişim cisim etrafında yani bir vorteks meydana getirir. Bu vorteksler gelişerek cisim arkasındaki dalga hareketi içinde hareket ederek akış alanını önemli ölçüde değiştirir. Vorteks hareketinin meydana gelmesi ve Vorteksin gelişmesi için belli bir zamana ihtiyaç hasıl olacağından cismin hareketi ile cisim üzerine etki eden kuvvet arasında belli bir faz farkı (phase lag) olması gerekir. Bu nedenle (7) denklemi modifiye edilerek

$$F = \frac{1}{2} \rho_p A C_D V(t-\tau) |V(t-\tau)| + k \rho_p \dot{V}(t-\tau) \quad (8)$$

formunda yazılması gerekmektedir. Burada τ faz farkını göstermektedir. Böylece (8) denkleminde C_D ve k değerleri sırasıyla daimi hareketteki C_D ve ideal akışkan kavramı altında bulunan k değerleri kullanılarak daimi olmayan hareketteki toplam kuvvetteki değişim τ cinsinden ifade edilebileceği ifade edilmiştir. Ancak ilerde bahsedileceği gibi fabrik yarımküre (hemisphere) ve parçalı (cruciform) modeller üzerinde yapılan deneylerde faz farkının olduğu ancak ölçülen toplam kuvvet ile yukarıda tanımlandığı gibi hesaplanan toplam kuvvet değerlerinin farklı olduğu görülmüştür.

Yukarıda bahsedilen k ve C_D değerlerinin hesaplanmasında yapılan kabullerin keyfi olduğu ve küçük ivme değerlerinde ivmede yapılan küçük bir ölçüm hatasının k değerini büyük ölçüde etkilediği için toplam kuvveti 2 kısma ayırma yerine toplam kuvvet katsayısı $C_R = F / (\frac{1}{2} \rho_p A V^2(t))$ şeklinde tanımlanarak C_R nin boyut analizinden elde edilen [13] boyutsuz hareket parametrelerine göre değişimi $C_R = f(Re, u/U_m, \dot{V}D/V^2, \dot{V}D^2/\sqrt{V})$ incelemek daha uygun olacaktır.

3. DENEYSEL METOD VE TOPLAM DİRENÇ KUVVETİNİN ANALİZİ

Lamb [1] tarafından geliştirilen hidrodinamik teoriye göre bir akışkar içinde hareket eden bir cismin toplam kinetik enerjisi $\frac{1}{2} (m + \sigma_{ij}) V^2$ olarak ifade edilir. O halde daimi olmayan harekette cisim üzerine etki eden toplam direnç R , aynı hızda daimi hareketteki dirençten, D , $(m + \sigma_{ij}) \dot{V}$ değeri kadar daha büyüktür,

$$R = D + (m + \sigma_{ij}) \dot{V} \quad (9)$$

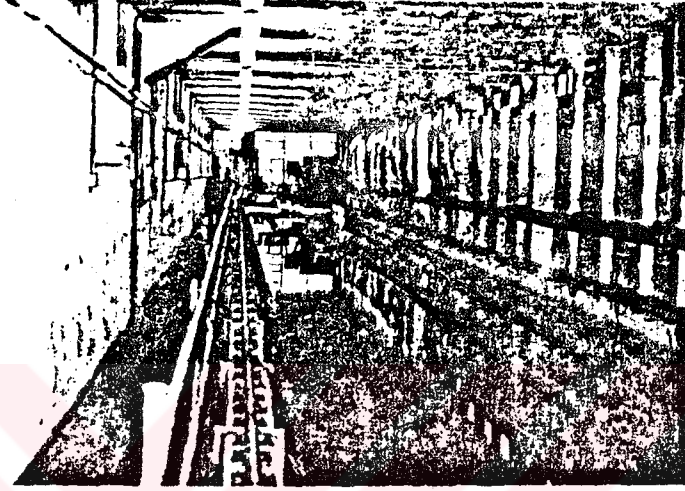
(9) denklemi boyutsuz katsayılar cinsinden

$$\frac{1}{2} \rho_p A C_R V^2(t) = \frac{1}{2} \rho_p A C_D V^2 + (m + k_{ij} \rho_p \dot{V}) \dot{V} \quad (10)$$

yazılabilir. Burada C_R daimi olmayan hareketteki toplam direnç katsayısı,

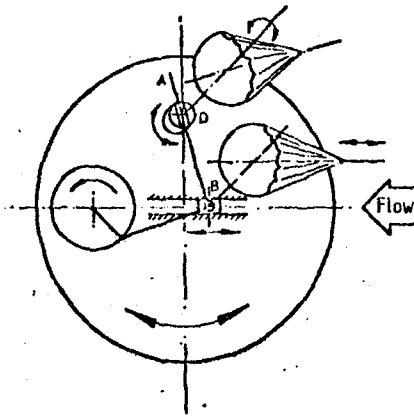
C_D daimi hareketteki direnç katsayısı, k_{ij} göz önüne alınan yerdeki ilave akışkan kütle katsayısını gösterir. m fabrik modelin kütlesi olup diğer terimlerin yanında ihmal edilebilir. Burada toplam kuvvet (10) denkleminde olduğu gibi 2 kısma ayrılmamış olup ölçülen toplam kuvvetten toplam kuvvet katsayısını bularak C_R nin hareket parametrelerine göre değişimi incelenmiştir.

Detaylı olarak Ref2 da izah edilen deneysel çalışma 61 m uzunluğunda, 3,7 m genişliğinde 1,8 m derinliğinde bir su tankı (Mariner and Higher Education College in Southampton in England) kullanılarak yapılmıştır (Şekil3).



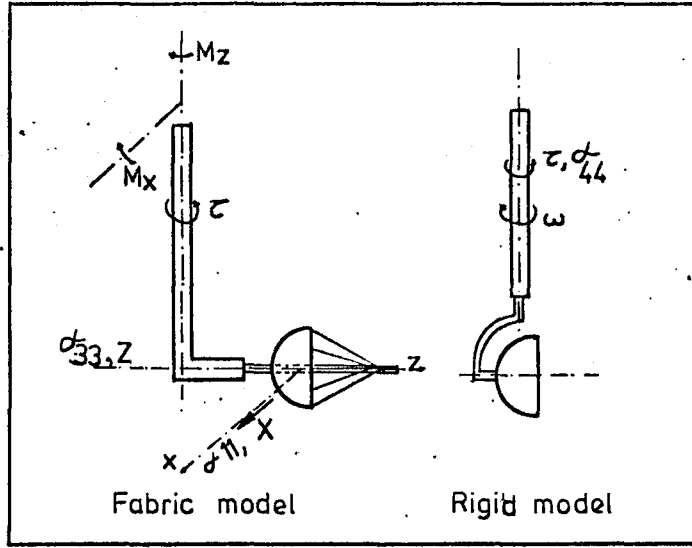
Şekil 3. Su tankı

Su tankı üzerinde tankın başlangıç ve sonunda ani olarak hızlanan ve yavaşlayabilen, hızı tankın büyük büyük bir bölümünde sabit (max. 5 m/sn) tutabilen bir araba mevcuttur. Model'e (Şekil-2) ivmeli bir hareket verebilmek için Şekil-4 'de görülen piston-krank mekanizması geliştirilmiş ve



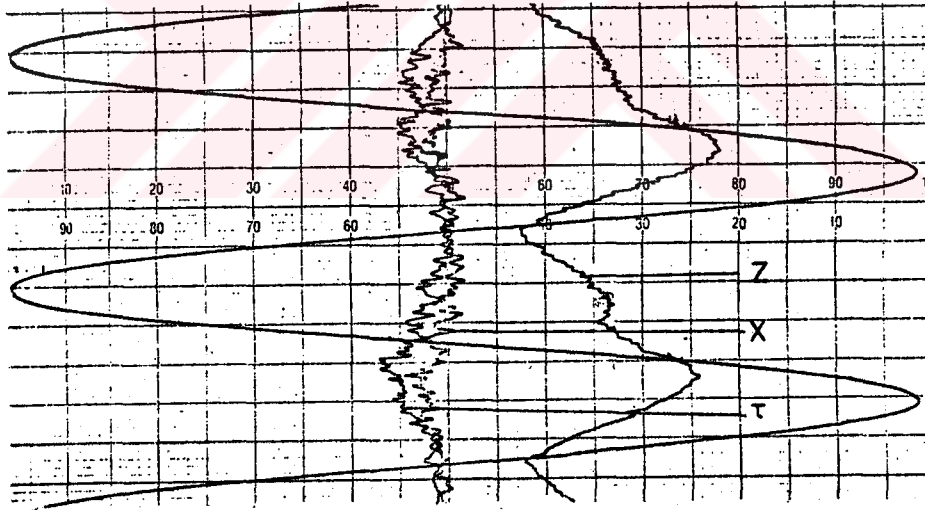
Şekil 4. Piston-Krank Mekanizması.

hareketli arabaya monte edilmiştir. Modeller 30 cm çapında olup su seviyesinden 0.85 m derinlikte L tipinde bir destekle piston-krank mekanizmasına bağlıdır. Model üzerine etki eden direnç kuvvetleri destek üzerine uygun şekilde yerleştirilmiş Strain-gaugeler yardımıyla ölçülmüştür (Şekil-5)



Sekil 5. Modele Etki Eden Kuvvet ve Momentler

Piston-krank mekanizmasının bağlı olduğu iç çerçeve sağa ve sola doğru döndürülerek modelin hücum açısı değiştirilebilmektedir. Böylece model hareketli araba vasıtasıyla su tankında sabit hızla çekilirken, piston-krank mekanizmasıyla su tankı tabanına paralel düzlem içinde çok alçak frekanslarda harmonik hareket yapmaktadır. Modelin kinematik karakteristikleri krankın açısal hızının fonksiyonu olarak hesaplanarak (Ek-1) ve ölçülen kuvvet değerlerinden (Şekil-6) C_R kuvvet katsayısı bulunmuştur.



Sekil 6. Kuvvetin zamana göre değişimi (ivmelenme z eksenine doğrultusunda).

4. DENEYSEL SONUÇLAR VE İRDELEME

Yapılan deneylerde hareket karakteristiklerine bağlı olarak ölçülen toplam kuvvet değerlerinden (10) denklemine göre C_R toplam kuvvet katsayısı bulunarak çeşitli boyutsuz sayıların fonksiyonu olarak elde edilmiştir. Keuleaegen ve Carpender [14] belirttiği gibi eğer harmonik hareketin peri-

yodu çok küçükse tanımlanan C_R katsayısı periyodun fonksiyonu olarak değişir. Yapılan deneylerde hareketin periyodu 5 sn den büyük olup periyodik harekette hesaplanan C_R değerlerinin ivmeleme modülüne göre $\delta = \dot{V}D/V^2$ değişimi arabanın lineer ivmelenmesi halinde elde edilen C_R değerlerine göre hemen hemen aynı olduğu görülmüştür. . Şekil 6 da görüldüğü gibi yarım küre model için C_R katsayısı artan δ ve $\nabla (= \dot{V}D^2/\sqrt{V})$ değerleri ile artmaktadır. Negatif ivme durumunda modelin geometrisi x eksenine göre simetrik olmadığından (şekil- 2) geometri farklılığı nedeniyle akım alanı değişmekte ve elde edilen C_R değerleri oldukça dağınık bir dağılım göstermektedir. Ancak negatif ivme durumunda C_R nin Re sayısına göre değişimi daha uygun halde tanımlanabildiği görülmektedir (Şekil- 7)

Parçalı model (cruciform 4 : 1) içinde C_R değerleri aynı karakteristikleri göstermektedir (Şekil- 8)

Lineer + Periyodik harekette pozitif azalan ve pozitif artan ivme durumunda bulunan C_R değerlerinin ivmeleme modülüne ve ∇ değerine göre değişimi aynı karakteristik göstermesine rağmen artan ivme durumunda bulunan C_R değeri aynı δ ve ∇ değerinde azalan ivme durumunda bulunan C_R değerinden daha büyük olmaktadır. Bu fark ∇ ya göre değişimde % 20, δ ya göre değişiminde ise % 15 kadar olmaktadır (Şekil 8). Bunun nedeni her 2 hal için model etrafındaki akım alanı farklı olabileceği gibi modelin fabrik olması artan ivme durumunda ivme değişikliklerine modelin geometrik yapısı nedeniyle ani reaksiyon göstermesi, azalan ivme durumunda ise etkili yüzey yarım küre yüzeyi olduğundan ivme değişikliklerine modelin reaksiyonu farklı olmaktadır. Ancak Şekil 8 ve 9 da görüldüğü gibi her iki durum için ortalama değerler alınabilir ve sapma δ ya göre daha uygun olmaktadır.

Yarım küresel model için arabanın lineer ivmelenmesi ve lineer yavaşlamasıyla (periyodik hareket yok) yapılan deneyde elde edilen C_R değerleri şekil 10 de verilmiştir. Bu değerlerin akışın türbülanslı bölgedeki değerleri şekil-6 daki değerlerle mukayese edildiğinde hemen hemen aynı değerler olduğu görülür.

Daha önce de belirtildiği gibi, cismin hareketi ile cisim üzerine etki eden kuvvet arasında bir faz farkı olup olmadığını tesbit edebilmek için yarım küre ve parçalı modeller (3 :1 ve 4 : 1) için yapılan deneylerde elde edilen neticeler şekil 11 da gösterilmiştir. Hesaplanan kuvvet değeri ilgili model için daimi hareketteki itme kuvvet katsayısı, C_D ve k için ideal akışkan kavramı ile bulunan değer (=2,1) (10) denkleminde kullanılarak hesaplanmıştır. Görüldüğü gibi parçalı model (4 : 1) için yakla-

gık olarak 0,17 sn lik bir faz farkı olmasına rağmen, parçalı model (3 : 1) için pek bir faz farkı görülmemektedir. Yarım küresel model için ise kuvvetler daha değişik bir görünüm arz etmektedir. Bu faz farkının hareket parametrelerine, hareketin genliğine, cismin geometrisine ve boyutlarına göre değişip değişmediği elde yeterli deneysel çalışma olmadığından bilinmemektedir. Burada uygulanan deneysel çalışmada hareketin periyodu 5.9 sn. ve genlik 25 cm dir. 1950 yılında 1.5 inç çapında silindir için yapılan deneyde [14], $Re = 10900$ ve peryot parametresinin $U_m T/D$, 15.6 değerinde faz farkının 0.078sn olduğu $Re = 8100$ ve $U_m T/D$ 2,7 değerinde faz farkının 0.038 sn ye düştüğü görülmüştür. Görüldüğü gibi faz farkının silindir çapına ve hareket parametrelerine göre değişmektedir. Ancak Polpitye [15] , yukarda tanımlanan deney serisini kullanarak 5 sn periyotta silindir için yaptığı deneyde faz farkının yaklaşık olarak 0,24 sn olduğunu göstermiştir. Bu faz farkının hareket harmoniklerine göre değişmediğini belirterek bu değerın sabit olabileceğini iddia etmiştir.

Ancak silindir etrafındaki akışkan hareketi özellikle yüzeyden ayrılma noktasının yerinin hareket parametrelerine bağlı olarak değiştiğinden faz farkı sabit olmayabilir. Burada kullanılan modeller akım yönüne göre bulunan keskin kenarlar çok küçük Re sayılarında akışın yüzeyden ayrılmasına neden olur ve Jorgensen [16] in belirttiği gibi yüzeyden ayrılma noktasının yeri Re sayısı ile pek değişmemektedir. Bu nedenle yarım küresel ve parçalı modeller için bulunan faz farkı hareket parametrelerine bağlı olmayabilir.

Şekil 11 incelendiğinde paraşüt modeli olarak kullanılan yarım küre ve parçalı model için peryot içerisinde ivmenin pozitif olduğu bölgelerde (öyle açılmakta olan ve denge durumuna erişinceye kadar paraşüt pozitif ivmeye sahiptir.) ölçülen kuvvetle, C_D ve $k = 2.1$ kabulü ile hesaplanan kuvvetlerin farklı olduğu gözlenmektedir. O halde daimi olmayan harekette toplam akışkan direnç kuvveti, C_D ve teorik k değerleri ile faz farkı (phase lag) kullanılarak ifade edilemez.

Benzer şekilde modelin hareketli araba ile simetri eksen yönünde çekilirken piston-krank mekanizması ile normal yönde ivme vererek ölçülen kuvvet değerlerinden normal yöndeki toplam kuvvet katsayısı hesaplanmıştır. (Şekil 12) Bu hesaplamada model strok sonlarında iken (per.hız=0 , ivme $\neq 0$) ölçülen kuvvet değerleri esas alınmıştır. Yine yarım küresel model için u pozitif periyodik hız, U_m toplam hız (Linear + Periyodik hız) olmak üzere C_R nın $\frac{u}{U_m}$ ye göre değişimi şekil 13 de gösterilmiştir. Burada model x eksenine

göre simetrik olmadığından sadece pozitif u değerleri alınmıştır.

Bu deneysel çalışmada model çapının modelin su seviyesinden itibaren ölçülen derinliğe oranı $(0.3/0.85) < 0.5$ olduğundan serbest su yüzeyinin etkisi ihmal edilebilir [17]. Modelin dik kesidinin su tankı kesidine oranı % 1 mertebesinde dir. Bu nedenle blokage etkileri de ihmal edilebilir. Ancak, ölçüm sistemlerinde yapılan hatalar ve Strain-gauge bridge-Amplifier - chart recorder de meydana gelen zamana bağlı sapmalar (drift) toplam kuvvet katsayısında % 10 kadar bir hata olabileceği tahmin edilmektedir.

5. SONUÇLAR.

Alçalmakta olan aerodinamik yavaşlatıcı denge durumuna erişmeden önce çok küçük frekansta salınım hareketi (osilasyon) yapar. Bu salınım hareketinin sonucu olarak sistem hem aksenal yönde hemde eksene normal yönde daimi olmayan bir hareket kazanır. Aerodinamik yavaşlatıcılar ve benzeri sistemlerin hareket karakteristiklerini, ayrıca daimi olmayan bir akımın etkisindeki sistemlerin kuvvet analizlerinin yapılabilmesi için sistem üzerine etki eden toplam direnç kuvvetlerinin bulunması gerekir. Bu çalışmada yarım küresel ve parçalı modeller için toplam direnç katsayısının

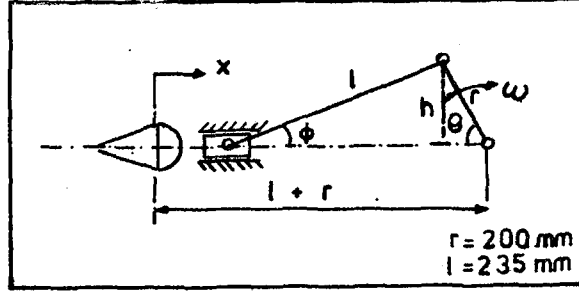
- i) Modelin geometrisine ve hareket doğrultusuna değiştiği
- ii) Boyutsuz hareket parametrelerinin, $\frac{u}{U_m}$, $\frac{\dot{V} D}{V^2}$ ve $\frac{\dot{V} D^2}{V^3}$ fonksiyonu olarak ifade edilebileceği,
- iii) Daimi olmayan harekette sistem üzerine etki eden toplam direncin daimi hareketteki direnç katsayısı, C_D ve teorik olarak hesaplanabilen ilave akışkan kütle katsayıları kullanılarak ifade edilemeyeceği
- iv) Daimi olmayan harekette sistemin hareketi ile üzerine etki eden kuvvet arasında belli bir faz farkının (phase lag) olduğu sonucuna varılmıştır.

Değişik frekanslarda testler yapılmadığından periyod parametresine göre toplam kuvvetin değişimi ve faz farkının hareket parametrelerine, periyod-genlik v.s. neşkilde bağlı olabileceği irdelenememiştir.

REFERANSLAR

1. Lamb, H. "Hydrodynamics." 6th edition, 1932; New York, Dover Publ., 1945.
2. Yavuz, T. and Cockrell, D.J. " Experimental determination of Apparent Mass of Parachute and Its Significance on Dynamic Stability." AIAA 7th Aero. Decelerator and Balloon Tech.Conf., Paper No. 81-1920, 1981, San Diego, USA.
3. Ibrahim, S. K. "Apparent Added Mass and Moment of Inertia of Cup-Shaped Bodies in Unsteady Incompressible Flow." Ph.D. Thesis, University of Minnesota, USA, 1965.
4. Milne Thomson, L. M. "Theoretical Hydrodynamics." Macmillan and Co. Ltd., London, 1938.
5. Ibrahim,S.K. "Experimental Determination of the Apparent Moment of Inertia of Parachute." Air Force Flight Dynamics Lab., FDL-TDR-64-153, Dec. 1964.
6. Kirchhoff, G. "Über die Bewegung eines Rotations-körpers in einer Flüssigkeit." Crelles Jour., vol. 71, 1899, pp.237-273.
7. Cockrell,D.J. and Doherr,K.F."Parachute Iden.An. from Par.Aero. Flight Test Data." AIAA Paper no 81-1940, 7th. Aer. Dec.Conf. USA,1981.
8. Lingard, J.S. "The Performance and Design of Ram-Air Gliding Parachutes RAE Tech. Report 81103, London.
9. Iversen,H.W. and Balent,R. "A correlating Modulus for Fluid Resistance in Accelerated Motion." J. of App. Phy., vol. 22 no. 3, 1951.
10. Sarpkaya, T. "Lift, Drag and added Mass Coefficients for a Cylinder Immersed in a Time Dependent Flow." Asme Jour. of App. Mech., vol. 13, 1963.
11. Yavuz, T. "Aerodynamics of Parachutes and Like Bodies in Unsteady Motion." Ph.D Thesis, Leicester University, 1982, England.
12. Maul, D.J. and Milliner, M.G. "Sinusoidal Flow Past a Circular Cylinder Coastal Engineering, 2 (1978) pp. 149-168.
13. Canbazoğlu, S. "Cisimlerin Daimi Olmayan Hareketinde Akışkan Reaksiyon Kuvvetlerinin Deneysel Analizi." Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Müh. Fak. 1985.
14. Keulegan, G.H, and Carpender,L.H. "Forces on Cylinder and Plates in an Oscillating Fluid." J. of Research of the National Bureau of Standards, vol.60.No. 5, May 1958.
15. Polpitye, S.J."Experimental Determination of Resistance of Bodies Moving Unsteadily in Fluids". Ph.D. Thesis, Leicester University, 1985, England.
16. Jorgensen, D.S. "Cruciform Parachute aerodynamics." Ph.D Thesis, Dept. of Eng., University of Leicester, 1982.
17. E.S.D.U. Data Unit. "Blockage Corrections for Bluff Bodies in Confined Flows." No. 80024, Nov. 1980, London.

EK-1 : Modelin Perivodik Hızı ve İvmesi



Şekil E1: Krank-Piston Mekanizması

Yukarıdaki şekilden de görüleceği gibi modelin yerdeğiştirmesi (aldığı yol),

$$x = l + r - (l \cos \phi - r \cos \theta) \quad (E1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Buradaki bilinmeyen ϕ açısı bilinen büyüklükler cinsinden yazılabilir.

$$h = l \sin \phi - r \sin \theta$$

$$\sin \phi = \frac{r}{l} \sin \theta$$

$$\cos \phi = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2 \sin^2 \theta} \quad (E2)$$

(E2) deki $\cos \phi$ değeri (E1) de yerine yazıldığında

$$x = l + r - l \sqrt{1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2 \sin^2 \theta} - r \cos \theta \quad (E3)$$

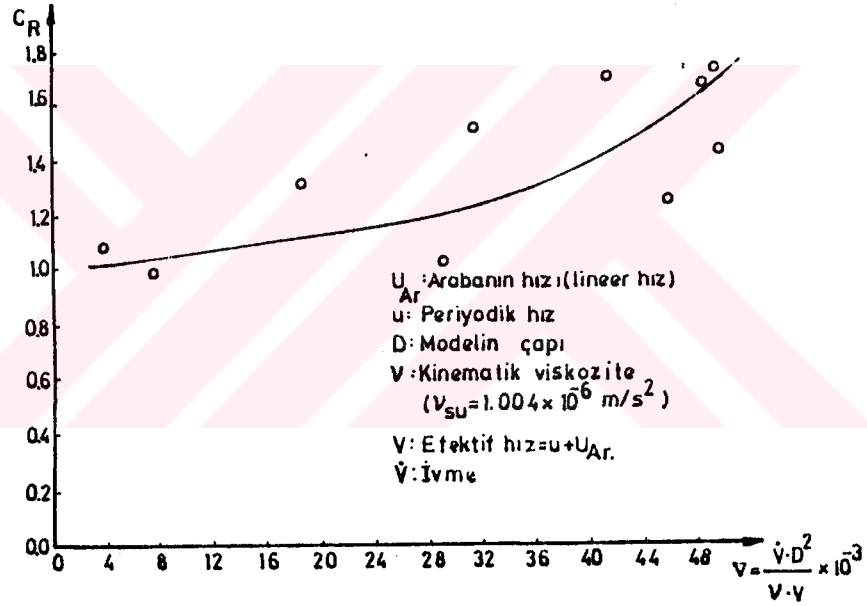
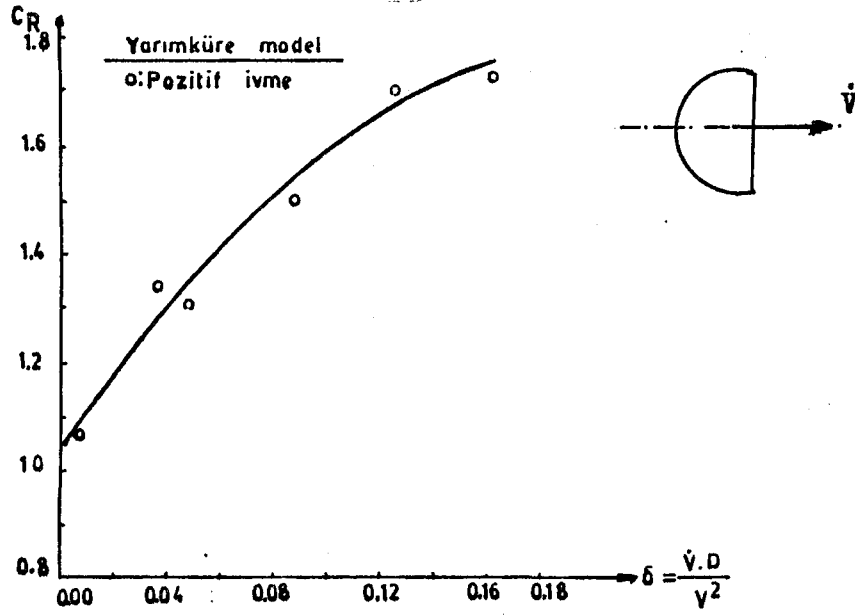
elde edilir.

Bu denklemde $\theta = \omega t$ yazılıp, birinci ve ikinci mertebeden zamana göre türevler alındığında modelin hızı ve ivmesi bulunur.

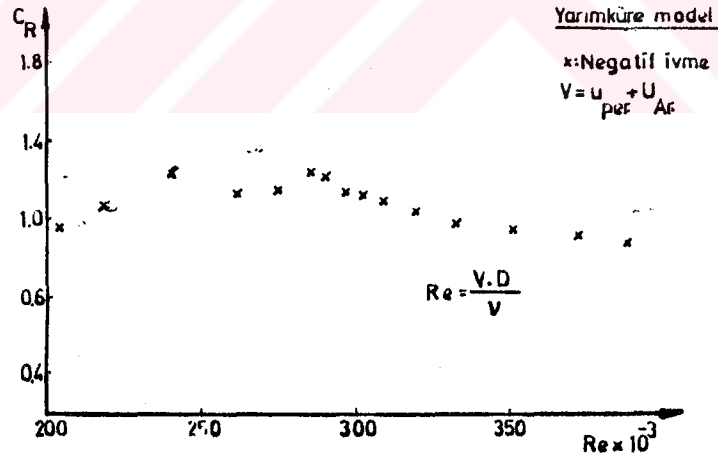
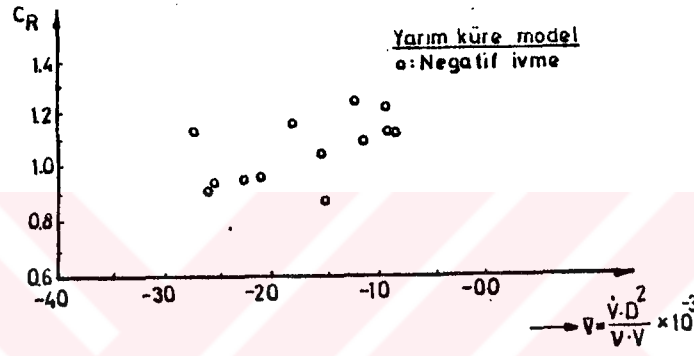
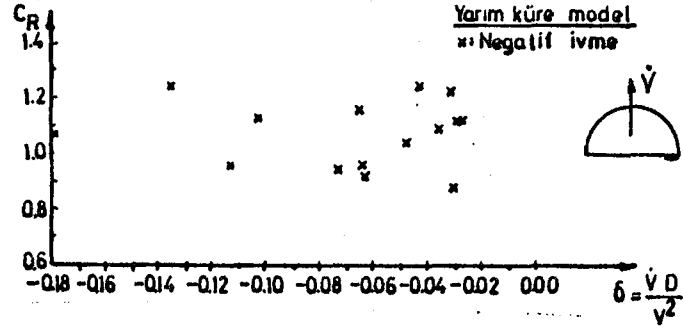
$$\dot{x} = \omega r \left[\frac{1}{2} \frac{r \sin 2\theta}{\sqrt{l^2 - r^2 \sin^2 \theta}} + \sin \theta \right] \quad (E4)$$

$$\ddot{x} = \omega^2 r \left[\frac{r \cos 2\theta}{\sqrt{l^2 - r^2 \sin^2 \theta}} + \frac{1}{4} r^3 \frac{\sin^2 2\theta}{(l^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} + \cos \theta \right] \quad (E5)$$

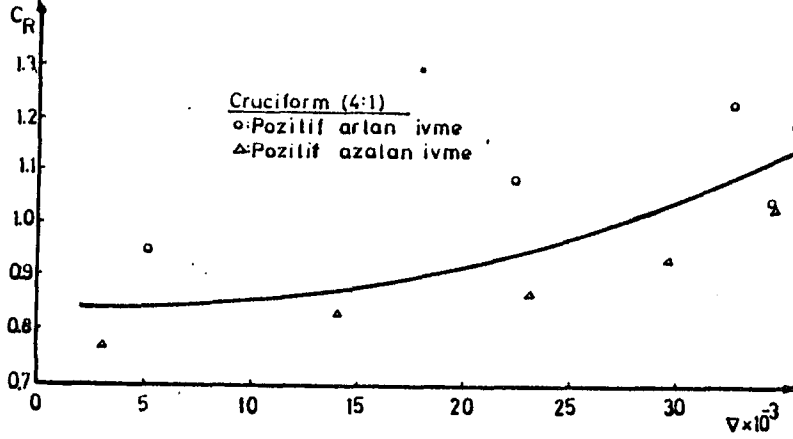
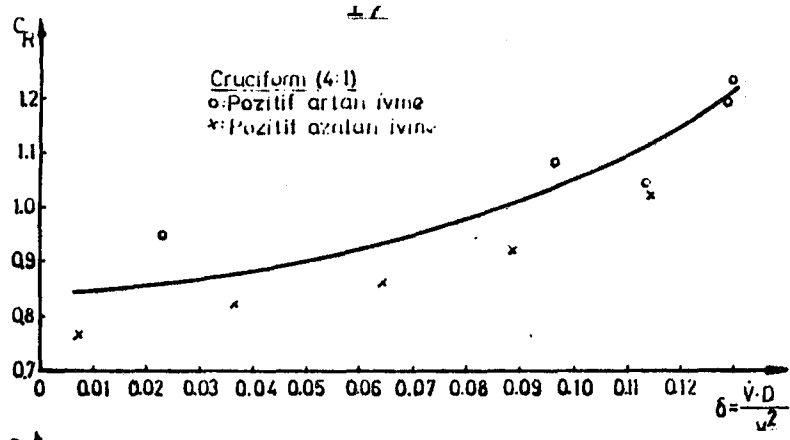
Burada ω sistemin hareketini sağlayan motorun açısal hızıdır.



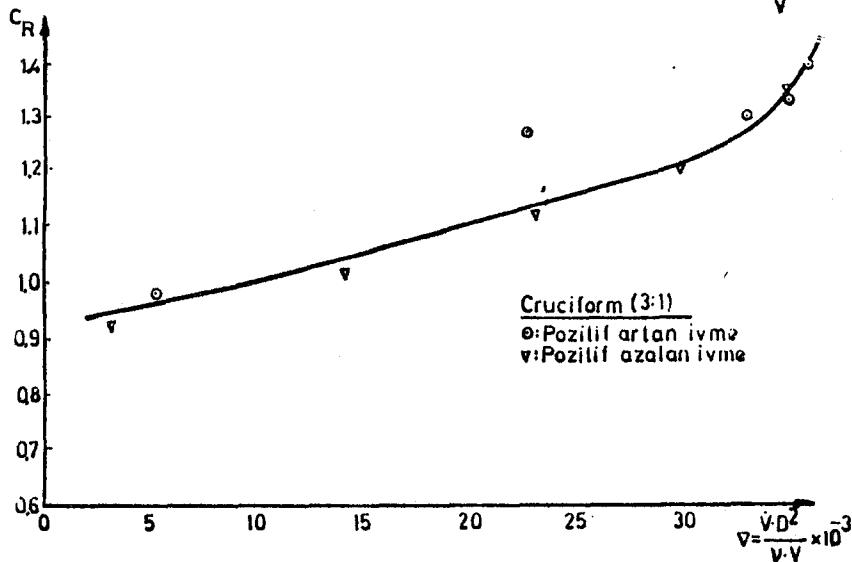
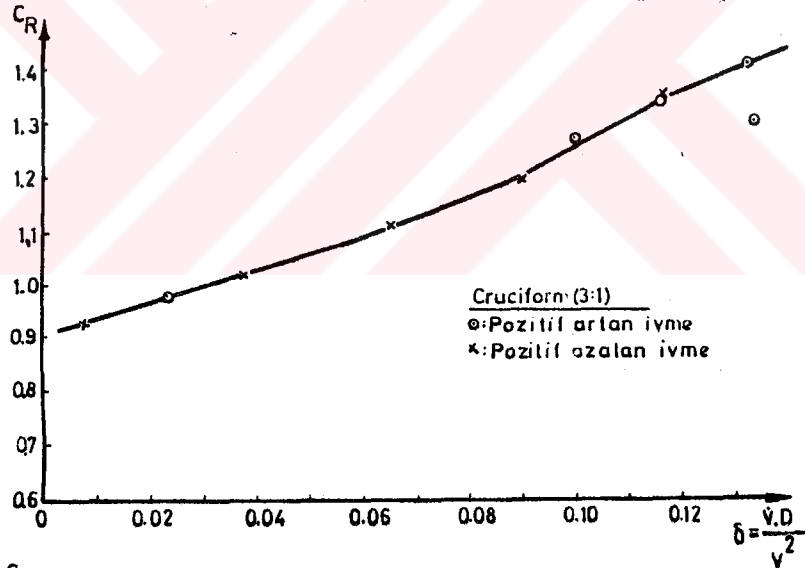
Şekil-6 : Yarımküre model için toplam direnç kuvvet katsayısının δ ($= \frac{\dot{V} \cdot D}{V^2}$) ve ∇ ($= \frac{\dot{V} \cdot D^2}{V \cdot V}$) 'a göre değişimi.



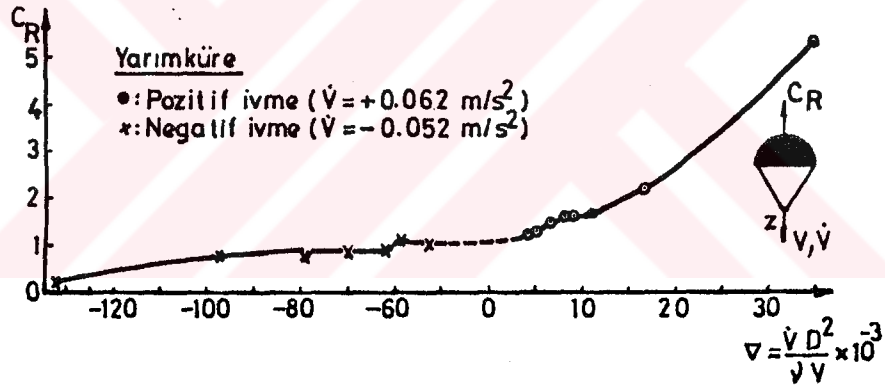
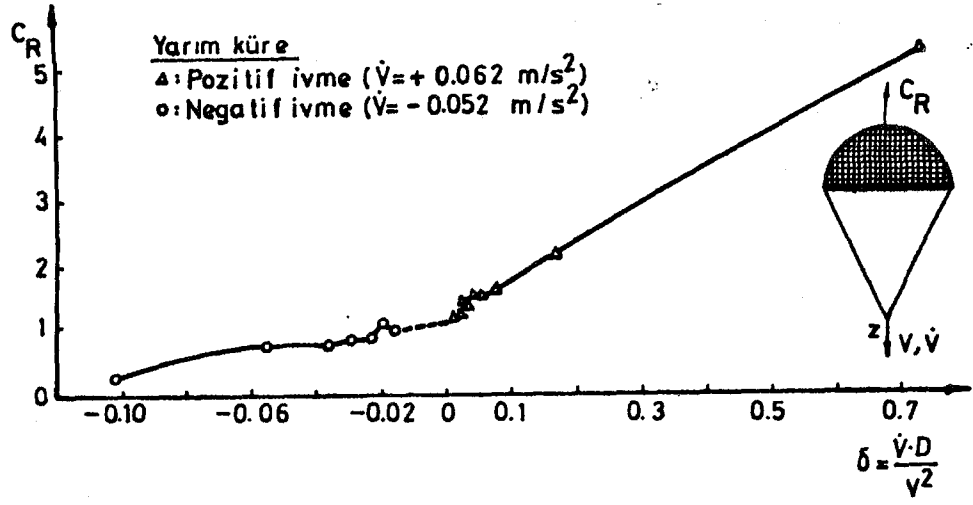
Şekil-7 : Yarımküre modelin negatif ivmeleme durumunda δ , \dot{V} ve Re sayısına göre değişimi.



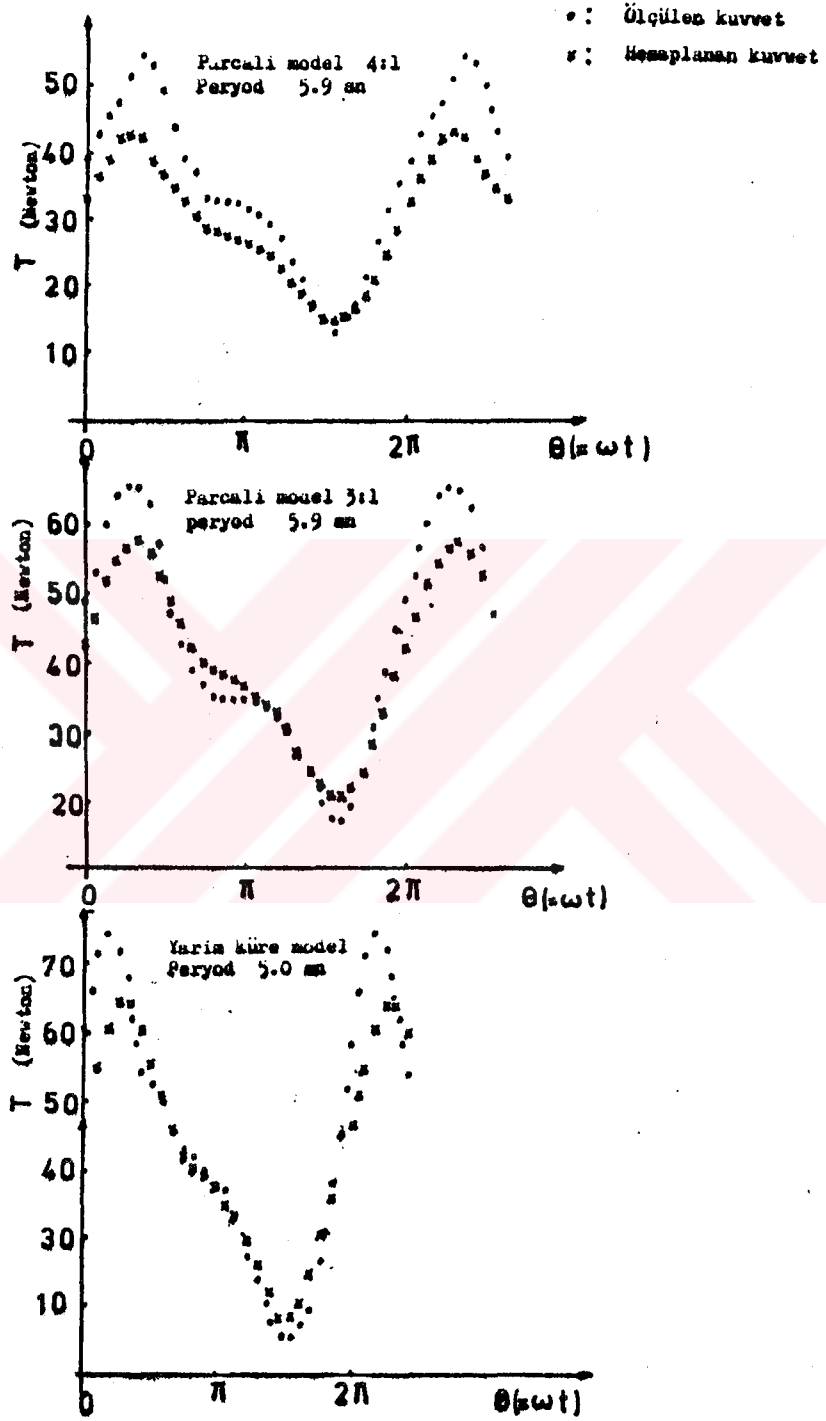
Şekil-8 : Parçalı model (kollar oranı 4:1) toplam direnç katsayısının δ ve V ya göre değişimi.



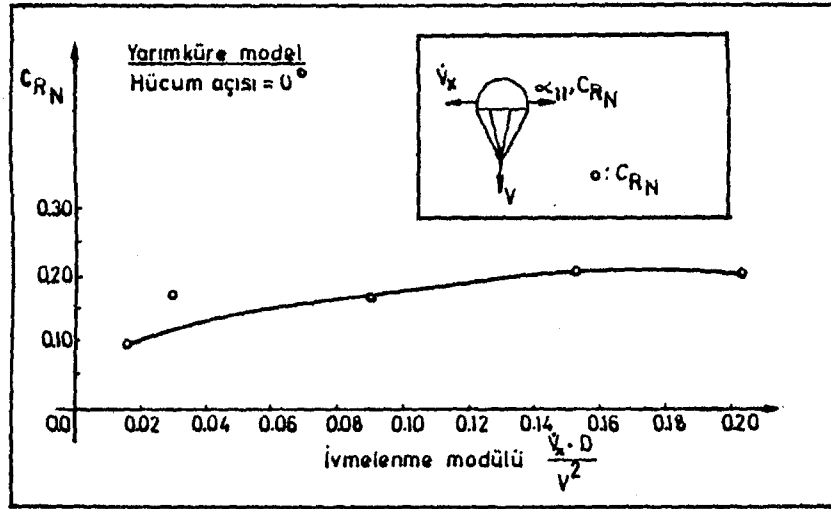
Şekil-9 : Parçalı model (kollar oranı 3:1) toplam direnç katsayısının δ ve V ya göre değişimi.



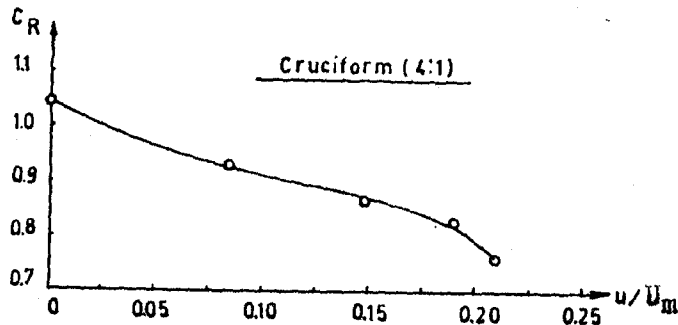
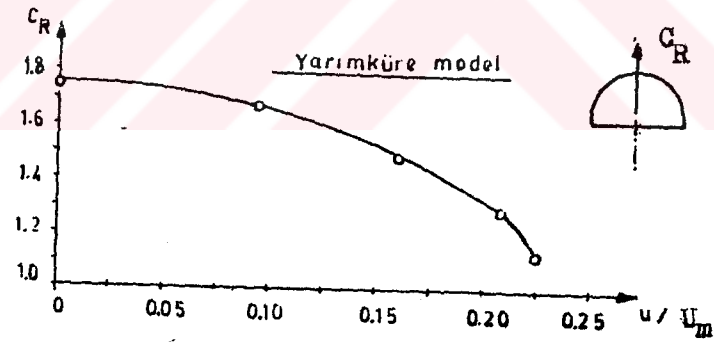
Şekil-10 : Yarımküre modelin Lineer ivmeleme ve Lineer yavaşlaması durumunda C_R 'nin δ ve ∇ a göre değişimi.



Şekil-11 : Lineer + Peryodik harekette ölçülen ve hesaplanan kuvvet grafikleri.



Şekil-12 : Yarımküre model için normal yöndeki toplam kuvvet katsayısının $\frac{V_x - D}{V^2}$ ya göre değişimi



Şekil-13 : Yarımküre model ve parçalı model (4:1) için aksenal yöndeki kuvvet katsayısının C_R , $\frac{u}{U_m}$ e göre değişimi.