

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

GEMİ İNŞAATI VE GEMİ MAKİNELERİ MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**BAŞTAN GELEN DALGALARDA KANATÇIKLARIN DALIP ÇIKMA VE BAŞ
KİÇ VURMA HAREKETLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Gemi İnşaatı Mühendisi Deniz Can KOLUKISA

**HAZİRAN 2013
TRABZON**

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GEMİ İNŞAATI VE GEMİ MAKİNELERİ MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**BAŞTAN GELEN DALGALARDA KANATÇIKLARIN DALIP ÇIKMA VE BAŞ
KIÇ VURMA HAREKETLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

Gemi İnşaatı Mühendisi Deniz Can KOLUKISA

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce
"GEMİ İNŞAATI VE GEMİ MAKİNELERİ YÜKSEK MÜHENDİSİ"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 24.05.2013
Tezin Savunma Tarihi : 13.06.2013

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ercan KÖSE

Trabzon 2013

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Anabilim Dalında
Deniz Can KOLUKISA tarafından hazırlanan

**BAŞTAN GELEN DALGALARDA KANATÇIKLARIN DALIP ÇIKMA VE BAŞ
KİÇ VURMA HAREKETLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 28 / 05 / 2013 gün ve 1507 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda

YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Ercan KÖSE


.....

Üye : Prof. Dr. Burhan ÇUHADAROĞLU


.....

Üye : Yrd. Doç. Dr. Emre PEŞMAN


.....

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Hazırlamış olduğum yüksek lisans tezinde tüm iyi niyetiyle yardımlarını esirgemeyen Sayın hocam Prof. Dr. Ercan KÖSE'ye teşekkür eder, saygılarımı sunarım.

Ayrıca tez çalışmam süresince desteklerinden ve yardımlarından dolayı başta Arş. Gör. Erhan AKSU olmak üzere tüm KTÜ Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Bölümü araştırma görevlilerine, KTÜ Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Bölümü öğretim üyeleri Yrd. Doç. Dr. Emre PEŞMAN'a ve Yrd. Doç. Dr. İsmail ALTIN'a, üniversite öğrenimimde emeği geçen tüm hocalarıma, eğitimim süresince değerli bilgileri ile ufkumu genişletmiş olan tüm öğretmenlerime ve bugünlere gelmemde en büyük emeğe sahip olan aileme teşekkürlerimi sunarım.

Deniz Can KOLUKISA

Trabzon 2013

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Baştan Gelen Dalgalarda Kanatçıkların Dalıp Çıkma ve Baş Kıp Vurma Hareketleri Üzerindeki Etkilerinin Araştırılması” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Ercan Köse’nin sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 23/05/2013

Deniz Can KOLUKISA

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	III
TEZ BEYANNAMESİ	IV
İÇİNDEKİLER	V
ÖZET	VI
SUMMARY	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ	VIII
TABLolar DİZİNİ	IX
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XI
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş	1
1.2. Amaç ve Kapsam.....	3
1.3. Akışkan Hareketinin Temel Denklemleri	4
1.4. Viskoz Olmayan Akış Bölgeleri İçin Yaklaşım	6
1.5. Dönümsüz Akış Yaklaşımı	6
1.5.1. Süreklilik Denklemi.....	7
1.5.2. Momentum Denklemi	8
1.5.3. Dönümsüz Akış Bölgelerinde Bernoulli Denkleminin Türetilmesi	9
1.5.4. Dönümsüz Akış Bölgelerinin Süperpozisyonu	10
1.6. Dalga Hidromekaniği.....	11
1.7. Gemi Hareketleri ve Denizcilik.....	13
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR, BULGULAR VE İRDELEME	17
2.1. Problemin Tanımı ve Eksen Takımları	17
2.2. Hidrostatik Yük ve Denge.....	18
2.2.1. Hidrostatik Geri Getirme Kuvveti Katsayısı.....	19
2.3. Difraksiyon ve Radyasyon Teorisi	20
2.3.1. Sıfır İleri Hız Kabulü ile Yapılan Temel Hesaplamalar	21
2.3.2. İleri Hız İçin Düzeltmeler	25
2.4. Uygulama	25
2.4.1. Kullanılan HAD Yazılımı	26

2.4.2.	Wigley Formları	26
2.4.3.	Tekne Formlarının Modellenmesi	28
2.4.3.1.	Kanatçık Eklenen Tekne Formlarının Modellenmesi.....	29
2.4.4.	Hesaplama Aşaması.....	29
2.4.5.	Wigley-I ve Wigley-II Formları İçin Yapılan Hesaplamalar	30
2.4.6.	Kanatçık Eklenerek Oluşturulan Tekne Formları İçin Yapılan Hesaplamalar ..	32
2.4.6.1.	Kanatçıkların Dalıp Çıkma Hareketi Üzerindeki Etkileri.....	32
2.4.6.2.	Kanatçıkların Baş Kıç Vurma Hareketi Üzerindeki Etkileri	34
3.	SONUÇLAR VE ÖNERİLER	37
3.	KAYNAKLAR.....	37
3.	EKLER.....	37
ÖZGEÇMİŞ		

ÖZET

BAŞTAN GELEN DALGALARDA KANATÇIKLARIN DALIP ÇIKMA VE BAŞ KİÇ
VURMA HAREKETLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Deniz Can KOLUKISA

Karadeniz Teknik Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Ana Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ercan KÖSE

2013, 38 Sayfa, 2 Ek Sayfalar

Gemilerde yolcu konforu, yük, mürettebat ve donanım güvenliğinin istenen düzeye ulaştırılabilmesi için denizcilik analizi oldukça önemlidir.

Gemilerin tasarım ve ön tasarım aşamalarında, gemilerin dalgalar arasındaki hareketlerinin analizi için çeşitli hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri kullanılmaktadır. Güvenilir olmasının yanı sıra analiz sürecini kolaylaştırmakta olan üç boyutlu panel metodu, oldukça yaygın bir kullanıma sahiptir.

Bu çalışmada gemi hareketlerinin analizi için kullanılan difraksiyon ve radyasyon teorisi anlatılmış ve bu teoriyi temel alan, hesaplama aşamasında Green fonksiyonları kullanarak üç boyutlu panel metodu ile hesaplama yapan ANSYS AQWA programı yardımıyla Wigley tekne formları üzerinde analizler gerçekleştirilmiştir.

Öncelikle Wigley formları için daha önceden yapılmış çalışmalardan alınan deney sonuçları ile program yardımıyla hesaplanan sonuçlar karşılaştırılmış, sonrasında tekne formları üzerine farklı konumlara kanatçıklar (finler) eklenip hesaplamalar yapılarak kanatçıkların ve konumlarının farklı Froude sayılarında baştan gelen dalgalarda teknenin dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketleri üzerindeki etkileri araştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler : Gemi hareketleri, panel metodu, difraksiyon ve radyasyon teorisi, green fonksiyonları, kanatçık

Master Thesis

SUMMARY

INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF FINS ON HEAVE AND PITCH MOTIONS IN HEAD WAVES

Deniz Can KOLUKISA

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Naval Architecture and Naval Engineering
Supervisor: Prof. Dr. Ercan KÖSE
2013, 38 Pages, 2 Pages Appendix

Ship seakeeping analysis has a major importance for reaching the desired level in load, crew and equipment safety and in passenger comfort.

Various computational fluid dynamics methods are used to analyse the motions of ships in waves at design and pre-design stages. The three dimensional panel method, which simplifies the analysis procedure besides its credibility, has a widespread usage.

In this study, diffraction and radiation theory to analyse the ship motions is explained and the analysis was carried out on Wigley hull forms using ANSYS AQWA program which is based on this theory and carries out calculations via panel method using green functions.

Primarily the analysis results and experimental results of the past studies are compared. Thereafter, hulls are appended with fins at various locations and analysed to investigate the effects of fins and their locations on heave and pitch motions in head waves.

Key Words : Ship motions, panel method, diffraction and radiation theory, green functions, fins

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1. Düzenli dalga profili [4]	12
Şekil 1.2. Düzenli dalgalar [5]	12
Şekil 1.3. Koordinat sistemi üzerinde altı serbestlik dereceli gemi hareketleri [6]	14
Şekil 1.4. Karşılaşma açısı [5]	15
Şekil 2.1. Hidrodinamik kuvvetler	23
Şekil 2.2. Tekne en kesitleri; (a) Wigley-I, (b) Wigley-II [12]	27
Şekil 2.3. Wigley-I ağ yapısı	28
Şekil 2.4. Wigley-II ağ yapısı	28
Şekil 2.5. Tekne gövdesine eklenen kanatçıklar	29
Şekil 2.6. Wigley-I için dalıp çıkma hareketi transfer fonksiyonları	31
Şekil 2.7. Wigley-II için dalıp çıkma hareketi transfer fonksiyonları	31
Şekil 2.8. Wigley-I için baş kış vurma hareketi transfer fonksiyonları	31
Şekil 2.9. Wigley-II için baş kış vurma hareketi transfer fonksiyonları	32
Şekil 2.10. Başa eklenen kanatçıkların dalıp çıkma hareketi genliği üzerindeki etkileri	33
Şekil 2.11. Kıça eklenen kanatçıkların dalıp çıkma hareketi genliği üzerindeki etkileri	33
Şekil 2.12. Hem başa hem kıça kanatçık eklenmesi durumunda dalıp çıkma hareketi genliğinin değişimi	33
Şekil 2.13. Başa eklenen kanatçıkların baş kış vurma hareketi genliği üzerindeki etkileri .	34
Şekil 2.14. Kıça eklenen kanatçıkların baş kış vurma hareketi genliği üzerindeki etkileri .	35
Şekil 2.15. Hem başa hem kıça kanatçık eklenmesi durumunda baş kış vurma hareketi genliğinin değişimi	35

TABLÖLAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 2.1. Wigley formlarının ana boyutları [12].	26
Tablo 2.2. Kanatçık eklenen tekne formlarının isimlendirilmesi.	29
Ek Tablo 1. Wigley-I modeli için ofset tablosu [12].	39
Ek Tablo 2. Wigley-II modeli için ofset tablosu [12].	40

SEMBOLLER DİZİNİ

A_{jk}	: Ek su kütlesi matrisi
B_{jk}	: Hidrodinamik sönüm kuvveti katsayısı matrisi
C_{jk}	: Hidrostatik geri getirici kuvvet katsayısı matrisi
c	: Dalga hızı
d	: Derinlik
F_j	: Uyarıcı dalga kuvveti
Fn	: Froude sayısı
g	: Yerçekimi ivmesi
HAD	: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	: Kartezyen birim vektörler
K	: Dalga sayısı
L	: Gemi boyu
M_{jk}	: Kütle matrisi
$\vec{N}$	: Tekne yüzeyi için normal vektörü
P	: Basınç
RANSE	: Reynolds Ortalamalı Navier Stokes Denklemleri
$\vec{r}$	: Tekne yüzeyi için konum vektörü
S	: Tekne ıslak yüzey alanı
t	: Zaman değişkeni
T	: Dalga periyodu
u, v, w	: Akışkan hız bileşenleri
x_k	: Gemi hareket genlikleri
x'_3	: Dalıp çıkma hareketi transfer fonksiyonu
x'_5	: Baş kık vurma hareketi transfer fonksiyonu
x, y, z	: Hareketli koordinat sistemi eksenleri
X, Y, Z	: Referans koordinat sistemi eksenleri
ζ_a	: Dalga genliği
θ	: Karşılaşma açısı
λ	: Dalga boyu

μ	: Dinamik viskozite
π	: Pi sayısı
ρ	: Akışkan yoğunluğu
ϕ	: Hız potansiyeli fonksiyonu
ω	: Frekans
$\vec{\nabla}$	: Gradyan vektörü
∇^2	: Laplace operatörü

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Gemilerin dalgalar arasındaki hareketlerinin ve hidrodinamik kuvvetlerin doğru tahmin edilmesi gemi tasarımında kritik bir öneme sahiptir. Verimlilik ve konfor kriterlerinin yanı sıra büyük veya şiddetli hareketler, operasyonel şartları kısıtlayabilir veya güvenlik riski oluşturabilirler. Dalgalarla etkileşim halindeki yüzer bir cismin genel problemi 19. yüzyılın sonlarında Froude ve Mitchell'in çalışmalarından itibaren aktif halde araştırma konusu olarak takibe alınmıştır.

Froude ve Krylov tarafından yapılan çalışmalarda gemilerin enlerinin boylarına göre küçük olmasından yola çıkılarak, boyuna dalgalarda akışkan serbest yüzeyinin geminin varlığından dolayı deforme olmadığı varsayılmıştır. Dalgaların potansiyelinden dolayı ortaya çıkan ve gemi ıslak yüzeyine etkileyen basınç alanlarının hesaplanmasıyla da gemiye etkileyen hidrodinamik kuvvetler elde edilmiştir. Froude-Krylov teorisi adı verilen bu yaklaşımda geminin hareketinden dolayı yer değiştiren akışkanın potansiyeli göz ardı edilmiştir. Daha sonraki çalışmalarda bu eksikliği gidermek için gemiyle birlikte hareket eden ve ek atalet terimleri oluşturan ek su kütlelerinin tahmini için yaklaşımlar yapılarak bu bileşen hesaplamaya dahil edilmiştir.

Gemiye enine kesitlere ayırarak gemi boyunca her bir kesit için iki boyutlu analiz yapılmasını sağlayan dilim teorisi yönteminin temelleri Korvin-Krukovsky ve Jacobs tarafından yapılan çalışmada atılmıştır. Bugün kullanılan dilim teorisi yöntemlerinin çoğu, teoremin Salvesen, Tuck ve Faltinsen tarafından geliştirilmiş halinin varyasyonlarıdır. Dilim teorisi yönteminde her dilim (kesit) için problem, analitik olarak ya da ilerleyen bölümlerde üç boyutlu olarak anlatılacak olan panel metodlarının iki boyutlu haliyle çözülür. Bu iki yardımcı yöntem hidrodinamik katsayıların hesabı içindir. Analitik hesaplamada, Lewis form yaklaşımı adı verilen yöntemle gemi kesitleri trigonometrik fonksiyonlarla temsil edilir. Diğer yöntem Frank Close-fit olarak adlandırılır. Bu yöntemde her dilim kendi içinde segmentlere ayrılır ve tekne yüzeyi üstündeki segmentlere kaynak-kuyu dağıtımı yapılarak sınır şartlarını sağlayan hız potansiyelleri elde edilir. Dilim teorisi yöntemi, ön dizayn hesapları için yeterli bir araçtır fakat teori geminin hareketinden dolayı oluşturduğu dalgaların potansiyelini hesaplamamaktadır.

Üç boyutlu analizlerde süreklilik denklemi (kütlenin korunumu) ve Navier-Stokes (Momentumun korunumu) denklemi üzerinde yaklaşımlar yapılarak üç boyutlu akış alanında nümerik hesaplama yapılır. Reynolds ortalama Navier-Stokes Denklemleri kullanılarak gemi sınır tabakası ve iz bölgesindeki türbülanslı akışların modellenmesiyle çözüme gidilebilir. Bu yöntem RANSE (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations) olarak bilinir. 1990'lı yılların sonlarına doğru denizcilik problemleri için RANSE hesaplamaları çalışmalara konu olmuştur. Diğer yöntemlerle karşılaştırıldığında gerçeğe en yakın sonuçları veren bu yöntemde hesaplama zamanı ve işlem yükü diğer yöntemlere göre fazladır. Eğer viskozite ihmal edilirse RANSE, Euler denklemi haline gelecektir. Boyuna hareketler olan dalıp çıkma ve baş kık vurma hareketlerinde akışkanın viskoz etkileri yalpa hareketine göre oldukça düşüktür. Bu nedenle dalıp çıkma ve baş-kık vurma hareketlerinin analizinde viskozitenin ihmal edilmesi kabul edilebilir bir yaklaşımdır. Euler çözücülerini sınır tabaka problemini çözmek zorunda olmadıklarından daha seyrek ağ yapısına olanak sağlayarak işlem zamanını kısaltırlar.

Pratikte potansiyel akış çözücüler neredeyse yalnızca denizcilik problemlerinde kullanılmaktadırlar. Potansiyel akışta Euler çözücülerindeki kabullerin yanı sıra, akışın dönümsüz olduğu varsayımı yapılır. Fiziksel model üzerindeki bu varsayım, problemin çözümüne büyük bir etki yapmayacaktır. Çünkü akıştaki dönümlülük, tekneye yapışan akışkan nedeniyle oluşur ve Navier-Stokes denkleminin Euler denklemine indirgenmesiyle dönümlülük etkisi zaten yok olmuştur. Pratik uygulamalarda potansiyel akış çözücülerini Euler ve RANSE çözücülerine göre çok daha hızlıdır. Çünkü lineer olmayan dört diferansiyel denklem yerine potansiyel akışlarda sadece bir lineer diferansiyel denklemin çözümü aranır. Ayrıca potansiyel akış çözücülerinde genellikle tüm akış hacmini modellemek yerine panel metodunu kullanarak, yalnızca akışkan sınır yüzeylerinin modellenmesiyle hesaplama yapılır. Bu da çoğu analizde en çok uğraş harcanan ağ oluşturma aşaması için kolaylık sağlamaktadır. Tüm bunlara karşın potansiyel akış yöntemlerinde basit ve sürekli bir serbest yüzey şartı gerekir. Kırılan dalgaları ve serpintileri içeren akışların uygun biçimde analizi bu yöntemlerle zordur.

Potansiyel akışlar için "Panel Metodu" ya da "Sınır Elemanları Yöntemi" (Boundary Element Method) adı verilen ve çözümde Green fonksiyonları kullanılmasından dolayı "Green Fonksiyonları Yöntemi" olarak da bilinen yöntemde geleneksel olarak problem, frekans uzayında, cisim hareketlerinin küçük ve harmonik olduğu varsayımı ile lineerleştirilerek formüle edilir. Akışkan hacminin sınır yüzeyleri üzerinde paneller

oluşturularak elde edilen sınır değer problemi, cisim yüzeyi üzerinde sıfır geçirgenlik şartını sağlayacak şekilde kaynak-kuyu dağıtımı yapılarak çözülür. Sıfır hız durumundaki problemlerde bu yaklaşım oldukça başarılıdır ve açık deniz yapılarının tasarımında standart bir araç haline gelmiştir. İleri hızın mevcut olduğu problemlerin çözülmesi Green fonksiyonlarının karmaşıklığından dolayı daha zordur.

Yapılan çalışmada gemi dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketlerinin analizi için Green fonksiyonları yöntemi ile sayısal hesaplama yapılmıştır. Analiz için kullanılan ANSYS AQWA-LINE programı, difraksiyon ve radyasyon teorisini esas alarak gemi hareketinin hidrodinamik katsayılarını hesaplamaktadır. Program sınır şartlarını ileri hız durumunu göz önüne alarak belirlemektedir fakat Green fonksiyonlarını sıfır hız durumu için oluşturup, bir ileri hız düzeltmesi yaparak hesaplamaktadır.

1.2. Amaç ve Kapsam

Bu çalışmada iki Wigley tekne formunun baştan gelen düzenli dalgalarda, farklı froude sayıları için dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketlerinin transfer fonksiyonları bir hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemi ile elde edilmiş ve söz konusu tekne formları için geçmişte yapılan çalışmalardaki deney verileri ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca tekne gövdesine çeşitli konumlara kanatçıklar eklenerek, bunların dalıp çıkma ve baş kış vurma davranışları üzerindeki etkileri transfer fonksiyonları üzerinden incelenmiştir.

Çalışmanın ilk bölümünde potansiyel akış yaklaşımının, akışkanlar mekaniğinin temel denklemleri üzerinden nasıl elde edildiği anlatılmıştır. Sonrasında dalga hidromekaniği ve gemi hareketleriyle ilgili bilgiler verilmiştir.

İkinci bölümde gemi hareketleri analizinde kullanılan difraksiyon ve radyasyon teorisi tanıtılmış, düzenli dalgalarda altı serbestlik dereceli gemi periyodik salınım hareketinin temel denklemi gösterilerek bu denklemdeki bilinmeyen terimler olan ek su kütlesi, sönüm katsayısı ve hidrostatik geri getirme katsayılarının HAD (Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği) uygulaması yardımıyla hesaplanması açıklanarak gemi hareket denkleminin çözümü gösterilmiştir.

Daha sonra iki benzer Wigley tekne formunun, bir HAD yazılımı olan ANSYS AQWA-LINE programı ile baştan gelen düzenli dalgalarda üç farklı froude sayısı için dalıp çıkma ve baş kış vurma transfer fonksiyonları hesaplanmış, elde edilen veriler Gerritsma [1]'nin çalışmasında verilmiş olan deney verileri ile karşılaştırılıp irdelenmiştir.

Sonra tekne gövdesine baş ve kıçta farklı yüksekliklere kanatçıklar eklenerek analiz yapılmasıyla yeni sonuçlar elde edilmiş ve kanatçıkların dalıp çıkma, baş kıç vurma transfer fonksiyonları üzerindeki etkisi araştırılması amaçlanmıştır.

Üçüncü bölümde elde edilen sonuçlar incelenmiş ve öneriler sunulmuştur.

1.3. Akışkan Hareketinin Temel Denklemleri

Akışkan yoğunluğundaki ve sıcaklığındaki değişimlerin önemsiz olduğu bir akış probleminde iki hareket denklemini; kütle korunumunu ve Newton'un ikinci yasasını (doğrusal momentumun korunumu) çözmek yeterlidir.

Kütle korunumu prensibini akış alanında bir kontrol hacmine uyguladığımızda (1.1) ile gösterilen süreklilik denklemi elde edilir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1.1)$$

Akışın sıkıştırılamaz olduğu kabulü yapılırsa yoğunluğun zamana ve konuma göre değişimleri göz ardı edilebilir ve sıkıştırılamaz akış için süreklilik denklemi (1.2) şeklini alır.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.2)$$

Sıkıştırılamaz akış için momentumun korunumu yasasından hareketle elde edilen Navier-Stokes denklemi (1.3) ile verilmiştir.

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla} P + \rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (1.3)$$

Denklem (1.3) dört bilinmeyene (üç hız bileşeni ve basınç) sahip olmakla birlikte vektörel denklem olduğu için üç denklemi temsil eder. Hız vektörü $\vec{V}$ aşağıdaki gibi kartezyen koordinatlarda üç bileşene ayrılarak ifade edildiğinde;

$$\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k} \quad (1.4)$$

sıkıştırılmaz akış için (1.2) ile verilen süreklilik denklemi (1.5) şeklini alır. (1.3) ile gösterilen Navier-Stokes denklemi ise (1.6a), (1.6b) ve (1.6c) şeklinde üç denklemle temsil edilir.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (1.5)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_x + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (1.6a)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (1.6b)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (1.6c)$$

Kartezyen koordinatlarda Navier-Stokes denklemlerinde bilinmeyen sayısı üçü hız bileşenleri u , v , w ve biri basınç olmak üzere dört adettir. Sıkıştırılmaz akış için süreklilik denklemi (1.5), Navier-Stokes denklemlerini (1.6a,b,c) çözülebilir hale getirmek için dördüncü bir denklem olarak kullanıldığında ortaya çıkan denklem sisteminde dört bilinmeyen ve dört denklem vardır.

Navier-Stokes denklemi kendine özel bir takım yaklaşımları (Newton tipi akışkan, sabit termodinamik ve transport özellikler vb.) içeren bir akış modelidir. Bununla birlikte "mükemmel" bir modeldir ve akışkanlar mekaniğinin temelini oluşturur. Navier-Stokes denkleminin bütününden başlayarak yapılan çözümler tam çözümlerdir. Belirli bir problemin tam çözümünde, tanımlanan geometri ya da problemdeki diğer basitleştirici kabullerden ötürü bazı terimler ortadan kalkar. Diğer taraftan bir yaklaşık çözüm, çözüme başlamadan önce bile Navier-Stokes denkleminin akışın bir bölgesinde basitleştirildiği çözüm olarak tanımlanır [2].

1.4. Viskoz Olmayan Akış Bölgeleri İçin Yaklaşım

Akış alanına bağlı olmaksızın mühendislikte adı geçen tüm akışkanların bir viskozitesi vardır. Net viskoz kuvvetlerin, basınç veya atalet kuvvetlerine kıyasla ihmal edilebilir olduğu akış bölgeleri viskoz olmayan akış bölgeleri olarak adlandırılabilir. Bu tür bölgelerde Navier-Stokes (1.3) denkleminin sağ tarafındaki son terim ihmal edilebilir. Bu durumda Navier-Stokes denklemi viskoz terimini kaybeder ve Euler denklemine indirgenir:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}P + \rho \vec{g} \quad (1.7)$$

Euler denklemi basit olarak viskoz terimi bulunmayan Navier-Stokes denklemdir ve Navier-Stokes denkleminin için bir yaklaşımdır. Euler denklemi katı çeperlerden ve art izlerinden uzakta net viskoz kuvvetlerin ihmal edilebilir olduğu yüksek Reynolds sayılı akış bölgeleri için uygun bir yaklaşımdır.

Navier-Stokes denkleminin Euler yaklaşımında ihmal edilen terimi $(\mu \nabla^2 \vec{V})$, hızın en yüksek mertebeden türevlerini içeren bir terimdir. Matematiksel olarak bu terimin ortadan kalkması belirtebileceğimiz sınır şartlarının sayısını düşürür. Euler yaklaşımında katı yüzey sınırının sıfır geçirgenlik şartı hala belirtilebilmesine rağmen, kaymama sınır şartı belirtilemez. Dolayısıyla Euler denkleminin çözümleri katı çeperler yakınlarında fiziksel olarak anlamsızdır çünkü akışın burada kaymasına izin verilmiştir. Yine de Euler yaklaşımı bir sınır tabaka yaklaşımında ilk adım olarak sıklıkla kullanılır. Diğer bir ifadeyle Euler denklemi, bu yaklaşımın uygun olmadığı bilinen çeperlerde ve art izlerine yakın bölgeler de dahil olmak üzere tüm akış alanına uygulanır. Bunun ardından ince bir sınır tabaka viskoz etkileri hesaba katmak için bu bölgelere düzeltme olarak yerleştirilir [2].

1.5. Dönümsüz Akış Yaklaşımı

Akışkan parçacıklarının hiçbir net dönmeye sahip olmadığı akış bölgeleri vardır. Bu bölgelere dönümsüz akış bölgeleri denir. Matematiksel olarak dönümsüzlük yaklaşımı, çevrintinin ihmal edilebilecek kadar küçük olması demektir (1.8) [2].

$$\vec{\nabla} \times \vec{V} \cong 0 \quad (1.8)$$

1.5.1. Süreklilik Denklemi

Dönümsüz akışlar yaklaşımında (1.8) denklemiyle belirtildiği gibi hız vektörünün rotasyonu sıfır alınır. Eğer bir vektörün rotasyonu sıfırsa bu vektör, skaler bir fonksiyonun gradyanı ile temsil edilebilir. Kartezyen koordinatlarda bir ϕ skaler fonksiyonunu aşağıdaki şekilde tanımlanırsa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \phi = 0 \quad (1.9)$$

hız vektörü $\vec{V}$, (1.8) ve (1.9) denklemlerinden hareketle vektörlerin özdeşliğinden aşağıdaki gibi temsil edilebilir.

$$\vec{V} = \vec{\nabla} \phi \quad (1.10)$$

Buradaki ϕ fonksiyonu, hız potansiyeli ya da potansiyel fonksiyonu olarak adlandırılır. Dönümsüz akış yaklaşımında hız vektörü, hız potansiyeli ile ifade edilebilir. Denklem (1.10) ile gösterilen hız vektörü, süreklilik denklemi olan (1.2)' de yerine yazıldığında dönümsüz akış yaklaşımı için süreklilik denklemi elde edilir:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \phi = 0 \quad (1.11)$$

Dönümsüz akışlarda süreklilik denklemi aynı zamanda;

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1.12)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifadede yer alan Laplace operatörü ∇^2 , $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$ olarak tanımlanan skaler bir operatördür ve denklem (1.12) Laplace denklemi olarak adlandırılır. Laplace denklemi kartezyen koordinatlarda (1.13)'deki gibi gösterilir.

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.13)$$

Denklem (1.13) ile denklem (1.5) i karşılaştırıldığında da görülmektedir ki kartezyen koordinatlarda hız bileşenleri u, v, w için (1.10) denklemini açarak;

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (1.14)$$

ifadeleri yazılabilir. Bu yaklaşımın çekiciliği bilinmeyen üç hız bileşeninin bilinmeyen bir skaler ϕ fonksiyonunda toplanması ve çözüm için gerekli iki denklemin ortadan kalkmasıdır. Denklem (1.12)'den ϕ için bir çözüm elde edildiğinde, (1.14) denklemini kullanarak hız alanına ait üç hız bileşeni hesaplanabilir. Laplace denkleminin çözümleri büyük ölçüde geometriye (sınır şartlarına) bağlıdır. (1.12) Denklemi kütlenin kornumundan elde edildiyse de, kütle veya yoğunluk denklemde yer almaz. Dolayısıyla dönümsüz akış bölgesinin tamamını çevreleyen bir dizi sınır şartı için akışkan özelliklerinin ne olduğuna bakılmaksızın (1.12) denklemi ϕ için çözülebilir. ϕ hesaplandığında, Navier-Stokes denklemini çözmek zorunda kalmadan, (1.10) denklemini kullanarak bu akış bölgesinde her yerdeki $\vec{V}$ hesaplanabilir.

Elde edilen çözüm daimi olmayan bir akış için de anlık olarak geçerlidir, zira zaman parametresi sıkıştırılamaz süreklilik denkleminde görülmemektedir. Diğer bir deyişle herhangi bir anda, sıkıştırılamaz akış alanı anlık olarak kendisini, Laplace deklemini ve o anda var olan sınır şartlarını sağlayacak şekilde ayarlar [2].

1.5.2. Momentum Denklemi

Hız potansiyelini kullanarak hız alanını belirledikten sonra basınç alanını hesaplamak için Navier-Stokes denklemlerine ihtiyaç duyulur. Navier-Stokes denklemi, dönümsüz bir akış bölgesindeki iki bilinmeyen ϕ ve P 'nin çözümü için gerekli ikinci denklemdir. Dönümsüz akış yaklaşımı, Navier-Stokes denkleminin viskoz terimine uygulanırsa;

$$\mu \nabla^2 \vec{V} = \mu \nabla^2 (\vec{\nabla} \phi) = \mu \vec{\nabla} (\nabla^2 \phi) = 0 \quad (1.15)$$

halini alır. Burada (1.12) denkleminde yararlanılarak Navier-Stokes denklemi dönümsüz akış bölgelerinde Euler denklemine indirgenir.

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} \right] = -\vec{\nabla} P + \rho \vec{g} \quad (1.16)$$

(1.16) Denklemi (1.7) denkleminin aynısıdır. Sadece eşitliğin sol tarafındaki esas türev ifadesi açılarak gösterilmiştir. Her ne kadar daha önce viskoz olmayan bir akış bölgesi için Euler denklemi elde edilmiş olsa da, burada Euler denklemindeki viskoz terim farklı bir nedenden (dönümsüz akış kabulünden) dolayı ortadan kalkmıştır [2].

1.5.3. Dönümsüz Akış Bölgelerinde Bernoulli Denkleminin Türetilmesi

Denklem (1.16)'daki tam türevin taşınimsal terimi olan $(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}$, vektör özdeşliğinden yararlanılarak tekrar yazılabilir:

$$(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = \vec{\nabla} \left(\frac{V^2}{2} \right) - \vec{V} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \quad (1.17)$$

Burada V , $\vec{V}$ vektörünün büyüklüğüdür. Denklemin sağında parantez içindeki terim (1.8) denklemindeki çevrinti vektörüdür ve dönümsüz akış yaklaşımından dolayı sıfır değerini alır:

$$(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = \vec{\nabla} \left(\frac{V^2}{2} \right) \quad (1.18)$$

Denklem (1.16)'daki yoğunluk teriminin eşitliğin karşısına atılması ve (1.18)'deki terimin yerine yazılmasıyla Euler denklemi daimi ve dönümsüz bir akış için Euler denklemi;

$$\vec{\nabla} \left(\frac{V^2}{2} \right) = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} + \vec{g} \quad (1.19)$$

şeklini alır. Sıkıştırılamaz akışta yoğunluk sabit olduğundan, ρ gradyan operatörünün altına taşınabilir. Yerçekimi ivmesinin yalnızca negatif z-yönünde etkidiği ve sabit olduğu göz önüne alınırsa (1.19) denklemi;

$$\vec{\nabla} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz \right) = 0 \quad (1.20)$$

şeklini alır. Eğer bir skaler büyüklüğün gradyanı her yerde sıfırsa bu skaler büyüklüğün kendisi bir sabit olmalıdır. Böylece dönümsüz akış bölgelerinde daimi ve sıkıştırılamaz Bernoulli denklemi elde edilir:

$$\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz = \text{Tüm akış bölgesinde sabit} \quad (1.21)$$

Viskoz olmayan bir akış bölgesinde Bernoulli denklemi akım çizgileri boyunca geçerlidir ve Bernoulli sabiti akım çizgisinden akım çizgisine değişir. Dönümsüz bir akış bölgesinde ise Bernoulli sabiti her yerde aynıdır ve böylece Bernoulli denklemi dönümsüz akış bölgesinin her yerinde geçerli olur. Bu yüzden dönümsüzlük yaklaşımı, viskoz olmama yaklaşımından daha kısıtlayıcıdır.

Dönümsüz bir akış bölgesinde öncelikle Laplace denkleminin (1.12) hız potansiyeli ϕ bulunur. Ardından (1.10) denkleminin hız alanı elde edilir. Laplace denklemini çözmek üzere göz önüne alınan akış alanının sınırı boyunca her yerde ϕ için sınır şartları belirtmek gerekir. Hız alanı bilindiğinde, basınç alanını elde etmek için Bernoulli denklemi (1.21) kullanılır. Bu durumda Bernoulli sabiti, akış içerisindeki bir noktadaki basınç sınır şartından elde edilir [2].

1.5.4. Dönümsüz Akış Bölgelerinin Süperpozisyonu

Laplace denklemi doğrusal bir homojen diferansiyel denklem olduğundan, bu denklemin iki ya da daha fazla çözümünün doğrusal kombinasyonu da bir çözüm olmalıdır. Örneğin eğer Laplace denkleminin iki çözümü ϕ_1 ve ϕ_2 ise, bu durumda A ve B keyfi sabitler olmak üzere; $A\phi_1$, $(A + \phi_1)$, $(\phi_1 + \phi_2)$ ve $(A\phi_1 + B\phi_2)$ ifadeleri de birer çözümdür. Bunu genellemek gerekirse Laplace denkleminin birkaç çözümü toplanabilir ve

bu kombinasyon da bir çözümdür. Eğer dönümsüz bir akış bölgesi iki veya daha fazla ayrı dönümsüz akış alanının toplamı ile modelleniyorsa birleşik akış alanını tarif etmek için her bir akışın potansiyel fonksiyonları toplanabilir. Bilinen iki veya daha fazla çözümün birbirlerine eklenerek daha karmaşık bir üçüncünün elde edilmesi işlemi süperpozisyon prensibi olarak bilinir.

Ayrıca birleşik akış alanının potansiyel fonksiyonu her bir akış alanının potansiyel fonksiyonlarının toplamı olduğundan, birleşik akış alanında herhangi bir noktadaki hız, her bir akış alanının hızlarının vektörel toplamıdır. İki dönümsüz akış alanının süperpozisyonu ile birleşik hız potansiyeli fonksiyonu;

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 \quad (1.22)$$

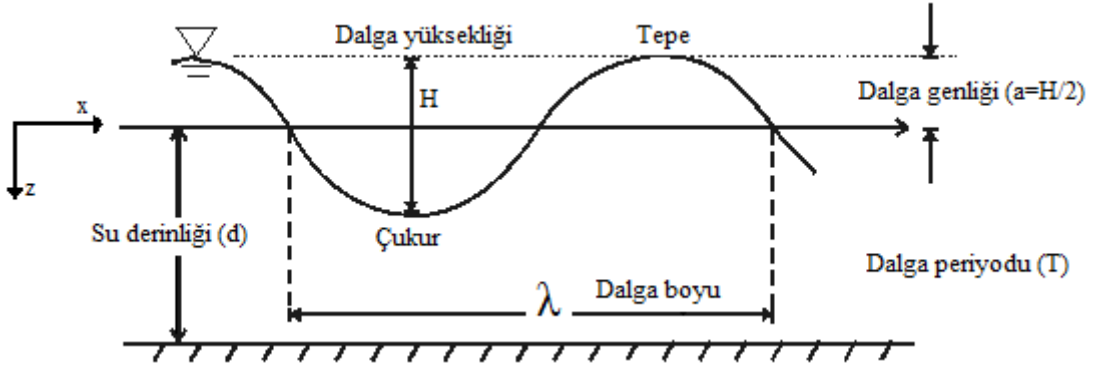
ile verilir [2].

1.6. Dalga Hidromekaniği

Serbest yüzey üzerindeki dalga etkilerinin önemliliği, akışkanlar mekaniğinin diğer dallarıyla kıyaslandığında, gemi hidrodinamiğinin eşsiz bir yönüdür. Gemi hidrodinamiğinde yüzen veya sabitlenmiş yapılar üzerindeki dalga etkileri incelenir. Yüzer yapılar üzerindeki dalga yükleri ve gemilerin dalgalar arasındaki salınım hareketleri özel bir önem taşımaktadır.

Bu problemler akışkanın ideal ve dalga hareketlerinin lineerleştirilebilir derecede küçük olduğu varsayımlarına bağlı olarak çözülmektedir. Lineer olmayan etkiler bazı özel durumlarda önemlidir. Sığ sularda ya da yerel olarak geminin baş bodoslama kısmında dalgaların kırılması bu durumlara örnek olarak verilebilir. Küçük cisimler üzerindeki dalga kuvvetlerinin hesabında viskoz gerilmeler kayda değer düzeydedir. Fakat lineer olmayan ve viskoz etkilerin göz ardı edilmesiyle belli durumlarda yararlı sonuçlar elde edilebilir [3].

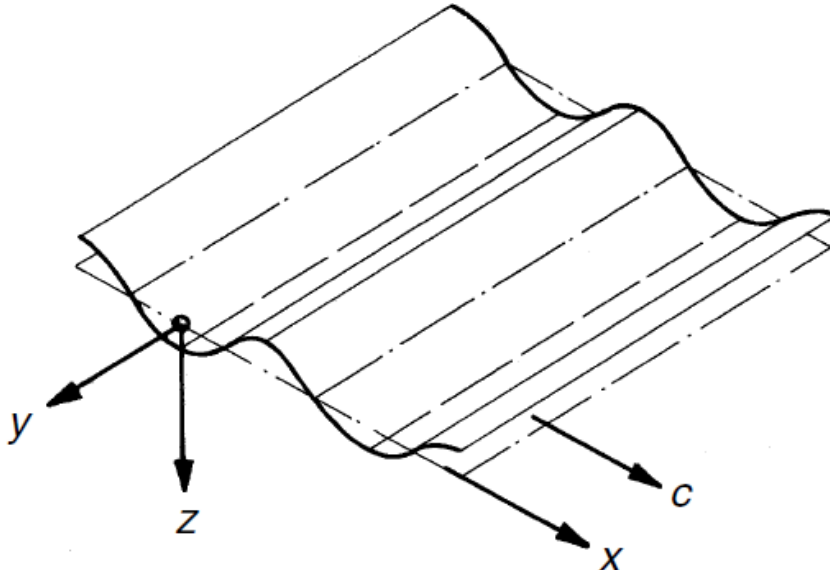
Düzenli dalgalar sonsuz sayıda dalga tepesi ve dalga çukurundan oluşan sinüzoidal profillere sahiptir. Dalga tepeleri ve dalga çukurları dalga ilerleme yönüne dik olarak sıralanmışlardır. Düzenli dalgalar lineer denizcilik problemlerinin çözümünde bir yapıtaşını niteliğindedirler.



Şekil 1.1. Düzenli dalga profili [4].

Düzenli dalgalar genel olarak bir uzunluk değeri (dalga boyu λ ya da dalga sayısı K) ve bir zaman parametresi (dalga periyodu T ya da dalga frekansı ω) ile ifade edilebilir. Şekil 1.1. ile gösterilen bir düzenli dalga profili için H dalga yüksekliğidir ve genliğin iki katıdır. İki dalga tepesi veya iki dalga çukuru arasındaki mesafe dalga boyudur ve λ ile gösterilir. Dalganın bir dalga boyu kadar yol alması için geçen süreye dalga periyodu denir ve T ile gösterilir. Dalga sayısı K ve dalga frekansı ω aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \quad (1.23)$$



Şekil 1.2. Düzenli dalgalar [5].

Dalga hızı c , bir dalga tepesinin ya da dalga çukurunun yer değiştirme hızıdır (1.24).

$$c = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{K} \quad (1.24)$$

Düzenli dalgalarda dalga sayısı K ile ilgili aşağıdaki bağıntılar yazılabilir.

$$K = \frac{\omega^2}{g} \text{ derin suda,} \quad K \tanh(Kd) = \frac{\omega^2}{g} \text{ sığ suda} \quad (1.25)$$

Burada g yerçekimi ivmesi, d ise su derinliğidir. Yukarıdaki eşitliklerden yola çıkarak derin su için dalga hızı için aşağıdaki bağıntılar elde edilir.

$$c = \sqrt{\frac{g}{K}} = \frac{g}{\omega} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} = \frac{gT}{2\pi} \quad (1.26)$$

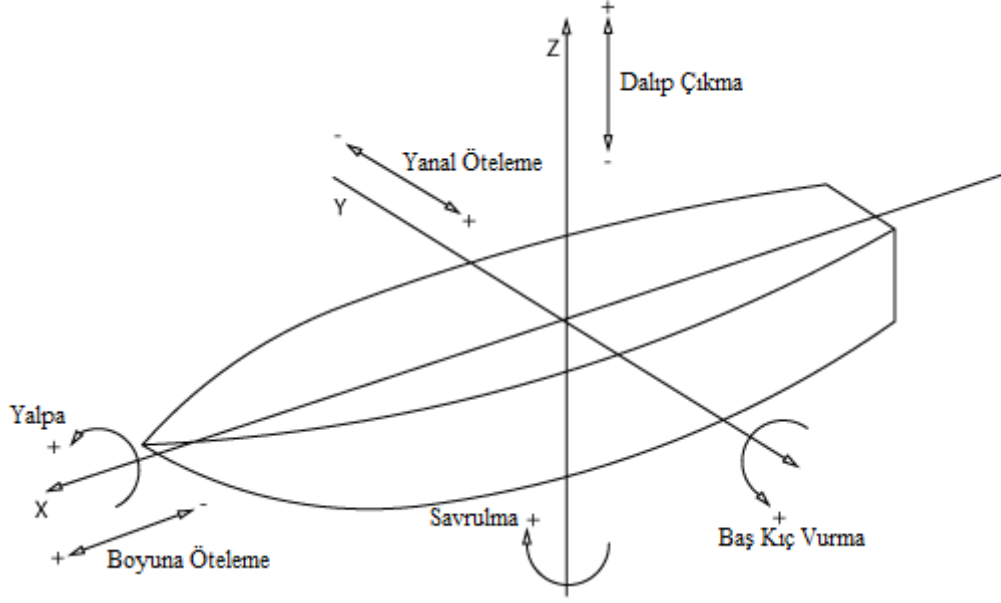
Gemi hareketleri analizinde, ilgilenilen dalgalarda yerçekimi etkisi ve yüzey gerilimi etkileri önem taşımaktadır. Suyun sıkıştırılabilirliği ve derin sulardaki hareketler için viskozite ihmal edilerek ideal akışkan varsayımı ile hesaplama yapılabilir. Bu nedenle dalgaların tanımında potansiyel teori kullanılabilir [5].

1.7. Gemi Hareketleri ve Denizcilik

Dalgalar içindeki bir gemi Şekil 1.3'te görüldüğü gibi üçü öteleme, üçü dönme hareketleri olmak üzere altı serbestlik dereceli salınım hareketi yapar. Bu hareketler;

- Boyuna öteleme
- Yanal öteleme
- Dalıp çıkma
- Yalpa
- Baş kıkırma
- Savrulma

hareketleri olarak adlandırılmıştır.



Şekil 1.3. Koordinat sistemi üzerinde altı serbestlik dereceli gemi hareketleri [6].

Dalıp çıkma, baş kıç vurma ve yalpa hareketleri hidrostatik geri getirme kuvvetine sahip oldukları için rezonans salınım periyodu mevcuttur. Bu nedenle bu hareketler diğerlerine göre daha önemlidir. Dalıp çıkma hareketi konvansiyonel gemi tipleri için genellikle sorun yaratmamaktadır ancak yüzey etkili gemiler gibi hava yastığına sahip gemi tiplerinde tekne ve dalgalar arasındaki karşılaşma frekansının yüksekliğine bağlı olarak dalıp çıkma hareketi rezonansa girmekte ve sorun oluşturmaktadır. Diğer taraftan sondaj yapan gemilerde ve platformlarda dalıp çıkma hareketi sondaj işlemini güçleştirmekte veya olanaksız hale getirebilmektedir.

Baş kıç vurma hareketi konvansiyonel gemiler için dalıp çıkma hareketine göre daha fazla rahatsızlık ve tehlike unsurudur. Özellikle baştan ve baş omuzluktan gelen dalgalarda baş kıç vurma genliğinin artması gemideki yüke, ekipmana veya mürettebat ve yolcuya zarar verebilir. Bu nedenle genellikle gemi kaptanı bu etkileri azaltmak için hız kesmek veya rota değiştirmek zorunda kalacaktır.

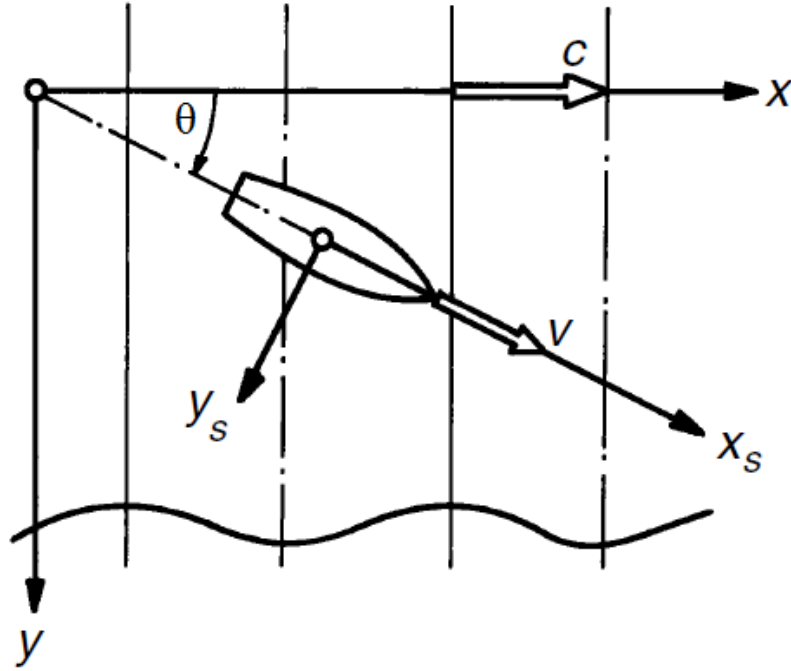
Yalpa hareketi konvansiyonel gemi tipleri için en çok sorun yaratan hareketlerin başında gelir. Gemi üzerindeki ekipman ve tesisata zarar verebilen yalpa hareketi özellikle yolcu ve mürettebat üzerinde çok etkilidir. Düşey ve yatay ivmelenme ile birlikte deniz tutmasının temel nedenlerinden biri olan yalpa hareketi yolcu konforunu olumsuz etkilerken savaş gemileri ve balıkçı gemileri gibi mürettebatını etkin bir şekilde çalıştırmak zorunda olan gemilerde ciddi sorunlar oluşturur. Bordadan gelen dalgalarda özellikle

rüzgarın da katkısı ile tehlikeli derecede yana yatmalar ve hatta alabora olma riski ortaya çıkabilir.

Geminin dalgalar içindeki hareketleri nedeniyle ortaya çıkan önemli bir etki geminin ileri hareketine engel olan ek dirençtir. Bu direncin kaynağı gemi hareketleri nedeniyle oluşan dalgalara aktarılan enerji ve gemiye gelen dalgaları yansıtmak ve kırmak için yapılan işittir.

Dalgalar içindeki bir tekne üzerindeki basınç sürekli değişir ve bu değişimler üç türlü dalga yükünün ortaya çıkmasına neden olur:

- Yerel hidrodinamik basınç yükleri
- Basınç farklılıklarının integrasyonundan kaynaklanan boyuna kesme kuvvetleri, burulma ve eğilme momentleri
- Güverte su basması ve dövünme esnasında yerel olarak gemi üzerinde oluşacak ani basınç değişimlerinin teknede yaratacağı titreşimden kaynaklanan eğilme ve burulma momentleri [7].



Şekil 1.4. Karşılaşma açısı [5].

Gemilerin dalgalar arasındaki hareketleri incelenirken karşılaşma açısı ve karşılaşma frekansı adında iki kavram kullanılır. Karşılaşma açısı θ dalgaların ilerleme yönünün

vektörü ile geminin merkez hattı doğrultusundaki pozitif ileri hız vektörü arasındaki açıdır (Şekil 1.4.). Karşılaşma frekansı ise (1.27) denklemi ile belirtilmiştir [5].

$$\omega_e = |\omega - KV \cos \theta| = \left| \omega - \frac{\omega^2 V}{g} \cos \theta \right| \quad (1.27)$$

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR, BULGULAR VE İRDELEME

2.1. Problemin Tanımı ve Eksen Takımları

Yapılan çalışmalarda baştan gelen düzenli dalgalar arasında gemi hareketleri incelenmiştir. Yani karşılaşma açısı $\theta = 180^\circ$ olarak alınmıştır. Altı serbestlik dereceli gemi hareketlerinden dalıp çıkma ve baş kıç vurma hareketleri ele alınmıştır. Önemli bir gemi hareketi olan yalpa hareketinin incelenmemesinin nedeni kullanılan yöntemde viskoz etkilerin hesaplanmaması ve bu etkilerin yalpa hareketinde büyük öneme sahip olmasıdır.

Serbest akışkan yüzeyi sınırı içeren hidrodinamik problemlerde, genellikle orijini ortalama serbest sıvı yüzeyi üzerinde tanımlı bir eksen takımı kullanılır. Katı cismin hareketleri için ise, cismin ağırlık merkezini dinamik referans noktası olarak kullanmak uygundur. Gemi periyodik hareketlerini inceleyen bu problemde, orijini serbest sıvı yüzeyinde ve sabit olan X, Y, Z referans eksen takımıyla birlikte, orijini teknenin ağırlık merkezinde olan hareketli x, y, z eksen takımı kullanılmıştır.

Teknenin ağırlık merkezindeki koordinat sistemi, sabit olan evrensel koordinat sistemine başlangıçta paraleldir. Bununla birlikte tekne hareketlerinin küçük olduğu varsayımı yapılmıştır. Teknenin altı serbestlik dereceli hareketi, x_k ($k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$) olarak tanımlanmıştır. $k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ Sırasıyla boyuna öteleme, yan öteleme, dalıp çıkma, yalpa, baş kıç vurma ve savrulma hareketlerini temsil etmektedir.

Newton'un hareket yasalarından yola çıkarak bir geminin altı serbestlik dereceli salınım hareketinin denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir [8].

$$\sum_{k=1}^6 (M_{jk} + A_{jk}) \ddot{x}_k + B_{jk} \dot{x}_k + C_{jk} x_k = F_j \quad j = 1, 2, \dots, 6 \quad (2.1)$$

Bu denklem sistemi tekneye etkiyen atalet kuvvetleri ile çevreden tekneye etki eden hidrodinamik kuvvetlerin dengesini ifade etmektedir. Bu denklemde F_j uyarıcı dalga kuvveti, M_{jk} teknenin kütle matrisi, A_{jk} hidrodinamik ek su kütlesi matrisi, B_{jk} sönüm katsayısı matrisi ve C_{jk} ise hidrostatik geri getirme kuvveti katsayısı matrisidir [7].

Kütle matrisi M_{jk} , teknedeki ağırlık dağılımına bağlı kütle ve atalet terimlerini içermektedir. Kütle matrisi genel olarak aşağıdaki şekilde kullanılır:

$$M_{jk} = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 & 0 & Mz_g & 0 \\ 0 & M & 0 & -Mz_g & 0 & Mx_g \\ 0 & 0 & M & 0 & -Mx_g & 0 \\ 0 & -Mz_g & 0 & I_4 & 0 & -I_{46} \\ Mz_g & 0 & -Mx_g & 0 & I_5 & 0 \\ 0 & Mx_g & 0 & -I_{46} & 0 & I_6 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Burada M teknenin kütlesini, z_g ve x_g teknenin ağırlık merkezinin düşey ve boyuna konumunu, I_4, I_5, I_6, I_{46} terimleri ise atalet momentlerini göstermektedir.

2.2. Hidrostatik Yük ve Denge

Tekne sakin suda iken tekneye uygulanan akışkan kuvvetleri, hidrostatik basıncın tekne ıslak yüzeyi üzerinde integre edilmesiyle hesaplanır. Hidrostatik momentler, teknenin ağırlık merkezine göre alınır. Herhangi bir anda tekneye etkiyen hidrostatik kuvvet ve moment aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\vec{F}_{hidrostatik}(t) = - \int_{S(t)} P \vec{N} ds \quad (2.3)$$

$$\vec{M}_{hidrostatik}(t) = - \int_{S(t)} P (\vec{r} \times \vec{N}) ds \quad (2.4)$$

Burada; $\vec{r}$ ağırlık merkezine göre konum vektörü, P hidrostatik basınç, $\vec{N}$ tekne gövdesinin dış doğru normal vektörü, $S(t)$ ise herhangi bir andaki tekne ıslak yüzeyidir.

Frekans uzayında yapılan çözümlerde, bir denge konumu etrafında küçük genlikli salınım hareketleri incelendiğinden; tekne ıslak yüzeyinin bu ortalama denge konumu göz önüne alınarak zamandan bağımsız hale getirilmesiyle hidrostatik kuvvet ve momentleri hesaplama yoluna gidilebilir. Söz konusu ortalama denge konumu teknenin sakin sudaki

denge pozisyonu olarak alınmalıdır. Hidrostatik denge konumu teknenin kütlesine, yük dağılımına, hidrostatik basınç ve dış kuvvetlere bağlı olarak hesaplanır. Hidrostatik basınç, yüzme merkezi üzerine etkiyen toplam düşey kaldırma kuvveti olarak ele alındığında denge durumunu sağlamak için, tekne üzerindeki toplam kuvvet ve toplam momentin sıfır olması gerekir [9].

2.2.1. Hidrostatik Geri Getirme Kuvveti Katsayısı

Ortalama denge konumu etrafında yapılan salınım hareketinin geri getirici kuvvete sahip bileşenleri olan yalpa, dalıp çıkma ve baş kıç vurma hareketleri için geri getirme kuvveti

(2.1) Denkleminde yer alan hidrostatik geri getirme kuvveti katsayısı matrisi C_{jk} aşağıdaki şekilde gösterilir.

$$C_{jk} = \rho g \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & C_{34} & C_{35} & 0 \\ 0 & 0 & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ 0 & 0 & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Geri getirme kuvveti katsayısı matrisin değere sahip olan terimleri aşağıda verilmiştir [9].

$$C_{33} = A \quad (2.6)$$

$$C_{34} = C_{43} = \int_A y dA \quad (2.7)$$

$$C_{35} = C_{53} = - \int_A x dA \quad (2.8)$$

$$C_{44} = \int_A y^2 dA + z_{gb} \cdot \nabla_0 \quad (2.9)$$

$$C_{45} = C_{54} = - \int_A xy dA \quad (2.10)$$

$$C_{46} = -x_{gb} \cdot \nabla_0 \quad (2.11)$$

$$C_{55} = \int_A x^2 dA + z_{gb} \cdot \nabla_0 \quad (2.12)$$

$$C_{56} = -y_{gb} \cdot \nabla_0 \quad (2.13)$$

Buradaki integraller teknenin su hattı alanına göre alınmıştır ve A , teknenin toplam su hattı alanını ifade etmektedir. Belirtilen konumda teknenin toplam deplasman hacmi ise ∇_0 ile gösterilmiştir. Denklemlerdeki x_{gb} , y_{gb} , z_{gb} terimleri yüzme merkezinin ağırlık merkezine göre konumunu belirtmektedir. Teknenin sakin sudaki denge konumunun sağlanması için ağırlık merkezi ve yüzme merkezi aynı düşey doğrultu üzerinde olması gerektiğinden; $x_{gb} = 0$ ve $y_{gb} = 0$ olacaktır. Ayrıca ve tekne formu XZ düzlemine göre simetrik olduğunda y eksenine göre alınan alan momentleri ve alan eylemsizlik momentleri sıfıra eşit olacağından hidrostatik geri getirme kuvveti matrisi C_{jk} 'nin değere sahip olan terimleri C_{33} , C_{35} , C_{44} , C_{53} , C_{55} , olacaktır.

2.3. Difraksiyon ve Radyasyon Teorisi

Gelen dalgaların tekne üzerinde oluşturduğu kuvvetler uyarıcı dalga kuvvetleri olarak tanımlanır. Uyarıcı kuvvetler genellikle iki bileşene ayrılarak ele alınır. Bu iki bileşen Froude-Krylov kuvvetleri ve difraksiyon kuvvetleridir. Froude-Krylov kuvvetleri gelen dalgaların tekne üzerinde oluşturduğu hidrodinamik basınç alanından kaynaklanan kuvvetlerdir.

Difraksiyon (kırınım) dalgaları serbest yüzmekte olan veya sabitlenmiş katı cisim yüzeyine gelerek kırınımına uğrayan dalgalardır. Difraksiyon dalgalarının katı cisim yüzeyi üzerinde oluşturduğu hidrodinamik basınç alanından kaynaklanan kuvvetler difraksiyon kuvvetleridir.

Radyasyon (saçılım, yayılım) dalgaları ise serbest yüzmekte olan cismin dalgalar arasındaki hareketinden dolayı oluşan ya da cismin sakin suda zorlanmış salınım hareketinden dolayı oluşturduğu dalgalardır. Sabitlenmiş bir katı cisim için radyasyon dalgalarından söz edilemez. Radyasyon dalgalarının katı cisim yüzeyi üzerinde oluşturduğu hidrodinamik basınç alanından kaynaklanan kuvvetler radyasyon kuvvetleridir ve bu kuvvetler ek su kütlesi ve sönüm katsayısı terimleri cinsinden yazılarak ifade edilebilir.

2.3.1. Sıfır İleri Hız Kabulü ile Yapılan Temel Hesaplamalar

Gemi hareketi denkleminin (2.1) hidrodinamik katsayıları olan A_{jk} ve B_{jk} terimlerinin hesaplanması için akışın ideal ve dönümsüz olduğu kabulü yapılmıştır ve potansiyel teori kullanılmıştır. Başka bir varsayım ise gelen dalga genliğinin, dalga boyuna oranla düşük olduğudur. Teori, sabitlenmiş yüzer cisimler üzerine etkiyen uyarıcı dalga kuvvetlerini hesaplamada ya da serbest yüzmekte olan cisimlere etkiyen uyarıcı dalga kuvvetleriyle birlikte radyasyon (saçılım) kuvvetlerini hesaplamada kullanılabilir.

Dönümsüz akış bölgelerinin süperpozisyonu prensibi sayesinde, yukarıda belirtilen çeşitli dalga bileşenleri ayrı ayrı ele alınarak süperpoze edilebilir. Akış alanının potansiyel fonksiyonu, düzenli dalgaların harmonik hareketlerinden dolayı aşağıdaki şekilde tanımlanabilir [9]:

$$\Phi(X, Y, Z, t) = \phi(X, Y, Z)e^{-i\omega t} \quad (2.14)$$

Akışın genel potansiyel fonksiyonu ϕ ; teknenin altı serbestlik dereceli hareketinden dolayı oluşan radyasyon dalgaları, gelen dalgalar ve yansıyan difraksiyon dalgaları için 3 farklı bileşene ayrılabilir. Süperpozisyon prensibini uygulayabilmesi için problem iki farklı problemin kombinasyonu olarak ele alınabilir.

Problemlerden birincisi, serbest yüzmekte olan teknenin sakin suda harmonik salınım hareketini inceler. Teknenin altı serbestlik dereceli salınım hareketi, akışkana etki ederek radyasyon dalgasını ve tekne üzerine etkiyen radyasyon kuvvetlerini ortaya çıkarır.

İkinci problem ise sabitlenmiş teknenin düzenli dalgaların etkisine maruz kaldığı durumdur. Bu durumda sabit gövdeye etkiyen uyarıcı dalga kuvvetleri olan Froude-Krylov kuvvetleri ve difraksiyon kuvvetleri incelenir.

Tekneye gelen birim genlikli düzenli dalgalar için akışın potansiyel fonksiyonu, gelen dalgalar, difraksiyon ve radyasyon dalgaları bileşenleriyle temsil edilerek:

$$\phi(X, Y, Z)e^{-i\omega t} = \left[(\phi_0 + \phi_7) + \sum_{k=1}^6 \phi_k x_k \right] e^{-i\omega t} \quad (2.15)$$

şeklinde gösterilebilir [9]. Burada ϕ_0 gelen dalganın potansiyeli, ϕ_7 gelen dalganın tekne gövdesiyle etkileşiminden dolayı ortaya çıkan difraksiyon dalgasının potansiyeli, ϕ_k teknenin ' x_k ' hareketinden dolayı oluşan akışkan hareketinin (radyasyon) potansiyeli ve ω gelen dalganın frekansını göstermektedir. Denklem (2.15)'te görüldüğü üzere akışın üniform hızı ile ilgili bir potansiyel terimi bulunmamaktadır. Daha sonra bir ileri hız düzeltmesi yapılarak üniform akış hızı, dolayısıyla bağıl olarak tekne hızı hesaba katılmış olacaktır.

Gelen dalga için, akışkan içerisinde herhangi bir (X,Y,Z) noktasındaki hız potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılabilir [9].

$$\phi_0 = \frac{-ig \cosh[K(d + Z)] e^{iK(X \cos \theta + Y \sin \theta)}}{\omega \cosh(Kd)} \quad (2.16)$$

Bu eşitlikte d suyun derinliğini, K dalga sayısını, θ kıçtan gelen dalgada sıfır derece olmak üzere dalga yönünü göstermektedir. Dalga sayısı ' K ' ile açısal hız ' ω ' arasında (1.25) bağıntısı (sığ su için) vardır.

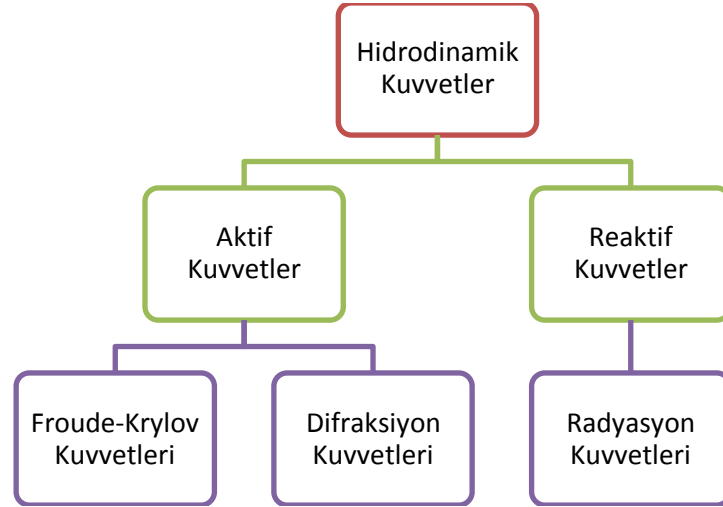
Potansiyel fonksiyonları, kompleks fonksiyonlar olarak karşılaşılmalarına rağmen, akışkan basıncı ve tekne hareketleri gibi fiziksel büyüklükler, fonksiyonların sadece gerçel kısımları göz önüne alınarak elde edilirler. Bilinmeyen potansiyeller, akış alanını sınırlayan yüzeylerde Green fonksiyonları yöntemi kullanarak elde edilir [9].

Green fonksiyonları yönteminde ortalama ıslak yüzey üzerinde paneller oluşturulur. Her bir panelin hız potansiyeli birer Green fonksiyonu ile gösterilir. Green fonksiyonları Laplace denklemini, radyasyon şartını ve basitleştirilmiş serbest yüzey şartını sağlar. Bilinmeyen potansiyeller, her bir panel için tekne gövdesi üzerinde sıfır geçirgenlik koşulunu sağlayan lineer denklem sistemlerinin çözümü ile elde edilir [5].

Potansiyeller bilindiğinde, birinci dereceden hidrodinamik basınç dağılımı lineerleştirilmiş Bernoulli denklemi ile hesaplanabilir.

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -i\omega\rho\phi \quad (2.17)$$

Basınç dağılımının elde edilmesi ile çeşitli akışkan kuvvetleri basıncı tekne ıslak yüzeyi üzerinde integre ederek elde edilebilir. Tekne üzerine etkiyen akışkan hidrodinamik kuvvetleri reaktif ve aktif kuvvetler şeklinde bileşenlere ayrılarak ifade edilebilir:



Şekil 2.1. Hidrodinamik kuvvetler

Tekne ıslak yüzeyi üzerine etkiyen aktif kuvvetler:

$$F_j = - \int_S P n_j dS = - \int_S i\omega\rho(\phi_0 + \phi_7) n_j dS \quad (2.18)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, F_j birim dalga genliğinde j yönündeki aktif kuvveti göstermektedir. n_j , j yönü için genelleştirilmiş yüzey normali, S ise serbest yüzmekte olan teknenin ıslak yüzeyidir. Aktif kuvvetlerin bileşenleri ayrı ayrı incelenirse:

$$F_j = - \int_S i\omega\rho\phi_0 n_j dS - \int_S i\omega\rho\phi_7 n_j dS \quad (2.19)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada denklemin sağ tarafındaki ilk integral terimi Froude Krylov Kuvvetlerini, ikinci integral terimi difraksiyon kuvvetlerini ifade etmektedir.

Tekne hareketlerinden dolayı oluşan ve tekne üzerine etkiyen akışkan radyasyon kuvvetleri ise aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$F_{jk} = - \int_S P n_j dS = - \int_S i\omega\rho\phi_k n_j dS \quad (2.20)$$

Bu eşitlikte F_{jk} , birim dalga genliği için teknenin x_k hareketinden dolayı oluşan akışkan hareketinin tekneye j yönünde uyguladığı reaktif kuvvettir.

Kompleks bir fonksiyon olan hız potansiyeli ϕ , gerçel ve sanal kısımlarına ayrılarak ifade edilebilir:

$$\phi_k = \phi_k^{Re} + i\phi_k^{Im} \quad (2.21)$$

Bu denklemdeki sanal ve gerçel potansiyel bileşenleri (2.20) denkleminde yerine yazılarak ayrıştırılırsa;

$$F_{jk} = \omega\rho x_k \int_S \phi_k^{Im} n_j dS - i\omega\rho x_k \int_S \phi_k^{Re} n_j dS \quad (2.22)$$

denklemini elde edilir. Teknenin hareketi harmonik olduğundan (2.22) denklemini, teknenin salınım hareketinin hızı ve ivmesiyle ilişkili katsayılar yardımıyla ifade edilebilir:

$$F_{jk} = -A_{jk} \ddot{x}_{jk} - B_{jk} \dot{x}_{jk} \quad (2.23)$$

$$A_{jk} = \frac{\rho}{\omega} \int_S \phi_k^{Im} n_j dS \quad (2.24)$$

$$B_{jk} = \rho \int_S \phi_k^{Re} n_j dS \quad (2.25)$$

Böylece A_{jk} ek su kütlesi ve B_{jk} sönüm katsayısı matrisleri elde edilir. Problem sabit tekne üzerindeki dalga kuvvetleriyle ilgileniyorsa yalnızca aktif kuvvetler göz önüne alınır. Eğer tekne serbest yüzüyorsa hem aktif hem reaktif kuvvetler hesaba katılmalıdır [9].

2.3.2. İleri Hız İçin Düzeltmeler

Green fonksiyonları yöntemi ile sıfır hız durumu için yapılan hesaplamalarla elde edilen hidrodinamik katsayıların ileri hız durumu için düzeltilmesi gerekir. Bunun için dilim teorisinde yapılan ileri hız düzeltmesine benzer bir yöntem kullanılmıştır[9, 10]. Baş kıkırma hareketi için ek su kütlesi ve sönüm katsayıları, U tekne hızı olmak üzere sıfır hız durumundaki hidrodinamik katsayılar '0' üst indisi ile ifade edilecek şekilde aşağıda gösterilmiştir.

$$A_{55}(\omega_e) = A_{55}^0(\omega_e) + \left(\frac{U}{\omega_e}\right)^2 A_{33}^0(\omega_e) \quad (2.26)$$

$$B_{55}(\omega_e) = B_{55}^0(\omega_e) + \left(\frac{U}{\omega_e}\right)^2 B_{33}^0(\omega_e) \quad (2.27)$$

2.4. Uygulama

Çalışmada ilk olarak, üç farklı Froude sayısında, baştan gelen düzenli dalgalarda iki farklı Wigley tekne formu için dalıp çıkma ve baş kıkırma hareketlerinin transfer

fonksiyonları sayısal olarak hesaplanmıştır. Alınan sonuçların geçerliliği, söz konusu Wigley formları için Gerritsma [1] tarafından elde edilen deney sonuçları ile karşılaştırılarak incelenmiştir. Çalışmanın ikinci aşamasında ise gövdenin baş ve kış kısmına üçer farklı yükseklikte levha biçiminde kanatçıklar (finler) eklenerek yeni modeller oluşturulmuştur. Kanatçıkların dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketleri üzerindeki etkileri incelenmiştir.

2.4.1. Kullanılan HAD Yazılımı

ANSYS AQWA programının AQWA-LINE modülü, düzenli dalgalar arasında yüzen cisim veya cisimlerin lineer tepkilerini hesaplar. Programın temel prensibi difraksiyon ve radyasyon teorisidir ve analiz tekniği Green fonksiyonları yöntemidir [11]. Nümerik hesaplama aşaması, sınır elemanları yöntemi (yaygın adıyla panel metodu) kullanarak yapılmaktadır.

2.4.2. Wigley Formları

Çalışmada kullanılan iki farklı Wigley tekne formuna ait ana boyutlar Tablo 2.1. ile verilmiştir.

Tablo 2.1. Wigley formlarının ana boyutları [12].

Tekne boyutları	Model Adı	
	Wigley-I	Wigley-II
Orta kesit katsayısı, C_m	0.9090	0.6667
Uzunluk-genişlik oranı, L/B	10	10
Boy, L [m]	3.0000	3.0000
Genişlik, B [m]	0.3000	0.3000
Su çekimi, d [m]	0.1875	1.8750
Trim, t [m]	0.0000	0.0000
Deplasman hacmi, ∇ [m ³]	0.0946	0.0780
Ağırlık merkezinin düşey konumu, KG [m]	0.1700	0.1700
Boyuna eylemsizlik yarıçapı, k_{yy} [m]	0.7500	0.7500

Tekne formlarının matematiksel olarak temsil edilebilmesi için;

O : Orijin, su hattında

ξ : Boyuna eksen, ileri doğru pozitif

η : Enine eksen, iskeleye doğru pozitif

ζ : Düşey eksen, aşağı doğru pozitif

olacak şekilde bir koordinat sistemi tanımlanmıştır. Bu koordinat sisteminde orijin tekne mastorisinde, merkez hattı ve su hattının kesiştiği noktada olmak üzere $(-0.5 \leq \xi \leq 0.5, -0.5 \leq \eta \leq 0.5$ ve $0 \leq \zeta \leq 1)$ tekne formu;

$$\eta = (1 - \zeta^2) \cdot (1 - \xi^2) \cdot (1 + a_2 \cdot \xi^2 + a_4 \cdot \xi^4) + \gamma \cdot \zeta^2 \cdot (1 - \zeta^8) \cdot (1 - \xi^2)^4 \quad (2.28)$$

şeklinde formüle edilmiştir. Burada a_2 , a_4 ve γ katsayıları;

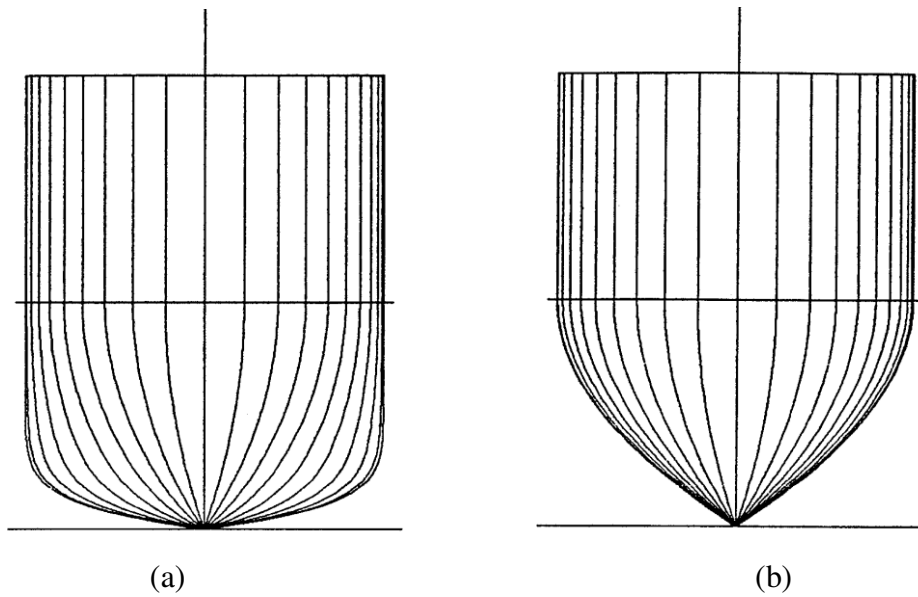
$a_2 = 0.2$ Wigley-I ve Wigley-II için

$a_4 = 0.0$ Wigley-I ve Wigley-II için

$\gamma = 1.0$ Wigley-I için ($C_m = 0.909$)

$\gamma = 0.0$ Wigley-III için ($C_m = 0.667$)

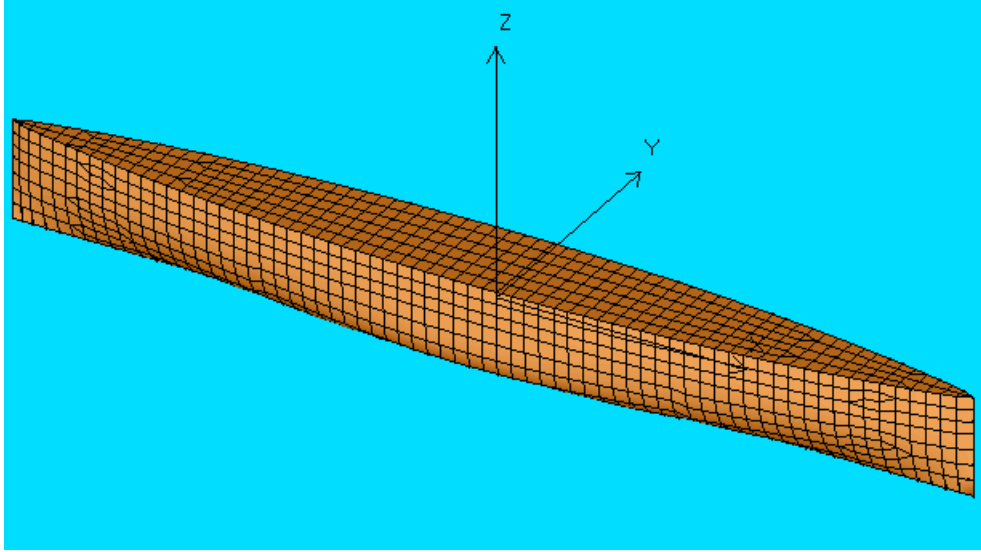
olarak tanımlanmıştır. ξ , η ve ζ değerlerinin $L/2$, $B/2$ ve d ile çarpılmasıyla Wigley modellerinin tekne formları elde edilmiş olur (Şekil 2.2.). Modellerin ofset tabloları Ek 1'de Ek Tablo 1. ve Ek Tablo 2. ile verilmiştir.



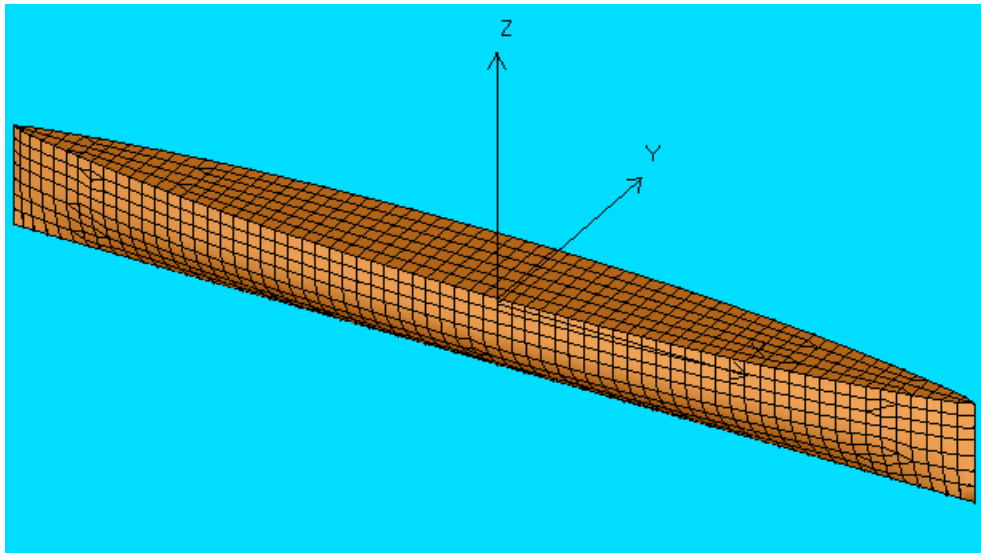
Şekil 2.2. Tekne en kesitleri; (a) Wigley-I, (b) Wigley-II [12].

2.4.3. Tekne Formlarının Modellenmesi

ANSYS AQWA yazılımında Wigley-I ve Wigley-II tekneleri sırasıyla 762 ve 728 dörtgen ve üçgen panelin kombinasyonu ile modellenerek Şekil 2.3. ve Şekil 2.4.'te gösterilen ağ yapıları oluşturulmuştur.



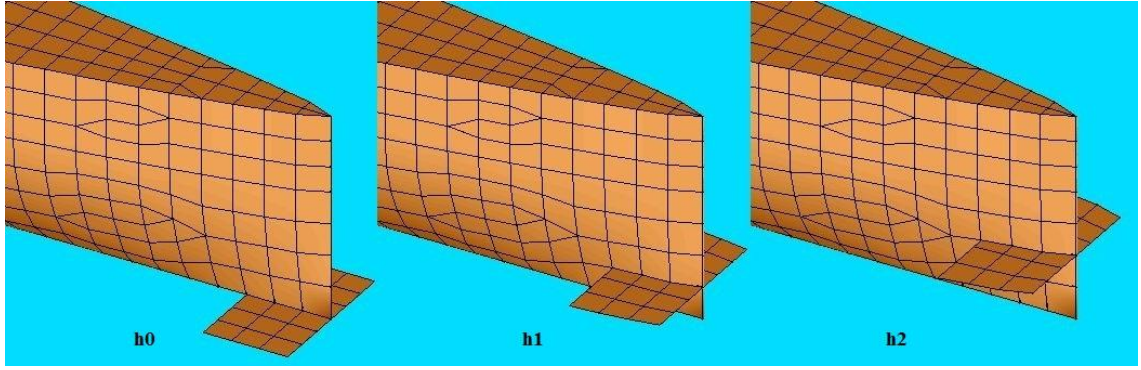
Şekil 2.3. Wigley-I ağ yapısı



Şekil 2.4. Wigley-II ağ yapısı

2.4.3.1. Kanatçık Eklenen Tekne Formlarının Modellenmesi

Wigley-I teknesinin eklentisiz hali (kanatçık eklenmemiş hali) dışında, tekne gövdesine; uzunluğu tekne boyunun %0.042'si ve genişliği tekne genişliğinin %75'i olacak şekilde, her birinin yüzey alanları birbirine denk düzlemsel levhalar, Şekil 2.5.'te gösterildiği gibi temel hattında (baseline), ve temel hattından draftın %25'i ve %50'si kadar yükseklikte olmak üzere üç ayrı yükseklik konumunda, önce teknenin baş kısmına, sonra kık kısmına ve daha sonra hem başa hem kıça eklenerek dokuz farklı form daha oluşturularak modellenmiştir (tekne baş-kık simetrisi bulunduğu için dolayı başa eklenen kanatçıklar da, kıça eklenen kanatçıklar da Şekil 2.'de gösterildiği gibidir) Kanatçık eklenerek oluşturulan bu formların isimlendirilmesi Tablo 2.2.'de verilmiştir.



Şekil 2.5. Tekne gövdesine eklenen kanatçıklar

Tablo 2.2. Kanatçık eklenen tekne formlarının isimlendirilmesi.

Konum:	Baş	Kık	Baş ve Kık
Temel hattı (%0d)	f-h0	a-h0	fa-h0
% 25 d	f-h1	a-h1	fa-h1
% 50 d	f-h2	a-h2	fa-h2

2.4.4. Hesaplama Aşaması

Wigley tekneleri için Gerritsma [1] tarafından elde edilen deney verilerinin çalışmada kullanılan bölümü Ek-2'de verilmiştir. Bu deney verilerini doğrulamak adına yapılan hesaplamalar için deneylerde olduğu gibi 3 farklı Froude sayısındaki durum göz

önüne alınmıştır. Hesaplamaların yapıldığı dalga frekansları ise deney sonuçlarının sınırlandırdığı frekans aralığının 45 eşit aralığa bölünmesiyle elde edilen frekans değerleri ile yapılmıştır. Bu durumda her Froude sayısının her değerinde yani tekne hızının farklı değerlerinde her bir frekans için hesaplama yapılarak programa her bir tekne için $3 \times 45 = 135$ hesaplama yaptırılmıştır. İki farklı tekne formu ve bunlara ek olarak kanatçık eklenen dokuz ayrı model için bu hesaplamalar tekrar edildiğinde program toplam 1485 hesaplama yapılmış olmaktadır. Her bir tekne formunda, her bir Froude sayısı için hesaplamalar sonucu elde edilen dalıp çıkma ve baş kık vurma boyutsuz hareket genliklerinin dalga boyunun değişiminden nasıl etkilendiği grafiklerle gösterilmiştir.

2.4.5. Wigley-I ve Wigley-II Formları İçin Yapılan Hesaplamalar

Gerritsma [1]'nin çalışmasında tank testleri aşağıdaki durumlarda yapılmıştır:

Froude sayıları: $Fn = 0.20, 0.30$ ve 0.40

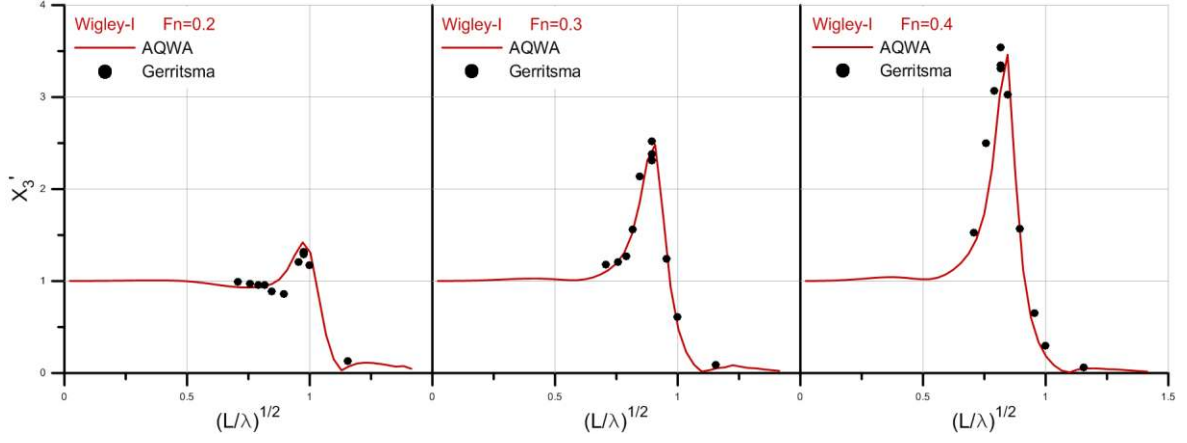
Dalga boyları: $\lambda/L = 0.5, 0.75, 1.00, 1.25, 1.50, 1.75, 2.00$

Dalga genlikleri: $\zeta_a \approx 0.010$ ve 0.020 m

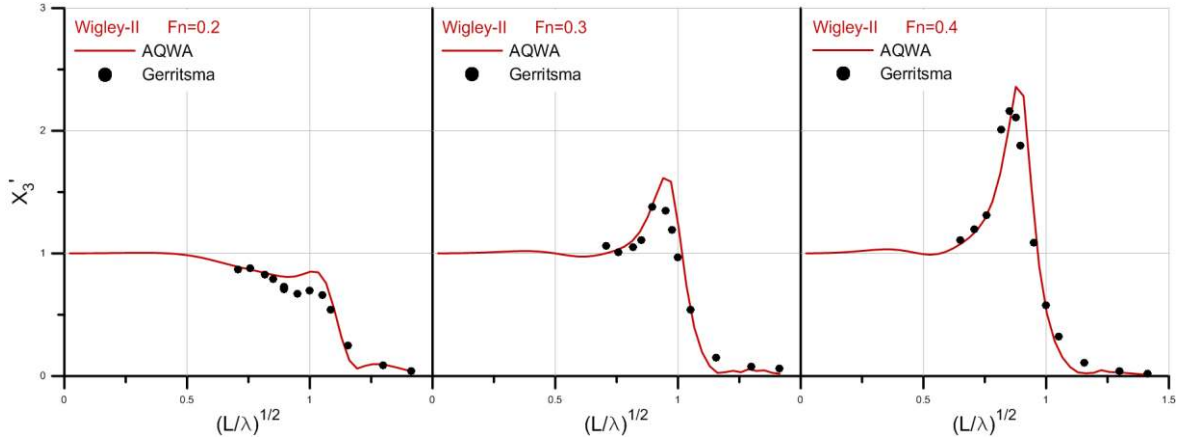
Dalıp çıkma ve baş kık vurma transfer fonksiyonları, ' ζ ' birim dalga genliği olmak üzere (2.29) denkleminde gösterildiği şekilde boyutsuzlaştırılmıştır.

$$x'_3 = \frac{x_3}{\zeta}, \quad x'_5 = \frac{x_5 L}{2 \pi \zeta} \quad (2.29)$$

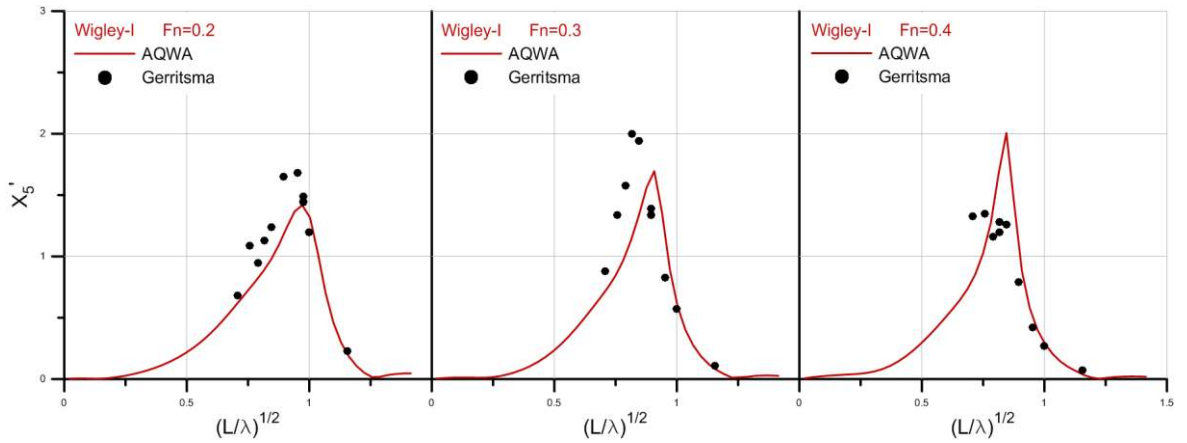
Wigley-I ve Wigley-III formları ile yapılan hesaplamaların doğruluğunu kontrol etmek için, hesaplama sonucu elde edilen transfer fonksiyonlarının deney sonuçları ile karşılaştırılması Şekil 2.6.- 2.9.'daki grafikler ile verilmiştir.



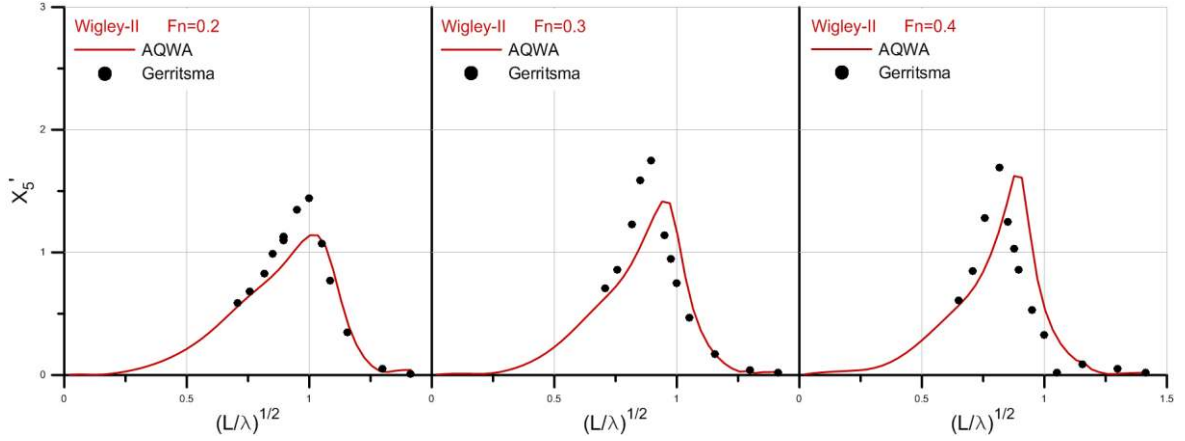
Şekil 2.6. Wigley-I için dalıp çıkma hareketi transfer fonksiyonları



Şekil 2.7. Wigley-II için dalıp çıkma hareketi transfer fonksiyonları



Şekil 2.8. Wigley-I için baş kık vurma hareketi transfer fonksiyonları



Şekil 2.9. Wigley-II için baş kış vurma hareketi transfer fonksiyonları

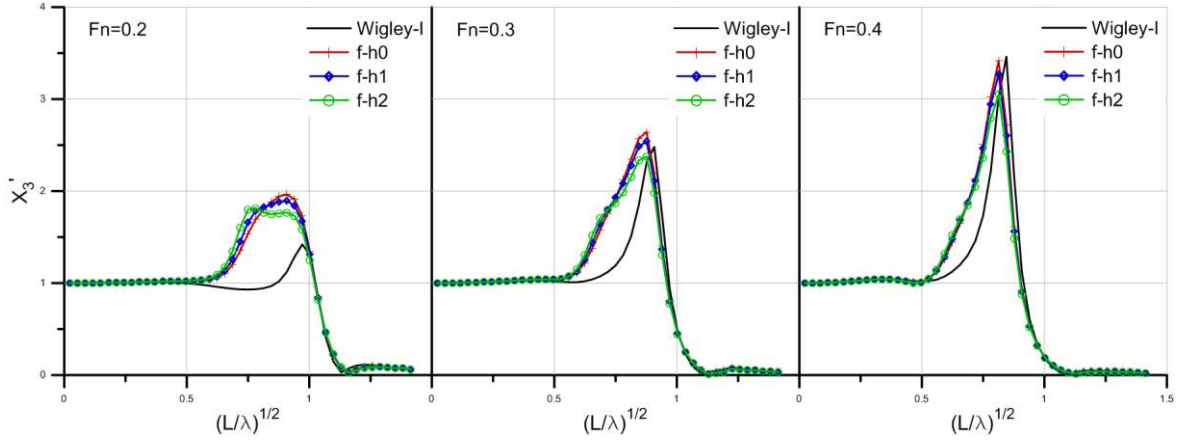
Şekil 2.6 - 2.9 ile verilen grafiklerde görüldüğü gibi her iki Wigley formu için yapılan hesaplamalar, deney sonuçlarıyla uyumluluk göstermektedir. Özellikle dalıp çıkma hareketinde bu değerler birbirine oldukça yakındır.

2.4.6. Kanatçık Eklenerek Oluşturulan Tekne Formları İçin Yapılan Hesaplamalar

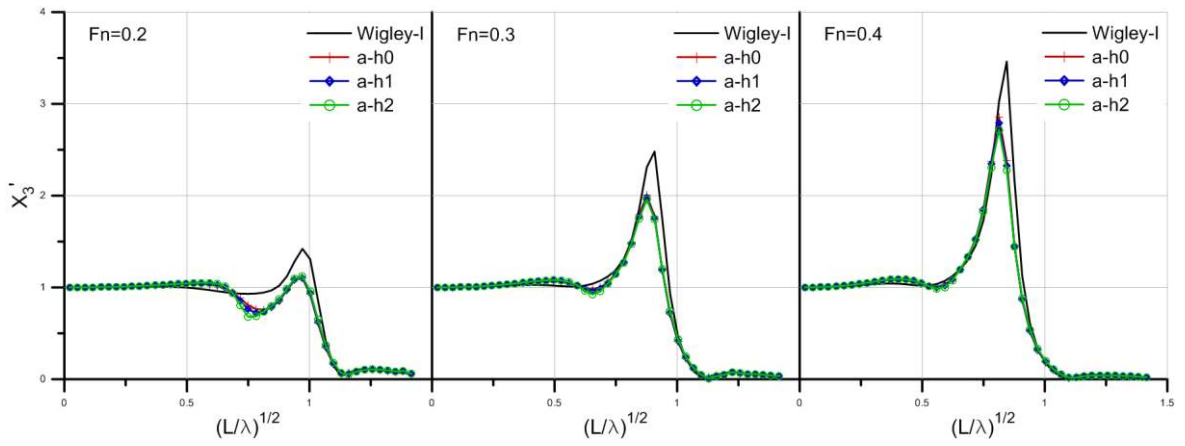
Wigley-I ve Wigley-II tekneleri için yapılan hesapların doğruluğu deney verileri ile karşılaştırılarak kontrol edildikten sonra, Wigley-I teknesine kanatçıklar eklenerek oluşturulan formlar için hesaplamalar yapılarak kanatçıkların ve kanatçık konumlarının dalıp çıkma ve baş kış vurma karakteristikleri üzerindeki etkileri incelenmiştir.

2.4.6.1. Kanatçıkların Dalıp Çıkma Hareketi Üzerindeki Etkileri

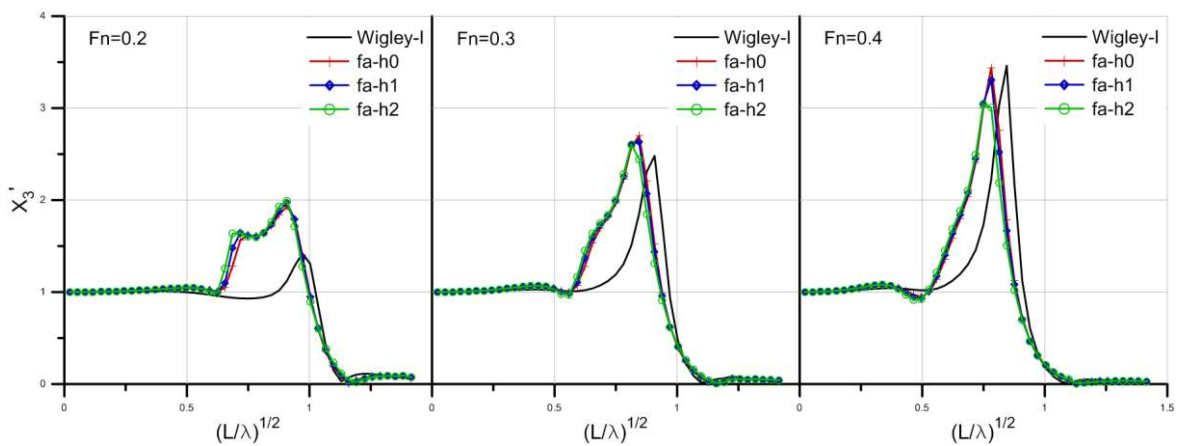
Tablo 2.2. ile gösterilen kanatçık eklenerek oluşturulmuş tekne formları için hesaplamalar yapılarak dalıp çıkma hareketi transfer fonksiyonunun eklenen kanatçıkların konumuna göre değişimi incelenmiştir (Şekil 2.10.-2.12.).



Şekil 2.10. Başa eklenen kanatçıkların dalıp çıkma hareketi genliği üzerindeki etkileri



Şekil 2.11. Kıça eklenen kanatçıkların dalıp çıkma hareketi genliği üzerindeki etkileri



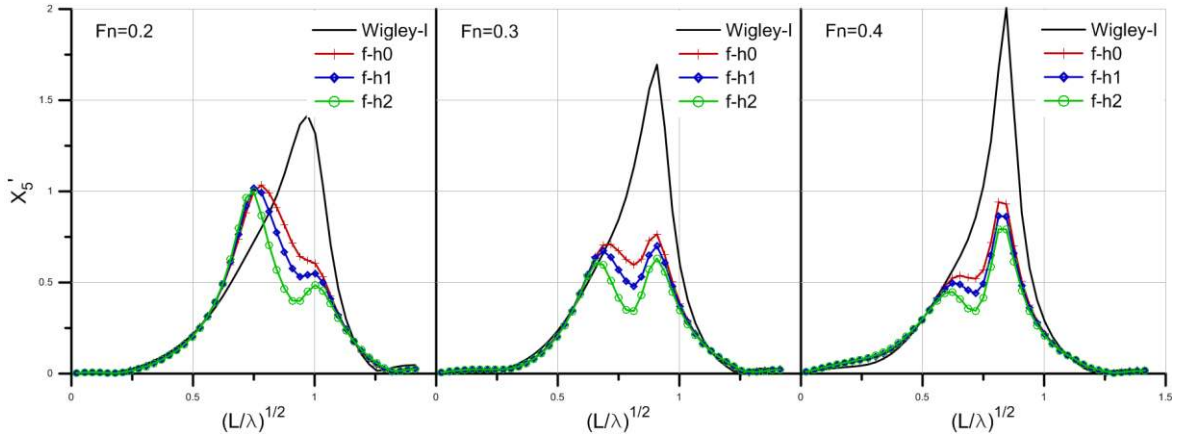
Şekil 2.12. Hem başa hem kıça kanatçık eklenmesi durumunda dalıp çıkma hareketi genliğinin değişimi

Baş kısma eklenen kanatçıklar dalıp çıkma hareketi genliğini arttırırken (Şekil 2.10.), kık kısmına eklenen kanatçıklar dalıp çıkma hareketi genliğini azaltmıştır (Şekil 2.11.). Teknenin hem baş hem kık kısmına eklenen kanatçıklar ise dalıp çıkma hareketi genliğinin tepe noktasının aralığını uzun dalga boyuna sahip (düşük frekanslı) dalgalara doğru kaydırmıştır. Bu da teknenin hem başa hem kık kısmına kanatçık eklenen durumda daha küçük dalga boyuna sahip (yüksek frekanslı) dalgalarda kanatçık eklenmemiş duruma göre daha küçük genlikli hareketler yapacağını göstermektedir (Şekil 2.12.).

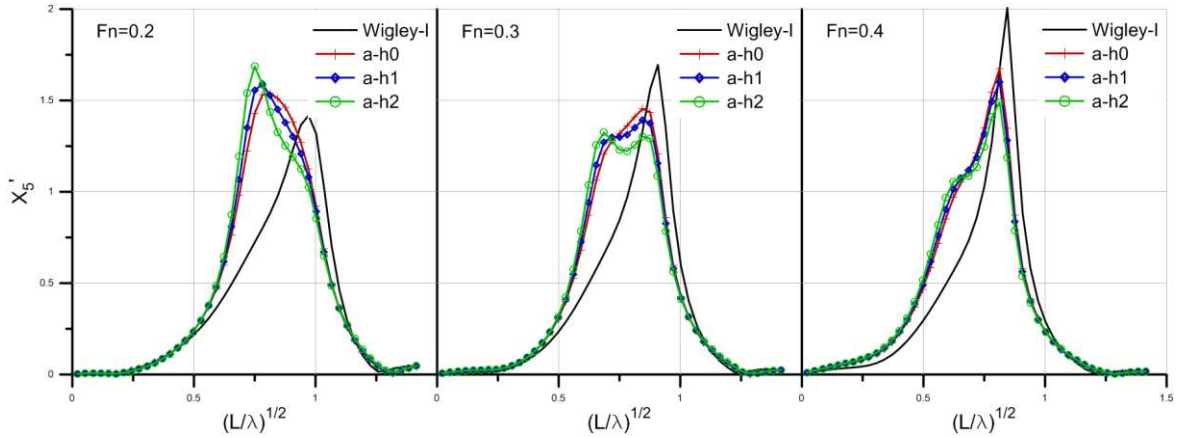
Şekil 2.10.-2.12.'deki grafiklerden görüldüğü üzere kanatçığın omurgadan yüksekliğinin dalıp çıkma hareketinin genliğine etkisi oldukça düşüktür.

2.4.6.2. Kanatçıkların Baş Kık Vurma Hareketi Üzerindeki Etkileri

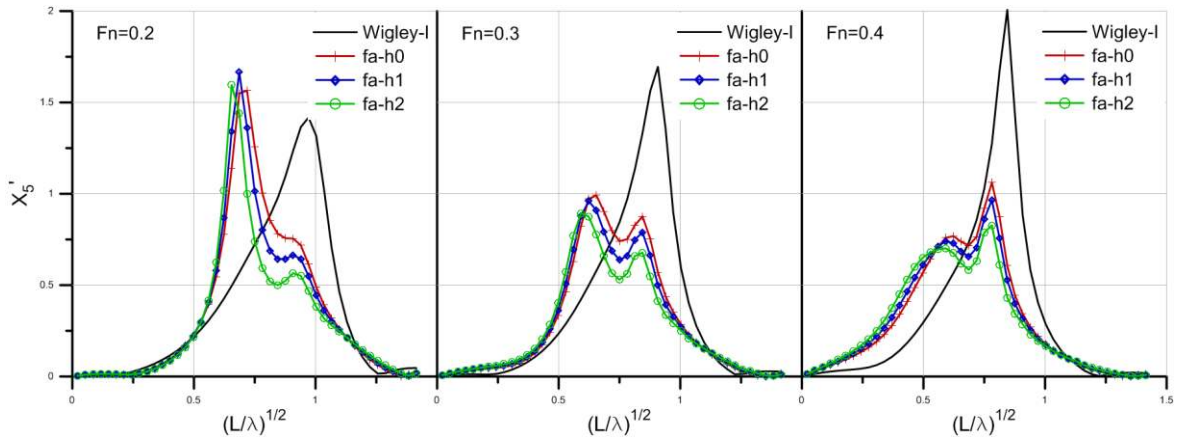
Tablo 2.2. ile gösterilen kanatçık eklenerek oluşturulmuş tekne formları için yapılan hesaplamalar sonucunda baş kık vurma hareketi transfer fonksiyonunun eklenen kanatçıkların konumuna göre değişimi incelenmiştir (Şekil 2.13.-2.15.).



Şekil 2.13. Başa eklenen kanatçıkların baş kık vurma hareketi genliği üzerindeki etkileri



Şekil 2.14. Kıça eklenen kanatçıkların baş kıç vurma hareketi genliği üzerindeki etkileri



Şekil 2.15. Hem başa hem kıça kanatçık eklenmesi durumunda baş kıç vurma hareketi genliğinin değişimi

Baş kıç vurma hareketinin genliğini tüm dalga boyları için genel olarak azaltmayı başa eklenen kanatçık sağlamaktadır (Şekil 2.13.). Kıça eklenen kanatçıkların dalga boyunun küçülmesiyle (frekansın artmasıyla) baş kıç vurma hareketi genliğini azalttığı görülmektedir (Şekil 2.14.). Fakat kıça eklenen kanatçık, düşük dalga boyuna sahip dalgalar için hareket genliğini artırarak olumsuz bir etki oluşturmaktadır. Aynı durum hem başa hem kıça kanatçık eklendiğinde de gözlenmektedir fakat bu durumda kanatçıkların düşük dalga boylarındaki olumlu etkileri daha belirgindir (Şekil 2.15.).

Kanatçıkların omurgadan yüksekliğinin dalıp çıkma hareketi genliğine belirgin bir şekilde etki ettiği görülmektedir. Yapılan hesaplamalardaki tüm Froude sayılarında ve kanatçıkların başta, kıçta ve hem başta hem kıçta olduğu durumlarda kanatçıkların

Tablo 2.2.'deki h2 konumunun diğerk yükseklikteki konumlarına göre baş kık vurma hareketi genliğini sönümleyici etkisinin daha fazla olduğu görölmektedir.

3. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

1. Baştan gelen dalgalarda dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketlerinin analizinde difraksiyon ve radyasyon teorisini temel alan üç boyutlu panel metodu kullanılarak ile gerçekçi sonuçlar elde edilebilmektedir. Bununla birlikte ileriki çalışmalarda farklı karşılaşma açılarında dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketlerinin yanı sıra yalpa hareketinin de analizi için yöntemin uygunluğu kontrol edilmelidir. Ayrıca düzenli dalgalar içindeki hareket esas alınarak hesaplanan transfer fonksiyonları kullanılarak karışık deniz durumlarındaki gemi hareketleri de incelenebilir. Kullanılan HAD yazılımının zaman uzayında çözüm yapan modülleri vasıtasıyla bunu yapmak mümkündür.

2. Tekne gövdesine dalıp çıkma ya da baş kış vurma hareketini sönümlemek amacıyla kanatçıklar eklenebilir. Ayrı ayrı dalıp çıkma ve baş kış vurma hareketinin kanatçıklar vasıtasıyla sönümlenebileceği görülmüştür. Bu hareketlerin ikisinin birden sönümlenmesi için kullanılabilecek kanatçık konumu ya da kombinasyonu bu çalışma ile bulunamamıştır. Kısaca özetlemek gerekirse baş kısma eklenen kanatçıkların baş kış vurma hareketini, kış kısma eklenen kanatçıkların dalıp çıkma hareketini sönümlediği görülmüştür.

3. Baş kış vurma hareketinin sönümlenmesi için baş kısma eklenen kanatçıkların etkilerinin Froude sayısı arttıkça belirginleştiği görülmektedir.

4. Kanatçıkların omurgadan yüksekliği dalıp çıkma hareketinde çok ufak ve baş kış vurma hareketinde gözle görülür bir fark yaratmıştır. Kanatçıkların su hattına olabildiğince yakın olmasının gemi hareketlerinin sönümlenmesi açısından faydalı olduğu görülmüştür. Fakat kanatçıkların dalgalar arasındaki hareketi sırasında su yüzeyi üzerine çıkmasıyla oluşan dövünme etkisi, teknenin ve kanatçıkların yapısal güvenilirliği açısından tehlike oluşturmaktadır.

5. Elde edilen sonuçlara dayanarak, ileriki çalışmalarda, güverte üzerindeki farklı konumlarda mutlak düşey hareket ve ivmeler incelenebilir. Ayrıca levha biçimindeki kanatçıkları daha ayrıntılı modelleyerek (örneğin NACA profilleri kullanarak) daha gerçekçi sonuçlar elde edilebilir ve farklı gemi modellerine de uygulanabilir.

4. KAYNAKLAR

1. Gerritsma, J., Motions, Wave Loads and Added Resistance in Waves of Two Wigley Hull Forms, Delft University of Technology, Ship Hydromechanics Laboratory, Report 804, 1988.
2. Çengel, Y., A. ve Cimbala, J., M., Akışkanlar Mekaniği Temelleri ve Uygulamaları, Engin. T., Birinci Baskıdan Çeviri, İzmir Güven Kitabevi, İzmir, 2008.
3. Newman, J., N., Marine Hydrodynamics, Sixth Printing, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1977.
4. http://web.mit.edu/13.021/13021_2003/lecturenotes/lecture21.pdf Massachusetts Institute of Technology. 3 Aralık 2012.
5. Bertram, V., Practical Ship Hydrodynamics, Butterworth-Heinemann, Oxford, 2000.
6. www.shipmotion.se/imu-00.html Ship Motion Control. 3 Aralık 2012.
7. Sarıöz, K., Kükner, A. ve Alkan, A., D., Gemi Mühendisliği El Kitabı, Gemi Mühendisleri Odası Yayınları, İstanbul, 2011.
8. Okan, B., Gemilerin Dalgalar Arasındaki Hareketlerinin Dinamik Analizi İçin Sayısal Bir Yöntem Gelistirilmesi : Teorik ve Deneysel Bir Çalışma, TÜBİTAK, Proje No 106M481, 2010.
9. ANSYS, Inc., AQWA™-LINE Manual, 2010.
10. Salvensen, N., Tuck, E., O. ve Faltinsen, O., M., Ship Motions and Sea Loads, Trans. SNAME, 78, 250-87, 1970.
11. Garrison, C., J., Hydrodynamic Loading of Large Offshore Structures : Three-Dimensional Source Distribution Methods, Numerical Methods in Offshore Engineering, John Wiley, 87-140, 1978
12. Journée, J., M., J., Experiments and Calculations on Four Wigley Hull Forms in Head Waves, Delft University of Technology, Ship Hydromechanics Laboratory, Report MEMT 21, 1992.

5. EKLER

Ek Tablo 1. Wigley-I modeli için ofset tablosu [12].

Wigley Model I		$C_m = 0.909$								$L/B = 10$	
Su Hattı	Posta Numarası										
	0 20	1 19	2 18	3 17	4 16	5 15	6 14	7 13	8 12	9 11	10
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.0100	0.0000	0.0035	0.0071	0.0119	0.0187	0.0274	0.0373	0.0471	0.0556	0.0613	0.0633
0.0200	0.0000	0.0068	0.0135	0.0218	0.0327	0.0464	0.0617	0.0769	0.0897	0.0984	0.1014
0.0300	0.0000	0.0099	0.0193	0.0301	0.0437	0.0600	0.0779	0.0995	0.1103	0.1203	0.1238
0.0400	0.0000	0.0127	0.0245	0.0374	0.0525	0.0701	0.0890	0.1073	0.1226	0.1328	0.1364
0.0500	0.0000	0.0154	0.0294	0.0438	0.0600	0.0708	0.0969	0.1149	0.1299	0.1398	0.1433
0.0600	0.0000	0.0179	0.0339	0.0496	0.0664	0.0844	0.1029	0.1201	0.1343	0.1436	0.1468
0.0700	0.0000	0.0202	0.0380	0.0549	0.0721	0.0899	0.1076	0.1238	0.1370	0.1456	0.1486
0.0800	0.0000	0.0223	0.0417	0.0597	0.0773	0.0947	0.1116	0.1267	0.1388	0.1467	0.1494
0.0900	0.0000	0.0242	0.0451	0.0604	0.0819	0.0989	0.1150	0.1290	0.1402	0.1473	0.1498
0.1000	0.0000	0.0259	0.0482	0.0679	0.0860	0.1027	0.1179	0.1310	0.1412	0.1477	0.1499
0.1100	0.0000	0.0275	0.0509	0.0714	0.0896	0.1060	0.1206	0.1328	0.1421	0.1480	0.1500
0.1200	0.0000	0.0289	0.0533	0.0744	0.0928	0.1090	0.1229	0.1343	0.1428	0.1482	0.1500
0.1300	0.0000	0.0300	0.0554	0.0771	0.0956	0.1115	0.1248	0.1356	0.1435	0.1484	0.1500
0.1400	0.0000	0.0310	0.0572	0.0793	0.0979	0.1136	0.1265	0.1366	0.1440	0.1485	0.1500
0.1500	0.0000	0.0318	0.0586	0.0810	0.0998	0.1153	0.1278	0.1375	0.1444	0.1486	0.1500
0.1600	0.0000	0.0324	0.0597	0.0824	0.1012	0.1166	0.1288	0.1382	0.1448	0.1487	0.1500
0.1700	0.0000	0.0328	0.0604	0.0834	0.1022	0.1175	0.1295	0.1386	0.1450	0.1488	0.1500
0.1800	0.0000	0.0331	0.0608	0.0839	0.1028	0.1180	0.1299	0.1389	0.1451	0.1488	0.1500
0.1875	0.0000	0.0331	0.0609	0.0840	0.1029	0.1181	0.1300	0.1390	0.1452	0.1488	0.1500
Birim: metre		Posta Aralığı: 0.1500									

Ek Tablo 2. Wigley-II modeli için ofset tablosu [12].

Wigley Model II				$C_m = 0.667$				$L/B = 10$			
Su Hattı	Posta Numarası										
	0 20	1 19	2 18	3 17	4 16	5 15	6 14	7 13	8 12	9 11	10
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.0100	0.0000	0.0034	0.0063	0.0087	0.0107	0.0123	0.0135	0.0144	0.0151	0.0154	0.0156
0.0200	0.0000	0.0067	0.0123	0.0170	0.0208	0.0239	0.0263	0.0281	0.0293	0.0301	0.0303
0.0300	0.0000	0.0097	0.0179	0.0247	0.0303	0.0348	0.0383	0.0409	0.0427	0.0438	0.0442
0.0400	0.0000	0.0126	0.0232	0.0320	0.0392	0.0450	0.0496	0.0503	0.0553	0.0567	0.0572
0.0500	0.0000	0.0153	0.0282	0.0388	0.0476	0.0546	0.0601	0.0642	0.0671	0.0688	0.0693
0.0600	0.0000	0.0178	0.0327	0.0452	0.0553	0.0635	0.0699	0.0747	0.0780	0.0800	0.0806
0.0700	0.0000	0.0201	0.0370	0.0510	0.0625	0.0717	0.0790	0.0844	0.0881	0.0904	0.0911
0.0800	0.0000	0.0222	0.0409	0.0564	0.0691	0.0793	0.0873	0.0933	0.0974	0.0999	0.1007
0.0900	0.0000	0.0242	0.0444	0.0613	0.0751	0.0862	0.0949	0.1014	0.1059	0.1086	0.1094
0.1000	0.0000	0.0259	0.0476	0.0657	0.0805	0.0924	0.1017	0.1087	0.1135	0.1164	0.1173
0.1100	0.0000	0.0275	0.0505	0.0696	0.0863	0.0979	0.1078	0.1152	0.1204	0.1234	0.1244
0.1200	0.0000	0.0288	0.0530	0.0731	0.0896	0.1028	0.1132	0.1209	0.1263	0.1295	0.1306
0.1300	0.0000	0.0300	0.0552	0.0761	0.0932	0.1070	0.1178	0.1259	0.1315	0.1348	0.1359
0.1400	0.0000	0.0310	0.0570	0.0786	0.0963	0.1105	0.1217	0.1300	0.1358	0.1392	0.1404
0.1500	0.0000	0.0318	0.0585	0.0806	0.0988	0.1134	0.1248	0.1334	0.1393	0.1428	0.1440
0.1600	0.0000	0.0324	0.0596	0.0822	0.1007	0.1156	0.1272	0.1360	0.1420	0.1456	0.1468
0.1700	0.0000	0.0328	0.0604	0.0833	0.1020	0.1171	0.1289	0.1377	0.1439	0.1475	0.1487
0.1800	0.0000	0.0331	0.0608	0.0839	0.1027	0.1179	0.1298	0.1387	0.1449	0.1486	0.1498
0.1875	0.0000	0.0331	0.0609	0.0840	0.1029	0.1181	0.1300	0.1390	0.1452	0.1488	0.1500
Birim: metre		Posta Aralığı: 0.1500									

ÖZGEÇMİŞ

Deniz Can KOLUKISA 1988 yılında Yalova'da doğdu. Lise öğrenimini Bursa Nilüfer Milli Piyango Anadolu Lisesinde tamamladı. 2006 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Sürmene Deniz Bilimleri Fakültesi Gemi İnşaatı Mühendisliği Bölümünü kazandı. 2010 Haziran ayında Gemi İnşaatı Mühendisi olarak dereceyle mezun oldu. 2010-2011 Eğitim ve Öğretim Güz yarıyılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. Aynı eğitim öğretim yılı bahar yarıyılında Erasmus değişim programı kapsamında İspanya'da Universitat Politcnica de Catalunya, Facultat Nautica de Barcelona'da öğrenim gördü. 2012 Şubat ayından itibaren Karadeniz Teknik Üniversitesi Sürmene Deniz Bilimleri Fakültesi Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Bölümünde Araştırma görevlisi olarak görev yapmaya başladı. İleri seviyede İngilizce bilmektedir.