

34747

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DALGA VE AKINTI ETKİSİ ALTINDA
SIĞLAŞMA BÖLGESİNE YERLEŞTİRİLMİŞ
KÜÇÜK HACİMLİ BATIK SİLİNDİRLERE
TESİR EDEN HİDRODİNAMİK
KUVVETLERİN NÜMERİK HESABI İLE
İLGİLİ BİR ARAŞTIRMA**

İnş.Müh. Tuba OKUYAN

**F.B.E. İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı Hidrolik Programında
hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Doç.Dr. Yalçın YÜKSEL

İSTANBUL, 1994

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

TEŞEKKÜR

ÖZET

SUMMARY

| | |
|---|----|
| I - GİRİŞ | 1 |
| II - KARARLI AKIM ŞARTLARINDA SİLİNDİRİK YAPILARA TESİR EDEN HİDRODİNAMİK KUVVETLER | 4 |
| 2.1. CİLALI, DAİRESEL BİR SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIMIN REJİMİ | 4 |
| 2.2. VORTEKS SAÇILIMI | 8 |
| 2.2.1. Vorteks Saçılım Frekansı | 11 |
| 2.3. YÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜNÜN ETKİSİ | 15 |
| 2.4. ENKESİT DEĞİŞİMİNİN ETKİSİ | 16 |
| 2.5. YAKLAŞAN AKIMIN TÜRBÜLANSLI OLMASI DURUMU | 18 |
| 2.6.a. YAKLAŞAN AKIMDAKİ KAYMA ETKİSİ | 18 |
| 2.6.b. CİDAR ETKİSİ | 21 |
| 2.7. HİDRODİNAMİK KUVVETLER | 25 |
| 2.7.1. Hidrodinamik Direnç ve Kaldırma Kuvveti | 25 |
| 2.7.2. Ortalama Direnç | 27 |
| 2.7.2.1. Şekil Direnci ve Sürtünme Direnci | 27 |
| 2.7.2.2. Direnç Katsayısı | 31 |
| 2.7.2.3. Yüzey Pürüzlülüğünün Etkisi | 35 |
| 2.7.3. Çalkantı Kuvvetleri | 38 |
| 2.7.4. Enkesit Şekillerinin Kuvvet Katsayılarına Etkisi | 41 |
| 2.7.5. Yaklaşan Akımın Türbülanslı Olması Durumunda Kuvvet Katsayılarına Etkisi | 43 |
| 2.8. SİLİNDİRE ETKİLİ HİDRODİNAMİK KUVVETLERE CİDAR ETKİSİ | 44 |
| 2.8.1. Bir Cidar Yakınına Yerleştirilmiş Silindir Üzerine Etkiyen Direnç Kuvveti | 46 |
| 2.8.2. Bir Cidar Yakınına Yerleştirilmiş Silindir Üzerine Etkiyen Kaldırma Kuvveti | 48 |

| | |
|---|-----|
| III- KARARSIZ AKIM ORTAMINDA BATIK CİSİMLERE TESİR EDEN HİDRODİNAMİK KUVVETLER | 56 |
| 3.1. HİDRODİNAMİK KUVVETLER | 56 |
| 3.1.1. Yatay Kuvvet | 58 |
| 3.1.2. Düşey Kuvvet | 60 |
| 3.1.3. Hidrodinamik Kuvvetlerin Dalga Periyodu Boyunca Değişimi | 63 |
| 3.2. HİDRODİNAMİK KATSAYILAR | 71 |
| 3.2.1. Salınımlı Akım | 71 |
| 3.2.1.1. Sabit Konumdaki Bir Silindirin Etrafın- da Salınımlı Akım Hali | 71 |
| 3.2.1.2. Sakin Suda Salınım Yapan Silindir Hali | 78 |
| 3.2.2. Dalgalı Ortam | 79 |
| IV - CNOİDAL DALGA TEORİSİ | 104 |
| 4.1. GİRİŞ | 104 |
| 4.2. PERTURBASYON YÖNTEMİ | 108 |
| 4.3. SIĞ SUDA SONLU GENLİKLİ DALGALAR | 130 |
| 4.4. CNOİDAL DALGA TEORİSİ | 136 |
| V - SIĞ SU ŞARTLARINDA DENİZ TABANINA YERLEŞTİRİLEN SİLİNDİRİK YAPILARA TESİR EDEN DALGA-AKINTI KUVVETLERİN HESABI İÇİN SAYISAL MODEL VE TARTIŞMA | 148 |
| 5.1. GİRİŞ | 148 |
| 5.2. DALGA-AKINTI HİDRODİNAMİK KUVVETLERİN MODELLENMESİ | 152 |
| VI - SONUÇLAR | 166 |
| KAYNAKLAR | 168 |
| EK - I | 177 |
| EK - II | 186 |
| ÖZGEÇMİŞ | |

TEŞEKKÜR

Tüm çalıőmalarımnda ve tezimin hazırlanması sırasında yardımlarını hiçbir zaman eksik etmeyen çok değerli Hocam Sayın Doç.Dr. Yalçın YÜKSEL'e sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Ayrıca bize bugüne kadar göstermiő olduğu destekten dolayı da Sayın Prof.Dr.Sabahattin ÜÇ'e teşekkür ederim.

Haziran, 1994

Tuba OKUYAN

ÖZET

Yatay silindirik yapılar endüstriyel ve evsel atık suların taşındığı deniz deşarjları, nükleer ve termik santrallara gerekli soğutma suyunun, gaz ve ham petrolün açık deniz petrol platformlarından taşındığı boru hatları gibi boru hatları gibi karşımıza çıktığı gibi, yine haberleşme ve enerji naklinde kullanılan kablolarda bu tip yapılara örnek olarak verilebilir. Deniz altına döşenen bu tip boru hatları etrafındaki akım problemi oldukça karmaşık ve çözümünü de yeterince zordur.

Bugüne kadar bu konuda oldukça detaylı çalışmalar yapılmasına rağmen, genellikle deniz tabanının yatay olduğu kabul edilmiş ve yine dalgaların sığlaşma etkisi ile değişime uğramasıyla ortaya çıkan lineer olmayan etkiler çok az sayıda çalışmada dikkate alınmıştır. Bu bölgede yüksek mertebeden dalga teorilerinin dikkate alınması daha doğru bir yaklaşım sağlayacaktır. Ancak bu da problemin çözümünü oldukça güçleştirmektedir.

Bu çalışmada 1/10 taban eğimine sahip deniz tabanına yerleştirilebilecek yatay silindirik yapı elemanlarına sığlaşma etkisi de dikkate alınmak suretiyle dalga-akıntı etkisinin birlikte olması durumunda hidrodinamik kuvvetlerin teorik olarak belirlenmesine çalışılmıştır. Akıntı etkisi farklı hızlarda ancak üniform olarak dikkate alınmıştır.

Yüksek mertebeden bir dalga teorisi olan Cnoidal dalga teorisi yardımıyla hazırlanmış olan bilgisayar programı yardımıyla Morison denklemi kullanılarak sırasıyla taban yakınındaki dalga kinematikleri sonra hidrodinamik kuvvetler belirlenmiştir. Elde edilen sonuçların daha önce tanımlanmış teorik yaklaşımlarla tam bir uyum sağladığı görülmüştür.

SUMMARY

Horizontal circular cylinders such as marine pipelines are used for disposal of industrial and municipal wastewater into the sea, for cooling water in nuclear power plants and for the transformation of gas and crude oil from offshore platforms. Marine cables, on the otherhand, are increasly used for communication. Design of marine pipelines and marine cables are rather complicated problem.

Knowledge is extensive with respect to wave forces on submarine pipelines especially in the offshore region. In the coastal regions where the non-linear effects are important, it is customary to compute the kinematics of wave motion using one of the higher order theories. The wave forces are then calculated using Morison's formula. So far both experimental and theoretical works were mostly carried out with bottom conditions. However, as it is known, bottom slope is a very important effect on wave motion.

In this research, a theoretical investigation on a horizontal cylinder on 1/10 sloping bottom under wave-current effects. The current effect is considered with different uniform velocities.

A computer program written with cnoidal wave theory was used in order to calculate wave particle velocity and accelaration after calculation of bottom wave kinematics Morison equation was used to find the hydrodynamic forces. Hence wave-current induced hydrodynamic forces were determined and the results were find well agree with theoretical considerations.

BÖLÜM I

GİRİŞ

Deniz altına döşenen bir yatay silindirik yapı olan boru hatları deniz deşarjı, petrol ürünlerinin taşınması, doğal gaz nakli, nükleer ve termik santrallerin ihtiyacı olduğu soğutma suyu temini gibi çeşitli amaçlar için kullanılmaktadırlar, diğer benzeri silindirik yapılara örnek olarak ta enerji nakil hatlarını ve değişik amaçlar için inşaa edilen deniz platformlarının yatay taşıyıcı elemanlarını örnek olarak verebiliriz.

Deniz tabanına yerleştirilen boru hatları dalga ve akıntı tesirleri altında stabil olarak yerinde durabilmelidir. Özellikle yakın kıyı bölgesinde bu yapılara tesir edecek dalga-akıntı kuvvetleri önemli değerlere erişebilmektedir. Dalgaların kırılma noktasından kıyı çizgisine kadar olan surf bölgesinde bu yapılara kırılan dalgaların tesir ettirecekleri aşırı kuvvetlerden korunmaları amacıyla, boru hatları deniz tabanına gömülürler. Bu gömülme işlemine de her zaman zemin şartları müsait olmayabilir.

Bu tip yapılara tesir edecek dalga ve/veya akıntı kuvvetlerinin belirlenmesi amacıyla deneysel ve sınırlı da olsa teorik çalışmalar literatürde mevcuttur. Boru hatlarının stabiliteeleri gelen dalganın genliğine, akıntının şiddetine, yapının boyutlarına, malzemenin tipine, geometrik şekline, deniz taban eğimine, batimetriye, sığlaşma tesirlerine ve yapının yüzeyinde zaman içinde oluşacak pürüzlülüğe bağlıdır.

Huang ve Hudspeth (1982) küçük eğimli rijit bir tabana, sığlaşma bölgesinde yerleştirilmiş silindirik yapılara tesir eden sonlu genlikli dalgaların tesirini araştırmışlar, bu yapılara ait stabilite şartlarını belirlemeye çalışmışlar, bu araştırmacılar Morrison denklemini kullanarak hidrodinamik dalga kuvvetlerini hesaplamışlar, bunun için de dalga kinematiklerini belirlemek amacıyla akım fonksiyonu teorisini kullanmışlardır, böylece değişik dizayn dalga şartları altında boyutsuz dalga kuvvetlerini gösteren grafikler vermişlerdir.

Borunun stabilitesi için, boru ile taban arasındaki sürtünme direnci, geçirimsiz taban için (Anand ve Agarwal, 1980) aşağıdaki faktörlere bağlıdır :

- 1- Borunun kapladığı yüzeye,
- 2- İçsel sürtünme açısına, geoteknik özelliklere, kohezyona ve ve zemin doygunluk derecesine,
- 3- Boru ile taban arasındaki yüzey alanına,
- 4- Borunun hareket yönüne (yatay ve düşey olma haline).

Potynody (1961) değişik zemin ve boru malzemesi için μ , coulomb sürtünme katsayısının alacağı değerleri hesaplamıştır. Valent (1979), iki farklı boru malzemesi ve üç değişik kum malzeme kullanarak, çelik ve beton borular için μ sürtünme katsayılarını deneysel olarak belirlemiştir. Potynody (1961) ve Valent (1979)'ın test sonuçları Tablo 1.1'de özetlenmiştir. Geçirimsiz kaya zeminler üzerinde boruların sürtünmesi ile ilgili çalışma, literatürde mevcut değildir. Ancak dizayn amacıyla taş ve nemli bozulmamış zeminler için $\mu = 0,33$ olarak teklif edilmiştir (Eshbach, 1974).

Rijit taban üzerine yerleştirilmiş diğer çalışmalarda çoğunlukla deniz tabanı yatay kabul edilmiştir, bunlardan bazıları; Wilson ve O.Reid (1963), Yamamoto ve ark. (1974), Nath ve ark. (1976). Garrison ve ark. (1977), Holmes ve Chaplin (1978), Wright ve Yamamoto (1979), Maull ve Norman (1979), Elmolla ve Narayanan (1989). Deniz tabanının eğimli olması durumu için literatürde çalışma yoktur, bununla ilgili bir çalışma Yüksel ve Narayanan (1994) tarafından gerçekleştirilmiştir. Yine her ne kadar kırılan dalgaların tesiri ile ilgili çalışmalar çoğunlukla kazıklar gibi düşey yapılar üzerine yoğunlaşmışsa da batık yatay silindirik yapıların surf bölgesi içinde olması durumunda yapılan çalışma yine çok azdır, bunlar Yüksel-Narayanan (1994), Yüksel (1993) ve Törüm (1993)'dir.

| Boru Malzemesi | Taban Malzemesi | μ | Kaynak |
|----------------|------------------|-----------|----------|
| Cilalı Çelik | Kum | 0.64 | Potynody |
| | Kohezyonsuz silt | 0.68 | |
| | Kil | 0.50 | |
| | Coralline kum | 0.17-0.18 | Valent |
| | Oolitic kum | 0.31 | |
| | Kumlu silt | 0.37 | |
| Pürüzlü çelik | Kum | 0.80 | Potynody |
| | Kohezyonsuz silt | 0.75 | |
| | Kil | 0.80 | |
| | Coralline kum | 0.55 | Valent |
| | Oolitic kum | 0.50-0.51 | |
| | Kumlu silt | 0.65 | |
| Cilalı Beton | Kum | 0.80 | Potynody |
| | Kohezyonsuz silt | 0.87 | |
| | Kil | 1.00 | |
| | Coralline kum | 0.56 | Valent |
| | Oolitic kum | 0.52-0.54 | |
| | Kumlu silt | 0.67 | |
| Grain Beton | Kum | 0.88 | Potynody |
| | Kohezyonsuz silt | 0.96 | |
| | Kil | 1.00 | |
| Pürüzlü Beton | Kum | 0.90 | Potynody |
| | Kohezyonsuz silt | 1.00 | |
| | Kil | 1.00 | |
| | Coralline kum | 0.59 | Valent |
| | Oolitic kum | 0.57 | |

Tablo 1.1. Potynody (1961) ve Valent (1979) Sürtünme Faktörleri

BÖLÜM II

KARARLI AKIM ŞARTLARINDA SİLİNDİRİK YAPILARA TESİR EDEN
HİDRODİNAMİK KUVVETLER

2.1. CİLALI, DAİRESEL BİR SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIMIN REJİMİ

Dairesel silindir etrafındaki akış boyutsuz Re sayısına bağlıdır.

$$Re = \frac{D \cdot U}{\nu} \quad (2.1)$$

Burada, D silindirin çapı, U akışın hızı, ν kinematik viskozitedir. Re sayısı sıfırdan itibaren arttıkça akımın rejiminde değişime neden olur. Akımın rejimi Re sayısına bağlı olarak değişimi Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Herhangi bir durumdaki akımın rejimine bağlı olarak akım alanının şematik olarak tasviri Şekil 2.2'de verilmiştir.







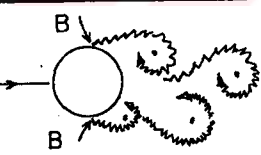
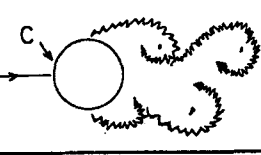
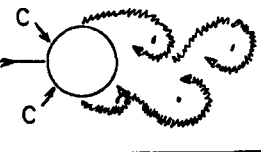
Re sayısının çok küçük değerleri için ayrılma meydana gelmez. Re sayısının değeri 5 olduğunda ilk ayrılma meydana gelir.

Re sayısının $5 < Re < 40$ değerleri arasında silindirin artiz bölgesinde, bir çift vorteks oluşur (Şekil 2.1.b).

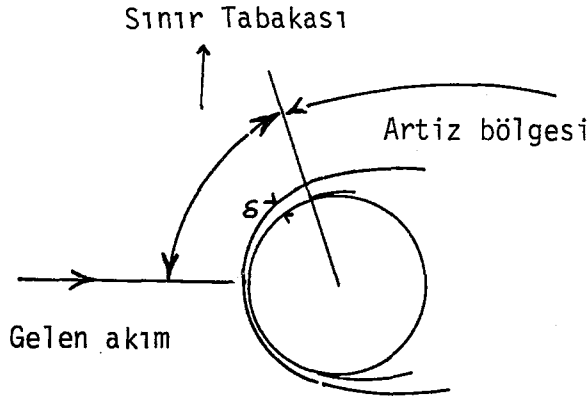
Re sayısının daha da büyümesiyle, artiz bölgesinin stabilitesi bozulur. Bu olayda vorteks saçılımı olarak isimlendirilir (Şekil 2.3 d-f).

Re sayısının $40 < Re < 200$ arasındaki değerleri için vorteks sokağında akım laminer rejimdedir (Şekil 2.1.c). Saçılım iki boyutludur, yani silindirin düşey eksenine boyunca değişim yoktur (Williamson, 1989).

Re artmasıyla artiz bölgesinde türbülanslı akım hakim olmaya başlar (Şekil 2.1.d). Re sayısı $200 < Re < 400$ arasındayken akım geçiş rejiminden türbülanslı rejime doğru değişir (Bloor, 1964). $Re = 400$ olduğunda artık akım türbülanslı olmaya başlar (Bloor, 1964).

| | | | |
|----|---|---|---|
| a) |  | Ayrılma yok | $Re < 5$ |
| b) |  | Bir çift simetrik vorteks oluşur | $5 < Re < 40$ |
| c) |  | Vorteks sokağında akım (laminer) | $40 < Re < 200$ |
| d) |  | Artık bölgesinde türbülanslı akıma geçiş başlar | $200 < Re < 300$ |
| e) |  | Artık bölgesi tamamen türbülanslıdır. A: laminar sınır tabakasından ayrılma | $300 < Re < 3 \cdot 10^5$ Kritik altı rejim (subcritical) |
| f) |  | A: laminar sınır tabakasından ayrılma B: Türbülanslı tabakadan ayrılma | $3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^5$ Kritik rejimi (critical) |
| g) |  | B: Türbülanslı sınır tabakasından ayrılma, sınır tabakası bazen laminar bazen türbülanslıdır. | $3,5 \cdot 10^5 < Re < 1,5 \cdot 10^6$ Kritik üstü rejim (supercritical) |
| h) |  | C: Sınır tabakası bir kenarda tamamen türbülanslıdır. | $1,5 \cdot 10^6 < Re < 4 \cdot 10^6$ Kritik geçiş üstü rejimi (upper transition) |
| i) |  | C: Sınır tabakası her iki kenarda türbülanslıdır. | $4 \cdot 10^6 < Re$ Kritik geçiş (Transcritical) |

Şekil 2.1. Kararlı akım durumunda cilalı, dairesel bir silindir etrafındaki akımın rejimi.



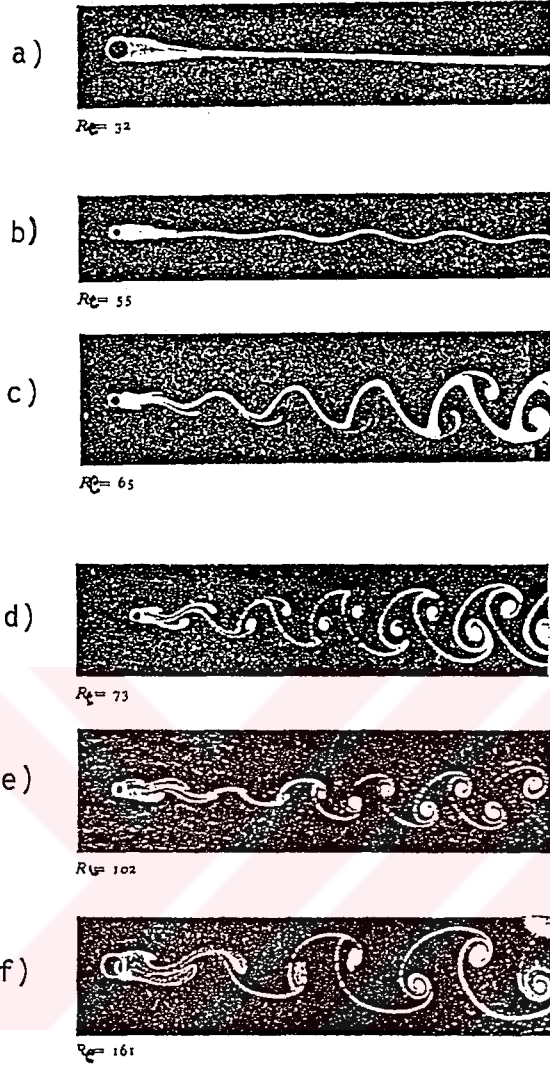
Şekil 2.2. Silindir etrafında sınır tabakası ve artiz bölgesi.

Gözlemler, $40 < Re < 200$ arasında vorteks saçılımının iki boyutlu ve daha büyük değerler için ise üç boyutlu olduğunu göstermiştir (Gerrard, 1978 ve Williamson, 1988). Vorteksler tekil olarak düşey doğrultuda yayılmaktadırlar.

$Re > 300$ için artiz bölgesi tamamıyla türbülanslıdır. Re sayısının artan değerlerinde dahi oldukça geniş bir aralıkta $300 < Re < 3 \cdot 10^5$, silindirin yüzeyindeki sınır tabakası içinde akım laminar kalmaktadır. Bu da kritik altı rejim olarak bilinmektedir (Şekil 2.1.e).

Re sayısının daha da artmasıyla sınır tabakası içinde türbülanslı akıma geçiş başlar. Geçiş önce sınır tabakasının ayrıldığı noktada meydana gelmektedir ve Re sayısının artışıyla türbülansa geçiş bölgesi, silindirin menba yüzeyi boyunca durgunluk noktasına doğru hareket eder (Şekil 2.1.f, 2.1.i).

$3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^5$ dar bir aralıkta (Şekil 2.1.f) ayrılma noktasında sınır tabakasında akım türbülanslıdır, fakat bu silindirin sadece bir tarafında meydana gelmektedir. Böylece sınır tabakasından ayrılma silindirin bir kenarında türbülanslı ve diğer kenarında ise laminardır. Bu akım alanı kritik akım rejimi olarak bilinmektedir.



Şekil 2.3. Re sayısının artmasıyla, dairesel bir silindir etrafında vorteks saçılımının oluşumu.

Silindirin bir tarafındaki türbülanslı ayrılma bölgesi bir taraftan diğer tarafa zamanla değişir (Schewe, 1983). Bu akım alanındaki asimetri ortalama hidrodinamik kaldırma kuvvetinin sıfırdan farklı bir değer almasına neden olur. Türbülansın bir kenardan diğer kenara geçişmesiyle bu kuvvette yön değiştirir (Schewe, 1983).

Re sayısının $3,5 \cdot 10^5 < Re < 1,5 \cdot 10^6$ arasında değer aldığı bir sonraki akım rejimi ise kritik üstü akış olarak isimlendirilmektedir. Bu durumda; silindirin her iki tarafındaki sınır tabakasındaki ayrılma bölgelerinde akım türbülanslıdır. Ancak sınır tabakasında türbülansa geçiş henüz tamamlanmamış olup durgunluk noktası ve ayrılma noktası

arasında bir yerde türbülansa geçiş bölgesi vardır.

Re sayısının $1,5 \cdot 10^6$ değerine ulaştığında sınır tabakası tamamıyla türbülanslı olur. Buna rağmen silindirin kenarlarından birinde sınır tabakası laminerdir. Böylece bu akış rejimi, sınır tabakası silindirin bir kenarında tamamıyla türbülanslı ve diğer kenarında bazen laminar bazen türbülanslıdır. $1,5 \cdot 10^6 < Re < 4,5 \cdot 10^6$ arasında, bu tip akış rejimi kritik geçiş üstü akım rejimi olarak isimlendirilmektedir.

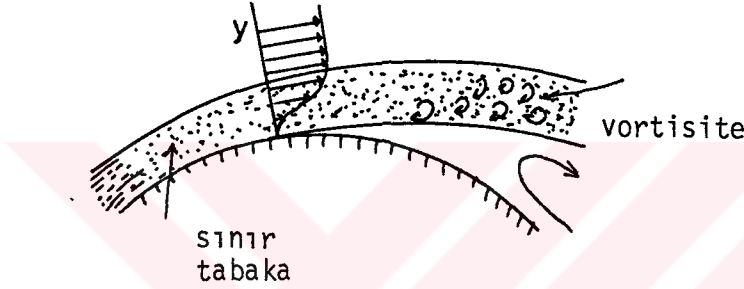
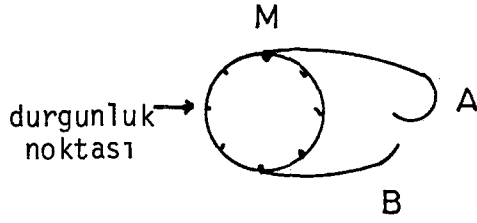
Re sayısının $4,5 \cdot 10^6$ dan büyük değerleri için, silindir yüzeyi üzerindeki sınır tabakası her yerde türbülanslıdır. Bu akım rejimi kritik geçiş akımı olarak isimlendirilmektedir.

2.2. VORTEKS SAÇILIMI

Genelde, $Re > 40$ değerleri için vorteks saçılımı olayı başlamaktadır. Daha önce belirtildiği gibi, Re sayısı yeterince büyük olduğu zaman silindir yüzeyi üzerindeki sınır tabakası, ters basınç gradyanından dolayı ayrılacaktır. Bunun sonucu olarak, sınır tabakası Şekil 2.4'de görüldüğü gibi şekillenir. Bu sınır tabakası vorteksin (A vorteksi) içine doğru bükülerek sarar, bu vorteks kendisini saran sınır tabakasındaki vortisitler ile beslenmektedir.

Aynı şekilde, silindirin diğer kenarında da ters yönde dönen bir vorteks (Vorteks B) şekillenir.

Re sayısının ($Re > 40$) değerleri için küçük düzensizliklere karşın bu iki vorteks çifti daha önce de belirtildiği gibi gerçekte instabildir. Bu vorteksler $Re > 40$ için gittikçe büyürler.

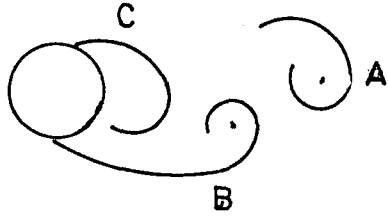
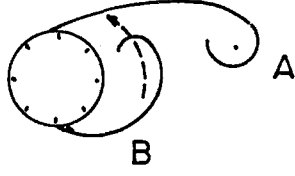


Şekil 2.4. Sınır Tabakası ve Artiz Bölgesinin Oluşumu.

Şekil 2.5.a'da gösterildiği gibi, artiz bölgesinde A vorteksi B vorteksinden daha büyüktür. A vorteksi B vorteksine göre ters yönde dönmektedir. Belli bir zaman sonra ters yönde dönen diğer vorteks A vorteksinin daha fazla vortisiyle beslenmesini kesecek ve böylece vorteks sınır tabakasından kopacaktır. Bu A vorteksinin saçıldığı çok kısa bir anda meydana gelir. Serbest kalan bu vorteks ana akım ile birlikte mansaba doğru taşınır.

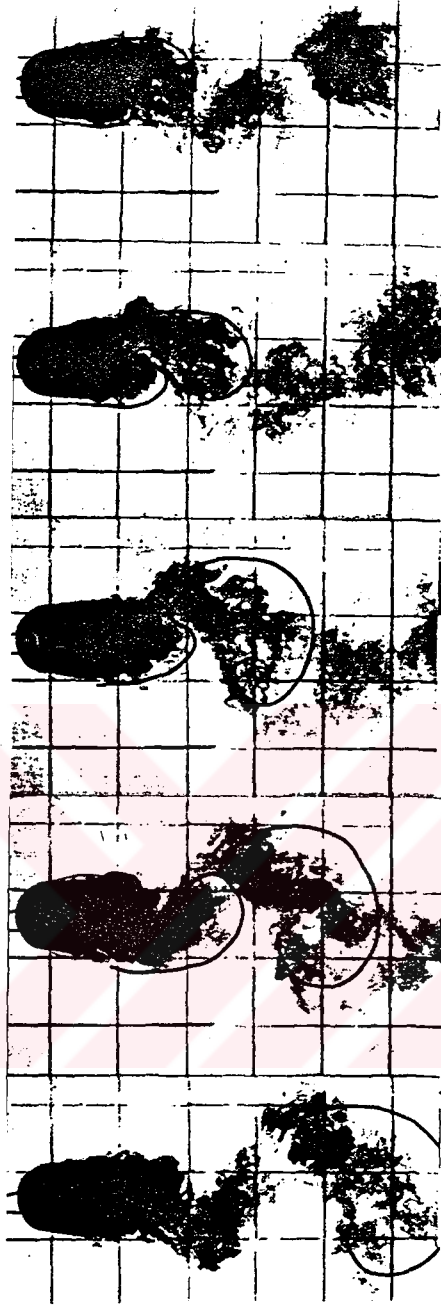
A vorteksinin ayrılmasından sonra silindirin aynı kenarında C vorteksi olarak yeni bir vorteks oluşacaktır. A vorteksinde oluşan olaylar bu sefer B vorteksi üzerinde yineleneyecektir (Şekil 2.5.b). Bu olay silindirin iki kenarları arasında sırayla saçılımlar şeklinde devam edecektir.

Şekil 2.6'da fotoğraflarda bu olayın yaklaşık bir saçılım periyodu boyunca gelişmesi görülmektedir.



Şekil 2.5. Vortekslerin Oluşumu.

Bu iki sınır tabakası birbiriyle etkileştiği zaman vorteks saçılımı oluşmaktadır. Eğer bu iki sınır tabakası arasına silindirin akış yönünde bir levha konulduğunda, saçılım önlenir, böylece vorteks saçılımı oluşmayacaktır. Diğer bir örnekte, silindir duvara yakın bir yere konulduğunda, duvar kenarındaki tabaka diğer kenara göre yeterince gelişmeyecek, bu da iki tabaka arasında zayıf bir etkileşim meydana getirecek, veya silindirin duvara çok yakın bir yere yerleştirilirse bu kenarda vorteks saçılımı duvar tarafından bastırılacak ve etkileşim meydana gelmeyecektir. Bu olay daha sonra detaylı olarak açıklanacaktır.



Şekil 2.6. Bir periyot boyunca vorteks saçılımının gelişmesi.

2.2.1. Vorteks Saçılım Frekansı

Vorteks saçılım frekansı, Re sayısının bir fonksiyonudur.

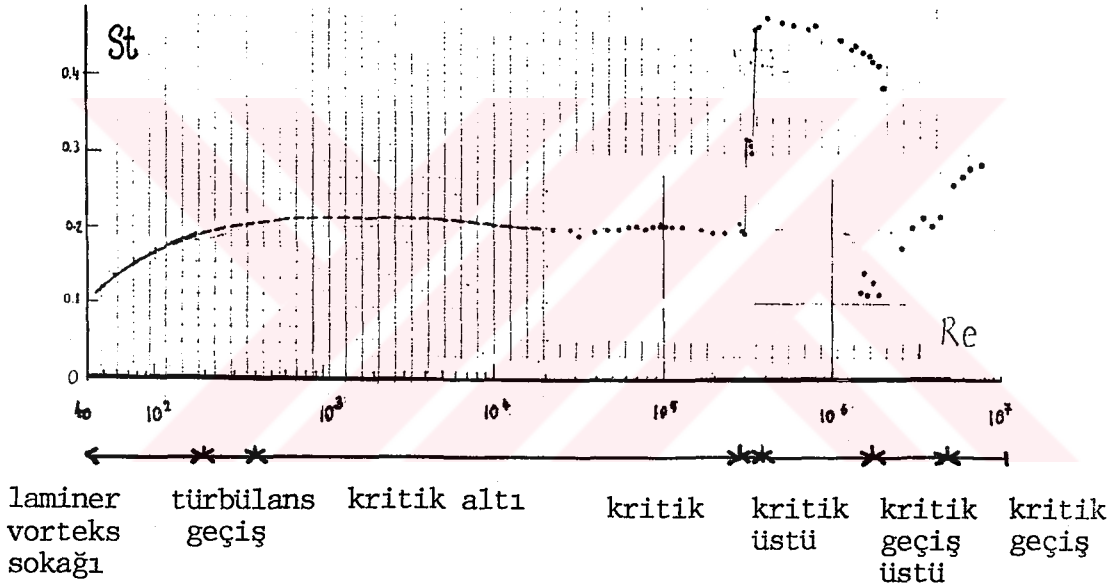
$$St = \text{Funct} (Re) \quad (2.2)$$

$$St = \frac{F_v \cdot D}{U} \quad (2.3)$$

burada; D silindirin çapı, U akım, F_v vorteks saçılım frekansıdır. Normalleştirilmiş vorteks saçılım frekansı, St sayısı olarak isimlendirilir.

Şekil 2.7'de St sayısı ile Re sayısının değişimini veren bir grafik verilmiştir. Şekil 2.8'de ise Schewe (1983)'in verdiği güç spektrumu gösterilmiştir.

Vorteks saçılımı, daha önce de belirtildiği gibi, $Re = 40$ olduğunda oluşur. Şekil 2.7'den görüldüğü gibi Re sayısının bu değerine karşılık saçılım frekansı (St) 0,1 değerine karşılık gelir.



Çizgi : Williamson (1989)

Kesikli çizgi : Roshko (1961)

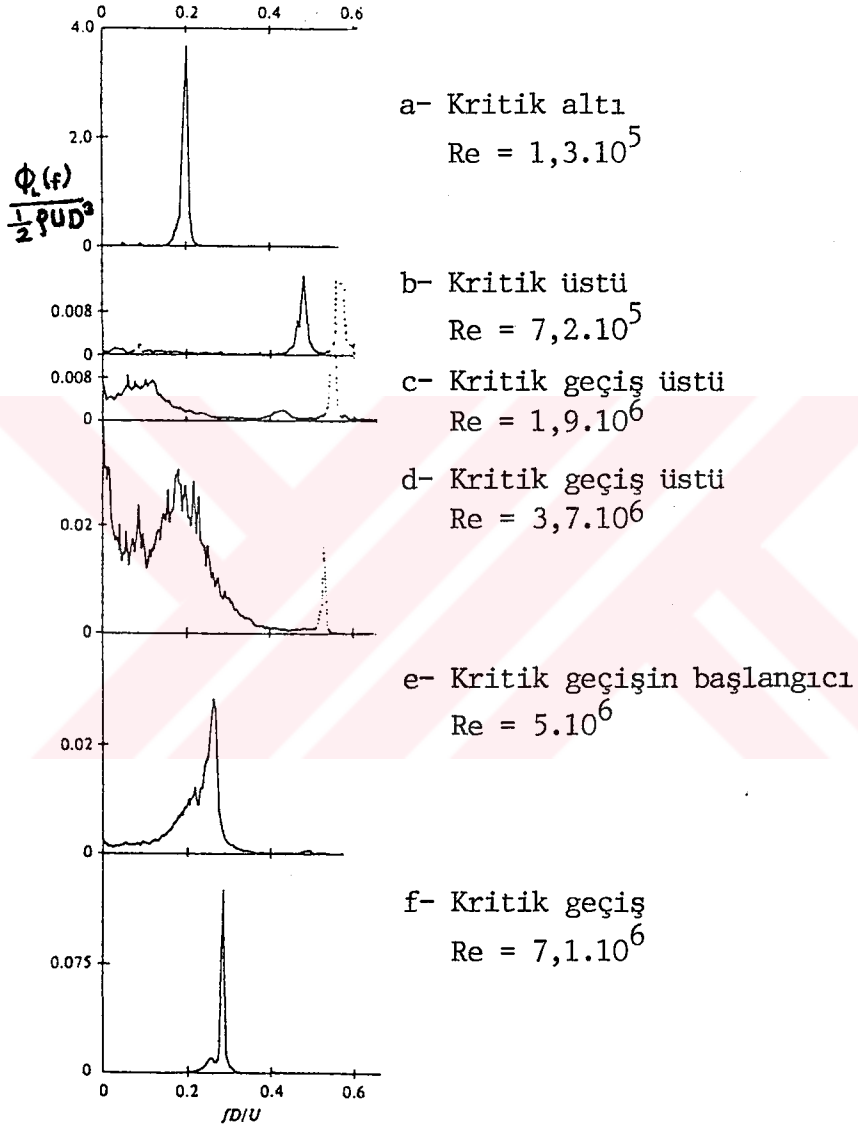
Nokta : Schewe (1983)

Şekil 2.7. Strouhal sayısının deneysel verileri.

St kademeli olarak arttığında, Re sayısı da artar ve $Re \approx 300$ olduğunda kritik altı rejimin başlangıcında Re değişmesine rağmen 0,2 değerinde sabit kalır.

Şekil 2.8.a'da çok dar bir bantta keskin bir şekilde meydana gelen bu frekansın etkin değeri kritik altı bölgede meydana gelir.

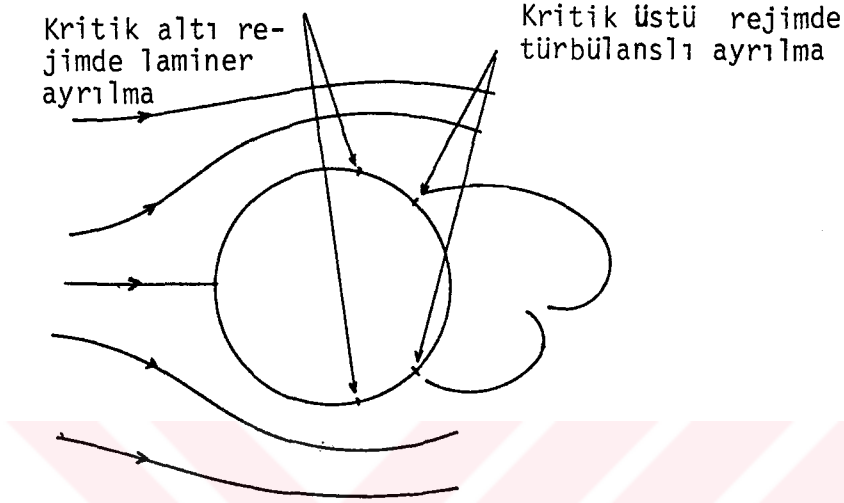
$Re = 3-3,5 \cdot 10^5$ değerinde St sayısı birden yükselir, bu kısım kritik Re sayısı olarak bilinir ve St değeri 0,2 değerinden 0,45 değerine ulaşır. St sayısının bu yüksek değeri, kritik üstü aralığında meydana gelir ve Re sayısının artmasıyla birlikte yavaşça azalır.



Şekil 2.8. Şekil 2.6'daki datalara karşılık güç spektrumu (Schewe, 1983).

Kritik üstü akışdaki St değerinin büyük artışı aşağıdaki gibi açıklanabilir. Kritik üstü akışta, ayrılma noktalarında silindirin her iki kenarındaki sınır tabakası türbülanslıdır. Şekil 2.9'da da gösterildiği gibi, ayrılma noktasının mansaba doğru hareketlenmesine

sebeplere olacak şekilde sınır tabakasında ayrılma gecikecektir. Bunun anlamı, vorteksler kritik altı akımdan olduğundan daha hızlı bir oranda birbirlerini etkileyeceklerdir ve bu da St sayısının daha büyük değerlere ulaşmasına neden olacaktır.



Şekil 2.9. Değişik rejimlerde ayrılma noktalarının gösterilişi.

Şekil 2.8.b'den görüldüğü gibi $Re = 7,2 \cdot 10^5$ değerinde güç spektrumu bu değerde meydana gelmektedir. Spektrumun şiddeti oldukça küçüktür, bu da saçılan vortekslerin kritik altı rejimde olduğu kadar büyük olmayacağını göstermektedir. Böylece bu Re değerinde vorteks saçılımından doğan hidrodinamik kaldırma kuvveti zayıf değerde olacaktır.

Re sayısı $1,5 \cdot 10^6$ değerine ulaştığında St sayısında bir belirsizlik vardır. Bu Re sayısında, sınır tabakalarının birinde türbülansa geçiş tamamlanmıştır (Şekil 2.1.h). Böylece silindirin bir kenarındaki sınır tabakası tamamen türbülanslı ve silindirin diğer kenarında ise kısmen türbülanslı kısmen de laminardır. Bu durum kritik geçiş üstü bölgesi olarak açıklanabilir. Bu da artiz bölgesinde asimetric vorteks saçılımına neden olur. Şekil 2.8.c ve d'den görüldüğü gibi Re sayısının bu değerinde güç spektrumu oldukça geniş bir bantta meydana gelir.

Düzenli vorteks saçılımı olayının yeniden oluşması için, Re sayısının $4,5 \cdot 10^6$ değerinden daha büyük değerlere ulaşmasıyla söz konusu olur, bu akış rejimi kritik geçiş akım rejimidir ve St sayısı da 0,25 - 0,30 değerine ulaşır (Şekil 2.7).

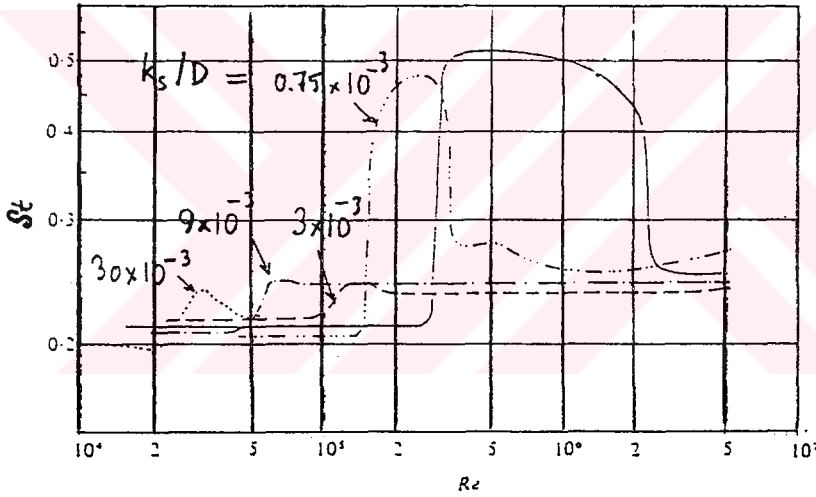
2.3. YÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜNÜN ETKİSİ

St sayısı pürüzlü silindirler için, Re sayısı ve pürüzlülüğün her ikisinin de birden fonksiyonudur.

$$St = F (Re, k_s/D) \quad (2.4)$$

burada, k_s nikuradse eşdeğer kum pürüzlülüğüdür.

Şekil 2.10'da (Achenbach ve Heinecke, 1981) pürüzlülüğün k_s/D değişik değerleri için Re sayısına göre değişimi verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi $k_s/D > 3 \cdot 10^3$ olduğu durumda yüzey pürüzlülüğünün etkisi dramatik olarak göze çarpmaktadır.



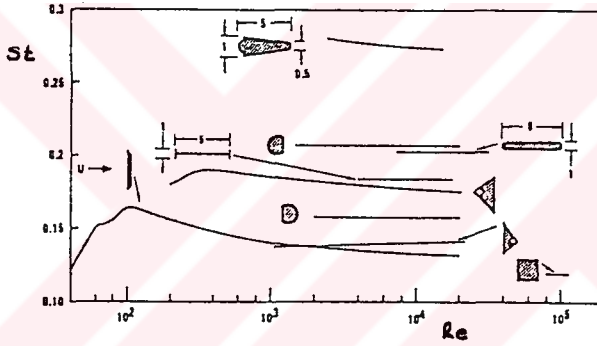
Şekil 2.10. Dairesel silindirlerde pürüzlülüğün değişik değerleri için St sayısının Re sayısına göre değişimi (Achenbach ve Heinecke, 1981).

Bu şekilde kritik, kritik üstü ve kritik geçiş üstü akım rejimlerinde dar bir bölgede meydana gelmektedir ve akımın rejimi bu Re sayısının dar bölgesinin sınırında kritik geçiş rejimine doğru olacaktır ve bu olay dolayısıyla daha küçük Re sayılarında meydana gelecektir. Şekil 2.10'da $k_s/D = 30 \cdot 10^{-3}$ değeri için Re sayısının $0,3 \cdot 10^5$ ve $k_s/D = 3 \cdot 10^3$ için ise Re sayısının $1,5 \cdot 10^5$ olduğunu göstermektedir. Bu sonuç şaşırtıcı değildir, çünkü türbülansa geçişin pürüzlü cidarda daha çabuk meydana geldiği bilinmektedir.

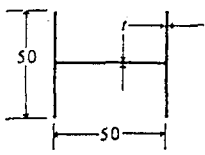
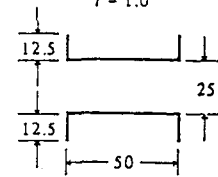
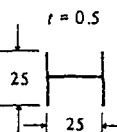
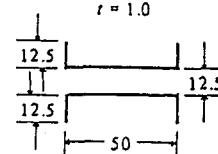
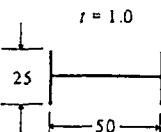
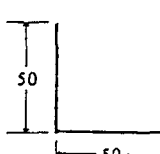
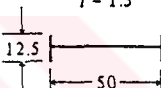
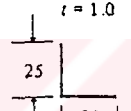
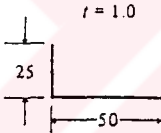
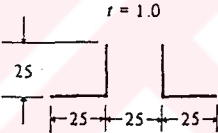
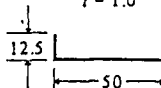
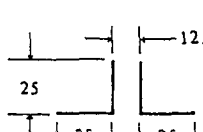
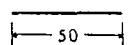
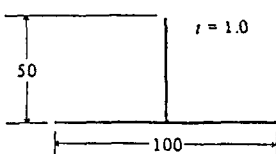

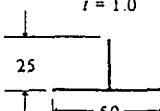
2.4. ENKESİT DEĞİŞİMİNİN ETKİSİ

Şekil 2.11'de St sayısı ile ilgili değişik enkesitler için Blevins (1977) tarafından derlenmiş bilgiler gösterilmiştir. Şekil 2.12'de ise ASCE tarafından derlenmiş, değişik şekiller için St sayıları verilmiştir.

Re sayısının büyük değerlerinde, vortekslerin şekillenmesi dik-dörtgen kesitler gibi ayrılma noktası karmaşık olan kesitler için Re sayısı etkin olmamaktadır. Böylece St sayısı, enkesit değişimleriyle ilgili Re sayısının artmasıyla büyük değişikliklere uğramayabilir.



Şekil 2.11. Değişik enkesitler için St sayısı (Blevins, 1977).

| Yön | Profilin Boyutu (mm) | St | Yön | Profilin boyutu (mm) | St |
|--------|--|----------------|-------------|---|-------------------------|
| → ↓ | $r = 2.0$  | 0.120 0.137 | ↓ | $r = 1.0$  | 0.147 |
| → | $r = 0.5$  | 0.120 | ↓ | $r = 1.0$  | 0.150 |
| ↓ | $r = 1.0$  | 0.144 | ← ↑ ↙ | $r = 1.0$  | 0.145 0.142 0.147 |
| ↓ | $r = 1.5$  | 0.145 | ← ↓ ↙ | $r = 1.0$  | 0.131 0.134 0.137 |
| ↓ ↑ | $r = 1.0$  | 0.140 0.153 | → ↓ | $r = 1.0$  | 0.121 0.143 |
| ↓ ↑ | $r = 1.0$  | 0.145 0.168 | → | $r = 1.0$  | 0.135 |
| → ↓ | $r = 1.5$  | 0.156 0.145 | → | $r = 1.0$  | 0.160 |
| | 11800 < R < 19100  | 0.200 | → ↑ | $r = 1.0$  | 0.114 0.145 |

Şekil 2.12. ASCE tarafından değişik şekiller için verilen St sayıları.

2.5. YAKLAŞAN AKIMIN TÜRBÜLANSLI OLMASI DURUMU

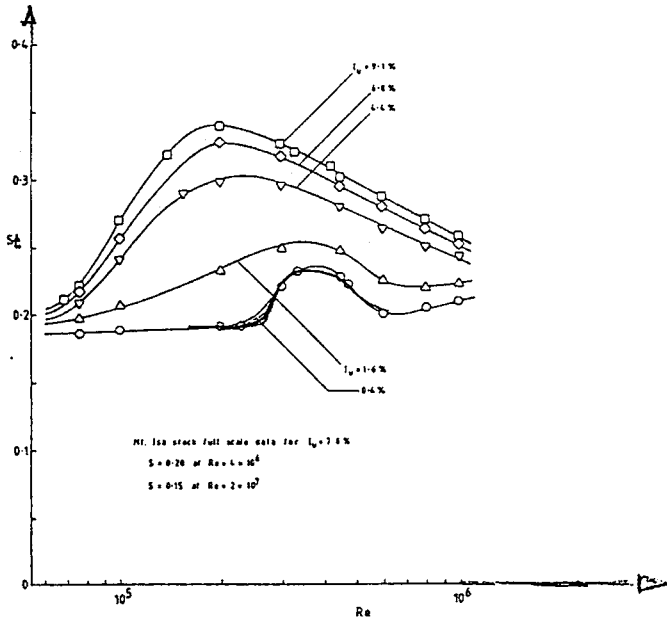
Yaklaşan akışdaki türbülans vorteks saçılımına etkin bir faktördür. Türbülansın vorteks saçılımına etkisi değişik araştırmacılar tarafından (Cheung & Meblourne (1983), Kwok (1986), Norberg ve Sunden (1987)) ele alınmıştır. Şekil 2.13'de gösterilen St sayısı verileri, Cheung ve Melbourne tarafından rüzgar tüneline türbülansın değişik seviyeleri için elde edilmiştir.

St sayısının Re sayısı ile değişimi gelen akışdaki türbülansın şiddetiyle değişir. Türbülansın etkisi silindirin pürüzlüğüne benzer etki gösterir. Kritik, kritik üstü ve kritik geçiş üstü rejimlerinin kritik geçiş rejimine yaklaştığı görülür.

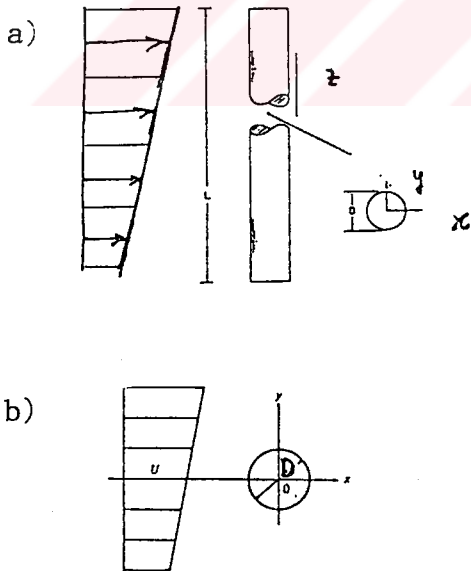
Şekilden görüldüğü gibi, türbülansın şiddetinin artmasıyla kritik geçiş bölgesi daha küçük Re sayısı ile meydana gelmektedir. Bunun nedeni gelen akımın türbülansının şiddetinin artmasıyla silindirin etrafındaki sınır tabakasında türbülanslı rejime erken geçişin meydana gelmesidir.

2.6a. YAKLAŞAN AKIMDAKİ KAYMA ETKİSİ

Gerçekte, yaklaşan akımda tabandan itibaren meydana gelecek sürtünme (kayma) etkisi vorteks saçılım işlemi üzerinde hissedilmektedir. Sürtünme etkisi yaklaşan akımda iki türlü gözükür. Birincisi silindirin dikey eksen boyunca (Şekil 2.14.a), diğeri ise akıma dik eksen boyuncadır (Şekil 2.14.b). Dairesel ve dairesel bir kesite sahip olmayan yapılar etrafındaki akımın sürtünme etkisi karakteristikleri Griffin (1985) tarafından incelenmiştir (Şekil 2.14.a). Vorteks saçılımları dikey eksen boyunca küçük elemanlar halinde meydana gelirler ve herbir vorteks elemanı sabit bir frekansa sahip olmaktadır. Şekil 2.15'den açıkça görüldüğü gibi herbiri farklı frekansa sahip dört vorteks elemanının saçıldığı belirlenebilir. Eğer St sayısında yerel hız esas alınır (Şekilde kesikli hatlar halinde gösterilmiştir) verilerin St sayısının yaklaşık olarak 0,25 değerinde toparlandığı görülür.



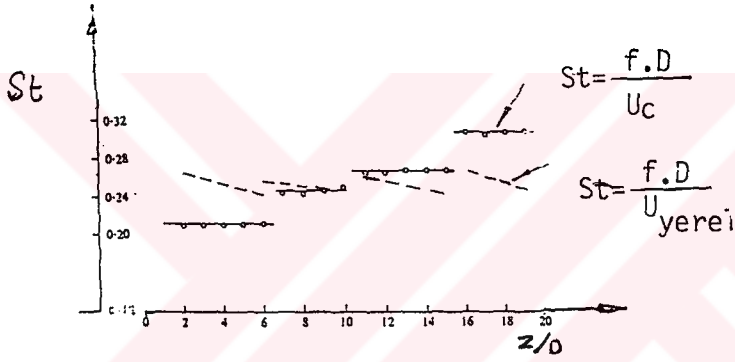
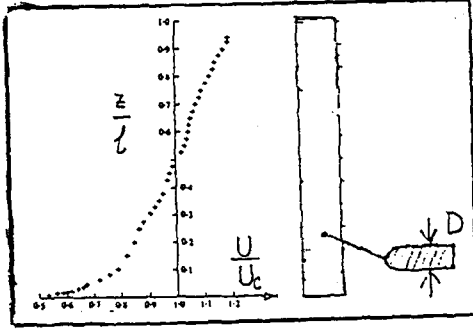
Şekil 2.13. Türbülansın değişik değeri için St sayısı değişimi (Cheung ve Melbourne, 1983).



Şekil 2.14. Yaklaşan akımda kayma etkisi iki şekilde görülür:

a) Silindirin düşey boyunca, b) Akıma dik eksen boyunca.

Genellikle Griffin (1985) sürtünme etkisinin artmasıyla vorteks elemanlarının saçılım uzunluklarının azaldığını göstermiştir.



Şekil 2.15. Kayma akımında düşey eksen boyunca St sayısının dağılımı (Maull ve Young, 1973)..

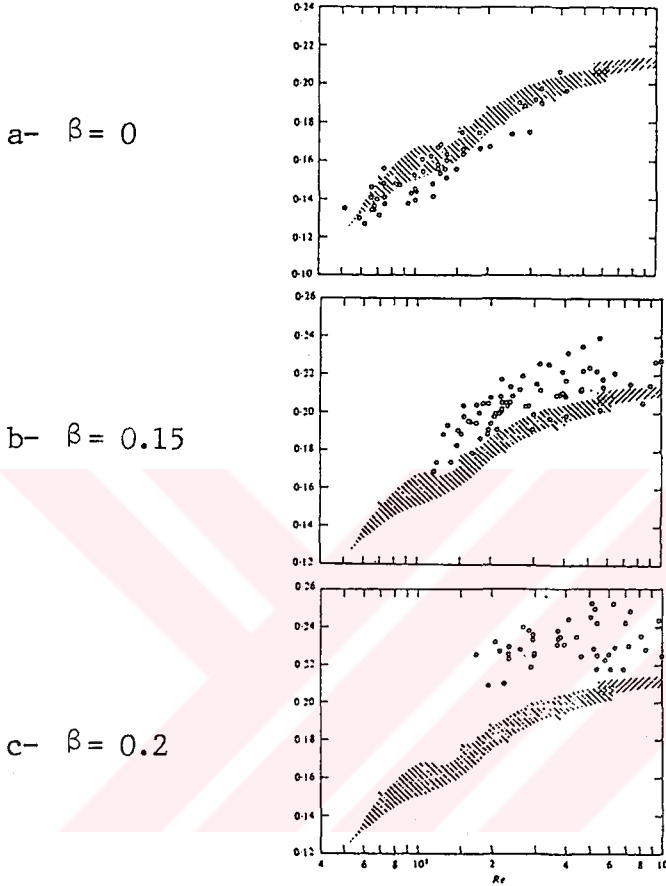
Yuvarlak: St sayısı eksendeki hızın fonksiyonu (U_c)

Kesikli çizgi: St sayısı yerel hızın fonksiyonu (U_y)

Sürtünme etkisinin akıma dik boyunca mevcut olması durumunda (yalnız bu şart silindirin düşey eksenini boyunca üniform olduğunda varsayılmaktadır), saçılımlar küçük ve orta büyüklükteki sürtünme şiddeti

$$\beta = \left(\frac{D}{U_{CL}} \right) \left(\frac{du}{dy} \right)$$

değerlerinde çok az etkilenmektedir. Ancak β 'nin büyük değerlerinde saçılım daha fazla etkilenmektedir (Kiya, Tamura ve Arie, 1980). Şekil 2.16'da β 'nin üç farklı değeri için Re sayısına karşın St sayısının değişimi gösterilmiştir. $\beta = 0,2$ için görüldüğü gibi St sayısı üniform akım ($\beta = 0$) durumuna göre daha fazla bir artış göstermektedir.



Şekil 2.16. β 'nin üç farklı değeri için Re sayısına karşın St sayısının değişimi (Kiya, Tamura ve Arie, 1980).

2.6b. CİDAR ETKİSİ

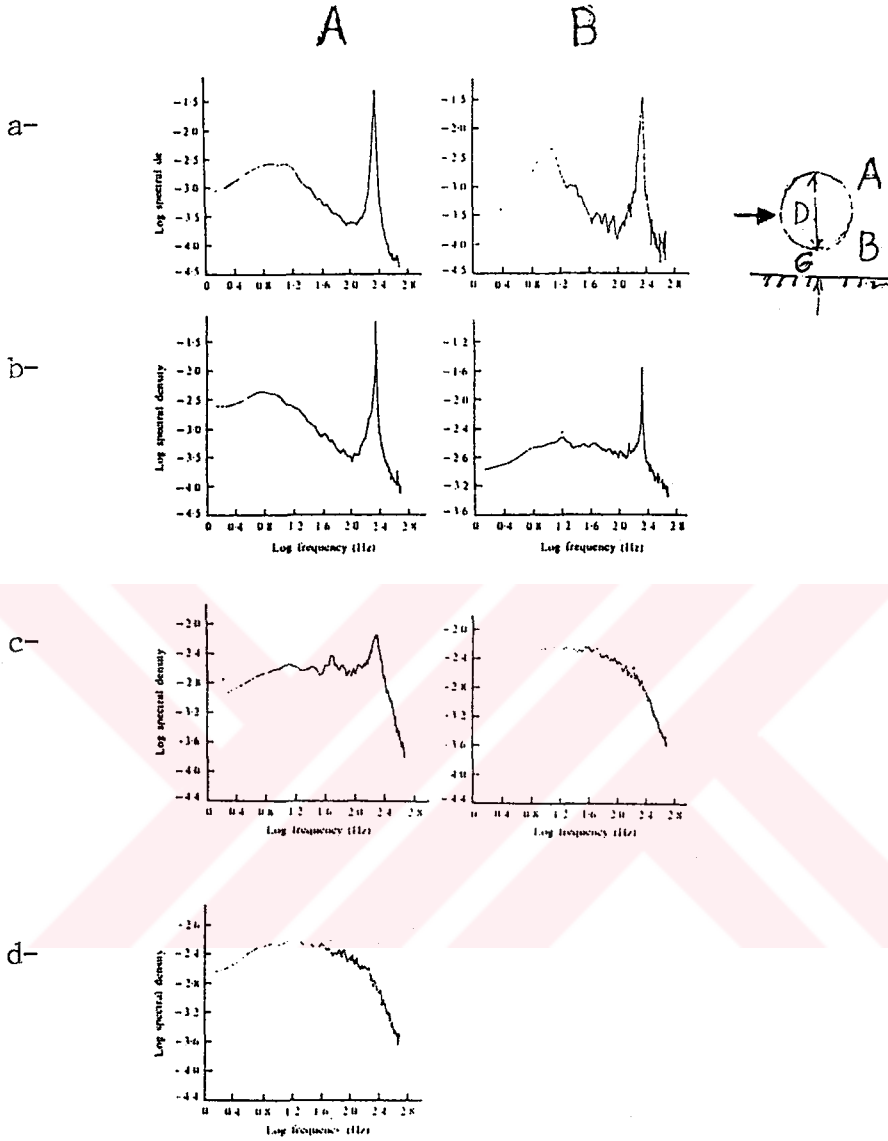
Daha önce de belirtildiği gibi, silindir bir cidara yakın bir yere konulduğunda vorteks saçılımı oluşmayabilir. Bir duvardan değişik uzaklıklara yerleştirilen bir silindirin artiz bölgesindeki her iki kenarından alınan CTA sinyallerinin güç spektrumu Şekil 2.17'de verilmiştir (Bearman ve Zdravkovich, 1978). Düzenli vorteks saçılımı yalnızca G/D oranının 0,3 olduğu değerler için meydana gelmektedir, burada G silindir ile duvar arasındaki mesafeyi göstermektedir. Bu sonuç ilk kez Bearman ve Zdravkovich tarafından verilmiştir ve daha sonra Grass ve

arkadaşlarının (1984) ölçüleriyle bu sonuç sağlamlaştırılmıştır. Şekil 2.18'deki fotoğraflar G/D oranının $0,3$ 'den küçük olduğu değerler için vorteks saçılımının bozulduğunu göstermektedir.

Daha önce de bahsedildiği gibi cidar tarafında sönmümlendirilen saçılımlar silindirin iki tarafında bir asimetrinin doğmasına neden olmaktadır. Serbest kenarda kalan vorteks duvar kenarında kalan vorteksten daha büyük ve güçlü olarak gelişir. Böylece iki vorteksin birbirinden etkilenmesi büyük ölçüde azalır ve düzenli vorteks saçılımının kısmen veya tamamen zayıflamasına neden olur.

Yaklaşan akımın sınır tabakası kalınlığı δ vorteks saçılımı üzerine etkisi söz konusudur. δ/D oranının çok küçük olması durumunda silindir ve cidar arasından geçen akım miktarı δ/D oranının büyük olması durumuna göre önemli derecede artabilir. Bu da cidar kenarındaki vorteksin yeterince güçlü olduğunu ve karşı taraftaki vorteksle etkileşmesinin hala mevcut olduğunu göstermektedir. Sümer, Jensen ve Fredsøe (1991)'in salınımlı akımda yapmış olduğu deneyler sınır tabakası kalınlığının küçük olması dolayısıyla δ/D oranının küçük olduğu ($0,01 - 0,16$ civarında) açıklık oranının $0,1$ değerinde dahi vorteks saçılımının hala mevcut olduğunu göstermektedir.

Vorteks saçılımının var olduğu G/D oranı için, vorteks saçılım frekansı üzerindeki cidar etkisine dair ölçümler saçılım frekansının açıklık oranının azalmasıyla arttığını göstermiştir. Şekil 2.19'da iki çalışmanın sonuçları gösterilmiştir (Grass, 1984 ve Raven, Stuart ve Littlejohns, 1985).



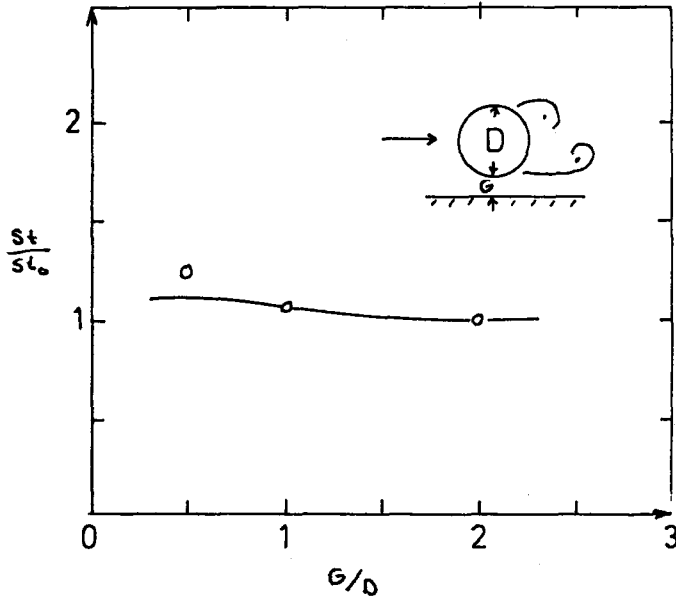
Şekil 2.17. Artiz bölgesinde hot-wire sinyallerinden alınan güç spektrumu (Bearman ve Zdravkovich, 1978).

Grass ve arkadaşları deneylerini pürüzlü ve cilalı tabana sahip bir laboratuvar kanalında yapmışlardır. Burada test silindirin yüzeyi pürüzsüzdür. Bearman ve Zdravkovich (1978)'in ölçümleri $0,3 \leq G/D \leq 3$ değerlerinde vorteks saçılım frekansın değişmediğini göstermektedir. Angrilli, Bergamaschi ve Cossalter (1982)'in deneyleri ise $0,5 \leq G/D \leq 6$ değerlerinde açıklık oranının azalmasıyla saçılım frekansının sistematik olarak arttığını göstermektedir. Buna

a) $G/D = 0,4$ b) $G/D = 0,3$ c) $G/D = 0,2$ d) $G/D = 0,05$ 

Şekil 2.18. Cidara yakın yerleştirilmiş silindirin artizinde G/D 'ye bağlı olarak değişimler.

paralel St sayısında da meydana gelecek artışa cidar tarafındaki vorteksin cidarın mevcudiyeti dolayısıyla serbest akım tarafındaki vortekse daha çabuk yaklaşması neden olmaktadır. Bunun sonucunda iki vorteks daha hızlı girişimde bulunmakta ve St sayısı da artmaktadır.



Şekil 2.19. G/D 'nin fonksiyonu olarak St sayısının normalleştirilmiş değerleri.

2.7. HİDRODİNAMİK KUVVETLER

2.7.1. Hidrodinamik Direnç ve Kaldırma Kuvveti

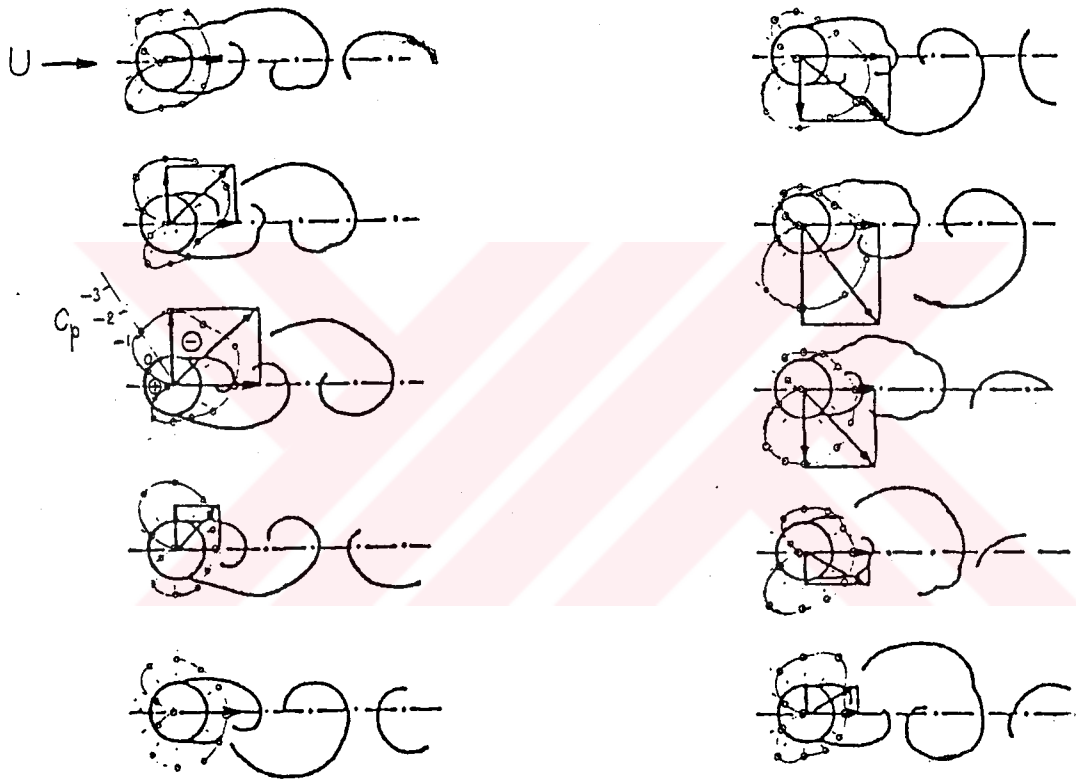
Daha önceki kısımda da belirtildiği gibi, Reynolds sayısının değişimiyle bir dairesel silindir etrafındaki akışın rejimi değişmektedir (Şekil 2.1). Aynı zamanda yüzeyin pürüzlülüğü, enkesit değişimi gelen akışın türbülanslı olması ve gelen akımın kayma etkisi etkin olmaktadır. Çok küçük Re sayıları ($Re < 40$) hariç, diğer akım rejimlerinde vorteks saçılımı söz konusudur.

Vorteks saçılımı olayının sonucu olarak, silindir etrafındaki basınç dağılımı periyodik değişikliğe uğrar. Vorteks saçılım safhalarıyla hidrodinamik kuvvet bileşenleri periyodik olarak değişir.

Silindir yüzeyi üzerindeki basınç dağılımının integre edilerek hesaplanmasıyla bulunan kuvvet bileşenleri ve ölçülen basınç dağılımıyla artiz bölgesindeki akımın yapısı Şekil 2.20'da gösterilmiştir. Bu şekilde belirtilen zaman aralıkları vorteks saçılım periyodundan daha büyük alınmıştır.

Diğer taraftan, Şekil 2.21 bir önceki şekilde olduğu gibi aynı deney şartlarında kuvvetin zamanla değişimini göstermektedir.

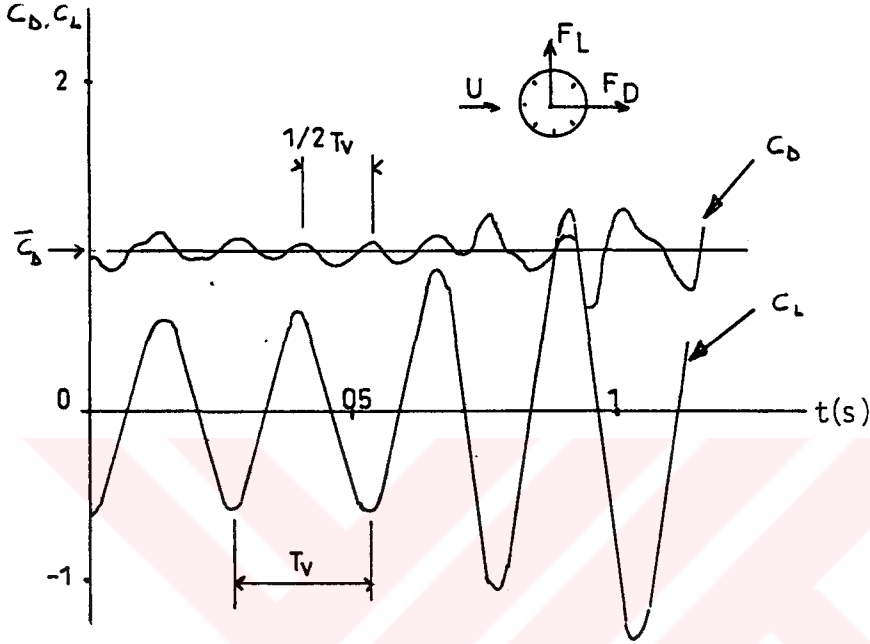
Önceki şekilden de görüldüğü gibi, aşağıdaki iki önemli özellik ortaya çıkar. Birincisi aksenal yöndeki silindir üzerine etkiyen kuvvet zamanla periyodik olarak değişir. İkincisi ise, yaklaşan akımın silindir eksenine göre tamamen simetrik olmasına rağmen düşey yönde silindir üzerinde sıfırdan farklı bir kuvvet bileşeni vardır, (sıfır ortalama ile) ve bu zaman boyunca periyodik olarak değişir.



Şekil 2.20. Vorteks saçılımında kuvvet bileşenleri ve ölçülen basınç dağılımıyla artiz bölgesindeki akımın yapısı (Drescher, 1956) $Re = 1,1 \cdot 10^5$, $D = 8$ cm ve $U = 1,53$ m/s.

Kuvvetin yatay bileşeni, hidrodinamik direnç kuvveti ve düşey kuvvet de hidrodinamik kaldırma kuvveti olarak isimlendirilir. Daha önceki şekilden de görüldüğü gibi direnç kuvveti bir ortalama değer civarında salınım gösterir. Bu ortalama değer, ortalama direnç olarak

isimlendirilir. Bundan sonraki bölümlerde öncelikle ortalama direnç üzerinde duracağız, daha sonra ise bu kuvvetlerin çalkantı bileşenlerini yani çalkantı direnç kuvveti ve çalkantı kaldırma kuvvetlerini açıklamaya çalışacağız.



Şekil 2.21. Şekil 2.20'deki gibi aynı deney şartlarında kuvvetin zamanla değişimi, $Re = 1,1 \cdot 10^5$, $D = 8$ cm ve $U = 1,53$ m/s (Drescher, 1956).

2.7.2. Ortalama Direnç

2.7.2.1. Şekil Direnci ve Sürtünme Direnci

Toplam ortalama direnci, şekil ve sürtünme direnci olarak iki kısma ayrılabilir. Şekil direnci, ortalama bileşke basınç kuvvetidir ve aşağıdaki formülle verilebilir.

$$\bar{F}_P = 2 \int_0^\pi \bar{P} \cos(\theta) R d\theta \quad (2.7)$$

(Şekil 2.22'de tasvir edildiği gibi),

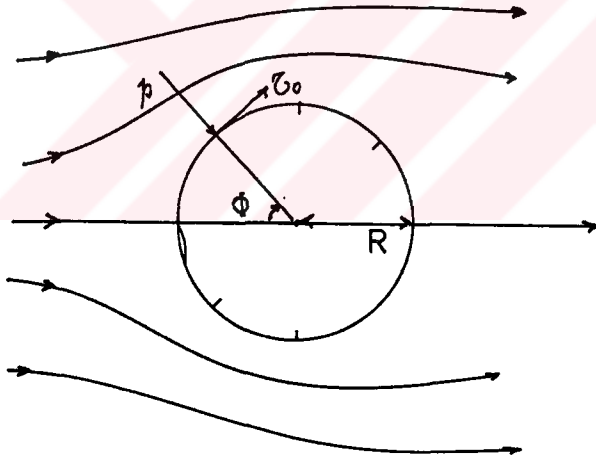
Buna karşın sürtünme direnci yüzey sürtünmesinden dolayı meydana gelen ortalama bileşke kuvvetidir ve 2.8 formülüyle verilir.

$$\bar{F}_f = 2 \int_0^\pi \bar{\tau}_0 \sin(\phi) R d\phi \quad (2.8)$$

Burada \bar{P} basınç, $\bar{\tau}_0$ ise silindir yüzeyindeki cidar kayma gerilmesidir ve burada büyüklükler üzerindeki çizgi zamansal ortalama göstermektedir.

Şekil 2.23'da silindir etrafındaki ortalama basınç ve ortalama kayma gerilmesinin dağılımı gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi sürtünme direnç kuvveti çoğunlukla silindir yüzeyinin menba yüzeyinden etkili olan kayma gerilmesinden kaynaklanır. Şekil direnci ise silindir ön yüzeyindeki pozitif basınç ile yine silindirin arka yüzeyindeki negatif basıncın farkından doğar.

Ölçülmüş basınç ve kayma gerilmeleri dağılımları daha önce tariflenen 2.7 ve 2.8 eşitliklerinde yerine konduğunda ortalama direnç kuvvetinin sürtünme ve şekil direnci bileşenleri belirlenebilir.

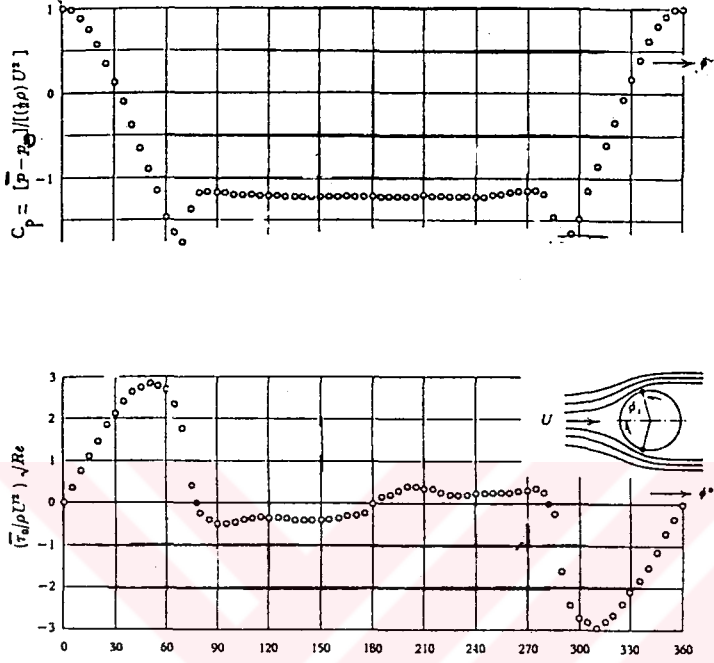


Şekil 2.22. Şekil ve sürtünme direncinin şematik gösterilişi.

Bu işlem, Achenbach (1968) tarafından gerçekleştirilmiştir ve \bar{F}_f/\bar{F}_D formunda verilmiştir (Şekil 2.24). Burada F_D toplam ortalama dirençtir,

$$\bar{F}_D = \bar{F}_P + \bar{F}_f \quad (2.9)$$

ve \bar{F}_f/\bar{F}_D toplam ortalama direnç kuvvetinde sürtünme kuvvetinin



Şekil 2.23. Silindir etrafındaki ortalama basınç ve ortalama kayma gerilmesinin dağılımı, $Re = 10^5$ (Achenbach, 1968)

yüzdesi olarak verilir. Şekilden de açıkça görüldüğü gibi Re sayısının 10^4 den büyük olduğu değerler için şekil direnci toplam direncin % 2-3'den daha azdır.

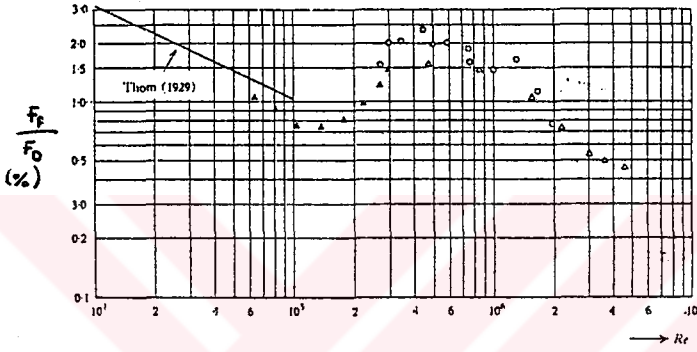
Böylece sürtünme direnci çoğunlukla ihmal edilebilir ve toplam ortalama direncin yalnızca bir bileşeninden meydana gelir.

$$\bar{F}_D \approx 2 \int_0^{\pi} \bar{P} \cos(\phi) R d\phi \quad (2.10)$$

Daha önceki tartışmalardan görüldüğü gibi birçok hal için toplam ortalama kuvvetin silindir üzerindeki basıncın belirlenmesiyle elde

edileceği aşikardır. Re sayısının değişik değerleri için ölçülen basınç dağılımları Şekil 2.25.a'da verilmiştir. Şekil 2.25.b'de de cidar kayma gerilmesi dağılımları buna uygun olarak sunulmuştur. Şekil 2.25'a aynı zamanda potansiyel akım teorisinden elde edilen basınç dağılımını da kapsamaktadır ve bu da 2.11 formülüyle verilmektedir, burada P_0 hidrostatik basınçtır.

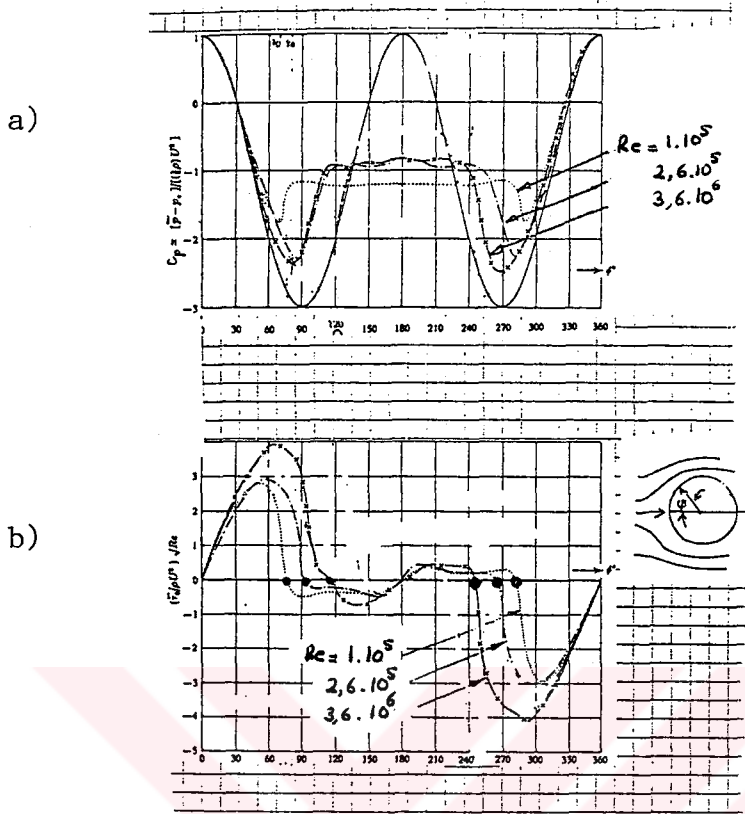
$$\bar{P} - P_0 = \frac{1}{2} \rho U^2 (1 - 4 \sin^2 \phi) \quad (2.11)$$



Şekil 2.24. Dairesel silindirlerde, toplam dirence göre sürtünme direncinin yüzdesi (Achenbach, 1968).

Ölçülen basınç dağılımının ana karakteristiği, potansiyel akım teorisine göre silindirin arkasında pozitif basıncın elde edilmesine rağmen bu bölgede basınç her zaman negatiftir. Bu olayın bir ayrılma sonucunda meydana geldiği aşikardır.

Bu şekil, silindirin artiz bölgesi boyunca basıncın sabit kaldığını da göstermektedir. Dikkat edildiği gibi artiz bölgesi boyunca burada silindirin sağ ve sol tarafındaki ayrılma noktaları arasındaki bölge olarak tariflenir ve bu ayrılma noktaları kayma gerilmesi diyagramında işaretlenmiştir. Artiz bölgesinde basıncın değişmeden kalması nedeniyle bu akım bölgesinde akış hızı önemli miktarda azalmıştır.



Şekil 2.25. Re sayısının değişik değerleri için ölçülen basınç dağılımı (Achenbach, 1968).

2.7.2.2. Direnç Katsayısı

Direnç kuvveti için genel bir ifade 2.7 - 2.9 eşitliklerinden aşağıda verildiği gibi yazılabilir.

$$\bar{F}_D = 2 \int_0^\Pi (\bar{P} \cos(\phi) + \bar{\tau}_0 \sin(\phi)) R \cdot d\phi \quad (2.12)$$

Bir önce verilen eşitlik aşağıdaki forma dönüştürülebilir.

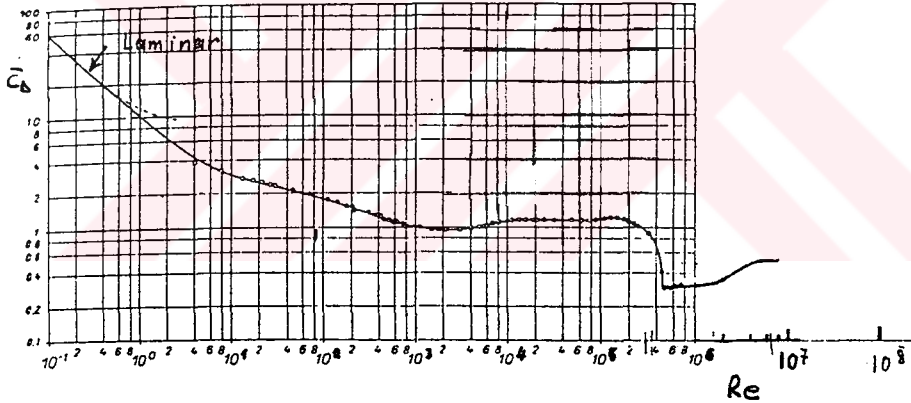
$$\frac{\bar{F}_D}{\frac{1}{2} \rho D \cdot U^2} = 2 \int_0^\Pi \left[\left(\frac{\bar{p} - p_\infty}{\rho U^2} \right) \cos(\phi) + \left(\frac{\bar{\tau}_0}{\rho U^2} \right) \sin(\phi) \right] d\phi \quad (2.13)$$

Burada, $D = 2R$ silindirin çapıdır. Bu denklemin sağ tarafı Re sayısının bir fonksiyonudur, çünkü basınç terimi ve cidar kayma gerilmesi teriminin her ikisi de Re sayısının bir fonksiyonudur (Şekil 2.25). Böylece eşitlik 2.13 aşağıdaki gibi basit bir formda yazılabilir;

$$\frac{\overline{F}_D}{\frac{1}{2} \rho DU^2} = \overline{C}_D \quad (2.14)$$

\overline{C}_D ortalama direnç katsayısı olarak isimlendirilir, veya kısaca direnç katsayısı olarak ve bu katsayı Re sayısının bir fonksiyonudur.

\overline{C}_D nin Re sayısı ile değişimi Şekil 2.26'da laminer teorisinin ve deneysel verilerin birarada değerlendirilmesiyle gösterilmiştir. Buna karşın Şekil 2.28 Re sayısının ($Re > 10^4$) büyük aralıklarında daha ilginç değişimlere sahip olduğunu göstermektedir. Bir sonraki şekil ise çalkantı kaldırma kuvvetinin ve strouhal sayısı ile değişimini de içerecek şekilde gösterilmiştir. Kaldırma kuvvetiyle ilgili verileri çalkantı kuvvetleriyle ilgili bölümde tartışılacaktır.

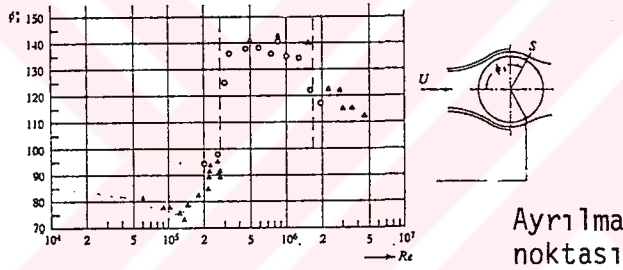


Şekil 2.26. Laminar teori ve deneysel verilerin birarada değerlendirilmesiyle \overline{C}_D nin Re sayısı ile değişimi. Deneysel çalışmalar $40 < Re < 5 \cdot 10^5$ için weieselsberger ve $Re > 10^5$ için Schewe tarafından yapılmıştır. Diyagram Schewe datalarına göre Schlichting (1979) tarafından verilmiştir.

Şekil 2.26 den de görüldüğü gibi, Re sayısı 300 değerine ulaşıncaya kadar \overline{C}_D katsayısı Re sayısı ile birlikte düzenli olarak azalır. Re sayısının artan değerleri için ($300 < Re < 3 \cdot 10^5$) \overline{C}_D katsayısı 1,4 sabit

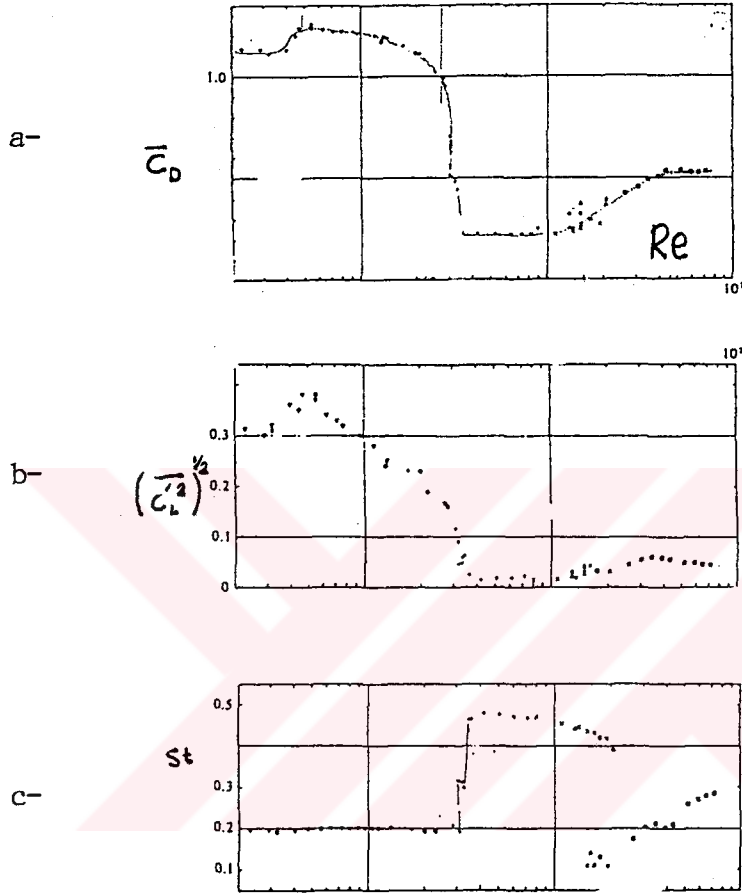
değerine ulaşır ve devam eder. Re sayısının bu ara değeri kritik altı olarak bilinir. Re sayısı $3 \cdot 10^5$ değerine ulaştığında, \overline{C}_D katsayısında dramatik değişim meydana gelir ve direnç katsayısı ani olarak azalır ve Re sayısının bu bölgede $3,5 \cdot 10^5 < Re < 1,5 \cdot 10^6$ (Şekil 2.28.a) ara değerlerindeki bu kritik üstü Re sayısının bölgesinde yaklaşık \overline{C}_D 0,4 değerine sahiptir. Bu hal, \overline{C}_D nin ani düşüşü olarak bilinir ve direnc belirsizliği olarak isimlendirilir.

Direnç belirsizliğiyle ilgili en iyi açıklama Şekil 2.25.'de verilen basınç diyagramıyla yapılabilir. Dikkat edilirse bölüm 2.7.1'de (Şekil 2.24) tartışıldığı gibi toplam direncin çok küçük bir parçasını meydana getiren sürtünme direnci yapılan analizlerde gözardı edilebilmektedir.



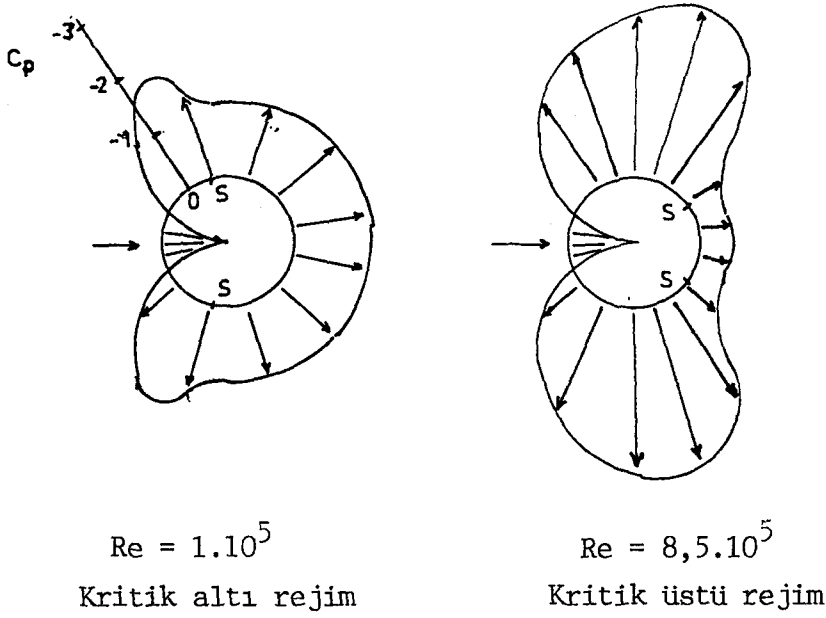
Şekil 2.27. Dairesel silindirlere Re sayısına bağlı olarak ayrılma noktasının değişimi (Achenbach, 1968).

$Re = 1 \cdot 10^5$ ve $Re = 8,5 \cdot 10^5$ için iki diyagram Şekil 2.29'da birarada gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi direnç kuvveti kritik üstü akım rejiminde, kritik altı rejimden daha küçük olmaktadır. Açıkça buradaki anahtar nokta akım rejimlerinin kritik altından kritik üstüne değişmesiyle (Şekil 2.27) ayrılma noktası $\phi_s = 78^\circ$ den $\phi_s = 140^\circ$ ye hareket eder. Bunun sonucunda oldukça dar negatif basınç alanına sahip bir artiz bölgesi meydana gelir ve direnç kuvvetinde dikkate değer bir azalma söz konusudur.



Şekil 2.28. Re sayısına bağlı olarak St sayısı ve çalkantı kaldırma kuvvetinin rms değerine göre, direnç katsayısı (Schewe, 1983).

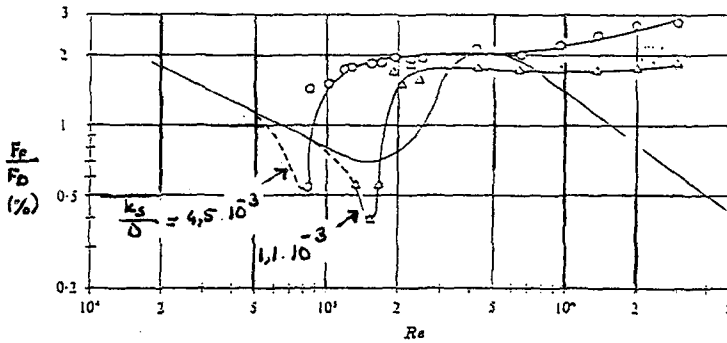
2.28 ve 2.29 şekillerine dönersek, direnç katsayısı akım rejiminin kritik üstünden kritik geçiş üstü'ne değişmesiyle artar ve \bar{C}_D 0,5 değeri civarında sabit bir değere ulaşır, burada Re sayısı kritik geçiş değerine kadar artar yani $Re > 4,5 \cdot 10^6$ değerinden büyüktür. Büyük akım rejimleri için \bar{C}_D değişimi Şekil 2.25'de verilen basınç dağılımıyla açıklanabilmektedir. Burada Şekil 2.27'de verilen ayrılma açılarıyla ilgili bilgiler kullanılmaktadır.



Şekil 2.29. Basınç dağılımı (Achenbach, 1968)
s ayrılma noktasını göstermektedir.

2.7.2.3. Yüzey Pürüzlülüğünün Etkisi

Pürüzlü silindir halinde, ortalama direnç kuvveti cilalı silindir halinde olduğu gibi dikkate alınabilir, bilindiği gibi cilalı silindir halinde Achenbach'ın (1971) ölçümlerinden görüldüğü üzere sürtünme direncinin toplam direncin % 2-3 geçmediği bulunmuştur (Şekil 2.30).



Şekil 2.30. Dairesel silindirlere toplam dirence göre sürtünme kuvvetinin yüzdesi (Achenbach, 1971).

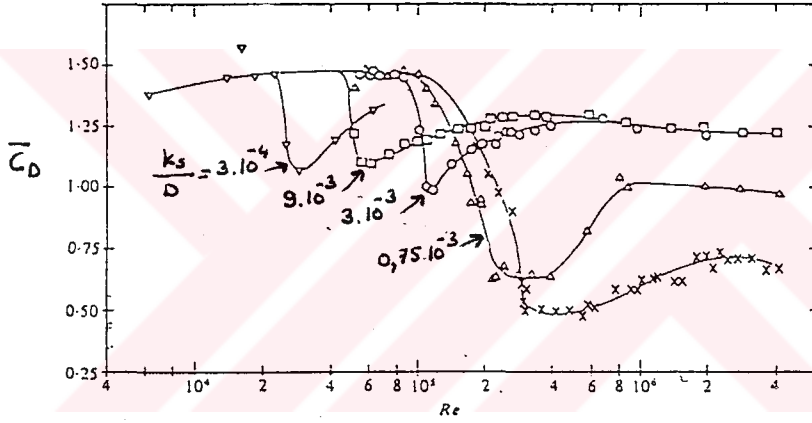
Ancak pürüzlü silindir halinde, direnç katsayısı \bar{C}_D yalnızca Re sayısının bir fonksiyonu değil aynı zamanda pürüzlülük parametresi k_s/D nin bir fonksiyonudur.

$$\bar{C}_D = \bar{C}_D (Re, k_s/D) \quad (2.15)$$

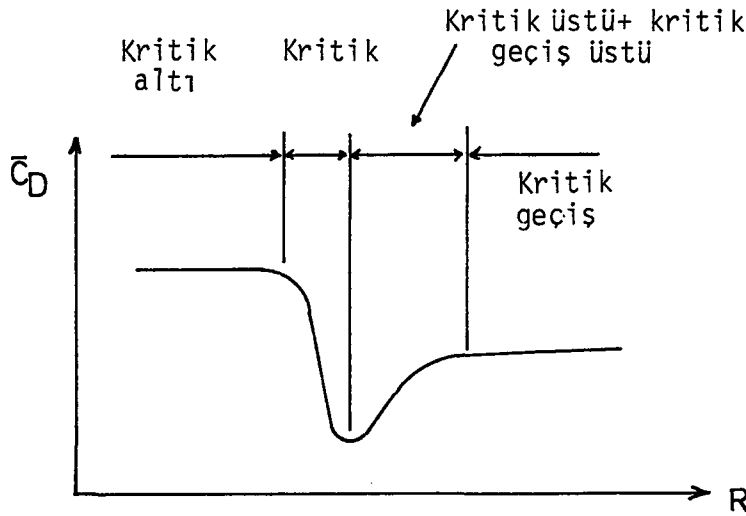
Burada k_s Nikurdase'nin eşdeğer kum pürüzlülüğüdür.

Şekil 2.31'de \bar{C}_D parametresi değerleri bu parametrelerin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Verilen bir k_s/D değeri için Re sayısı ile \bar{C}_D değerinin değişimi Şekil 2.32'de gösterilmiştir.

Bu şekillerden de görüldüğü gibi, cilalı silindir halinde mevcut Re sayısının değişim aralıkları dikkate alınmıştır. Buna rağmen pürüzlülüğün artmasıyla Re sayısının iki büyük değeri için yani kritik üstü ve kritik geçiş üstü aynı aralıkta birleştiği görülebilir.



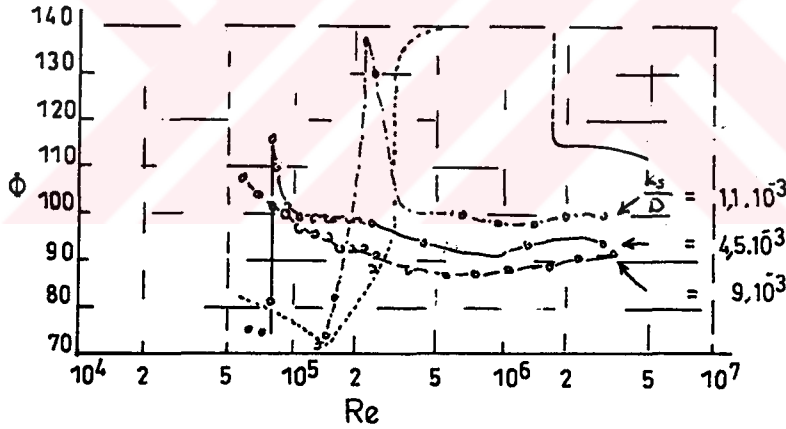
Şekil 2.31. Dairesel silindirlerde değişik pürüzlülükler için direnç katsayısı değişimi (Achenbach ve Heineche,1981).



Şekil 2.32. Pürüzlü silindirler için $\bar{C}_D = \bar{C}_D (Re)$ değişimi.

Bundan başka şekilden aşağıdaki sonuçlar elde edilebilir.

- 1- Küçük Re sayıları için, silindirin pürüzlülüğünü dikkate almaksızın \bar{C}_D değeri cilalı silindirler için 1,4 değerini alır.
- 2- Re sayısına karşılık çizilen \bar{C}_D eğrisi, bu şekilde Re sayısının belirli aralığında silindirin pürüzlülüğün artmasıyla azalma meyili daha önce meydana gelir. Çünkü pürüzlülüğün artmasıyla sınır tabakasındaki türbülanslı hale geçişin erken başlaması buna neden olmaktadır.
- 3- Bu direnç belirsizliği, cilalı silindirde olduğu gibi \bar{C}_D eğrisinde daha geniş bir aralık göstermemektedir. Cilalı silindirlerde \bar{C}_D değeri 1,4 değerinden 0,4 değerine kadar düşmektedir. Bu durum pürüzlü silindirlerde (k_s/D değeri $30 \cdot 10^{-3}$ olduğunda) 1,4 değerinden 1,1 değerine kadar meydana gelmektedir. Şekil 2.33'da değişik pürüzlülüklerdeki silindirler için değerler verilmiştir.



Şekil 2.33. Değişik pürüzlülük parametrelerinde sınır tabakasından ayrılmanın açısal durumu (Achenbach, 1971).

Cilalı silindirler için $\phi_s = 140^\circ$ değerine eşit olmasına karşın yalnızca k_s/D oranı $4,5 \cdot 10^{-3}$ olduğunda pürüzlü silindirler için $\phi_s = 115^\circ$ olmaktadır. Böylece cilalı silindir durumu için verilen Şekil 2.29.b'deki değer ($\phi_s = 140^\circ$), $\phi_s = 115^\circ$ olan pürüzlü silindirle aynı değildir. Bu nedenden dolayı, pürüzlü silindirler için basınç dağılımı (burada $\phi_s = 115^\circ$) Şekil 2.29.b'de verildiği gibi Şekil 2.29.a'ya göre daha değişik bir dağılım göstermektedir ve bu dağılım-

dan dolayı direnç belirsizliği bu durumda cilalı silindire göre çok geniş bir aralıkta gözlenmemektedir.

Şekil 2.31'de görülen kritik geçiş bölgesi Re sayıları, pürüzlülük artmasıyla oldukça küçük Re sayılarına yaklaşmaktadır. Aynı zamanda kritik geçiş bölgesindeki \bar{C}_D katsayısı pürüzlülüğün artmasıyla oldukça büyük değerlere ulaşır (Tablo 2.1'de görüldüğü gibi). Açıkça bu durum, silindir-sınır tabakası ilişkisiyle benzerlik göstermektedir.

Ortalama direncin pürüzlü silindirlere etkisinin detaylarını aşağıdaki araştırmacılar tarafından açıklamıştır: Achenbach (1968, 1971), Güven, Patel ve Forell (1975), Güven, Patel ve Forell (1977), Achenbach (1977) ve diğerleri.

Tablo 2.1. Şekil 2.31'deki verilere göre pürüzlülüğün değişik değerleri için kritik geçiş bölgesinde direnç katsayısı ve Re sayısının alacağı değerler.

| k_s/D | Re | \bar{C}_D |
|-----------------------|----------------------------|-------------|
| 0 | $Re > (3 - 4) \times 10^6$ | 0.7 |
| 0.75×10^{-3} | $Re > 9 \times 10^5$ | 1.0 |
| 3×10^{-3} | $Re > 5 \times 10^5$ | 1.2 |
| 9×10^{-3} | $Re > 3 \times 10^5$ | 1.2 |
| 30×10^{-3} | $Re > (1 - 2) \times 10^5$ | 1.3 - 1.4 |

2.7.3. Çalkantı Kuvvetleri

Kararlı bir akım etkisi altındaki bir silindir $Re > 40$ olması durumunda zamana bağımlı artiz akımının meydana gelmesi durumunda çalkantı kuvvetlerinin meydana gelmesi söz konusu olacaktır.

Çalkantı kuvvetlerinin nedeni vorteks saçılımlarıdır. Kuvvetin periyodik olarak değişmesi sonucunda, vorteks saçılımının gelişmesiyle silindir etrafındaki basınç dağılımı periyodik değişikliğe uğrar.

Şekil 2.21'den de görüldüğü gibi silindire etkili hidrodinamik kaldırma kuvveti $F_v (= 1/T_v)$ vorteks saçılım frekansı ile salınım göster-

cektir. Ancak direnç kuvveti vorteks saçılma frekansının iki katı bir mertebeye salınım gösterecektir ($2.F_v$).

Çalkantıların genliğinin sabit bir değere sahip olmadığı Şekil 2.21'de görülmektedir. Şekillerden bunun bir periyottan diğerine değiştiği görülmektedir. Çalkantının büyüklüğü, çalkantıların rms değeriyle verilen istatistik bir büyüklük karakterize edilebilirler Hallam, Heaf ve Wooton (1977) tarafından verilen çalkantı-kuvvet büyüklükleri Şekil 2.34'da gösterilmiştir. C'_D ve C'_L kuvvet katsayılarının çalkantı büyüklüklerine göre aşağıdaki eşitlikler verilmiştir.

$$F'_D = \frac{1}{2} \rho C'_D D U^2 \quad (2.16)$$

$$F'_L = \frac{1}{2} \rho C'_L D U^2 \quad (2.17)$$

Burada F'_D çalkantı direnç kuvvetleri,

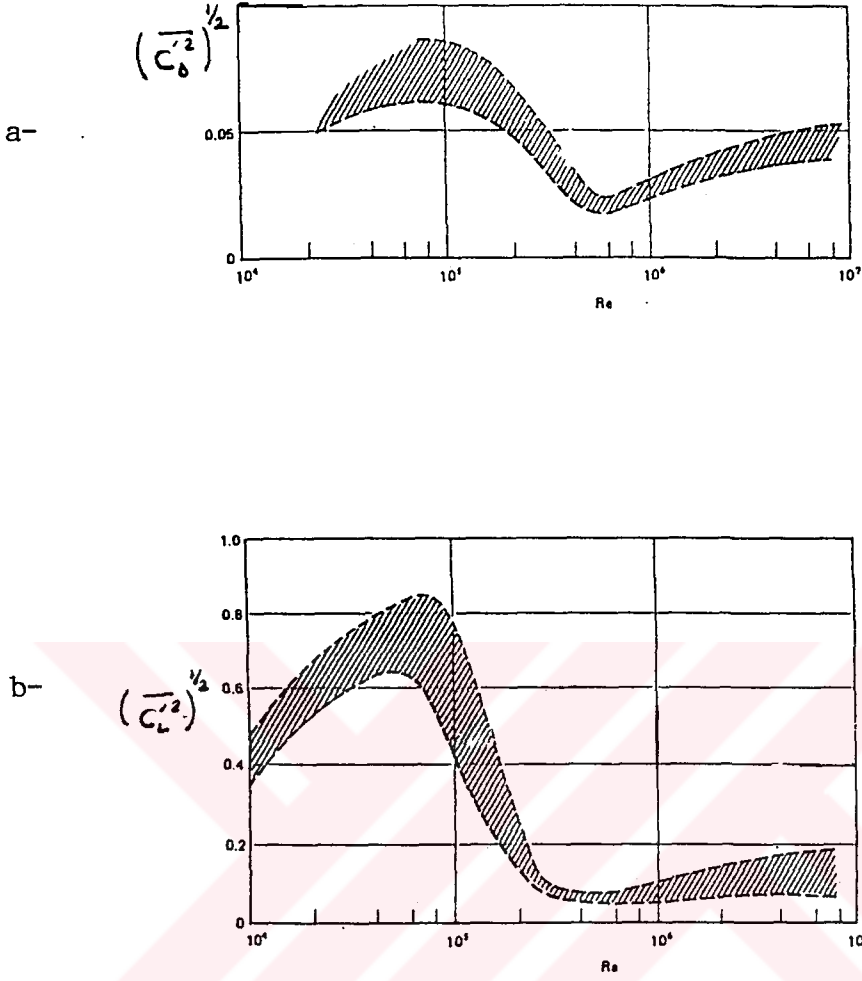
$$F'_D = F_D - \overline{F}_D \quad (2.18)$$

F'_L çalkantı kaldırma kuvvetleri,

$$F'_L = F_L - \overline{F}_L = F_L - 0 = F_L \quad (2.19)$$

$(\overline{C'^2_D})^{1/2}$ ve $(\overline{C'^2_L})^{1/2}$ değerleri sırasıyla C'_D ve C'_L çalkantı değerlerinin rms'idir.

Şekil 2.34 dan da açıkça görüldüğü gibi çalkantı kuvvetleri büyüklükleri Re sayısının bir fonksiyonudur. Şekil 2.28'den de açıkça görüldüğü gibi, deneylerden elde edilen C'_L değerleri, C_D ve St sayısının değişimiyle elde edilen çalışmayla birlikte birarada gösterilmiştir.



Şekil 2.34. Çalkantı kuvvetlerinin rms değerlerinin Re sayısı ile değişimi. (Hollam, Heaf ve Wooton, 1977).

Bu şekilden açıkça görüldüğü gibi, C_L' rms değeri kritik akım rejiminde C_D ve St değeriyle benzer şekilde değişmektedir ve daha sonra kritik üstü akım rejiminde daha küçük bir değere ulaşır. Bu nokta, Şekil 2.8'de gösterilen kaldırma çalkantılarının güç spektrumunda verilen vorteks saçılımlarının frekansıyla birlikte Bölüm 2.2.1'de gözden geçirilmiştir. Kritik üstü akım rejiminde C_L' rms değerinin azalmasındaki esas, kısmen artizdeki vortisitelerin arasındaki etkileşmenin önemli derecede azalması çünkü sınır tabakası oldukça büyük bir açıyla ayrılmaktadır. Yani vorteksler bu akım rejiminde birbirlerine daha fazla yakın olmaktadır ve kısmen de sınır tabakasındaki ayrılma türbülanslı olmasıdır. Bu şekil 2.28'den görüldüğü gibi, C_L' değerinin azalmasına neden olur.

Şekil 2.28 ve 2.34 dan görüldüğü gibi, Re sayısının kritik geçiş bölgesine doğru artmasıyla çalkantı kuvvetlerinin şiddetleri tedricen artar.







2.7.4. Enkesit Şekillerinin Kuvvet Katsayılarına Etkisi

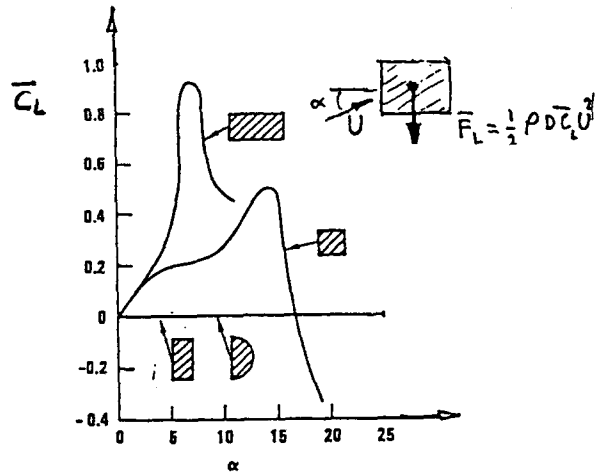
Enkesit şekillerinin kuvvet katsayılarına etkisi Tablo 2.2'de özetlenmiştir. Tabloda verilen bilgiler Hollam ve arkadaşları (1977) tarafından düzenlenmiştir. Burada, özenle belirtilmiş iki nokta vardır. Birincisi, enkesit şekil değişiminin Re sayısı bağımlılığı. Bu durumda, ayrılma noktası enkesitin keskin köşelerde meydana gelmesinden dolayı artık Re sayısına bağımlılığından bahsedilmez. Re sayısı ile kuvvet katsayılarının değişimi bu tip kesitler için dairesel kesitlerde meydana gelen değişime göre bir zıtlık göstermektedir.

İkinci olarak, bu kesitler atak açısına göre kararlı bir kaldırma kuvvetine de maruz kalabilirler. Bu akımın asimetresinden dolayıdır, bu asimetride şeklin geometrisinden ileri gelmektedir. Benzer kararlı kaldırma kuvveti kritik akım rejiminde dairesel silindir durumunda da gözlenebilir (Schewe, 1983). Bunun nedeni de daha önce de bahsedildiği gibi tek bir tarafta türbülanslı akıma geçiş dolayısıyla meydana gelen asimetredir.

Şekil 2.35'de değişik şekil değişimleri için kararlı kaldırma durumu hakkındaki uygun kuvvet katsayıları verilmiştir.

Tablo 2.2. Enkesit şekillerinin kuvvet katsayılarına etkisi (Hallam, Heaf ve Wooton, 1977).

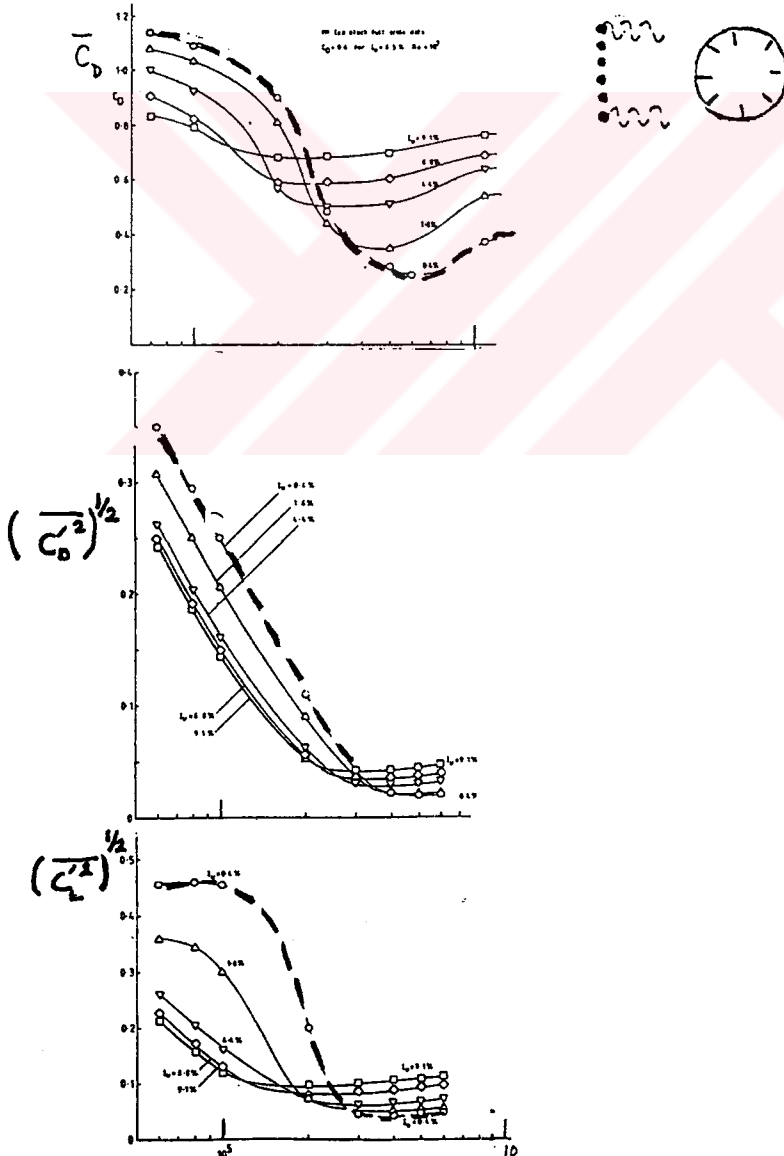
| Bkçim | Akış Yönü | \bar{C}_D | $(\bar{C}_D^2)^{1/2}$ | $(\bar{C}_L^2)^{1/2}$ | Açıklama |
|---------------|---|-----------------------|-----------------------|------------------------|---|
| Daire | | Şek.1.33 ve Şek.1.34a | Şek.1.40a | Şek.1.40b ve Şek.1.34b | R_e sayısına bağlı |
| Kare |  | 2.0 | 0.15 | 0.4 | 1) R_e sayısından bağımsız |
| " |  | 1.6 | (0.1) | (0.3) | 2) Diğer doğrultularda kararlı kaldırma kuvveti |
| Eşkenar Üçgen |  | 1.3 | (0.1) | 0.05 | " |
| " |  | 1.8 | (0.15) | (0.5) | " |
| Altıgen |  | 1.3 | (0.1) | (0.4) | " |
| " |  | 0.8 | (0.1) | (0.8) | " |
| Sekizgen | kritik değil | 1.4 | (0.2) | (0.3) | " |
| Onkigen | kritik değil | 1.1 | (0.1) | (0.2) | " |



Şekil 2.35. Değişik şekil değişimleri için kararlı kaldırma durumu için kuvvet katsayıları (Parkinson ve Brooks, 1961).

2.7.5. Yaklaşan Akımın Türbülanslı Olması Durumunda Kuvvet Katsayılarına Etkisi

Yaklaşan akımdaki türbülansın kuvvet katsayılarını etkilediği Cheung ve Melbourne (1983), Kwan (1986) ve Norberg ve Sunden (1987) tarafından gösterilmiştir. Bu etki Cheung ve Melbourne (1983) yaptığı çalışmalara dayandırılarak Şekil 2.36'da gösterilmiştir. Şekilde gösterilen kesikli çizgiler türbülans şiddetinin çok küçük olduğu hali tasvir etmektedir ve böylece bu durumdaki akış cilalı olarak gözönüne alınabilir. Bu hal için C_D ve $(\overline{C_L^2})^{1/2}$ karşılaştırılması Şekil 2.28'de gösterilmiştir ve gerçekten de akış bu durumda Şekil 2.28'de tanımlandığı gibi davranmaktadır.



Şekil 2.36. Yaklaşan akımdaki türbülansın kuvvet katsayılarına etkisi.

Şekillerden de açıkça görüldüğü gibi kuvvet katsayıları yaklaşan akım tarafından önemli derecede etkilenmektedir. Türbülans şiddetinin artması silindirin pürüzlülüğün artmasıyla benzer davranışı göstermektedir. Daha önce tartışıldığı gibi pürüzlülüğün etkisi ile ilgili meydana gelen olaylar yaklaşan akımın türbülansının şiddetinin artmasında da aynı etkiyi göstererek silindir etrafındaki sınır tabakasının ve böylece ayrılma olayında da etkiyecektir.

2.8. SİLİNDİRE ETKİLİ HİDRODİNAMİK KUVVETLERE CİDAR ETKİSİ

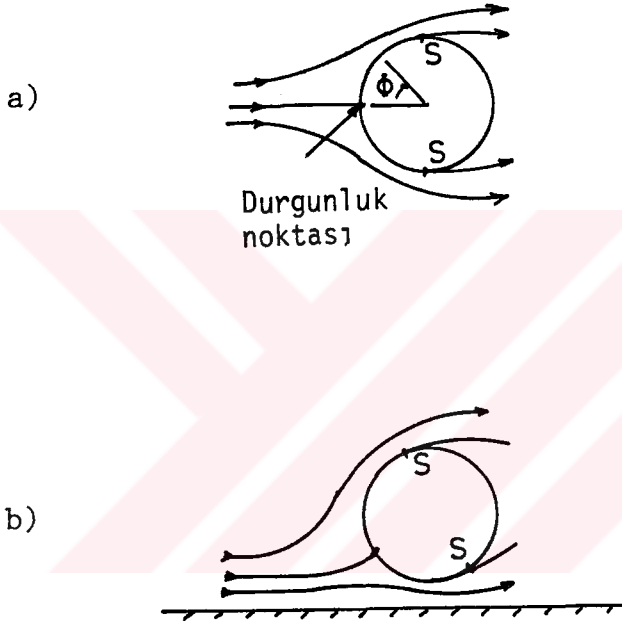
Bu bölüm boru hatlarının deniz tabanına yerleştirilmesiyle ilgilidir. Bir boru hattı hareketli bir deniz tabanına yerleştirildiğinde boru hattının durduğu zemindeki taban malzemesini hareket etmesine neden olan akım etkisiyle bir ayrılma çukuru meydana gelir ve bu bölgede boru tabandan küçük bir açıklıkla askı halinde kalır, genellikle bu açıklık 0,1 D'den 1 D'ye kadardır. Böylece, bir borunun üzerine gelen kuvvetlerin ve etrafındaki akımın ne gibi değişimlere uğrayacağı bilinmesi önemlidir. Bu konu Bölüm 2.2'de vorteks saçılımları kısmında kısmen tartışılmıştır. Aşağıda cidar yakınına yerleştirilen bir silindir üzerine gelen kuvvetler irdelenecektir.

Silindir cidar yakınına yerleştirildiğinde, silindir etrafındaki akışta birçok değişiklik meydana gelecektir. Bu değişimler aşağıdaki gibi özetlenebilir.

1- Vorteks salınımları, $G/D = 0,3$ oranından daha küçük değerler için sönümlendirilmektedir. Bu olayın daha detaylı açıklaması Bölüm 2.2.1'de verilmiştir.

2- Şekil 2.37'de tasvir edildiği gibi durgunluk noktası daha küçük bir açıyla meydana gelir. Silindir etrafındaki toplam basınç dağılımı açıklık oranının üç değişik değeri için verilmiş olan şekillerden yani 2.38 a ve 2.38.b'den basınç ölçümleri yardımıyla açıkça görülebilir. Durgunluk noktası $\emptyset = 0^\circ$ civarındayken G/D oranı bire eşittir, G/D oranı 0,1 olduğunda bu nokta $\emptyset = -40^\circ$ de meydana gelir.

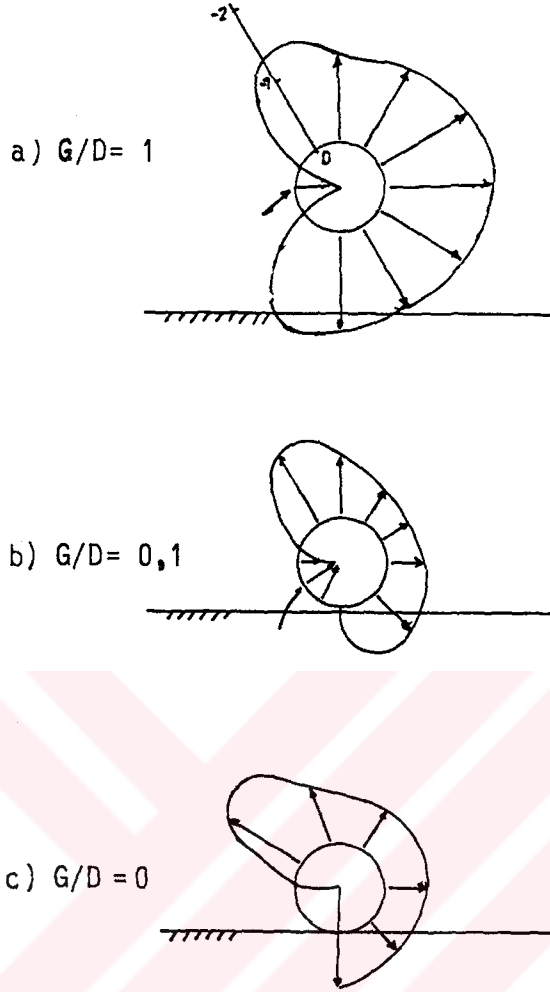
3- Aynı zamanda, ayrılma noktasının da yeri değişir. Silindirin serbest akım tarafındaki ayrılma noktası menba'ya doğru hareket eder ve cidar tarafındaki de mansab'a doğru hareket eder, bu durum Şekil 2.37'de verilmiştir. $Re = 6 \cdot 10^3$ olduğunda bir silindirde ölçülen ayrılma açıları Şekil 2.39'de gösterilmiştir. Örneğin, G/D oranı 0,1 olduğunda ayrılma açısı serbest akım tarafında $\phi \approx 80^\circ$, cidar tarafında ise $\phi \approx -110^\circ$ olmaktadır.



Şekil 2.37. a- Serbest bir silindir, b- Cidar yakınındaki silindir etrafındaki akım.

4- Sonuçta, silindirin serbest akım tarafındaki negatif basınç cidar tarafındaki basınça oranla büyüktür. Şekil 2.38.b ve 2.38.c'den de görüldüğü gibi silindir cidardan uzağa yerleştirildiğinde bu etki gözükmez ve akımda tekrar simetri meydana gelir.

Açıkça, akışdaki bu değişiklikler silindir üzerine etkileyen kuvvetleri etkileyecektir. İlk önce, cidar etkisinin direnç kuvvetine etkisi araştırılacaktır.

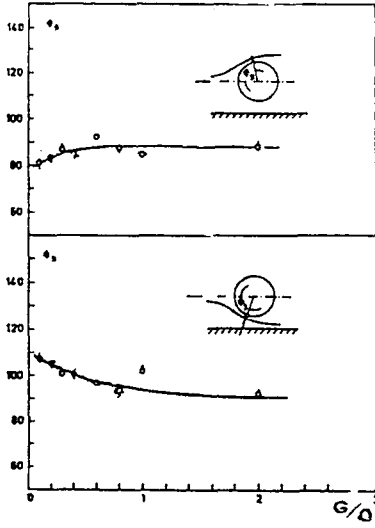


Şekil 2.38. G/D 'ye bağlı olarak basınç dağılımı
(Bearman ve Zdravkovich, 1978).

2.8.1. Bir Cidar Yakınına Yerleştirilmiş Silindir Üzerine Etkiyen Direnç Kuvveti

Şekil 2.40, deneysel sonuçlardan elde edilen direnç katsayısının açıklık oranıyla değişimini göstermektedir ve burada \bar{C}_D ortalama direnç katsayısını ifade etmektedir.

\bar{C}_D katsayısı cidar yakınındaki açıklık oranının azalmasıyla birlikte azalır. Bu sonuç Şekil 2.38'de verilen basınç dağılımıyla tutarlıdır ve direncin açıklık oranının azalmasıyla azaldığını gösterir.



a- Üst taraftaki kenarda ayrılma noktası

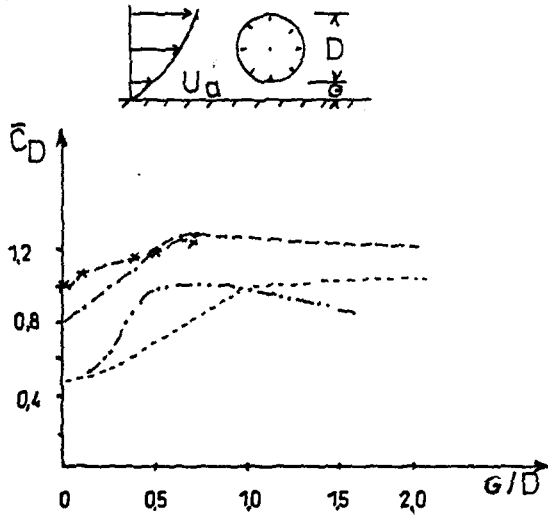
b- Duvar kenarındaki ayrılma noktası

Şekil 2.39. G/D'ye bağlı olarak ayrılma açıları
(Jensen ve Sümer, 1986).

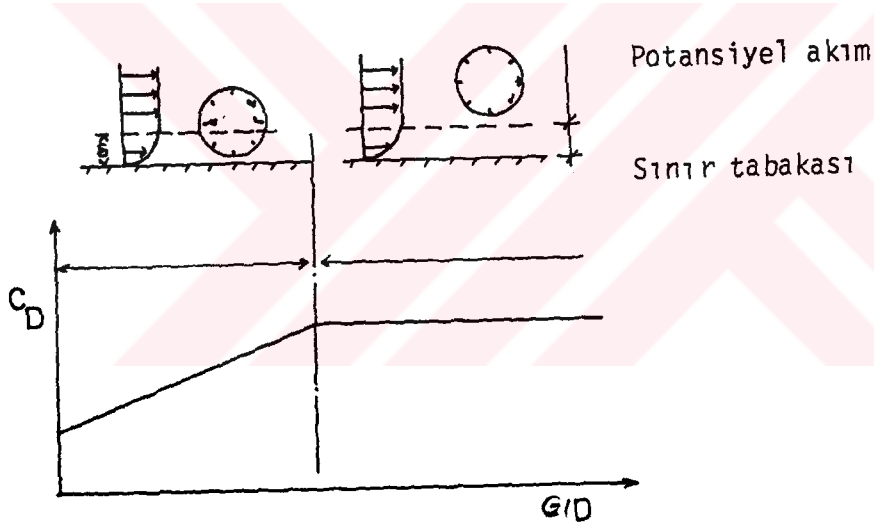
Şekillerdeki değişik veriler arasındaki değişiklikler Re sayısının değişimiyle açıklanabilir.

G/D ve \bar{C}_D değişiminde önemli bir nokta da, şekilden görüldüğü gibi, \bar{C}_D değeri G/D oranının artmasıyla artar ve sonra G/D değerinin daha da artmasıyla sabit bir değere ulaşır (Şekil 2.41). Bu davranış, yaklaşan akımın sınır tabakasını kalınlaştırdığı, Zdravkovich (1985) tarafından ortaya konulmuştur. Değişik açıklık oranları için, Zdravkovich silindir etrafındaki akımın potansiyel akım kabülü ile eğrinin düz parçasını yorumlamıştır.

Eğrinin diğer kısmındaki değişim için, Zdravkovich silindirin yarı potansiyel akım rejiminde yarıda yaklaşan akımın sınır tabakası akımının etkisinde olduğu koşulunu koymuştur. Zdravkovich'in verilerine dayalı eğriler Şekil 2.40'da δ/D 'nin iki değişik değeri için yani $\delta/D = 0,5$ ve $\delta/D = 1$ için verilmiştir. Burada δ , yaklaşan akımın sınır tabakası kalınlığıdır.



Şekil 2.40. Direnç kuvveti



Şekil 2.41. Açıklık oranıyla direnç katsayısının değişimi.

2.8.2. Bir Cidar Yakınına Yerleştirilmiş Silindir Üzerine Etkiyen Kaldırma Kuvveti

Daha önceki bölümlerden de bildiğimiz gibi, serbest bir silindir üzerine etkiyen hidrodinamik kaldırma kuvvetinin zamanla ortalaması sıfırdır. Bu, yaklaşan akımın simetrik olmasıyla açıklanabilir. Cidar yakınındaki silindir etrafındaki akış simetrik değildir. Böylece bu durumda ortalama kaldırma kuvveti sıfırdan farklı, bu durum Şekil 2.38'den açıkça görülebilir. Silindir etrafındaki ortalama basınç da-

ğılımı G/D oranı 1'e eşit olduğunda simetriktir, burada ortalama kaldırma kuvveti mevcut değildir anlamına gelir. $G/D = 0,1$ ve $G/D = 0$ açıklık oranları için bu simetri ortadan kalkar ve sonuçta silindir üzerindeki ortalama kaldırma kuvveti sıfırdan farklı olur. Bu ortalama kaldırma kuvveti şekilden de görüldüğü gibi bileşke değeri cidardan uzaklaşan istikamettedir.

Açıklık oranıyla kaldırma kuvvetinin değişimi, Şekil 2.42'de verilen gerçek akım akış durumuyla en iyi açıklanabilir.

Fredsøe ve arkadaşlarının (1985) deneysel verileri şekilde gösterilmiştir, Fredsøe ve Hansen (1987) potansiyel akım çözümünü ve aynı zamanda bir tabana serbestçe oturmuş silindirler içinde potansiyel akım çözümünü yeniden ele almışlardır. Fredsøe ve arkadaşlarının bu olayı deneysel olarak göstermişlerdir. \overline{C}_L katsayısı şekilde çizildiği gibi aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$\overline{F}_L = \frac{1}{2} \rho \cdot \overline{C}_L \cdot D \cdot U^2 \quad (2.20)$$

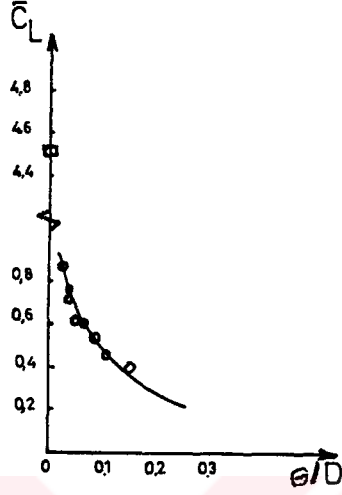
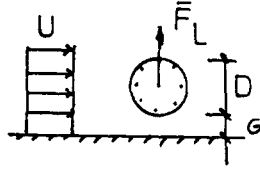
Burada, \overline{F}_L silindir üzerindeki ortalama kaldırma kuvvetidir ve pozitif kaldırma kuvveti ifadesi de cidardan uzaklaşan doğrultuda anlamına gelir.

Şekilde gösterildiği gibi kaldırma kuvveti $G/D = 0,2 - 0,3$ gibi açıklık oranları için oldukça küçüktür, açıklık oranının azalmasıyla kaldırma kuvveti artar. Bunun nedeni;

1- Açıklık oranı azaldıkça durgunluk noktası çok daha küçük bir açısal pozisyonda meydana gelir (Şekil 2.43).

2- Aynı zamanda açıklık oranının azalmasıyla silindir serbest yüzey kısmında basınçtaki azalma daha da azalacaktır. Bunun için silindir cidara yaklaştıkça bu iki etkiden dolayı daha büyük ortalama kaldırma kuvvetine maruz kalacaktır.

Şekil 2.42'de gösterilen potansiyel akım kavramı dikkate alınarak yapılan çözüm Von Müller (1929) tarafından tabana serbestçe oturmuş silindirler için $F_L = \rho U^2 D \Pi(\Pi^2 + 3)/18$ şeklinde verilmiştir.

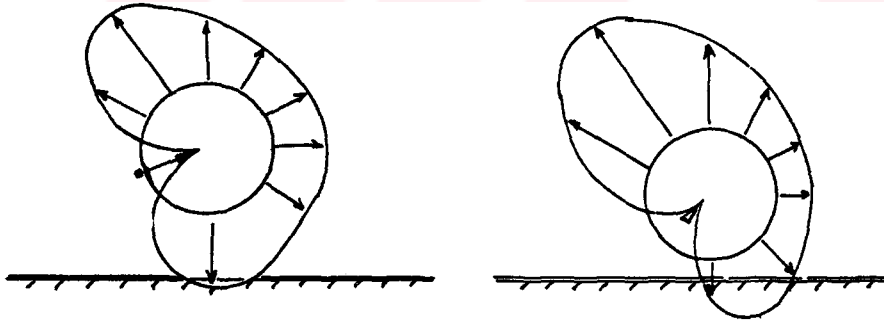


Daire : $10^4 < Re < 3 \cdot 10^4$ (Fredsoe ve ark. 1985) deneysel veriler

Çizgi : Potansiyel akım çözümü (Fredsoe ve Hansen, 1987)

Kare : Potansiyel akım çözümü (Yamamoto ve ark. 1974)

Şekil 2.42. Açıklık oranıyla kaldırma kuvvetinin değişimi.

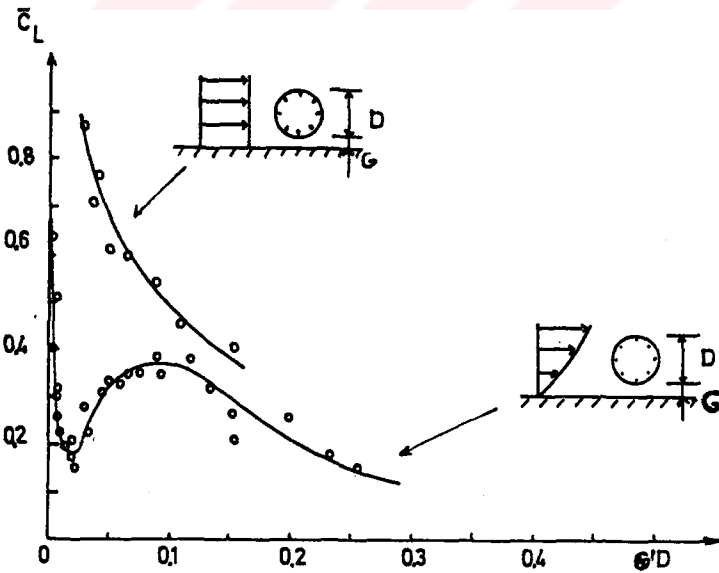


Şekil 2.43. Silindirin cidara yaklaşmasıyla basınç ve durgunluk noktasının değişimi.

Şekilden de görüldüğü gibi, kaldırma katsayısının $C_L = 4,49$ olduğu cidardan uzaklaşan bir kaldırma kuvvetine sahiptir. Yamamoto, Nath ve Slotta (1974), Fredsoe ve Hansen (1987) silindir cidardan biraz uzağa yerleştirildiğinde potansiyel akım çözümünün negatif bir kaldırma

kuvvetinin meydana getirdiğini göstermiştir. Fredsøe ve Hansen silindirin alt ve üst tarafında hızların eşit kabul edildiği potansiyel akıma silindirin etrafındaki vorteks yapısını da ilave ederek potansiyel akım kavramı ile verilen çözümü değiştirmişlerdir. Fredsøe ve Hansen'in değiştirerek verdiği potansiyel akım çözümü, Şekil 2.42'den de görüldüğü gibi deneysel sonuçlarla oldukça iyi bir uyum içindedir.

Şekil 2.43'den görüldüğü gibi, yaklaşan akımın gerçek akışkan akımı olarak dikkate alınması durumunda açıklık oranıyla kaldırma kuvveti cidara yakınlılığına göre değişim göstermektedir. Silindirin eksenindeki bozulmamış akım hızı için Eşitlik 2.20'de U yerine U_a konularak \bar{C}_L tanımlanabilir. Burada U_a silindirin ekseninde bozulmamış akımın hızıdır. Şekil 2.42'de görüldüğü gibi aynı test silindirinde aynı Re sayılarında gerçek akışkana ait veriler gösterilmiştir. Gerçek akışkan akımında yapılan bu iki seri deneyler arasındaki en önemli farklılık serbest yüzeyli akım içinde silindirin salınım periyodunda hareket etmesidir. Buna karşın diğer gerçek akışkan akımı deneylerinde, silindirin tabandan değişik uzaklıklara sabit konumda yerleştirilmesiyle cilalı tabanlı bir açık kanalda sınır tabakası akımının meydana getirilmesiyle ilgilidir.



Şekil 2.44. C_L değerinin değişik değerleri için G/D oranının yaklaşan akımdaki kayma etkisine olan değişimi (Fredsøe ve ark., 1985).

Şekil 2.44'de \bar{C}_L değerinin değişik değerleri için G/D oranının yaklaşan akımdaki kayma etkisinden dolayı değişimi belirlenmiştir. Kaldırma katsayısı değerleri küçük açıklık oranları için önemli bir düşüş göstermektedir. Fredsøe ve Hansen (1987) bu düşüşün sebebini aşağıdaki açıklamalar doğrultusunda durgunluk basıncındaki değişimiyle ifade etmişlerdir. İlk önce, Fredsøe ve Hansen kayma etkilerini dikkate alarak durgunluk noktasının çok fazla hareket etmediğini göstermişlerdir. Böylece basınç kuvvetinin yönü her iki durumda aynıdır. Şekil 2.45'de gösterildiği gibi gerçek akışkan kavramı dikkate alındığında durgunluk basıncında önemli miktarda azalma olur. Buna karşın gerçek serbest yüzeyli akımda durgunluk basıncı Bernoulli denklemi dikkate alındığında;

$$P = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2 \quad (2.21)$$

ve gerçek akışkan halinde aynı değer ilk yaklaşım için,

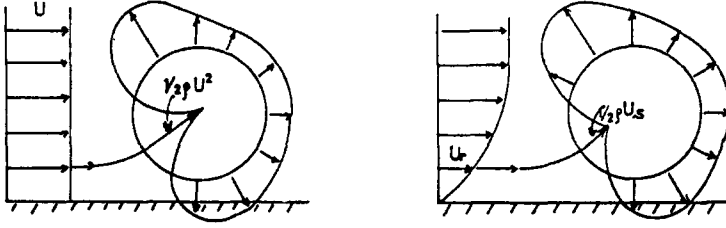
$$P = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U_s^2 \quad (2.22)$$

dir, burada U_s serbest akım hızıdır.

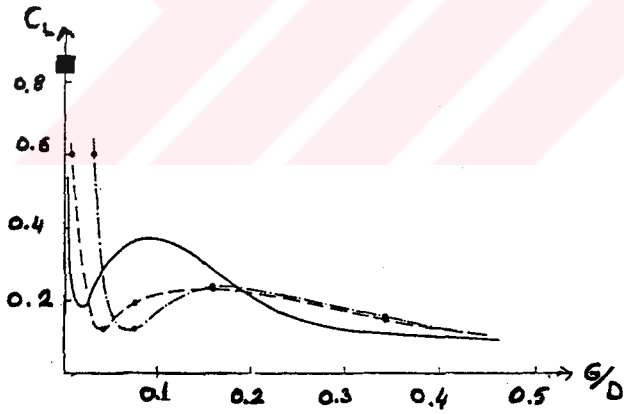
Eşitlik 2.22'deki bu basınç, Eşitlik 2.21'den daha küçüktür. (Şekil 2.45). Bu azalma durgunluk basıncıdır ve gerçek akışkan halinden dolayı bu azalma meydana gelir.

Silindir cidara çok yaklaştırıldığında silindirin etrafından daha fazla akım sapacak ve silindirin serbest yüzey tarafında daha büyük bir negatif basınç meydana getirecektir. Gerçekten, silindir cidar üzerine oturması durumunda silindir yüzeyinde negatif basınç en büyük değerini alacaktır (Şekil 2.38.c). Bu etki, çok küçük açıklık değerlerinde Şekil 2.43'de gösterildiği gibi gerçek akışkan durumunda kaldırma kuvvetini değiştirecektir.

Şekil 2.46 farklı Re sayılarında meydana gelen bir durumda elde edilen silindir üzerine etkili kaldırma kuvveti verileri sunulmuştur. Şekil 2.45'deki olay Thomschke (1971) çalışmasıyla tamamen aynıdır.



Şekil 2.45. Gerçek akışkan ve gerçekte serbest yüzeyli akışkanın karşılaştırılması.

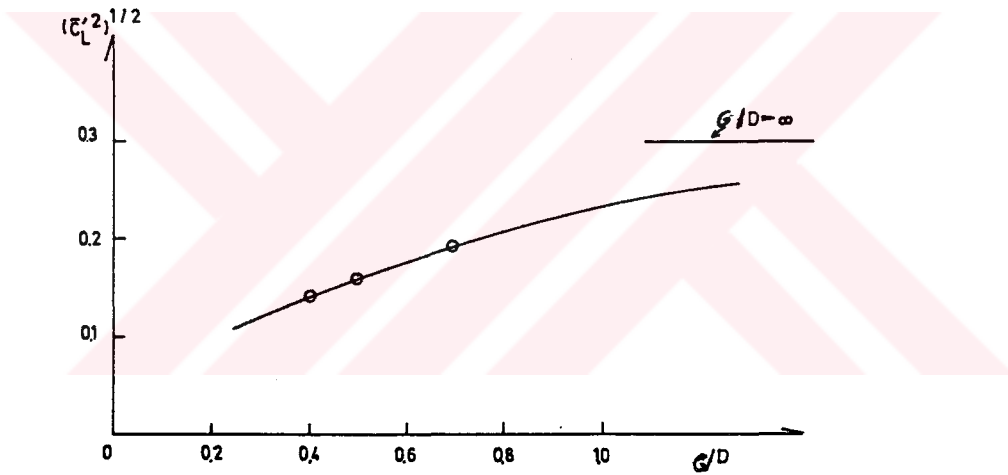
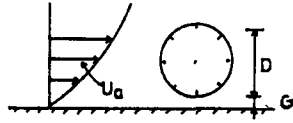


Şekil 2.46. Silindire etkili kaldırma kuvvetinin farklı Re sayılarında G/D ile değişimi.

Çalkantı Kuvvetleri

Aşağı yukarı 0,3 den küçük açıklık oranlarında vorteks saçılımından doğan çalkantı kaldırma ve direnç kuvvetleri cidarın sönmülendirici etkisi altında kalacaktır.

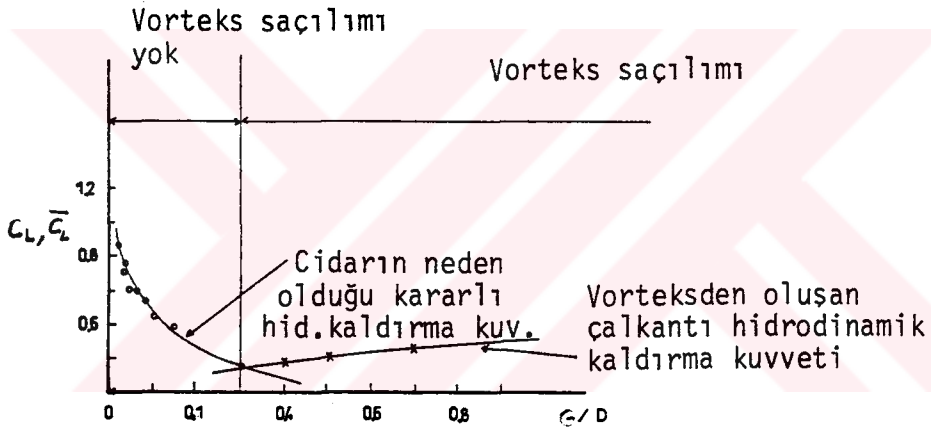
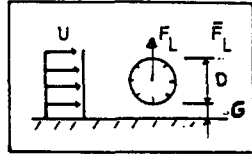
Açıklık oranının 0,3 den büyük değerleri için vorteks saçılım etkisinin mevcut olmasına rağmen G/D 'nin çok büyük olmayan değerlerinde cidar etkisinde kaldıkları bilinmektedir. Böylece çalkantı kuvvetleri cidara yakın yerde oldukça etkilenir. Çalkantı kaldırma kuvvetinin rms değerine göre bu etki Şekil 2.47'de gösterilmiştir. Şekilde gösterildiği gibi açıklık oranının artmasına rağmen çalkantı kaldırma kuvveti burada oldukça zayıf olarak meydana gelir. Burada, C_L' katsayısı eşitlik 2.17'de gösterildiği gibi U yerine U_a konularak aynı şekilde tanımlanabilir.



Şekil 2.47. Çalkantı kaldırma katsayısının rms değerlerinin G/D ile değişimi.

Sonuçta, cidara yakın yerde meydana gelen ortalama kaldırma katsayısıyla salınım kaldırma katsayısını içeren vorteks saçılım olayı Şekil 2.48'de karşılaştırılmıştır. Vorteks saçılımı dolayısıyla çalkantı kaldırma kuvveti dikkate alındığında çalkantı kuvvetinin maksimum değerini yani genliği C_L katsayılarının bu şekilde değişimi gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, cidar etkisi altında kaldırma, $G/D = 0,3$ değeri civarında aynı değeri aldığı görülebilir. G/D değerinin azalmasıyla, cidarın neden olduğu kaldırmanın vorteks saçılımının neden olduğu kaldırmaya göre arttığı görülebilir. Şekilde de

gösterildiği gibi, G/D 'nin 0,3 ile 0,4-0,5 değerleri arasında iki şekilde söz konusudur, bunlar cidarın neden olduğu kararlı hidrodinamik kaldırma kuvveti ve vorteksten oluşan çalkantı hidrodinamik kaldırma kuvvetiyle uyusmaktadırlar. Bunun anlamı, silindir kararlı bir kaldırma kuvveti etkisi altında kalmasıyla birlikte aynı zamanda vorteks saçılımların meydana getirdiği çalkantı kaldırma kuvvetine de maruz kalabilmektedir.



Şekil 2.48. G/D 'ye bağlı olarak ortalama kaldırma katsayısıyla salınım kaldırma katsayısını içeren vorteks saçılım olayının karşılaştırılması.

BÖLÜM III

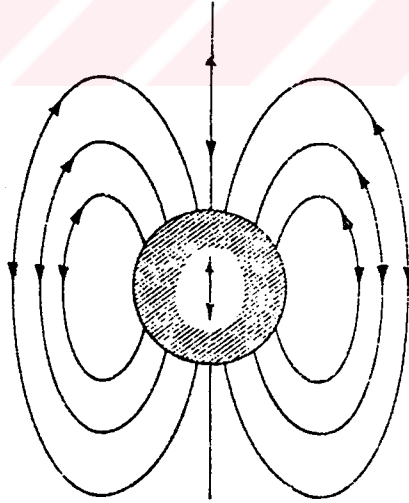
KARARSIZ AKIM ORTAMINDA BATIK CİSİMLERE TESİR EDEN HİDRODİNAMİK
KUVVETLER

3.1. HİDRODİNAMİK KUVVETLER

Kararsız akım ortamına yerleştirilmiş batık cisimlere direnç kuvvetine ilave olarak akımın ivmeli hareketinden dolayı atalet kuvveti de etkili olacaktır.

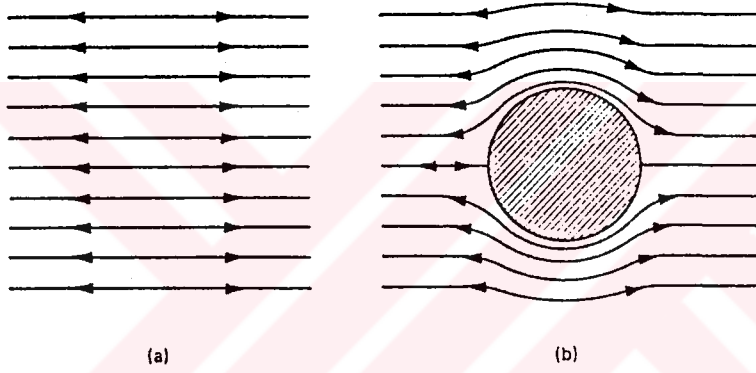
Atalet kuvveti, mevcut olan herhangi bir viskoziteden bağımsız olarak iki şekilde meydana gelebilir (Brebba ve Walker, 1979).

. Hareket halindeki bir cisme yüklenmiş olduğu varsayılan hidrodinamik ek su kütlesi veya virtüel kütle cismin kütlesini artırarak hareketine karşı bir kuvvet ya da ilave atalet olarak ortaya çıkar (Şekil 3.1). (Akışkan durgun cisim periyodik olarak hareket etmekte.)



Şekil 3.1. Salınım yapan bir silindir etrafından geçen akım çizgileri (koordinat sistemi cisimle birlikte hareket etmektedir) (Brebba ve Walker, 1979).

. Ya da ivmeli bir akışkan akımı içine yerleştirilmiş sabit konumda bulunan cisme etki eden atalet kuvveti, cismin etrafından geçen akımın hızlanması ve böylece akım çizgilerinde meydana gelen distorsiyondan doğar (Şekil 3.2). Akım çizgilerinde meydana gelen bu distorsiyon cismin yüzeyi boyunca ters basınç gradyanında artışa sebep olur. Bu kuvvet düşey doğrultuda meydana gelen hidrostatik kaldırma kuvvetine benzerlik göstermektedir. (Cisim sabit akışkan akımı periyodik olarak hareket etmektedir.)



Şekil 3.2. a) Cisim mevcut değil iken, b) Cisim mevcut iken bir ivmeli akışkan akımı (Brebbia ve Walker, 1979).

Deniz altına yerleştirilmiş yapı elemanları için, eğer yapının çapının dalga uzunluğuna olan oranı (D/L) 0,2'den küçük ise direnç ve atalet kuvvetlerinin toplamı şeklinde verilen Morison denklemi uygulanarak yapıya tesir edecek hidrodinamik kuvvet hesaplanmaktadır.

Kararlı akışkan akımı ortamında olduğu gibi akım içerisindeki bir cisme tesir eden bileşke hidrodinamik kuvvetin benzer olarak iki bileşeni yatay ve düşey kuvvetler, kararsız akışkan akımı içinde nasıl ifade edileceğini anlayabilmek için ayrı ayrı incelenecektir.

3.1.1. Yatay Kuvvet

Kararlı akışkan akımı içersine yerleştirilmiş batık bir cisme etrafındaki sürtünme tesirini doğuran kayma gerilmeleri ve basınç dağılımından ötürü

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \cdot \rho \cdot A \cdot U^2 \quad (3.1)$$

direnç kuvvetinin tesir ettiğini belirtmiştik. Eğer cisim kararsız bir akım ortamı içersinde olması durumunda bu kuvvete ilaveten bir de atalet kuvveti doğacaktır.

Böyle bir akışkan akımı ortamındaki kuvveti ilk defa 1950 yılında Morison ve arkadaşları düşey bir silindir için gerçekleştirdikleri deneysel çalışmaların sonuçlarından geliştirdikleri amprik bağıntı ile ifade etmeye çalışmışlardır.

Şimdi bu bağıntıyı ifade edelim;

Eğer batmış bir cisim etrafından kararsız akım söz konusu ise, bu cisme tesir edecek toplam kuvvet aşağıda gösterildiği gibi yazılır (Sorensen, 1978)

$$F_h = \frac{1}{2} C_D \cdot \rho \cdot A \cdot U^2 + C_A \cdot \nabla \cdot \rho \frac{dU}{dt} + \int_A P_x dA \quad (3.2)$$

burada, F_h ; yatay kuvveti (toplam) hidrodinamik kuvveti ifade etmektedir. Bu ifadede birinci terim direnç kuvvetini göstermektedir ve C_D direnç katsayısı kararlı akım için verilenin aynısıdır. İkinci terim ek su kütlelerinin etkisini göstermektedir, burada ∇ ; cismin hacmi, $\rho \cdot \nabla$; cismin hacmine eşit akışkanın kütlelerini ve C_A ise du/dt ivmesine sahip bu akışkan kütlelerinin, harekete geçen akışkanın gerçek kütlelerine oranını gösteren bir orantı, sabitidir. $C_A \cdot \rho \cdot \nabla$ ek su kütleleri olarak isimlendirilir. Potansiyel akım için k sabitinin değişik geometrik şekillere sahip cisimlerde aldığı değerler aşağıdaki tabloda gösterilmiştir (hidrodinamik kütle artışı dolayısıyla cismin ataletine olan tesiri).

| Cisim | k |
|------------------------------------|------|
| Küre | 0,50 |
| Akıma normal küp | 0,67 |
| Akıma normal dairesel silindir | 1,00 |
| Akıma normal kare kesitli silindir | 1,20 |

Akışkan akımının du/dt ivmesiyle hareket etmesinden dolayı basınç gradyanında doğan değişim burada cisme tesirinden dolayı üçüncü terimi ortaya çıkartır. Böylece ifadenin sağ tarafındaki üçüncü terim cismin yüzeyi boyunca ivmenin doğrultusunda meydana gelen basınç gradyanı bileşeninin integrali şeklinde ifade edilen bir kuvveti göstermektedir (sırf atalet etkisi).

Bu basınç gradyanı cismin hacmine eşit akışkan kütlelerinin ivmelenmesi dolayısıyla meydana gelmektedir. Böylece

$$\int_A P_x dA = \rho \cdot \forall \cdot \frac{du}{dt} \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilir, o halde toplam hidrodinamik kuvvet

$$F = \frac{1}{2} C_D \rho A u^2 + (1 + C_A) \forall \rho \frac{du}{dt} \quad (3.4)$$

olarak yazılır. Gerçek akışkan akımı için cisim etrafından geçen akım ve böylece C_A nın değeri gelen akımın rejimine, Reynolds sayısına ve yüzey pürüzlülüğüne bağlıdır.

Burada $(1 + C_A)$ toplamı C_M ile gösterilecektir (bazen C_I ile gösterilir) ve atalet katsayısı olarak isimlendirilir, böylece ifade,

$$F = \frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \rho \cdot A \cdot u^2 + C_M \forall \rho \frac{du}{dt} \quad (3.5)$$

şeklinde yazılır. Potansiyel akım halinde $C_m = 1 + C_A = 2$ dir. Fakat gerçek akışkan akımı için C_m değeri 2 den farklı değerler almaktadır. İşte bu ifade Morison ve arkadaşlarının silindirik kazıklara tesir eden hidrodinamik kuvvetleri bulmak için geliştirdikleri "Morison denklemi" olarak bilinmektedir.

Direnç kuvveti D ile orantılı olurken atalet kuvveti D^2 ile orantılıdır, bu yüzden büyük hacimli elemanlarda atalet kuvveti direnç kuvvetine göre dominant olmaktadır. Hidrodinamik kuvvet katsayıları kararlı akımda bağlı oldukları boyutsuzların yanında kararsız akım şartlarında diğer bir boyutsuza daha bağımlı olur bu da Keulegan - Carpenter (KC) sayısı olarak isimlendirilmektedir.

$$KC = \frac{U_m \cdot T}{D} \quad (3.6)$$

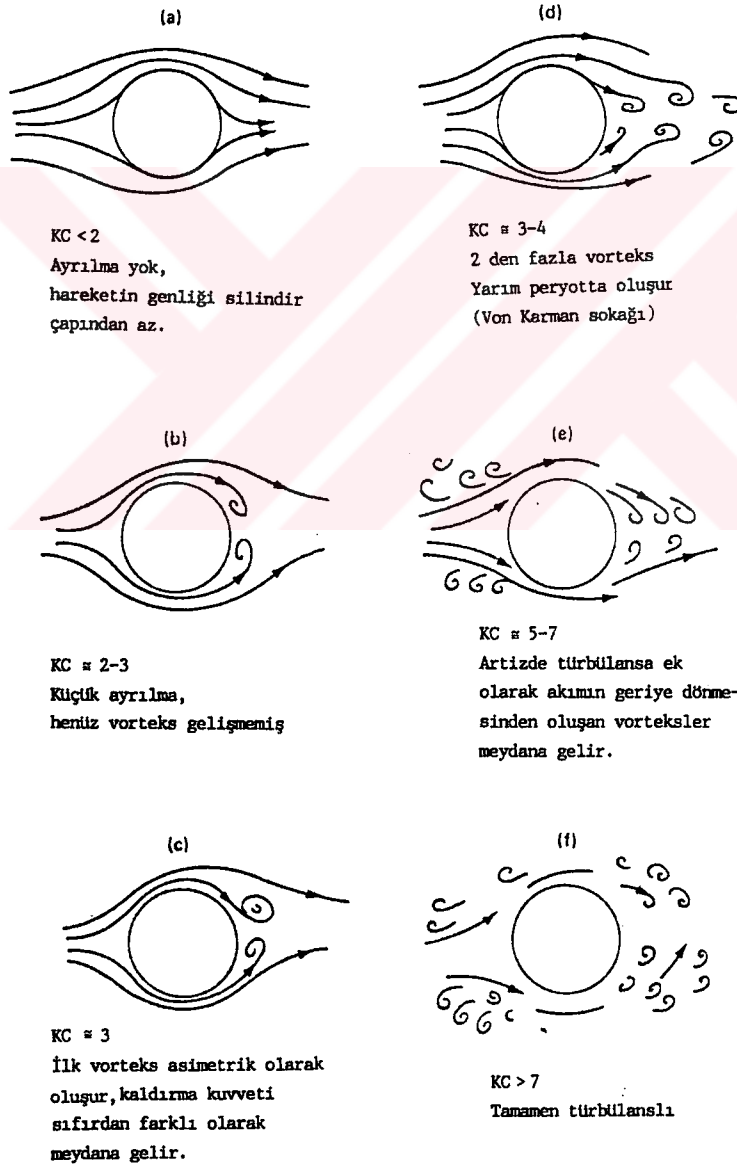
burada; U_m maksimum yatay su zerreciği hızı ve T dalga periyodudur.

3.1.2. Düşey Kuvvet (Hidrodinamik Kaldırma Kuvveti)

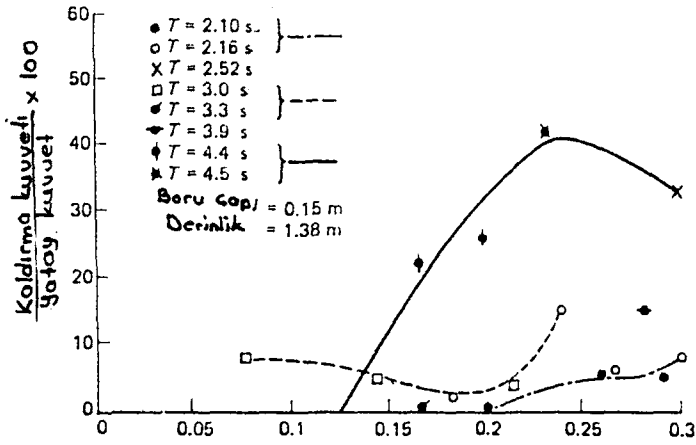
Hidrodinamik kaldırma kuvveti kararlı akım halindeki nedenlerden dolayı meydana gelir ancak kararsız akım halinde akım daha karmaşık hal alır. Çünkü akım ivmelidir ve dalgalı ortamda akım iki doğrultuda hareket ettiğinde hızlanır ve sonra geri döner. Bu nedenden dolayı akımın geri dönmesinden dolayı birçok halde cismin arkasında iz bölgesi gelişmek için yeterince zaman bulamaz. Dalga periyodunun yarısında gelişen iz akımı diğer yarım periyotta yaklaşan akımla süperpoze olarak geriye doğru süpürülürler. Vorteks saçılımının meydana gelebilmesi için su zerreciklerinin orbital (yörüngesel) hızı vorteks saçılma frekansının üç-dört katı kadar bir süre içerisinde sabit kalmalıdır. Böylece hidrodinamik kaldırma kuvveti küçük hacimli silindirikler ve uzun dalgalar için meydana gelmektedir. Ayrıca derinlik arttıkça su zerreciğinin hızının azalacağı böylece ayrılma ve vorteks saçılımı tabandan uzaklaştıkça meydana gelebilecektir. Ancak dalga-akıntı durumunun birlikte olması durumunda tabana yakın bölgelerde de vorteks saçılımının meydana gelme olasılığı artar.

Şekil 3.3 den çeşitli Keulegan - Carpenter sayıları için vorteks saçılımlarının meydana gelişleri gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi Keulegan - Carpenter sayısı 15 den küçük olduğunda dahi vorteks saçılımları meydana gelmektedir.

Bidde (1970), dalga yüksekliğinin kaldırma ve yatay kuvvetlerin rölatif değerinin üzerine olan etkisini de incelemiştir. Bunun için 150 mm çaplı düşey silindirik yapı üzerindeki deney sonuçları Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3. KC sayısına göre vorteks saçılımı (Bidde, 1970).



Şekil 3.4. Kaldırma kuvvetinin yatay kuvvete olan oranının dalga yüksekliğine göre değişimi (Bidde, 1970)

Böylece hidrodinamik kaldırma kuvveti,

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \cdot \rho \cdot A \cdot U^2 \quad (3.7)$$

ile ifade edilmiştir.

Gerçekte, kararsız akım şartlarında hidrodinamik kaldırma kuvvetinin de direnç ve atalet kuvveti bileşenlerinden oluşabileceği düşünülebilir. Ancak özellikle sığ su şartlarında su zerreciklerinin düşey hareketlerinin yatay hareketlerine göre daha küçük olması bu zerreciklerin düşey hız ve ivme bileşenlerinin yatay bileşenlere göre daha küçük olmasına, böylece yatay kuvvetteki atalet ve direnç kuvvetlerine benzer düşey doğrultuda tesir edecek direnç ve atalet kuvvetlerinin ihmal edilecek mertebede olmasına neden olacaktır. Taban yakınındaki su zerreciklerinin yatay doğrultudaki hareketleri düşey doğrultudaki harekete göre çok büyük ve bu düşey hareketin silindirik yapıların çapından da daha küçük olması düşey doğrultuda tesir edecek direnç kuvvetinin etkili olmamasına sebep olmaktadır (Bowie, 1977).

Kararlı akım şartlarında olduğu gibi tabana yakın yerleştirilmiş silindirik yapılara tesir eden hidrodinamik kaldırma kuvvetine yatay hız bileşenin silindirin alt ve üst tarafında farklı değerlere sahip olması bunun sonucundaki basınç gradyanı da neden olmaktadır (Bernoulli tipi kaldırma kuvveti). Böylece düşey doğrultuda tesir eden hidrodinamik kuvvete yatay hız bileşenin neden olduğunu söyleyebiliriz.

Tabandan uzaklaştıkça vorteks saçılımı nedeniyle ortaya çıkan hidrodinamik kaldırma kuvveti Bernoulli tipi hidrodinamik kaldırma kuvvetine göre daha dominant olmaya başlar. Vorteks saçılımı nedeniyle etkin olan hidrodinamik kuvvete de su zerreciklerinin yatay hız bileşeni neden olmaktadır.

3.1.3. Hidrodinamik Kuvvetlerin Dalga Periyodu Boyunca Değişimi

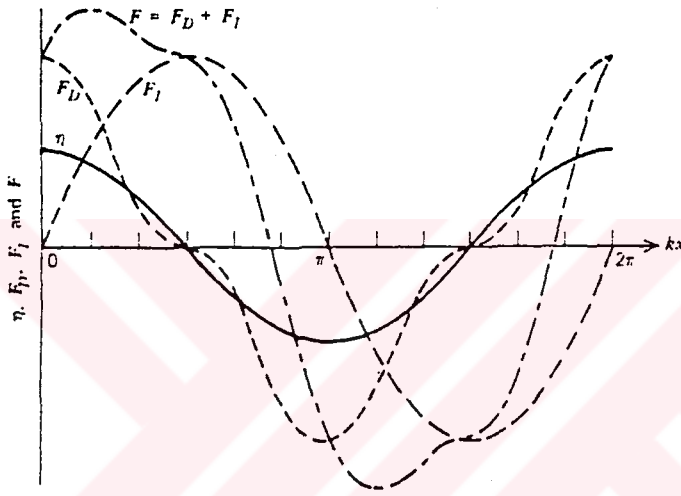
Belirli bir periyoda sahip salınımlı akım içersine yerleştirilen bir cisme tesir eden hidrodinamik kuvvetler incelendiğinde,

i) Direnç kuvvetinin salınımlı akım periyodu ile değiştiği yani aynı frekansa sahip oldukları,

ii) Hidrodinamik kaldırma kuvveti salınımlı akımın periyodunun yarısında oluşan vorteks saçılımları dolayısıyla meydana geldiği dolayısıyla hidrodinamik kaldırma kuvvetinin frekansının salınımlı akımın frekansının iki katı olduğu

iii) Salınımlı akım ile kararlı akışkan akım şartları altında hidrodinamik kaldırma kuvvetinin her iki durumda da vorteks saçılma frekansı ile salınım gösterdiği, ancak salınımlı akım içersinde vorteks saçılımından dolayı meydana gelen direnç kuvvetindeki çalkantıların salınımlı akım tarafından sönmelendirilmeye çalıştırıldığı belirlenmiştir. Bunun için direnç kuvveti salınımlı akımın frekansı ile salınım göstermektedir. Buna karşın kararlı akım şartları altında direnç kuvveti vorteks saçılım frekansının iki katı bir frekansa sahip olarak salınım göstermektedir.

Su zerreciklerinin ivme ve hız değerleri arasındaki faz farkı 90° olduğundan F_D direnç ve F_I atalet kuvvetlerinin maksimum değerleri arasında da bir faz farkı söz konusu olacaktır. Toplam yatay kuvvetin pik değeri de bir faz farkından dolayı dalga tepe ve çukuru arasında bir anda meydana gelecektir, bu değerlerin kesin durumu C_D ve C_M değerlerine, dalga yüksekliğine, periyoduna, su derinliğine ve silindirin çapına bağlıdır.



Şekil 3.5. Dalga profilinin durumuna göre toplam, direnç ve atalet kuvvetlerinin değişimi (C_D ve C_M sabit kabul edilmiştir). (Sorensen, 1978).

Yatay hidrodinamik kuvveti ifade eden denklemde ivme ve hız terimleri lineer dalga teorisine göre yerine konur, θ faz açısına ($\theta = kx - \sigma t$) göre diferansiyeli alınırsa,

$$\sin \theta_p = \frac{2 C_M \cdot \sqrt{\quad} \cdot \sin h kd}{C_D \cdot A \cdot H \cdot \cosh k (d+z)} \quad (3.8)$$

yatay kuvvetin pik değerinin meydana geleceği faz açısı bulunmuş olur.

Yine Bowie (1977) deniz tabanına yerleştirilmiş boru hatlarına tesir eden dalga kuvvetlerinin değişimini incelemiş ve hidrodinamik düşey kuvvetin bir dalga periyodu boyunca değişimini aşağıda izah edildiği gibi özetlemiştir.

Yatay rijid ve geçirimsiz bir tabana yerleştirilen boru hattını dikkate alalım. Boru ile taban arasında akış olmaz, böylece akım borunun üst tarafına doğru sapar. Bu borunun üzerinde hızı maksimum ve tabanda hızı minimum yapacak şekilde akım alanında asimetric değişime neden olur. Borunun ön yüzeyindeki durgunluk noktasında (borunun tabana değdiği noktada) hız sıfırdır. Böylece borunun üzerindeki basınç dağılımından dolayı boruya yukarı doğrultuda (kaldırma) kuvvet etkiyecektir. Borunun tabana değdiği noktadaki durgunluk basıncı hızın artmasıyla artar, buna karşın borunun üzerinde sapan akımın hızlanmasıyla basınç dağılımındaki azalma daha da azalacaktır. Dalga etkisiyle meydana gelecek düşey kuvvet dalga periyodu boyunca yukarı doğrultuda (kaldırma) etkiyecektir, dalga tepesi ve çukuru geçerken yatay su zerreciği hızı maksimum olacak, yatay doğrultuda akım geriye dönerken ise sifıra yaklaşacaktır.

Boru hattı küçük bir açıklık ile taban üzerinde bir yere yerleştirildiğinde daha karmaşık bir düşey kuvvet etkisinde kalacaktır. Bir dalga periyodunun değişik fazlarında düşey hızın doğrultusu değişecektir. Dalga tepesi veya çukuru boru hattına yaklaştığında, yatay hız başlangıçta küçük olacaktır, borunun üstünde ve altındaki akım düşük hızlara sahiptir. Ancak borunun altından geçen akım üstünden geçene göre daha hızlıdır, böylece meydana gelen basınç dağılımı boru hattına aşağı doğrultuda bir düşey kuvvetin etkimesine neden olacaktır (Şekil 3.6.a). Burada aşağı doğrultuda düşey kuvvet negatif yukarı doğrultuda düşey kuvvet ise pozitif düşey kuvvet olarak düşünülecektir.

Başlangıçta dalganın yaklaşmasıyla yatay hızdaki artmasıyla birlikte negatif düşey kuvvetin değeri de artacaktır. Çünkü açıklıktaki akımın hızı borunun üstünden geçen akımın hızında çok daha büyük olacaktır. Böylece borunun alt ve üstündeki basınç dağılımındaki fark

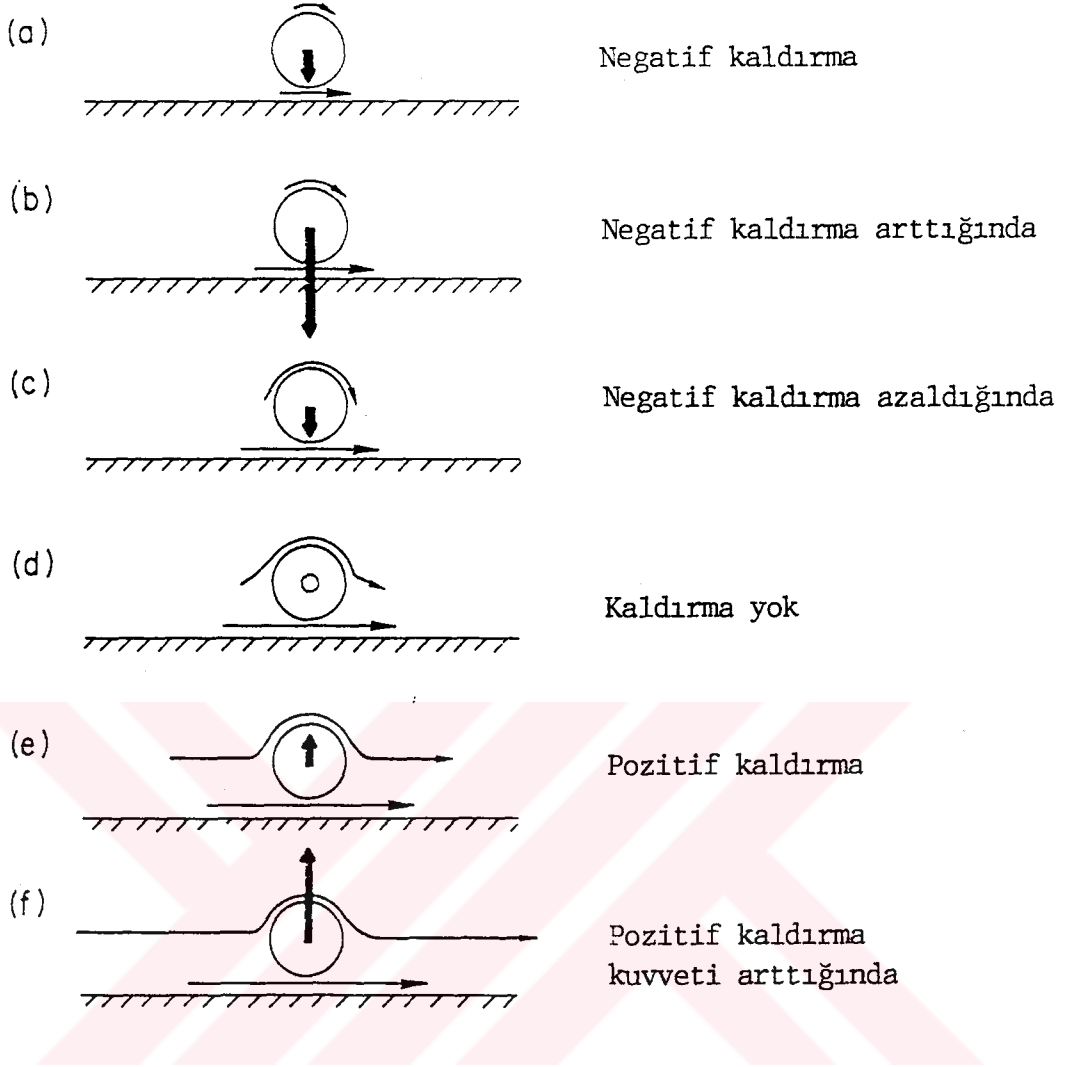
da artacaktır (Şekil 3.6.b)

Bu olay taban ve boru hattı arasındaki küçük açıklıktan geçen akımın viskoz etkiler nedeniyle engellenmesine kadar devam edecektir. Böylece tabandaki küçük açıklıktan geçen akıma bir "Choking" etkisi söz konusu olacaktır. Bu durumda engellenen akım borunun üstünden geçecektir. Bu olayın neticesinde durgunluk noktası aşağıya doğru kayacaktır ve boru hattının ön yüzeyinde bu noktada basınç artacaktır. Akım borunun üstüne sapan akımın artmasıyla birlikte, durgunluk noktası daha da aşağıya kayacaktır.

Dalga tepesinin yaklaşmasıyla birlikte artan hız tabandaki açıklıktan geçen akım boru hattının gerisinde türbülans çevrilerinin şekillenmesine neden olur. Türbülansın şiddetlenmesi açıklıktaki enerji kaybının artmasına ve böylece hızın azalmasına neden olur.

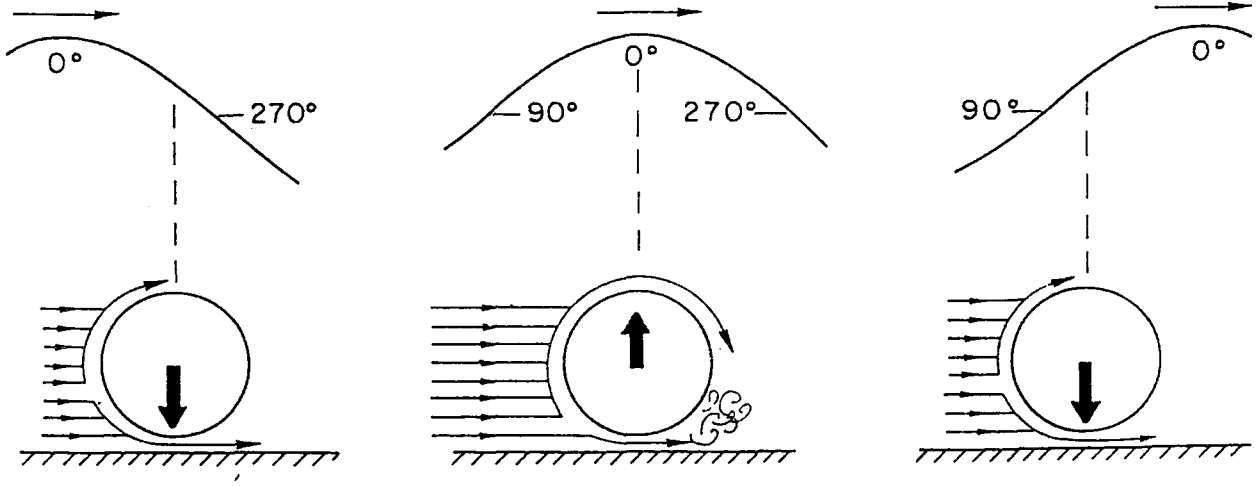
Choking olayına neden olan yukarıda izah edilen etkiler borunun altındaki açıklıkta maksimum hız ve minimum basınç ile birlikte başlar. Bundan sonra boru hattı üzerinde akım yaklaşan dalganın yatay hızının artmasıyla hızlanır. Yeniden bu hız dağılımına göre şekillenen basınç dağılımı boru hattı üzerinde azalacak, altında ise artacaktır, böylece negatif düşey kuvvet gittikçe azalacak nihayetinde boru hattına pozitif düşey kuvvet etkimeye başlayacaktır (Şekil 3.6 c, d ve e).

Bu durumda pozitif düşey kuvvet dalga tepesi ve çukurunun daha da yaklaşmasıyla birlikte artan yatay hız ile birlikte daha da büyük değerlere ulaşacaktır. Dalga çukur ve tepesinin boru hattının üzerinden geçmesiyle birlikte olay tekrar tersine dönecektir. Yaklaşan yatay hız azalmaya başlayacak, pozitif düşey kuvvetin şiddeti böylece azalacaktır. Hızın azalmasıyla birlikte Choking etkisi azalacak ve açıklıktaki akım hızlanacak, durgunluk noktası yukarı doğru kayacaktır.



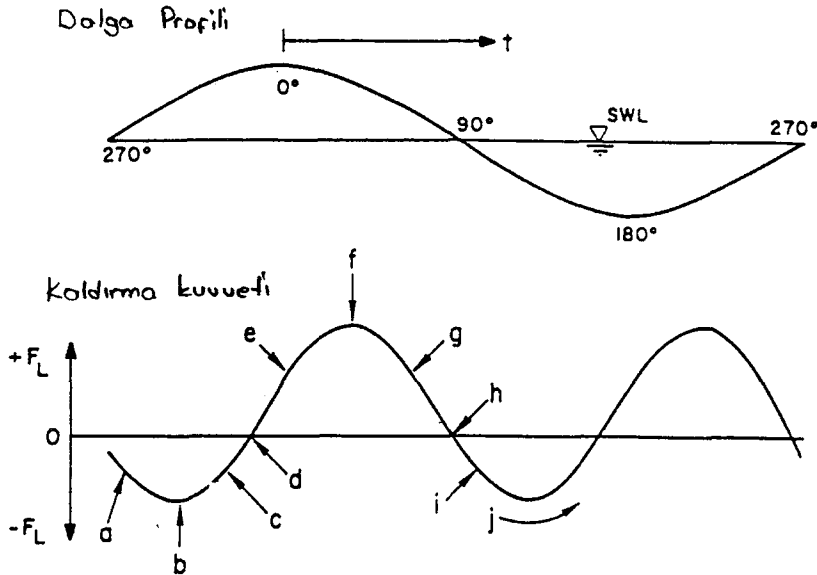
Şekil 3.6. Hidrodinamik düşey kuvvetin değişimi (Bowie, 1977).

Bir dalga periyodu boyunca düşey kuvvette meydana gelen bu olaylar iki defa tekerrür etmektedir çünkü dalga tepesi ve çukurunun geçmesi esnasında yatay hız doğrultu değiştirerek iki defa maksimumdan geçmektedir (Şekil 3.7).



Şekil 3.7. Dalga tepesinin boru hattı üzerinden geçmesi esnasında düşey kuvvetteki değişimler (Bowie, 1977).

Dalga tepesinin boru hattı üzerinden geçerken maksimum hızın meydana gelmesiyle maksimum pozitif düşey kuvvetin meydana gelmesi arasında daima bir faz farkı söz konusudur. Şekil 3.8'de bir dalga periyodu boyunca düşey kuvvetin değişimi gösterilmiştir.



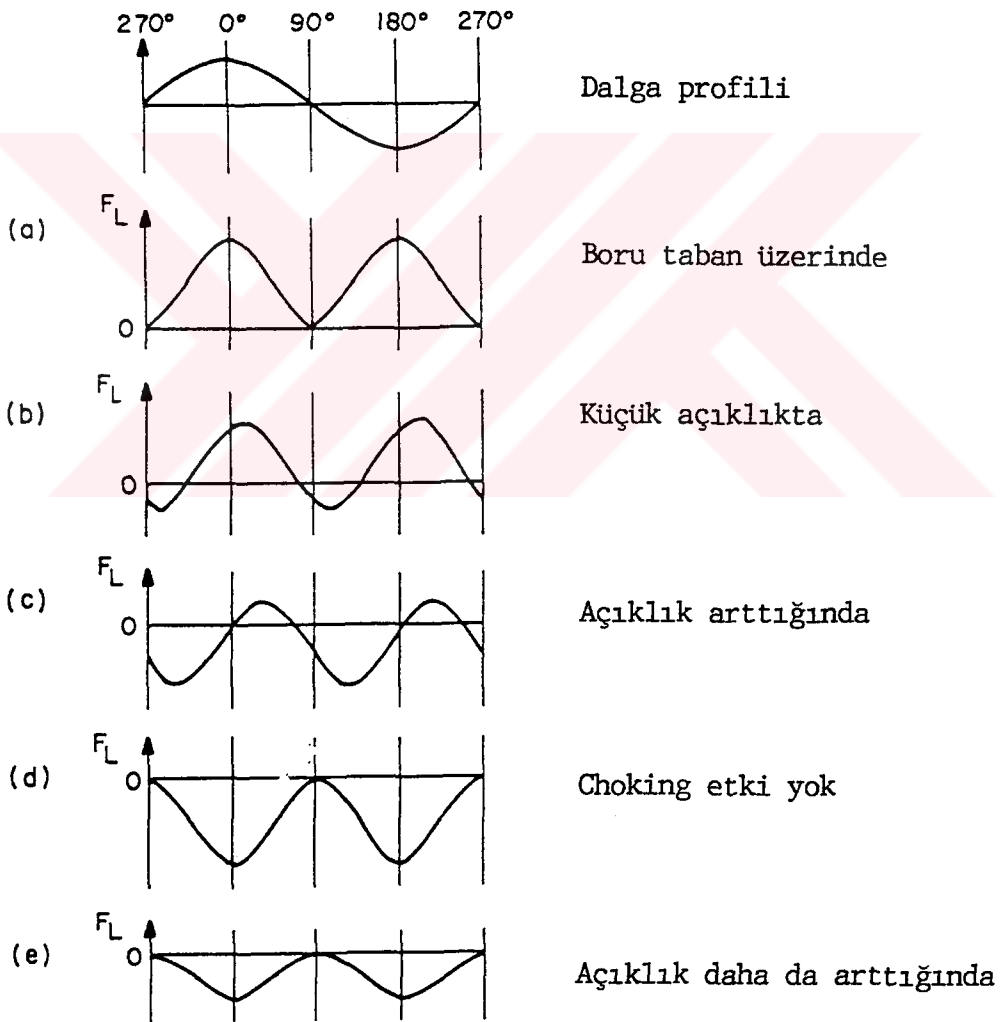
Şekil 3.8. Hidrodinamik düşey kuvvetin değişimi.

Bir dalga periyodu boyunca düşey kuvvetin değişimi :

- a- Düşük yatay hızda taban açıklığından geçen akımın hızın borunun tepesindeki hızdan büyük olması dolayısıyla negatif düşey kuvvet.
- b- Açıklıkta akımın hızlanmasıyla negatif düşey kuvvet şiddetlenir.
- c- Choking etkisinin başlamasıyla negatif düşey kuvvet azalmaya başlar.
- d- Borunun tepesinden geçen akım hızı açıklıktan geçen akımın hızından daha büyüktür ve pozitif düşey kuvvet meydana gelir.
- e- Artan yatay hız ile birlikte pozitif düşey kuvvet şiddetlenir.
- f- Pozitif düşey kuvvet maksimum değerine erişir.
- g- Dalga tepesinin geçmesiyle hız azalır, böylece pozitif düşey kuvvetin şiddeti azalmaya ve choking etkisi ortadan kalkmaya başlar.
- h- Açıklıktan geçen akım hızının artmasıyla düşey kuvvet negatif değer alır.
- i- Düşük hızlarda açıklıktan geçen akım hızının borunun tepesinden geçen akımın hızından çok daha büyük olur ve negatif düşey kuvvet şiddetini artırır.
- j- Dalga çukurunun yaklaşmasıyla akım doğrultusu değişir ve düşey kuvvetteki değişim tekerrür eder.

Açıklık arttığında negatif düşey kuvvetin şiddeti azalır. Düşey kuvvetin zamanla değişimi aynı kalmakla birlikte kuvvetin şiddeti azalmaktadır. Açıklık daha da arttığında akımdaki asimetri ortadan kalkar ve basınç dağılımı borunun üst ve altında yaklaşık olarak aynı kalır. Bundan sonra hidrodinamik düşey kuvvetteki Bernoulli kaldırma etkisi ortadan kalkar ve vorteks saçılımları etkin olur. Açıklık miktarının artmasıyla düşey kuvvetteki değişim Şekil 3.9'da gösterilmiştir.

Atalet kuvvetinin, direnç kuvvetine göre rölatif olarak önemini gösteren boyutsuz sayı Keulegan-Carpenter sayısı olarak isimlendirilir ($KC = U_M \cdot T/D$) ve örneğin derinsu şartlarında boruhatları için $KC < 5$ olması durumunda direnç kuvveti ihmal edilebilir, böylece kuvvet sırf atalet kuvvetinden meydana gelir. Bu atalet kuvveti dalga uzunluğunun boru çapına göre oranının bir limit değerine kadar difraksiyon teorisi ile hesaplanmaktadır. Keulegan-Carpenter sayısının $5.0 < KC < 25.0$ değerleri arasında atalet ve direnç kuvvetlerinin her ikisi birden etkin olmaktadır ve atalet/direnç rejimi olarak isimlendirilmektedir.



Şekil 3.9. Açıklığın artmasıyla düşey kuvvetin değişimi (Bowie, 1977).

KC > 25.0 olması durumunda ise atalet kuvveti ihmal edilebilecek mertebede olmaktadır. Özellikle deniz altına döşenen boru hatları için atalet/direnç rejimi etkin olmaktadır, böylece yapılan çalışmaların çoğu bu rejim şartları için deniz tabanının etkisini de içerecek şekildedir.

3.2. HİDRODİNAMİK KATSAYILAR

Yatay silindirlere ait hidrodinamik katsayıların belirlenmesi amacıyla yapılan deneysel çalışmalar, salınımlı akımda ve dalgalı ortamda olmak üzere gerçekleştirilmiştir. Salınımlı akımda yapılan araştırmalar iki ana kategoride toparlanabilir;

- i) Silindirin sabit tutulduğu salınımlı akım,
- ii) Sakin su içersinde silindirin salınımlı hareket yapması hali.

Bu iki durum kinematik olarak eşdeğerdir. Silindirlere tesir edecek hidrodinamik kuvvetlerde C_M atalet katsayısında meydana gelecek farklılık haricinde eşdeğer olacaktır.

3.2.1. Salınımlı Akım

3.2.1.1. Sabit Konumdaki Bir Silindirin Etrafında Salınımlı Akım Hali

Keulegan ve Carpenter (1958), Rance (1969), Sarpkaya (1976,a), Maull ve Milliner (1978), Sarpkaya (1976,b) ve Sarpkaya ve Rajabi (1979) yaptıkları araştırmalarda Morison denklemindeki hidrodinamik katsayıları sabit konumdaki silindirler etrafındaki salınımlı akım hali için belirlemeye çalışmışlardır.

Keulegan ve Carpenter (1958) yaptıkları çalışmada duran dalga altına yerleştirdikleri yatay silindir için zamanla hidrodinamik kuvvetlerin değişimini incelemişler ve direnç ile atalet katsayılarının Fourier ortalamalarını belirlemişlerdir. Bu katsayıların Keulegan-Carpenter sayısı (periyot parametresi) ile $K_C = U_M \cdot T/D$ değişimini göstermişlerdir, burada U_M maksimum hız, T ise salınım periyotudur.

KC = 15.0 değerinin hesaplanan yatay kuvvet ile ölçülen kuvvet oldukça iyi uyum göstermektedir. Keulegan ve Carpenter hidrodinamik katsayıların Re sayısı ile bağıntısını ise göstermemişlerdir. Re sayısı ile gösterilmemiş olan bu eksiklik Sarpkaya (1975) tarafından da tekrar edilmiştir. Ancak Thirriot ve arkadaşları (1971), Sarpkaya (1976) ve Garrison ve arkadaşları (1977) C_D ve C_M mevcut verileri yeniden değerlendirdiklerinde Re sayısına bağımlılığın var olduğunu göstermişlerdir.

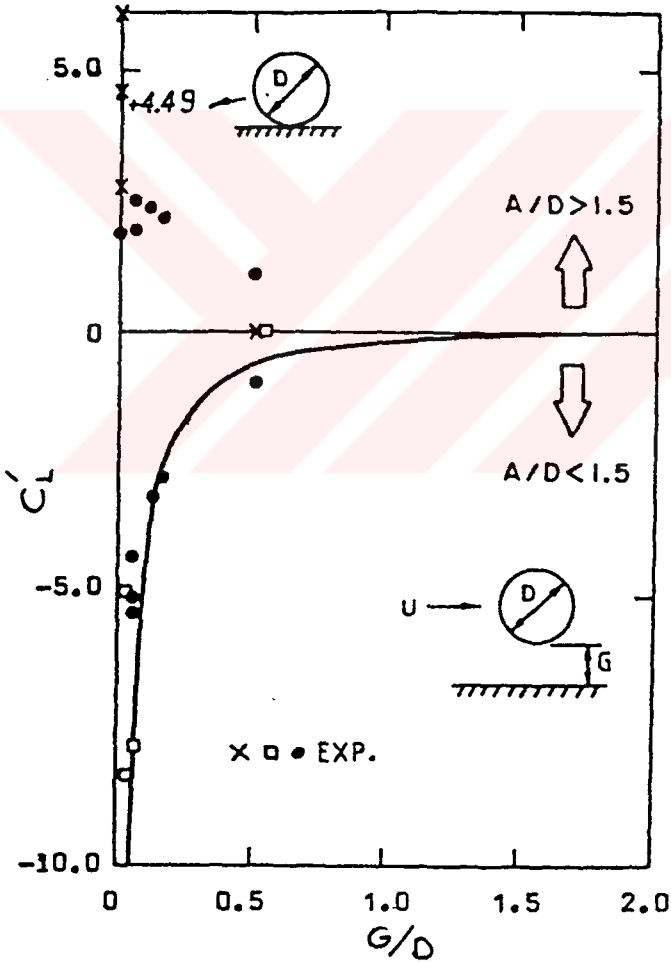
Rance (1969) bir su tüneline sinüzoidal salınımlı akım içerisinde yaptığı deneylerde akıma dik olarak yerleştirilmiş yatay silindire etki eden yatay ve düşey hidrodinamik kuvvetleri ölçmüştür. Atalet katsayısını sabit kabul ederek ($C_M = 2$) direnç katsayısının A/D nin çeşitli değerleri için Re sayısı ile değişimini belirlemiştir, burada A salınımlı akımın genliğini göstermektedir. Sonuçlar A/D ($=KC/2\pi$) nin küçük değerlerinde bu parametrenin etkin olduğunu göstermiştir. Rance (1969) A/D nin küçük değerleri için maksimum kaldırma katsayısının $C_{L_{max}}$, direnç katsayısından daha büyük değerler aldığını göstermiştir.

Sarpkaya (1976) bir U tüneline gerçekleştirdiği deneylerde cilalı ve pürüzlü silindirler için yatay ve düşey hidrodinamik kuvvetleri ölçmüştür. Verilen bir silindir çapı ve salınım periyodu için Re/KC oranı sabittir. Bu oran $\beta = Re/KC = D^2/\nu \cdot T$ Sarpkaya tarafından frekans parametresi olarak tariflenmiştir. Elde edilen sonuçlardan direnç, atalet ve kaldırma katsayılarının Re sayısına bağımlı olduğu görülmüştür. Ancak Re sayısının $2 \cdot 10^4$ den küçük değerleri için direnç ve atalet katsayıları Re sayısı ile değişmemektedir. Bütün katsayılar salınım periyodu boyunca ortalamaları olarak verilmiştir.

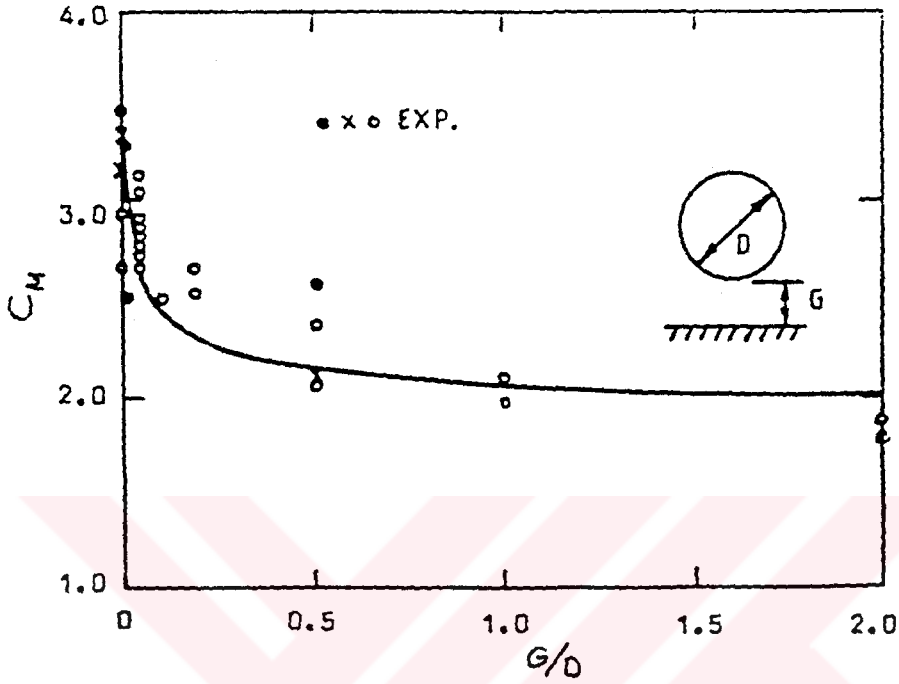
Mauil ve Milliner (1978) sinüzoidal salınımlı bir akımda dairesel bir silindire tesir eden yatay ve düşey hidrodinamik kuvvetleri ölçmüştür. Yatay kuvvet rms değerleri ile tariflenmiştir. Yatay kuvvetin rms değerlerinin KC sayısı ile çok iyi bir korelasyon gösterdiği belirlenmiştir. Ancak kaldırma katsayısı KC sayısı ile değişimi incelendiğinde çok fazla saçılım gösterdiği belirlenmiştir. Yapılan spectral analizlerden kaldırma kuvvetinin frekansının salınım frekansının

iki katı olduğu bulunmuştur ($KC < 15.0$).

$KC < 4$ değerlerinde silindir etrafındaki akım yeterince ayrılmaya zaman bulamamaktadır (Sarpkaya, 1976). Böylece direnç kuvveti çok küçüktür ve yatay ile düşey kuvvetler esas olarak atalet rejimindedirler. Buna göre düzlem bir taban üzerindeki silindirlere tesir eden kuvvetlerin belirlenmesi için kompleks potansiyel teori kullanılabilir (Nath ve ark., 1976 ve Yamamoto ve ark., 1974). C_L ve C_M katsayılarının G/D ile değişimi Şekil 3.10 ve 3.11'de gösterilmiştir, burada G silindir tabanı ile deniz tabanı arasındaki mesafedir.



Şekil 3.10. Açıklık oranlarının kaldırma katsayılarıyla değişimi (Nath ve ark., 1976).

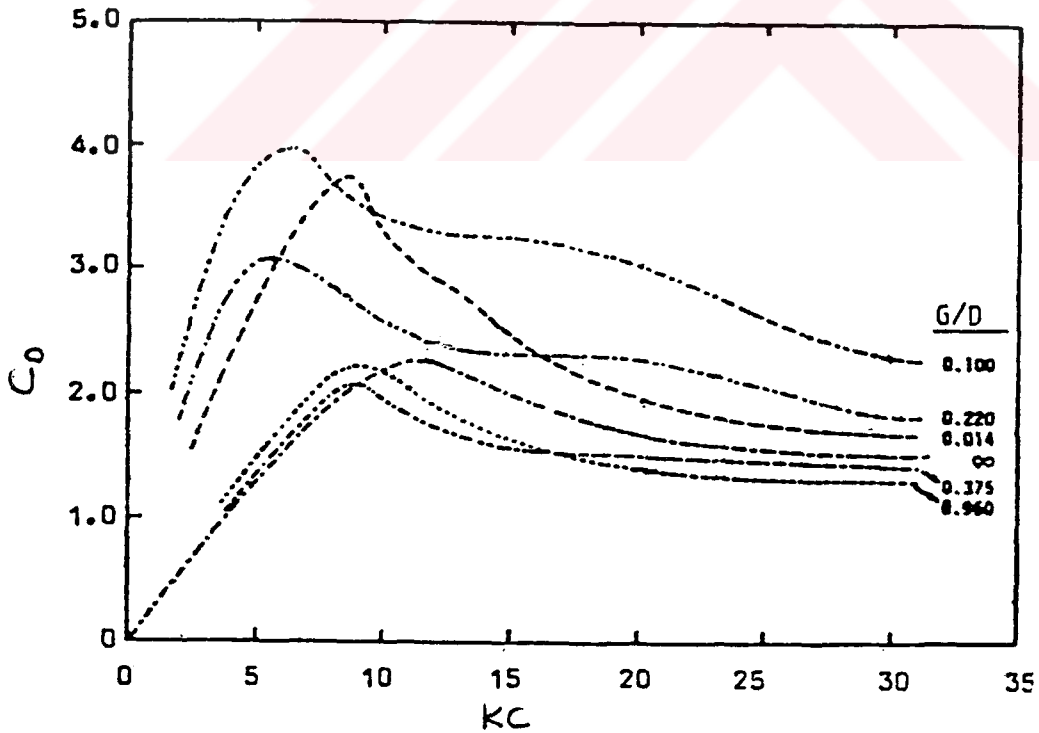


Şekil 3.11. Açıklık oranlarının atalet katsayılarıyla değişimi (Nath ve ark., 1976).

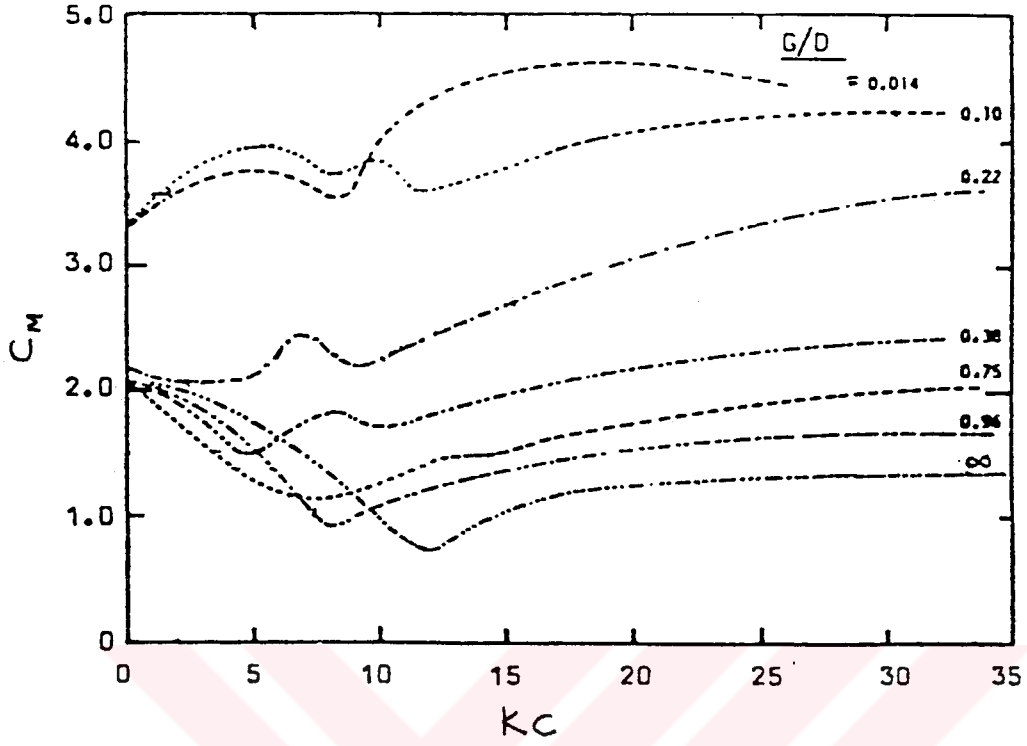
Düsey kuvvetin doğrultusu daima tabana doğrudur ve G/D açıklık oranı arttıkça şiddeti artmaktadır. $G/D = 0$ için düsey kuvvetin doğrultusu tabandan uzaklaşan istikamettedir ve kaldırma katsayısı ise $C_L = 4.49$ değerini almaktadır. Atalet katsayısı $G/D = 0$ de $C_M = 3.29$ değerini almakta ve G/D nin büyük değerleri için $C_M = 2$ değerine doğru azalmaktadır.

Atalet rejimindeki akımda Yamamoto ve ark., (1974) ve Nath ve ark., (1976) yapmış oldukları deneysel çalışmalarda tabandan çeşitli açıklıklardaki silindirler için düsey ve yatay kuvvetleri belirlemeye çalışmışlardır. Deneysel çalışmaları potansiyel teoriden elde edilen sonuçlarla çok iyi uyum sağlamıştır. Silindir taban üzerinde olması durumunda gerek yatay gerekse düsey kuvvetler hemen hemen aynı değere erişmektedir ve katsayılarının değerleri de 2.3 değerine kadar artmaktadır.

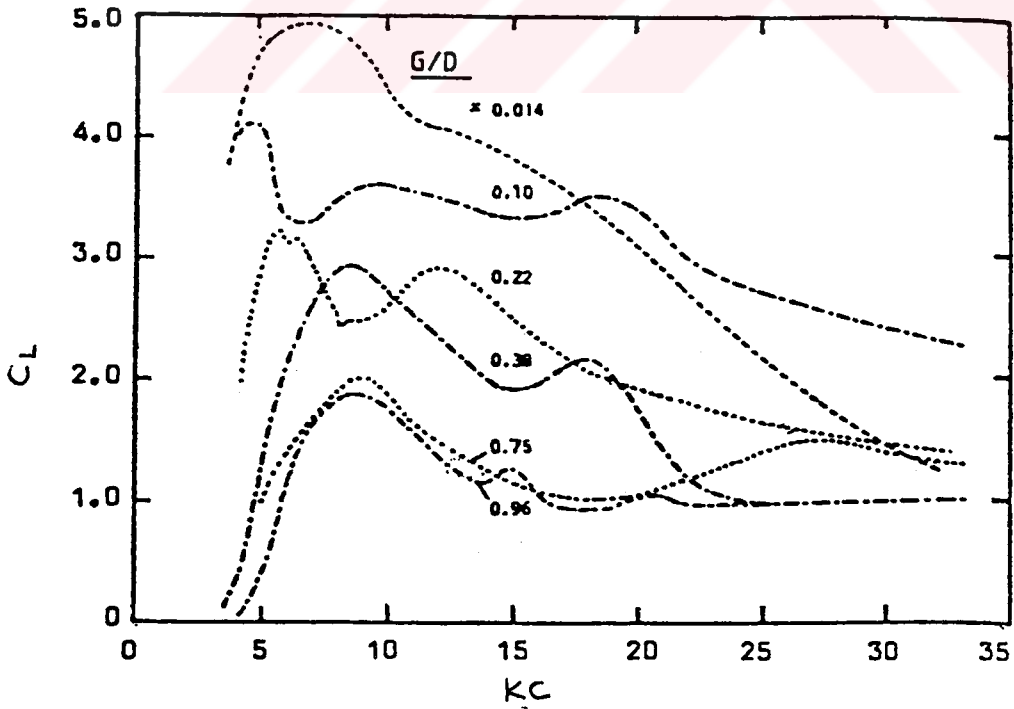
Sarpkaya (1976) direnç/atalet rejimindeki bir U tüpündeki salınımlı akım ortamında gerçekleştirdiği deneylerde taban yakınındaki bir silindire tesir eden yatay ve düşey hidrodinamik kuvvetleri açıklık oranının (G/D) 1 değerine kadar olan çeşitli değerleri için belirlemeye çalışmıştır, bu çalışmada KC 2.0 ila 35 arasında değişmektedir. Reynolds sayısı ise $2.5 \cdot 10^3$ ila $4.5 \cdot 10^4$ değerleri arasında değişmektedir. Şekil 3.12 ve 3.13 C_D ve C_M 'ın KC ile değişimini göstermektedir. Şekil 3.14 ve 3.15'den maksimum düşey kuvvetin tabandan uzaklaşan ve tabana doğru olan yönleri ile G/D açıklık oranına oldukça fazla bağımlı olduğu görülmektedir. Burada $KC > 15$ için tabana yakın silindir durumunda tabana doğru düşey kuvvetin ortadan kalktığı ancak açıklık oranı arttıkça bunun tekrar ortaya çıktığı belirlenmiştir. Potansiyel akım teorisine göre tabana doğru olan negatif düşey kuvveti $KC < 5.0$ için açıkça belirginleşmektedir. $KC > 5.0$ için ise pozitif düşey kuvvette yani tabandan uzaklaşan istikamette ani bir artış söz konusu olmakta ve G/D bağımlı C_L katsayısı maksimum değerine ulaşmaktadır.



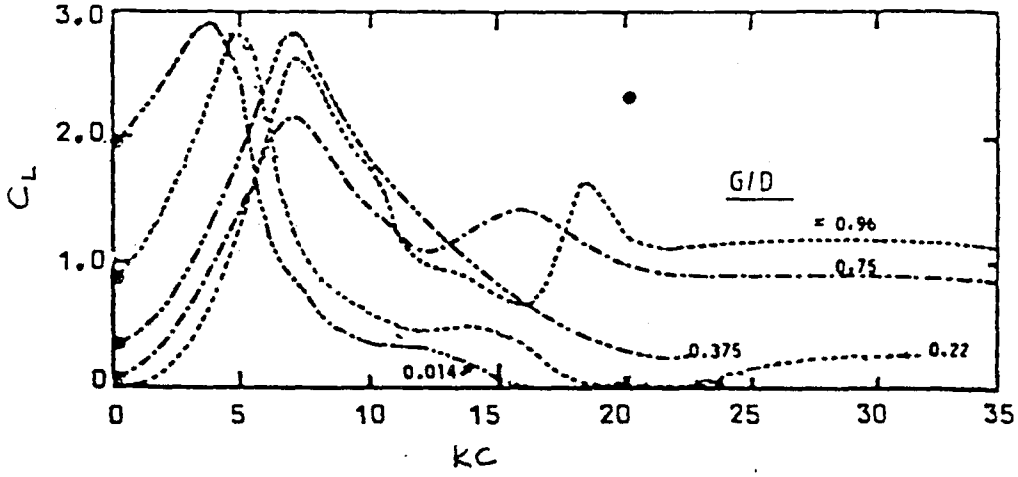
Şekil 3.12. G/D oranının değişik değerleri için direnç katsayısı ve Keulegan Carpenter sayısının değişimi (Sarpkaya, 1976).



Şekil 3.13. Değişik G/D oranları için Atalet Katsayısı ve Keulegan-Carpenter sayısı değişimi (Sarpkaya, 1976).



Şekil 3.14. Değişik G/D oranları için K_C ve kaldırma katsayısı değişimi (Sarpkaya, 1976).



Şekil 3.15. Değişik G/D oranları için KC ve kaldırma katsayısı değişimi (Sarpkaya, 1976).

Mauli ve Norman (1978) da yapmış oldukları deneysel çalışmalarda silindirler üzerindeki taban etkisini belirlemeye çalışmışlardır. Bu araştırmacılara göre G/D nin 0.39 dan küçük değerleri için yatay ve düşey kuvvetlerin rms değerlerinde tabanın önemli bir etkisi söz konusu olmaktadır. G/D nin küçük değerlerinde düşey kuvvet çok fazla etkilenmektedir, açıklık oranı azaldıkça sıfırdan farklı ortalama düşey kuvvetin değeri artmaktadır. Silindir tabana çok yakın yerleştirildiğinde düşey kuvvetin gösterdiği salınım çok düzenli ve KC sayısının değişimiyle çok fazla etkilenmektedir.

Sarpkaya ve Rajabi (1979) cilalı ve pürüzlü silindirler üzerinde düzlem taban yakınında salınımlı akım için yaptıkları ölçümlerde direnç atalet ve kaldırma katsayılarının KC ve β sayıları ile değişimlerini belirlemeye çalışmışlardır. C_D katsayısı β arttıkça azalmaktadır. Atalet katsayısı KC nin düşük değerlerinde $C_M = 3.3$ potansiyel akım halindeki değerine erişmektedir ve KC nin artmasıyla artmaktadır. Kaldırma katsayısı da akımdaki ayrılma tesirinden oldukça fazla etkilenmektedir ve KC ile β nin artmasıyla azalmaktadır.

3.2.1.2. Sakin Suda Salınım Yapan Silindir Hali

Birçok araştırmacı alternatif olarak sakin su içersine salınımlı hareket yapan bir silindir yerleştirmek yolu ile hidrodinamik kuvvetleri ve saçılan vorteksleri incelemek amacıyla çalışmalarını gerçekleştirmiştir.

Thirriot ve arkadaşları (1971), Re sayısının 5.10^3 ila 5.10^4 değerleri arasında dairesel silindirler için direnç katsayılarının KC(50 değerine kadar) sayısı ile değişimini incelemiştir. Bu çalışmada atalet etkileri dikkate alınmamış ve hidrodinamik yatay kuvvetin sadece artız vorteks etkisiyle oluştuğu varsayılmıştır. Bu araştırmacılar sabit Re sayıları için direnç katsayısının rölatif genliğin $A/D (= KC/2\pi)$ bir fonksiyonu olarak vermişlerdir.

Direnç ve atalet katsayılarına Reynolds ve Keulegan-Carpenter sayılarının her ikisinin birden etkisinin araştırılması için Garrison ve arkadaşları (1977) sakin su içinde salınım yapan silindirler kullanmışlardır. Deneysel çalışmada, Re sayısının büyük değerleri (4.10^5 kadar) ve Re sayısının küçük değerlerinde Keulegan-Carpenter (1958) ın verileriyle karşılaştırılarak direnç ile ek su kütlesi ($C_a = C_M - 1$) katsayılar belirlenmeye çalışılmıştır. Elde edilen sonuçlar $Re = 2.10^5$ değerinde 0.6 değerine yaklaşan C_D direnç katsayısının Re sayısı ile azaldığını göstermektedir. Ek su kütlesi katsayısı ise Re sayısı ile artmaktadır ve bu katsayı KC ile Re sayılarının büyük değerlerinde 0.7 değerine ($C_M = 1.7$) ulaşmaktadır.

Matten ve ark., (1979) Re sayısının $2.7.10^5$ ve KC sayısının 18 değerlerinde sakin su içinde sinüzoidal olarak salınım yapan bir dairesel silindir etrafındaki anlık basınç dağılımlarını belirlemiştir. Direnç ve atalet katsayıları Morison denklemini kullanılarak ölçülen kuvvetler arasında en küçük karéler yöntemi uygulanarak hesaplanmıştır. Yapılan integrasyonla elde edilen basınç kuvvetleri ölçülen kuvvetlerle karşılaştırılmış ve bunların oldukça iyi uyum içinde oldukları görülmüştür.

3.2.2. Dalgalı Ortam

Dalga kanalında Morison denklemindeki hidrodinamik katsayıları belirlemek için yapılmış çok sayıda çalışma vardır. Bu çalışmaların yanında prototip üzerinde gerçekleştirilmiş ölçümler de mevcuttur. Ölçülen dalga profillerinden uygun dalga teorileri uygulanarak akışkan zerreciklerinin hız ve ivmeleri belirlenebilmektedir. Böylece zamana bağımlı olarak ölçülen dalga kuvvetlerinden, hidrodinamik katsayılar belirlenebilmektedir.

Hogben ve ark., (1977) laboratuvar ve prototip şartlarında yapılmış çalışmalardan toplamış olduğu oldukça fazla veri yardımıyla Morison denklemindeki hidrodinamik katsayıları belirlemeye çalışmıştır. Dean ve Agoard (1970), Evans (1970), Grace ve Nicinski (1976) ve Littlejohns (1982) prototip verilerine dayanan hidrodinamik katsayıları belirlemeye çalışmışlardır. Grace ve Nicinski (1976) boru hatlarına deniz tabanının etkisini araştırmıştır. Re sayısının 10^5 ila 4.10^5 değerleri arasında $G/D = 0.2$ olması halinde hidrodinamik kuvvetler belirlemiştir. Bu çalışmada lineer dalga teorisinden yararlanılmıştır. Direnç katsayısının A/D rölatif genliğin fonksiyonu olarak Re sayısına bağlı olduğu gösterilmiştir, Re sayısının büyük değerlerinde $C_D = 0.7$ olmaktadır. Grace ve Nicinski (1976) $G/D = 0.2$ için $C_M = 2.57$ deneysel verisine dayanarak tabana serbestçe oturmuş boru hattı için atalet katsayısının 4 olacağını teklif etmişlerdir.

Littlejohns (1982) Cornwall Perron Körfezinde denizaltı boru hatları üzerinde yapmış oldukları araştırmalar sonucunda elde ettikleri verileri en küçük kareler yöntemi uygulanarak deniz tabanına oturmuş boru hatları için direnç, atalet ve kaldırma katsayılarını sırasıyla 1.0, 2.4 ve 1.25 olarak belirlemiştir.

Grace, Castiel, Shak ve Zee (1979) Honolulu'da prototip üzerinde yapmış oldukları testlerde hidrodinamik katsayıları belirlemeye çalışmışlardır. Testlerde kullanılan boru çapı 40.64 cm su derinliği ise 11.28 m dir. Araştırmalarında lineer dalga teorisi ile çalışmışlardır. Elde ettikleri sonuçlar aşağıdaki tabloda özetlenmiştir.

| Pürüzlülük | Yüzey durumu | Açıklık (G/D) | C_M | C_D | C_L |
|------------|-----------------------------|---------------|-------|-------|-------|
| 0.0001 | Tabii | 0.188 | 2.12 | | |
| 0.0025 | Korozyona uğramış | 0.031 | 2.42 | 0.86 | |
| 0.016 | Yüzeyi pürüzlerle kaplanmış | 0.031 | 2.70 | 0.77 | 0.58 |

Tablo 3.1. Grace, Castiel, Shak ve Zee (1979) sonuçları.

Hidrodinamik katsayılar fonksiyonel formda aşağıdaki gibi ifade edilmektedir (Yüksel ve Narayanan, 1994).

$$C_A = F_1 (Re, KC, G/D, \delta/D) \quad (3.9)$$

burada; δ = sınır tabakası kalınlığı, G/D = açıklık oranı olarak bilinmektedir.

Bilindiği gibi çok küçük açıklık oranlarında hidrodinamik kuvvet sadece tabandan değil sınır tabakasının mevcudiyetinden de etkilenmektedir. Ancak çok küçük açıklık oranlarının dışında sınır tabakasının etkisi ihmal edilebilir. Böylece bu fonksiyonel ifade,

$$C_A = F_2 (Re, KC, G/D) \quad (3.10)$$

şeklini alır. Sarpkaya (1976) bu ifadeyi aşağıdaki gibi yazmıştır,

$$C_A = F_3 (\beta, KC, G/D) \quad (3.11)$$

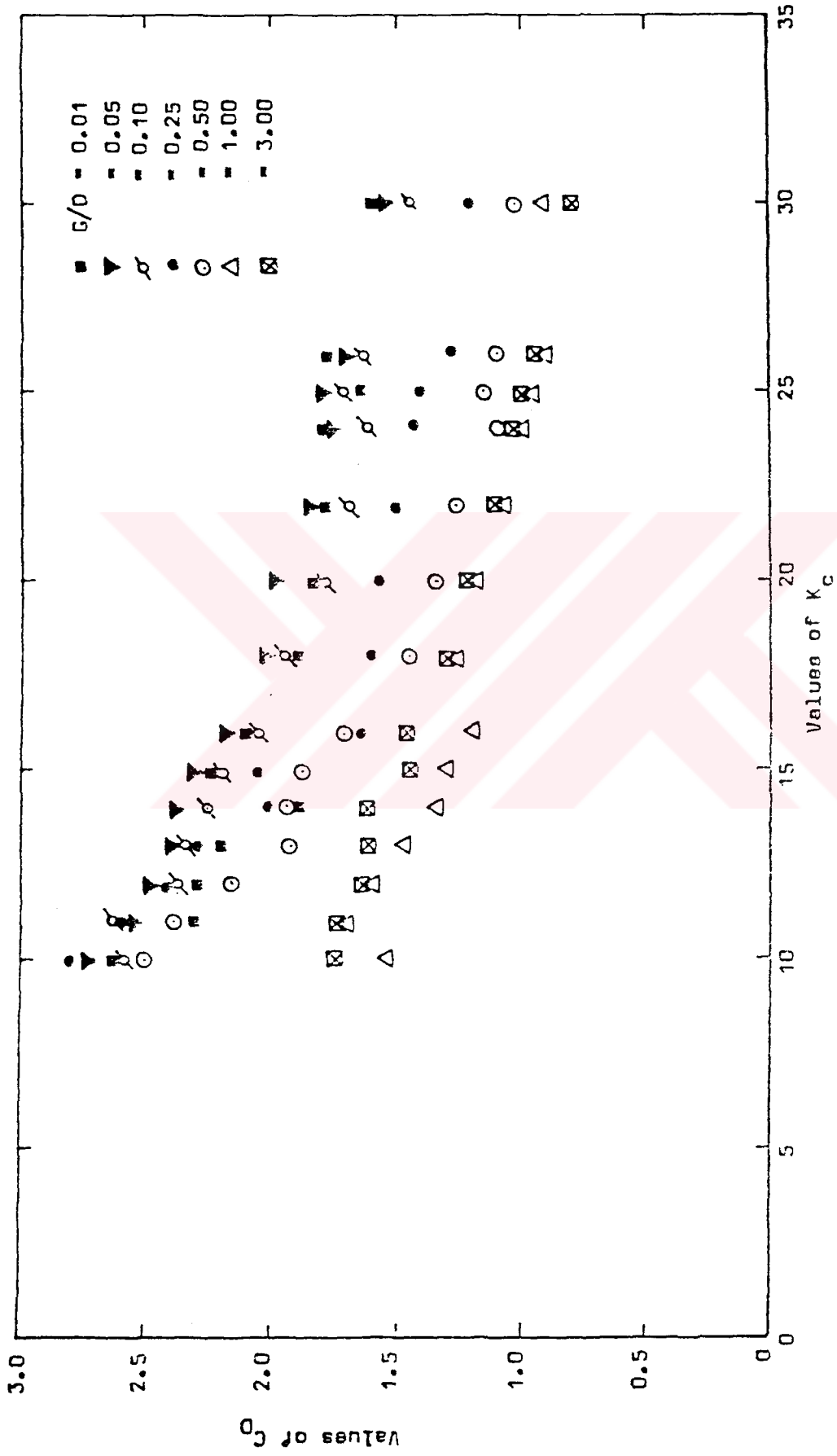
burada $\beta = Re/KC = D^2/\nu t$ frekans parametresidir.

Hidrodinamik katsayılar akım alanına uygun dalga teorileri uygulamak suretiyle belirlenebilmektedir. İşte bu nedenle öncelikle kullanılan dalga teorisi yardımıyla yörüngesel hız ve ivmeler belirlenir.

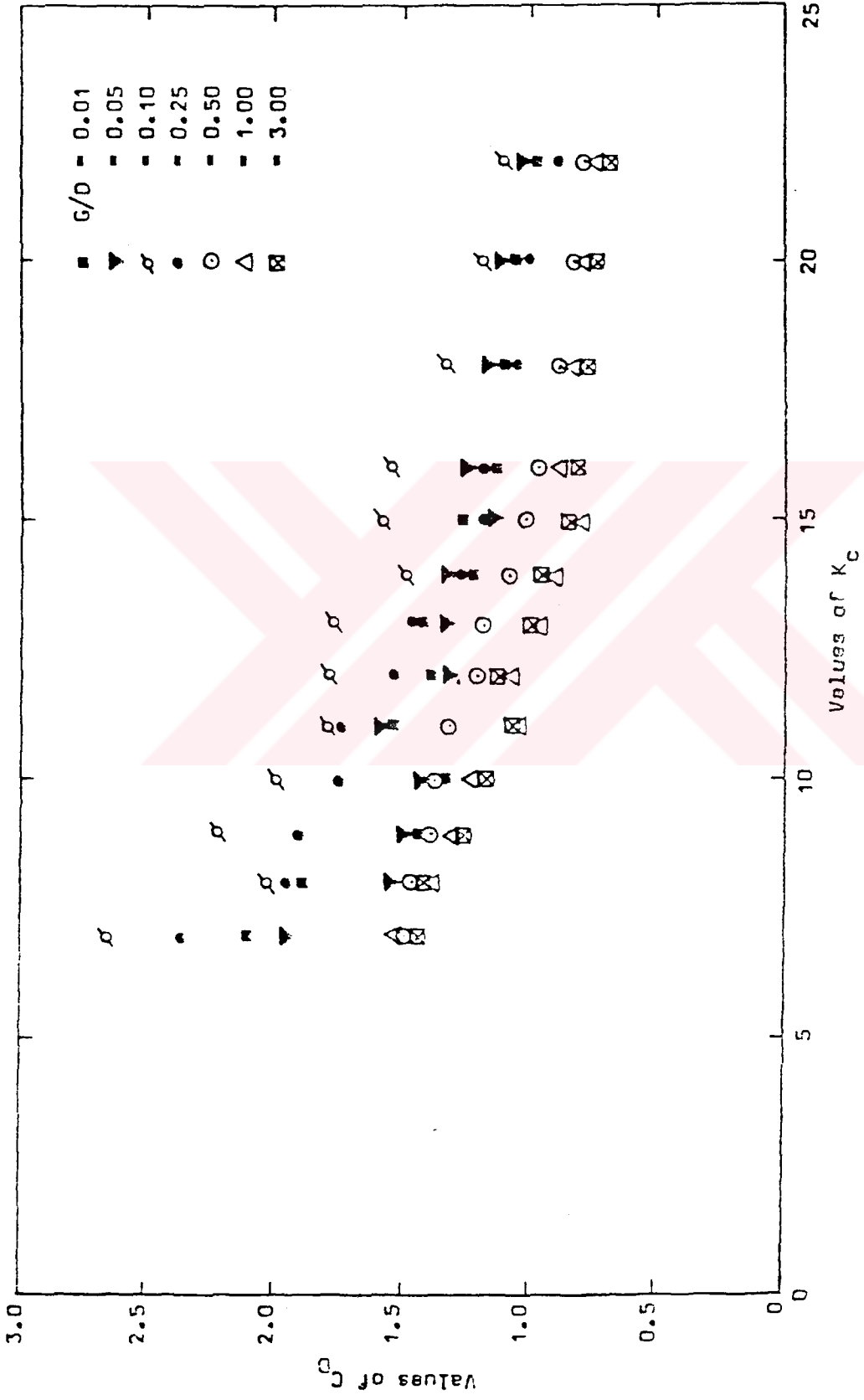
Hidrodinamik katsayılar belirlendikten sonra Morison denklemi kullanılarak hidrodinamik kuvvetler hesaplanmaktadır.

Hidrodinamik katsayıların belirlenmesi amacıyla Ali ve Narayanan (1986) oldukça detaylı bir laboratuvar çalışması yaparak DVM modelini kullanmışlardır. Böylece belirledikleri hidrodinamik katsayıları Re , KC (veya β) ve G/D nin fonksiyonu olarak vermişlerdir. Bu çalışmada da Cnoidal dalga teorisinden elde edilecek dalga kinematikleri kullanılarak hidrodinamik katsayıların belirlenmesinde bu araştırmacıların çalışması esas alınacaktır.

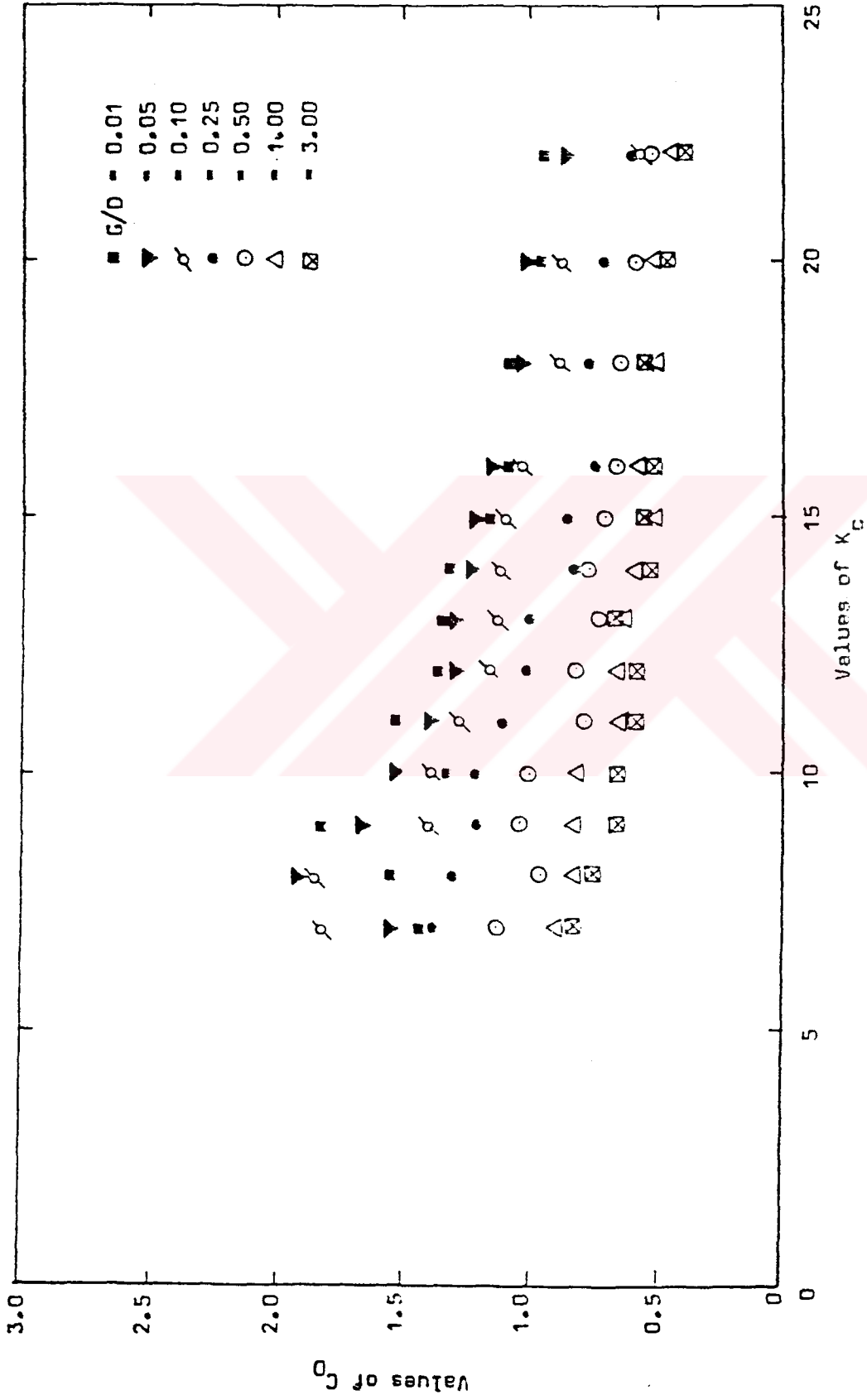




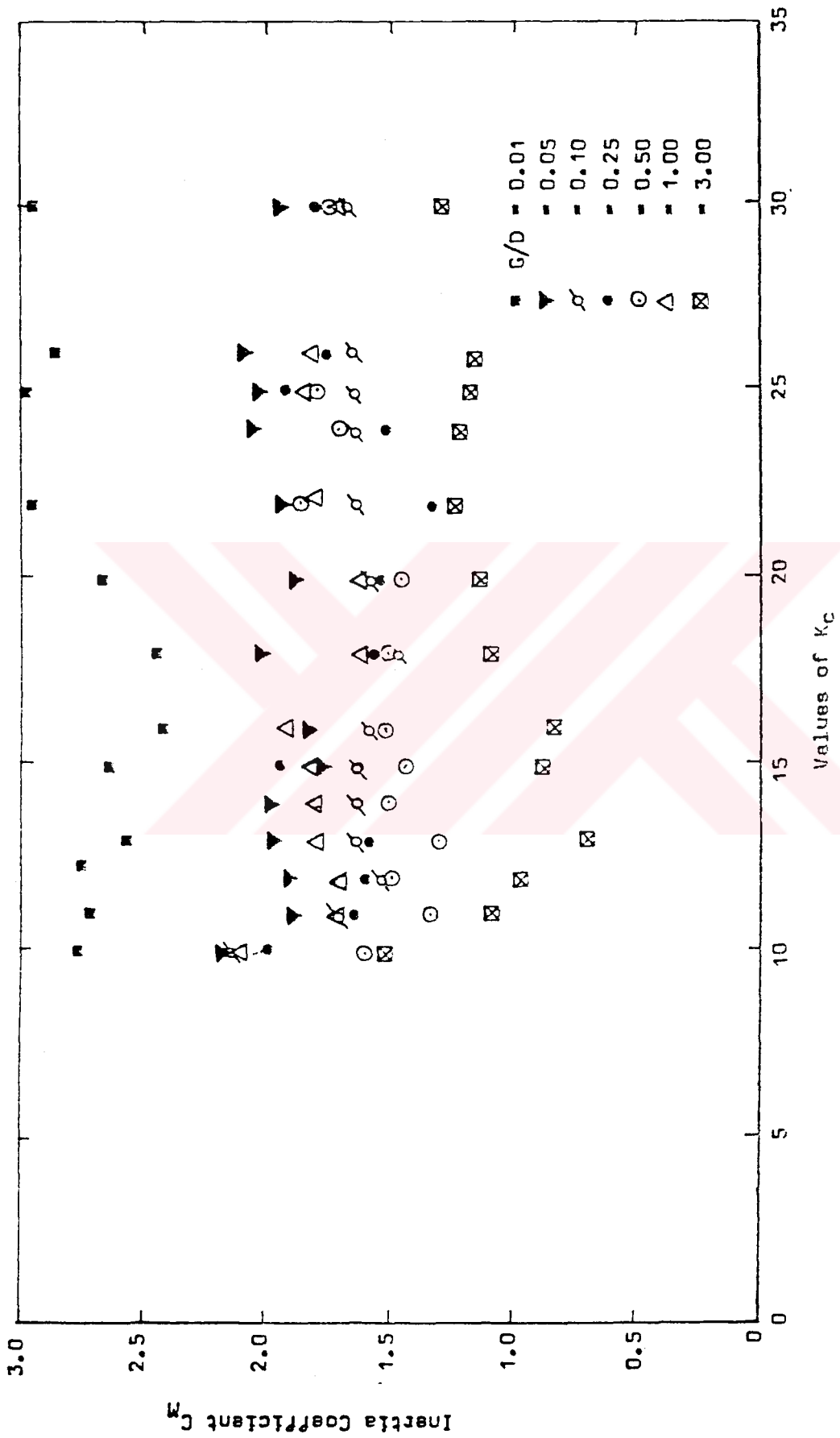
Şekil 3.16. G/D nin değişik değerleri için K_C 'nin C_D ile değişimi, $\beta = 1500$ (Ali ve Narayanan, 1986).



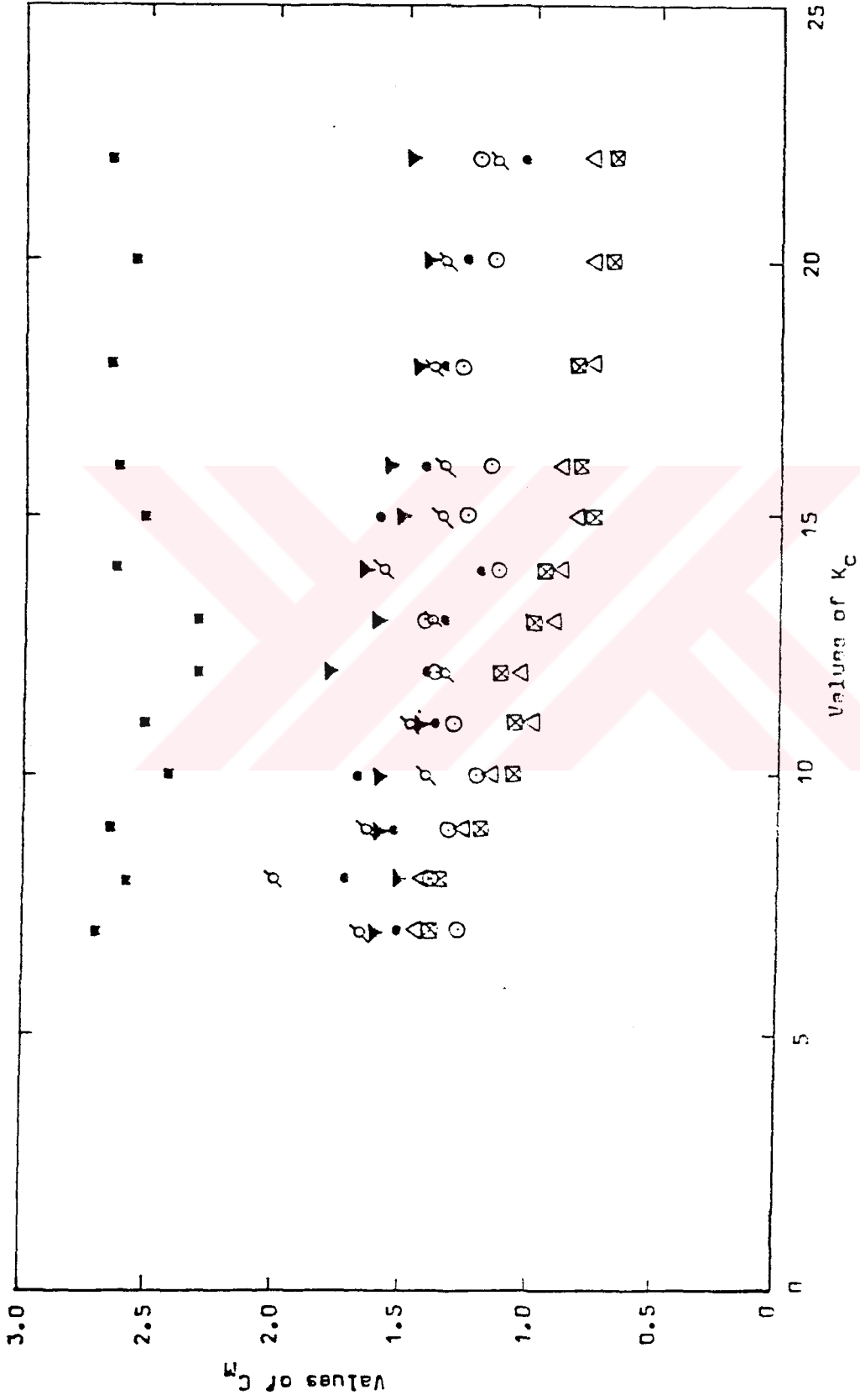
Şekil 3.17. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_D ile değişimi, $\beta = 3000$ (Ali ve Narayanan, 1986).



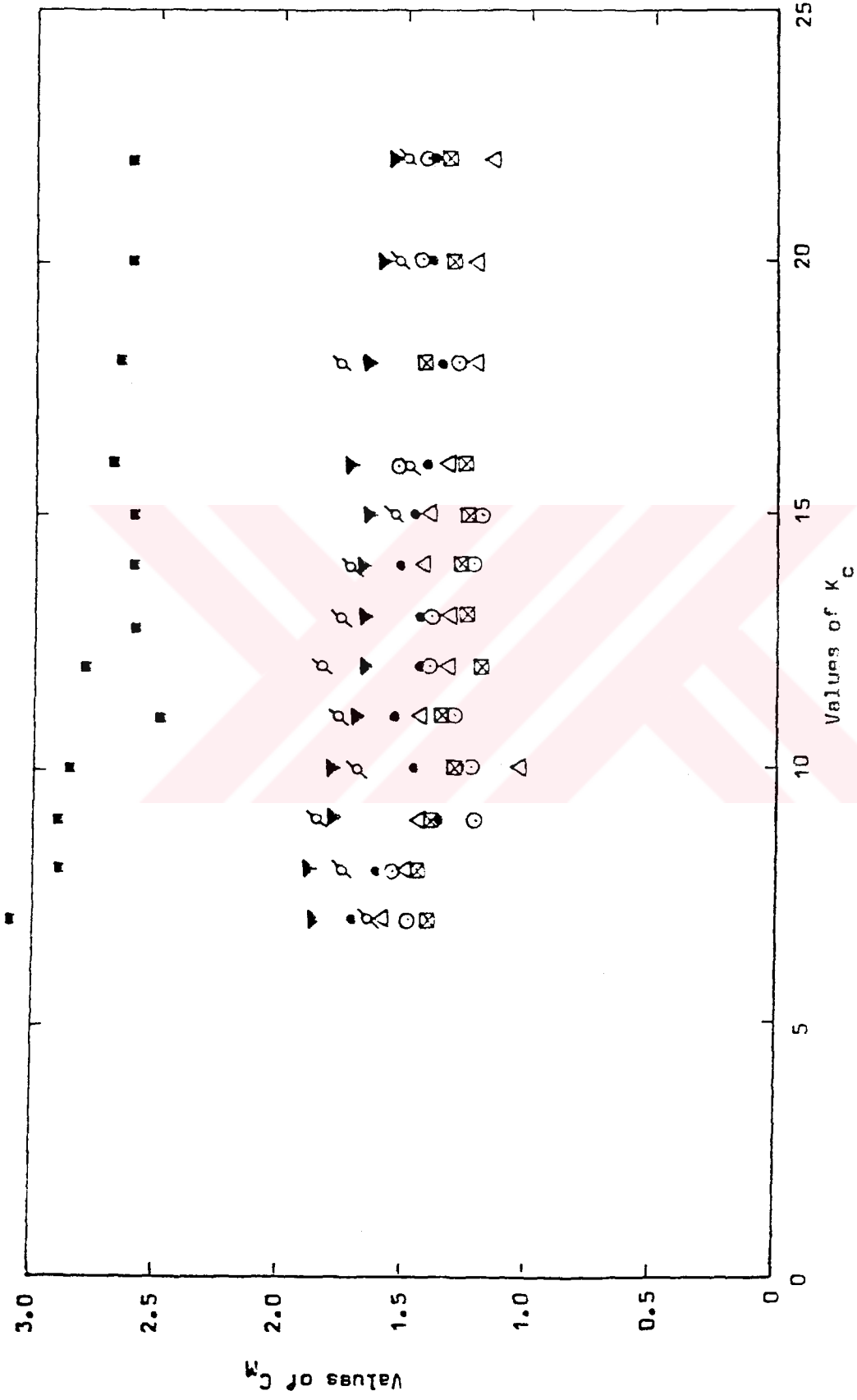
Şekil 3.18. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_D ile değişimi, $\beta = 4000$ (Ali ve Narayanan, 1986)



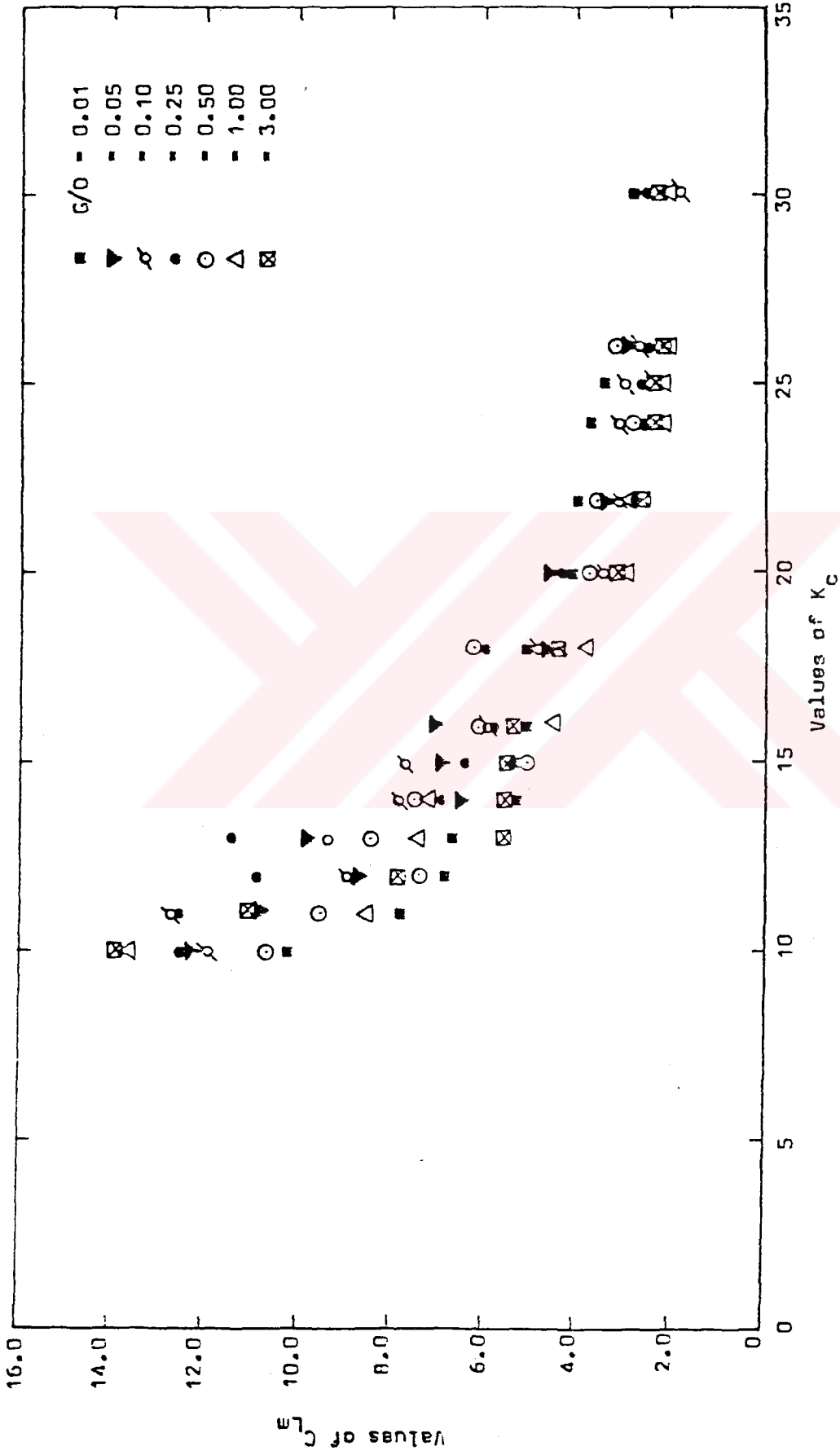
Şekil 3.19. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $\beta = 1500$ (Ali ve Narayanan, 1986).



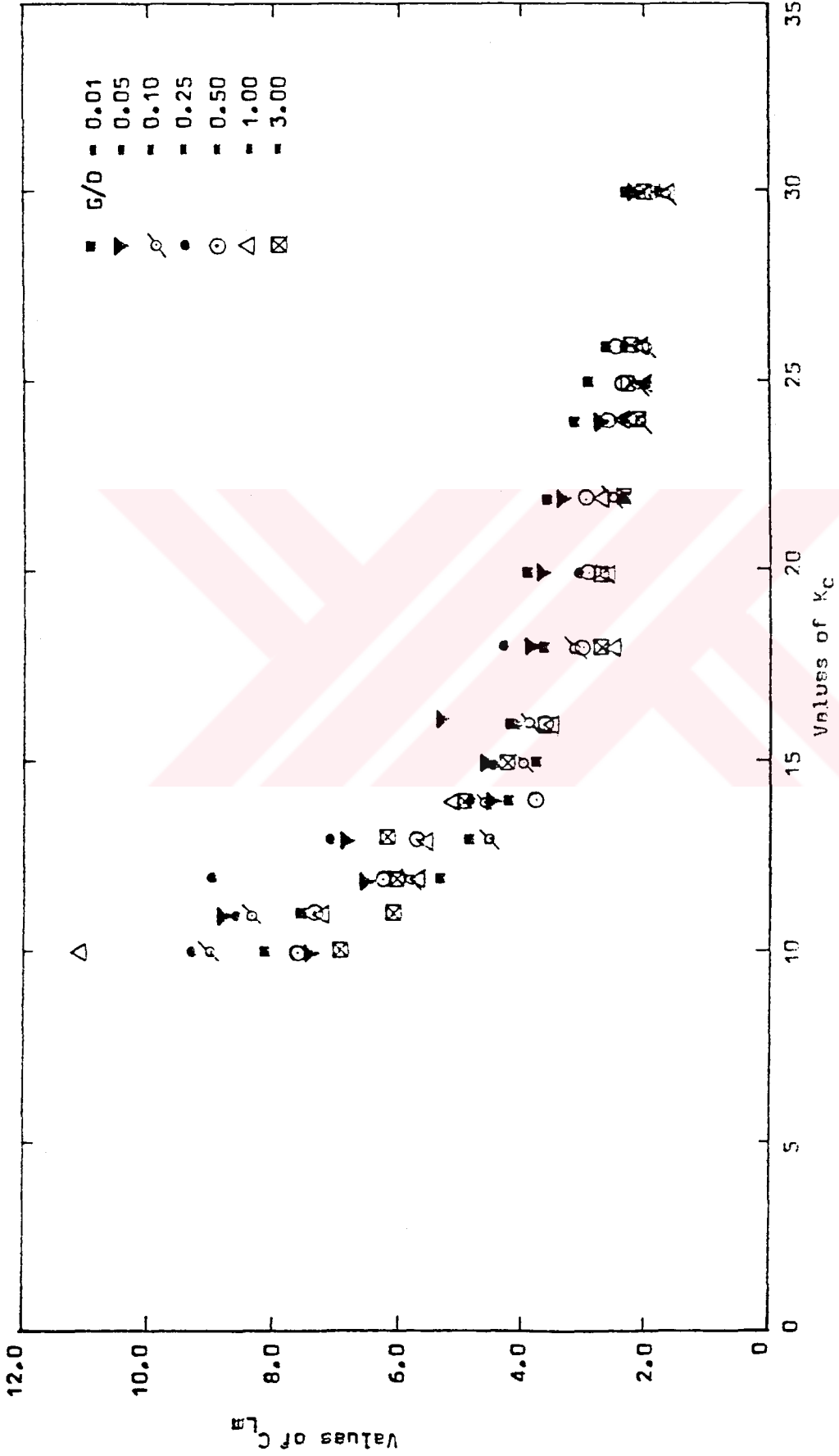
Şekil 3.20. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $\beta = 3000$ (Ali ve Narayanan, 1986).



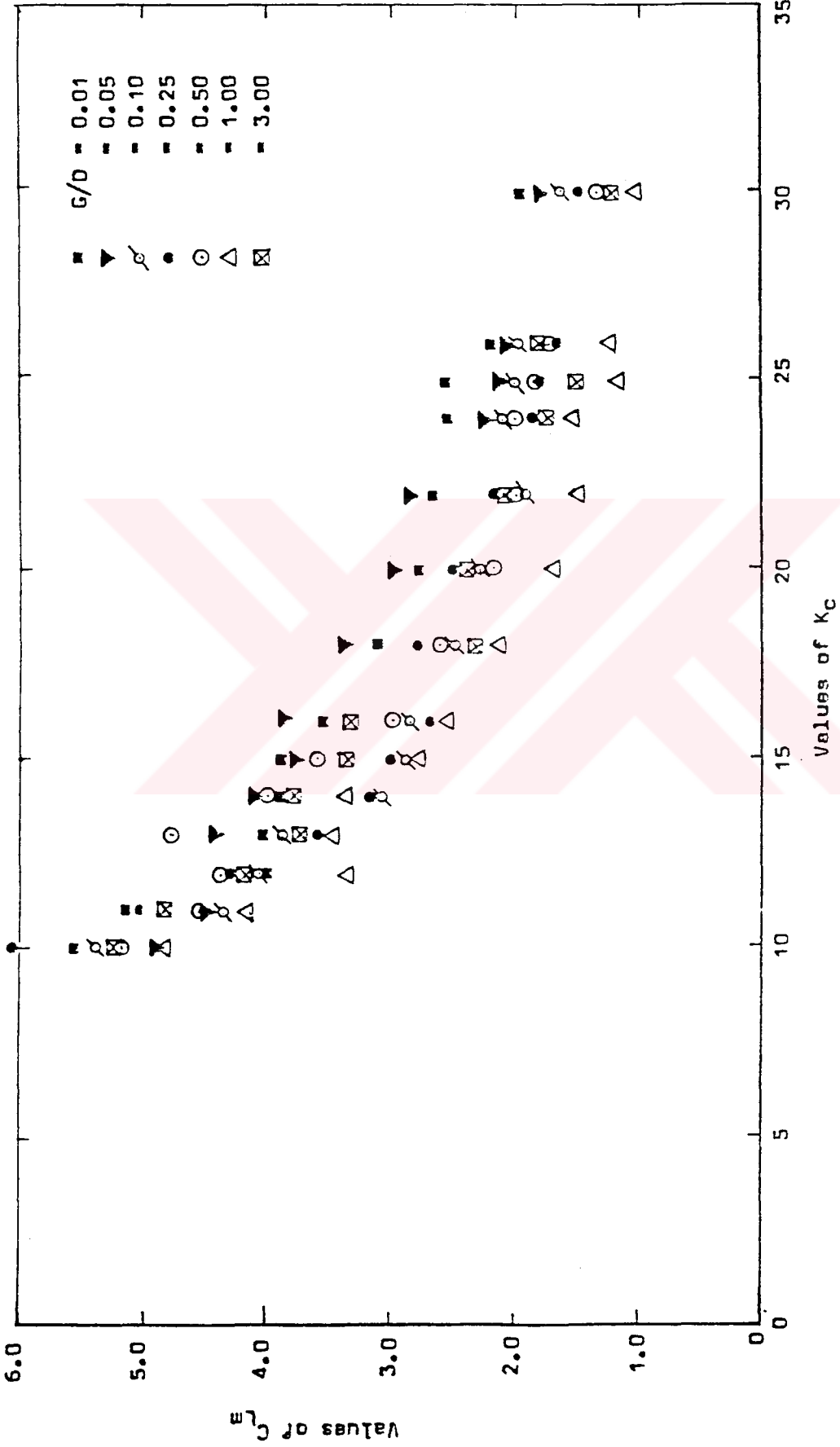
Şekil 3.21. G/D'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $\beta = 4000$ (Ali ve Narayanan, 1986).



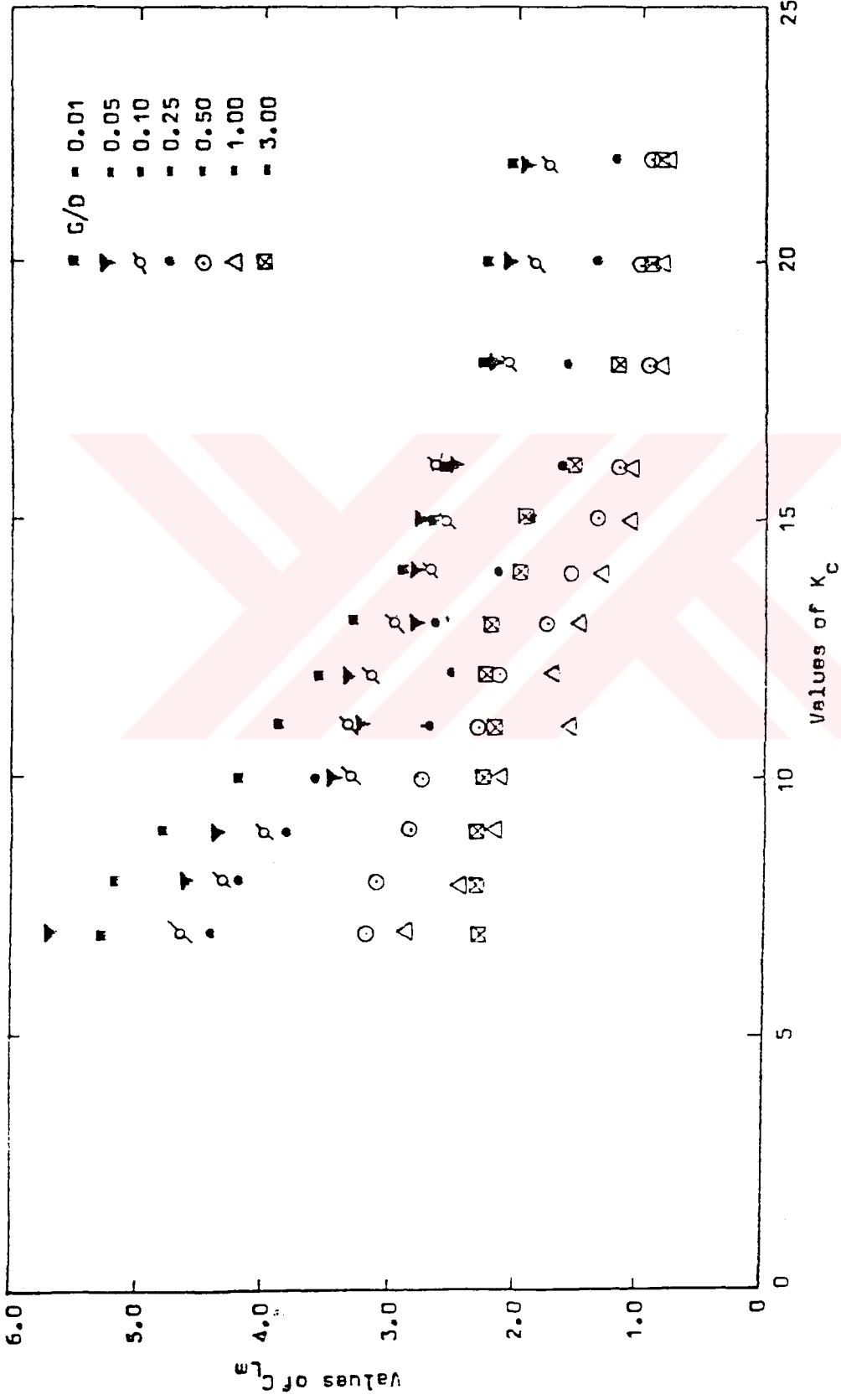
Şekil 3.22. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_L ile değişimi, $\beta = 800$ (Ali ve Narayanan, 1986).



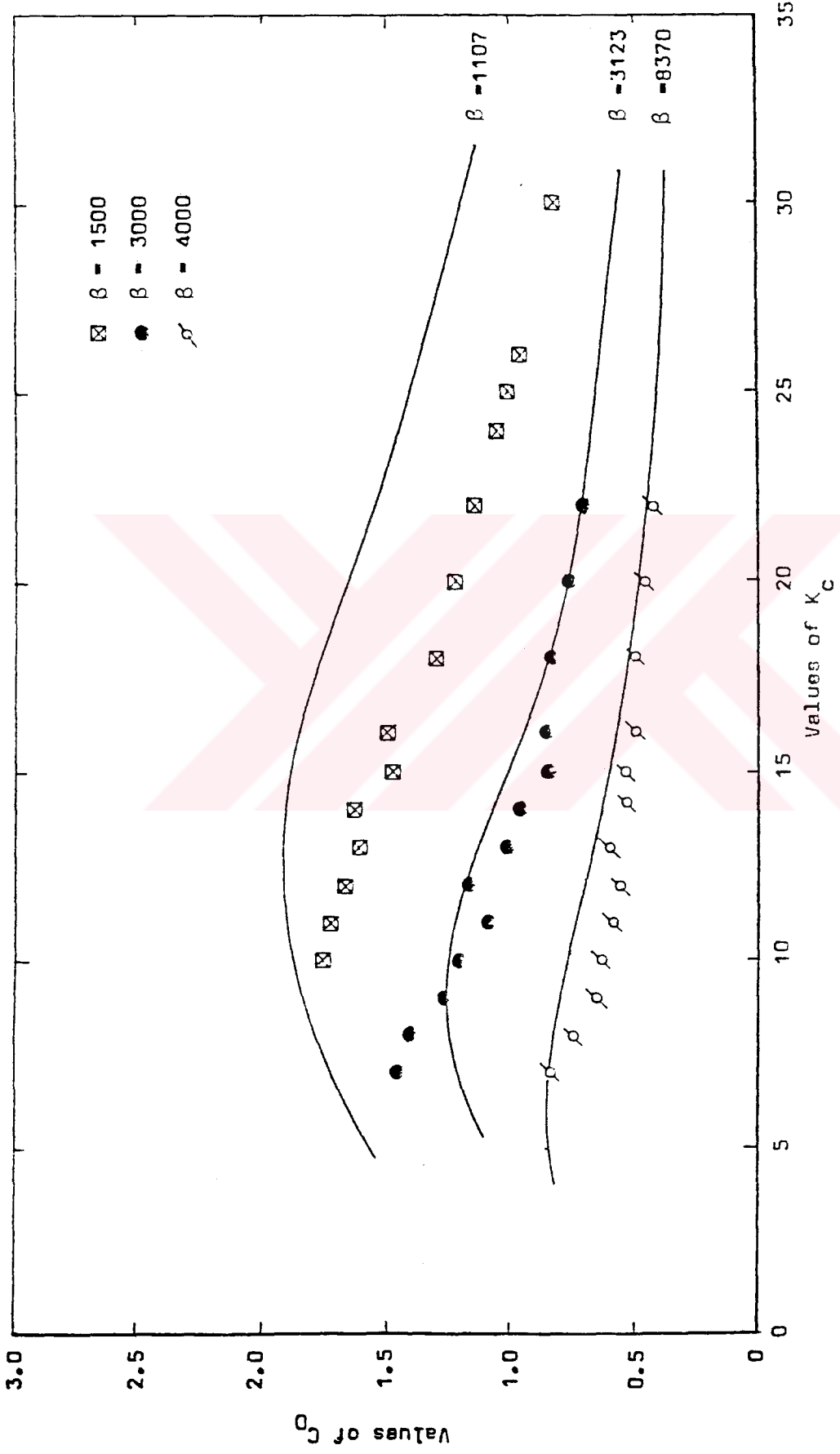
Şekil 3.23. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_L ile değişimi, $\beta = 1000$ (Ali ve Narayanan, 1986).



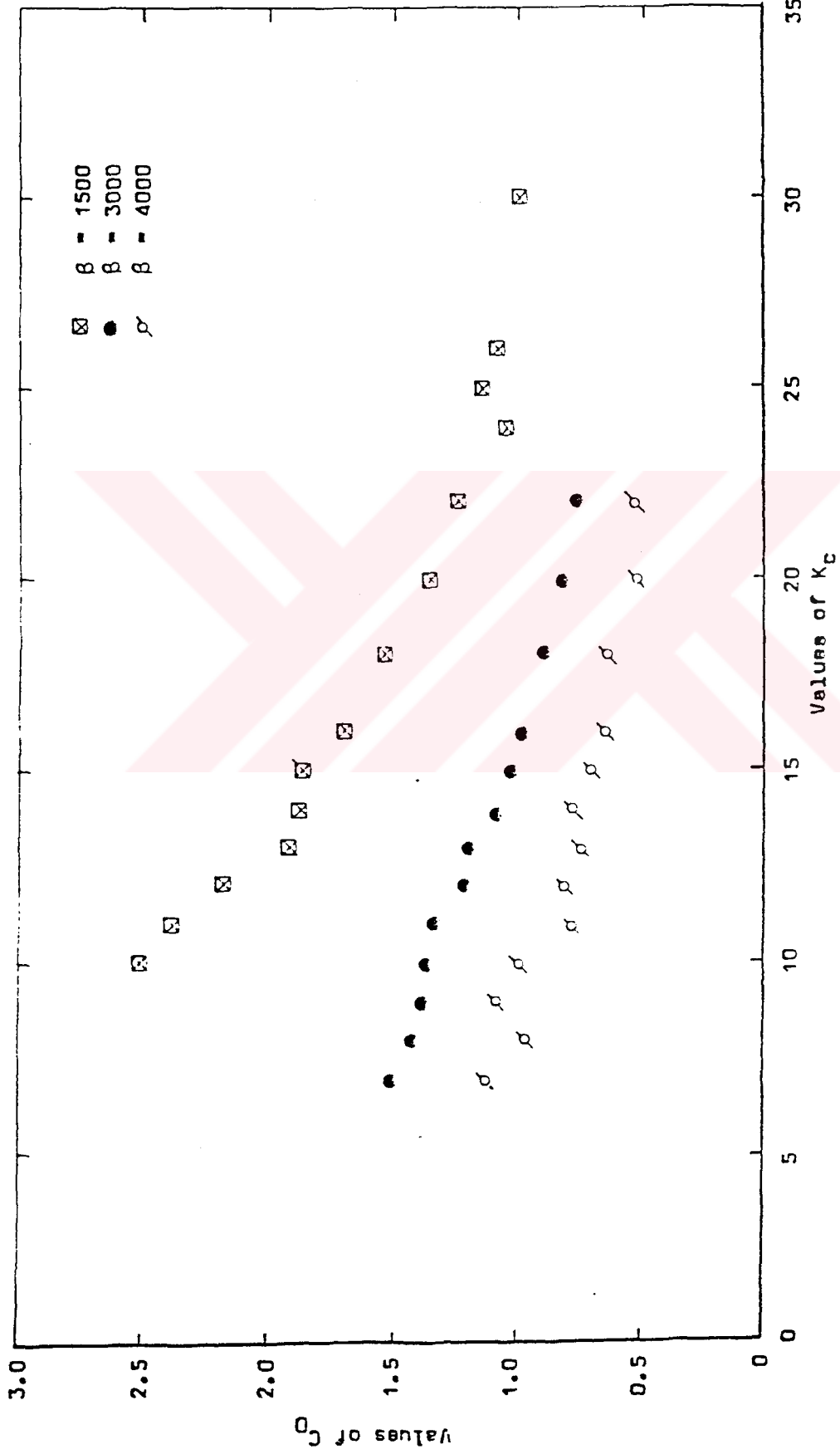
Şekil 3.24. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_L ile değişimi, $\beta = 1500$ (Ali ve Narayanan, 1986).



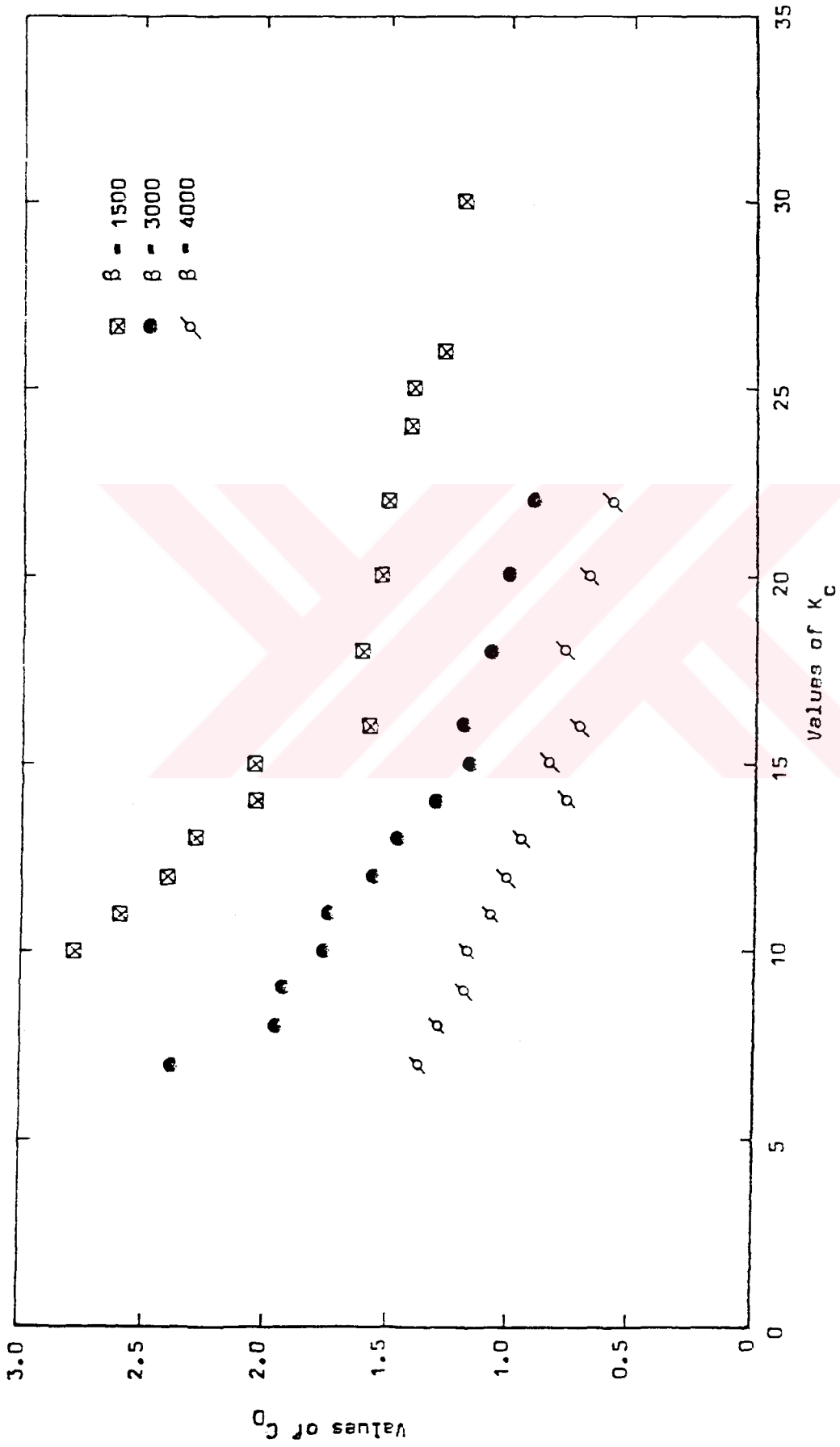
Şekil 3.25. G/D 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_L ile değişimi, $\beta = 3000$ (Ali ve Narayanan, 1986).



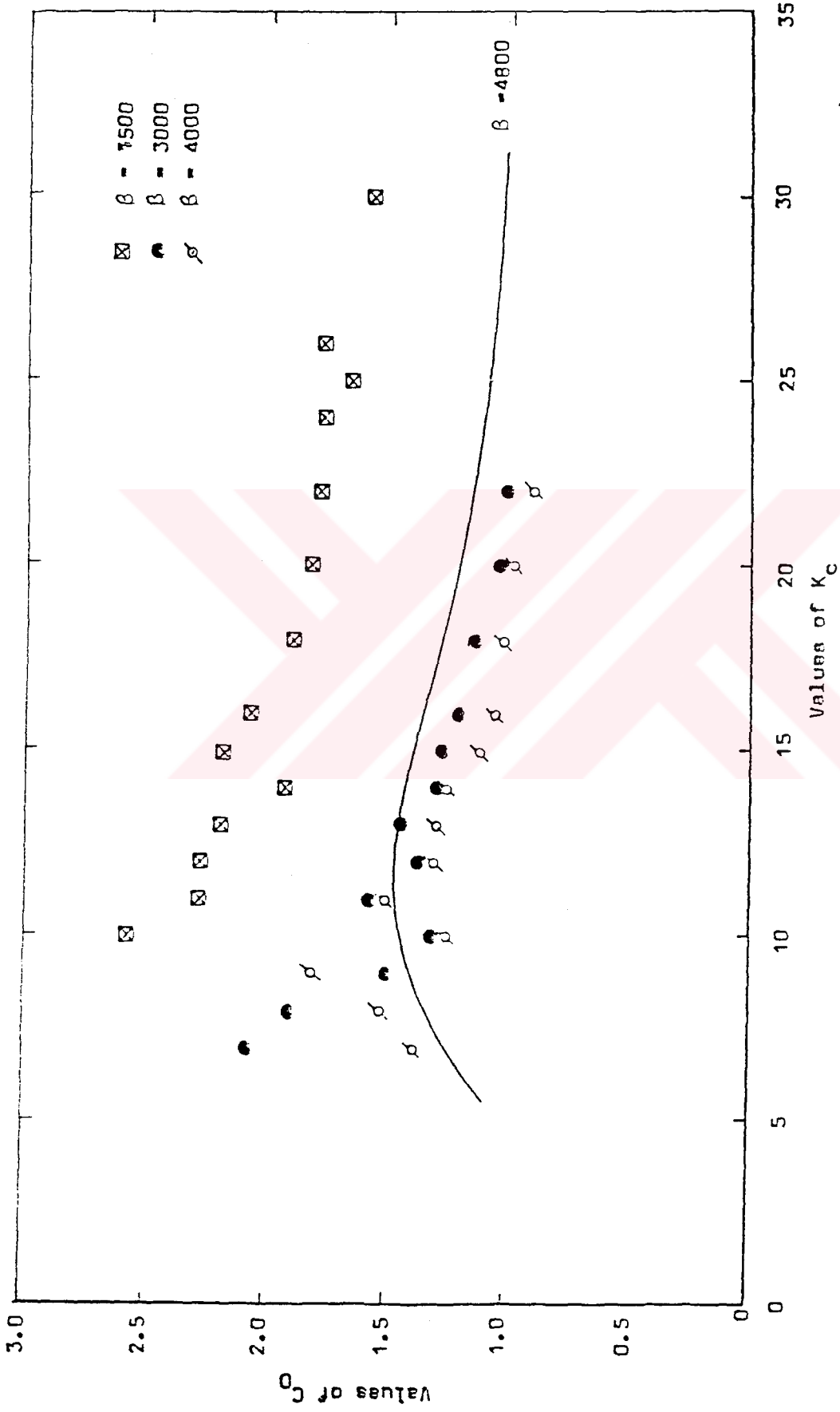
Şekil 3.26. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_D ile değişimi, $G/D = 3.0$ (Ali ve Narayanan, 1986).



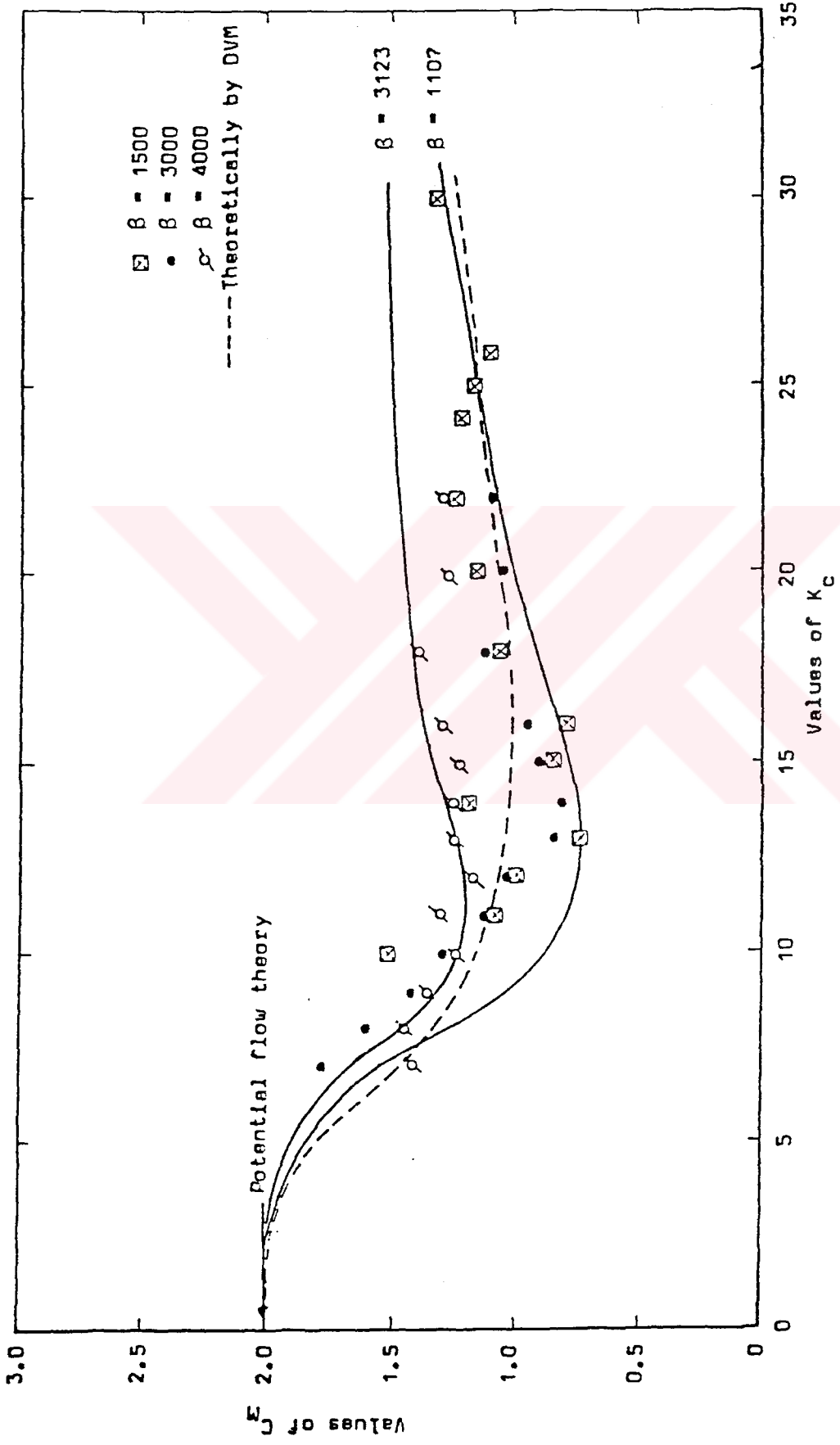
Şekil 3.27. β 'nin değişik değerleri için, K_C 'nin C_D ile değişimi, $G/D = 0.5$ (Ali ve Narayanan, 1986).



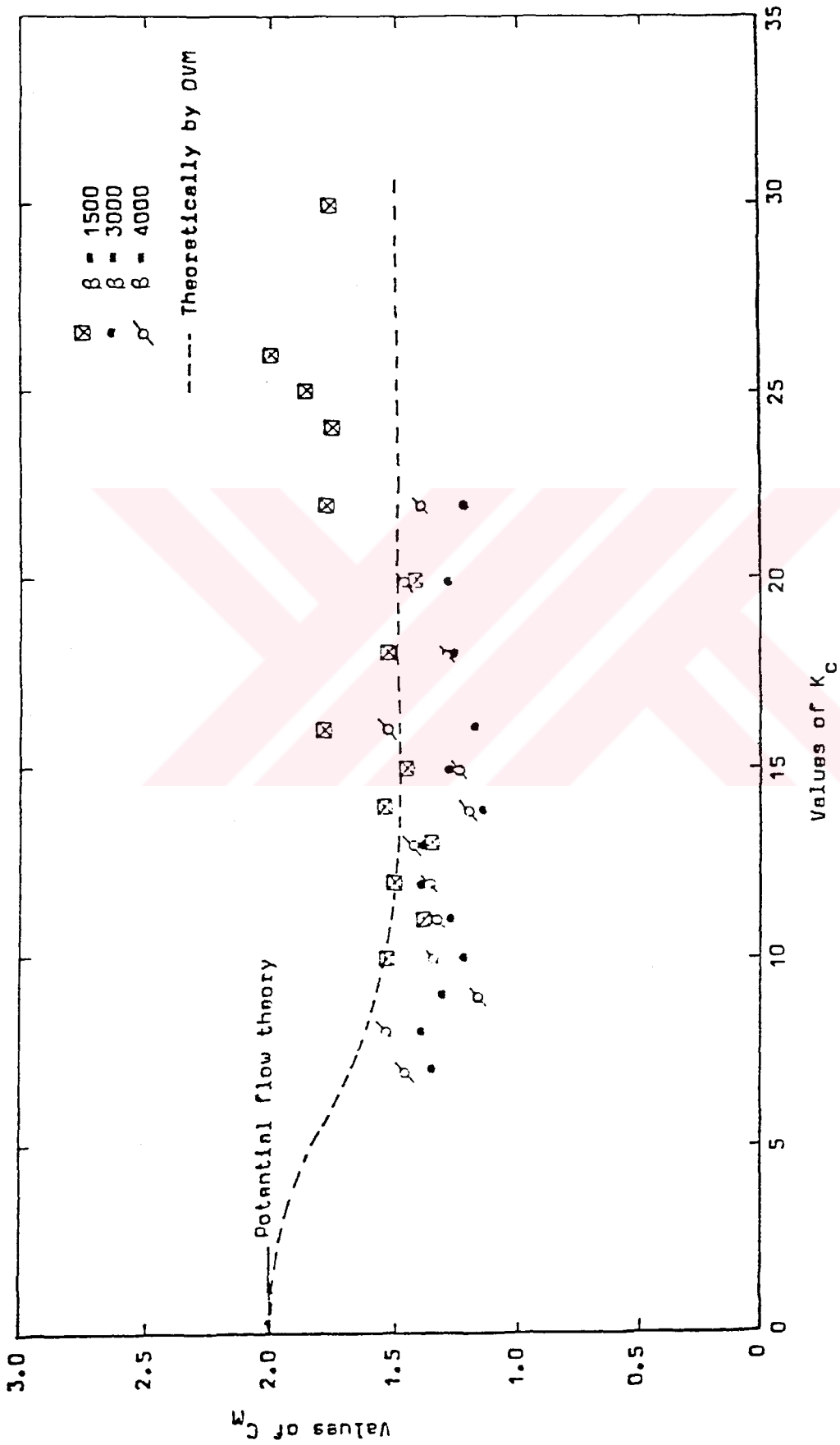
Şekil 3.28. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_D ile değişimi, $G/D = 0.25$ (Ali ve Narayanan, 1986).



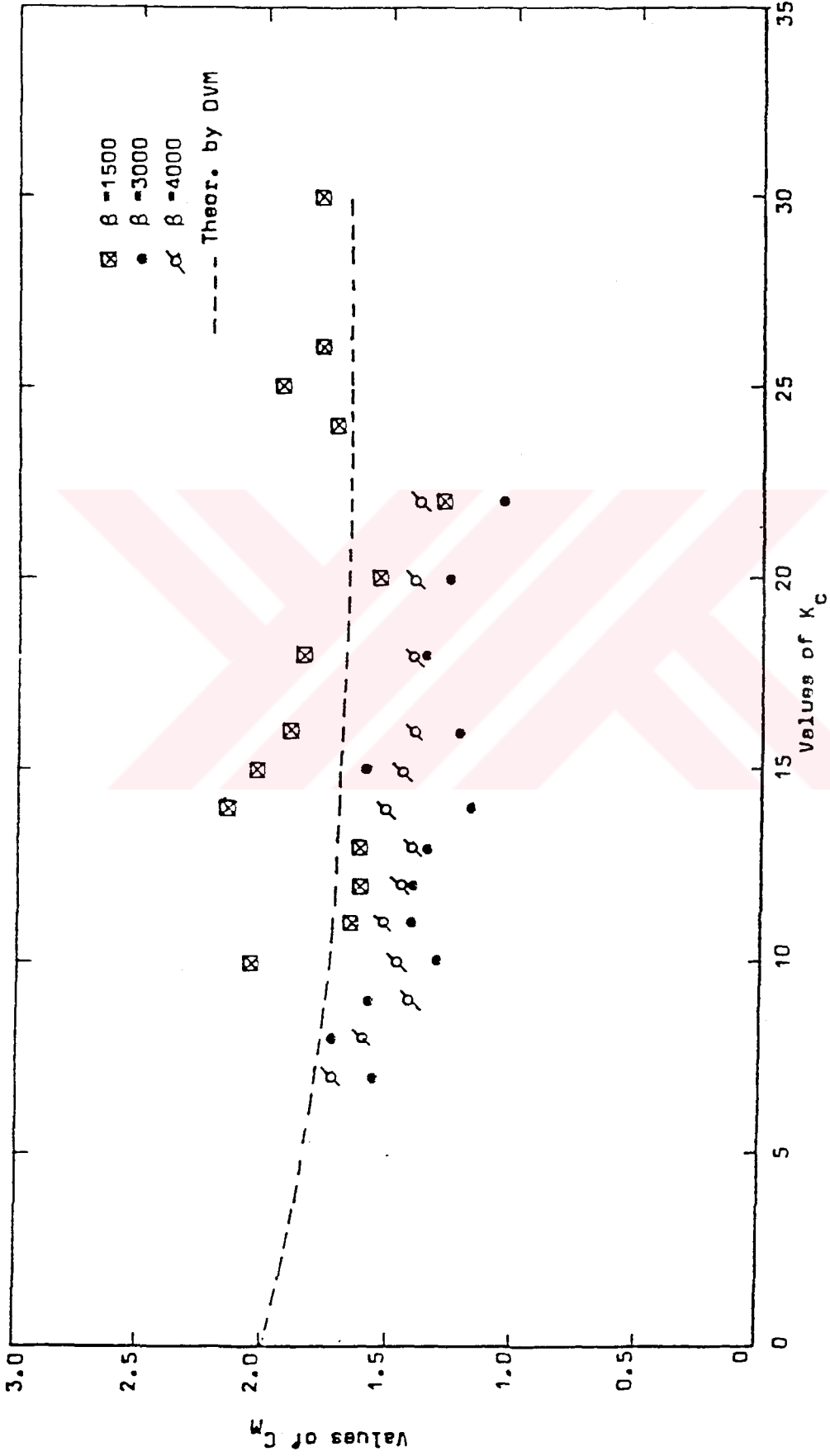
Şekil 3.29. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_D ile değişimi, $G/D = 0.01$ (Ali ve Narayanan, 1986).



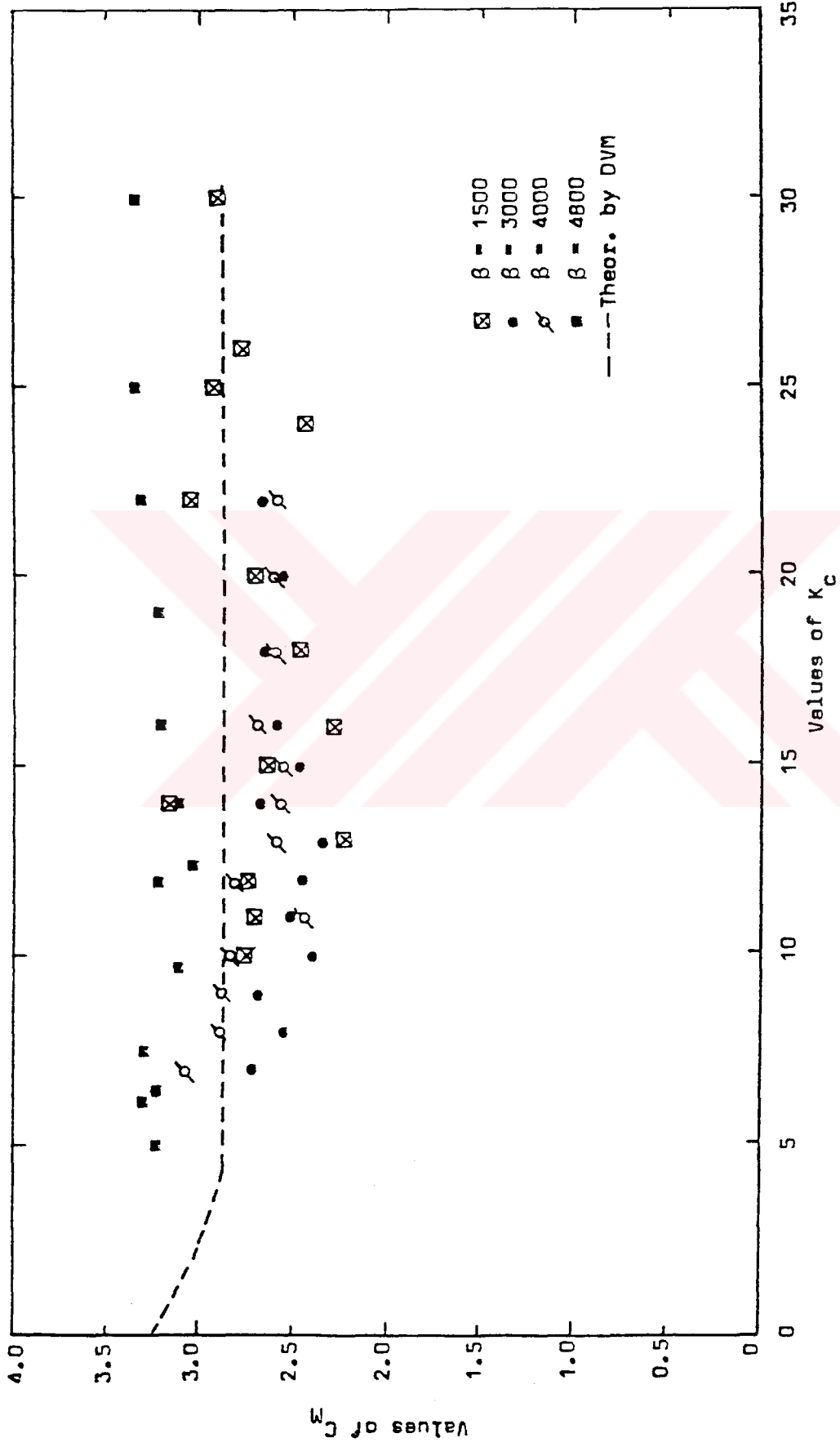
Şekil 3.30. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $G/D = 3.0$ (Ali ve Narayanan, 1986).



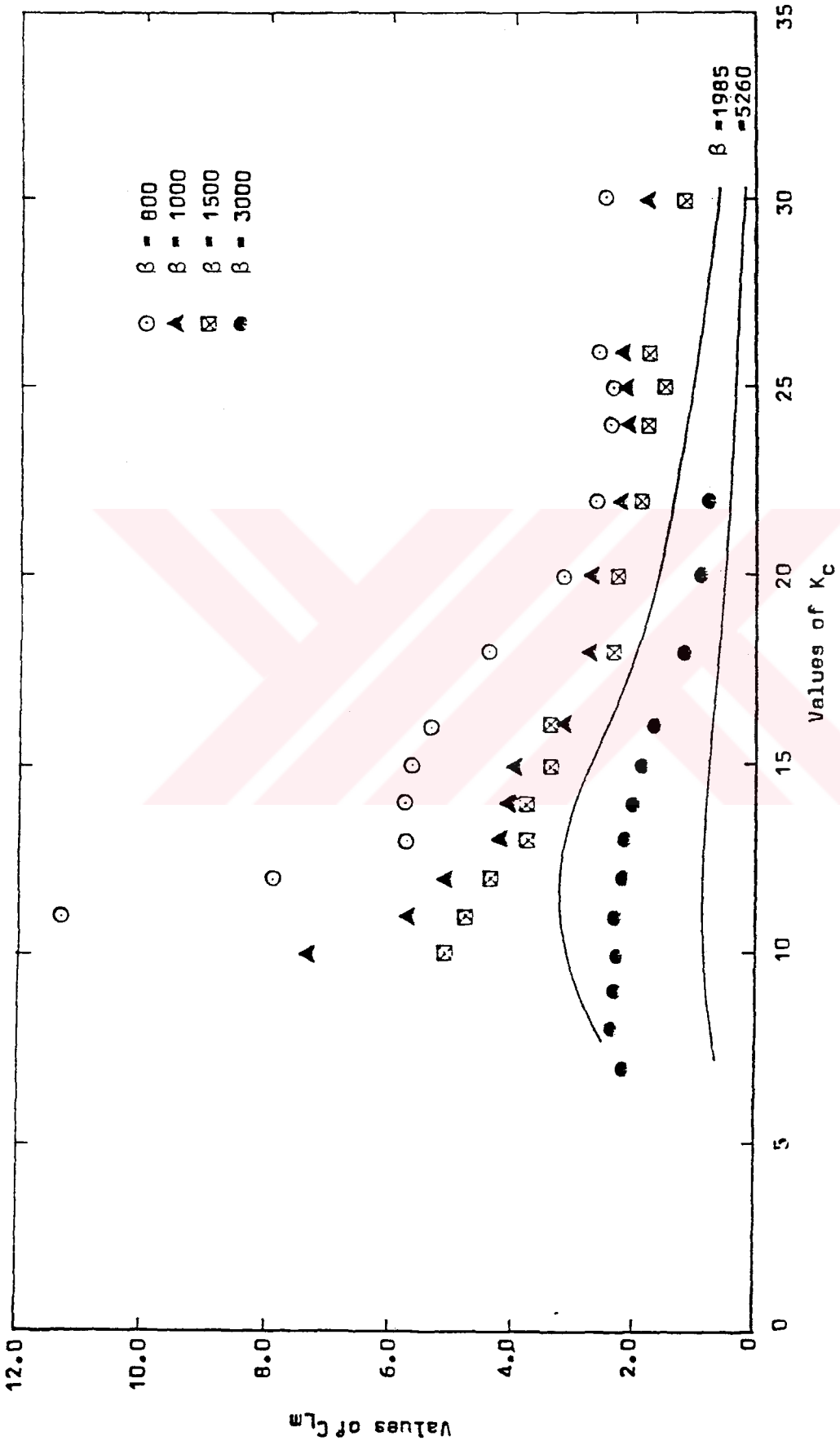
Şekil 3.31. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $G/D = 0.5$ (Ali ve Narayanan, 1986).



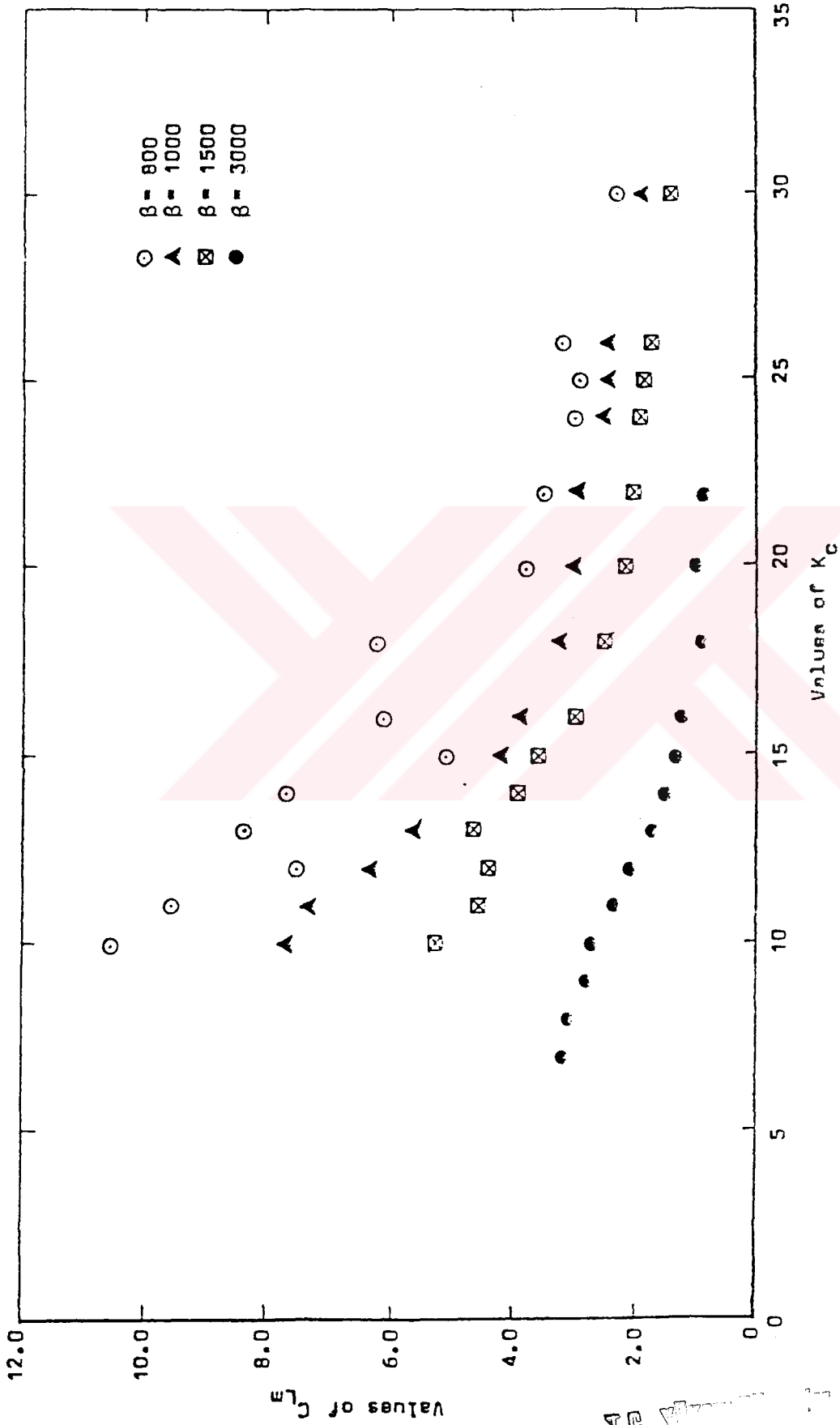
Şekil 3.32. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $G/D = 0.25$ (Ali ve Narayanan, 1986).



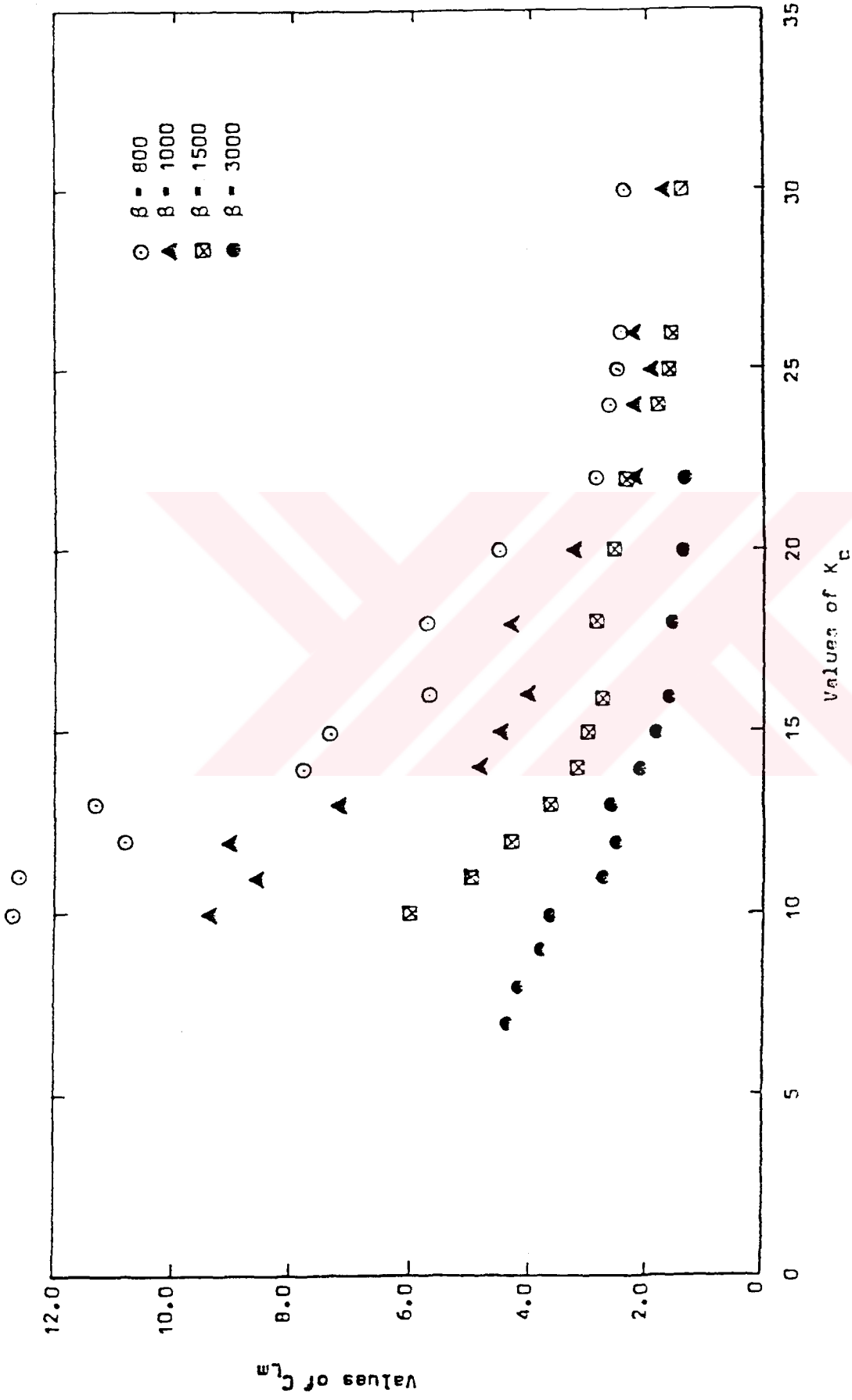
Şekil 3.33. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_M ile değişimi, $G/D = 0.01$ (Ali ve Narayanan, 1986).



Şekil 3.34. β 'nin değişik değerleri için K_C nin C_{Lm} ile değişimi, $G/D = 3.0$ (Ali ve Narayanan, 1986).



Şekil 3.35. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_L ile değişimi, $G/D = 0.5$ (Ali ve Narayanan, 1986).



Şekil 3.36. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_L ile değişimi, $G/D = 0.25$ (Ali ve Narayanan, 1986).

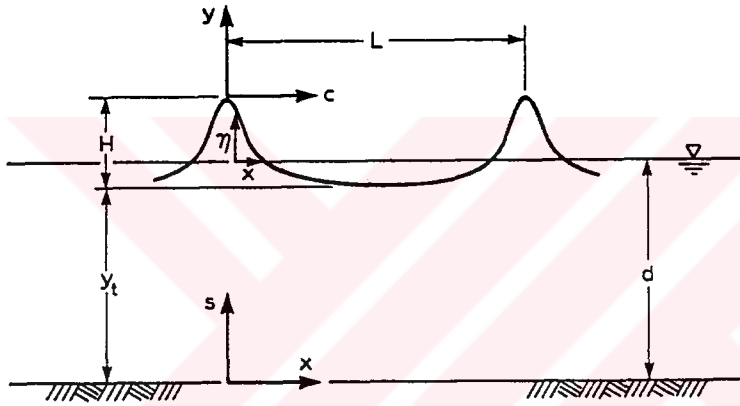


Şekil 3.37. β 'nin değişik değerleri için K_C 'nin C_{Lm} ile değişimi, $G/D = 0.01$ (Ali ve Narayanan, 1986).

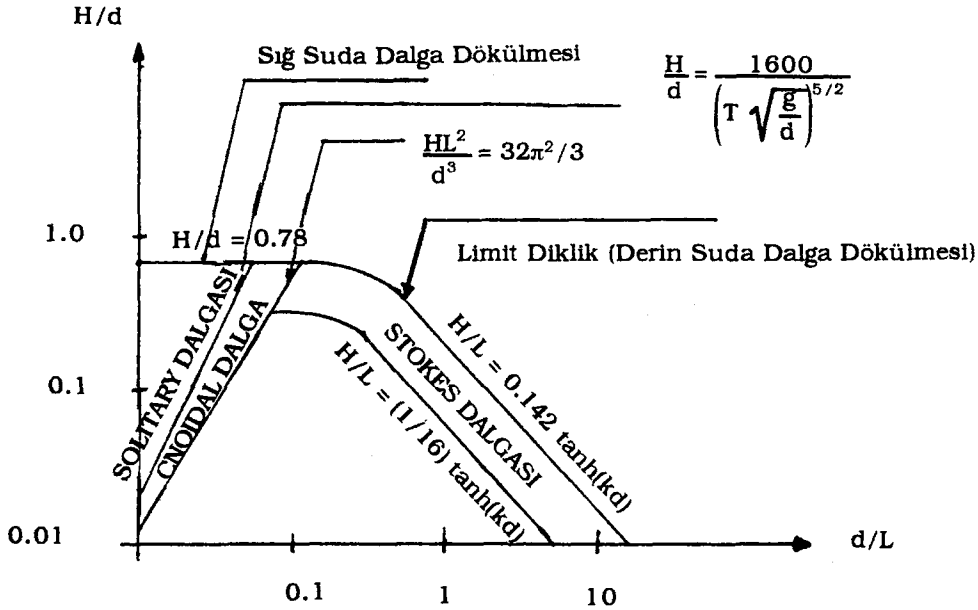
BÖLÜM 4
CNOIDAL DALGA TEORİSİ

4.1. GİRİŞ

Sığ su bölgesinde yayılan sonlu genlikli uzun dalgaların karakteristiklerinin belirlenmesi için "Cnoidal Dalga Teorisi" geliştirilmiştir. Cnoidal dalga keskin tepeli yayvan çukurlu periyodik bir dalgadır (Şekil 4.1). Bu dalganın ideal olarak geçerlilik bölgesi $d/L < 1/10$ dur. Periyodik dalgaların geçerlilik sınırları Komar (1976) tarafından Şekil 4.2'deki gibi verilmiştir.



Şekil 4.1. Cnoidal dalga



Şekil 4.2. Dalga teorilerinin geçerlilik sınırları (Komar,1976).

Bu dalgayı bir tarafından lineer, diğer tarafından ise Solitary dalga sınırlamaktadır. Cnoidal dalga ilk defa deneysel olarak Russell (1844) tarafından belirlendi, Keulegan ve De Vries (1895) bu dalgayı teorik olarak açıklıyarak "Cnoidal" dalga olarak isimlendirdi. Bu dalganın karakteristiklerinin belirlenmesi amacıyla Keulegan ve Patterson (1940), Benjamin ve Lighthill (1954), Littman (1957), Wiegel (1960; 1964), Miuro (1976), Le Blond ve Mysak (1978), Fenton (1979) ve Isobe (1985) gibi araştırmacılar oldukça önemli (Lakhan ve Trenhaile,1989) çalışmalar gerçekleştirmişlerdir.

Cnoidal dalga teorisinde dalga karakteristikleri eliptik integralin k modülüyle parametrik formda tanımlanabilmektedir. Burada k'nın fiziksel bir anlamı yoktur, dalga parametreleri arasındaki ilişkiyi belirlemede kullanılmaktadır. Bu dalgaya ait değişkenler mesafe (x) ve zaman (t) bağımsız değişkenleri cinsinden,

$$q = 2 K(k) \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \quad (4.1)$$

Jacobian eliptik integrali ile tariflenmektedir, burada K(k) birinci tip eliptik integraldir.

Eliptik integraller

$$F(k, \phi) = \int_0^{\phi} \frac{d\phi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \phi}} \quad (4.2)$$

burada $0 \leq \phi \leq \pi/2$ ve $0 < k < 1$ dir ve bu integral birinci tip eliptik integral olarak bilinmektedir,

$$E(k, \phi) = \int_0^{\phi} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \phi} \, d\phi \quad (4.3)$$

burada $0 \leq \phi \leq \pi/2$ ve $0 < k < 1$ dir ve bu integralde ikinci tip eliptik integral olarak adlandırılmıştır.

Eğer (4.2) ve (4.3) ifadelerinde $\emptyset = \pi/2$ ise $F(k, \pi/2)$ eliptik integrali $K(k)$ ile $E(k, \pi/2)$ ise $E(k)$ ile gösterilir. $K(k)$ ve $E(k)$ birinci ve ikinci tip tam eliptik integraller olarak isimlendirilirler. Burada \emptyset eliptik integralin genliği olarak bilinmektedir.

Örneğin $u = F(k, \emptyset)$ alalım, bu durumda (4.2) denkleminde aşağıda gösterilen ifadeler elde edilir;

$$\text{Snu} = \text{Sinu} = \text{Sin} \left[\int_0^{\emptyset} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \text{Sin}^2 \theta}} \right] \quad (4.4)$$

$$\text{Cnu} = \text{Cos u} = \text{Cos} \left[\int_0^{\emptyset} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \text{Sin}^2 \theta}} \right] \quad (4.5)$$

bunun ötesinde u eliptik fonksiyonun bir genliği olarak dikkate alınırsa,

$$U' = F'(k, u) = \int_0^u \frac{du}{\sqrt{1-k'^2 \text{Sin}^2 u}} \quad (4.6)$$

bu takdirde

$$\frac{du'}{du} = \frac{d}{du} \int_0^u \frac{du}{\sqrt{1-k'^2 \text{Sin}^2 u}} = \frac{1}{\sqrt{1-k'^2 \text{Sin}^2 u}} \quad (4.7)$$

$$dnu = \frac{du}{du'} = \sqrt{1-k'^2 \text{Sin}^2 u} \quad (4.8)$$

$$dn^2 u = 1-k'^2 \text{Sn}^2 u = 1-k'^2 (1-\text{Cn}^2 u) \quad (4.9)$$

(4.4), (4.5) ve (4.9) denklemleri Jacobian eliptik fonksiyonları olarak bilinmektedir. O halde dalga parametrelerinin belirlenmesi için birinci tip tam eliptik integral ($K(k)$), ikinci tip tam eliptik integral ($E(k)$) ve Jacobian eliptik fonksiyonlar sn , cn ve dn değerlerinin hesaplanması gerekmektedir. k modülü sıfıra giderken $cn(u/k) = cn(u/0) = \cos u$ ve $K(k) = \pi/2$ böylece $4K(k) = 2\pi$ olmak üzere trigonometrik fonksiyonlar elde edilmektedir. k modülü bire eşit olduğunda da $cn(u/1) = \operatorname{sech} u$ ve $K(k) = \infty$ ile hiperbolik fonksiyon elde edilir, böylece peryot sonsuz olur ve Solitary dalga elde edilir, bu durumlar cnoidal dalganın limit değerleridir. Sonuç olarak k eliptik modül sıfır ile bir arasında değişmektedir ve cnoidal dalga teorisi için k 'nın bire yaklaşması en uygun durumdur (Wiegel, 1964).

Jacobian eliptik fonksiyonlar aşağıdaki gibi özetlenebilir;

$$cnq = \cos \left[\int_0^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} \right] \quad (4.10)$$

$$snq = \sin \left[\int_0^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} \right] \quad (4.11)$$

$$dnq = \sqrt{1-k^2 \operatorname{sn}^2 q} \quad (4.12)$$

burada $\theta = 2 K(k) \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right)$ dir.

Cnoidal ifadesi dalga profilinin Jacobian eliptik cosine fonksiyonu (cn) ile verildiği için kullanılmaktadır.

Cnoidal dalga teorisi Korteweg ve De Vries (1895) tarafından geliştirilen

$$\frac{d^3 F}{dX^3} + A.F. \frac{dF}{dX} + B. \frac{dF}{dX} = 0 \quad (4.13)$$

formundaki, literatürde kendi adlarıyla geçen adi diferansiyel denklemin çözümü ile tariflenmiştir, burada A ve B katsayılarıdır.

4.2. PERTURBASYON YÖNTEMİ

Laplace denklemini ele alarak çözüme gideceğiz.

. Lineer olmayan sınır şartları

Dinamik serbest yüzey şartı (DSYŞ), $z = \eta(x,t)$

$$\frac{p}{\rho} + \frac{(\partial\phi/\partial x)^2 + (\partial\phi/\partial z)^2}{2} - \frac{\partial\phi}{\partial t} + g.z = C_B(t) \quad (4.14)$$

Kinematik serbest yüzey şartı (KSYŞ), $z = \eta(x,t)$

$$-\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{\partial\eta}{\partial t} - \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} \quad (4.15)$$

ifadelerin türetilmesinden önce değişkenleri boyutsuz hale getirelim, bunun için aşağıda belirtilen tanımlar yapılsın;

$$X = kx$$

$$Z = kz$$

$$\Pi = \eta/a$$

$$\phi = \frac{k\phi}{a\sqrt{g.k}}$$

$$T = \sqrt{g.k} t$$

$$Q = \frac{k}{g} C_B(t)$$

$$W = \frac{\sigma}{\sqrt{g \cdot k}}$$

$$P = \frac{kp}{\rho g}$$

Laplace denklemi boyutsuz değişkenler yardımıyla,

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = 0 \quad (4.16)$$

şeklinde yazılabilir. Benzer şekilde serbest yüzey şartları da boyutsuz formda yazılsın;

$$Z = k \cdot a \cdot \Pi \quad \text{için}$$

$$P + (ka)^2 \left[\frac{(\partial \phi / \partial X)^2 + (\partial \phi / \partial Z)^2}{2} \right] - (ka) \frac{\partial \phi}{\partial T} + Z = Q(t) \quad (4.17)$$

burada serbest yüzey söz konusu olduğu için P sıfır alınacaktır. (Not; eğer $ka = 0$ ise $Z = 0$ olur, yani dalga yok demektir).

Kinematik sınır şartı ;

$$\frac{\partial \Pi}{\partial T} - (ka) \frac{\partial \phi}{\partial X} = - \frac{\partial \phi}{\partial Z} \quad (Z = ka \Pi) \quad (4.18)$$

Küçük genlikli dalga teorisinde lineer olmayan sınır şartları $Z = 0$ ortalama su seviyesi dikkate alınarak yazılmaktadır.

Perturbasyon yaklaşımında, çözümün ϵ 'nin küçük değerlerine de bağımlı olduğunu kabul ederiz, bunlarda ϵ ile tariflenecektir. İkinci mertebe çözüm ϵ , üçüncü mertebe ϵ^2 bağımlı olduğu halde lineer çözüm bağımlı değildir. Bu yüzden bütün miktarlar ϵ 'nin kuvvet serisine göre yazılacak olursa (4.19) denklemlerini elde ederiz.

$$\Pi = \Pi_1 + \epsilon \Pi_2 + \epsilon^2 \Pi_3 + \dots$$

$$\Phi = \Phi_1 + \epsilon \Phi_2 + \epsilon^2 \Phi_3 + \dots$$

(4.19)

$$Q(t) = Q_1(T) + \epsilon Q_2(T) + \epsilon^2 Q_3(T) + \dots$$

$$W = W_1 + \epsilon W_2 + \epsilon^2 W_3 + \dots$$

$Z = (k.a) \Pi(X,T)$ serbest yüzeyin yeri bilinmediği için, lineer olmayan serbest yüzey sınır şartları $Z = 0$ dikkate alınarak türetilecektir. yüksek mertebeden terimler $O(\epsilon^2)$ ile gösterilecektir. Yani ϵ^2 ve daha yüksek terimler her bir açılımda $O(\epsilon^2)$ içinde olduğu varsayılacaktır. Taylor serisi kullanılırsa ($Z = 0$);

$$F(x) = F(0) + \frac{F'(0)}{1!} x + \frac{F''(0)}{2!} x^2 + \dots$$

$$Z = \epsilon [\Pi_1 + \epsilon \Pi_2 + \epsilon^2 \Pi_3 + \dots]$$

$$\left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right)^2 \right] - \epsilon \frac{\partial \Phi}{\partial T} + Z \right\}$$

$$+ \epsilon \Pi \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right)^2 \right] - \epsilon \frac{\partial \Phi}{\partial T} + Z \right\}$$

$$- \frac{\epsilon^3 \Pi^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial Z^2 \cdot \partial T} = Q(t) \quad (4.20)$$

olur. Kinematik şart ise $\partial\Pi/\partial Z = 0$ için

$$\frac{\partial\Pi}{\partial T} + \frac{\partial\Phi}{\partial Z} - (ka) \frac{\partial\Phi}{\partial X} \cdot \frac{\partial\Pi}{\partial X} = 0$$

$$\frac{\partial\Pi}{\partial T} + \frac{\partial\Phi}{\partial Z} - \epsilon \frac{\partial\Phi}{\partial X} \cdot \frac{\partial\Pi}{\partial X} + \epsilon\pi \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{\partial\Pi}{\partial T} + \frac{\partial\Phi}{\partial Z} \right.$$

$$\left. - \epsilon \frac{\partial\Phi}{\partial X} \cdot \frac{d\Pi}{dX} \right] + \frac{\epsilon^2 \Pi^2}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left[\frac{\partial\Pi}{\partial T} + \frac{\partial\Phi}{\partial Z} \right.$$

$$\left. - \epsilon \frac{\partial\Phi}{\partial X} \cdot \frac{\partial\Pi}{\partial X} \right] + \dots$$

$\Pi(X,T)$ o halde $\frac{\partial}{\partial Z} (\Pi) = 0$ dır, Şimdi

$$\left(- \frac{\partial\Phi}{\partial Z} - \frac{\partial\Pi}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial\Phi}{\partial X} \frac{\partial\Pi}{\partial X} \right) + \epsilon\pi \frac{\partial}{\partial Z} \left[- \frac{\partial\Phi}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial\Phi}{\partial X} \frac{\partial\Pi}{\partial X} \right] - \frac{\epsilon^2 \Pi^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial Z^3} = 0$$

(4.21)

yazılır. Pertürbasyon açılımları (Eş.4.19) periyodiklik ve yanal şartlar değişmeyeceğinden lineer sınır şartlarında yerine konursa ϵ 'ın sadece birinci mertebe terimi kalır, diğer terimler çok küçüktür.

Lineer sınır şartları;

$$\nabla\Phi = 0 \text{ Laplace denklemi} \quad (4.22)$$

$$- \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -d) \text{ taban sınır şartı} \quad (4.23)$$

$$\Phi(x,z,t) = \Phi(x+L, z,t) \text{ yanal sınır şartı} \quad (4.24)$$

$$\phi(x, z, t) = \phi(x, z, t + T) \text{ peryodiklik şart (4.25)}$$

Bu denklemlerde (4.19) denklemleri kullanılırsa,

$$\nabla^2 \phi_1 + \epsilon \nabla^2 \phi_2 + \dots = 0 \quad (4.26)$$

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} - \frac{\partial \phi_2}{\partial Z} + \dots = 0 \quad (Z = -kd)$$

$$\phi_1(X, Z, T) + \epsilon \phi_2(X, Z, T) + \dots = \phi_1(X + L, Z, T) + \epsilon \phi_2(X + L, Z, T)$$

$$\phi_1(X, Z, T) + \epsilon \phi_2(X, Z, T) + \dots = \phi_1(X, Z, T + T_p) + \epsilon \phi_2(X, Z, T + T_p)$$

olur.

Burada T_p boyutsuz dalga peryodudur ($2\pi/W$), serbest yüzeyde dinamik serbest yüzey şartı ve kinematik serbest yüzey şartı sırasıyla aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial Z} \right)^2 \right] - \epsilon \frac{\partial \phi}{\partial T} + Z \right\}$$

$$+ \epsilon \Pi \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial Z} \right)^2 \right] - \epsilon \frac{\partial \phi}{\partial T} + Z \right\}$$

$$- \frac{\epsilon^2 \Pi^2}{2} \frac{\partial^3 \phi}{\partial Z^2 \partial T} = Q(t)$$

(4.20) denklemi ve (4.19) açılımlarında ilk iki terim alındığında,

$$\frac{\partial \phi}{\partial X} = \frac{\partial \phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \phi_2}{\partial X}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial Z} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T}$$

$$Z = \epsilon (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2)$$

tanımları yapılırsa,

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} \right)^2 \right] - \epsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} \right) \right. \\ & \left. + \epsilon (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2) \right\} + \epsilon (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2) \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \right)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} \right)^2 \right] \right\} - \epsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} \right) + \epsilon (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2) \left. \right\} \\ & - \frac{\epsilon^3}{2} (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2)^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} \right) = \epsilon Q_1 + \epsilon^2 Q_2 \end{aligned}$$

ifadesi ϵ ile sadeleştirilirse,

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{1}{2} \epsilon \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} \right)^2 \right] - \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} \right) \right. \\ & \left. + (\Pi_1 - \epsilon \Pi_2) \right\} + (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2) \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ \frac{1}{2} \epsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \right)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} \right)^2 \right] \right\} - \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} \right) + (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2) \left. \right\} \end{aligned}$$

$$- \frac{\epsilon^2}{2} (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2)^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} \right) = Q_1 + \epsilon Q_2$$

Bu eşitliğin her iki tarafı ϵ 'nın kuvvetlerine göre düzenlenip katsayılar eşitlenirse;

$$\epsilon^0 \text{ için } Q_1 = - \frac{\partial \Phi_1}{\partial T} + \Pi_1$$

$$\epsilon^1 \text{ için } Q_2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] - \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} + \Pi_2 - \Pi_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial T \partial Z}$$

düzenlemeleriyle gerekli sadeleştirmeler yapılırsa ($Z = 0$ için)

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] - \frac{\partial \Phi_1}{\partial T} - \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial T} + \Pi_1 + \epsilon \Pi_2 - \epsilon \Pi_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial T \partial Z} \\ = Q_1(T) + \epsilon Q_2(T) \end{aligned} \quad (4.27)$$

Yine (4.21) denkleminde

$$\begin{aligned} \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} \right) - \left(\frac{\partial \Pi_1}{\partial T} + \epsilon \frac{\partial \Pi_2}{\partial T} \right) + \epsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \right) \left(\frac{\partial \Pi_1}{\partial X} + \frac{\partial \Pi_2}{\partial X} \right) \right] \\ + \epsilon (\Pi_1 + \epsilon \Pi_2) \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(- \frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} - \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} \right) + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \right) \left(\frac{\partial \Pi_1}{\partial X} + \frac{\partial \Pi_2}{\partial X} \right) \right] = 0 \\ \left[- \frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} - \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} - \frac{\partial \Pi_1}{\partial T} - \epsilon \frac{\partial \Pi_2}{\partial T} + \epsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \cdot \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} \right. \right. \\ \left. \left. + \epsilon \frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \frac{\partial \Pi_2}{\partial X} + \epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \cdot \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} + \epsilon^2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \cdot \frac{\partial \Pi_2}{\partial X} \right) \right] \end{aligned}$$

$$+ \varepsilon (\Pi_1 + \varepsilon \Pi_2) \frac{\partial}{\partial Z} \left[- \frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} - \varepsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} + \varepsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} \right. \right. \\ \left. \left. + \varepsilon \frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \frac{\partial \Pi_2}{\partial X} + \varepsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \cdot \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} + \varepsilon^2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial X} \frac{\partial \Pi_2}{\partial X} \right) \right] = 0$$

ε 'nin kuvvetlerine göre düzenlersek;

$$\varepsilon^0 \text{ için } - \frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} - \frac{\partial \Pi_1}{\partial T} = 0$$

$$\varepsilon^1 \text{ için } - \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} - \frac{\partial \Pi_2}{\partial T} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} - \Pi_1 \cdot \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial Z^2} = 0$$

düzenlemeleriyle gerekli sadeleştirmeler yapılırsa ($Z=0$ için)

$$- \frac{\partial \Phi_1}{\partial Z} - \frac{\partial \Pi_1}{\partial T} - \varepsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial Z} - \varepsilon \frac{\partial \Pi_2}{\partial T} + \varepsilon \frac{\partial \Phi_1}{\partial X} \cdot \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} - \varepsilon \Pi_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial Z^2} = 0 \quad (4.28)$$

elde edilir.

Şimde orjinal lineer olmayan sınır şartları lineer denklemlerin sonsuz denklem seti alınarak yeniden formüle edilir. Buna göre perturbasyon denklemlerinin aşağıda gösterilen formu dikkate alınsın:

$$A_1 + \varepsilon A_2 + \varepsilon^2 A_3 + \dots = B_1 + \varepsilon B_2 + \varepsilon^2 B_3 + \dots$$

her bir ε için gerekli eşitlik şartı ε 'nin aynı mertebeden terimleri için sağlanmalıdır.

$$A_1 = B_1$$

$$A_2 = B_2$$

$$A_3 = B_3$$

Bu işlem denklemlerin mertebelerine göre ayrılarak kullanılacaktır. Birinci mertebeden perturbasyon denklemleri ε 'na bağlı olmayan tüm terimler bir araya getirilirse lineer denklemler elde edilir;

$$\nabla \phi_1 = 0$$

$$Z = -kd' \text{ da } - \frac{\partial \phi_1}{\partial Z} = 0$$

$$Z = 0' \text{ da } - \frac{\partial \phi_1}{\partial T} = \Pi_1 + Q_1(T)$$

$$Z = 0' \text{ da } \frac{\partial \Pi_1}{\partial T} = - \frac{\partial \phi_1}{\partial Z}$$

$$\phi_1(X, Z, T) = \phi_1(X + 2\pi, Z, T)$$

$$\phi_1(X, Z, T) = \phi_1(X, Z, T + T_p) \quad (4.29)$$

Bu eşitliklerden boyutsuz çözümlerin aşağıdaki şekilde olduğunu biliyoruz. Bunların boyutlu eşitlikleri lineer teoride kullanılan eşitliklerdir.

$$\phi_1 = - \frac{\text{Cos h}(kd + Z)}{W \text{Cos h} kd} \text{Sin}(X - WT)$$

$$\Pi = \text{Cos}(X - WT)$$

$$W_1^2 = \tanh kd$$

$$Q_1(T) = 0$$

İkinci mertebeden pertürbasyon denklemleri ;

ε 'nin mertebesine göre

$$\nabla^2 \phi_2 = 0$$

$$Z = -kd \text{ 'da } \frac{\partial \phi_2}{\partial Z} = 0$$

$$Z = 0 \text{ 'da } -\frac{\partial \phi_2}{\partial Z} - \frac{\partial \Pi_2}{\partial T} = -\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} + \Pi_1 \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial Z^2}$$

$$Z = 0 \text{ 'da } -\frac{\partial \phi_2}{\partial T} - Q_2(T) = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] + \Pi_1 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial Z \partial T}$$

$$\phi_2(X, Z, T) = \phi_2(X + 2\Pi, Z, T)$$

$$\phi_2(X, Z, T) = \phi_2(X, Z, T + T_p) \quad (4.30)$$

Bütün eşitlikler ve şartlar $\phi_2(X, Z, T)$ ve $\Pi_2(X, T)$ nin değişimlerinde lineerdir, ancak serbest yüzey sınır şartları birinci mertebeden çözümlere bağımlı homojen olmayan terimlere sahiptirler. Birinci mertebeden (ϕ_1, Π) çözümleri bilindiği için eşitliklerin sağ tarafları da bilinmektedir.

İkinci mertebeden çözümde serbest yüzey şartlarının kombinasyonunu kullanarak çözüme gitmek en uygun yoldur, burada serbest yüzey şartından Π_2 elimine edilir. O halde $Z = 0$ da dinamik serbest yüzey şartı T değişkenine göre diferansiyeli alınıp kinematik serbest yüzey şartından çıkartılırsa

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial T^2} + \frac{\partial \phi_2}{\partial Z} + \frac{\partial Q_2(T)}{\partial T} &= \frac{\partial \phi_1}{\partial X} \cdot \frac{\partial \Pi_1}{\partial X} - \frac{\partial \Pi_1}{\partial T} \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial Z \partial T} \\
- \Pi_1 \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial T^2} + \frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] &
\end{aligned}
\tag{4.31}$$

bulunur, kolaylık amacıyla eşitliğin sağ tarafı D ile tanımlansın. (4.29) denklemlerinden ϕ_1 ve Π_1 yerine konur ve trigonometrik eşitlikler kullanılırsa D aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial X} = - \frac{\text{Cosh}(kd + Z)}{W \text{Cosh} kd} \text{Cos}(X - WT)$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial X} = - \text{Sin}(X - WT)$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial T} = W \text{Sin}(X - WT)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial T} = \frac{W \text{Cosh}(Kd + Z)}{W \text{Cosh}(kd)} \cdot \text{Cos}(X - WT) = \frac{\text{Cosh}(kd + Z)}{\text{Cosh} kd} \text{Cos}(X - WT)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial Z \partial T} = \frac{W \text{Sinh}(kd + Z)}{W \text{Cosh} kd} \text{Cos}(X - WT) = \frac{\text{Sinh}(kd + Z)}{\text{Cosh} kd} \text{Cos}(X - WT)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial T^2} = W \cdot \frac{\text{Cosh}(kd + Z)}{\text{Cosh} kd} \text{Sin}(X - WT)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} = - \frac{\text{Sinh}(kd + Z)}{W \text{Cosh} kd} \text{Sin}(X - WT)$$

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial T^2} + \frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right) = W \frac{\text{Sinh}(kd+Z)}{\text{Cosh} kd} \text{Sin}(X-WT) - \frac{\text{Cosh}(kd+Z)}{W \text{Cosh}(kd)} \text{Sin}(X-WT)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 = \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)} \text{Cos}^2(X-WT)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 = \frac{\text{Sinh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)} \text{Sin}^2(X-WT)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] = 2 W \text{Sin}(X-WT) \text{Cos}(X-WT) \cdot \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)}$$

$$- 2 W \text{Cos}(X-WT) \text{Sin}(X-WT) \frac{\text{Sinh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)}$$

$$D = \frac{\text{Cosh}(kd+Z)}{W \text{Cosh}(kd)} \text{Cos}(X-WT) \text{Sin}(X-WT) - W \frac{\text{Sinh}(kd+Z)}{\text{Cosh}(kd)} \text{Cos}(X-WT) \text{Sin}(X-WT)$$

$$- \text{Cos}(X-WT) \left[\frac{W \text{Sinh}(kd+Z)}{\text{Cosh}(kd)} \text{Sin}(X-WT) - \frac{\text{Cosh}(kd+Z)}{W \text{Cosh}(kd)} \text{Sin}(X-WT) \right]$$

$$+ \frac{1}{2} \left[\left[2 W \text{Sin}(X-WT) \text{Cos}(X-WT) \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)} \right] \right]$$

$$- 2 W \text{Cos}(X-WT) \text{Sin}(X-WT) \frac{\text{Sinh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)} \left. \right]$$

$$D = \frac{2 \text{Cosh}(kd+Z)}{W \text{Cosh}(kd)} \text{Cos}(X-WT) \text{Sin}(X-WT)$$

$$- 2W \frac{\text{Sinh}(kd + Z)}{\text{Cosh}(kd)} \text{Cos}(X-WT) \text{Sin}(X-WT)$$

$$+ \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{W \text{Cosh}^2(kd)} \text{Sin}(X-WT) \text{Cos}(X-WT)$$

$$- \frac{\text{Sinh}^2(kd+Z)}{W \text{Cosh}^2(kd)} \text{Cos}(X-WT) \cdot \text{Sin}(X-WT)$$

$$D = \frac{\text{Sin}^2(X-WT)}{\text{Cosh}(kd)} \left[\frac{\text{Cosh}(kd + Z)}{W} - W \text{Sinh}(kd + Z) \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2W} \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{\text{Cosh}(kd)} - \frac{\text{Sinh}^2(kd + Z)}{2W \text{Cosh} kd} \right]$$

ise

$$D = \frac{\text{Sin}^2(X-WT)}{W \text{Cosh}^2(kd)} \left[\text{Cosh}(kd + Z) \text{Cosh}(kd) - W^2 \text{Sinh}(kd+Z) \right. \\ \left. \cdot \text{Cosh}(kd + Z) + \frac{1}{2} \right]$$

ve

$$W^2 = \tanh(kd) = \frac{\text{Sinh}(kd)}{\text{Cosh}(kd)}$$

ise

$$D = \frac{\text{Sin}^2(X-WT)}{W \text{Cosh}^2(kd)} \left[\text{Cosh}(kd + 2) \text{Cosh}(kd) - \frac{\text{Sinh}(kd)}{\text{Cosh}(kd)} \right.$$

$$\left. \cdot \text{Sinh}(kd + Z) \text{Cosh}(kd) + \frac{1}{2} \right]$$

$$D = \frac{\sin 2 (X-WT)}{W \cosh^2 (kd)} \left[\cosh (kd+Z) \cosh (kd) - \sinh (kd) \cdot \sinh (kd+Z) + \frac{1}{2} \right]$$

ve

$$\cosh (a) \cdot \cosh (b) = \cosh (a-b)$$

ise

$$D = \frac{\sin 2 (X-WT)}{W \cosh^2 (kd)} \left[\cosh (kd+Z) - \sinh (kd) \sinh (kd+Z) + \frac{1}{2} \right]$$

$$D = \frac{\sin 2 (X-WT)}{W \cosh^2 (kd)} \left(\cosh Z + \frac{1}{2} \right) \Big|_{Z=0}$$

$$D = \frac{\sin 2 (X-WT)}{W \cosh^2 (kd)} \cdot \frac{3}{2} = \frac{3}{2} \frac{W \sin 2 (X-WT)}{W^2 \cosh^2 (kd)}$$

$$D = \frac{3}{2} W \frac{\sin 2 (X-WT)}{\frac{\sinh (kd)}{\cosh (kd)} \cosh^2 (kd)}$$

$$D = \frac{3}{2} W \frac{\sin 2 (X-WT)}{\sinh (kd) \cosh (kd)}$$

$$D = 3 W \frac{\sin 2 (X-WT)}{\sinh (2kd)} \quad (4.32)$$

bulunur. $\Phi_2 (X,Z,T)$ için aşağıdaki çözüm dikkate alınır;

$$\Phi_2 (X,Z,T) = a_2 \cdot \cosh 2 (kd+Z) \cdot \sin 2 (X-WT) \quad (4.33)$$

bu ifade Laplace denklemini ve taban sınır şartını sağlamaktadır.

(4.31) serbest yüzey şartlarının kombinasyonundan elde edilen ikinci

mertebe denklemde $\partial Q_2(T)/\partial T = 0$ dır. Çünkü $\sin 2 (X-WT)$ bağımlı de-
ğildir, sadece zamanın fonksiyonudur. Böylece $Q(t) = \text{sabit}$ dir. ϕ_2
için aşağıdaki işlemler sonucunda a_2 katsayısı

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial T} = -a_2 \cdot 2 W \cosh 2 (kd + Z) \cos 2 (X-WT)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial T^2} = -a_2 \cdot 4 W^2 \cosh 2 (kd + Z) \sin 2 (X-WT)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial Z} = 2a_2 \sinh 2 (kd+Z) \sin 2 (X-WT)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial T^2} + \frac{\partial \phi_2}{\partial Z} = \frac{3 W}{\sinh (2 kd)} \sin 2 (X-WT)$$

$$-a_2 \cdot 4W^2 \cosh 2 (kd+Z) \sin 2 (X-WT) + 2 a_2 \cdot \sinh 2 (kd + Z)$$

$$\cdot \sin 2 (X-WT) = \frac{3 W}{\sinh (2 kd)} \sin 2 (X-WT)$$

$$-4 a_2 W^2 \cosh 2 (kd+Z) + 2 a_2 \cdot \sinh 2 (kd+Z) = \frac{3 W}{\sinh 2 kd}$$

$$2 a_2 = \frac{3 W}{\sinh (2kd) [\sinh 2 (kd+Z) - 2 W^2 \cosh 2 (kd+Z)]}$$

$$2 a_2 = \frac{3 W}{\sinh (2 kd) \sinh 2 (kd+Z) - 2 W^2 \sinh (2 kd) \cdot \cosh 2 (kd+Z)}$$

$$2a_2 = \frac{3 W}{\sinh (2 kd) \sin 2 (kd+Z) - 2 \frac{\sinh (kd)}{\cosh (kd)} \cdot 2 \cdot \sinh(kd) \cosh(kd) \cdot \cosh 2 (kd+Z)}$$

$$2a_2 = \frac{3W}{\text{Sinh}(2kd) - \sin 2(kd+Z) - 4 \text{Sinh}^2(kd) \cdot \text{Cosh} 2(kd+Z)} \Big|_{Z=0}$$

$$\text{Cosh}(x) = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$$

$$\text{Sinh}(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$$

$$\text{Cosh}^2(x) = \frac{e^{2x} + e^{-2x} + 2}{4}$$

$$\text{Sinh}^2(2x) = \frac{e^{2x} - 2 + e^{-2x}}{4}$$

$$\text{Cosh}(2x) = \frac{e^{2x} + e^{-2x}}{2}$$

burada $x = kd$ dir.

$$\begin{aligned} \text{Cosh}^2(x) - \text{Cosh}(2x) &= \frac{e^{2x} + e^{-2x} + 2}{4} - \frac{e^{2x} + e^{-2x}}{2} \\ &= \frac{e^{2x} + e^{-2x} + 2 - 2e^{2x} - 2e^{-2x}}{4} \\ &= \frac{-e^{2x} + 2 - e^{-2x}}{4} \\ &= -\left(\frac{e^{2x} - 2 + e^{-2x}}{4}\right) \\ &= -\text{Sinh}^2(x) \end{aligned}$$

$$2a_2 = \frac{3W}{\text{Sinh}^2(2kd) - 4\text{Sinh}^2(kd) \text{Cosh}(2kd)}$$

$$2a_2 = \frac{3W}{4\text{Sinh}^2(kd) \text{Cosh}^2(kd) - 4 \text{Sinh}^2(kd) \text{Cosh}(2kd)}$$

$$2a_2 = \frac{3W}{4 \sinh^2(kd) [\cosh^2(kd) - \cosh(2kd)]}$$

$$2a_2 = \frac{3W}{4 \sinh^2(kd) [-\sinh^2(kd)]}$$

$$2a_2 = -\frac{3}{4} \frac{W}{\sinh^4(kd)}$$

$$a_2 = -\frac{3}{8} \frac{W}{\sinh^4(kd)} \quad (4.34)$$

bulunur. Böylece

$$\phi_2(X, Z, T) = -\frac{3}{8} \frac{W \cosh^2(kd + Z)}{\sinh^4(kd)} \cdot \sin 2(X - WT)$$

bulunur.

Serbest yüzeyin değişimini $\Pi_2(X, T)$ belirlemek için, ikinci mertebeden dinamik serbest yüzey şartı kullanılır;

$$\Pi_2 = \frac{\partial \phi_2}{\partial T} + Q_2 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] + \Pi_1 \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial Z \cdot \partial T} \quad (Z=0)$$

ϕ_2 ve ϕ_1 yerine boyutlu formda yerleştirilirse

$$\frac{\epsilon}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] - \epsilon \frac{\partial \phi_2}{\partial T} + \epsilon \Pi_2 - \epsilon \Pi_1 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial Z \cdot \partial T} = \epsilon Q_2(T)$$

$$\Pi_2 = Q_2 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Z} \right)^2 \right] + \frac{\partial \phi_2}{\partial T} + 1 \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial T \cdot \partial Z} \Big|_{Z=0}$$

$$\Pi_2 = Q_2 - \frac{1}{2} \left[\frac{\text{Cosh}^2(kd+Z) \text{Cos}^2(X-WT) + \text{Sinh}^2(kd+Z) \cdot \text{Sin}^2(X-WT)}{W^2 \cdot \text{Cosh}^2(kd)} \right]$$

$$+ \text{Cos}^2(X-WT) \frac{\text{Sinh}(kd+Z)}{\text{Cosh}(kd)} + \frac{6}{8} W^2 \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Cos}^2(X-WT)$$

$$\frac{n_2}{a} = Q_2 - \frac{1}{2} \left[\frac{[\text{Cosh}^2(kd+Z) - \text{Sinh}^2(kd+Z)] \text{Cos}^2(X-WT) + \text{Sinh}^2(kd+Z)}{W^2 \cdot \text{Cosh}^2(kd)} \right]$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{\text{Sinh}(kd+Z)}{\text{Cosh}(kd)} (1 + \text{Cos}^2(X-WT))$$

$$+ \frac{6}{8} \frac{\sigma^2}{kg} \frac{\text{Cosh}^2(kd+Z)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Cos}^2(X-WT)$$

$$\text{Sin}^2(X-WT) = 1 - \text{Cos}^2(X-WT)$$

$$\text{Cos}^2(X-WT) = \frac{1 + \text{Cos}^2(X-WT)}{2}$$

$$\text{Cosh}^2(kd+Z) - \text{Sinh}^2(kd+Z) = 1$$

$$\frac{n_2}{a} = Q_2 - A + B + C$$

$$A = \frac{1}{2} \left[\frac{(\text{Cosh}^2(kd+Z) - \text{Sinh}^2(kd+Z)) \text{Cos}^2(X-WT) + \text{Sinh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)} \right]$$

$$A = \frac{1}{2} \frac{\text{Cos}^2(X-WT) + \text{Sinh}^2(kd+Z)}{W^2 \text{Cosh}^2(kd)}$$

$$X = kx$$

$$W = \frac{\sigma}{\sqrt{gk}}$$

$$T = \sqrt{gk} \cdot t$$

$$X - WT = kx - \frac{\sigma}{\sqrt{gk}} \cdot \sqrt{gk} \cdot t$$

$$\sigma = kx - t$$

$$A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{1 + \cos 2(X-WT)}{2} + \frac{\cosh^2(kd+Z) - 1}{2}}{W^2 \cdot \cosh^2(kd)}$$

$$A = \frac{1}{4} \left[\frac{\cos 2(X-WT) + \cosh^2(kd+Z)}{W^2 \cosh^2(kd)} \right] \Big|_{Z=0}$$

$$A = \frac{1}{4} \frac{1}{W^2 \cosh^2(kd)} [\cosh^2(kx - \sigma t) + \cosh(2kd)]$$

$$A = \frac{W^2}{4} \frac{1}{W^4 \cosh^2(kd)} [\cos 2(kx - \sigma t) + \cosh(2kd)]$$

$$A = \frac{W^2}{4} \frac{1}{\frac{\sinh^2(kd)}{\cosh^2(kd)} \cdot \cosh^2(kd)} \cdot [\cos 2(kx - \sigma t) + \cosh(2kd)]$$

$$A = \frac{\sigma^2}{2gk} \frac{1}{\sinh^2(kd)} [\cos 2(kx - \sigma t) + \cosh(2kd)]$$

$$H_1 = 2a \quad H_1^2 = 4a^2 \quad \epsilon = a.k \quad \text{alınsın,}$$

$$A.a = \frac{4.a.\sigma^2}{4.4.k} \frac{1}{\text{Sinh}^2(kd)} [\text{Cos}2(kx - \sigma t) + \text{Cosh}(2kd)]$$

$$A.a = \frac{H_1^2}{16} \frac{\sigma^2}{g \text{Sinh}^2(kd)} [\text{Cos}2(kx - \sigma t) + \text{Cosh}(2kd)]$$

$$B = \frac{1}{2} \frac{\text{Sinh}(kd+Z)}{\text{Cosh}(kd)} (1 + \text{Cos}2(X-WT)) \Big|_{Z=0}$$

$$B.a = \frac{a}{2} \frac{\text{Sinh}(kd)}{\text{Cosh}(kd)} (1 + \text{Cos}2(X-WT))$$

$$B.a = \frac{a}{2} W^2 (1 + \text{Cos}2(X-WT))$$

$$B.a = \frac{4.a.a}{4.2.a} \frac{\sigma^2}{g.k} (1 + \text{Cos}2(X-WT))$$

$$B.a = \frac{4.a^2}{8} \frac{\sigma^2}{g} (1 + \text{Cos}2(X-WT))$$

$\epsilon = a.k$ olduğundan,

$$B.a = \frac{H_1^2}{8g} \frac{\sigma^2}{g} (1 + \text{Cos}2(X-WT))$$

$$B.a = \frac{H_1^2}{8g} \frac{\sigma^2}{g} (1 + \text{Cos}2(kx - \sigma t))$$

$$C = \frac{6}{8} \frac{\sigma^2}{kg} \frac{\text{cos}2(kd+Z)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Cos}2(X-WT) \Big|_{Z=0}$$

$$C.a = \frac{6a}{8} \frac{2a}{2a} \frac{\sigma^2}{kg} \frac{\text{Cosh } 2(kd)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Cos } 2(X-WT)$$

$$C.a = \frac{3}{16} \frac{H_1^2 \cdot \sigma^2}{g} \frac{\text{Cosh}(2kd)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Cos } 2(X-WT)$$

$$\eta_2 = - \frac{H_1^2}{16} \frac{\sigma^2}{g \text{Sinh}^2(kd)} \left[\text{Cosh}(2kd) + \text{Cos } 2(kx - \sigma t) \right]$$

$$+ \frac{H_1^2 \sigma^2}{8g} \left[1 + \text{Cos } 2(kx - \sigma t) \right]$$

$$+ \frac{3}{16} \frac{H_1^2 \sigma^2}{g} \frac{\text{Cosh}(2kd)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Cos } 2(X-WT) + Q_2 \quad (4.35)$$

bulunur. Burada $H_1 = 2a$ birinci mertebeye dalga yüksekliğidir. Bundan sonraki işlemlerde iki yol takip edilebilir. Birinci yol Bernoulli sabiti sıfır alınır ve η ; ortalama $\bar{\eta}$ ve $\hat{\eta}$ çalkantı olmak üzere iki terime ayrılır.

$$\eta_2 = \bar{\eta} + \hat{\eta}_2 \quad (4.36)$$

(4.35) ifadesinden

$$\bar{\eta} = - \frac{H_1^2 \cdot \sigma^2}{16g \text{Sinh}^2(kd)} = - \frac{H_1^2 k}{8 \text{Sinh}(2kd)} \quad (4.37)$$

ve çalkantı terimi ise

$$\hat{\eta} = \frac{k \cdot a^2}{4} \frac{\text{Cosh}(kd)}{\text{Sinh}^3(kd)} (2 + \text{Cosh}(2kd)) \text{Cos } 2(kx - \sigma t) \quad (4.38)$$

ile ifade edilir.

İkinci yol d ortalama su seviyesi derinliğine ve η bir sıfır ortalama-ya sahiptir. Bernoulli sabiti

$$Q = \frac{H_1^2 b \sigma^2}{16 \text{Sinh}^2(kd)} \quad (4.39)$$

ve η_2 çalkantı terimi (4.38) ile aynıdır. Bileşke ikinci mertebe dalga profili daha dik, tepe daha yayvan çukura sahiptir. Hız potansiyeli ve su yüzeyindeki değişim boyutlu formda

$$\phi = \varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2 \quad (4.40)$$

$$= - \frac{H_1 \cdot g}{2 \sigma} \frac{\text{Cosh } k(d+z)}{\text{Cosh}(kd)} \text{Sin}(kx - \sigma t)$$

$$= - \frac{3}{32} H_1^2 \sigma \frac{\text{Cosh } 2k(d+z)}{\text{Sinh}^4(kd)} \text{Sin } 2(kx - \sigma t)$$

ve

$$\eta = \varepsilon \eta_1 + \varepsilon^2 \eta_2 \quad (4.41)$$

$$\eta = \frac{H_1}{2} \text{Cos}(kx - \sigma t) + \frac{H_1^2 \cdot k}{16} \frac{\text{Cosh}(kd)}{\text{Sinh}^3(kd)} (2 + \text{Cosh}(2kd)) \text{Cos } 2(kx - \sigma t)$$

bu ifade Stokes dalga profilini verir ve derin su dalgasını karakterize eder, dispersiyon denklemi ise lineer teori ile aynıdır.

4.3. SIĞ SUDA SONLU GENLİKLİ DALGALAR

Stokes perturbasyon işleminde perturbasyon parametresi ka 'dır. Sığ sularda Stokes dalga profili (Eş- 4.41) aşağıda gösterilen formu alır;

$$\eta(x,t) = a \cdot \cos(kx - \sigma t) + \frac{3ka^2}{4(kd)^3} \cos 2(kx - \sigma t) \quad (4.42)$$

İkinci terim dalga genliğinin ve uzunluğunun olduğu kadar su derinliğinin de bir fonksiyondur, derinlik Ursell sayısı $(a/h)/(L^2/d^2)$ ile orantılıdır, burada α/β oranıyla gösterilecek ve $\alpha = a/d$ $\beta = h^2/L^2$ dir. Bu durumda, sığ suda yüksek mertebeler için Stokes dalga profilini α/β oranını perturbasyon parametresi olarak kullanıp açabiliriz. Bu durumda α/β oranında, ($\alpha \leq \beta$) α, β dan oldukça küçük bir değer alır. Sığ sularda, daha önce de belirtildiği gibi, bu durum küçük dalga uzunluğu veya küçük genlikli dalgayı gerektirir. Dizayn amacıyla α ve β nın aynı büyüklüğe sahip olmasını sağlayan sığ sudaki perturbasyon açılımı arzu edilir. Bu daha önce kullanılanlardan daha farklı bir perturbasyon ile gerçekleştirilebilir.

İlk önce, sığ su dalgalarının C dalga yayılma hızıyla hareket ettiği ve formunun değişmediği kabul edilecektir, hareket kararlıdır ve akım fonksiyonuna uygun yaklaşım göstermektedir.

Serbest yüzey sınır şartları,

$$z = d + \eta \quad \text{olduğunda}$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z}\right)^2 + 2g(d + \eta) = Q \quad (4.43.a)$$

$$\psi = C \cdot d \quad (4.43.b)$$

Bu bölümde, koordinat sistemi taban üzerinde alınacaktır ve Q bernoulli sabitidir. Tabanda,

$$z = 0 \quad \text{olduğunda}$$

$$\psi = 0 \quad (4.44)$$

olur.

Perturbasyon işleminden önce boyutsuz formda eşitlikleri tekrar tanımlamamız gerekmektedir. Stokes teorisinde yaptığımız işlemlerin tam tersi olarak düşey doğrultuda yataydan daha büyük değerler alacağı gerçeğinden hareketle x, z koordinatları değişik şekilde boyutlandırılacaklardır.

$$X = x/L$$

$$Z = z/d$$

$$\Pi = \eta/a$$

(4.45)

$$\psi = \frac{\psi}{d\sqrt{g.a}}$$

Boyutsuz terimleri cinsinden Laplace eşitliğini aşağıdaki şekilde düzenleyebiliriz.

$$\beta \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = 0 \quad (4.46.a)$$

burada, $\beta = (d/L)^2$ dir.

Kinematik ve dinamik serbest yüzey sınır şartından

$$Z = 1 + \alpha \Pi \quad \text{olduğunda}$$

$$\psi = \frac{C}{\sqrt{g.a}}$$

$$\beta \left(\frac{\partial \psi}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial Z} \right)^2 + \frac{2}{\alpha} (1 + \alpha \Pi) = \frac{Q}{g.a} \quad (4.46.b)$$

burada,

$$\alpha = \frac{a}{d} \quad (4.46.c)$$

dır.

X'e göre diferansiyeli alınır, sabitleri ihmal edersek kullanacağımız formu elde ederiz.

$$Z = 1 + \alpha \Pi \text{ olduğunda,}$$

$$\begin{aligned} \beta \frac{\partial \psi}{\partial X} \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \alpha \beta \frac{\partial \psi}{\partial X} \frac{\partial^2 \psi}{\partial X \partial Z} \frac{\partial \Pi}{\partial X} + \frac{\partial \psi}{\partial Z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial X \partial Z} \\ + \alpha \frac{\partial \psi}{\partial Z} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \cdot \frac{\partial \Pi}{\partial X} + \frac{\partial \Pi}{\partial X} = 0 \end{aligned} \quad (4.47)$$

Frobenius kuvvet serileri çözüm tekniğini kullanarak, bir çözüme gidebiliriz : (Wylie, 1960).

$$\psi(X,Z) = \sum_{n=0}^{\infty} Z^n F_n(X) \quad (4.48)$$

Taban sınır koşulunu sağlamak için F_0 'ın sıfır olması gerekir. Bu ortaya konan çözümü boyutsuz Laplace eşitliğinde yerine koyar ve terimleri gruplaştırırsak;

$$\begin{aligned} 2.F_2.Z^0 + (6 F_3 + \beta \cdot \frac{d^2 F_1}{dX^2}) Z + (12 F_4 + \beta \frac{d^2 F_2}{dX^2}) Z^2 \\ + (20 F_5 + \beta \frac{d^2 F_3}{dX^2}) Z^3 + \dots = 0 \end{aligned} \quad (4.49)$$

Bu eşitliğin herhangi bir Z için sağlanması için, Z^n terimlerinin katsayıları sıfır olmalıdır. Böylece,

$$F_2 = 0$$

$$F_3 = -\frac{\beta}{6} \frac{d^2 F_1}{dX^2} \quad (4.50)$$

$$F_4 = 0$$

$$F_5 = -\frac{\beta}{20} \frac{d^2 F_3}{dX^2} = \frac{\beta^2}{120} \frac{d^4 F_1}{dX^4}$$

Böylece seriler yeniden yazılabilir,

$$\psi = Z \cdot F_1 - \frac{\beta}{6} Z^3 \frac{d^2 F_1}{dX^2} + \frac{\beta^2 \cdot Z}{120} \frac{d^4 F_1}{dX^4} + \dots$$

veya

$$\psi = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\beta^n \cdot Z^{2n+1}}{(2n+1)!} \frac{d^{2n} F_1}{dX^{2n}} \quad (4.51)$$

0 halde, rölatif derinlik parametresi β olan terimlere sahip bir seri elde ederiz. Amaç ψ iki serbest yüzey sınır koşulunu gerçekleyen F_1 'in fonksiyonel formunu tanımlamaktır. İfadeyi ψ için kinematik ve dinamik serbest yüzey sınır şartları için açılımlarda yerine konursa,

$$(1 + \alpha \Pi) F_1 - \frac{1}{6} \beta (1 + \alpha \Pi)^3 \frac{d^2 F_1}{dX^2} + O(\beta^2) = \frac{C}{\sqrt{g \cdot a}} \quad (4.52)$$

$$\frac{\beta}{2} (1 + \alpha \Pi)^2 \frac{dF_1}{dX} \cdot \frac{d^2 F_1}{dX^2} + F_1 \cdot \frac{dF_1}{dX} - \frac{\beta}{2} (1 + \alpha \Pi)^2 F_1 \cdot \frac{dF_1^3}{dX^3}$$

$$+ \frac{d\Pi}{dX} + O(\beta^2) = 0 \quad (4.53)$$

β 'da ψ için sıfırdan mertebeden çözüm elde edilmesi için çözüm β^0 a bağlıdır, burada yatay hız $U = -\partial\psi/\partial Z$ dir ve F_1 Z'in bir fonksiyonu değildir. Bu durumda kinematik sınır şartı aşağıdaki forma indirgenir.

$$(1 + \alpha \Pi) F_1 = \frac{C}{\sqrt{g \cdot a}}$$

veya

$$F_1 = \frac{C}{\sqrt{g \cdot a}} (1 + \alpha \Pi)^{-1} \quad (4.54)$$

(4.53) eşitliğini β^0 için düzenlersek, C için aşağıdaki eşitliği elde edebiliriz;

$$- \frac{C^2 \cdot \alpha (d \Pi / dX)}{g \cdot a \cdot (1 + \alpha \Pi)^3} + \frac{d \Pi}{dX} = 0 \quad (4.55)$$

veya

$$\left[- \frac{C^2}{g \cdot a} \alpha (1 + \alpha \Pi)^{-3} + 1 \right] \frac{d \Pi}{dX} = 0 \quad (4.56)$$

Bu son eşitliğin her durumda doğru olması için parantez içindeki terimin sıfır olması gerekir. Böylece,

$$C^2 = g \cdot d (1 + \alpha \Pi)^3 \quad (4.57a)$$

veya

$$C \approx \sqrt{g \cdot d} \left(1 + \frac{3 \alpha \Pi}{2} \right) \quad (4.57b)$$

α 'daki ilk yaklaşıma göre sadece ortalama su derinliğine bağlı olarak sığ sudaki dalga yayılma hızını elde ederiz. Bu durum için Π keyfi olarak seçilebilir. 0 (α^2 , β^0) gelecek yaklaşıma doğru bir terim olan $\frac{3}{2} \alpha \Pi$ yi sağlar, bu da su yüzey deplasmanı büyüdükçe dalga hızının artacağını gösterir. Buradaki sorun şudur : biz daha önce koordinat sisteminde dalga için sabit kabul edilen C hızıyla hareket ettiğimizi kabul etmiştik. Gerçekte bu durum böyle değildir. Biz dalga profilinin daha yüksek kısımlarının daha alttakilere göre hızlı hareket etmesinden dolayı dalganın ilerlerken deforme olacağını bekleriz, böylece α 'da yapılan kabul küçülünceye kadar dalga profili sürekli olarak

dikleşir. Fiziksel olarak dalga bir bore formunda kırılır. Teorik olarak sabit bir yayılma hızını ortaya çıkaran daha iyi bir çözüm bulmalıyız.

0 (α^2 , $\alpha\beta$) daha yüksek merteye için,

$$F_1 = \frac{C}{\sqrt{g \cdot a}} (1 + \alpha\Pi)^{-1} + \beta \cdot A \quad (4.58)$$

burada; A, X'in bilinmeyen bir fonksiyonudur. Kinematik serbest yüzey sınır şartına göre değiştirerek ve 0 (β) terimlerini tekrar elde ederek A'nın Π terimleri cinsinden,

$$A = -\frac{\alpha}{6} \frac{C}{\sqrt{g \cdot a}} \left[\frac{d^2 \Pi}{dX^2} - \frac{2\alpha}{1 + \alpha\Pi} \left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 \right] \quad (4.59)$$

F_1 ve A'yı dinamik serbest yüzey sınır şartında yerine koyarsak oldukça kompleks bir eşitlik elde ederiz,

$$\frac{d\Pi}{dX} \left[1 - \frac{C^2 \alpha}{g \cdot a} (1 - 3\alpha\Pi) \right] + \frac{\alpha\beta C^2}{3 g \cdot a} \frac{d^3 \Pi}{dX^3} = 0 \quad (4.60)$$

veya

$$\frac{1}{3} \frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{3\alpha\Pi}{\beta} \frac{d\Pi}{dX} + \frac{d\Pi}{dX} \left(\frac{g \cdot a}{\beta \cdot C^2 \cdot \alpha} - \frac{1}{\beta} \right) = 0 \quad (4.61)$$

Bu eşitlik Korteweg-De Vries (1895) eşitliğinin düzgün kararlı formudur. Bu eşitliğin lineerleştirilmiş çözümü,

$$\Pi = \text{Cos } 2\Pi X \quad \text{dir.}$$

Dalga yayılma hızı için,

$$C = \sqrt{\frac{g \cdot d}{1 + 4 \Pi^2 \beta/3}} \approx \sqrt{g \cdot d} \left(1 - \frac{2\Pi^2 \beta}{3} \right) \quad (4.62)$$

bulunur. β parametresi α 'nın tersine dalga yayılma hızını azaltır.

Solitary tipi dalga için; Korteweg eşitliği lineerleştirilmeksizin çözülebilir. Bunun için X'e göre integrasyon yapılır.

$$\frac{1}{3} \frac{d^2 \Pi}{dX^2} + \frac{3\alpha}{2\beta} \Pi^2 + \Pi \left(\frac{g \cdot a}{\beta \cdot C^2 \cdot a} - \frac{1}{\beta} \right) + D = 0 \quad (4.63)$$

ve tüm terimler $d\Pi/dX$ ile çarparız.

$$\frac{1}{6} \left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 + \frac{\alpha}{2\beta} \Pi^3 + \frac{\Pi^2}{2} \left(\frac{g \cdot a}{\beta \cdot C^2 \cdot a} - \frac{1}{\beta} \right) + D \cdot \Pi + E = 0 \quad (4.64)$$

burada D ve E integrasyon sabitleridir. Tek dalga için bu ifadeyi çözersek $X = \infty$ da $\Pi = d\Pi/dX = 0$ dır. O halde D ve E sıfır olur.

$$\left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 = \frac{3\Pi^2}{\beta} \left(1 - \frac{g \cdot a}{C^2 \alpha} \right) \left(1 - \frac{\alpha}{1 - g \cdot a / C^2 \cdot \alpha} \Pi \right) \quad (4.65)$$

4.4. CNOIDAL DALGA TEORİSİ

Bu teorinin geliştirilmesi Solitary dalgaların perturbasyon işleme benzemektedir, buradaki tek farklılık (4.64) eşitliğindeki bilinmeyen sabitlerin sıfır olmamasıdır. Fakat buna rağmen Cnoidal dalga için dalga tepesi olarak tarif edilen $Z = 1$ de $\Pi = 0$ alırsak dalga formunun periyodik olmasından dolayı $d\Pi/dX$ de sıfır olmalıdır. Bu durumda E de sıfır olur ve eşitlik şu hale gelir, (Eş.4.60)

$$\frac{d\Pi}{dX} \left[1 - \frac{C^2 \alpha}{g \cdot a} (1 - 3\alpha\Pi) \right] + \frac{\alpha \beta \cdot C^2}{3 g \cdot a} \frac{d^3 \Pi}{dX^3} = 0$$

$$\left[\frac{\alpha \beta C^2}{3 g \cdot a} \right]^{-1} \text{ ile çarptığımızda}$$

$$\frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{3 g \cdot a}{\alpha \beta \cdot C^2} \frac{d\Pi}{dX} \left[1 - \frac{C^2 \alpha}{g \cdot a} (1 - 3 \alpha \Pi) \right] = 0$$

$$\frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{3 g \cdot a}{\alpha \beta C^2} \frac{d\Pi}{dX} - \frac{3 g \cdot a}{\alpha \beta C^2} \frac{C^2 \alpha}{g \cdot a} (1 - 3 \alpha \Pi) \frac{d\Pi}{dX} = 0$$

$$\frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{3 g \cdot a}{\alpha \beta \cdot C^2} \frac{d\Pi}{dX} - \frac{3}{\beta} (1 - 3 \alpha \Pi) \frac{d\Pi}{dX} = 0$$

$$\frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{3 g \cdot a}{\alpha \beta \cdot C^2} \frac{d\Pi}{dX} - \frac{3}{\beta} \frac{d\Pi}{dX} + \frac{9 \alpha \Pi}{\beta} \frac{d\Pi}{dX} = 0$$

3 ile böldüğümüzde

$$\frac{1}{3} \frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{g \cdot a}{\alpha \beta C^2} \frac{d\Pi}{dX} - \frac{1}{\beta} \frac{d\Pi}{dX} + \frac{3 \alpha \Pi}{\beta} \cdot \frac{d\Pi}{dX} = 0$$

$$\frac{1}{3} \frac{d^3 \Pi}{dX^3} + \frac{d\Pi}{dX} \left(\frac{g \cdot a}{\alpha \beta \cdot C^2} - \frac{1}{\beta} \right) + \frac{3 \alpha \Pi}{\beta} \frac{d\Pi}{dX} = 0$$

denklem (4.61) elde edilir.

(4.61) eşitliği Korleweg-De Vries eşitliği olarak bilinmektedir, bu ifadenin X'e göre integrasyonundan elde edilen (4.63) denklemi

$$\frac{1}{3} \frac{d^2 \Pi}{dX^2} + \Pi \left(\frac{g \cdot a}{\alpha \beta \cdot C^2} - \frac{1}{\beta} \right) + \frac{3}{2} \frac{\alpha}{\beta} \cdot \Pi^2 + D = 0$$

ve $d\Pi/dX$ ile çarpılan (4.64) eşitliği

$$\frac{1}{6} \left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 + \frac{\Pi^2}{2} \left(\frac{g \cdot a}{\alpha \beta C^2} - \frac{1}{\beta} \right) + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta} \Pi^3 + D \Pi + E = 0$$

ifade yeniden düzenlenirse,

$$\frac{1}{6} \left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 - \frac{\Pi^2}{2} \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{g \cdot a}{\alpha C^2} \right) + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta} \cdot \Pi^3 + D \Pi + E = 0$$

burada,

$$F = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{g \cdot a}{\alpha C^2} \right) \quad (4.66)$$

tanımı yapılırsa

$$\frac{1}{6} \left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 + \frac{\alpha}{2\beta} \Pi^3 - F \frac{\Pi^2}{2} + D\Pi = 0 \quad (4.67)$$

Dalga tepesinde $\Pi = 1$ ve $\frac{d\Pi}{dX} = 0$ olur ve böylece D bulunur.

$$D = \frac{1}{2} \left(F - \frac{\alpha}{\beta} \right) \quad (4.68)$$

Eşitlik şu hale gelir,

$$\frac{1}{6} \left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 = - \frac{\alpha}{2\beta} \Pi^3 + F \frac{\Pi^2}{2} - D \cdot \Pi$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 = - \frac{3\alpha}{\beta} \Pi^3 + 3F \cdot \Pi^2 - 6D \Pi$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 = - \frac{3\alpha}{\beta} \cdot \Pi^3 + 3F \cdot \Pi^2 - 6 \Pi \cdot \frac{1}{2} \left(F - \frac{\alpha}{\beta} \right)$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 = - \frac{3\alpha}{\beta} \Pi^3 + 3F \cdot \Pi^2 - 3 \Pi \left(F - \frac{\alpha}{\beta} \right) \quad (4.69)$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX} \right)^2 = - \frac{3\alpha}{\beta} \Pi^3 + 3F \cdot \Pi^2 - 3F \cdot \Pi + \frac{3\alpha}{\beta} \cdot \Pi$$

$$- \frac{3\alpha}{\beta} \cdot \Pi^3 + 3F \Pi^2 - 3F \Pi + \frac{3\alpha}{\beta} \Pi = \Pi \left(- \frac{3\alpha}{\beta} \Pi^2 + 3F \Pi + \frac{3\alpha}{\beta} \right)$$

$$- \frac{3\alpha}{\beta} \cdot \Pi^2 + 3F \Pi - 3F + \frac{3\alpha}{\beta} \quad \text{y1} \quad (-\Pi + 1) \text{'e böldüğümüzde;}$$

$(-\Pi + 1) \left[-\frac{3\alpha}{\beta} \Pi - \left(3F - \frac{3\alpha}{\beta}\right) \right]$ yı elde ederiz, böylece

$$\left(\frac{d\Pi}{dX}\right)^2 = \Pi(1-\Pi) \left[\frac{3\alpha}{\beta} \Pi - 3F + \frac{3\alpha}{\beta} \right]$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX}\right)^2 = \Pi(1-\Pi) \frac{3\alpha}{\beta} \left(\Pi - \frac{\beta}{\alpha} F + 1\right)$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX}\right)^2 = \Pi(1-\Pi) \cdot \frac{3\alpha}{\beta} \left(\Pi + 1 - F \cdot \frac{\beta}{\alpha}\right)$$

$$S = 1 - F \frac{\beta}{\alpha} \quad (4.70)$$

$$\left(\frac{d\Pi}{dX}\right)^2 = \Pi(1-\Pi) \frac{3\alpha}{\beta} (\Pi + S) \quad (4.71)$$

$\Pi = \cos^2 \phi$ değişkeni ϕ içine alacak şekilde eşitliği daha kolay işlenir bir hale dönüştürmek için kullanılacaktır. ϕ üzerindeki dalga tepesi ve çukurundaki durumlara bağlı olarak ϕ değerleri çukur ve ilk tepe için sırayla 0 ve $\Pi/2$ olacaktır. Bu durumda,

$$\frac{d\Pi}{dX} = \sqrt{\frac{3\alpha}{\beta}} \cdot \sqrt{\Pi(1-\Pi)(\Pi+S)}$$

bu form Weierstrass formu olarak bilinmektedir.

$$dX = \frac{\partial \phi}{\sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta}} \cdot \sqrt{1+S-\sin^2 \phi}}$$

$$dX = \frac{\partial \phi}{\sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta} (1+S)} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{1+S} \cdot \sin^2 S}}$$

$$X = \frac{1}{\sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta}(1+S)}} \int_0^{\emptyset} \frac{dS}{\sqrt{1 - \frac{1}{1+S} \sin^2 S}}$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{1+S}} \quad (4.72)$$

$$k^2 = \frac{1}{1+S}$$

$$X = \frac{1}{\sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta}(1+S)}} \cdot F\left(\frac{1}{\sqrt{1+S}}, \emptyset\right)$$

$$X = \frac{1}{\sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta \cdot k^2}}} F(k, \emptyset) \quad (4.73)$$

Burada, \emptyset -genlik, k -modülü ve $F(k, \emptyset)$ birinci tip tam eliptik integrali göstermek üzere notasyonlar kullanılır, \emptyset genliği, eliptik fonksiyonların teorisinden şu şekilde yazılabilir,

$$\emptyset = \cos^{-1} \left[\operatorname{Cn} \left(X \cdot \sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta \cdot k^2}} \right) \right] \quad (4.74)$$

veya

$$\Pi = \operatorname{Cn}^2 \left(X \cdot \sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta k^2}} \right) \operatorname{mod} (k) \quad (4.75)$$

veya boyutsal formda

$$\Pi = \frac{\eta}{a}$$

$$\eta = a \cdot \Pi = a \cdot \text{Cn}^2 \left(X \cdot \sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta k^2}} \right)$$

$$\eta = a \cdot \text{Cn}^2 [F(k, \emptyset)] \quad (4.76)$$

Bu durumda, a parametresi η 'nin tanımlanmasında kullanılmıştır, bu durumda Solitary dalga teorisine göre a dalga yüksekliğidir.

Jacobian eliptik fonksiyonu $\text{cn}u$ birinci periyodu $4k$ ve ikinci periyodu $2k + 2ik'$ olan çift periyotlu bir periyodik fonksiyondur (Şekil 4.3), burada K birinci tip tam eliptik integraldir ($K = F(k, \Pi/2)$)

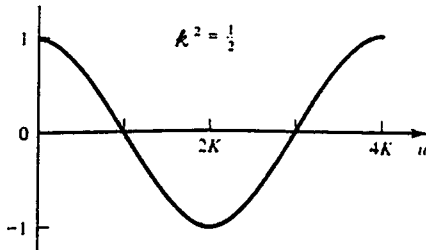
Cnoidal dalgada dalga uzunluğu, (4.73) denklemindeki X eşitliği yerine konarak bulunabilir. Böylece,

$$\sqrt{\frac{3\alpha}{4\beta k^2}} \cdot \lambda = 2K(k) \quad (4.77)$$

veya

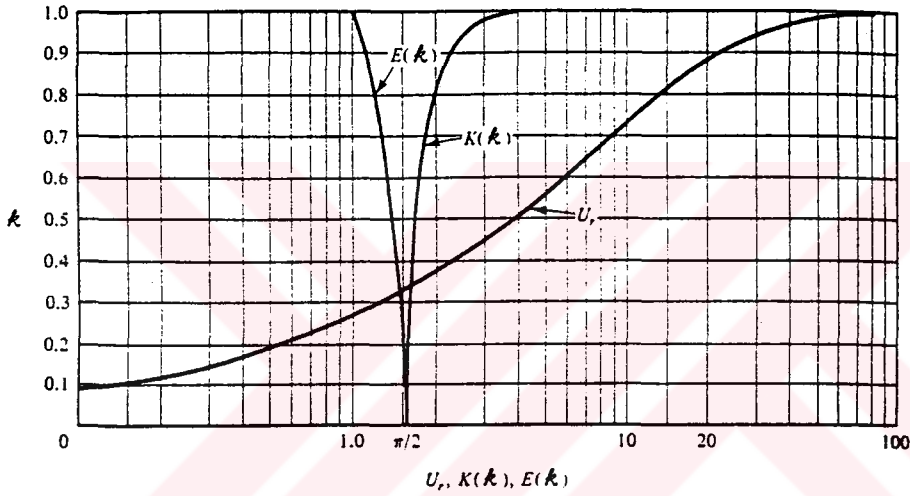
$$\frac{a \cdot L^2}{d^3} = U_r = \frac{16}{3} K^2(k) \cdot k^2 \quad (4.78)$$

$$L = \sqrt{\frac{16}{3} \frac{k^2 K^2(k) \cdot d^3}{a}} \quad (4.79)$$

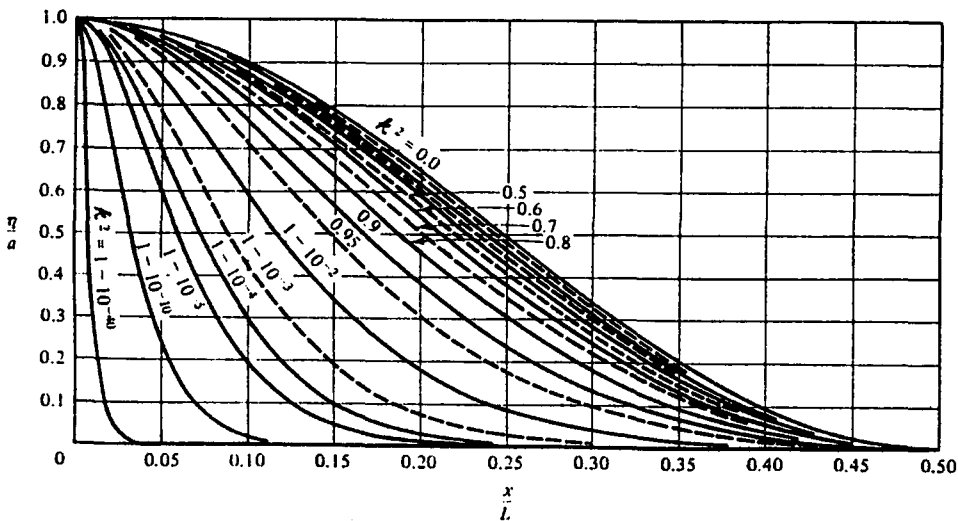


Şekil 4.3. Jacobian Eliptik Fonksiyonu, $\text{cn}u$

k parametresi dalga genliğine (a), uzunluğa (L) ve su derinliğine (d) bağlıdır. k nın Ursell parametresi (U_r), $K(k)$ ve $E(k)$ ya bağlı olarak değişimi Şekil 4.4'de verilmiştir. Burada, $E(k)$ ikinci tip tam eliptik integrali göstermektedir. Sığ su için $d/L < 1/20$ ve Ursell parametresi $U_r = 400$ (a/d) minimum değerine eşittir. Hemen hemen kırılan dalga için a yaklaşık olarak $0,8 d$ 'dir. Bu Ursell parametresini 320 olarak verir ve sığ su için k 'nın değeri $0,99999$ veya daha büyük olur. Şekil 4.5'de k 'nın değişik değerleri için su yüzü profilleri görülmektedir.



Şekil 4.4. k parametresinin U_r , $K(k)$ ve $E(k)$ ya bağlı olarak değişimi.



Şekil 4.5. Cnoidal dalga su yüzü profilleri (Wiegel, 1960).

k parametresi dalga çukuru dikkate alınmak suretiyle su derinliğini ifade etmektedir. Ortalama su derinliğini hesaplamak için, dalga profilinin ($\bar{\eta}$) ortalaması bulunur.

$$\bar{\eta} = \int_0^1 Cn^2 (2K(k) X) dX \quad (4.80)$$

$$\bar{\eta} = \int_0^1 (1 - Sn^2 (2K(k) X)) dX$$

$$\bar{\eta} = U \Big|_0^1 - \int_0^1 Sn^2 (2K(k) X) dx$$

$$= 1 - \frac{1}{k^2} \int_0^1 k^2 Sn^2 (2K(k) X) dX$$

$$= 1 + \frac{1}{k^2} \int_0^1 (1 - k^2 Sn^2 (2K(k) X) - 1) dX$$

$$= 1 - \frac{1}{k^2} U \Big|_0^1 + \frac{1}{k^2} \int_0^1 (1 - k^2 Sn^2 (2K(k) X)) dX$$

$dn^2 u = 1 - k^2 Sn^2 (2K(k) U)$ olduğundan,

$$\bar{\eta} = 1 - \frac{1}{k^2} + \frac{1}{k^2} \int_0^1 dn^2 (2K(k) X) dX$$

$$2X K(k) = U \quad \text{sınırlar}$$

$$dX = \frac{du}{2K(k)} \quad 2K(k) X = U$$

$$2K(k) 1 = U$$

$$U = 2K(k)$$

$$\bar{\Pi} = 1 - \frac{1}{k^2} + \frac{1}{k^2} \int_0^{2K(k)} \frac{1}{2K(k)} dn^2 u \cdot du$$

$$u \int dn^2 u \cdot du = E(u) \text{ olduğundan,}$$

$$\bar{\Pi} = 1 - \frac{1}{k^2} + \frac{1}{k^2} \frac{1}{2K(k)} E(2K(k))$$

$$E(\psi + 2nk) = E(\psi) + 2nE(k) \text{ olduğundan,}$$

$$\bar{\Pi} = 1 - \frac{1}{k^2} + \frac{1}{k^2} \frac{E(2K(k))}{2K(k)}$$

$$\bar{\Pi} = 1 - \frac{1}{k^2} + \frac{1}{k^2} \left(\frac{2E(k)}{2K(k)} \right)$$

$$\bar{\Pi} = 1 + \frac{1}{k^2} \left(\frac{E(k)}{K(k)} - 1 \right)$$

$$\bar{\Pi} = \left[1 + \frac{1}{k^2} \left(\frac{E(k)}{K(k)} - 1 \right) \right] \cdot a \quad (4.81)$$

Burada, $E(k)$ ikinci tip tam eliptik integraldir. Toplam derinlikte $(d + \bar{\eta})$ dır.

F, S ve k için verilen 4.66, 4.70, 4.72 eşitliklerini kullanarak Cnoidal dalga yayılma hızını bulabiliriz.

$$F = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{g \cdot a}{\alpha C^2} \right)$$

$$S = 1 - F \cdot \frac{\beta}{\alpha}$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{1+S}}$$

$$\beta \cdot F = 1 - \frac{g \cdot a}{\alpha C^2}$$

$$1 - \beta \cdot F = \frac{g \cdot a}{\alpha C^2}$$

$$\alpha C^2 = \frac{g \cdot a}{1 - \beta \cdot F}$$

$$C^2 = \frac{g \cdot a}{\alpha (1 - \beta \cdot F)}$$

$$F \cdot \frac{\beta}{\alpha} = 1 - S$$

$$F = \frac{\alpha}{\beta} (1 - S)$$

$$C^2 = \frac{g \cdot a}{\alpha \left[1 - \beta \cdot \frac{\alpha}{\beta} (1 - S) \right]}$$

$$C^2 = \frac{g \cdot a}{\alpha \left[1 - \alpha (1 - S) \right]}$$

$$1 + S = \frac{1}{k^2}$$

$$S = \frac{1}{k^2} - 1$$

$$C^2 = \frac{g \cdot a}{\alpha \left[1 - \alpha \left(1 - \frac{1}{k^2} + 1 \right) \right]}$$

$$C^2 = \frac{g \cdot a}{\alpha - \alpha^2 \left(2 - \frac{1}{k^2} \right)} \quad \alpha = \frac{a}{d}$$

$$C^2 = \frac{g \cdot a}{\frac{a}{d} - \frac{a^2}{d^2} \left(2 - \frac{1}{k^2}\right)}$$

$$C^2 = \frac{g}{\frac{1}{d} \left[1 - \frac{a}{d} \left(2 - \frac{1}{k^2}\right)\right]}$$

$$C^2 = \frac{g \cdot d}{1 - \frac{a}{d} \left(2 - \frac{1}{k^2}\right)}$$

$$C^2 = \frac{g \cdot d}{1 + \frac{a}{d} \left(\frac{1}{k^2} - 2\right)}$$

$$C = \sqrt{\frac{g \cdot d}{1 + \frac{a}{d} \left(\frac{1}{k^2} - 2\right)}} \quad (4.82)$$

$C = L/T$ tanımını kullanarak dalga periyodunu bulabiliriz.

$$C = \sqrt{\frac{g \cdot d}{1 + \frac{a}{d} \left(\frac{1}{k^2} - 2\right)}}$$

$$L = \sqrt{\frac{16}{3} \cdot \frac{k^2 K(k)^2 d^3}{a}}$$

$$T^2 = \frac{16}{3} \frac{k^2 K^2(k) d^3}{a} \left[1 + \frac{a}{d} \left(\frac{1}{k^2} - 2 \right) \right]$$

$$T = \sqrt{\frac{16}{3} \frac{k^2 K^2(k) d^2}{g \cdot a} \left[1 + \frac{a}{d} \left(\frac{1}{k^2} - 2 \right) \right]} \quad (4.83)$$

Cnoidal dalganın birçok ilginç asimptotik karakterine dikkat edilmelidir. $k \rightarrow 1$ olduğunda dalga uzunluğu sonsuza gider, böylece $K(1) \rightarrow \infty$ ve $\text{cn}^2(\emptyset) \rightarrow \text{sech}^2(\emptyset)$ solitary dalga söz konusu olur. Diğer yandan $k \rightarrow 0$, $\text{cn}(\emptyset) \rightarrow \text{Cos}(\emptyset)$ ve $K \rightarrow \Pi/2$ olduğunda dalga formu değişir;

$$\eta = a \cdot \text{cn}^2(2K(k)X) \rightarrow a \cos^2\left(x \sqrt{\frac{3}{4} \frac{a}{d^3} \cdot \frac{l}{k^2}}\right) = a \cos^2\left(\frac{\Pi x}{L}\right) \quad (4.84)$$

burada yükseklik tabandan itibaren dikkate alınırsa,

$$Z = d + \frac{a}{2} + \frac{a}{2} \cos\left(2\Pi \frac{x}{L}\right) \quad (4.85)$$

olur, $d + a/2$ tabandan itibaren ortalama dalga yüksekliğinin değerini gösterir. $E(k)/K(k)$ oranı $K \rightarrow 0$ değeri için $(1-k^2/2)$ olur. Bu durumda cnoidal dalga teorisi derin sudaki snüzoidal teoriden sığ sudaki solitary dalga teorisine kadar değişir.

BÖLÜM 5

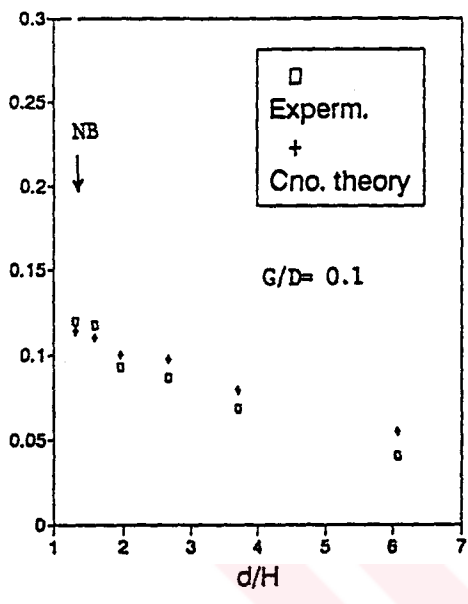
SİĞ SU ŞARTLARINDA DENİZ TABANINA YERLESTİRİLEN SİLİNDİRİK
YAPILARA TESİR EDEN DALGA-AKINTI KUVVETLERİN HESABI İÇİN
SAYISAL MODEL VE TARTIŞMA

5.1. GİRİŞ

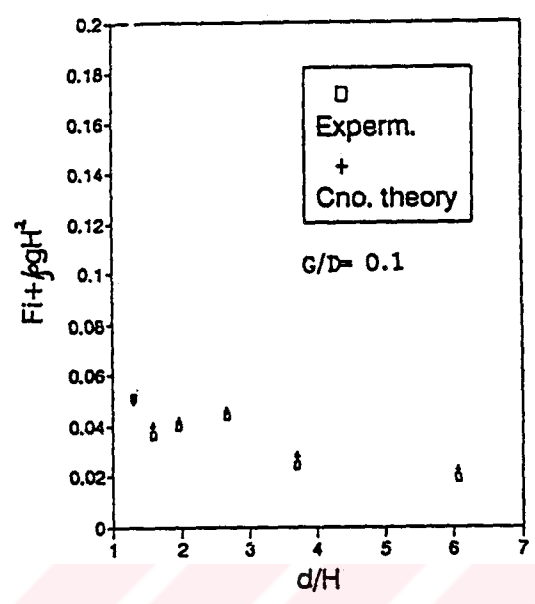
Yüksel ve Narayanan (1994) 1/10 eğimli rijit tabandan küçük açıklıkla ($G/D = 0.1$) yerleştirdikleri iki farklı çapa sahip silindire tesir eden dalga kuvvetlerini deneysel ve teorik olarak belirlemeye çalıştılar. Bunun için yük silindirlerini, eğimli tabanın başladığı noktadan kırılma noktasına kadar olan sığlaşma bölgesine çeşitli aralıklarla yerleştirdiler ve yerel dalga karakteristikleri ile dalga kuvvetlerini ölçtüler. Elde ettikleri boyutsuz kuvvetleri, Cnoidal dalga teorisini kullanarak belirledikleri dalga kinematikleri yardımıyla Morison denklemini kullanarak geliştirdikleri modelden elde ettikleri boyutsuz dalga kuvvetleri ile karşılaştırdılar. Sonuçlardan da görüldüğü gibi, sığlaşma bölgesini oldukça iyi karakterize eden Cnoidal dalga'nın vermiş olduğu değerlerin deneysel verilerle çok iyi bir uyum sağladığı görülmektedir (Şekil 5.1, Şekil 5.2).

Burada esas alınan Yüksel ve Narayanan (1994)'ın çalışmasında sırf dalga tesirine ilave olarak akıntı etkisi de dikkate alınarak, çeşitli akıntı hızlarında dalga ve akıntının aynı doğrultuda ve dalga ortogonalinin boru hattıyla 90° açı yapan en gayri müsait halinde, dalga-akıntı kuvvetleri teorik olarak belirlenmeye çalışılmıştır. Dalga kinematiklerinin hesaplanması için 4.bölümde esasları verilen Cnoidal dalga teorisi kullanılmıştır ve yine Yüksel-Narayanan modelinde olduğu gibi dalga-akıntı kuvvetlerinin bulunmasında Morison denkleminde yararlanılmıştır.

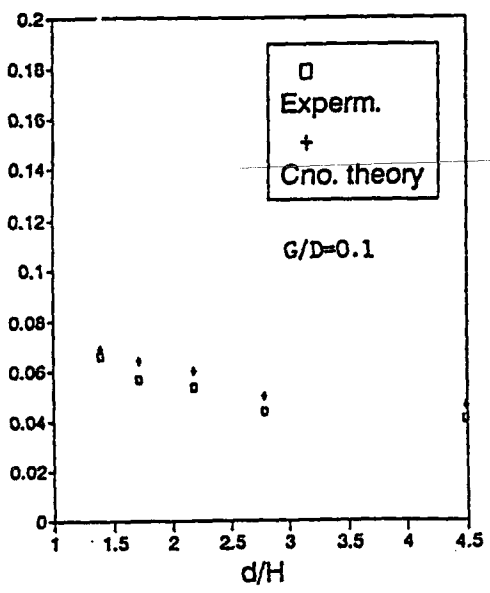
Bu çalışmada, geliştirilen Yüksel-Narayanan modelinde dalga akıntı hızları dalga yörüngesel hızlarına vektöryel olarak eklenmiştir.



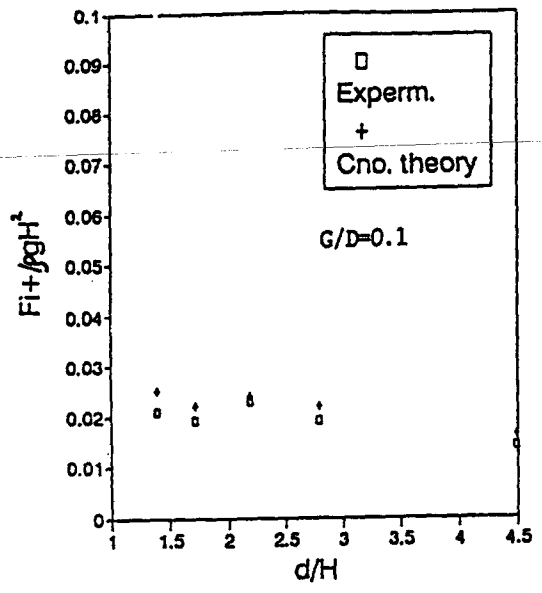
a- $H_0/L_0 = 0.02$, $D/H_0 = 0.720$



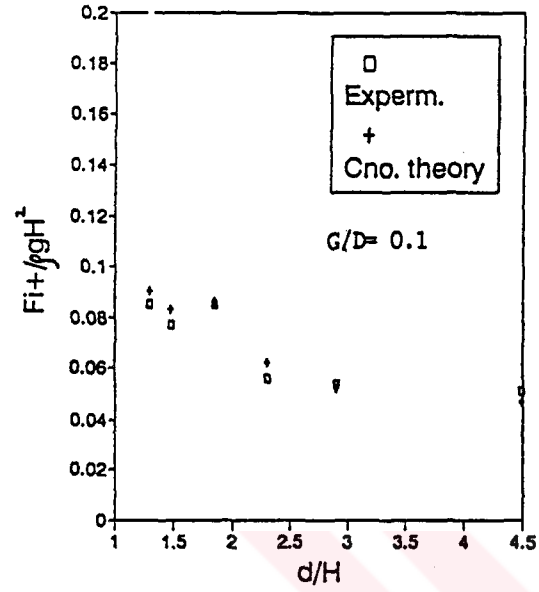
b- $H_0/L_0 = 0.02$, $D/H_0 = 0.515$



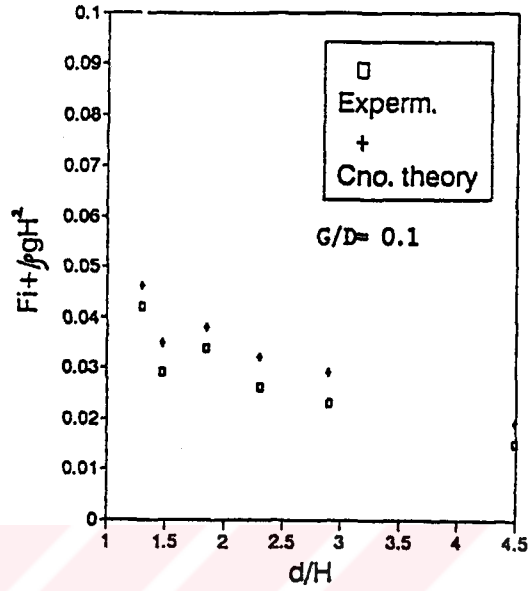
c- $H_0/L_0 = 0.035$, $D/H_0 = 0.510$



d- $H_0/L_0 = 0.035$, $D/H_0 = 0.365$

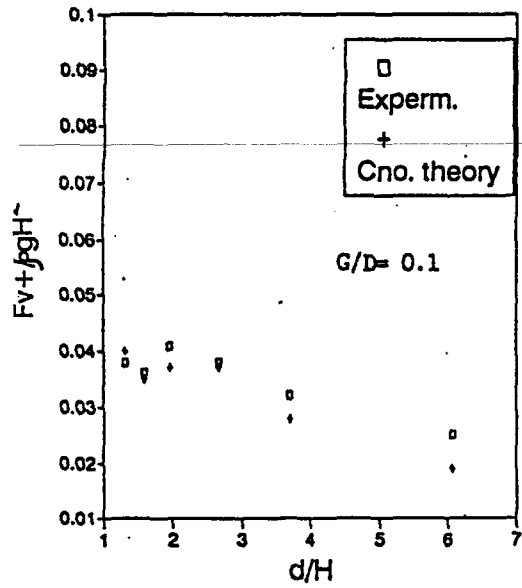


$$e-H_o/L_o = 0.043, \quad D/H_o = 0.510$$

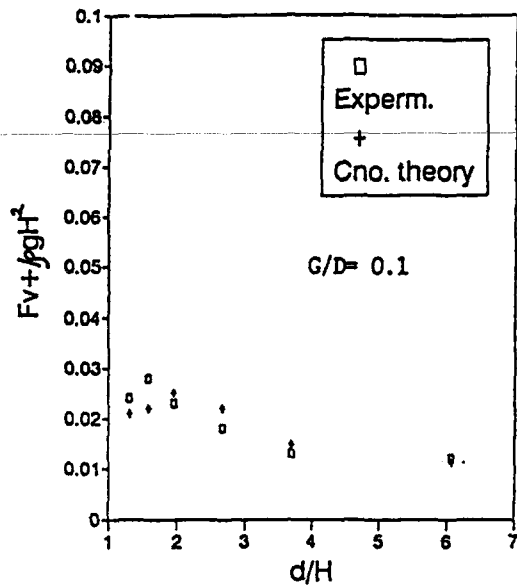


$$f-H_o/L_o = 0.043, \quad D/H_o = 0.365$$

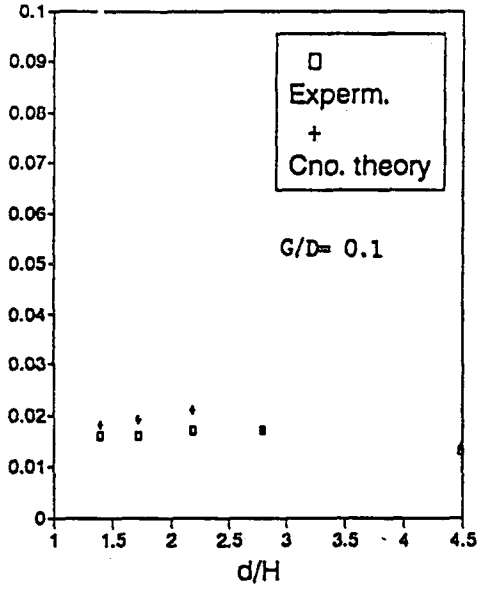
Şekil 5.1. Boyutsuz yatay dalga kuvvetleri (Yüksel ve Narayanan, 1994)



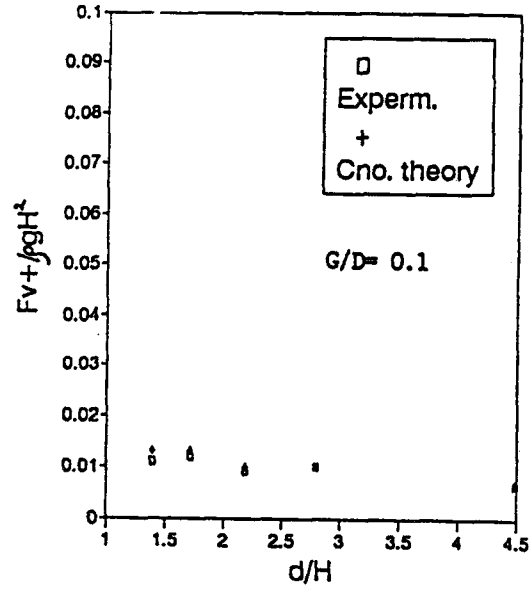
$$a-H_o/L_o = 0.02, \quad D/H_o = 0.720$$



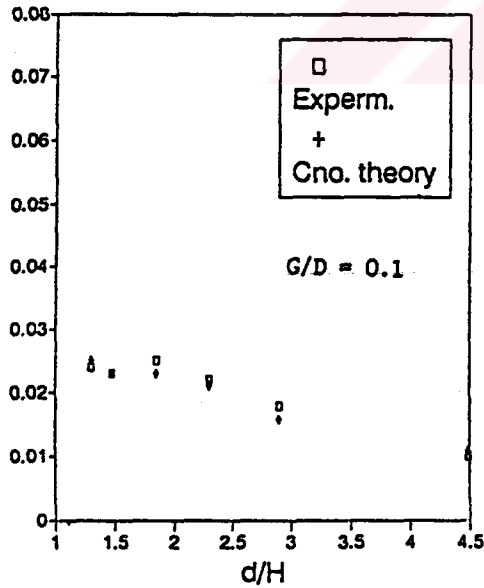
$$b-H_o/L_o = 0.02, \quad D/H_o = 0.510$$



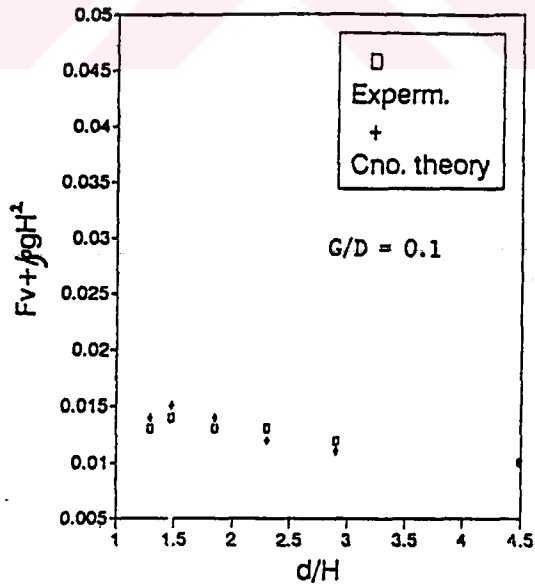
$c-H_0/L_0 = 0.035, D/H_0 = 0.510$



$d-H_0/L_0 = 0.035, D/H_0 = 0.365$



$e-H_0/L_0 = 0.043, D/H_0 = 0.510$



$f-H_0/L_0 = 0.043, D/H_0 = 0.365$

Şekil 5.2. Boyutsuz düşey dalga kuvvetleri (Yüksel ve Narayanan, 1994)

5.2. DALGA-AKINTI HİDRODİNAMİK KUVVETLERİNİN MODELLENMESİ

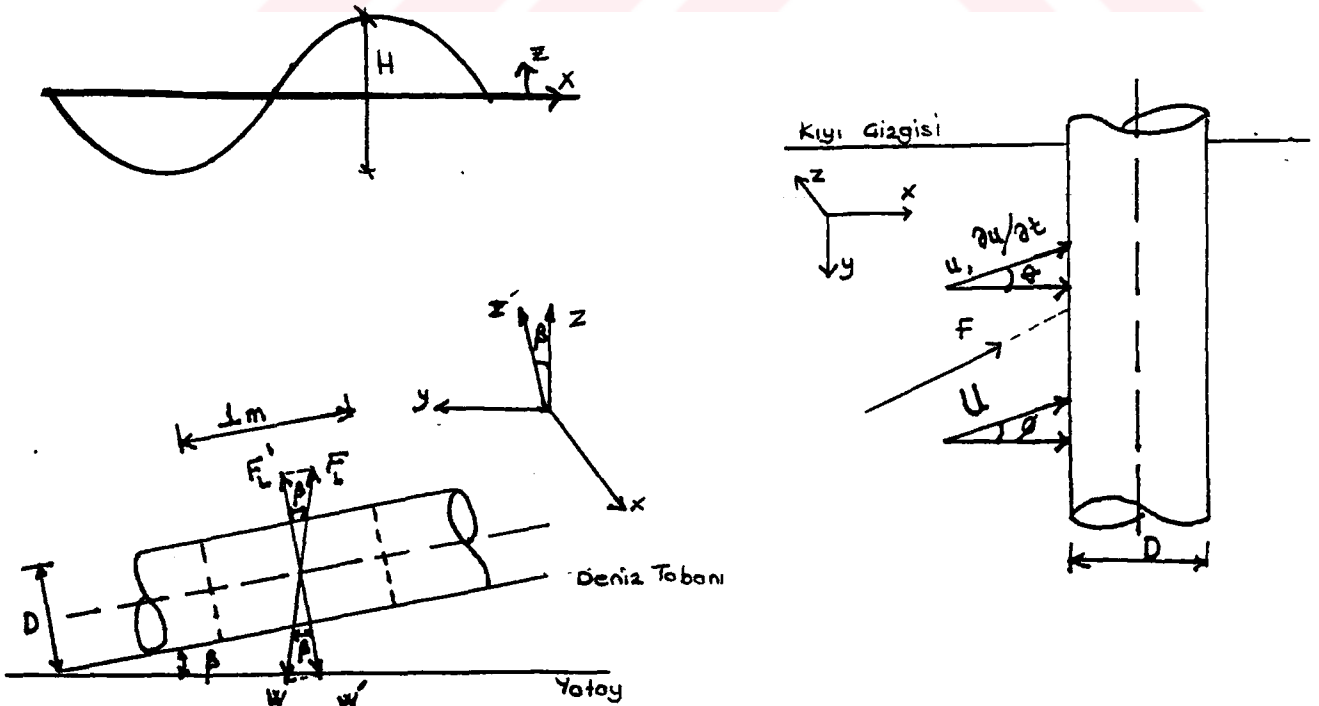
Boru hatları genellikle deniz tabanına oturmuş veya tabandan belli bir açıklıkta yerleştirilmiş olabilirler. Pratikte boruların çapları 3 m'ye kadar çıkabilmektedir. Bir boru hattının eksenine normal hidro-dinamik dalga kuvveti Morison denkleminden;

$$F_h = F_D + F_I = \frac{1}{2} C_D \cdot \rho \cdot D \cdot |u| \cdot U + C_m \rho \frac{\pi D^2}{4} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} \quad (5.1)$$

ve hidrodinamik kaldırma kuvveti;

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \cdot \rho \cdot D^2 \cdot U \cdot |u| \quad (5.2)$$

ile ifade edilmektedir. Şekil 5.3'den görüldüğü gibi deniz tabanına yerleştirilmiş bir boru hattı dikkate alalım, burada deniz tabanının eğimi; β , boru eksenine ile akıntı istikametinin yapmış olduğu açı; θ ve yine dalga ortogonalının boru eksenine ile yaptığı açı; θ ile gösterilmiştir. Bu çalışmada amaçlanan uniform U hızına sahip bir akıntının mevcut olması ile birlikte yörüngesel hızı U , ivmesi $\partial u / \partial t$ olan dal-gadan dolayı meydana gelecek hidrodinamik kuvvetin hesaplanmasıdır.



Şekil 5.3. Boru hattına tesir eden kuvvet ve kinematiklerin şematik gösterilişi.

Morison denkleminde vektörel olarak toplanmış kinematik karakteristiklerin boru hattına normal olan bileşenleri kullanılacaktır, buna göre hız ve ivme terimleri

$$u_n = u \cdot \cos \theta \quad (5.3)$$

$$U_n = U \cdot \cos \emptyset \quad (5.4)$$

ve

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} \cos \theta \quad (5.5)$$

şeklinde yazılabilir. Akıntı ve yörüngesel hızların vektörel toplamı

$$\vec{u}_F = \vec{u} \cos \theta + \vec{U} \cos \emptyset \quad (5.6)$$

ile verilebilir. O halde boru hattına tesir eden toplam hidrodinamik yatay kuvvet

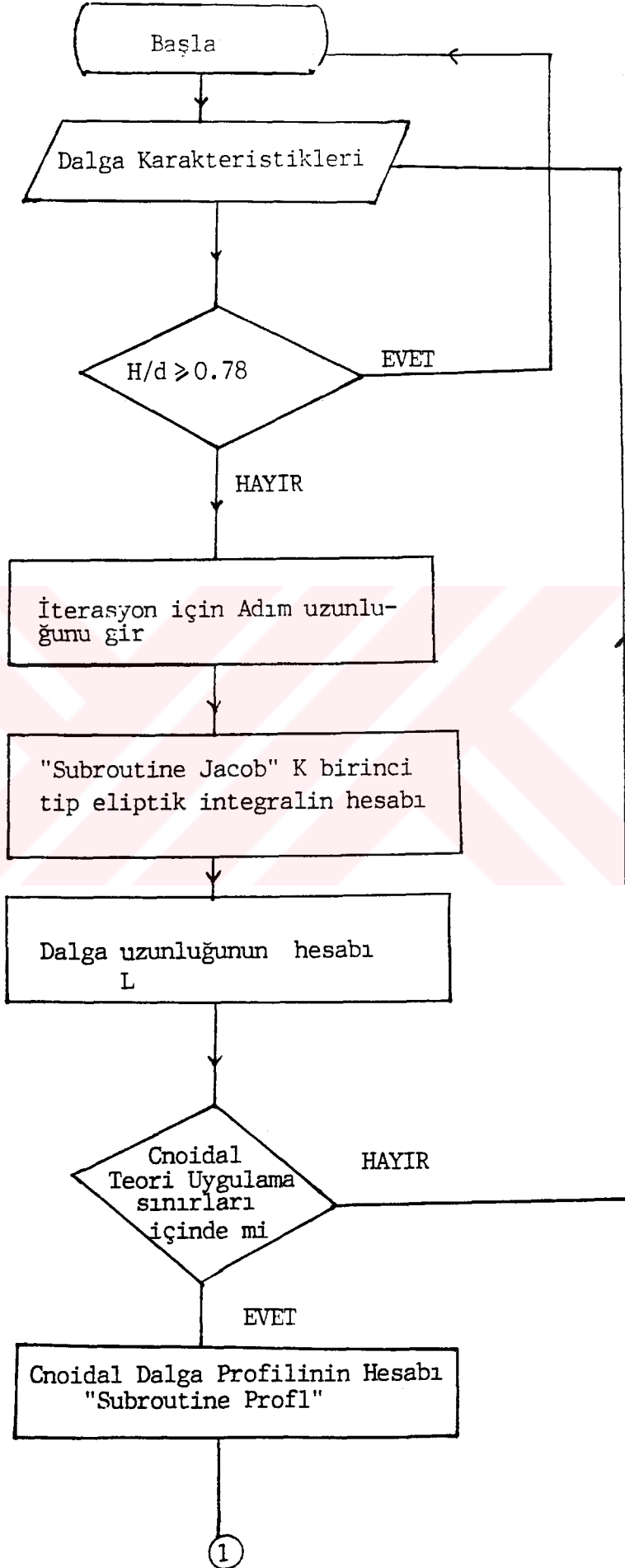
$$F_h = \frac{1}{2} C_D \cdot D \cdot |u_f| u_f + C_m \cdot \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial U_m}{\partial t} \quad (5.7)$$

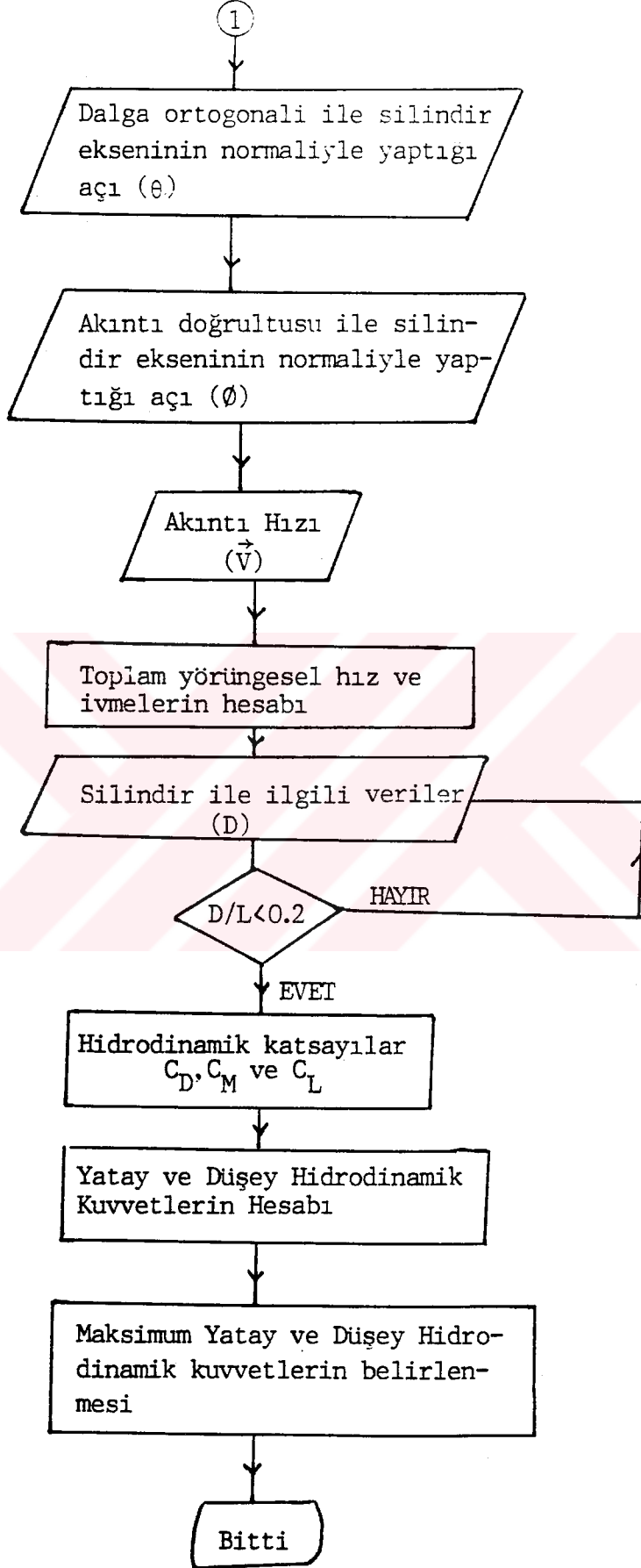
ve toplam hidrodinamik kaldırma kuvveti ise

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \cdot \rho D^2 U_m^2 \quad (5.8)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Bu kuvvetlerin hesaplanması amacıyla Fortran 77 dilinde Şekil 5.4 de akış diyagramı verilen bir program geliştirilmiştir. Bu programda öncelikle maksimum hız belirlenmekte bu hıza karşılık KC, Re, β parametreleri hesaplanmakta ve bu boyutsuzlar yardımıyla C_D , C_M , C_L hidrodinamik katsayılar belirlenmekte, daha sonra bu katsayılar yardımıyla hidrodinamik kuvvetler modifiye edilmiş Morison denklemi yardımıyla belirlenmektedir.





Şekil 5.4. Akış Diyagramı.

Şekil 5.3'den de görüldüğü gibi x-z düzlemi içindeki F_L hidro-dinamik kaldırma kuvveti x-z' düzlemindeki eğimli deniz tabanında boru hattına tesir eden normal bileşeni

$$F'_L = F_L \cdot \cos \beta \quad (5.9)$$

ile verilebilmektedir.

Yüksel ve Narayanan (1994) kullandığı aynı şartlarda dalga-akıntı ortamında hidrodinamik kuvvetlerin araştırması yapılmış ve bu araştırmacıların sırf dalga için elde ettikleri neticelerle mukayesesinin yapılması amaçlanmıştır.

Dikkate alınan dalga-akıntı şartları Tablo 5.1'de özetlenmiştir.

| Durum | H_o (cm) | L_o (m) | T (s) | U (m/s) | D (mm) | |
|-------|---------------|--------------|----------|------------|-----------|----|
| 1 | 13.71 | 3.20 | 1.66 | 0.1 | 50 | 70 |
| | | | | 0.3 | | |
| | | | | 0.7 | | |
| 2 | 13.71 | 3.98 | 1.92 | 0.1 | 50 | 70 |
| | | | | 0.3 | | |
| | | | | 0.7 | | |
| 3 | 9.71 | 5.00 | 2.32 | 0.1 | 50 | 70 |
| | | | | 0.3 | | |
| | | | | 0.7 | | |

Tablo 5.1. Derin su dalga karakteristikleri ve akıntı hızları.

Cnoidal dalga teorisi yardımıyla belirlenen taban yakınındaki yö-rüngesel hızlar ile akıntı hızların vektöryel toplamları herbir dalga peryodu için değişimleri belirlenmiş, böylece maksimum hız bileşeni için C_D , C_m ve C_L değerleri Ali-Narayanan (1986) çalışmasından fayda-lanılarak bulunmuştur. Bu değerler topluca Ek 1'de verilmiştir. Bu ça-lışmada $Re \approx 15000-100000$, $KC \approx 8-70$, $\beta \approx 1000-3000$ arasında değişmek-tedir.

Geliştirilen bilgisayar programı yardımıyla tipik bir cnoidal dalga profili Şekil 5.5'de verilmiştir, şekilden görüldüğü gibi simetrik olmayan bu dalga profili literatürde tariflenen cnoidal dalga profili ile tam bir uyum içindedir.

Belirlenen hidrodinamik katsayılar yardımıyla geliştirilen nümerik model kullanılarak üç farklı akıntı hızı için yeniden hidrodinamik kuvvetler hesaplanmıştır. Hesaplanan hidrodinamik kuvvetler

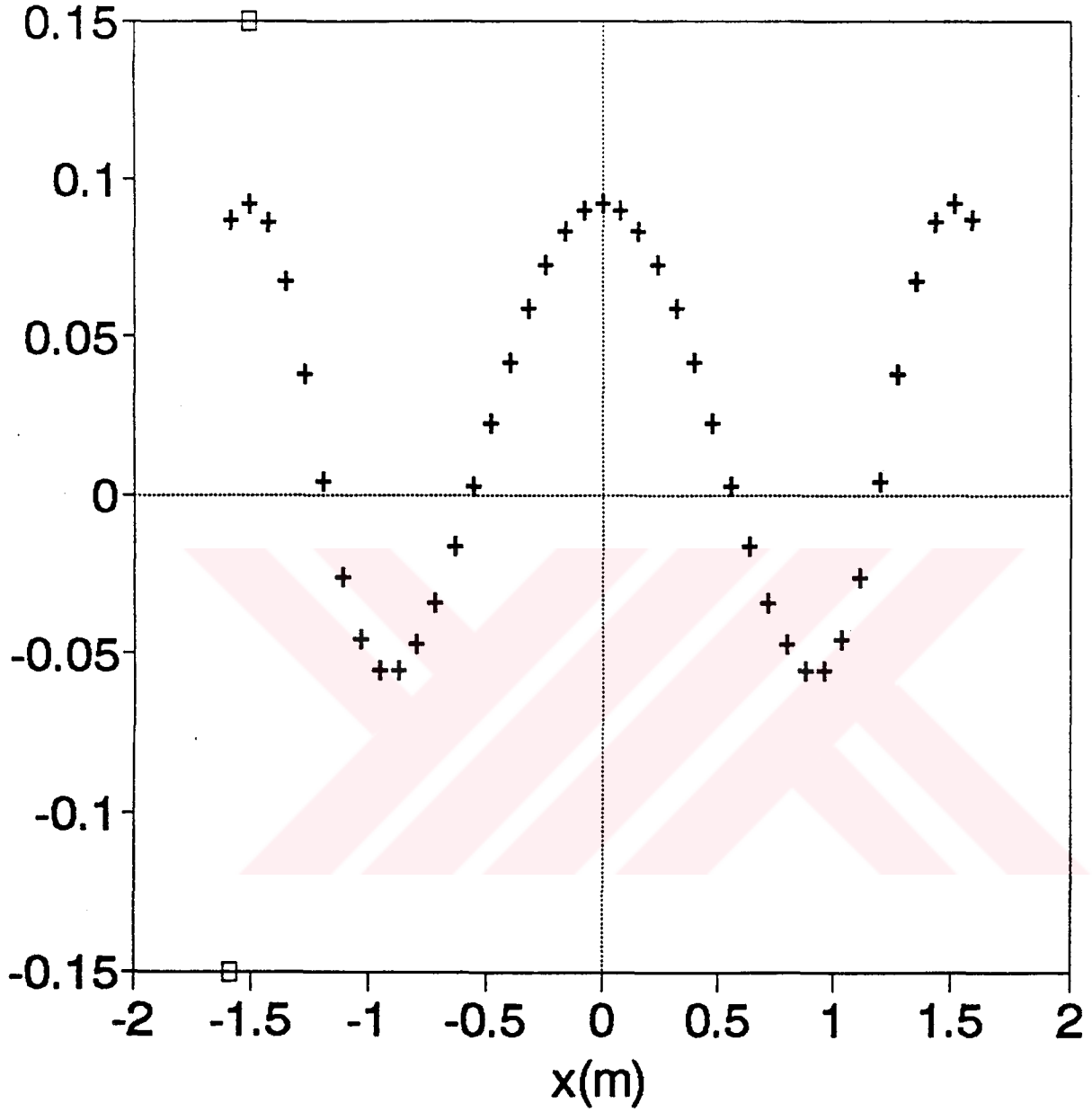
$$\frac{F}{\rho g \cdot H^2} = f_1 \left(\frac{d}{H}, \frac{D}{H}, \frac{H}{L}, s \right)$$

boyutsuz dalga kuvvetine dönüştürülmüştür, bu boyutsuz kuvvet d/H rölatif derinliğin, D/H rölatif silindir çapının, H/L dalga dikliğinin ve s deniz taban eğiminin bir fonksiyonudur. Sırasıyla H ve L yerel dalga yüksekliğini ve uzunluğunu göstermektedir. Bu araştırmada dikkate alınan derin su dalga dikliği (H_0/L_0) 0.020-0.035-0.043 dir, rölatif silindir çapı (D/H_0) ise 0.365-0.720 değerleri arasında değişmektedir ve deniz taban eğimi $s = 0.1$ olarak alınmıştır.

Hesaplanan hidrodinamik dalga kuvvetleri Ek 2'de topluca verilmiştir. Bulunan boyutsuz dalga kuvvetlerinin rölatif derinlikle (d/H) değişimi Şekil 5.6 ve 5.7'de gösterilmiştir.

Sırasıyla Şekil 5.6 ve 5.7 yatay ve düşey boyutsuz hidrodinamik kuvvetlerin değişimini vermektedir. Şekiller sırf dalga hali için Yüksel ve Narayanan (1994)'nın vermiş olduğu değerler ile birlikte çizilerek akıntının bu kuvvetler üzerindeki etkisi belirlenmeye çalışılmıştır.

Şekil 5.6'dan görüldüğü gibi yatay hidrodinamik kuvvetler akıntı hızının artmasıyla sırf dalga durumuna göre belirgin olarak daha büyük çıkmaktadır, ancak zayıf akıntı ($u_{01} = 0,1$ m/s) olduğunda akıntının etkisi çok fazla etkin değildir. Ancak sonuçlar incelendiğinde sırf dalga durumunda d/H azaldıkça hidrodinamik kuvvetlerin artmasına rağmen dalga-akıntı durumunda özellikle $d/H < 4$ den itibaren hidrodinamik kuvvetlerde azalma meyili gözlenmiştir, bu azalma kırılma noktasına

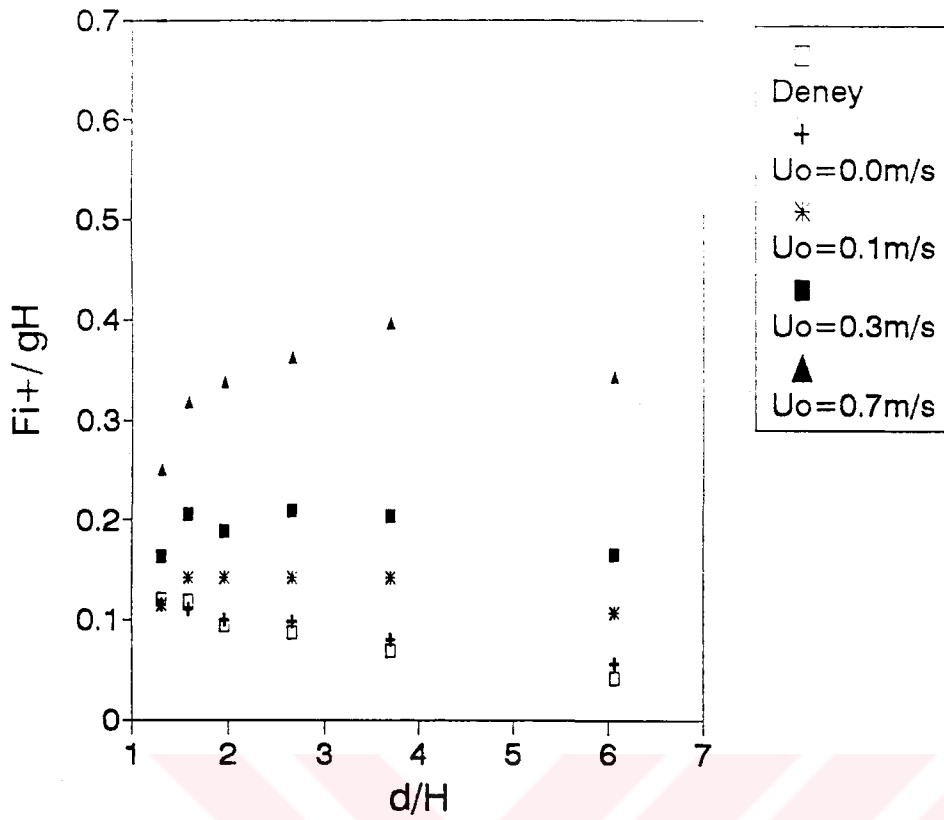


Şekil 5.5. Cnoidal Dalga Profili.

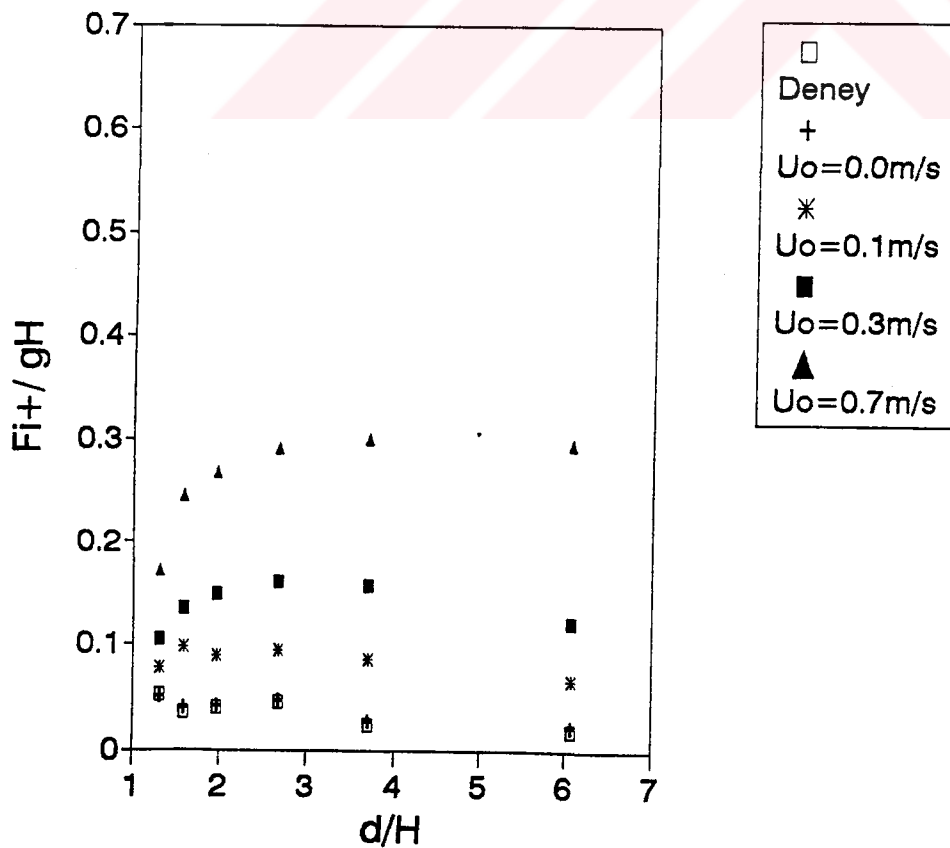
yaklaştışa daha belirgin olmaktadır. Bunun nedeni Van Rijn (1989)'nin da belirttiği gibi akıntının dalga yayılma istikametinde olması durumunda taban yakınındaki yatay yörünge hızlarının da azalmasından kaynaklanmaktadır. Yine aynı araştırmacı büyük dalga yüksekliklerinde bu azalmanın daha fazla olduğunu belirtmiştir, dolayısıyla kırılma noktasına yaklaştışa dalga yüksekliği belirgin olarak artması ve dikleşmesi bu bölgede kuvvetlerin daha fazla bir azalma eğilimine neden olmasını açıklamaktır.

şekil 5.7'de incelendiğinde düşey hidrodinamik kuvvetlerin akıntının da ortamda bulunması durumunda kuvvetlerde belirgin bir artış mevcuttur, bu da küçük açıklıkla tabana ($G/D = 0.1$) yerleştirilen silindirik yapılar için doğal bir neticedir, ancak yine şekilden görüldüğü gibi zayıf akıntı durumunda ($U_{01} = 0,1$ m/s) bu etki çok belirgin olmamaktadır.

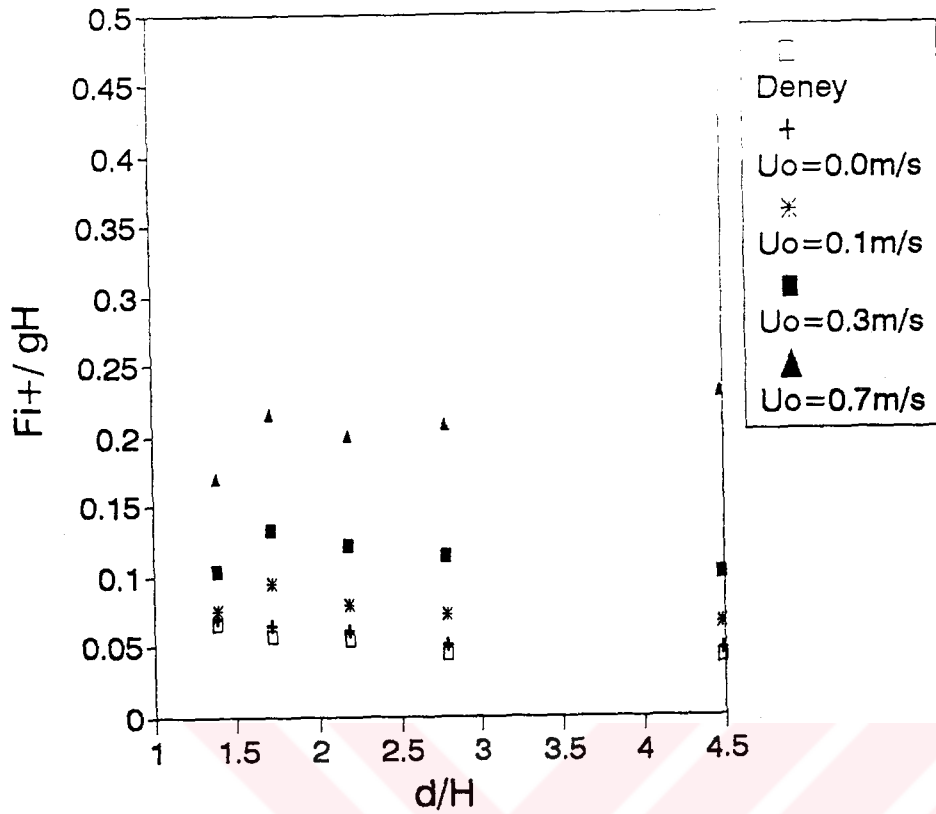
Elde edilen neticelerden kurulan modelin teori ve literatürde belirtilen gözlemlerle oldukça iyi bir uyum gösterdiği anlaşılmaktadır.



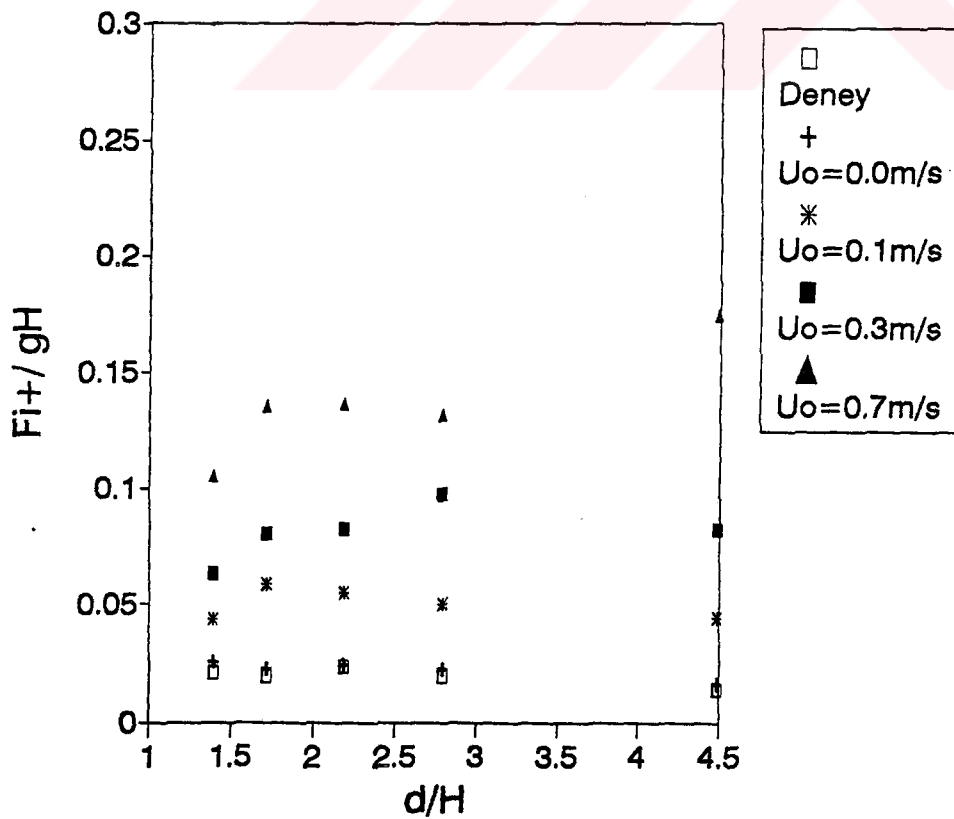
a- $H_0/L_0 = 0.02$, $D/H_0 = 0.720$



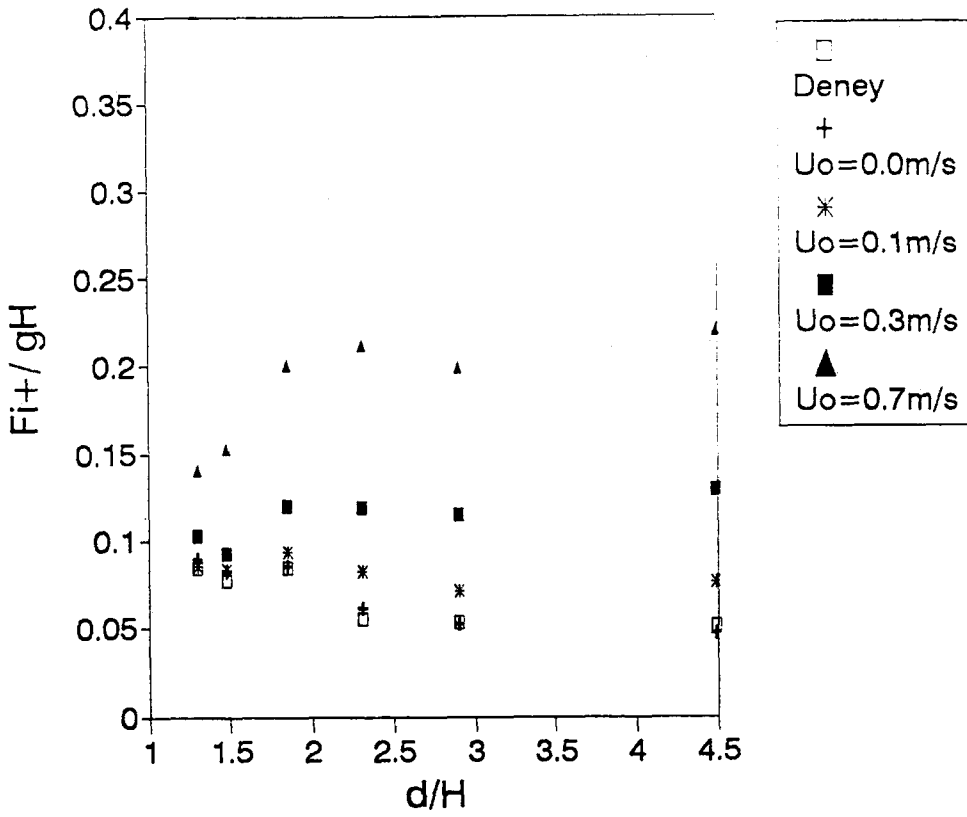
b- $H_0/L_0 = 0.02$, $D/H_0 = 0.515$



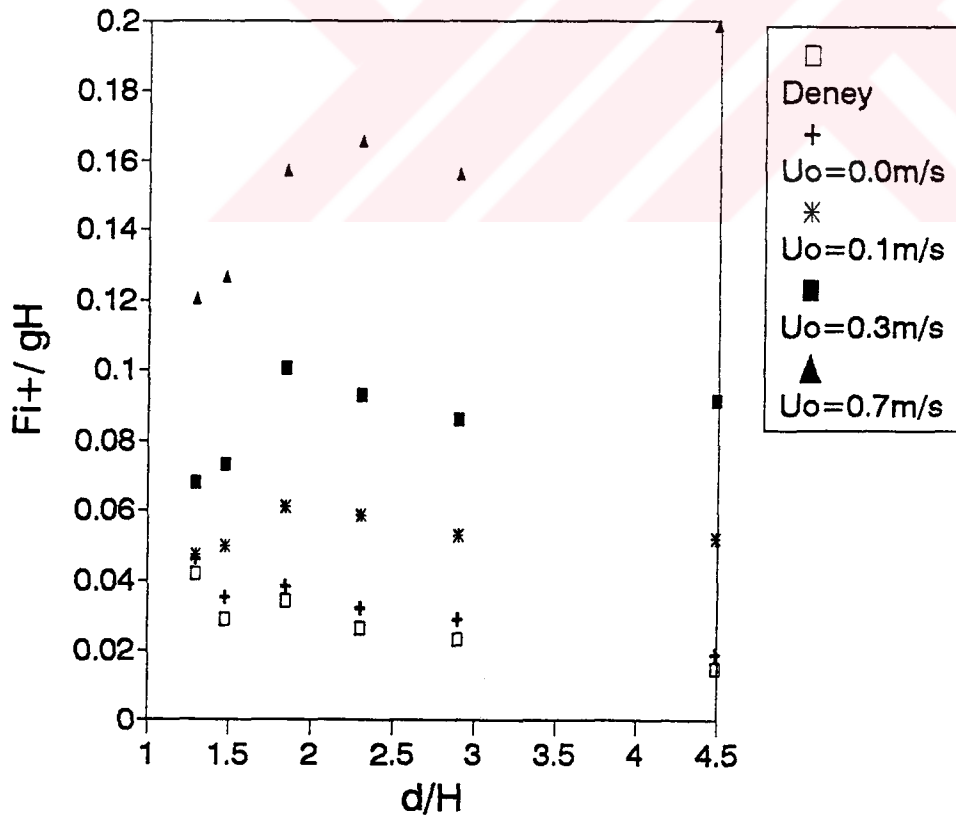
c- $H_0/L_0 = 0.035$ $D/H_0 = 0.510$



d- $H_0/L_0 = 0.035$ $D/H_0 = 0.365$

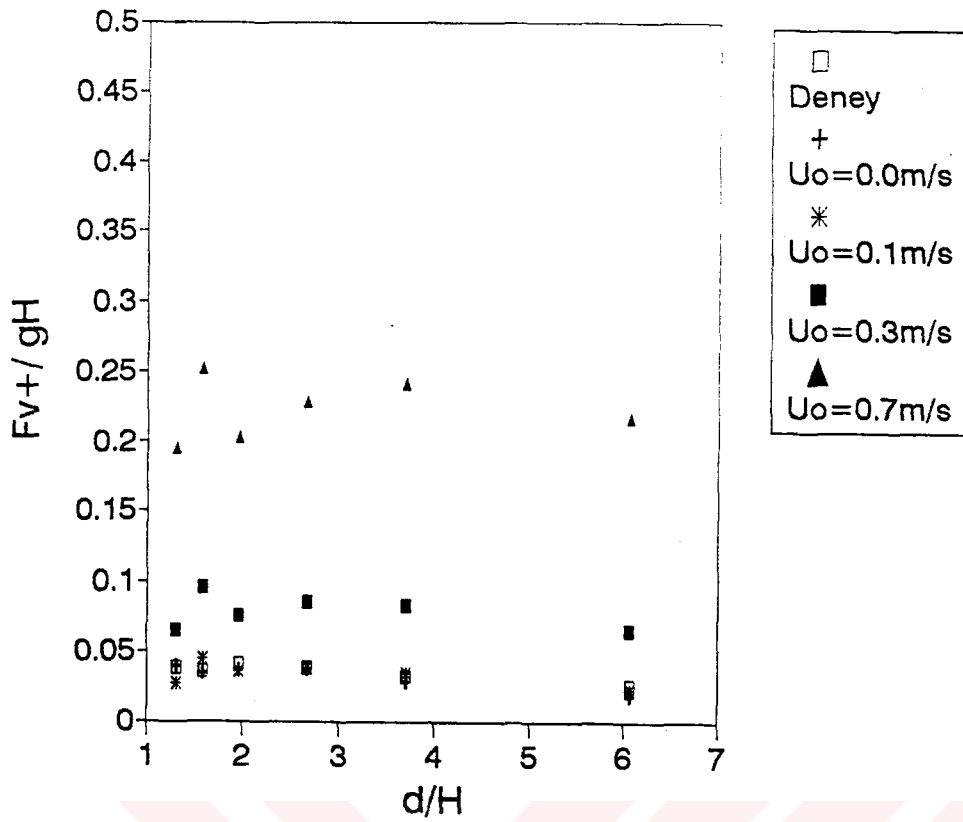


$$e- H_o/L_o = 0.043, \quad D/H_o = 0.510$$

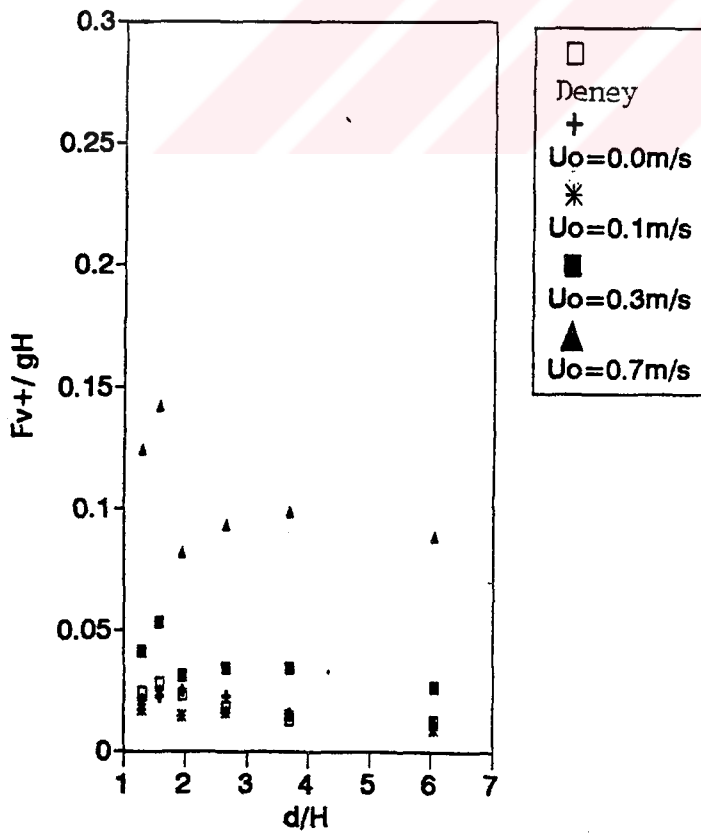


$$f- H_o/L_o = 0.043, \quad D/H_o = 0.365$$

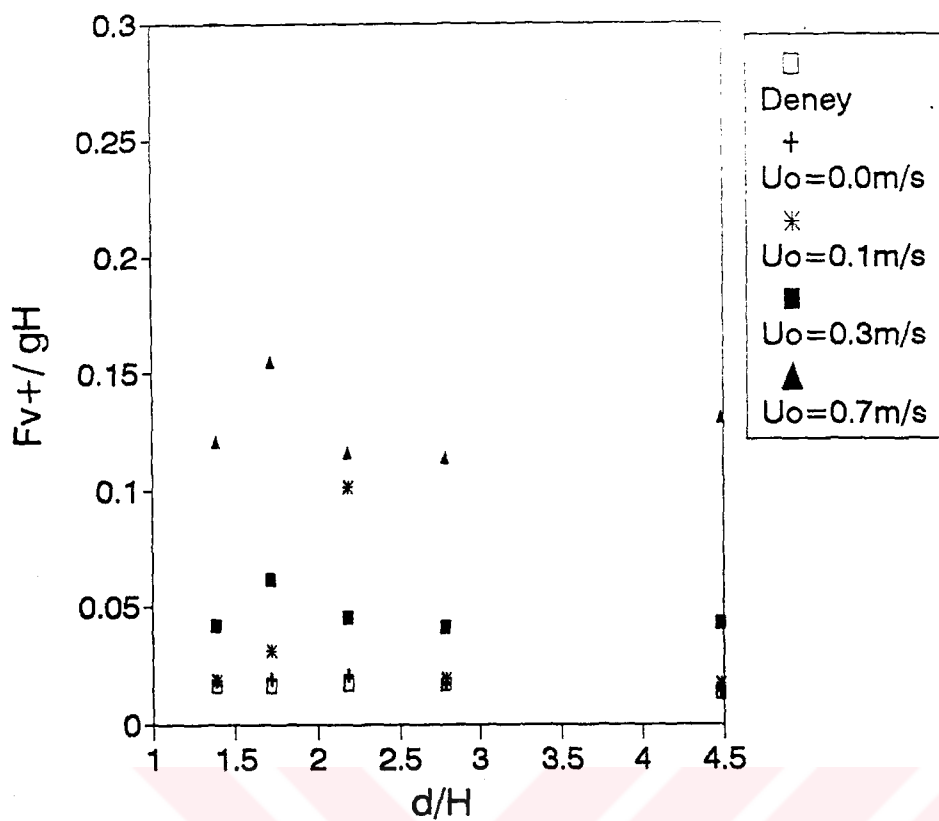
Şekil 5.6. Yatay hidrodinamik boyutsuz kuvvetin rölatif derinlikle değişimi.



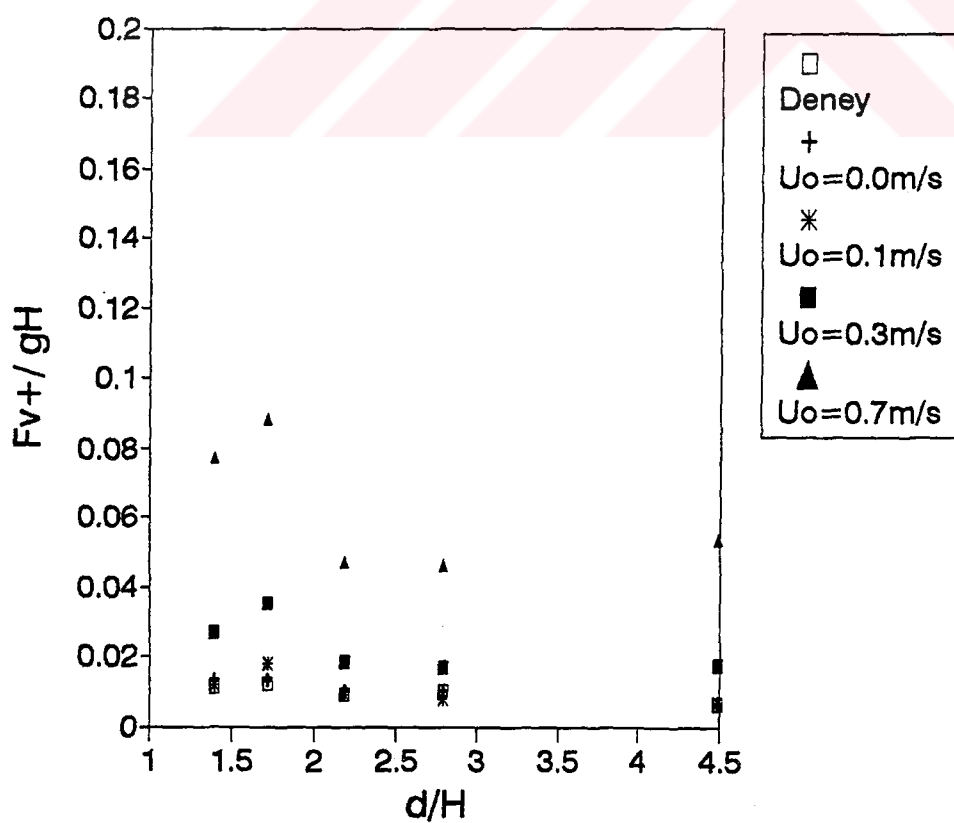
a- $H_o/L_o = 0.02$, $D/H_o = 0.720$



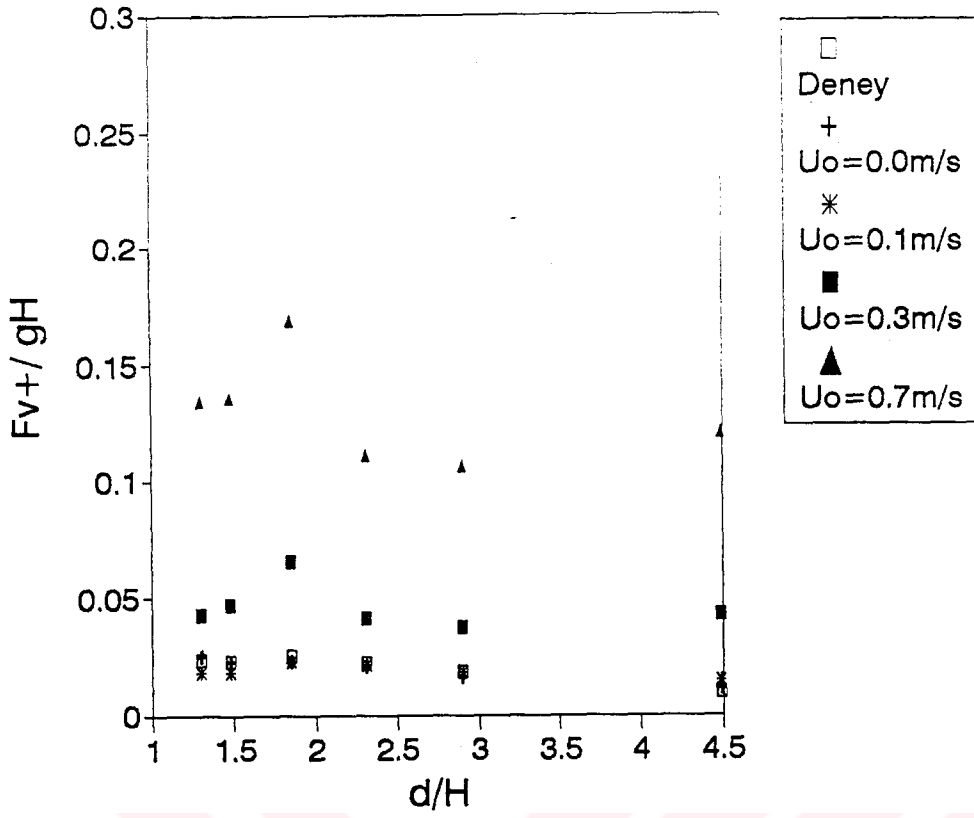
b- $H_o/L_o = 0.02$, $D/H_o = 0.515$



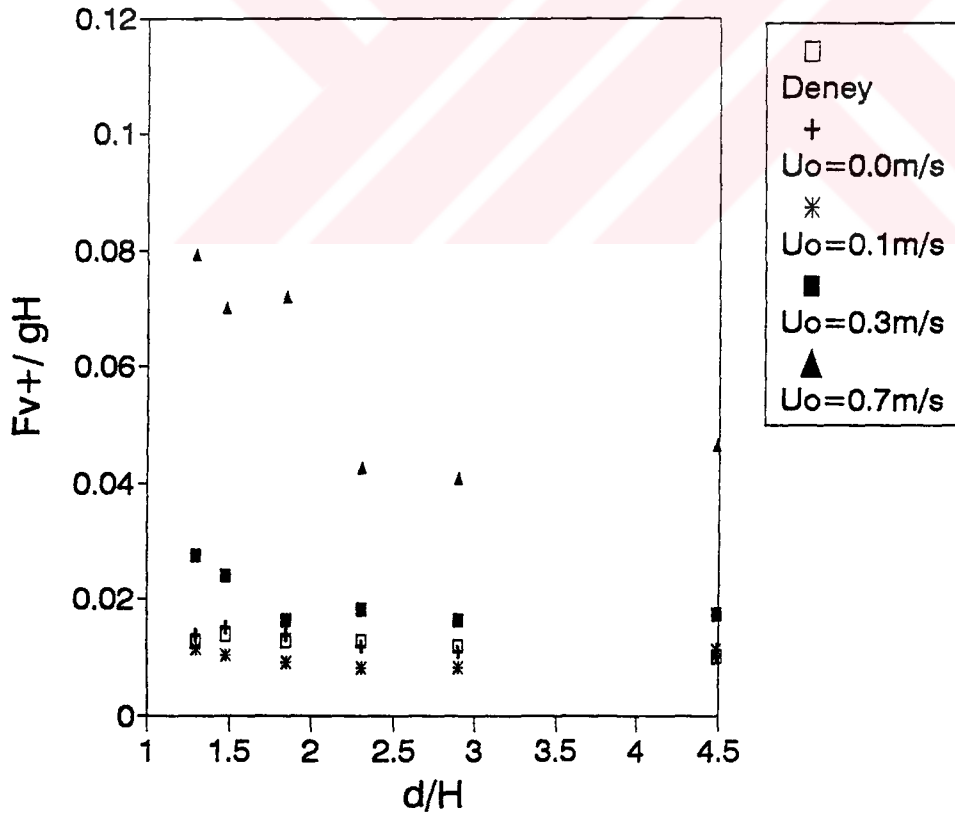
c- $H_o/L_o = 0.035$, $D/H_o = 0.510$



d- $H_o/L_o = 0.035$, $D/H_o = 0.365$



e- $H_o/L_o = 0.043$, $D/H_o = 0.510$



f- $H_o/L_o = 0.043$, $D/H_o = 0.365$

Şekil 5.7. Dişey hidrodinamik boyutsuz kuvvetin rölative derinlikle değişimi.

SONUÇLAR

1/10 taban eğimine sahip, sığlaşma bölgesinde tabana (rijit) yakın ($G/D = 0.1$) olarak yerleştirilmiş yatay silindirik elemanlara tesir edecek dalga-akıntı kuvvetlerinin belirlenmesi amacıyla yapılan bu çalışmada $KC = 8-70$, $\beta = 1000-3000$, $D/H_0 = 0.365 - 0.720$ $Re = 15000-100.000$ şartlarında elde edilen sonuçlar aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

1- Akıntı etkisinin de dikkate alınması durumunda elde edilen hidrodinamik kuvvetler Yüksel ve Narayanan (1994) sırf dalga hali için olduğu gibi rölatif derinliğe d/H , rölatif silindir çapına D/H_0 ve gelen dalganın dikliğine H_0/L_0 bağımlıdır, ancak bu çalışmada dalga ile aynı istikamette dikkate alınan akıntı etkisinden dolayı akıntı hızının artmasıyla, hidrodinamik kuvvetlerin şiddetleri de artmaktadır.

2- $U_{01} = 0.1$ m/s, $U_{02} = 0.3$ m/s ve $U_{03} = 0.7$ m/s üniform akıntı hızlarının dikkate alınmasıyla, elde edilen sonuçların Yüksel ve Narayanan'ın (1994) sırf dalga etkisi halindeki sonuçlarla karşılaştırmak için sonuçların topluca değişimi incelenmiş, sırf dalga durumunda d/H azalmasıyla hidrodinamik kuvvetlerin şiddetlerinin artmasına karşın akıntı etkisinin de olması durumunda $d/H < 4$ değerinden itibaren yatay hidrodinamik kuvvetin azalmaya başladığı belirlenmiştir.

3- Yatay hidrodinamik kuvvette meydana gelen bu azalma taban yakınındaki yörüngesel hızların akıntı etkisinden dolayı azalması ve d/H azalmasıyla birlikte daha da dikleşen dalganın yüksekliğinin artmasıyla bu etkinin kendisini daha fazla göstermesinden kaynaklanmaktadır.

4- Ancak zayıf akıntı etkisinde ($U_{01} = 0.1$ m/s) elde edilen sonuçların, sırf dalga halinde bulunan sonuçlara çok yakın olduğu belirlenmiştir.

5- Dalga-akıntı halinde, düşey hidrodinamik kuvvetlerde akıntı hızının artmasıyla birlikte belirgin bir artış belirlenmiştir. Ancak yatay hidrodinamik kuvvetlerde olduğu gibi zayıf akıntı durumunda bu etki fazla hissedilmemektedir.

6- Yapılan bu çalışmada, hidrodinamik kuvvetler kırılma limit değerinin yaklaşık % 85 olduğu derinliğe kadar belirlenmiştir. Çünkü bu güne kadar surf bölgesi içinde akım şartlarını karakterize edebilen herhangi bir teori geliştirilememiştir.



KAYNAKLAR

1. Achenbach,E., 1968, Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5.10^5$, J.Fluid Mech., Vol.34, Part 4, 625 p.
2. Achenbach,E., 1971. Influence of surface roughness on the cross-flow around a circular cylinder, J.Fluid Mech., 46: 321-335.
3. Achenbach,E., 1977. The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the cross flow of air, Int.J Heat Mass Transfer, 20: 359.
4. Achenbach,E. and Heinecke E., 1981. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6.10^3 to 5.10^6 , J.Fluid Mech., 109: 239-251.
5. Ali,N. and Narayanan,R., 1986. Hydrodynamic forces on cylinder above a plane bed, Proc.of 4 th Int. offshore Mechanics and Arctic Eng. Symposium, ASME, Vol.1, pp 561-568.
6. Anand,S. and Agarwal,S.L., 1980. Field and Laboratory studies for Evaluating submarine pipeline frictional resistance, Proceedings of the Twelfth Offshore Technology Conference, OTC, No: 3781, Vol.II, pp 371-382.
7. Angrilli,F., Bergamaschi,S. and Cossalter,V., 1982. Investigation of Wall-Induced modifications to vortex shedding from a circular cylinder, Trans. of the ASME, J.Fluids Eng., 104: 518-522.
8. ASCE Task Committee on Wind Forces, 1961. Wind Forces on Structures, Trans.ASCE, 126: 1124-1198.
9. Batchelor,G.U., 1967. An Introduction to Fluid dynamics, Cambridge University Press.
10. Bearman,P.W. and Zdravkovich,M.M., 1978. Flow around a circular cylinder near a plane boundary, J.Fluid Mech., 89 (1): 33-48.

11. Benjamin, T.B. and Lighthill, M.T., 1954. On cnoidal waves and bores, Proc. Royal Soc. of London, Series A, 224: pp 448-460
12. Bidde, D.D., 1970. Tech. Report HEL 9-16, Hydraulic Engineering Laboratory, Univ. California, Berkeley.
13. Blevins, R.D., 1977. Flow-induced vibrations, Von Nostrand
14. Bloor, M.S., 1964. The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, J. Fluid Mech, 19: 290-304.
15. Bowie, G.L., 1977. Forces exerted by waves on a pipeline at or near the ocean bottom, coastal Eng. research center, U.S. Army, Corps of Engineers.
16. Brebbia, C.A. and Walker, S., 1979. Dynamic analysis of Offshore structures, Newnes-Butterwarths, London.
17. Cheung, J.C.K. and Melbourne, W.H. 1983. Turbulence effects on some aerodynamic parameters of a circular cylinder at supercritical Reynolds numbers, J. of wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 14: 399-410.
18. Dean, R.G. and Agaard, P.M., 1970. Wave Forces: Data analysis and engineering calculation method, Journal of Petroleum Technology, March: pp 368-375.
19. Dean G.R. and Dalrymple R.A, 1984. "Water Wave Mechanics For Engineers and Scientists" Prentice Hall Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, USA.
20. Drescher, H., 1956. Messung der auf querangeströmte zylinder ausgeübten zeitlich veränderlichen drücke. Z.F. Flugwiss, 4(112): 17-21
21. Eshbach, O.W. 1974. Handbook of engineering fundamentals, 3rd ed. John Wiley and Sons, Inc., New York, p.480
22. Evans, D.J., 1970. Analysis of wave forces data, Journal of Petroleum Technology, March: pp 347-358

23. Fenton, J.D., 1979. A high-order cnoidal wave theory, *Jour. Fluid Mech.*, 94; pp 129-161.
24. Fredsøe, J. and Hansen, E.A., 1987. Lift forces on pipelines in steady flow, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 113(2):139.
25. Fredsøe, J., Sumer, B.M., Andersen, J. and Hansen, E.A., 1987. Transverse vibrations of a cylinder very close to a plane wall, *Proc. 4th symposium on offshore mechanics and arctic engineering*, OMAE, Dallas, TX, 1:601-609. Also, *Trans. of the ASME, J. Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 109: 52-60.
26. Garison, M., Field, J.B. and May M.D., 1977. Drag and Inertia forces on a cylinder in Periodic Flow, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, ASCE, Vol.103, WW2, May: pp 193-203.
27. Gerrard, J.H., 1966. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies, *J. Fluid Mech.*, 25: 401-413.
28. Gerrard, J.H. 1978. The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number, *Phil. Transactions of the Royal Soc., London, Series A*, 288 (A 1354): 351-362.
29. Grace, R.A. and Nicinski, S.A., 1976. Wave forces coefficients from pipeline research in the ocean, *Proceedings of Offshore Technology Conference*, Houston, paper 2676 pp 681-694.
30. Grace, R.A., Castiel, J., Shak. A.T. and Zee, G., 1979. Hawaii ocean test pipe project: Force coefficients, *Proceedings of the Specialty conference, Civil Engineering in the oceans*, ASCE Technical Council on Ocean Engineering, Vol.1, pp 99-110.
31. Grass, A.J., Raven, P.W.J. Stuart, R.J. and Bray, J.A., 1984. The influence of boundary layer velocity gradients and bed proximity on vortex shedding from free spanning pipelines, *Trans. ASME, J. of Energy Res. Technology*, 106: 70-78.

32. Griffin, O.M., 1985. Vortex shedding from bluff bodies in a shear flow: A Review, Trans. ASME, J.Fluids Eng., 107: 278-306.
33. Güven, O., Patel, V.C. and Forell, C., 1975. Surface roughness effects on the mean flow past circular cylinders, Iowa Inst. Hydraulic Res., Rep.No 175.
34. Güven, O., Patel, V.C. and Forell, C., 1977. A model for high Reynolds number flow past rough-walled circular cylinders, Trans. ASME, J.Fluids Engry, 99: 486.
35. Güven, O., Forell, C. and Patel, V.C. 1980. Surface roughness effects on the mean flow past circular cylinders, J.Fluid Mech., 98 (4): 673-701.
36. Hallam, M.G., Heaf, N.J. and Wooton, L.R., 1977. Dynamics of Marine Structures, CIRIA Underwater Engineering Group, Report UR8, Atkins Research and Development, London, U.K.
37. Hogben, N., Miller, B.L., Searle, J.W. and Ward, G., 1977. Estimation of fluid loading on Offshore structures, Proceedings of Institution of Civil Engineers, Part 2, Vol.36, pp 515-562.
38. Homann, F., 1936. Einfluss grosser Zähigkeit bei Strömung um Zylinder. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesen, Vol. 7(1): 1-10.
39. Huang, M.C. and Hudspeth, R.T., 1982. Pipeline stability Under finite-amplitude waves, ASCE, Journal of the waterway, Port, Coastal and Ocean Division, Vol.108, No: WW2, pp 125-144.
40. Isobe, M., 1985. Calculation and application of first order cnoidal wave theory, Coastal Eng. 9: pp 309-325.
41. Jensen, B.L. and Sumer, B.M. 1986. Boundary layer over a cylinder placed near a wall, Progress Report No.64, Inst. of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, ISVA, Techn. Univ. Denmark, pp 31-39.
42. Jensen, B.L. and Sumer, B.M., Jensen, H.R., and Fredsøe, J., 1990. Flow around and forces on a pipeline near a scoured bed in steady current, Trans. of the ASME, J. of Offshore Mech. and Arctic Eng. 112: 206-213.

43. Jones, W.T. 1971. Forces on submarine pipelines from steady currents, ASME Underwater Tech. DIV., Petroleum Mech. Eng. with Underwater Tech. Conf. Houston, Tex.
44. Keulegan, G.H. and Patterson, G.W. 1940. Mathematical theory of irrotational translation waves, Research Journal, National Bureau of Standards (US Department of Commerce), 24, 47-101.
45. Keulegan, G.H. and Carpenter, L.H., 1958. Forces on Cylinders and Plates in a Oscillating Fluid, Journal of National Bureau of Standards, Vol.60, pp.423-440.
46. Kiya, M., 1968. Study on the turbulent shear flow past a circular cylinder, Bulletin Faculty of Eng., Hakkardo Univ. 50:1-100
47. Kiya, M., Tamura, H. and Arie, M., 1980. Vortex shedding from a circular cylinder in moderate-Reynolds-number shear flow, J.Fluid Mech., 141: 721-735.
48. Komar, P.D., 1976. Beach Processes and sedimentation, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliff, New Jersey.
49. Korteweg, D.J. and de Vries, G., 1895. On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves, Philosophical Magazine (5 th series), 39, 422-423.
50. Kwok, K.C.S., 1986. Turbulence effect on flow around circular cylinder, J.Engineering Mechanics, ASCE, 112 (11): 1181-1197.
51. Lakhan, V.C. and Trenhaile, A.S. 1989. Applications in coastal modelling, Elsevier Oceanography Series 49.
52. Le Blond, P.D. and Mysak, L.A., 1978. Waves in the ocean, Elsevier Scientific Publishing Co., The Netherlands.
53. Littlejohns, P.S.G., 1982. Wave forces on pipelines, Report Ex. 106, Hydraulics Reserach Station, Wallingford, England

54. Littman, W., 1957. On the existence of periodic waves near critical speed, *Communications Pure and Applied Math.*, 10: pp 241-269.
55. Maull, D.J. and Young, R.A., 1973. Vortex shedding from bluff bodies in a shear flow, *J. Fluid Mech.*, 60: 401-409.
56. Maull, D.J. and Milliner, M.G., 1978. Sinusoidal flow past a circular cylinder, *Journal of Coastal Engineering*, Vol.2, pp 149-168.
57. Maull, D.J. and Norman, S.J., 1978. A Horizontal circular cylinder Under waves, symposium on Mechanics of wave induced forces on cylinders, Vol.1, Paper A1, Bristol, U.K., pp 359-378.
58. Matten, R.B. Hogben, N. and Ashley, R.M., 1979. A circular cylinder oscillating in still water, in waves and in currents, *Mechanics of wave induced forces on cylinder*, Edited by T.L. Shaw, Pitman, London, pp 475-489.
59. Miura, R.M., 1976. The Korteweg-de Vries Equation: a survey of results, *SIAM Review*, 18, pp 412-459.
60. Morrison, J.R. O'Brien, M.P., Johnson, J.W. and Schaaf, S.A. 1950. The force exerted by surface waves on piles, *Petroleum Transactions, AIME*, 189, 149-157.
61. Müller, W. 1929. Systeme von Doppelquellen in der ebenen strömung, insbesondere die strömung um zwei Kreiszyylinder. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 9 (3): 200-213.
62. Nath, J., Yamamoto, T. and Wright J.C. 1976. Wave forces on pipes near the ocean bottom, *Offshore Technology Conference*, paper 2496, Dallas, Texas, pp.41-47.
63. Norberg, C. and Sunden, B., 1987. Turbulence and Reynolds number effects on the flow and fluid forces on a single cylinder in cross flow, *Jour. Fluid and Structures*, 1: 337-357

64. Parkinson,G.V. and Brooks,N.P.H., 1961. On the aeroelastic instability of bluff cylinders, J.Appl. Mech. 28: 252-258.
65. Potynody,J.G., 1961. Skin friction between various soils and construction materials, Geotechnique, Vol.II pp 339-353.
66. Rance,D.J., 1969. Wave forces on cylindrical members of structures, Hydraulics Research station, Walingford, Ann.Report, pp.14-17.
67. Raven,P.W.C., Stuart,R.J. and Little Johns, P.S.,1985.. Full-scale dynamic testing of submarine pipeline spans, 17 th Annual OTC in Houston, Texas, May 6-9, Paper No.5005.
68. Roshko,A., 1961. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number, J.Fluid Mech., 10: 345-356.
69. Roshko,A., Steinolfson,A. and Chattoorgoon,V., 1975. Flow forces on a cylinder near a wall or near another cylinder, Proc. 2nd US Conf. Wind Eng. Research, Fort Collins, Co., pp IV-15.
70. Russell, J.S., 1844. Report on waves 14 th Meeting Brit. Assoc. Advanc. Sci.
71. Sarpkaya,T., 1975. Forces on Cylinders and Spheres in a sinusiodally oscillating fluid, Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol.42, pp 22-27
72. Sarpkaya,T., Feb.1976a. Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders at high Reynolds numbers, Navel Post Graduate School, Monterey, California, Report No. NPS-5952, 76021
73. Sarpkaya T., May 1976. In-line and transverse forces on cylinders in oscillatory flow at high Reynolds Number, Proceedings of Offshore Technology Conference, Paper 2533, Dallas, Texas, pp.95-108.

74. Sarpkaya, T., Sept 1976 b. Forces on cylinders near a Plane boundary in a sinusoidally oscillating fluid, Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, pp. 499-505.
75. Sarpkaya, T. and Rajabi, F., 1979. Hydrodynamic drag on bottom-mounted smooth and rough cylinders in periodic flow, Proceedings of Offshore Technology Conference, Paper 3761, pp. 219-227.
76. Schewe, G., 1983. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers, J. Fluid Mech., 133: 265-285.
77. Schlichting, G., 1979. Boundary Layer Theory. Mc Graw-Hill Book Company.
78. Sorenson, R.M. 1978. Coastal Eng., New York, Willey.
79. Sumer, B.M. Jensen, B.L. and Fredsøe J., 1991. Effect of a plane boundary on oscillatory flow around a circular cylinder. J. Fluid Mech. 225: 271-300.
80. Sumer, B.M. 1992. Vortex shedding and forces on cylinders, Lecture Notes UN Development Programme ITU, Istanbul.
81. Thirriot, C., Langree, W.D. and Barthet, H., 1971. Sur la Perte de Charge due a un obstacle en mouvement Periodique, Proceedings of 14 th Congress IAHR Vol.2, pp. 6-9.
82. Thom, A., 1929. An investigation of fluid flow in two dimensions. Aero. Res. Council. London, R. and M. No. 1194, pp 166-183.
83. Thomschke, H. 1971. Experimentelle Untersuchung der Stationären Umströmung von Kugel und Zylinder in wandnahe. Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe, Karlsruhe, West Germany.
84. Wiegel, R.L., Beebe, K.E. and Moone, J., April 1957. Ocean wave forces on circular cylindrical piles, Journal of the Hydraulic Division, ASCE.

85. Wiegel,R.L., 1960. A presentation of cnoidal wave theory for practical application, Journal of Fluid Mechanics, No.18, 273-280.
86. Wiegel,R.L., 1964, Oceanographical Engineering, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.
87. Williamson,C.H.K., 1988. The existence of two stages in the transition to three-dimensionality of a cylinder wake Phys. Fluid, 31 (11): 3165-3168.
88. Wylie,C.R., Jr., 1960. Advanced Engineering Mathematics. 2 nd Ed. Mc Graw-Hill, New York.
89. Valent,P.J. 1979. Coefficients of friction between calcareous sand and some building materials and their significance. Technical note no N: 1542, Civil Engineering Laboratory, Naval construction Battalion center, Port Henema, Calif. 25p.
90. Van Rijn,L.C., 1993, Transport of fine sands by currents and waves, ASCE, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng Vol.119, No.2, 123-143.
91. Yüksel,Y. 1992. Deniz taban eğiminin dalga kinematiğine etkisi ve boru hatlarına gelen dalga kuvvetlerinin hesabına ait bir sayısal çözüm, YTÜ Araş.Fon Proje No: 90-B-04-06-01.
92. Yüksel,Y. and Narayanan,R. 1994, Wave Forces on horizontal cylinder resting on sloping bottom, ISOPE-94 Vol 2, Osaka, Japan.
93. Yamamoto,T., Nath,J.H. and Slotta,L.S. 1974, Wave forces on cylinders near plane boundary, J.Waterway, Port, Coastal Ocean Div., ASCE, 100 (4) : 345-360.
94. Zdravkovich,M.M., 1985. Forces on a circular cylinder near a plane wall, Applied Ocean Research, 7: 197-201.

- EK I -

| Durum 1 $T = 1,66 \text{ sn}$ $D = 50 \text{ mm}$ | | | | | | | | | |
|---|--------|------|-----------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{o1}=0,1$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 1,01 | | | 0,734 | 24,369 | 36700 | 1500 | 1,65 | 2,0 | 1,0 |
| 1,30 | 17,71 | 0,23 | 0,667 | 22,144 | 33350 | 1500 | 1,72 | 2,0 | 0,8 |
| 1,48 | 16,85 | 0,25 | 0,6286 | 20,87 | 31430 | 1500 | 1,75 | 1,60 | 0,40 |
| 1,85 | 15,71 | 0,29 | 0,57 | 18,924 | 28500 | 1500 | 1,85 | 1,50 | 0,40 |
| 2,31 | 15,14 | 0,35 | 0,521 | 17,297 | 26050 | 1500 | 2,00 | 1,50 | 0,40 |
| 2,90 | 14,85 | 0,43 | 0,4716 | 15,657 | 23580 | 1500 | 2,15 | 1,55 | 0,46 |
| 4,49 | 13,14 | 0,59 | 0,361 | 11,985 | 18050 | 1500 | 2,40 | 1,47 | 0,67 |

| Durum 1 $T = 1,66 \text{ sn}$ $D = 50 \text{ mm}$ | | | | | | | | | |
|---|--------|------|-----------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{o2}=0,3$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 1,01 | | | 0,934 | 31,009 | 46700 | 1500 | 1,45 | 2,0 | 1,0 |
| 1,30 | 17,71 | 0,23 | 0,867 | 28,784 | 43350 | 1500 | 1,50 | 2,0 | 0,8 |
| 1,48 | 16,85 | 0,25 | 0,8286 | 27,51 | 41430 | 1500 | 1,65 | 1,70 | 0,35 |
| 1,85 | 15,71 | 0,29 | 0,77 | 25,564 | 38500 | 1500 | 1,70 | 1,68 | 0,35 |
| 2,31 | 15,14 | 0,35 | 0,721 | 23,937 | 36050 | 1500 | 1,64 | 1,66 | 0,4 |
| 2,90 | 14,85 | 0,43 | 0,6716 | 22,297 | 33580 | 1500 | 1,72 | 1,65 | 0,4 |
| 4,49 | 13,14 | 0,59 | 0,561 | 18,625 | 28050 | 1500 | 1,85 | 1,48 | 0,4 |

| Durum 1 $T = 1,66$ sn $D = 50$ mm | | | | | | | | | |
|-----------------------------------|--------|------|-----------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{03}=0,7$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 1,01 | | | 1,334 | 44,289 | 66700 | 1500 | 1,10 | 2,40 | 1,0 |
| 1,30 | 17,71 | 0,23 | 1,267 | 42,064 | 63350 | 1500 | 1,10 | 2,20 | 0,8 |
| 1,48 | 16,85 | 0,25 | 1,2286 | 40,789 | 61430 | 1500 | 1,10 | 2,0 | 0,6 |
| 1,85 | 15,71 | 0,29 | 1,17 | 38,844 | 58500 | 1500 | 1,10 | 1,80 | 0,35 |
| 2,31 | 15,14 | 0,35 | 1,121 | 37,217 | 56050 | 1500 | 1,20 | 1,80 | 0,35 |
| 2,90 | 14,85 | 0,43 | 1,0716 | 35,577 | 53580 | 1500 | 1,20 | 1,80 | 0,35 |
| 4,49 | 13,14 | 0,59 | 0,961 | 31,905 | 48050 | 1500 | 1,40 | 1,72 | 0,35 |

| Durum 1 $T = 1,66$ sn $D = 70$ mm | | | | | | | | | |
|-----------------------------------|--------|------|-----------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{01}=0,1$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 1,01 | | | 0,734 | 17,406 | 51380 | 3000 | 1,7 | 2,2 | 1,1 |
| 1,30 | 17,71 | 0,23 | 0,667 | 15,817 | 46690 | 3000 | 1,65 | 2,0 | 1,0 |
| 1,48 | 16,85 | 0,25 | 0,6286 | 14,907 | 44002 | 3000 | 1,64 | 1,37 | 0,70 |
| 1,85 | 15,71 | 0,29 | 0,57 | 13,517 | 39900 | 3000 | 1,80 | 1,5 | 0,72 |
| 2,31 | 15,14 | 0,35 | 0,521 | 12,355 | 36470 | 3000 | 1,80 | 1,39 | 0,72 |
| 2,90 | 14,85 | 0,43 | 0,4716 | 11,184 | 33012 | 3000 | 1,75 | 1,49 | 0,72 |
| 4,49 | 13,14 | 0,59 | 0,361 | 8,561 | 25270 | 3000 | 2,1 | 1,80 | 0,62 |

| Durum 1 T = 1,66 sn D = 70 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|------------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O_2}=0,3$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 1,01 | | | 0,934 | 22,149 | 65380 | 3000 | 1,3 | 2,0 | 1,1 |
| 1,30 | 17,71 | 0,23 | 0,867 | 20,56 | 60690 | 3000 | 1,3 | 1,4 | 1,1 |
| 1,48 | 16,85 | 0,25 | 0,8286 | 19,65 | 58002 | 3000 | 1,3 | 1,4 | 1,0 |
| 1,85 | 15,71 | 0,29 | 0,77 | 18,26 | 53900 | 3000 | 1,35 | 1,4 | 0,65 |
| 2,31 | 15,14 | 0,35 | 0,721 | 17,098 | 50470 | 3000 | 1,40 | 1,38 | 0,65 |
| 2,90 | 14,85 | 0,43 | 0,6716 | 15,927 | 47012 | 3000 | 1,56 | 1,36 | 0,65 |
| 4,49 | 13,14 | 0,59 | 0,561 | 13,304 | 39270 | 3000 | 1,8 | 1,39 | 0,72 |

| Durum 1 T = 1,66 sn D = 70 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|------------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O_3}=0,7$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 1,01 | | | 1,334 | 31,635 | 93380 | 3000 | 1,0 | 1,1 | 1,2 |
| 1,30 | 17,71 | 0,23 | 1,267 | 30,046 | 88690 | 3000 | 1,0 | 1,1 | 1,1 |
| 1,48 | 16,85 | 0,25 | 1,2286 | 29,135 | 86002 | 3000 | 1,0 | 1,1 | 1,0 |
| 1,85 | 15,71 | 0,29 | 1,17 | 27,746 | 81900 | 3000 | 1,0 | 1,1 | 0,65 |
| 2,31 | 15,14 | 0,35 | 1,121 | 26,584 | 78470 | 3000 | 1,10 | 1,1 | 0,65 |
| 2,90 | 14,85 | 0,43 | 1,0716 | 25,412 | 75012 | 3000 | 1,10 | 1,1 | 0,65 |
| 4,49 | 13,14 | 0,59 | 0,961 | 22,789 | 67270 | 3000 | 1,10 | 1,1 | 0,65 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 50 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|-----------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O1}=0,1$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 0,98 | | | 0,72 | 33,408 | 36000 | 1000 | 1,6 | 2,3 | 1,0 |
| 1,31 | 13,71 | 0,18 | 0,655 | 30,392 | 32750 | 1000 | 1,6 | 2,2 | 0,8 |
| 1,59 | 12,57 | 0,20 | 0,60 | 27,84 | 30000 | 1000 | 1,6 | 1,6 | 0,4 |
| 1,96 | 11,71 | 0,23 | 0,55 | 25,52 | 27500 | 1000 | 1,6 | 1,6 | 0,4 |
| 2,67 | 10,86 | 0,29 | 0,48 | 22,272 | 24000 | 1000 | 1,7 | 1,65 | 0,4 |
| 3,70 | 10,00 | 0,37 | 0,42 | 19,488 | 21000 | 1000 | 1,75 | 1,65 | 0,4 |
| 6,07 | 9,71 | 0,59 | 0,34 | 15,776 | 17000 | 1000 | 2,10 | 1,8 | 0,4 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 50 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|-----------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O2}=0,3$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 0,98 | | | 0,92 | 42,688 | 46000 | 1000 | 1,3 | 2,3 | 1,0 |
| 1,31 | 13,71 | 0,18 | 0,855 | 39,672 | 42750 | 1000 | 1,3 | 2,2 | 0,8 |
| 1,59 | 12,57 | 0,20 | 0,80 | 37,12 | 40000 | 1000 | 1,3 | 2,0 | 0,4 |
| 1,96 | 11,71 | 0,23 | 0,75 | 34,8 | 37500 | 1000 | 1,4 | 2,0 | 0,4 |
| 2,67 | 10,86 | 0,29 | 0,68 | 31,552 | 34000 | 1000 | 1,5 | 1,9 | 0,4 |
| 3,70 | 10,00 | 0,37 | 0,62 | 28,768 | 31000 | 1000 | 1,6 | 1,6 | 0,4 |
| 6,07 | 9,71 | 0,59 | 0,54 | 25,056 | 27000 | 1000 | 1,6 | 1,6 | 0,4 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 50 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|------------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O_3}=0,7$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 0,98 | | | 1,32 | 61,248 | 66000 | 1000 | 1,1 | 2,3 | 1,0 |
| 1,31 | 13,71 | 0,18 | 1,255 | 58,232 | 62750 | 1000 | 1,1 | 2,3 | 0,8 |
| 1,59 | 12,57 | 0,20 | 1,20 | 55,68 | 60000 | 1000 | 1,1 | 2,1 | 0,4 |
| 1,96 | 11,71 | 0,23 | 1,15 | 53,36 | 57500 | 1000 | 1,1 | 2,1 | 0,4 |
| 2,67 | 10,86 | 0,29 | 1,08 | 50,112 | 54000 | 1000 | 1,1 | 2,1 | 0,4 |
| 3,70 | 10,00 | 0,37 | 1,02 | 47,328 | 51000 | 1000 | 1,1 | 2,1 | 0,4 |
| 6,07 | 9,71 | 0,59 | 0,94 | 43,616 | 47000 | 1000 | 1,25 | 2,1 | 0,4 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 70 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|------------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O_1}=0,1$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 0,98 | | | 0,72 | 23,863 | 50400 | 2000 | 1,3 | 2,0 | 1,1 |
| 1,31 | 13,71 | 0,18 | 0,655 | 21,709 | 45850 | 2000 | 1,3 | 2,0 | 1,0 |
| 1,59 | 12,57 | 0,20 | 0,60 | 19,886 | 42000 | 2000 | 1,35 | 1,75 | 0,7 |
| 1,96 | 11,71 | 0,23 | 0,55 | 18,229 | 38500 | 2000 | 1,4 | 1,75 | 0,7 |
| 2,67 | 10,86 | 0,29 | 0,48 | 15,909 | 33600 | 2000 | 1,45 | 1,8 | 0,7 |
| 3,70 | 10,00 | 0,37 | 0,42 | 13,92 | 29400 | 2000 | 1,8 | 1,8 | 0,7 |
| 6,07 | 9,71 | 0,59 | 0,34 | 11,269 | 23800 | 2000 | 2,20 | 1,8 | 0,7 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 70 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|------------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O_2}=0,3$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 0,98 | | | 0,92 | 30,491 | 64400 | 2000 | 1,2 | 2,2 | 1,1 |
| 1,31 | 13,71 | 0,18 | 0,855 | 28,337 | 59850 | 2000 | 1,2 | 2,2 | 1,0 |
| 1,59 | 12,57 | 0,20 | 0,80 | 26,514 | 56000 | 2000 | 1,0 | 1,80 | 0,7 |
| 1,96 | 11,71 | 0,23 | 0,75 | 24,857 | 52500 | 2000 | 1,1 | 1,75 | 0,7 |
| 2,67 | 10,86 | 0,29 | 0,68 | 22,537 | 47600 | 2000 | 1,25 | 1,70 | 0,7 |
| 3,70 | 10,00 | 0,37 | 0,62 | 20,549 | 43400 | 2000 | 1,3 | 1,75 | 0,7 |
| 6,07 | 9,71 | 0,59 | 0,54 | 17,900 | 37800 | 2000 | 1,4 | 1,75 | 0,7 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 70 mm | | | | | | | | | |
|-------------------------------|--------|------|------------------------|--------|-------|---------|-------|-------|-------|
| d/H | H (cm) | d | $U_{O_3}=0,7$ (m/s) | KC | Re | β | C_D | C_M | C_L |
| 0,98 | | | 1,32 | 43,749 | 92400 | 2000 | 0,9 | 2,2 | 1,1 |
| 1,31 | 13,71 | 0,18 | 1,255 | 41,594 | 87850 | 2000 | 0,9 | 2,2 | 1,0 |
| 1,59 | 12,57 | 0,20 | 1,20 | 39,771 | 84000 | 2000 | 0,9 | 2,0 | 0,7 |
| 1,96 | 11,71 | 0,23 | 1,15 | 38,114 | 80500 | 2000 | 0,9 | 2,0 | 0,7 |
| 2,67 | 10,86 | 0,29 | 1,08 | 35,794 | 75600 | 2000 | 0,9 | 2,0 | 0,7 |
| 3,70 | 10,00 | 0,37 | 1,02 | 33,806 | 71400 | 2000 | 1,0 | 1,8 | 0,7 |
| 6,07 | 9,71 | 0,59 | 0,94 | 31,154 | 65800 | 2000 | 1,0 | 1,8 | 0,7 |

- EK 2 -

| Durum 1 T = 1,66 sn D = 50 mm $U_{01} = 0,1$ m/s | | | | | | | |
|--|--------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 1,01 | | | | | | | |
| 1,30 | 1,2005 | 5,904 | 8,548 | 14,452 | 3,578 | 0,047 | 0,0116 |
| 1,48 | 1,399 | 6,142 | 7,691 | 13,833 | 2,857 | 0,0497 | 0,0103 |
| 1,85 | 2,856 | 10,185 | 4,553 | 14,738 | 2,202 | 0,0609 | 0,0091 |
| 2,31 | 3,064 | 9,479 | 3,699 | 13,178 | 1,896 | 0,0586 | 0,0084 |
| 2,90 | 3,181 | 8,304 | 3,112 | 11,416 | 1,777 | 0,0528 | 0,0082 |
| 4,49 | 3,524 | 6,834 | 1,916 | 8,75 | 1,908 | 0,0517 | 0,0113 |

| Durum 1 T = 1,66 sn D = 70 mm $U_{01} = 0,1$ m/s | | | | | | | |
|--|--------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 1,01 | | | | | | | |
| 1,30 | 1,2005 | 8,744 | 17,75 | 26,494 | 5,658 | 0,086 | 0,0184 |
| 1,48 | 1,399 | 8,464 | 14,699 | 23,163 | 5,13 | 0,0832 | 0,0184 |
| 1,85 | 2,856 | 14,046 | 8,765 | 22,811 | 5,618 | 0,0942 | 0,0232 |
| 2,31 | 3,064 | 12,029 | 6,648 | 18,677 | 4,812 | 0,0831 | 0,0214 |
| 2,90 | 3,181 | 9,507 | 5,832 | 15,339 | 3,912 | 0,0709 | 0,0181 |
| 4,49 | 3,524 | 8,391 | 4,593 | 12,984 | 2,477 | 0,0767 | 0,0146 |

| Durum 1 $T = 1,66$ sn $D = 50$ mm $U_{O_2} = 0,3$ m/s | | | | | | | |
|---|--------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 1,01 | | | | | | | |
| 1,30 | 1,2005 | 12,249 | 8,548 | 20,797 | 8,448 | 0,0676 | 0,0275 |
| 1,48 | 1,399 | 12,656 | 7,691 | 20,347 | 6,750 | 0,0731 | 0,0242 |
| 1,85 | 2,856 | 19,207 | 5,099 | 24,306 | 3,954 | 0,1004 | 0,0163 |
| 2,31 | 3,064 | 16,709 | 4,093 | 20,802 | 4,075 | 0,0925 | 0,0181 |
| 2,90 | 3,181 | 15,277 | 3,313 | 18,59 | 3,553 | 0,0859 | 0,0164 |
| 4,49 | 3,524 | 13,510 | 1,929 | 15,439 | 2,921 | 0,0911 | 0,0172 |

| Durum 1 $T = 1,66$ sn $D = 70$ mm $U_{O_2} = 0,3$ m/s | | | | | | | |
|---|--------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 1,01 | | | | | | | |
| 1,30 | 1,2005 | 15,642 | 16,137 | 31,779 | 13,235 | 0,1033 | 0,043 |
| 1,48 | 1,399 | 15,615 | 10,289 | 25,904 | 13,213 | 0,093 | 0,0474 |
| 1,85 | 2,856 | 20,741 | 8,181 | 28,922 | 15,954 | 0,1195 | 0,6659 |
| 2,31 | 3,064 | 20,067 | 6,60 | 26,667 | 9,317 | 0,1186 | 0,0414 |
| 2,90 | 3,181 | 19,458 | 5,324 | 24,782 | 8,107 | 0,1145 | 0,0375 |
| 4,49 | 3,524 | 18,43 | 3,547 | 21,977 | 7,372 | 0,1298 | 0,0435 |

| Durum 1 T = 1,66 sn D = 50 mm $U_{O_3} = 0,7$ m/s | | | | | | | |
|---|--------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 1,01 | | | | | | | |
| 1,30 | 1,2005 | 26,803 | 10,257 | 37,06 | 24,367 | 0,1204 | 0,0792 |
| 1,48 | 1,399 | 26,783 | 8,46 | 35,243 | 19,479 | 0,1265 | 0,07 |
| 1,85 | 2,855 | 31,969 | 6,071 | 38,04 | 17,438 | 0,1571 | 0,072 |
| 2,31 | 3,064 | 32,719 | 4,438 | 37,157 | 9,543 | 0,1652 | 0,8424 |
| 2,90 | 3,181 | 30,120 | 3,614 | 33,734 | 8,785 | 0,156 | 0,0406 |
| 4,49 | 3,524 | 31,351 | 2,242 | 33,593 | 7,838 | 0,1983 | 0,0463 |

| Durum 1 T = 1,66 sn D = 70 mm $U_{O_3} = 0,7$ m/s | | | | | | | |
|---|--------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 1,01 | | | | | | | |
| 1,30 | 1,2005 | 34,462 | 8,875 | 43,337 | 41,354 | 0,1408 | 0,1344 |
| 1,48 | 1,399 | 34,427 | 8,085 | 42,512 | 37,87 | 0,153 | 0,1359 |
| 1,85 | 2,855 | 40,908 | 6,428 | 47,336 | 40,908 | 0,1955 | 0,1690 |
| 2,31 | 3,064 | 42,115 | 5,261 | 47,376 | 24,886 | 0,211 | 0,1107 |
| 2,90 | 3,181 | 38,725 | 4,306 | 43,031 | 22,883 | 0,199 | 0,106 |
| 4,49 | 3,524 | 34,514 | 2,807 | 37,321 | 20,395 | 0,2198 | 0,1204 |

| Durum 3 $T = 2,32 \text{ sn}$ $D = 50 \text{ mm}$ $U_{01} = 0,1 \text{ m/s}$ | | | | | | | |
|--|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 0,98 | | | | | | | |
| 1,31 | 0,945 | 4,856 | 9,517 | 14,373 | 3,035 | 0,0779 | 0,0165 |
| 1,59 | 2,126 | 7,724 | 7,495 | 15,219 | 3,862 | 0,0982 | 0,0249 |
| 1,96 | 2,665 | 7,819 | 4,363 | 12,182 | 1,955 | 0,0906 | 0,0145 |
| 2,67 | 3,831 | 7,757 | 3,315 | 11,072 | 1,825 | 0,0957 | 0,0158 |
| 3,70 | 4,586 | 6,085 | 2,349 | 8,434 | 1,391 | 0,0860 | 0,0142 |
| 6,07 | 5,303 | 4,509 | 1,632 | 6,141 | 0,859 | 0,0664 | 0,0093 |

| Durum 3 $T = 2,32 \text{ sn}$ $D = 70 \text{ mm}$ $U_{01} = 0,1 \text{ m/s}$ | | | | | | | |
|--|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 0,98 | | | | | | | |
| 1,31 | 0,945 | 5,752 | 15,24 | 20,992 | 4,867 | 0,1138 | 0,0264 |
| 1,59 | 2,126 | 9,051 | 12,788 | 21,839 | 6,962 | 0,141 | 0,0449 |
| 1,96 | 2,665 | 9,731 | 9,132 | 18,863 | 4,865 | 0,1402 | 0,0362 |
| 2,67 | 3,831 | 9,321 | 6,989 | 16,31 | 4,499 | 0,141 | 0,0389 |
| 3,70 | 4,586 | 8,786 | 4,994 | 13,78 | 3,417 | 0,1405 | 0,0348 |
| 6,07 | 5,303 | 6,620 | 3,195 | 9,815 | 2,106 | 0,1061 | 0,0228 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 50 mm $U_{O_2} = 0,3$ m/s | | | | | | | |
|---|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 0,98 | | | | | | | |
| 1,31 | 0,945 | 9,882 | 8,276 | 18,158 | 3,041 | 0,1052 | 0,0412 |
| 1,59 | 2,126 | 13,412 | 6,813 | 20,225 | 4,127 | 0,135 | 0,053 |
| 1,96 | 2,665 | 14,566 | 5,454 | 20,02 | 4,162 | 0,1488 | 0,0309 |
| 2,67 | 3,831 | 14,893 | 3,818 | 18,711 | 3,971 | 0,1617 | 0,0343 |
| 3,70 | 4,586 | 13,267 | 2,278 | 15,545 | 3,317 | 0,1585 | 0,0338 |
| 6,07 | 5,303 | 9,84 | 1,451 | 11,291 | 2,460 | 0,1221 | 0,0266 |

| Durum 3 T = 2,32 sn D = 70 mm $U_{O_2} = 0,3$ m/s | | | | | | | |
|---|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 0,98 | | | | | | | |
| 1,31 | 0,945 | 13,1016 | 16,764 | 29,866 | 12,010 | 0,1619 | 0,0651 |
| 1,59 | 2,126 | 17,689 | 14,867 | 31,756 | 14,741 | 0,2049 | 0,0951 |
| 1,96 | 2,665 | 16,197 | 9,132 | 25,329 | 10,307 | 0,1883 | 0,0766 |
| 2,67 | 3,831 | 17,449 | 6,601 | 24,05 | 9,772 | 0,2079 | 0,0845 |
| 3,70 | 4,586 | 15,118 | 4,855 | 19,973 | 8,141 | 0,2036 | 0,0829 |
| 6,07 | 5,303 | 12,064 | 3,106 | 15,17 | 6,032 | 0,164 | 0,0652 |

| Durum 3 $T = 2,32$ sn $D = 50$ mm $U_{O_3} = 0,7$ m/s | | | | | | | |
|---|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 0,98 | | | | | | | |
| 1,31 | 0,945 | 22,205 | 9,517 | 31,722 | 22,914 | 0,172 | 0,1243 |
| 1,59 | 1,161 | 30,224 | 7,836 | 38,06 | 21,981 | 0,246 | 0,142 |
| 1,96 | 2,665 | 30,381 | 5,727 | 36,108 | 11,048 | 0,2684 | 0,0821 |
| 2,67 | 3,831 | 29,525 | 4,220 | 33,745 | 10,736 | 0,2917 | 0,0928 |
| 3,70 | 4,586 | 26,512 | 2,99 | 29,502 | 9,641 | 0,3007 | 0,0983 |
| 6,07 | 5,303 | 25,425 | 1,904 | 27,329 | 8,136 | 0,2955 | 0,088 |

| Durum 3 $T = 2,32$ sn $D = 70$ mm $U_{O_3} = 0,7$ m/s | | | | | | | |
|---|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|--------------|
| d/H | L | F_d (N/m) | F_i (N/m) | F_h (N/m) | F_v (N/m) | f_h (-) | f_v (-) |
| 0,98 | | | | | | | |
| 1,31 | 0,945 | 29,302 | 16,764 | 46,066 | 35,813 | 0,2498 | 0,194 |
| 1,59 | 1,161 | 35,06 | 14,07 | 49,13 | 38,95 | 0,317 | 0,2513 |
| 1,96 | 2,665 | 35,031 | 10,437 | 45,468 | 27,247 | 0,338 | 0,2025 |
| 2,67 | 3,831 | 33,906 | 7,766 | 41,672 | 26,372 | 0,3602 | 0,228 |
| 3,70 | 4,586 | 33,778 | 4,994 | 38,772 | 23,645 | 0,3952 | 0,241 |
| 6,07 | 5,303 | 28,486 | 3,195 | 31,681 | 19,940 | 0,3425 | 0,2156 |

ÖZGEÇMİŞ

Doğum Tarihi : 26 Ocak 1969
Doğum Yeri : Ankara
Lise : Kadıköy Kız Lisesi, İstanbul, 1986
Üniversite : Yıldız Teknik Üniversitesi
İnşaat Müh.Bölümü, 1991
Çalıştığı Kurum : Yıldız Teknik Üniversitesi
Hidrolik Anabilim Dalı
Araştırma Görevlisi, 1993

