İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞEY YÜZLÜ KIYI YAPILARINDA ÖNYÜZ KONFİGÜRASYONUNUN YAPI PERFORMANSINA ETKİSİ

DOKTORA TEZİ

Y. İnş. Müh. Veysel Şadan Özgür KIRCA

Anabilim Dalı: Kıyı Bilimleri ve Mühendisliği

Programı: Kıyı Bilimleri ve Mühendisliği

EKİM 2008

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞEY YÜZLÜ KIYI YAPILARINDA ÖNYÜZ KONFİGÜRASYONUNUN YAPI PERFORMANSINA ETKİSİ

DOKTORA TEZİ

Y. İnş. Müh. Veysel Şadan Özgür KIRCA
(517022006)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 8 Ağustos 2008
Tezin Savunulduğu Tarih : 31 Ekim 2008

Tez Danışmanı : **Prof.Dr. Sedat KABDAŞLI**

Diğer Jüri Üyeleri **Prof.Dr. Mevlüt TEYMUR (İ.T.Ü.)**

Prof.Dr. Serdar BEJİ (İ.T.Ü.)

Prof.Dr. Can BALAS (G.Ü.)

Doç.Dr. Yeşim ÇELİKOĞLU (Y.T.Ü.)

EKİM 2008

ÖNSÖZ

Kıyı mühendisliği disiplini içerisinde önemli bir yeri bulunan düşey yüzlü kıyı yapıları, birçok durumda eğimli dalgakıranlara tercih edilebilmelerine rağmen önemli dezavantajlara da sahiptirler. Bu doktora tez çalışmasında, geliştirilmiş önyüzlü yeni bir yapı konfigürasyonu ile bu dezavantajların önüne geçilebilmesi amaçlanmış, düşey yüzlü kıyı yapıları genelinde deneysel ve kuramsal incelemelerle bu yapının dalgalar karşısındaki davranışları ortaya konmaya çalışılmıştır.

Hayatımın önemli bir döneminde hazırladığım bu doktora tezi; laboratuarda geçen günler, uykusuz geceler, çözümsüz görünen problemlere hiç beklenmedik biçimde aniden ortaya çıkıveren çözümler ve baştan beri göz önünde olan ama farkına varmak için *bilmek* gereken keşiflerle dolu heyecanlı bir maceraya dönüştü. Bu yaklaşık 200 sayfalık vücuduyla cildini elinizde tuttuğunuz tez, yazarına on binlerce sayfaya sığmayacak şeyler öğretti. Çünkü kitaplar raftayken hiçbir işe yaramazlar ve bilmenin önkoşulu olan öğrenmek en zahmetli, en uzun ve en çok kazandıran uğraştır.

Bu doktora tezinin danışmanlığını yürütmenin ötesinde, en başından beri akademik yaşamıma yön veren değerli hocam Sayın Prof. Dr. Sedat KABDAŞLI'ya teşekkürlerimi sunarım. Değerli ve sevgili eşim Aygün DİNÇER KIRCA, doktora çalışmam sürecindeki sabrı, desteği ve anlayışı ile bu doktora tezini tamamlayabilmemi mümkün kıldı. Kendisine en içten duygularla müteşekkirim. Tüm yaşamım boyunca her başladığım işte yanımda olan ve koşulsuz olarak bana destek veren Anneme ve Babama, her şeyden önce bana ve yapabileceklerime inandıkları için teşekkürü bir borç bilirim.

İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Kıyı Bilimleri ve Mühendisliği Lisansüstü Programı'ndaki tüm öğrenci arkadaşlarıma, İ.T.Ü. İnşaat Fakültesi Hidrolik Anabilim Dalı'nda görev yapan tüm çalışma arkadaşlarıma doktora sürecindeki yardımları ve anlayışları için teşekkür ederim. Son olarak, beraber yürüttüğümüz çalışmalarda engin birikimi ve kişiliğiyle birçok konuda ufkumu açan Sayın Prof. Dr. Ali Rıza GÜNBAK'a da müteşekkirim.

Ağustos, 2008 V. Ş. Özgür KIRCA

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR

A/D	**:** Analog sinyal-dijital sinyal dönüşümü
Ar	**:** Bir karmaşık sayının argümanı
BS	**:** Basınçölçer
FFT	**:** Hızlı Fourier dönüşümü (*fast Fourier transform*)
Im	**:** Bir karmaşık sayının sanal kısmı
İng.	**:** Terimin İngilizce karşılığı
Re	**:** Bir karmaşık sayının gerçek kısmı
RMS	**:** Karesel ortalamanın kökü (*root mean square*)
SSS	**:** Sakin su seviyesi

TABLO LİSTESİ

ŞEKİL LİSTESİ

SEMBOL LİSTESİ

α	: Filtre hızının karesiyle ters orantılı direnç terimi
a_i, a_r, a_0	: Gelen dalga, yansıyan dalga ve bileşke dalga genlikleri
A_n, R_n	: Konumsal hız potansiyeli fonksiyonlarındaki terimlerin karmaşık sayı formunda katsayıları
B	: Odacık genişliği
b	: Boşluklu odacık önduvarı kalınlığı
B_{mn}, C_{mn}, K_{mn}	: Karmaşık sayılardan oluşan katsayı ve sonuç matrisinin elemanları
C_b	: Levha tipi orifis için büzülme katsayısı
c_j	: j. dalga dikliği grubu için deney verisi normalizasyon katsayısı
C_l	: Filtre hızı için önyüz üzerindeki yersel yük kaybı katsayısı
C_m	: Eklenmiş ağırlık katsayısı
D	: Odacık önyüzü delik boyutu
d	: Topuk üstü su derinliği
D_{mn}, J_{mn}	: Reel sayılardan oluşan katsayı ve sonuç matrisinin elemanları
E_i, E_r, E_s	: Gelen, yansıyan ve harcanan dalga enerjileri
er_j	: j. hata fonksiyonunun en küçük karesel ortalamanın kökü hatası
f	: Odacık yüksekliği
F	: Yatay dinamik itki kuvveti
f'	: Sakin su seviyesine göre odacık tavan kotu
f_0	: Sayısal örnekleme frekansı
f_d	: Boşluklu önyüzdeki direnç katsayısı
g	: Yerçekimi ivmesi
G	: Dalga sayısı ile boyutsuzlaştırılmış geçirimlilik parametresi
G'	: Geçirimlilik parametresi
$\eta \rightarrow \hat{\eta}$	: Fourier dönüşümü
h	: Yapı inşa derinliği
H_i, H, H_o	: Gelen dalga yüksekliği ve derin deniz dalga yüksekliği
h'	: Yapının SSS altında kalan yüksekliği
$H_{1/n}$	: Düzensiz dalga serisinin en yüksek $1/n$'lik diliminin yüksekliği
h_b	: Dalga kırılma derinliği
h_c	: Yapı kret kotu
H_{ort}, H_{rms}	: Ortalama ve karesel ortalamanın kökü dalga yükseklikleri
H_r	: Yansıyan dalga yüksekliği
H_s, H_{mak}	: Belirgin ve maksimum dalga yükseklikleri
I_0, R_0	: Konumsal hız potansiyeli fonksiyonlarındaki karmaşık sayı formunda gelen ve yansıyan dalga genlikleri
i	: Sanal birim vektör
k, k_0, q_0	: Dalga sayısı
k_n, q_n, r_n	: n. terim dalga sayısı
K_F	: Kuvvet katsayısı
K_M	: Moment katsayısı

K_P	: Basınç katsayısı
K_r, K_{rI}, K_{rII}	: Yapının yansıma katsayısı ve odacıkların tekil yansıma katsayıları
K_{rn}	: Düzensiz dalgalarda n. spektral bileşenin yansıma katsayısı
K_{ru}	: Tırmanma katsayısı
l	: Boşluklu önyüzden geçen su jetinin uzunluğu
L, L_o	: Dalga boyu ve derin deniz dalga boyu
$L_{iç}$, $L_{dış}$	: Alt odacık içi ve dış bölge dalga boyları
M	: Dinamik moment
P	: Basınç
p	: Yalnız konuma bağlı basınç
Q	: Odacığın dolma/boşalma debisi
$R_m \rightarrow \bar{R}_m$	: Karmaşık sayının eşleniği
r	: Delikli önyüzün boşluk oranı
S	: Sönümlenme genliği
S^+, S_i, S_r	: Toplam, gelen ve yansıyan spektral enerji
s	: Boşluklu önyüzdeki atalet katsayısı
T	: Dalga periyodu
$T_{1/n}$	: Düzensiz dalga serisinin en yüksek $1/n$'lik diliminin periyodu
T_p	: Dalga spektrumu pik periyodu
T_s, T_{mak}	: Belirgin ve maksimum dalga yüksekliklerine karşılık gelen periyotlar
T_z, T_{rms}	: Sıfırı kesme ve karesel ortalamanın kökü dalga periyodu
U, U_0, U_1	: Önyüzdeki filtre hızı
u, w	: Yatay ve düşey akışkan hızı
υ, ϖ	: Yalnız konuma bağlı yatay ve düşey akışkan hızı
V	: Odacık içindeki su hacmi
$x \rightarrow \breve{x}$	: Boyutlu bir parametrenin gelen dalga özelliklerine göre boyutsuzlaştırılmış hali
X, D, J	: Reel sayılardan oluşan bilinmeyen, katsayı ve sonuç matrisleri
x, z, t	: Bağımsız konum ve zaman değişkenleri
Y, K	: Karmaşık sayılardan oluşan katsayı ve sonuç matrisleri
Δl	: Goda ve Suzuki yönteminde kullanılan, dalgaölçerler arası mesafe
Δx, Δt	: Sayısal modelde kullanılan konum ve zaman basamakları
Φ	: Hız potansiyeli
ϕ	: Konumsal hız potansiyeli
Ψ_j	: Düşey konuma bağlı karmaşık hata fonksiyonu
Ψ_j^*	: Düşey konuma bağlı karmaşık hata fonksiyonunun eşleniği
β	: Gelen dalga ortagonalinin yapı normaliyle yaptığı açı
β_{jn}	: j. dalgaölçerdeki n. bileşenin faz terimi
δ, η^*	: Tırmanma yüksekliği
ε	: Serbest yüzeyli odacıkta harcanan enerjinin sınırlandırılmış yüzeyli odacıkta harcanan enerjiye oranı
γ	: Akışkanın özgül ağırlığı
ρ	: Akışkanın özgül kütlesi
η	: Su yüzeyi profili zaman serisi veya su kotu fonksiyonu
θ	: Yansıma yüzeyinde gerçekleşen faz gecikmesi

φ	: Yapının önyüzü ve odacıkların arkayüzlerine maksimum basıncın etkime zamanları arasındaki faz gecikmesi
ξ	: Yalnız konuma bağlı su yüzeyi profili
μ_x	: x değişkeninin aritmetik ortalaması
σ^2	: Rayleigh olasılık dağılımı parametresi
ω	: Dalga açısal frekansı

DÜŞEY YÜZLÜ KIYI YAPILARINDA ÖNYÜZ KONFİGÜRASYONUNUN YAPI PERFORMANSINA ETKİSİ

ÖZET

Dalga etkilerine karşı korunmak amacıyla tasarlanan ve inşa edilen kıyı koruma yapılarında, çoğu zaman taş döküm (anroşman) tekniği ile elde edilen eğimli bir yüz tercih edilmektedir. Bunun sebebi, taş döküm tekniğinin ucuz ve kolay uygulanabilirliğinin yanı sıra, gelen dalganın yapının eğimli yüzü üzerinde tükenerek hem yapıya masif olarak etki edecek yükün, hem de geriye yansıyan dalga bileşeninin azaltılabilmesidir. Düşey yüzlü kıyı yapıları ise tabana doğru genişlememeleri ve önlerinde yanaşma veya elleçleme amacıyla kullanılabilecek uygun derinlikler oluşturmaları sebebiyle birçok fonksiyonu yerine getirmek için inşa edilebilmektedirler. Ancak eğimli kıyı yapılarına göre dalganın yansımasını ve tırmanmasını sönümlemede oldukça zayıf olan düşey yüzlü yapılar, aynı düz yüzeyli inşa edildiklerinde yüksek dalga yüklerine de maruz kalmaktadırlar.

Düşey yüzlü kıyı yapılarının bu dezavantajlarını ortadan kaldırmaya yönelik birçok çalışma yapılmış ve geliştirilen yeni önyüz konfigürasyonları ile yapı performansı arttırılabilmiştir. Bu tez çalışmasında hedeflenen, benzer bir çaba ile düz düşey yüzlü yapılara şekil olarak mümkün olduğunca yakın, aynı zamanda yüksek dalga sönümleme performansıyla dalga yansıması, dalga tırmanması ve dalga yüklerini güvenilir bir biçimde azaltabilecek bir yapı konfigürasyonu ortaya konmasıdır.

Öncelikle literatürde düz düşey yüzlü yapılar için önerilen çeşitli modifikasyonlar incelenmiştir. Birçok varyasyonu geliştirilmiş olan boşluklu önyüzlü ve odacıklı keson tipi kıyı yapıları ile ilgili yapılmış olan deneysel ve kuramsal çalışmalar, bu tür yapıların özellikle belli bir dalga boyuna göre boyutlandırıldıklarında etkili sönümleyiciler olduklarını işaret etmektedir. Genel itibarı ile, ilk önerene yapılan atıfla Jarlan tipi dalgakıran olarak adlandırılan bu yapılar, tasarım dalgası dışındaki dalgalarda odacığın rezonans özellikleri ile gelen dalga çakışmadığında düşük verim gösterebilmektedirler.

Bu doktora tez çalışması ile önerilen kısmi boşluklu önyüzlü ve çift odacıklı yapı, sakin su seviyesinin üzerinde kalan üst odacığı ile gelen dalga periyoduna kuvvetli olarak bağlı bir rezonans özelliği olmadan gelen dalgaları sönümlerken, sakin su seviyesinde bir levha ile üst odacıktan ayrılan ve inşa derinliğine kıyasla oldukça sığ teşkil edilen alt odacığı ile özellikle hedeflenen periyottaki dalgaları rezonans ile etkisizleştirebilmektedir. Akım odacıklı keson olarak adlandırılan bu yapının, ayarlanabilir genişlikli odacıkları olan pleksiglas bir modeli imal edilmiş, bu model farklı odacık boyutları ve farklı önyüz boşluk oranları ile 9 tip düzenli ve bir tip düzensiz dalga kullanılarak test edilmiştir. Fiziksel modelden elde edilen sonuçlar, yapının dalga yansıma katsayılarını denenen düzenli dalgalarda 0,1 mertebesine, denenen düzensiz dalgada 0,5 mertebesine kadar düşürdüğünü, ayrıca dinamik dalga itkisi ve momentini de düz düşey yüzeyli eşdeğer bir yapıya kıyasla %25 ilâ %35 oranında azaltabildiği ortaya koymuştur.

Olayın fiziğinin daha derinlemesine irdelenebilmesi için, eşperiyotlu ve lineer dalgalar ile potansiyel akım kabullerine dayanan kuramsal yaklaşımlar ile alt ve üst odacığın dalga sönümleme mekanizmaları ayrı ayrı incelenmiştir. Daha sonra bu iki yaklaşım enerji harcanmasına dayalı bir yöntemle birleştirilerek, akım odacıklı keson için tek bir sönümleme mekanizması ortaya konmuştur. Bu yaklaşım ile hesaplanan dalga yansıması değerleri deneylerden elde edilen verilerle karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır. Bu değerlendirmeler, türetilen yaklaşımın genel olarak deney verileri ile uyumlu olduğu yönündedir. Ancak özellikle önyüz boşluk oranı ve gelen dalganın dikliği arttırıldığında, akım odacıklı kesonun kuramsal yaklaşımla öngörülebilenin daha ötesinde bir sönümleme performansı gösterdiği tespit edilmiştir.

Sonuç olarak bu doktora tez çalışması ile hem yanaşma yeri, rıhtım gibi fonksiyonel uygulamalarda, hem de kıyı koruma yapısı olarak tercih edilebilecek; imalatı ve yerleştirilmesi açısından düz düşey yüzeyli eşdeğer bir keson yapı ile karşılaştırılabilir optimum bir yapı konfigürasyonuna ulaşılmaya çalışılmıştır. Ortaya çıkan akım odacıklı keson yapısının, uygulama-belirli tasarımının daha ayrıntılı fiziksel deneylerle optimizasyonunun ardından bir prototip uygulaması yapıldığı takdirde, sayılan bu nitelikleri büyük ölçüde taşıyacağına inanılmaktadır. Unutulmamalıdır ki, karar vericilerin yeniliklere ve ikna edilmeye açık olmaları daha gelişmiş mühendislik yapılarına ulaşmak için bir önkoşuldur.

EFFECT OF FRONTFACE CONFIGURATION ON THE PERFORMANCE OF VERTICAL FACED COASTAL STRUCTURES

SUMMARY

A sloped face maintained with “rubble-mound” technique, is mostly preferred as far as the coastal structures which are designed and constructed in order to be protected against wave effects are concerned. The main reason is not only the inexpensive and easy handling of rubble-mound operation, but also the satisfactory dissipation of incident waves on this sloped face, decreasing both the dynamic load and the reflected component. The vertical faced coastal structures, on the other side, can be constructed to fulfil many different functions with their constant breadth and suitable draft that can be used both for berthing or handling purposes. However, the vertical faced structures are poor to dissipate reflection or to limit wave run-up, compared to sloped ones, at the same time being exposed to high wave loads especially if they are plain faced.

There have been several studies devoted to neutralize these disadvantages and managed to increase the performance of vertical faced structures by means of newly developed front face configurations. On the axis of this very same effort, the main goal of the PhD thesis is to come up with an optimised structure configuration which is comparable with an equivalent plain faced caisson structure in shape; yet, at the same time which is capable of decreasing wave reflection, wave run-up and wave loads reliably with its high dissipation performance.

First, various modifications proposed during past studies for vertical faced coastal structures were gone through. Several theoretical and experimental studies conducted on different variations of chambered breakwaters with a perforated front face yields quite satisfactory performance against waves, on the condition that the structure is dimensioned and designed with respect to that specific wave. These breakwaters, called “Jarlan” type after the first one to propose, may give a decreasing performance if the incident wave period does not coincide with the resonance properties of their chambers.

The partially perforated double chambered structure which is proposed with this PhD thesis, is able to damp the wave energy with its upper chamber located on the mean water level without any strong dependence on the incident wave period, while performing the resonant dissipation to a specific wave frequency with its very shallow lower chamber separated from the upper chamber with a slab-like panel resting at the mean sea level. A plexiglas model of this structure, called as the flow chambered caisson, were manufactured with adjustable chamber breadths and tested under 9 sets of regular and one set of irregular waves, for different frontface perforation ratios and different relative dimensions. The results of physical modelling study implies that, flow chambered caisson can decrease the reflection coefficients down to 0.1 and 0.5 respectively for tested regular and irregular waves; also the horizontal wave force and wave moment were measured to be 25% to 35% less than the ones measured/calculated for an equivalent plain vertical faced structure.

For the sake of a deeper understanding of the phenomenon, the dissipation mechanisms of upper and lower chambers were investigated separately with two separate theoretical approaches based on monochromatic linear waves and potential flow. Afterwards, these two approaches were unified by means of dissipated energy principle, in order to come up with a single reflection coefficient that is able to define the behaviour of the overall structure. The calculated values from theoretical approaches are compared with the experimental results, leading certain evaluations. These evaluations point out a general agreement between the calculated and measured results. However, the flow chambered caisson was realised to show a higher performance than foreseen with the theoretical approaches, especially when the perforation ratio of the front face and incident wave steepness are increased.

As a result, it was tried to picture an optimum structural configuration as a vertical faced coastal structure with compatible construction and handling characteristics to a plain faced one, that can not only be used for port-functional purposes like quays, but also can be constructed as a breakwater in order to protect the coastal region or facility. The resulting flow chambered caisson structure is believed to satisfy these criteria to a significant degree, if a prototype application of this structure is constructed after the case-specific design is optimised with further laboratory experiments. It should be noted that open mindedness of decision makers is a prerequisite in order to achieve more developed and advanced engineering structures.

1. GİRİŞ

Kıyı koruma yapıları ve diğer fonksiyonel kıyı yapılarının tasarımında en önemli faktör dalga etkileridir. Gerek yapıların genel yapısal stabilitelerinin sağlanması, gerekse yapının fonksiyonunu sağlıklı bir biçimde gerçekleştirebilmesi için ekstrem ve uzun dönem dalga etkileri altında yeterli performansın elde edilebilmesi gerekmektedir: Yapı önünde/arkasında dalga yüksekliğinin istenilen limitler dahilinde kalması (dalga yansıması ve geçirgenliği), dalga etkileri altında ortaya çıkan dinamik kuvvetlerin dengeli dağılması ve direnç kuvvetleri ile aşılabilmesi, meydana gelebilecek hasarların veya deplasmanların öngörülen limitleri aşmaması gibi.

Kıyı yapılarında eski çağlardan beri en çok tercih edilen inşaat yöntemi “dökme taş” (anroşman) olsa da, özellikle rıhtım, iskele, yanaşma amaçlı kıyı duvarı gibi düşey önyüz gerektiren kıyı yapılarında başka inşa yöntemleri de kullanılmaktadır. Yerine göre hem duraylılığı, hem de kolay ve ucuz imali sayesinde tercih edilebilen düşey yüzlü kıyı yapıları (özellikle keson ve öndökümlü payandalı duvarlar gibi monolitik/tek parça yapılar), dalga etkileri karşısında yansımanın artması ve büyük dalga kuvvetleri almaları dolayısı ile dezavantajlar da ortaya çıkarmaktadırlar.

Bu doktora tez çalışması, düşey yüzlü kıyı yapılarının önyüzlerinin geometrik olarak geliştirilmesi (modifikasyonu) ile dalga yansıması ve yapıya etkiyen dalga kuvvetlerinin azaltılması doğrultusunda şekillenmiştir. Literatürde düşey yüzlü kıyı yapılarının yukarıda anılan dezavantajlarının azaltılmasına yönelik yapılmış birçok çalışma bulunmaktadır. Gelen dalganın pürüzlü/dişli bir yüzeyden fazı bozularak yansıtılması, delikli (perfore) bir önduvar veya kıyı yapısının üst bölümünde yer alan dairesel kesitli bir konsol ile gelen dalganın orbital hareketinin ve enerjisinin sönümlenmesi gibi ilkelere dayanan bu tasarım çözümleri bazı kıyı yapılarında da uygulanmıştır. Yine de, Türkiye ve dünya kıyılarında inşa edilen düşey yüzlü yapıların büyük çoğunluğu herhangi bir belirgin geometrik modifikasyon içermeyen *düz* yapılardır. Bunun temel sebepleri arasında bu tür modifikasyonların inşa zorluğu veya ekonomik olmayışı gibi görünen sebeplerle birlikte, karar vericilerin öncü tasarımlara mesafeli yaklaşmaları ve sağlanabilecek faydalar noktasında "ikna olmamaları" da yer almaktadır.

Sonraki bölümlerde ayrıntılı olarak açıklanacağı üzere, düşey yüzlü kıyı yapılarının (özellikle kesonların) tasarımında uzun dönem dalga şartları altındaki servis performansı (yansıma/aşma) ile ekstrem dalga şartlarındaki stabilite performansı arasında dengeli bir tatmin sağlanması elzemdir; her iki şartı birden tam olarak sağlayan yapılar ise oldukça pahalıya mal olacağı için çoğu zaman yapılabilir olamamaktadırlar (Goda, 1985; Yip ve Chwang, 2000; Liu ve diğ., 2007; EUROTOP, 2007). Bu tez çalışmasında önerilen yapı konfigürasyonu ile hedeflenen ise yapının düşey ön duvarının mümkün olduğunca *düz* tutulup dolu ağırlığın muhafaza edilerek, gelen dalganın enerjisinin mümkün olduğunca sönümlenmesi ve bu sayede yukarıdaki paragrafta bahsedilen servis performansı ve stabilite performansının birlikte sağlanmasıdır.

1.1 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmanın amacı, düşey yüzlü kıyı yapılarının uygulanabilir alternatif bir geometriyle modifiye edilerek, gelen dalganın yansıyan bileşeni ile yapıya etkiyen itki ve devrilme momentinin azaltılması noktasında optimum çözümlerin üretilmesidir. Bu alternatif yapı konfigürasyonu tez çalışmasının ilerideki bölümlerinde "akım odacıklı keson" olarak anılacaktır.

Burada çıkış noktası orbital dalga hareketinin bozulmasıdır: Gelen dalganın bir bileşeninin, sakin su seviyesi hizasında teşkil edilecek boşluklu (perfore) bir yüzeyden bozunarak yansıtılması, bu yüzeyden geçen bileşeninin de iç tarafta oluşturulan iki odacık yardımı ile bir dereceye kadar sönümlenmesi öngörülmektedir. Önyüzün iç tarafına yerleştirilen iki adet odacıkla en fazla sönümlenmenin sağlanabilmesi için, odacıkları ayıran levha tam sakin su seviyesine yerleştirilerek, üst tarafta kalan odacık vasıtası ile dalga hareketinin "akıma" dönüştürülmesi söz konusudur. Dolayısıyla üst odacık *akım odacığı* olarak adlandırılmıştır. Ayrıca bu şekilde, gelen dalga bileşenlerinin yapıya farklı fazlarla etkimesi sağlanarak yapıya gelen tasarım kuvvetlerinin de (dolayısıyla da direnen kuvvetlerin) azaltılması hedeflenmektedir. Tez içerisinde bu mekanizma daha ayrıntılı olarak açıklanmaktadır.

1.2 Yöntem

Bu tez çalışmasında kullanılan ana yöntem fiziksel modelleme ve deneysel çalışmadır. Fiziksel model düzenli ve düzensiz dalgalar üretebilen bir dalga kanalında kurulmuş ve deneyler iki boyutlu olarak gerçekleştirilmiştir. Fiziksel modellerle yürütülen çalışmaların en önemli avantajlarından biri şüphesiz araştırılan olgunun birebir gözlemlenebilmesidir. Bu avantajdan mümkün olduğunca yararlanmak amacıyla, incelenen yapı tipi için farklı konfigürasyonların denenebileceği bir pleksiglas model kullanılmış, malzemenin şeffaflığı sayesinde özellikle yapının odacıkları içinde meydana gelen olayların görülebilmesi sağlanmıştır. Ayrıca deneyler boyunca fotoğraf ve video kaydı alınarak tüm veriler arşivlenmiştir.

Çalışmanın kapsamı ve amacı doğrultusunda dalga şartlarının ve yapı ile etkileşiminin izlenmesi ve kaydedilmesi için *su yüzeyi profili* ve *dinamik basınç* ana parametreler olarak ortaya çıkmaktadır. Fiziksel modelleme ile ilgili bölümde daha ayrıntılı olarak açıklanacağı üzere bu iki parametrenin zaman serileri tüm deneyler boyunca sırasıyla 20 Hz ve 32 Hz sıklıkla kaydedilmiştir.

Deneysel çalışmadan elde edilen veriler değerlendirilmiş, incelenen yapının dalga etkisi altındaki performansı temel boyutsuz parametreler (yansıma katsayısı, basınç katsayısı vb.) cinsinden ortaya konmuştur. Boyutsuz parametreler kullanılarak hem deney sonuçlarının derinlemesine irdelenmesini sağlanmış, hem de bu sonuçların başka yapılar için prototip veya model ölçeğinde elde edilen değerler ile karşılaştırılabilmesi mümkün kılınmıştır.

Diğer taraftan fiziksel model ile ortaya konulan mekanizmayı analitik olarak açıklayabilecek bir altyapı çalışmanın bütünlüğü açısından gerekli görülmüş, temel *lineer dalga* ve *potansiyel akım* kabulleri ile bu kuramsal yaklaşım şekillendirilmiştir. İlgili denklemler gerek sayısal hesap algoritmalarından, gerekse lineer cebir sistemlerinden yararlanılarak çözülmüş, kuramsal yaklaşımla bulunan sonuçlar deneysel çalışma sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

2. DÜZ YÜZEYLİ DÜŞEY YÜZLÜ KIYI YAPILARI

Bu bölümde özetlenen çalışmalar ve aktarılan yöntemler en genel haliyle *düz yüzeyli düşey yüzlü kıyı yapıları* için ortaya konmuştur. Bu yapıların başlıcaları;

- hazır-döküm payandalı betonarme kıyı duvarları,
- beton blok örme rıhtım ve kıyı duvarları,
- palmplanj (perde kazık) kıyı duvarları,
- keson kıyı yapıları,

olarak sıralanabilirler (Ayhan, 2006). Bunlardan ilk üçü çoğu kez arkalarındaki bir dolguyu tutmak ve/veya yanaşma yerleri için uygun bir düşey sınır teşkil etmek için liman içi vb. kısmen korunaklı yerlerde kullanılmaktadır. Kesonlar ise hem sayılan amaçlar için, hem de tek başlarına kıyı koruma yapıları olarak kullanılabilirler. Her ne kadar bu bölümde (ve tez çalışmasının genelinde) verilen yaklaşımlar düşey yüzlü kıyı yapılarının geneli için geçerli olsa da, kırılan dalgalar ve çarpma basınçları gibi uç dalga etkilerine pratikte en çok maruz kalan kıyı koruma yapısı olarak kullanılan kesonlardır. Keson Fransızca'da "kutu" anlamına gelmekle birlikte, kıyı mühendisliğindeki terim karşılığı "betonarme olarak imal edilen ve yüzdürülerek inşa lokasyonuna getirildikten sonra batırılıp içi doldurularak stabilitesi sağlanan monolitik (tek parça) yapı modülü"dür (http://en.wikipedia.org/Monolithic, 2006).

Tez çalışmasının bu bölümünde düz yüzeyli düşey yüzlü kıyı yapılarının modern mühendislikte kullanımı ile tasarım, hesap ve analiz yöntemlerinin zaman ekseninde özetle verilmesi amaçlanmıştır. Düz yüzeyli olmayan ve farklı önyüz konfigürasyonları kullanılarak geliştirilen düşey yüzlü kıyı yapıları ile ilgili çalışmalar ise bir sonraki bölümde verilmiştir (bknz. Bölüm3).

2.1 Düşey Yüzlü Kıyı Yapılarının Gelişimi

Düşey yüzlü kıyı yapılarının çok eski çağlarda (yığma taş bloklarla) inşa edilmiş örnekleri bulunsa da, modern mühendislik tarihinde özellikle 19. yüzyılın ikinci yarısından itibaren bu tip yapılara rastlanmaktadır (Goda, 1985). Kıyı koruma amacıyla inşa edilen düşey yüzlü yapılar genellikle dalga kırılmasının baskın olmadığı derin yerlere inşa edilirken, Japonya gibi doğal blok taşların nicelik ve nitelik açısından yetersiz olduğu ülkelerde bu yapılar kırılan dalgalara da dayanmak durumundadırlar. Dökme taş dalgakıranların inşasındaki ada ülkelerine has bu dezavantajdan dolayı Japonya'da, düşey yüzlü kıyı koruma yapıları oldukça yaygın olarak inşa edilegelmiştir.

Goda (1985), dökme taş dalgakıranlar ve düşey yüzlü dalgakıranları dalga karşısındaki davranışları açısından şu şekilde kıyaslar: Dökme taş dalgakıranlar gelen dalgayı bir eğim üzerine kırılmaya zorlayarak enerji harcanması yaratırken, düşey yüzlü dalgakıranlar belirgin bir enerji harcanması yaratmadan gelen dalgayı geriye yansıtırlar.

Düşey yüzlü yapılar üzerinde dalga etkisi ile meydana gelen dinamik kuvvetlerin (dolayısıyla da basınç dağılımının) belirlenebilmesi ile ilgili bilimsel çabalar 1842'ye kadar uzanmaktadır: Stevenson kendisinin icat ettiği özel bir ölçek ile dalga basıncını ölçmüştür (Stevenson, 1886). Daha sonra 1890 ile 1902 yılları arasında birçok dalga basıncı ölçümü gerçekleştiren Gaillard (1905), su parçacığı hızlarına dayalı bir formülasyon önermiştir.

Daha sonra Stevenson ölçeğinin geliştirilmiş bir modeli ile dalga basıncı ölçümü yapan Hiroi (1919), 35 tonf/m^2 (345kPa) mertebesinde değerler ölçmesine rağmen yaptığı basınç ölçümlerini düşey yüzlü yapının stabilitesi açısından değerlendirmemiş, bu yüksek mertebeli basınç değerlerini "lokal bir olgu olarak" addetmiştir (Bknz. Bölüm 2.2). Bunun yerine dalga basıncını tıpkı bir su jetinin basıncı gibi kabul etmiş ve düşeyde sabit kabul edilen bir dağılımla dalga basıncı için çok basit bir formülasyon ortaya koymuştur. Buna göre dinamik dalga basıncı ifadesi şöyledir:

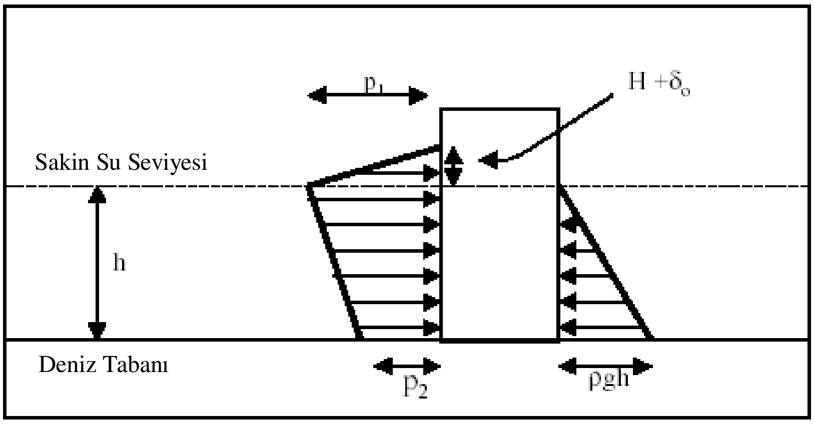
$$P = 1,5\gamma_0 H \qquad \textbf{(2.1)}$$

Burada P dalga basıncı, γ_0 deniz suyunun özgül ağırlığı, H ise gelen dalganın (tasarım dalgasının) yüksekliğidir. Dalga basıncının üniform olarak sakin su seviyesinden (SSS) 1,25H aşağıya kadar etkidiğini kabul eden Hiroi, dalga yüksekliği hakkında yeterli bilginin olmadığı yerlerde h su derinliği olmak üzere H = 0,9h alınmasını önermiştir. Buradan anlaşılacağı üzere Hiroi, esas olarak düşey yüzlü kesit üzerinde kırılan dalganın basıncını hesaplamaya çalışmıştır. Önerdiği bu basit yöntem özellikle Japonya'da düşey yüzlü kıyı yapılarının tasarımında 60 yıldan fazla kullanılmıştır (Goda, 1985).

Daha sonra Sainflou (1928) tarafından düşey yüzlü kesit önünde "duran dalga" (kırılmayan dalga durumu) için ikinci dereceden dalga denklemleri ile önerilen formülasyon dünya çapında kabul görmüştür. Sainflou yaklaşımına göre:

- Dinamik dalga basıncı sakin su seviyesinde (SSS'de) maksimum değerindedir.
- Dinamik dalga basıncı SSS ile deniz tabanı arasında lineer olarak değişmektedir.
- Dinamik dalga basıncı SSS'den $H+\delta_0$ mesafe yukarıda sıfır olacak şekilde, yukarıya doğru lineer olarak azalır ($H+\delta_0$ ise tırmanma yüksekliğidir).

Bu lineer basınç dağılımı Şekil 3.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1 : Sainflou'ya (1928) göre düşey yüzlü kıyı koruma yapısı üzerinde kırılmayan dalga için basınç dağılımı.

Şekildeki P_1, P_2 ve δ_0 değerleri şöyle verilmektedir:

$$P_1 = \frac{(P_2 + \rho g H)(H + \delta_0)}{(h + H + \delta_0)} \qquad \textbf{(2.2)}$$

$$P_2 = \frac{\rho g H}{\cosh(2\pi h / L)} \tag{2.3}$$

$$\delta_0 = \left(\frac{\pi H^2}{L} \right) \coth(2\pi h / L) \tag{2.4}$$

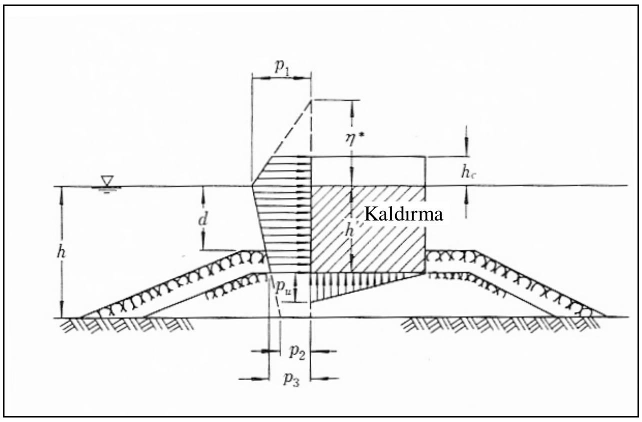
Burada ρ, g, δ_0, h, H, T ve L sırası ile deniz suyunun özgül kütlesi, yerçekimi ivmesi, dalga tırmanması, derinlik, gelen dalganın yüksekliği, gelen dalganın periyodu ve gelen dalganın uzunluğudur.

Goda (1985), 1980'lere kadar Japonya'da inşa edilen düşey yüzlü kıyı yapılarının tasarımında kırılan dalgalar için Hiroi formülasyonunun, kırılmayan dalgalar için de Sainflou formülasyonunun kullanıldığını belirtmektedir. Ancak inşa derinliğinin çok az değişmesi ile Sainflou yönteminden Hiroi yöntemine geçildiğinde dalga basıncı %30 mertebesinde artmakta ve mühendislik açısından istenmeyen bir çelişki ortaya çıkmaktadır.

20. Yüzyılın ortasında Minikin (1950) kırılan dalgaların düşey yüzlü kesit üzerindeki dinamik basınç dağılımı için kısmen Bagnold'un (1939) laboratuar verilerine dayanan bir formülasyon önermiştir. Ancak bu formülasyon oldukça konservatiftir ve ortaya çıkan dinamik dalga basınçları da hayli yüksektir (Goda, 1985).

Tadjbakshsh ve Keller (1960) sonlu genlikli dalgaların üçüncü dereceden denklemlerini kullanarak, kırılmayan dalga durumunda düşey yüzlü kesitler üzerindeki dinamik dalga basıncı için bir formülasyon önermişlerdir. Ardından Ito ve diğ. (1971) hem kırılan dalga hem de kırılmayan dalga durumu için model deneylerine dayanan tek bir formül ortaya koymuş ve tasarım dalgası olarak düzensiz dalga serisindeki en büyük dalganın (H_{mak}) kullanılmasını önermiştir. Bu yöntem daha sonra hem teorik (Goda ve Kakizaki, 1967) hem de deneysel (Goda ve Fukumori, 1972) yaklaşımlarla geliştirilmiş ve düşey yüzlü kesitler için yeni bir formülasyon ortaya konmuştur (Goda, 1974). Daha sonra konu ile ilgili birçok çalışma yapılmış olsa da, düşey yüzlü kıyı yapılarının tasarımında bugün bile en çok kullanılan yöntem Goda'nın (1974) formülasyonu olmuştur.

Bu formülasyonda basınç dağılımı kırılan veya kırılmayan dalga durumu için yamuk şeklindedir (Şekil 2.2). Burada h, d, h' ve h_c mesafeleri sırasıyla; inşa derinliği, topuk üstü derinliği, yapının SSS altında kalan kısmının yüksekliği ve yapının SSS üstünde kalan yüksekliğidir.



Şekil 2.2 : Goda'ya (1974) göre düşey yüzlü kıyı koruma yapısı üzerinde dinamik dalga basıncı dağılımı.

Bu hesaplamalarda gelen dalga yüksekliği (H), dalga serisindeki maksimum dalga yüksekliği (H_{mak}) olarak kabul edilmiştir. Bu dalgaya tekabül eden periyot da belirgin dalga periyodudur ($T_{mak} = T_{1/3}$).

Şekil 2.2'de gösterilen, SSS'den itibaren basınç dağılımının devam edeceği yükseklik:

$$\eta^* = 0,75(1+\cos\beta)H_{\text{maks}} \qquad \textbf{(2.5)}$$

olarak verilmektedir. Buradaki β, yapıya etkiyen dalganın ortagonalinin yapı normali ile yaptığı açıdır ve 15°'lik bir düzeltmesi vardır. İfadeden de anlaşılabileceği gibi dalgaların tam karşıdan gelmesi durumunda yapı üzerindeki tırmanma yüksekliğinin dalga yüksekliğinin 1,5 katı olacağı kabul edilmektedir. Şekilde gösterilen yapı üzerindeki karakteristik basınç değerleri:

$$p_1 = \frac{1}{2}(1+\cos\beta)(\alpha_1 + \alpha_2 \cos^2\beta)\gamma_0 H_{\text{maks}} \qquad \textbf{(2.6)}$$

$$p_2 = \frac{p_1}{\cosh(2\pi h / L)} \qquad \textbf{(2.7)}$$

$$p_3 = \alpha_3 p_1 \qquad \textbf{(2.8)}$$

$$p_u = \frac{1}{2}(1+\cos\beta)\alpha_1\alpha_2 w_0 H_{\text{maks}} \qquad \textbf{(2.9)}$$

ifadeleri ile hesaplanmaktadır. α_1, α_2, α_3 katsayıları sırasıyla:

$$\alpha_1 = 0,6 + \frac{1}{2}\left[\frac{4\pi h / L}{\sinh(4\pi h / L)}\right]^2 \qquad \textbf{(2.10)}$$

$$\alpha_2 = \min\left\{\frac{h_b - d}{3h_b}\left(\frac{H_{\text{maks}}}{d}\right)^2, \frac{2d}{H_{\text{maks}}}\right\} \quad \textbf{(2.11)}$$

$$\alpha_3 = 1 - \frac{h'}{h}\left[1 - \frac{1}{\cosh(2\pi h / L)}\right] \quad \textbf{(2.12)}$$

şeklinde verilmektedir. 2.11 ifadesinde ortaya çıkan h_b terimi, yapının 5 $H_{1/3}$ mesafe ötesindeki taban derinliğini göstermektedir. Bu yönteme göre, dalga yapı üzerinden aşsa dahi basınç dağılımının değişmeyeceği kabul edilmiştir.

2.2 Düşey Yüzlü Kıyı Yapıları Üzerindeki Çarpma Basıncı (Impact Pressure)

Hiroi de dahil olmak üzere kırılan dalga durumundaki dinamik dalga basınçlarını inceleyen birçok araştırmacının deneysel çalışmalarında gördüğü ve ölçtüğü, çok kısa süreli ancak çok yüksek mertebedeki basınçlar "çarpma basıncı"[1] olarak anılmış; bu ani basınç bileşenlerinin yapının genel stabilitesini etkileyebilmelerinin yanı sıra lokal olarak hasara yol açtıkları da saha ve laboratuar çalışmaları ile ortaya konmuştur (Mogridge ve Jamieson, 1980; Kırkgöz, 1982, 1990, 1991, 1995; Blackmore ve Hewson, 1984; Chan ve Merville, 1988; Witte, 1988).

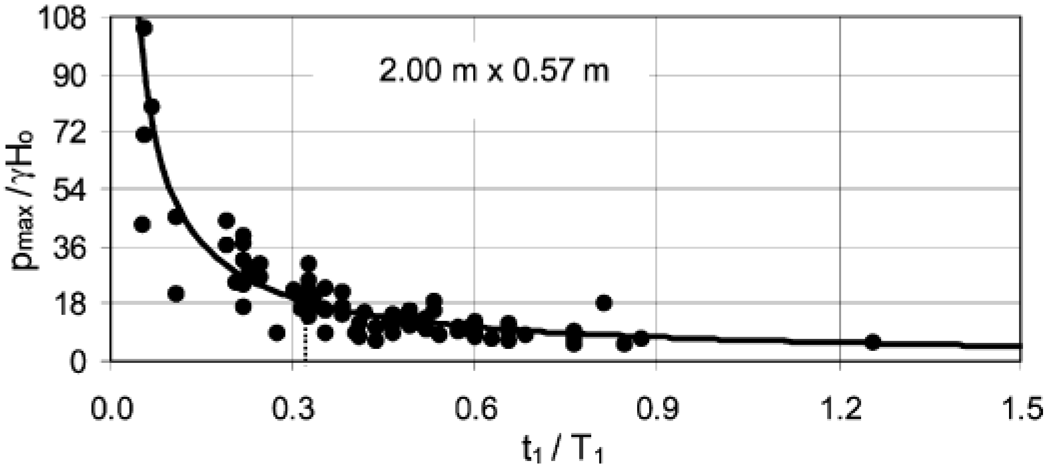
Kırkgöz ve Mengi (1986, 1987) bu tip bir dalganın etkisi altında kalacak bir kompozit dalgakıran[2] için, laboratuar verilerine ve teorik bir yaklaşıma dayanan basitleştirilmiş bir tasarım yöntemi önermiştir. Burada yapının stabilitesi açısından etkiyen çarpma basıncının büyüklüğü kadar etkime süresi de önem kazanmaktadır. Zira Kırkgöz (1990) yüksek çarpma basınçlarının kısa süreli etkimesi sonucu önemsiz sayılabilecek yapı deplasmanları, buna karşın daha düşük mertebede çarpma basıncının daha uzun süreli etkimesi sonucu ciddi mertebelerde yapı deplasmanları kaydetmiştir. Bu sonuçlar teorik bir yaklaşımla Kırkgöz'ün (1990) çalışmasını değerlendiren Tanrıkulu ve diğ. (2002) tarafından da doğrulanmıştır. Dinamik dalga basıncının zamansal değişimini tespit etmenin zorluğundan dolayı Kırkgöz ve diğ. (2004), deneysel verilere dayanan eşdeğer bir statik analiz yöntemi ortaya koymuşlardır. Basınç verilerinin örnekleme aralığına göre lineer teoriye hesaplanan dalga basıncının 100

---

[1] İng. *impact pressure*.

[2] Kompozit dalgakıran, su derinliğinin belirgin bir oranına kadar inşa edilmiş dökme taş bir yapı üzerine oturtulan düşey yüzlü (keson veya dolu blok) bir yapıdan oluşan bir dalgakırandır. Fonksiyonel olarak "düşük su (gelgit) seviyelerinde dökme taş dalgakıran gibi davranan, yüksek su seviyelerinde ise düşey yüzlü dalgakıran gibi davranan kıyı yapısı" olarak tanımlanmaktadır (Goda, 1985).

katı mertebesinde pik değerler verebilen çarpma basınçlarının, çarpma basıncına maruz kalan düşey yüzeylerin analizinde %25'e kadar bir büyütme faktörüyle hesaba katılması bu çalışmada önerilmiştir (Şekil 2.3).



Şekil 2.3 : Kırılma bölgesindeki düşey bir plaka etkiyen boyutsuz çarpma basıncının boyutsuz zamana göre zaman serisi (Kırkgöz ve diğ., 2004).

2.3 Düşey Yüzlü Monolitik (Tek Parça) Kıyı Yapılarının Deplasmanları

En genel haliyle düşey yüzlü monolitik bir kıyı yapısı (özellikle keson tipi kıyı koruma yapıları) üzerinde dalga kırılması sonucu ortaya çıkan çarpma basınçlarının, yapının bütününde meydana getirebileceği deplasmanlar ile ilgili olarak da birçok çalışma yapılmıştır. Bu deplasmanlar ötelenme ve dönme olarak ikiye ayrılabilir. Yapının ataletinden kaynaklanan direnç kuvvetleri dolayısıyla bu deplasmanların bir kısmı titreşim hareketi olarak da ortaya çıkabilmektedir. Oumeraci ve Kortenhaus (1994) bir kütle-yay sabiti modeli ile bu ötelenme ve dönme titreşimi mekanizmasını ortaya koymaya çalışmışlardır. Wang ve diğ. (1996) de bu tip bir model ile keson tipi bir düşey yüzlü yapının stabilitesini benzeştirmeye çalışmışlardır. Goda (1994) düşey yüzlü yapıların ötelenme hareketini (kayma hasarını) benzeştirmeye çalışmış ve basit bir model ortaya koymuştur. Takahasi ve diğ. (1994) keson bir yapının çarpma basıncı karşısındaki dinamik tepkisini modellemeye çalışmış ve ötelenme mesafesinin hesaplanması için bir model ortaya koymuştur. Shimosako ve Takahashi (1994), Goda ve Takagi (1998), Kim ve Takayama (2000) düşey yüzlü monolitik kıyı yapılarının çarpma basıncı sonucu basit ötelenme deplasmanı ile ilgili güvenli tarafta kalınması için tasarım yöntemleri geliştirmeye çalışmışlardır. Daha sonra Wang

(2001), Wang ve diğ. (2004), Wang ve diğ. (2006) yalnızca basit ötelenme hareketi değil de, ötelenme hareketi ve yapının temel/taban sürtünmesi koşulları ile dönme hareketine geçişi de benzeştirebilmek için fiziksel model verileri ile karşılaştırdıkları teorik ve numerik bazlı yöntemler önermişlerdir.

Bagnold (1939), Mitsuyasu (1966), Ramkema (1978), Oumeraci ve Partenscky (1991) ve Topliss (1994) düşey yüzlü bir kıyı yapısının maruz kaldığı yüksek çarpma basıncının yapı ile gelen dalga arasında sıkışan havanın katkısı ile oldukça önemli mertebede arttığını belirterek, sıkışan havanın etkisini çeşitli şekillerde modellemeye çalışmışlardır. Wood ve diğ. (2000) düşey yüzlü bir kıyı yapısı ile gelen dalga arasında sıkışan havanın etkisini basınç-impuls teorisi ile ortaya koymuşlardır. Elde ettikleri sonuçları da küçük ölçekli deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

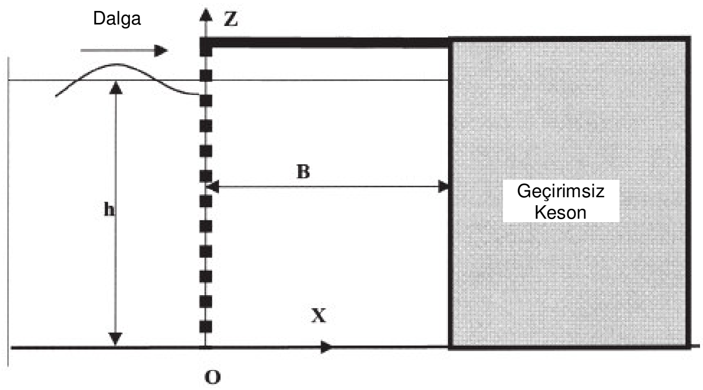
Düşey yüzlü monolitik kıyı koruma yapılarının dalga etkisi ile kara tarafına doğru meydana gelen deplasmanlarının yanında, bazı yapılarda denize doğru deplasmanlar da gözlemlenmiştir. Bu sonuca yapının üzerinden aşan dalganın, kara tarafında yüksek çarpma basınçları oluşturmasının ve özellikle yapı ile dalga arasında kalan hapsolmuş havanın bu basıncı daha da arttırmasının neden olduğu düşünülmektedir. Minikin (1950) 1934'te hasar gören Tunus'taki Mustafa dalgakıranının, deniz tarafına doğru yıkılması ile ilgili bulgu ve tespitlerini kaydetmiştir. Oumeraci (1994), 22 adet düşey yüzlü dalgakıran hasarı vakasını incelediği çalışmasında, deniz tarafına doğru kaymış veya eğilmiş birçok düşey yüzlü dalgakıran belirlemiştir. Goda (1967) yapı derinliğinin gelen dalga boyunun ¼'ünden büyük olması durumunda, kara tarafındaki maksimum kuvvetlerin deniz tarafındaki maksimum kuvvetlerden büyük olacağını belirtmiştir. Ancak bu yaklaşım Mustafa dalgakıranının hasarını açıklamamaktadır. Zira Minikin'in (1950) açıklamalarına göre, dalgakırandaki deniz tarafına doğru çökme "ani" gerçekleşmiştir. Bu da, muhtemelen bir dalga çukurunun varlığı ile meydana gelmiş olan ve deniz tarafına doğru gerçekleşen bir çarpma yükü ile açıklanabilir. Walkden ve diğ. (2001) yaptıkları deneysel çalışma ile keson bir dalgakıran modelinin üzerinden aşan dalganın, yapının arkasında hapsolan havanın da katkısı ile denize doğru yüksek ani basınçlar ortaya çıkarabileceğini göstermişler ve analitik bir hesap yöntemi önermişlerdir.

3. GELİŞTİRİLMİŞ YÜZEYLİ DÜŞEY YÜZLÜ KIYI YAPILARI

Pratikte neredeyse tüm düşey yüzlü kıyı yapılarının parapet duvarı veya başlık kirişi gibi üst yapıları *dalga tırmanmasını* engellemek/azaltmak için denize doğru bir miktar konsollu, eğimli ya da eğri imal edilir. Özellikle keson dalgakıranların başlık kirişlerinde bu detaya sıkça rastlamak mümkündür. Diğer yandan düşey yüzlü kıyı yapılarında *rasyonel* anlamda (tasarım icabı, özellikle) modifiye edilmiş bir önyüz görmek çok daha zordur, başka bir deyişle önyüz genellikle *düzdür*. Bu bölümde özetlenen çalışmalar, açıklanan biçimde bir modifikasyon öngören çalışmalardır.

3.1 Delikli (Perfore) Önduvarlı Düşey Yüzlü Kıyı Yapıları

Düşey yüzlü kıyı koruma yapılarında deniz tarafındaki yüzü (önyüzü) modifiye etme fikri ilk olarak yansıyan dalga bileşenini azaltmak amacıyla ortaya çıkmış ve Şekil 3.1'de gösterilen tipte, betonarme bir perfore (delikli) kabukla kaplı düşey yüzlü dalgakıranlar özellikle tekperiyotlu özellikteki solugan dalgaların yansımasını etkili biçimde azaltabilmek için farklı yerlerde uygulanmıştır (Jarlan, 1961). Bu tip bir uygulamanın, gelen dalganın odacık/odacıklar ile etkileşime geçmesi sonucu hem yansıyan dalgayı azalttığı, hem de yapı üzerindeki dalga tırmanma yüksekliğini düşürdüğü görülmüştür (Marks ve Jarlan, 1969). Bu tip yapılar birçok laboratuar deneyinde düşey yüzlü bir dalga sönümleyici olarak kullanılmıştır (Jamieson ve Mansard,1987). Bu sistem birkaç sıra delikli levhanın belli veya rastgele aralıklarla dizilmesi ile oluşturulmuştur. Levhalardaki boşluk oranı ve levhalar arasındaki aralıklar farklı spektrumlardaki dalgaları verimli bir şekilde sönümleyebilmek için ayarlanabilmektedir. Bu tip bir kıyı koruma yapı prototipinin Kuzey Denizi'ndeki Philips Ekofisk platformunu korumak üzere başarı ile uygulandığı bildirilmektedir (Chakrabarti, 1999). Zira delikli bir önyüzün, yapı üzerine etkiyen çarpma basıncını da azalttığı birçok çalışma ile gösterilmiştir (Takahashi ve Shimosako, 1994; Takahashi ve diğ., 1994).



Şekil 3.1 : "Jarlan tipi dalgakıran" olarak da anılan ilk nesil delikli önyüzlü keson dalgakıran (Williams ve diğ., 2000).

Delikli bir yüzeyde gelen dalganın yansıyan, sönümlenen ve geçen olmak üzere üç bileşene ayrıldığı kabulü, bu sönümleme mekanizmasının çözülmesinde en temel yaklaşım olmuştur.

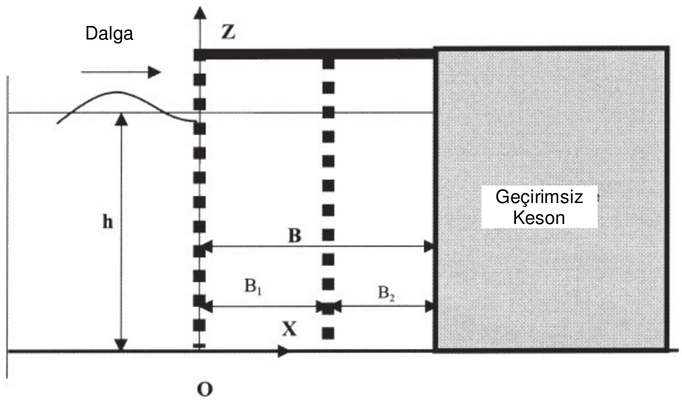
Jarlan'ın (1961) çalışmasından sonra, ince ve delikli önyüze sahip bir yapı ile gelen dalga etkileşimi konusunda birçok çalışma yürütülmüştür. Kondo (1979) uzun dalga teorisine dayanan bir model ile iki delikli duvarlı (iki odalı) bir dalgakıranın dalga yansıması ve dalga iletimi katsayılarını hesaplamış ve bu hesaplarını doğrulamak için bir dizi deney yapmıştır. Delikli bir levhanın dalga üretici olarak kullanımını inceleyen çalışmaların ardından (Chwang, 1983; Chwang ve Li, 1983), Chwang ve Dong (1984) düşey delikli bir levhadan yansıyan dalgayı incelemişlerdir. Daha sonra Yu ve Chwang (1994) yatay yerleştirilmiş batık bir delikli levha ile dalga etkileşimini araştırmışlardır.

Two ve Lin (1991), Fugazza ve Natale (1992) ve Isaacson ve diğ. (1998) ise ince delikli önyüzlerle oluşturulan odacıkların dalgakıran olarak kullanımını potansiyel akım kabulü ve denklemleri ile araştırmışlardır. Bu çalışmalarda dalganın yansıyan ve geçen bileşenlerinin hız potansiyelleri, delikli duvardaki sınır koşulu ve uzak alan sınır koşullarının örtüştürülmesi ile belirlenmiştir. Her bir çözümde aynı zamanda delikli engel vasıtası ile sönümlenen bir enerji bileşeni ifadesi de tanımlanmıştır.

Bennet ve diğ. (1992) "dalga perdesi" (monolitik ve geçirgen) dalgakıranların yansıma özelliklerini çalışmış ve analitik tahminlerini deneysel verilerle karşılaştırmışlardır. Kreibel (1992) ise süreklilik, momentum ve enerji denklemlerini kullanarak şerit şeklindeki boşlukların (slot) arasındaki akışı çözmeye ve akımın daralması ve genişlemesi ile ortaya çıkan yük kayıplarını hesaplamaya çalışmıştır. Bu sayede dalga iletim katsayısı ve geçirgen duvar üzerindeki dalga kuvvetlerini tanımlayan basit ifadeler ortaya çıkmış ve sonuçlar deneysel verilerle desteklenmiştir. Suh ve Park (1995) anroşman (dökme taş) bir temel üzerine oturtulmuş delikli önyüzlü bir kesona eğik (yapı eksenine normal olmayan doğrultuda) gelen dalgaların yansıma katsayıları için potansiyel akıma dayanan bir model önermişlerdir.

Wang ve Ren (1993a) gelen dalganın sönümlenmesi için esnek ince delikli yapıların kullanımını araştırmışlardır. Arkasından Wang ve Ren (1993b) esnek delikli bir levhanın geçirimsiz düşey bir duvarın önüne yerleştirilmesi ile ortaya çıkan "dalga hapsolma etkisini[3]" de çalışmışlardır.

Williams ve diğ. (2000) de yaptıkları çalışmada potansiyel akımı esas almış ve yapı-dalga etkileşimini düzenleyen ana fiziksel olguyu delikli duvardan geçen ve yansıyan dalga bileşenleri ve duvar üzerinde sönümlenen enerji bileşeni olduğunu kabul etmişlerdir (Şekil 3.2). Birden fazla delikli yüzeyin ardı ardına yerleştirilmesini de inceledikleri çalışmalarında, detaylı akım karakterini çözmeyi değil, sistemin dalga sönümleme ve uzak alana yansıtmadaki genel performansını değerlendirebilecek bir metot ortaya koymayı hedeflemişlerdir. Sistemin dalgayı sönümlemesini de dalga boyu ile ters orantılı bir sönümleme terimi[4] ile ifade etmişlerdir. Zira tüm araştırmacıların ortak sonucu kısa dalgaların daha çok sönümlendiği yönündedir.



Şekil 3.2 : Williams ve diğ. (2000) tarafından potansiyel akım esasına göre geliştirilen birden fazla delikli yüzeyden yansıma modeli.

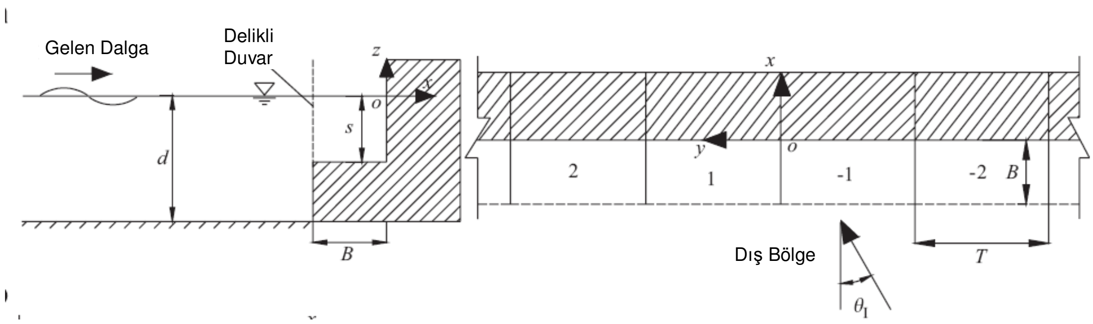
Suh ve diğ. (2001) benzer bir yansıma/geçme analizini düzensiz dalgalar için yapmışlar ve özfonksiyon açılımına dayalı bir çözüm önermişlerdir.

[3] İng. *wave trapping effect.*
[4] İng. *damping term.*

Tabet-Aoul ve Lambert (2003) delikli önyüzlü monolitik kıyı yapılarına etkiyen maksimum yatay basınç kuvvetini hesaplamak için esasen Takahashi ve Shimosako'nun (1994) formülasyonuna dayanan, uygulamaya yönelik yeni bir metot önermiş ve 120'den fazla laboratuar ve arazi verisi ile bu metodu karşılaştırmışlardır.

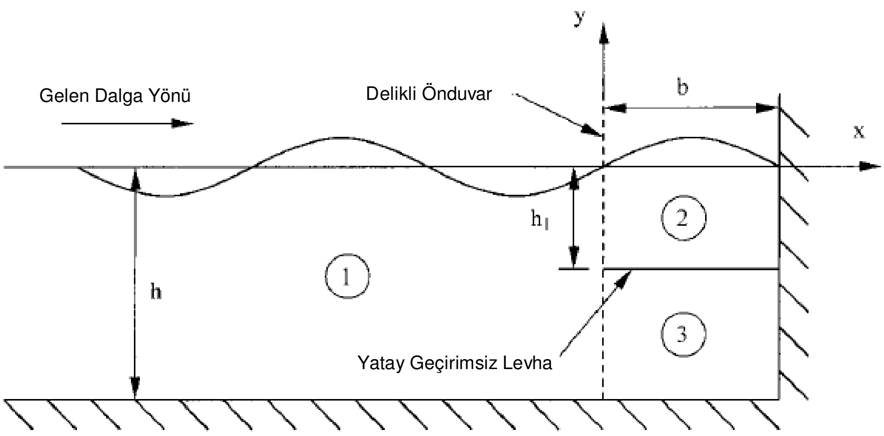
Teng ve diğ. (2004) de Suh ve diğ. (2001) gibi delikli önyüzden yansıma/geçme analizini bir özfonksiyon açılımı ile yapmışlar, ancak bu kez sonlu sayıdaki artarda delikli yüzeye *eğik* etkiyen dalgaları incelemişlerdir.

Yapının dalgaya bakan tarafında önyüzü tamamen delikli bir (veya birkaç) odacığın bulunmasının inşa zorluğu, ekstrem dalgalar altındaki stabilite ve dolayısıyla maliyet açısından bir dizi dezavantajı da bulunmaktadır. Zira böyle bir yapının (şayet kesonsa) hem boşken yüzdürülmesi oldukça zorlaşmakta, hem de taban alanına ve diğer boyutlarına göre ağırlığı oldukça azaldığı için özelikle kayma emniyeti düşmektedir. Dolayısıyla öngörülen yapı tasarımında kesit de düz yüzeyli yapıya göre 1,5 ilâ 2 kata kadar genişlemek durumunda kalmaktadır. Bu dezavantajın olumsuz etkisinin bir nebze azaltılabilmesi ve fayda-maliyet optimizasyonu için önyüzün bir kısmının delikli/boşluklu bir kısmının ise geçirimsiz olduğu tasarımlar da geliştirilmiştir. Literatürde bu tip bir yapıya gelen dalga ile yapının etkileşiminin belirlenmesine yönelik birçok çalışma bunmaktadır (Park ve diğ., 1993; Suh ve diğ., 2006). Son olarak Liu ve diğ. tarafından (2007a) yapılan çalışma, kısmi delikli-kısmi geçirimsiz kesonların belirli bir uzunlukta modüller halinde dizilmesi sonucunda ortaya çıkan yapının önündeki akım alanının üç boyutlu potansiyel fonksiyon ile belirlenmesine yöneliktir (Şekil 3.3).

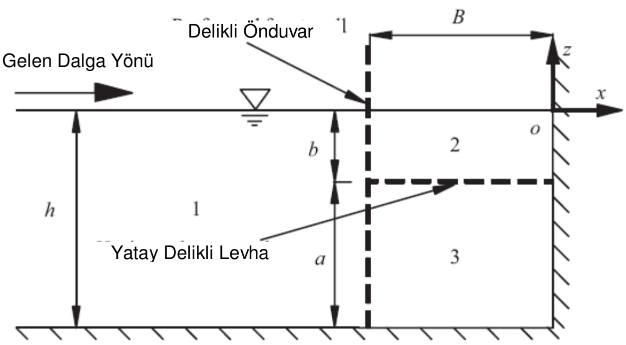


Şekil 3.3 : Liu ve diğ. tarafından (2007a) incelenen, kısmi delikli-kısmi geçirimsiz kesonların belirli bir uzunlukta modüller halinde dizilmesi sonucunda ortaya çıkan yapı (enkesit ve plan görünümü).

Delikli keson yapının önduvarı tabana kadar iniyorsa, yapının iç stabilitesinde de geçirimsiz bir kesona göre birtakım zayıflıklar oluşacaktır. Bu noktada Isaacson ve diğ. (2000) anroşman dolgulu bir kısmi boşluklu odacıklı keson önermiştir. Ayrıca yapının iç stabilitesinin arttırılabilmesi için Yip ve Chwang (2000) odanın içine bir adet yatay geçirimsiz levha yerleştirilmesini önermiş ve bu durumda ortaya çıkan yapı-dalga etkileşimini incelemişlerdir (Şekil 3.4). Bu araştırmacılar da çözümlerinde birçokları gibi iki boyutlu potansiyel akım teorisini ve özfonksiyon seri açılımı yaklaşımını kullanmışlardır (bknz. Bölüm 8). Liu ve diğ. (2007b) ise daha sonra bu yapıyı, yatay levhayı da delikli hale getirerek geliştirmişler ve çözümü bu duruma uyarlamışlardır (Şekil 3.5).



Şekil 3.4 : Yip ve Chwang tarafından (2000) incelenen, içine yatay ve geçirimsiz levha yerleştirilmiş Jarlan tipi dalgakıran (enkesit görünümü).



Şekil 3.5 : Liu ve diğ. tarafından (2007b) incelenen, içine yatay ve delikli levha yerleştirilmiş Jarlan tipi dalgakıran (enkesit görünümü).

3.2 Diğer Modifiye Düşey Yüzlü Kıyı Yapıları

Literatürde dalga etkileri altındaki yapı performansının arttırılması için yukarıdaki bölümde özetlenenler dışında (gedikli/dişli, yivli, eğri yüzeyli, batık, silindirik, vb.) birçok farklı düşey yüzlü yapı alternatifi incelenmiş bulunmaktadır. Örneğin Darwiche ve diğ. (1994) yarı geçirgen bir silindirin içine yerleştirilmiş olan geçirimsiz düşey silindirin dalga ile etkileşiminin analitik bir çözümünü geliştirmişlerdir. Daha sonra bu analiz Williams ve Li (1998) tarafından genişletilerek, içteki silindirin deniz tabanı üzerinde duran bir depolama tankına bağlanması da çözüme dahil edilmiştir.

Dhinikan ve diğ. (2002) ise yarım silindir şeklinde batık bir kıyı koruma yapısının farklı boşluk oranlarında delikli ve deliksiz yüzey koşulları için düzenli dalgalar altında dinamik dalga basıncı ölçümleri yapmışlar ve sonuçları karşılaştırmışlardır. Delikli yapılarda dalga basıncının önemli miktarda düştüğü sonucuna varılmıştır. Neelamani ve diğ. (2002) delikli ve içi boş bir keson tarafından çevrelenen bir silindir üzerindeki dinamik dalga basınçlarını düzenli ve düzensiz dalgalar için ölçmüşler ve bu basınç değerlerinde kesonsuz duruma göre %60'a varan azalmalar kaydetmişlerdir.

Delikli yüzey düz yüzeyin tek alternatifi değildir. Düşey yüzlü kıyı yapılarının performansının arttırılması için yüzeye gedikler açılması veya dişler eklenmesi, ya da yüzeyin düşeyden bir miktar saptırılması gibi değişik önyüz konfigürasyonları da araştırılmıştır (Neelamani ve Sandhya, 2003; Neelamani ve Sandhya, 2005).

Diğer taraftan gelen dalganın enerjisini harcayarak azaltmak yerine, bu enerjiyi mekanik olarak kullanmaya yarayan yapılar da tasarlanmaktadır. Genellikle bu yapılar aynı zamanda kıyı koruma yapısı olarak da kullanılmaktadırlar. Bunlardan bir kısmı dalga enerjisi üretiminde kullanılmakta (Thiruvenkatasamy ve diğ., 2005), bir kısmı da yapının önü ve arkası arasında sirkülasyon amaçlı deniz suyu aktarımı sağlamaktadır (Lee ve Lee, 2003). Ancak bu tip yapıların tasarımında birincil öncelik yansıyan dalganın düşürülmesi veya üzerlerine etkiyen dalga kuvvetlerinin en aza indirilmesi değildir.

4. İNCELENEN MODİFİYE KESON GEOMETRİSİ: AKIM ODACIKLI KESON

4.1 Tasarım Esasları

Bu tez çalışması kapsamında incelenen yapı, Bölüm 1'de de ifade edildiği üzere akım odacıklı keson olarak adlandırılmıştır. Geometrisi ve ana boyutları parametrik olarak Şekil 4.1'de verilen yapı konfigürasyonu belirlenirken öncelikli olarak aşağıdaki ilkeler esas alınmıştır:

a) Düz yüzeyli bir yapıya göre mümkün olduğunca yüksek servis performansı ve duraylılık (en az dalga yansıması, dalga itki kuvveti ve devrilme momenti).

b) Düz yüzeyli bir yapıya imalat açısından mümkün olduğunca yakın olması (en az delikli önyüz alanı).

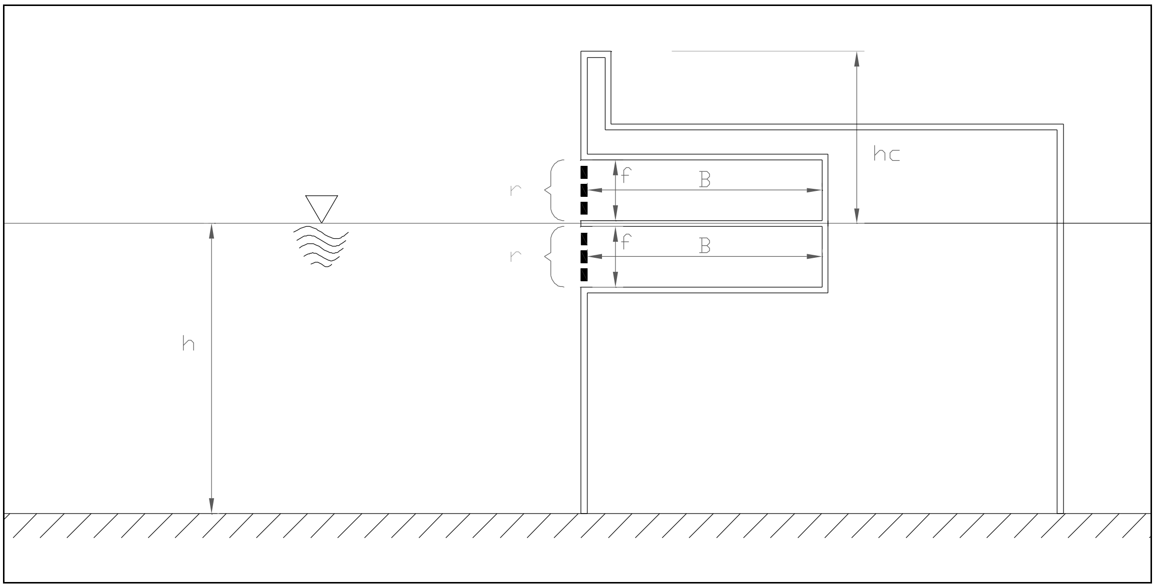
c) Düz yüzeyli eşdeğer bir kesona mümkün olduğunca yakın ağırlıkta olması (en yüksek kayma ve devrilme stabilitesi).

d) Düz yüzeyli eşdeğer bir kesona mümkün olduğunca yakın bir "*yerinde dolu hacim*" bulunması (doldurulmadan önce en rahat yüzdürülebilirlik).

e) Odacık yüksekliklerinin mümkün olduğunca az olması (en yüksek iç stabilite).

f) Odacıkların sakin su seviyesine mümkün olduğunca yakın olması (en rahat imal edilebilirlik).

İlk maddede verilen performans kriteri tüm modifiye düşey yüzlü yapılarla aynıdır. Bunun yanında diğer maddelerde özetlenen tasarım esasları böyle bir modifikasyonun (Bölüm 2 ve 3'te açıklandığı üzere) kaçınılmaz olarak getireceği dezavantajların azaltılmasına yöneliktir. Son beş maddede tanımlanan esaslarla, kesonun boyutları küçülecek, tam delikli bir kesona göre daha hızlı ve rahat imal edilip yerleştirilebilecek, iç güçlendirmeye daha az ihtiyaç duyulacak ve böylece uygulanabilirlik artacaktır. Sonuç olarak listelenen tüm esaslar tasarım optimizasyonunun vazgeçilmez adımlarını oluşturmaktadır.



Şekil 4.1 : Modellen kesonun şematik çizimi ve önemli parametreler.

4.2 Boyutlandırma Kriterleri

Şekil 4.1 üzerinde verilen geometrik değişkenler ve birimleri şu şekilde tanımlanmıştır:

h_c (m): kret kotu.

h (m): su derinliği.

B (m): odacık genişliği.

f (m): odacık yüksekliği.

r (-): odacık girişi boşluk oranı (porozitesi).

Tablo 4.1'de ise dalga/akım ile ilgili parametreler ile akım odacıklı kesonun boyutları da dahil edilerek türetilen boyutsuz parametreler verilmiştir. Üçüncü sütundaki açıklamalarda ise bu parametrelerin hangi yolla bulunacağı ifade edilmiştir.

Öncelikle h_c'nin aşmaya izin vermeyecek yükseklikte olduğu kabul edilecektir. Zira bu hem sağlanması gereken bir tasarım kriteridir, hem de yansıma hesaplarını kolaylaştıracak bir kabuldür. Bu şekilde denenen her konfigürasyon ve her dalga seti için keson dalgakıranın tırmanma performansı da karşılaştırmalı olarak değerlendirilebilecektir.

Burada tasarımla ilgili en önemli parametreler B ve f olarak ortaya çıkmaktadır. Yatayda ve düşeyde olmaları itibarı ile B'nin gelen dalganın boyu ile, f''nin ise dalga yüksekliği ile doğrudan ilintili olmaları beklenecektir. Nitekim literatürdeki çalışmaların tamamında *B/L* oranının (boyutsuz odacık genişliğinin) yansıma katsayısını ve diğer dalga parametrelerini birinci dereceden etkilediği ortaya konmuştur. Tam delikli bir önyüz konfigürasyonu için Fugazza ve Natale (1992) en düşük yansıma katsayısını veren boyutsuz odacık genişliğini 0,25 bulurken, başka araştırmacılar bu oranı önyüzdeki faz gecikmesi ve/veya içerideki sürtünmelerden ötürü bir miktar daha düşük hesaplamışlardır (Williams ve diğ., 2000).

Tablo 4.1 : Dalga/akım parametreleri ve boyutsuz değişkenler.

Parametre		SI Birimi	Tanımı	Elde Edilme Yöntemi
Genel	H	m	Gelen dalganın yüksekliği	Deney
	H_r	m	Yansıyan dalga yüksekliği	Deney/Hesap
	T	s	Dalga periyodu	Deney
	L_o	m	Derin deniz dalga boyu	Deney/Hesap
	L	m	Dalga boyu	Deney/Hesap
	δ	m	Tırmanma yüksekliği	Deney/Hesap
	P_{max}	Pa/m	Maksimum dinamik basınç	Deney/Hesap
	$P(z)$	Pa/m	Dinamik basınç dağılımı	Deney/Hesap
	F	N/m	Toplam yatay dalga kuvveti	Deney/Hesap
	M	Nm/m	Toplam devrilme momenti	Deney/Hesap
	$u\ (x,z,t)$	m/s	Yatay parçacık hızı	Hesap
	$w\ (x,z,t)$	m/s	Düşey parçacık hızı	Hesap
	Φ	m^2/s	Hız potansiyeli	Hesap
Boyutsuz Parametreler	H/L	--	Dalga dikliği	--
	H_r / H	--	Dalga yansıma katsayısı	--
	$P / \gamma H$	--	Boyutsuz dinamik basınç	--
	$F/\gamma H(h+\delta)$	--	Boyutsuz toplam yatay dalga kuvveti	--
	$M/\gamma H(h+\delta)^2$	--	Boyutsuz toplam devrilme momenti	--
	f/H	--	Boyutsuz odacık yüksekliği	--
	B/L	--	Boyutsuz odacık genişliği	--
	Bf/HL	--	Boyutsuz odacık hacmi	--

Diğer yandan ne tam ne de kısmi delikli önyüz konfigürasyonu için yürütülen araştırmalarda yansıma katsayısı ile dalga yüksekliği arasında bir ilişki ortaya konmamış, büyük çoğunluğunda yapı performansının (ve dolayısıyla boyutlarının) küçük genlikli (lineer) dalga teorisi kapsamında dalga yüksekliğinden bağımsız, yalnızca dalga boyuna bağlı olduğu belirtilmiştir. Bu yapıda ise durum farklıdır. Alt odacıkta dalga formu korunurken, üst odacık (akım odacığı) içinde bu formun korunması mümkün değildir. Konum itibarı ile bu odacıkta yalnızca salınımlı akım meydana gelebilecek, bu akım da odacığın boşalması esnasında yer çekimi tarafından kontrol edilecektir (bknz. Bölüm 7.7). Dolayısıyla yapı performansı gelen dalga yüksekliğine de bağlıdır ve boyutlandırmada bu parametre de dikkate alınmalıdır.

Kesonun önyüzünden ilk yansıyan dalga bileşenini kontrol edecek ana parametre ise f yüksekliği ve r oranıdır. Önyüzdeki tek düzensizlik odacık girişi olduğu için f'in ve r'nin bir optimum değerinin olacağı düşünülmektedir. Odacıkların ağzındaki boşluk oranı 0 ile 1 arasında değişebilmekle birlikte %25 ilâ %60 arasındaki değerler daha önceki çalışmaların sonuçları ile karşılaştırma yapılabilmesi açısından faydalı olacaktır.

Burada sabit kabul edildiği için yer almamış olsa da delikli önyüzün levha kalınlığı, b, de yapı performansı açısından önem teşkil edecektir. Çünkü boyutsuz duvar kalınlığı (b/L) arttıkça odacıkların içindeki ve dışındaki akım şartları arasındaki *fark* da artacaktır. Diğer yandan b kalınlığı gelen dalga üzerinde dönme (difraksiyon) etkisi yaratmayacak kadar küçük kabul edilecektir.

Bu tez çalışmasında hem düzenli hem düzensiz dalgalar için deneyler gerçekleştirilmiş olsa da, daha ziyade "tek bir dalganın yapıya etkisi" ilkesinden yola çıkılacağı için düzenli dalgalarla yapılan deneyler üzerinde daha çok durulmuş ve bu yönde en temel çözüm geliştirilmeye çalışılmıştır. Düzensiz dalgalar için Tablo 4.1'de yer alan H parametresi, bir düzensiz dalga grubunun karakteristik yüksekliğini ifade eden H_s "belirgin dalga yüksekliği" olarak değişecektir. Bu değer bir düzensiz dalga grubu içerisindeki en yüksek 1/3'lük dilimdeki dalgaların ortalama yüksekliklerini ifade etmektedir (Kabdaşlı, 1994). Bunun yanında ortalama dalga yüksekliği (H_{ort}), karelerin ortalamanın kökü dalga yüksekliği (H_{rms}) ve maksimum dalga yüksekliği (H_{mak}) gibi diğer karakteristik yükseklik parametreleri de düzensiz dalgalarla ilgili deney sonuçlarının sunulduğu bölümde yer almaktadır.

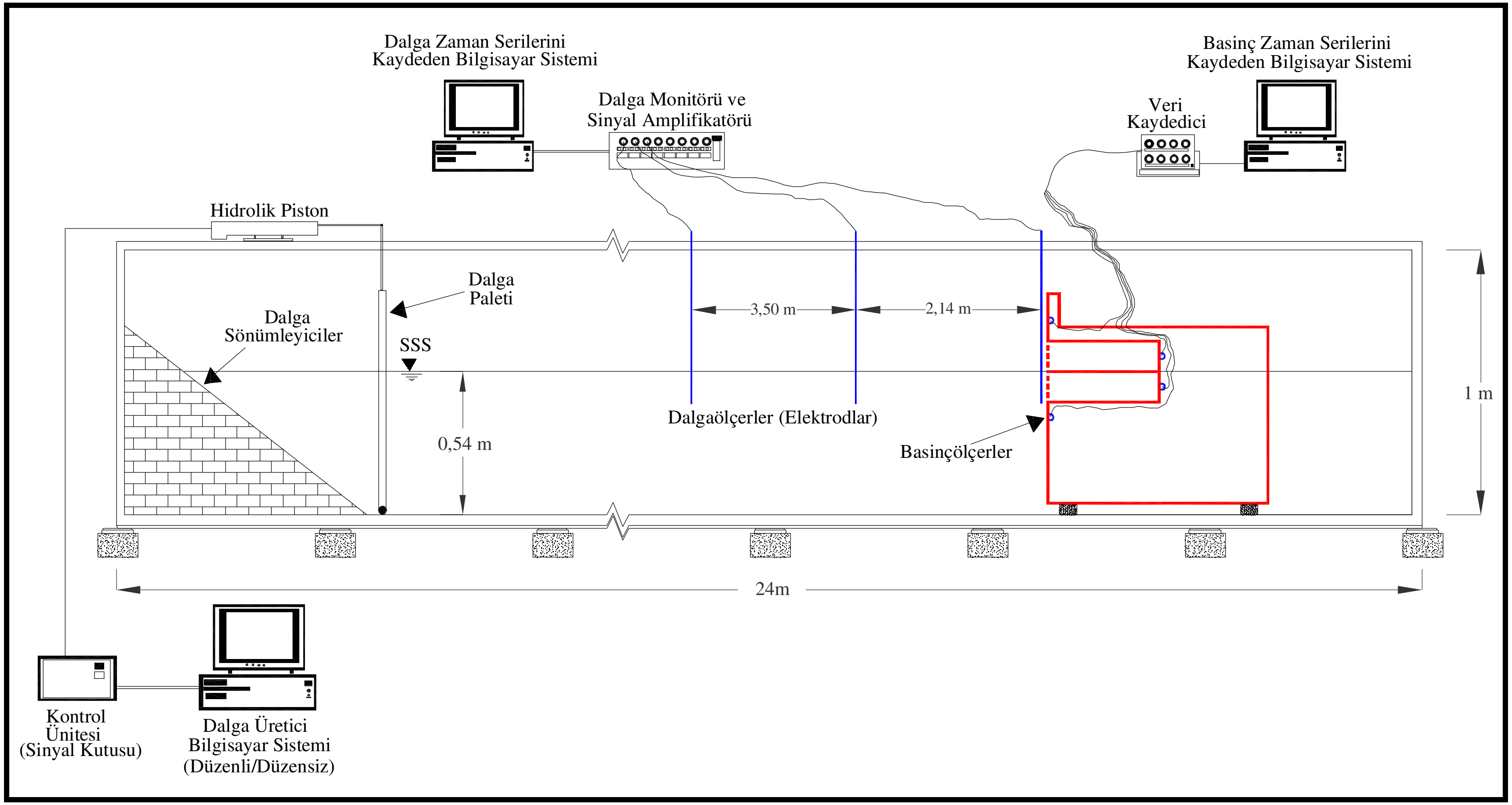
5. FİZİKSEL MODELLEME

5.1 Kurulan Modelin Özellikleri

Yukarıda da belirtildiği üzere, bu doktora tez çalışmasında öngörülen ana araştırma yöntemi fiziksel modellemedir. Bu kapsamda Bölüm 4'te geometrisi tanımlanan tipte bir düşey yüzlü kıyı yapısı, kurulan iki boyutlu model ile benzeştirilmiştir.

Model, İ.T.Ü. İnşaat Fakültesi Hidrolik Laboratuarı'nda bulunan 1 m x 1 m x 24 m boyutlarındaki düzensiz dalga kanalında iki boyutlu olarak kurulmuştur (Şekil 5.1). Şekil 5.2'de şematik çizimi gösterilen bu kanalda, bilgisayar kontrollü bir hidrolik piston yardımı ile düzenli ve düzensiz dalgalar üretilebilmektedir (Şekil 5.3). Bu basitçe, pistonun (ve bağlı olduğu tabana menteşeli dalga paletinin) ileri-geri deplasmanı ile yapılmaktadır (Şekil 5.4). Üretilen düzensiz dalga serileri Gamma spektrumuna uymakta, bu serilerin dalga yükseklikleri de Rayleigh dağılımını yansıtmaktadır (Yağcı ve diğ., 2006). Bu açıdan düzensiz dalgaların doğal karakteri bu kanalda kurulan fiziksel modellerde temsil edilebilmektedir. Bu deney kanalının diğer bir avantajı ise tamamı cam cidarları sayesinde model deneyleri esnasında gözlem kolaylığı sağlamasıdır.

Şekil 5.1 : Deneysel çalışmanın gerçekleştirildiği dalga kanalı ve piston sistemi.

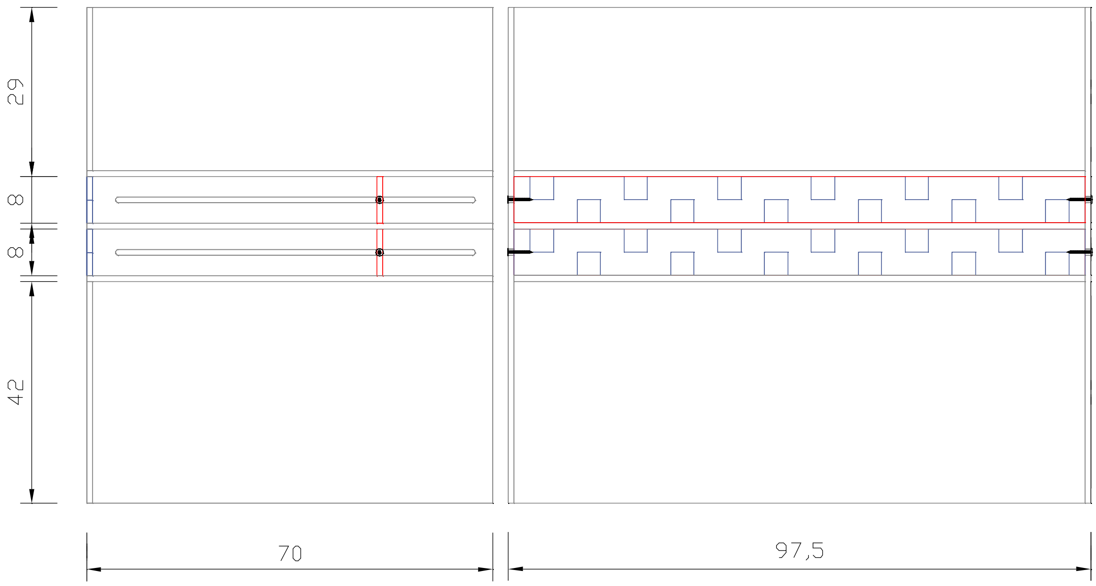


Şekil 5.2 : Deneysel çalışmanın gerçekleştirildiği dalga kanalı ve kurulan fiziksel modelin şematik gösterimi.

Şekil 5.3 : Düzensiz dalga üreticisinin kontrol ünitesi: Sinyal kutusu ve hareketi kontrol eden bilgisayar.

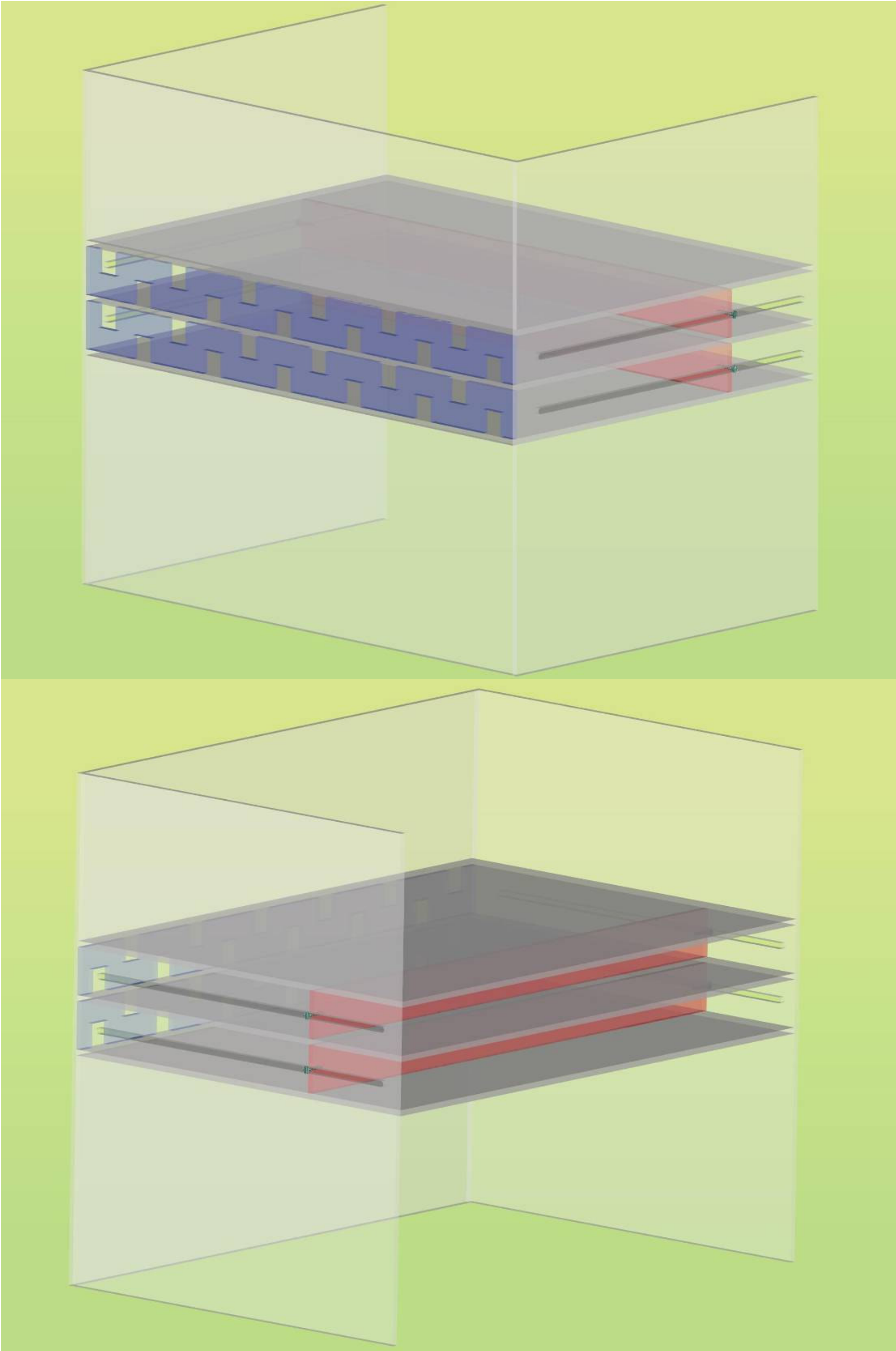
Şekil 5.4 : Hidrolik piston tahrikli dalga paletinin çalışması.

Model kesonun boyutları belirlenirken öncelikli referans, kullanılan kanal ve dalga üretim sisteminin en verimli çalışacağı şartlardır. Kanalda 0,40 m ilâ 0,65 m su derinliğinde uygun çalışma koşulları oluşmaktadır. Bu aralığın üst limiti seçildiğinde üretilen en yüksek dalganın yüksekliği 0,20 m mertebesinde, en uzun dalganın periyodu ise 1,8 s civarında olmaktadır. Bu limitler ve Bölüm 4'te açıklanan boyutlandırma esasları dikkate alınarak, deneylerin 0,54 m sabit su derinliğinde yapılması kararlaştırılmıştır. Keson modelin boyutları da buna göre belirlenmiştir (Şekil 5.5).

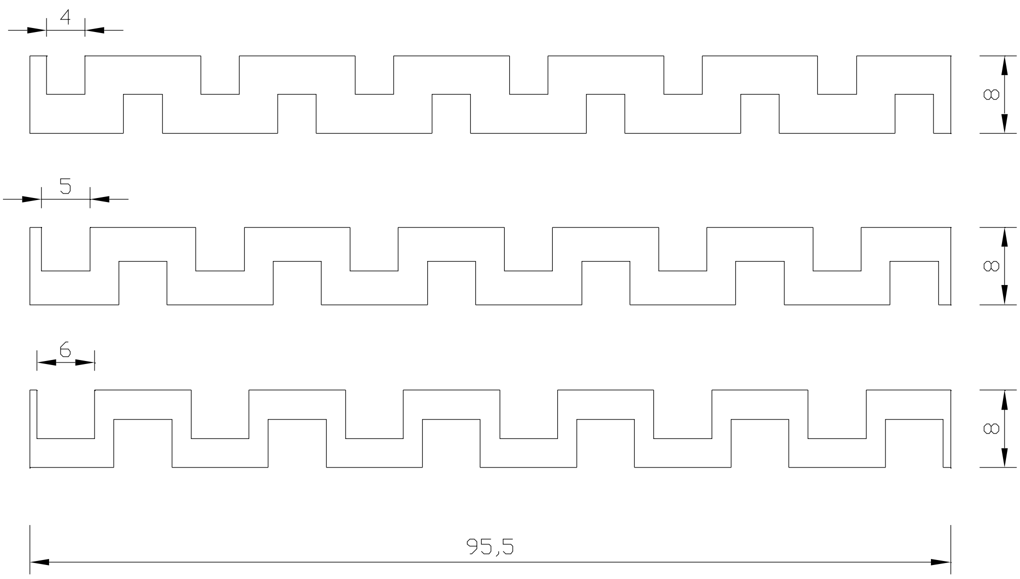


Şekil 5.5 : Model kesonun boyutları, yandan ve önden görünümü (ölçüler cm'dir).

Yukarıda da bahsedildiği üzere deneyler sırasında kesonun çalışma mekanizmasını gözlemlemeyi tamamıyla mümkün kılmak için pleksiglastan şeffaf bir model keson imal edilmiştir. Keson modelin, imal öncesi tasarıma uygun olarak oluşturulan üç boyutlu görüntüleri Şekil 5.6'da verilmiştir. Modelin en önemli özelliği ise *B* (odacık genişliği) parametresinin 0~0,60 m aralığında ayarlanabilir olmasıdır. Bu tür bir ayarlama sayesinde yalnızca dalga ile ilgili değil, yapı boyutlarıyla da ilgili boyutsuz parametreler değiştirilerek her deneyde farklı bir yapı konfigürasyonu denenmesi olanaklı kılınmıştır. Şekil 5.6'da görünen kırmızı parçalar kesonun odacıklarının yeri ayarlanabilen geçirimsiz arka duvarlarını göstermektedir. Mavi olarak gösterilen parçalar ise odacıkların geçirimli önduvarlarıdır. Bu parçalarda kare şeklinde *şaşırtmalı* delikler açılarak hem istenilen boşluk oranının rahatça sağlanması, hem de prototip yapının beton imalatındaki donatı ve kalıp işçiliğinin kolaylaştırılması amaçlanmıştır. %25, %40 ve %60 boşluklu üç farklı çift odacık önduvarı üretilmiş; bunların tamamen çıkarılması (r = %100) ve B = 0 durumu (r = %0) da dahil r parametresinin toplam 5 farklı değeri için deneyler yapılabilmiştir (Şekil 5.7).



Şekil 5.6 : Model kesonun sırasıyla ön ve arka perspektiften görünümü.



Şekil 5.7 : Model kesonda kullanılan üç farklı delikli odacık önduvarı: Sırasıyla %25, %40 ve %60 boşluklu (ölçüler cm'dir).

Deneylerde kullanılacak dalgaların ortalama yüksekliğinin 0,10 m ve ortalama periyodunun 1,0 s civarında olacağı düşünüldüğünde, keson boyutlarının uygun mertebede seçildiği görülmektedir. Bu durumda f / h oranı 0,15; f / H oranı 0,7~1,0; B/L oranı ise 0~0,60 olarak ortaya çıkmaktadır. İmal edilen pleksiglas keson modelinin deney kanalına yerleştirildikten sonraki hali Şekil 5.8 ve 5.9'da gösterilmiştir.

Şekil 5.8 : Pleksiglas model kesonun deney kanalında perspektif görünümü.

Şekil 5.9 : Pleksiglas model kesonun deney kanalında yandan görünümü.

Kıyı yapıları uygulamalarında, gelen dalga ile yapının altındaki/içindeki boşluklar su ile dolarken, buralarda mevcut bulunan havanın sıkışması istenmez (Wood ve diğ., 2000). Sıkışan hava hem yapı üzerinde öngörülmemiş kuvvetlerin oluşmasına, hem de lokal olarak yüksek basınçlardan dolayı hasara/yıpranmaya neden olabilmektedir. Bu tehlikeye önlem olarak, yapının hava hapsolma olasılığı bulunan kısımlarına hava tahliye kanalları/delikleri bırakılması en kolay ve etkili yöntemdir. Benzer bir olgu bu çalışmada incelenen yapının odacıkları için hem modelde, hem de prototipte geçerli olacaktır. Prototipte her iki odacık için de düşeyde hava tahliye bacaları bırakılarak çözülebilecek bu problem, model kesonda da odacık arka duvarlarının oynar olması ve iç cidarlara tam oturmaması ile baştan çözülmüş olmaktadır. Zira bu boşluklar odacıkların içerisindeki akımı direkt olarak etkilemeyecek kadar dar, havanın çıkabileceği kadar geniştir. Deneyler sırasında yapılan gözlemlerle de bu yargı doğrulanmıştır.

Odacık genişliği (B) parametresinin ayarlanmasına olanak tanıyan sistem, ikişer adet 85 cm uzunluğunda vida dişli çelik çubuğun Şekil 5.9'da görüldüğü gibi geçirimsiz odacık arka duvarlarına sıfır serbestlikle montajı ile sağlanmıştır. Keson modelin arkasında açılan deliklere birer ayar cıvatasıyla mesnetlenen bu çubuklar, istenilen odacık genişliğinin hassas biçimde ayarlanabilmesine olanak tanımaktadır.

5.2 Kullanılan Ölçüm ve Veri Kaydedici Sistemlerin Özellikleri

Modelde gerçekleştirilen deneyler boyunca düzenli ve düzensiz dalgalar altında su *profili zaman serileri* (dalga zaman serileri) ve *dinamik basınç zaman serileri* ölçülmüş ve kaydedilmiştir. Bu amaçla kullanılan yöntemler ve sistemler aşağıda açıklanmıştır.

5.2.1 Dalga zaman serileri ölçme ve kaydetme sistemi

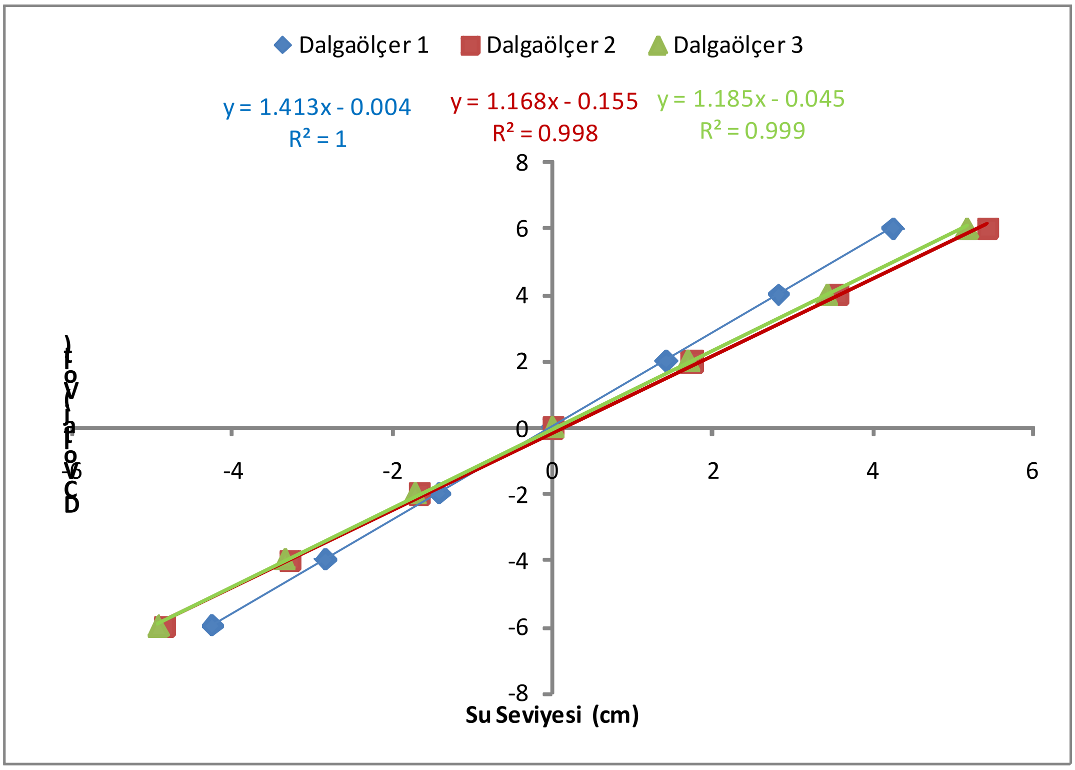
Dalga zaman serilerinin ölçülmesi için HR Wallingford tarafından imal edilen 3 adet "direnç tipi dalgaölçer" ve 8 kanallı bir "dalga monitörü" kullanılmış, veriler 20 Hz örnekleme sıklığında bir A/D (analog-dijital) dönüştürücü kart yardımıyla bilgisayara kaydedilmiştir.

Direnç tipi dalgaölçerler, sabit bir besleme voltajını suyun içinde bulundukları noktadaki seviye değişimleriyle lineer olarak değişen bir oranda ileterek seviyenin zamanla değişimini ölçme prensibine dayanmaktadırlar (Şekil 5.10). Dalga monitörü ise dalgaölçerleri sabit bir doğru akım voltajıyla besleyerek, geri beslenen verinin lineerliğini sağlar (Şekil 5.11). Dalga monitöründen A/D karta iletilen analog voltaj sinyalleri, İ.T.Ü.'de geliştirilen bir yazılım ile kaydedilmiş ve deneylerden önce elde edilen kalibrasyon eğrilerine göre dalga zaman serisi değerlerine dönüştürülmüştür (Ünal, 1996). Örnek bir kalibrasyon eğrisi Şekil 5.12'de verilmiştir.

Şekil 5.10 : Deneylerde kullanılan bir direnç tipi dalga ölçerin kanala monte halde görünümü.

Şekil 5.11 : Dalga monitörü ve analog sinyali dijitale çevirerek kaydeden bilgisayar sistemi.

Deneylerde kullanılan 3 adet dalgaölçer dalga kanalını ortalayacak şekilde model yapının önyüzünden itibaren sırasıyla <0,02 cm; 2,16 m ve 5,16 m uzaklığa yerleştirilmiştir (Şekil 5.1). Aralarındaki eşit olmayan mesafeler dolayısıyla veri kaydında ortaya çıkan faz farkı dalga serilerinde yapıya gelen ve yapıdan yansıya dalga bileşeninin belirlenmesinde faydalı olmaktadır.



Şekil 5.12 : Dalgaölçerlerin DC Voltaj-Su seviyesi ilişkisini gösteren örnek kalibrasyon grafiği ve lineer regresyon parametreleri.

5.2.2 Basınç zaman serileri ölçme ve kaydetme sistemi

Basınç zaman serilerinin ölçülmesi için 4 adet “piyezoelektrik algılayıcı tipte basınçölçer” kullanılmış, veriler Agilent tarafından imal edilen bir veri kaydedici[5] vasıtasıyla 32 Hz örnekleme sıklığı ile bir kişisel bilgisayara kaydedilmiştir.

Kullanılan basınçölçerler (direnç tipi dalgaölçerlere benzer şekilde) sabit bir DC voltajıyla beslenmekte ve basıncın artmasıyla lineer olarak değişen bir voltaj sinyali vermektedirler (Şekil 5.13). 0~1 Bar (0~100 kPa) arasında lineerliğini kaybetmeden ölçüm yapabilmek üzere fabrika çıkışında kalibre edilmiş bu basınçölçerler atmosfer basıncına “rölatif” olarak okuma yapmaktadırlar. Yine de bu basınçölçerlerin lineerliği deneylere başlanmadan önce bir “hidrostatik basınç testi” ile teyit edilmiş, karesi 1’e çok yakın olan lineer korelasyon katsayıları bulunmuştur. Basınçölçerlerden gelen analog voltaj sinyali ayrı bir modül olan veri kaydedici cihazla dijitale çevrilerek bir kişisel bilgisayara aktarılmakta ve kaydedilmektedir (Şekil 5.14).

[5] İng. *data logger*.

Şekil 5.13 : Keson modeli üzerine monte edilen piyezoelektrik basınçölçerler.

Şekil 5.14 : Basınç verilerini kaydetmede kullanılan Agilent veri kaydedici.

Deneylerde kullanılan 4 adet basınçölçer, pleksiglas keson modeli gövdesine açılan deliklere uçlarındaki dişler sayesinde içeriden sıkıca monte edilmişlerdir (Şekil 5.13). Bu basınçölçerlerden ikisi alt ve üst odacıkların geçirimsiz arka duvarlarına sakin su seviyesine göre sırasıyla +4,5 cm ve –4,5 cm kotlarında yerleştirilmişlerdir. Diğer ikisi ise sırasıyla +13,5 cm ve -11,5 cm kotlarında olmak üzere odacıkların üst ve alt taraflarındaki geçirimsiz önyüze monte edilmişlerdir (Şekil 5.1, 6.14). Delikli odacık önduvarlarındaki basınç değerlerinin bu ekipmanla (basınçölçerlerin boyutlarından dolayı) deney şartlarını değiştirmeden ölçülebilmesi mümkün olmamıştır.

5.3 Deney Planı ve Yönergesi

Bu doktora tez çalışması kapsamında yürütülen deneysel çalışma ile farklı dalga koşulu ve farklı yapı boyutlarının mümkün olduğunca fazla sayıda kombinasyonları için yapının dalga ile etkileşim mekanizmasının ve performansının ortaya konulması amaçlanmaktadır. Bilimsel çalışmada "en basitten başlama" ilkesi uyarınca, türetilebilecek binlerce kombinasyon arasında kaybolmadan her bir parametrenin etkisinin ayrı ayrı incelenebilmesine olanak tanıyan verimli deneysel sonuçlar ancak verimli bir deney planı ve öze dayalı bir deney yönergesi ile sağlanabilecektir. Bölüm 4'te ifade edilen tasarım esasları ve boyutlandırma kriterleri ile model deneylerinin yapıldığı kanalın yukarıda açıklanan özellikleri doğrultusunda, Tablo 5.1'de verilen deney matrisi ile şekillenen bir deney planı benimsenmiş ve uygulanmıştır.

Tablo 5.1 : Uygulanan deney matrisi.

h (m)	*f* (m)	*B* (m)	*r*	*H* (m)	*T* (s)
0,54	0,08	0,40 0,30 0,20 0,10 0,05	%0 %25 %40 %60 %100	0,075 0,095 0,110 Düzensiz	0,8 1,0 1,2

Bu plana göre bütün deneyler tek su derinliği değerinde yürütülmüştür. Zira yapının servis performansının belirlenmesi, yapının faydalı ömrü boyunca oldukça sık karşılaşacağı küçük genlikli kırılmayan dalgalara göre belirlenmektedir. Yapının gelen dalgayı yansıtma karakterini temsilen boyutsuz yansıma katsayısı ($K_r = H_r / H$) olarak ortaya konan bu parametre esasen kırılmayan dalgalar için anlamlıdır. Diğer taraftan dalganın sığlaşma koşulunu kontrol eden parametre tek başına derinlik değil, derinliğin dalga boyuna oranıdır (h/L veya $2\pi h/L = kh$). Bu oran da dalga periyodu-dalga boyu ilişkisini düzenleyen dispersiyon denklemi dolayısıyla dalga periyoduna bağlıdır (bknz. Bölüm 8.1). Sonuç olarak tek su derinliğinde de farklı sığlaşma modlarındaki dalga özelliklerinin yapıya etkisinin incelenmesi mümkündür.

Deneyler boyunca odacık yüksekliği de sabittir. Odacıkların yüksekliklerinin değiştirilebilir yapılması, zaten odacık boyutunun ayarlanabilir öngörüldüğü pleksiglas yapı modelini daha da karmaşık hale getirecektir. Bunun yanında farklı dalga periyodunda yapılan deneylerde dalga boyuna göre boyutsuz odacık yüksekliği (f/L), farklı dalga yüksekliğiyle yapılan deneylerde ise dalga yüksekliğine göre boyutsuz odacık yüksekliği (*f/H*) incelenmiş olacaktır. Bunlardan ilki sakin su seviyesinin altında kaldığı için dalga hareketinin halen geçerli sayılabileceği alt odacık vasıtası ile, ikincisi ise boşalması büyük ölçüde yer çekimine bağlı ve dalga hareketinin yerini salınımlı akıma bıraktığı üst odacık vasıtası ile yapının performansını etkileyecektir.

Dalga yüksekliği ve dalga periyodunun birbirlerine göre değişmesi de yapı açısından önemlidir. Bu ilişkinin ifadesi olan dalga dikliği (*H/L*), tüm kıyı yapılarının performansını etkileyen en temel parametrelerden biridir (Goda, 1985).

Her ne kadar dalga periyodunun (dolayısıyla da dalga boyunun) değişmesi ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) değişse de, *kh* ve *B/L* parametrelerinin birbirlerine göre değişiminin etkisini görmek için *B*'nin de değiştirilmesi şarttır. Bunun yanında, farklı *B* değerleri ile deney yapılması, özellikle üstteki odacık açısından önem kazanan boyutsuz odacık hacminin (*Bf/HL*) performansa etkisi olup olmadığının görülebilmesi açısından da faydalı olacaktır.

Boyutsuz bir parametre olan önduvar boşluk oranı (*r*), başka herhangi bir parametre ile normalize edilmeden tek başına odacıkların çalışma mekanizmasını etkilediği için önem arz etmektedir. Bu parametrenin 3 farklı değeriyle birlikte %0 ve %100 olan limit durumların da incelenmesi yapı konfigürasyonunun diğer tip düşey yüzlü yapılar ile benzerliklerinin ve farklılıklarının anlaşılmasına yardımcı olacaktır.

Bölüm 4'te de ifade edildiği üzere, delikli odacık önduvarlarının kalınlığı gelen dalga boyu ile normalize edilmiş haliyle (*b/L*) yapı performansı üzerinde etkilidir. Deneyler sabit önduvar kalınlığı için yapılmış olsa da, dalga boyları değiştiği için *b/L* parametresinin etkisi de kendiliğinden incelenmiş olmaktadır.

Tablo 5.1'deki dalga periyodu ve dalga yüksekliği kolonlarında verilen değerlerin tamamı düzenli dalgaları ifade etmektedir. Yukarıda da açıklandığı gibi düzenli dalgalarla gerçekleştirilen deneyler çalışmanın ana bölümünü oluşturmaktadır. Bunun yanında deney yapılan su derinliği için seçilen karakteristik bir düzensiz dalga serisinin de tablodaki her *r* ve *B* değeri için denenmesi, yapının düzensiz dalgalar karşısındaki performansı hakkında bilgi edinilmesi açısından avantajlı olacaktır.

Bu şekilde Tablo 5.1'de verilen deney matrisindeki değerlerin kombinasyonları ile 210 deney setinden oluşan bir deney programı belirlenmiş ve bu programın tamamı uygulanmıştır (Tablo 5.2). Buna göre üç farklı dalga yüksekliği ve üç farklı dalga periyodu ile toplam 9 düzenli dalga serisi ve ek olarak bir adet düzensiz dalga serisi belirlenmiştir. Bu 10 dalga serisi ile, 4 farklı boşluk oranı (r) ve odacık genişliği B'nin 5 farklı değeri için toplam 20 farklı keson konfigürasyonu test edilmiştir. Bu 200 setin yanında, kontrollü deney şartlarının tamamlanması ve düz düşey yüzlü yapılarla bir karşılaştırma yapılabilmesi adına %0 boşluk oranı da (düz düşey duvar) denenmiş ve böylece toplam 210 set deneye ulaşılmıştır.

Tablo 5.2 : Belirlenen ve uygulanan deney programı.

Sıra No.	f (m)	B (m)	h (m)	r	Dalga Etiketi	Yapılan Deney No.
1	0,08	0	0,54	0%	11	204
2	0,08	0	0,54	0%	12	205
3	0,08	0	0,54	0%	13	206
4	0,08	0	0,54	0%	31	207
5	0,08	0	0,54	0%	32	208
6	0,08	0	0,54	0%	33	209
7	0,08	0	0,54	0%	41	210
8	0,08	0	0,54	0%	42	211
9	0,08	0	0,54	0%	43	212
10	0,08	0	0,54	0%	D,siz	213
11	0,08	0,05	0,54	25%	11	194
12	0,08	0,05	0,54	25%	12	195
13	0,08	0,05	0,54	25%	13	196
14	0,08	0,05	0,54	25%	31	197
15	0,08	0,05	0,54	25%	32	198
16	0,08	0,05	0,54	25%	33	199
17	0,08	0,05	0,54	25%	41	200
18	0,08	0,05	0,54	25%	42	201
19	0,08	0,05	0,54	25%	43	202
20	0,08	0,05	0,54	25%	D,siz	203
21	0,08	0,10	0,54	25%	11	184
22	0,08	0,10	0,54	25%	12	185
23	0,08	0,10	0,54	25%	13	186
24	0,08	0,10	0,54	25%	31	187
25	0,08	0,10	0,54	25%	32	188
26	0,08	0,10	0,54	25%	33	189
27	0,08	0,10	0,54	25%	41	190
28	0,08	0,10	0,54	25%	42	191
29	0,08	0,10	0,54	25%	43	192
30	0,08	0,10	0,54	25%	D,siz	193
31	0,08	0,20	0,54	25%	11	174
32	0,08	0,20	0,54	25%	12	175
33	0,08	0,20	0,54	25%	13	176
34	0,08	0,20	0,54	25%	31	177
35	0,08	0,20	0,54	25%	32	178
36	0,08	0,20	0,54	25%	33	179
37	0,08	0,20	0,54	25%	41	180
38	0,08	0,20	0,54	25%	42	181
39	0,08	0,20	0,54	25%	43	182
40	0,08	0,20	0,54	25%	D,siz	183
41	0,08	0,30	0,54	25%	11	164
42	0,08	0,30	0,54	25%	12	165
43	0,08	0,30	0,54	25%	13	166
44	0,08	0,30	0,54	25%	31	167
45	0,08	0,30	0,54	25%	32	168
46	0,08	0,30	0,54	25%	33	169
47	0,08	0,30	0,54	25%	41	170
48	0,08	0,30	0,54	25%	42	171
49	0,08	0,30	0,54	25%	43	172
50	0,08	0,30	0,54	25%	D,siz	173
51	0,08	0,40	0,54	25%	11	154
52	0,08	0,40	0,54	25%	12	155
53	0,08	0,40	0,54	25%	13	156
54	0,08	0,40	0,54	25%	31	157
55	0,08	0,40	0,54	25%	32	158
56	0,08	0,40	0,54	25%	33	159
57	0,08	0,40	0,54	25%	41	160
58	0,08	0,40	0,54	25%	42	161
59	0,08	0,40	0,54	25%	43	162
60	0,08	0,40	0,54	25%	D,siz	163
61	0,08	0,05	0,54	40%	11	14
62	0,08	0,05	0,54	40%	12	15
63	0,08	0,05	0,54	40%	13	16
64	0,08	0,05	0,54	40%	31	17
65	0,08	0,05	0,54	40%	32	18
66	0,08	0,05	0,54	40%	33	19
67	0,08	0,05	0,54	40%	41	20
68	0,08	0,05	0,54	40%	42	21
69	0,08	0,05	0,54	40%	43	22
70	0,08	0,05	0,54	40%	D,siz	23
71	0,08	0,10	0,54	40%	11	8
72	0,08	0,10	0,54	40%	12	9
73	0,08	0,10	0,54	40%	13	5
74	0,08	0,10	0,54	40%	31	2
75	0,08	0,10	0,54	40%	32	10
76	0,08	0,10	0,54	40%	33	11
77	0,08	0,10	0,54	40%	41	12
78	0,08	0,10	0,54	40%	42	4
79	0,08	0,10	0,54	40%	43	13
80	0,08	0,10	0,54	40%	D,siz	6
81	0,08	0,20	0,54	40%	11	24
82	0,08	0,20	0,54	40%	12	25
83	0,08	0,20	0,54	40%	13	26
84	0,08	0,20	0,54	40%	31	27
85	0,08	0,20	0,54	40%	32	28
86	0,08	0,20	0,54	40%	33	29
87	0,08	0,20	0,54	40%	41	30
88	0,08	0,20	0,54	40%	42	31
89	0,08	0,20	0,54	40%	43	32
90	0,08	0,20	0,54	40%	D,siz	33

Tablo 5.2 : Belirlenen ve uygulanan deney programı (Devam).

Sıra No.	*f* (m)	*B* (m)	*h* (m)	*r*	Dalga Etiketi	Yapılan Deney No.
91	0,08	0,30	0,54	40%	11	34
92	0,08	0,30	0,54	40%	12	35
93	0,08	0,30	0,54	40%	13	36
94	0,08	0,30	0,54	40%	31	37
95	0,08	0,30	0,54	40%	32	38
96	0,08	0,30	0,54	40%	33	39
97	0,08	0,30	0,54	40%	41	40
98	0,08	0,30	0,54	40%	42	41
99	0,08	0,30	0,54	40%	43	42
100	0,08	0,30	0,54	40%	D.siz	43
101	0,08	0,40	0,54	40%	11	44
102	0,08	0,40	0,54	40%	12	45
103	0,08	0,40	0,54	40%	13	46
104	0,08	0,40	0,54	40%	31	47
105	0,08	0,40	0,54	40%	32	48
106	0,08	0,40	0,54	40%	33	49
107	0,08	0,40	0,54	40%	41	50
108	0,08	0,40	0,54	40%	42	51
109	0,08	0,40	0,54	40%	43	52
110	0,08	0,40	0,54	40%	D.siz	53
111	0,08	0,05	0,54	60%	11	104
112	0,08	0,05	0,54	60%	12	105
113	0,08	0,05	0,54	60%	13	106
114	0,08	0,05	0,54	60%	31	107
115	0,08	0,05	0,54	60%	32	108
116	0,08	0,05	0,54	60%	33	109
117	0,08	0,05	0,54	60%	41	110
118	0,08	0,05	0,54	60%	42	111
119	0,08	0,05	0,54	60%	43	112
120	0,08	0,05	0,54	60%	D.siz	113
121	0,08	0,10	0,54	60%	11	114
122	0,08	0,10	0,54	60%	12	115
123	0,08	0,10	0,54	60%	13	116
124	0,08	0,10	0,54	60%	31	117
125	0,08	0,10	0,54	60%	32	118
126	0,08	0,10	0,54	60%	33	119
127	0,08	0,10	0,54	60%	41	120
128	0,08	0,10	0,54	60%	42	121
129	0,08	0,10	0,54	60%	43	122
130	0,08	0,10	0,54	60%	D.siz	123
131	0,08	0,20	0,54	60%	11	124
132	0,08	0,20	0,54	60%	12	125
133	0,08	0,20	0,54	60%	13	126
134	0,08	0,20	0,54	60%	31	127
135	0,08	0,20	0,54	60%	32	128
136	0,08	0,20	0,54	60%	33	129
137	0,08	0,20	0,54	60%	41	130
138	0,08	0,20	0,54	60%	42	131
139	0,08	0,20	0,54	60%	43	132
140	0,08	0,20	0,54	60%	D.siz	133
141	0,08	0,30	0,54	60%	11	134
142	0,08	0,30	0,54	60%	12	135
143	0,08	0,30	0,54	60%	13	136
144	0,08	0,30	0,54	60%	31	137
145	0,08	0,30	0,54	60%	32	138
146	0,08	0,30	0,54	60%	33	139
147	0,08	0,30	0,54	60%	41	140
148	0,08	0,30	0,54	60%	42	141
149	0,08	0,30	0,54	60%	43	142
150	0,08	0,30	0,54	60%	D.siz	143
151	0,08	0,40	0,54	60%	11	144
152	0,08	0,40	0,54	60%	12	145
153	0,08	0,40	0,54	60%	13	146
154	0,08	0,40	0,54	60%	31	147
155	0,08	0,40	0,54	60%	32	148
156	0,08	0,40	0,54	60%	33	149
157	0,08	0,40	0,54	60%	41	150
158	0,08	0,40	0,54	60%	42	151
159	0,08	0,40	0,54	60%	43	152
160	0,08	0,40	0,54	60%	D.siz	153
161	0,08	0,05	0,54	100%	11	94
162	0,08	0,05	0,54	100%	12	95
163	0,08	0,05	0,54	100%	13	96
164	0,08	0,05	0,54	100%	31	97
165	0,08	0,05	0,54	100%	32	98
166	0,08	0,05	0,54	100%	33	99
167	0,08	0,05	0,54	100%	41	100
168	0,08	0,05	0,54	100%	42	101
169	0,08	0,05	0,54	100%	43	102
170	0,08	0,05	0,54	100%	D.siz	103
171	0,08	0,10	0,54	100%	11	84
172	0,08	0,10	0,54	100%	12	85
173	0,08	0,10	0,54	100%	13	86
174	0,08	0,10	0,54	100%	31	87
175	0,08	0,10	0,54	100%	32	88
176	0,08	0,10	0,54	100%	33	89
177	0,08	0,10	0,54	100%	41	90
178	0,08	0,10	0,54	100%	42	91
179	0,08	0,10	0,54	100%	43	92
180	0,08	0,10	0,54	100%	D.siz	93
181	0,08	0,20	0,54	100%	11	74
182	0,08	0,20	0,54	100%	12	75
183	0,08	0,20	0,54	100%	13	76
184	0,08	0,20	0,54	100%	31	77
185	0,08	0,20	0,54	100%	32	78
186	0,08	0,20	0,54	100%	33	79
187	0,08	0,20	0,54	100%	41	80
188	0,08	0,20	0,54	100%	42	81
189	0,08	0,20	0,54	100%	43	82
190	0,08	0,20	0,54	100%	D.siz	83
191	0,08	0,30	0,54	100%	11	64
192	0,08	0,30	0,54	100%	12	65
193	0,08	0,30	0,54	100%	13	66
194	0,08	0,30	0,54	100%	31	67
195	0,08	0,30	0,54	100%	32	68
196	0,08	0,30	0,54	100%	33	69
197	0,08	0,30	0,54	100%	41	70
198	0,08	0,30	0,54	100%	42	71
199	0,08	0,30	0,54	100%	43	72
200	0,08	0,30	0,54	100%	D.siz	73
201	0,08	0,40	0,54	100%	11	54
202	0,08	0,40	0,54	100%	12	55
203	0,08	0,40	0,54	100%	13	56
204	0,08	0,40	0,54	100%	31	57
205	0,08	0,40	0,54	100%	32	58
206	0,08	0,40	0,54	100%	33	59
207	0,08	0,40	0,54	100%	41	60
208	0,08	0,40	0,54	100%	42	61
209	0,08	0,40	0,54	100%	43	62
210	0,08	0,40	0,54	100%	D.siz	63

Tablo 5.2'de beşinci sütunda yer alan *dalga etiketleri*, keson modeline gönderilecek farklı dalgaların bilgisayar kontrollü dalga üreticisindeki karşılıklarıdır. İlk numara (onlar basamağı) pistonun farklı çizgisel deplasmanlarını, ikinci numara (birler basamağı) ise farklı hareket periyodunu göstermektedir. "D.siz" ibaresi ise seçilen düzensiz dalganın kullanıldığını belirtmektedir.

Deney yönergesi ise şu şekildedir:

- Tüm deneylerde yapı yerinde sabit tutulmuş, hiçbir şekilde deplasmanına izin verilmemiştir.
- Hem dalga hem de basınç zaman serisi kayıtları kanaldaki su sakinken başlatılmış, bu sayede dalganın yapıya doğru ilerlemesi ve ilk dalganın yapıya etkimesi de yapılan gözlemlere dahil edilmiştir.
- Dalga ve basınç eşzamanlı olarak; düzenli dalga serilerinde 60 s düzensiz dalga serilerinde ise 90 s süreyle kaydedilmiştir.
- Deneylerin tamamına yakını video kaydedici ile görüntülenmiş, video kaydı yapılamayan deneyler de fotoğraflanmıştır.
- Deney başlatıldıktan sonra yapıya ulaşarak yansıyan dalgaların, deney süresi uzadıkça geri dönüp dalga paletine ulaşmaları, daha sonra buradan yansıyarak yapıya doğru ikincil bir ilerlemeye geçmeleri dalga karakterini tamamen değiştirebilmektedir. Bu tür bir karışıklığın önlenmesi ve yalnızca başlangıçta oluşturulan düzgün dalga cephelerinin kaydedilebilmesi için, deneylerde *dalga grup hızı* hesabıyla "temiz kayıt süreleri" bulunmuş, verinin bu süre dışında kalan son kısmı kayıtlardan temizlenmiştir.
- Yapılan her deney için deney kütükleri tutulmuş, kontrollü olarak değiştirilen parametrelerin yanında her deneyde ortaya çıkabilen beklenmeyen durumlar veya farklı etkenler de kaydedilmiştir.
- Değerlendirmeye alınmadan önce deney verilerinin tamamı deney kütüklerindeki notlarla birlikte genel bir tutarlılık kontrolünden geçirilmiş ve şüpheli veya zayıf veriler rastlandıkça elenmiştir.

Bu deney yönergesine göre deney planında öngörülen tüm deneyler tamamlanmış ve deney sonuçları Bölüm 6'da sunulmuştur. Bölüm 7 ve Bölüm 8'de ise akım odacıklı keson geometrisinin dalgalar karşısındaki davranışı benzer yapılar için literatürde kullanılagelen teorik yöntemler ışığında süreklilik, momentum ve enerjinin korunumu ilkeleri ile potansiyel akım kabulü kullanılarak alternatif bir yolla türetilmiştir. Bölüm 9'da ise fiziksel modelden elde edilen sonuçlar, oluşturulan teorik altyapı ile karşılaştırılarak mekanizmanın fiziği irdelenmiştir.

6. MODEL DENEYLERİNDEN ELDE EDİLEN SONUÇLAR

Yukarıda da belirtildiği üzere önerilen yapı geometrisinin dalga etkileri altındaki performansı fiziksel model çalışması ile incelenirken iki ana olgu referans alınmıştır:

1) Gelen dalganın sönümlenmesi: Dalga yansıması ve tırmanmasının azaltılması;
2) Gelen dalganın yapıya etkiteceği dinamik yüklerin indirgenmesi: Dinamik dalga basıncı ile bu basınç sonucu ortaya çıkan itki ve momentin azaltılması.

İlk olgu için seçilen ana performans kriteri boyutsuz "dalga yansıma katsayısı"dır. Kırılmayan dalgalar altında çalışan tüm kıyı koruma yapılarındaki ortak parametrelerden biri olan bu temel boyutsuz büyüklük;

$$K_r = \frac{H_r}{H} \qquad \textbf{(6.1)}$$

olarak verilmektedir. Burada H gelen dalga yüksekliğini, H_r ise yansıyan dalga yüksekliğini göstermektedir. Gelen dalga enerjisinin tamamı sönümleniyorsa (veya geçiriliyorsa) yansıma katsayısı 0, tamamı geriye yansıtılıyorsa da 1 olacaktır. Pürüzsüz bir düz düşey yüzeyden gelen dalga *tam olarak* yansıyacak ve bu durumda yansıyan dalga yüksekliği gelen dalga yüksekliğine eşit olacaktır. Bu tür bir özel durum "duran dalga durumu[6]" olarak adlandırılır (Tadjbakshsh ve Keller, 1960).

Dalga *lineer teoriye göre* ele alındığında sinüzoidal bir hareket olduğundan, bu tür bir tam yansıma durumu için zıt yönlerde hareket eden "gelen" ve "yansıyan" dalgaların fazları düşey yüz üzerinde örtüşecek ve bu noktada dalga yüksekliği 2 misline çıkacaktır. Başka bir deyişle düşey yüz üzerindeki dalga tırmanması (a dalga yüksekliğinin yarısına eşit genlik ve δ dalga tırmanma yüksekliği olmak üzere) $\delta = 2a = H$ kadar olacaktır.

Görüldüğü gibi yansıma katsayısı yapı önyüzündeki tırmanmayı ifade etmek için de kullanılabilmektedir. Bunun yanında bazı durumlarda yapıdan yansıyan dalganın fazı gelen dalga ile örtüşmeyip, yansıma belli bir faz gecikmesiyle gerçekleşebilir. Bu

---

[6] İng. *standing wave*.

durumda dalga tırmanması için de bir boyutsuz parametre kullanılması yerinde olacaktır. Bu tez çalışmasında boyutsuz tırmanma katsayısı;

$$K_{ru} = \frac{\delta}{H} = \frac{\left|\sqrt{1 + K_r^{\,2} + 2K_r \cos\theta}\right|}{2} \qquad \textbf{(6.2)}$$

olarak verilmiştir. Burada θ büyüklüğü gelen dalga ile yansıyan dalga arasında yapı önyüzündeki düzensizliklerden kaynaklanan gecikme, yani "faz farkı"dır. Faz farkı 0 olduğunda (6.2) denkleminin $(1+K_r)/2$ 'ye eşit olacağı görülebilir. Faz farkı devreye girdikçe yapı üzerindeki tırmanma da azalacaktır.

Yukarıda verilen ikinci olgu için tanımlanan ana performans kriteri ise boyutsuz "dalga basıncı katsayısı"dır:

$$K_P = \frac{P}{\rho g H} \qquad \textbf{(6.3)}$$

Burada P, ρ ve g sırasıyla dinamik dalga basıncını, suyun özgül kütlesini ve yerçekimi ivmesini ifade eder. K_P değeri hem zamanla hem de düşey doğrultuda değişmektedir. Bölüm 2'de ifade edildiği üzere düşey bir yüzey üzerindeki en yüksek dalga basıncı, o yüzeydeki en yüksek dalga tırmanması anında tam olarak sakin su seviyesinde gerçekleşir (US-Corps of Eng'g, 1984). Bu değer *kırılmayan lineer dalgalar* için (nonlineer terimlerin ihmali sebebiyle) düz bir duvar üzerinde 1'e eşit olacaktır. Hâlbuki Bölüm 2'de bahsedildiği üzere, yapılan birçok çalışma K_P'nin en yüksek değerinin etkime zamanı küçüldükçe (0'a yaklaştıkça) katlandığını, hatta bazı durumlarda 100'ün üzerine çıktığını göstermiştir (Kırkgöz, 1995; Kırkgöz ve diğ., 2004). Bu durum "çarpma basıncı" olarak tanımlanmıştır.

Önerilen yapı konfigürasyonu ile yapılan deneylerle elde edilen K_P değerlerini kıyaslamak için en uygun seçenek düz yüzeyli bir düşey duvar üzerinde aynı koşullarda yapılan deneylerle elde edilecek referans K_P değerlerinin kullanılması olacaktır. Tablo 5.2'de verilen ilk 10 deney bu imkanı sağlamaktadır. Zira odacık önyüzlerinin boşluk oranı 0'a eşit olduğunda ortaya çıkan yapı, düz yüzeyli bir düşey duvardan başkası değildir.

Devamında, elde edilen boyutsuz basınç değerlerinin (K_P) derinlik boyunca toplanması ile boyutsuz bir "itki kuvveti katsayısı (K_F)" ve bileşke kuvvetin tabana göre momentinin hesaplanmasıyla da boyutsuz bir "devrilme momenti katsayısı (K_M)" elde edilebilecektir (z = 0 çizgisi SSS hattı olmak üzere):

$$K_F = \frac{\int_{-h}^{\delta} K_p \, dz}{(h+\delta)} \qquad \textbf{(6.4)}$$

$$K_M = \frac{\int_{-h}^{\delta} K_p (z+h) \, dz}{(h+\delta)^2} \qquad \textbf{(6.5)}$$

Bu değerler de ilk grup 10 adet deney ile karşılaştırılarak, incelenen yapı konfigürasyonunun düz yüzeyli bir yapıya oranla ne kadar dinamik dalga yüküne maruz kalacağı anlaşılabilecektir.

Bunun yanında, literatürdeki çalışmalar arasında düşey yüzlerde dinamik dalga yüklerinin hesaplanmasında en çok kullanılan yöntem olan Goda (1985) yöntemine göre bir kıyas daha yapılması deneysel çalışmanın sonuçlarının daha iyi değerlendirilebilmesine olanak tanıyacaktır (bknz. Bölüm 2). Bu amaçla, deneylerden elde edilen boyutsuz itki kuvveti ve boyutsuz moment katsayıları ile *aynı gelen dalga özellikleri* için Goda (1985) yöntemine göre yürütülen hesaplarla karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma esnasında modelde 32 Hz sıklıkla kaydedilen basınç verilerindeki *çarpma basıncı etkisinin* dengelenebilmesi adına Goda (1985) yöntemiyle hesaplanan itki kuvvetleri Kırkgöz ve diğ.'nin (2004) öngördüğü 1,25'lik bir faktör ile büyütülmüştür.

6.1 Düzenli Dalgalar için Fiziksel Model Sonuçları

Bir önceki bölümde Tablo 5.2'de verilen deney planındaki 210 deneyden 189 adeti düzenli dalgalar, 21 adeti ise düzensiz dalgalar için gerçekleştirilmiştir. Modellenen yapı konfigürasyonunun performansı temel olarak tek bir dalganın etkisi üzerinden inceleneceği için, birbirine özdeş dalgalardan oluşan bir dalga katarı olayın fiziğini en sade ve açık biçimde ortaya koyabilecektir. Yürütülen bu tez çalışmasında (yukarıda da ifade edildiği gibi) esas olarak *düzenli dalgalar* üzerinde durulmasının sebebi de budur. Diğer taraftan doğada (solugan dalgalar gibi istisnalar hariç) her zaman *düzensiz dalgalar* etkili olmaktadır (Goda, 1985). Bu açıdan tez çalışmasında düzensiz dalgalarla yapılan deneylere de yer verilmesi, çalışmanın bütünlüğü açısından gerekli görülmüştür.

Tablo 5.2'den de görülebileceği gibi yapılan deneyleri birçok açıdan sınıflandırmak mümkündür. Deney sonuçları incelenirken odacıkların önduvar boşluk oranı olarak verilen *r* parametresine göre bir sınıflandırmaya gidilmesi *limit durumların* daha iyi yansıtılması açısından uygun bulunmuştur. Zira r = 0 limit durumu için odacık genişliği de koşulsuz sıfıra eşit (B = 0) olmaktadır. Bu durum düz yüzeyli bir düşey duvarı tariflemektedir ki, yukarıda da bahsedildiği üzere önerilen yapı konfigürasyonunun performansının kıyaslanması açısından bu grupta yer alan deneyler referans teşkil edecektir. Başka bir deyişle bu ilk grup "kontrol grubu"dur.

Diğer limit durum olan r = 1 ise önerilen yapının özel bir halidir. Bu halde, dalganın boşluklu önyüzden yansıtılan ilk bileşeni sıfıra eşitlenirken; dalga hem bir basamak etkisi, hem bir yatay levha etkisi, hem de bir yüksek döşeme etkisine maruz kalmaktadır.

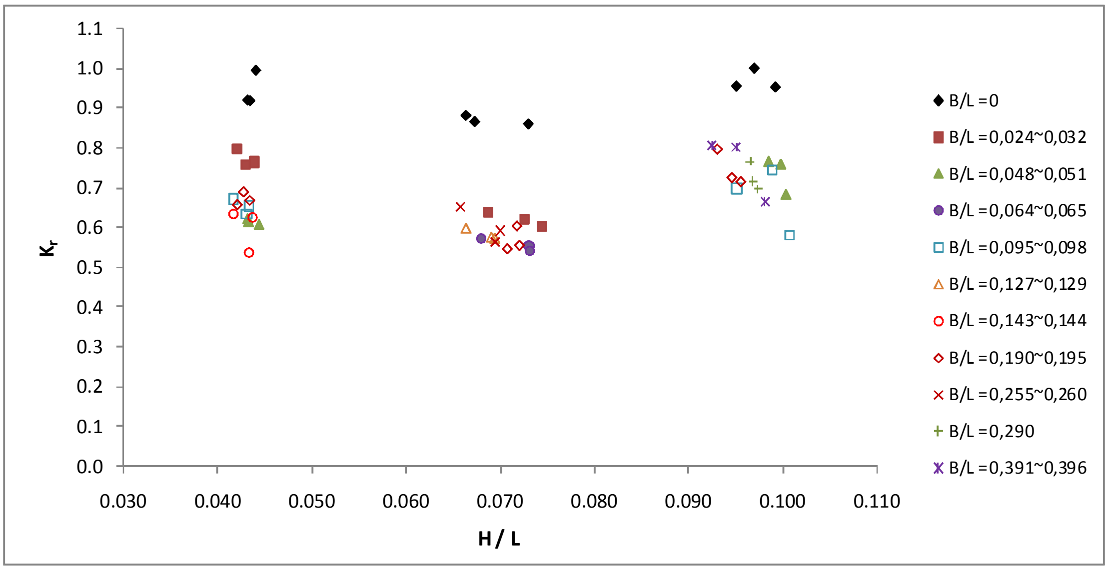
İlk limit durum dışındaki dört grup deney, yapının farklı boyutsal büyüklüklerine göre performansının araştırıldığı deney gruplarıdır.

6.1.1 Düzenli dalgalarda dalga yansıması ve tırmanması

İncelenen yapının dalga yansıtma özellikleri ortaya konurken, kontrol grubunda yer alan düzenli dalga deneyleriyle (Sıra No. 1-9) birlikte incelenmesi yerinde olacaktır. Yansıma katsayıları öncelikle, en önemli dalga parametrelerinden biri olan *dalga dikliğine* (H/L) göre değerlendirilecektir.

Şekil 6.1'de r = %25 için farklı B/L değerlerinde ve r = 0 (B/L = 0) iken yapılan deneylerin için yansıma katsayısı sonuçları sunulmuştur (bknz. Tablo 5.2).

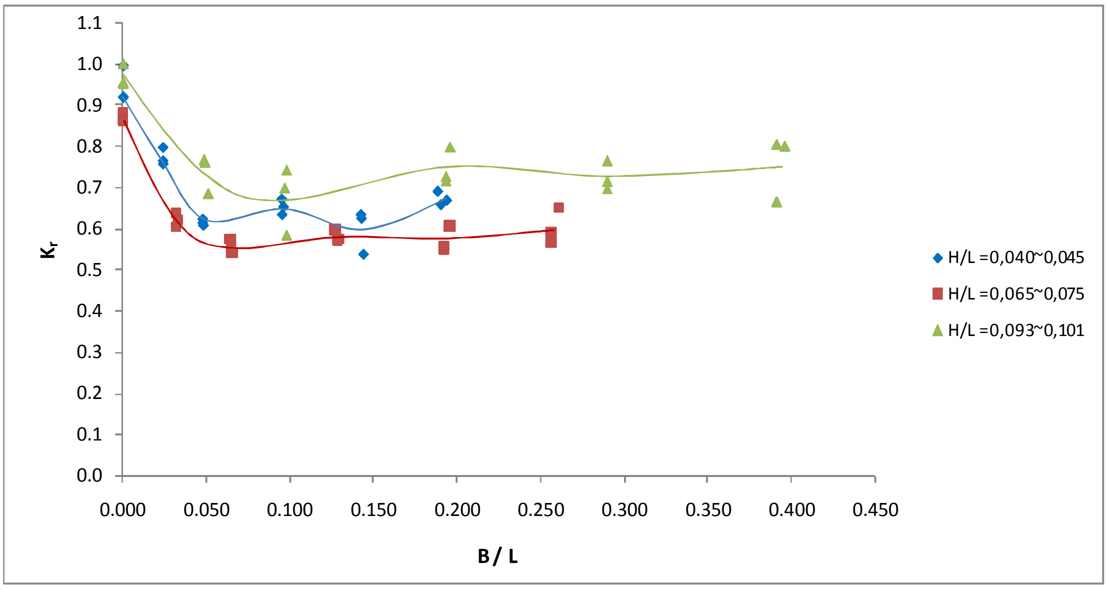
Odacıklar tamamen kapalı olduklarında yansıma katsayısının teorik değerinin 1 olması beklenir. Ancak modelde (ve prototipte) bu şekilde bir pürüzsüz düşey yüzden ve tam yansımadan söz edilemez. Genelde betondan imal edilen düz düşey yüzlü kıyı yapıları için yansıma katsayısı pratikte 0,85~0,90 aralığında alınmaktadır (Ayhan, 2006). Deneylerde düz duvar için elde edilen yansıma katsayılarının 1'den küçük olmasının görünen sebepleri yapı önduvarından ve (iki boyutlu deneyler yapılmış olması itibarı ile) kanal yan cidarlarından kaynaklanan sürtünme etkileridir. Bunun yanında 1 m enindeki kanala yerleştirilen keson modelinin her iki tarafında kalan yaklaşık 1'er cm civarındaki boşlukların da bu fark üzerinde bir miktar etkisi olduğu düşünülmektedir.



Şekil 6.1 : *r* = %25 için farklı *B/L* gruplarında yansıma katsayısı (K_r) ile dalga dikliği (*H/L*) ilişkisi.

Yukarıdaki şekil incelendiğinde *B/L* = 0 dışındaki verilerin dalga dikliklerine göre K_r açısından gruplandıkları görülebilir. Özellikle *B/L* ≈ 0,024~0,032 olan veri seti hariç tutulduğunda boyutsuz odacık genişliği parametresinin belli bir değerden sonra yansıma katsayısı üzerinde çok fazla etkili olmadığı; başla bir deyişle ya odacıkların *belli bir genişlikten sonra daha fazla etkili olamadıkları* ya da yansıma katsayısı için optimum bir odacık genişliği bulunduğu söylenebilecektir.

r = %25 için yürütülen deneylerin verileri *H/L* değerleri üç grup altında toplanarak *B/L* değerine göre sunulduğunda, bu olgu açık biçimde ortaya çıkmaktadır (Şekil 6.2).



Şekil 6.2 : r = %25 için farklı *H/L* gruplarında yansıma katsayısı (K_r) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

Şekil 6.2'de verilen sürekli çizgiler kendileri ile aynı renkteki verilerin ortak apsise karşılık gelen değerlerinin ortalamasını temsil etmektedir. Burada ilk bakışta dikkat çeken başka bir nokta da dalga dikliğinin 0,065~0,070 olduğu grupta genel olarak en az yansıma meydana gelmesi; bunun üzerindeki dalga dikliği grubunda en fazla yansıma görülürken, altındaki dalga dikliği grubunda ise diğer iki grubun ortalama bir değeri kadar yansıma görülmesidir. *B/L* = 0 olan kontrol grubunda da benzer davranışın görülmesi, bu olgunun yapı boyutları veya genişliği ile ilgili olmadığını, iki önceki paragrafta bahsedildiği üzere *yansıma önyüzündeki sürtünmenin* ve *iki boyutlu laboratuar modelinin* bir sonucu olduğunu ortaya koymaktadır. Veriyi bu etkiden arındırmak için bir normalizasyona gidilmesi uygun görülmüştür. Bu normalizasyon da basitçe *B/L* = 0 durumu için elde edilen K_r verilerinin 1'e eşitlenmesi için gerekli oran parametresinin kullanılmasıyla sağlanabilecektir:

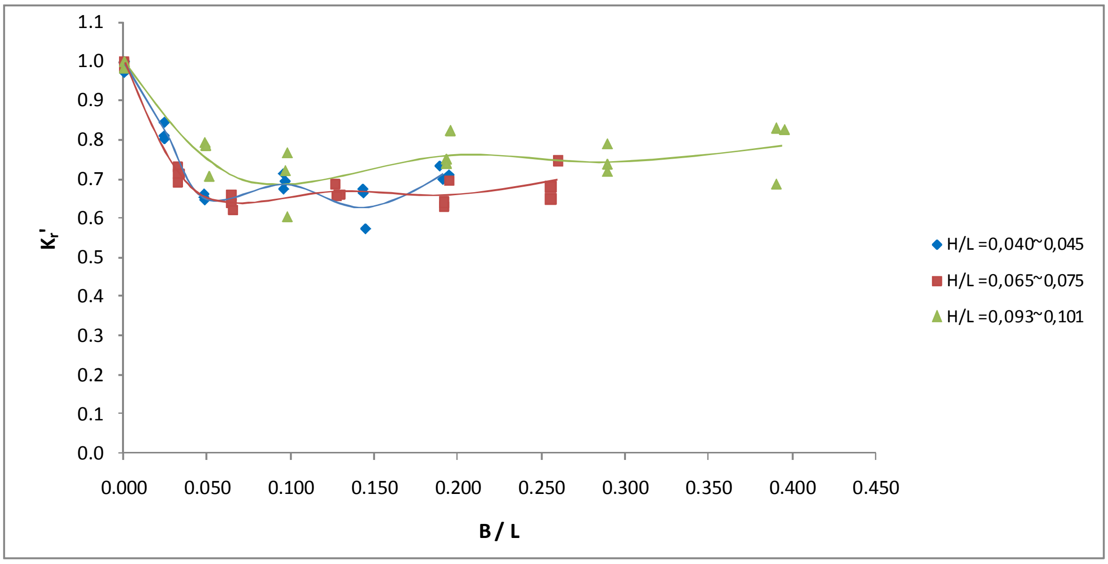
$$c_j = \frac{1}{\bar{K}_{rj}^{\,0}} \qquad \begin{cases} H/L = 0{,}040 \sim 0{,}045 \Rightarrow j = 1 \\ H/L = 0{,}065 \sim 0{,}075 \Rightarrow j = 2 \\ H/L = 0{,}093 \sim 0{,}101 \Rightarrow j = 3 \end{cases} \tag{6.6}$$

$$K_{rj}{}' = \min\left[c_j K_{rj} ; 1\right] \qquad \begin{cases} H/L = 0{,}040 \sim 0{,}045 \Rightarrow j = 1 \\ H/L = 0{,}065 \sim 0{,}075 \Rightarrow j = 2 \quad ; \quad K_{rj} > 0 \\ H/L = 0{,}093 \sim 0{,}101 \Rightarrow j = 3 \end{cases} \tag{6.7}$$

Burada $\bar{K}_{rj}^{0}$ parametresi B/L = 0 için ölçülen j. gruba ait yansıma katsayılarının *ortalaması*, c_j normalizasyon katsayısı, K_{rj} j. gruba ait yansıma katsayıları ve $K_{rj}{}'$ ise düzeltilmiş yansıma katsayılarıdır. Bu yöntemle hesaplanan normalizasyon katsayıları c_1 = 1,059; c_2 = 1,151 ve c_3 = 1,032 olarak bulunur. Diğer taraftan K_r = 0 olan durumlarda bu düzeltmenin bir katkısı olamayacağı için aşağıdaki eşdeğer düzeltmenin kullanılması uygun görülmüştür:

$$K_{rj}{}' = 1 - \frac{\left(1 - K_{rj}\right)}{c_j} \qquad \begin{cases} H/L = 0{,}040 \sim 0{,}045 \Rightarrow j = 1 \\ H/L = 0{,}065 \sim 0{,}075 \Rightarrow j = 2 \\ H/L = 0{,}093 \sim 0{,}101 \Rightarrow j = 3 \end{cases} ; \quad K_{rj} = 0 \tag{6.8}$$

Şekil 6.3, boyutsuz odacık hacmine göre her grup dalga dikliği için düzeltilmiş yansıma katsayılarını vermektedir. Normalize edilmiş yansıma katsayılarını gösteren bu şekil incelendiğinde yansımanın dalga dikliğine çok fazla bağlı olmadığı, ancak en dik dalga grubu olan H/L = 0,093~0,101 için yansımanın diğer iki gruba göre bir miktar yüksek bulunduğu görülebilir. Boyutsuz odacık genişliği arttıkça yansıma önce azalmakta, yaklaşık B/L = 0,05~0,10 noktasından sonra da net bir gidiş gözlenmeden salınmaktadır.

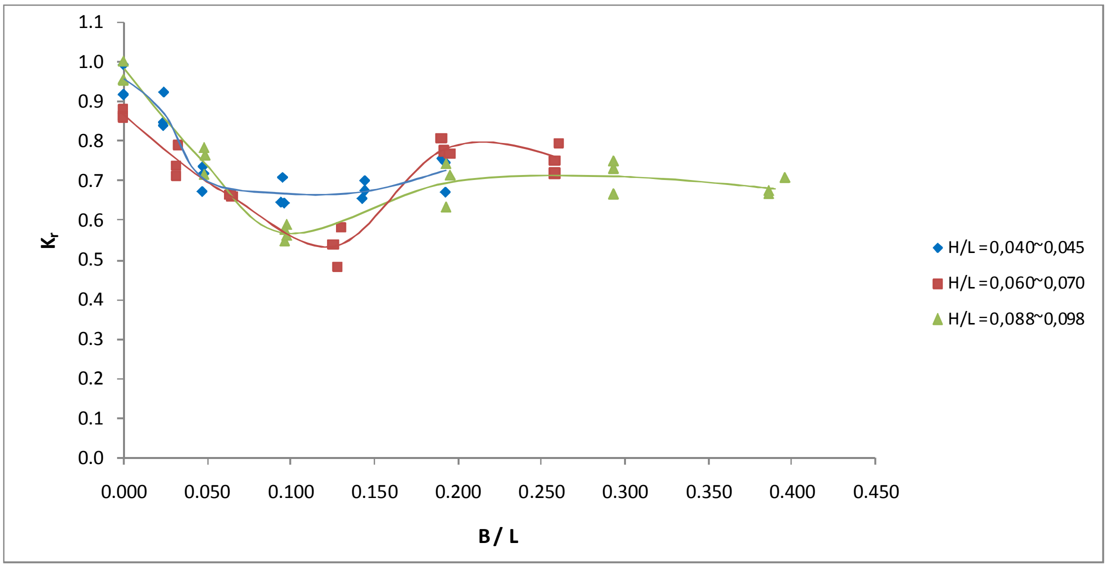


Şekil 6.3 : r = %25 için farklı H/L gruplarında *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

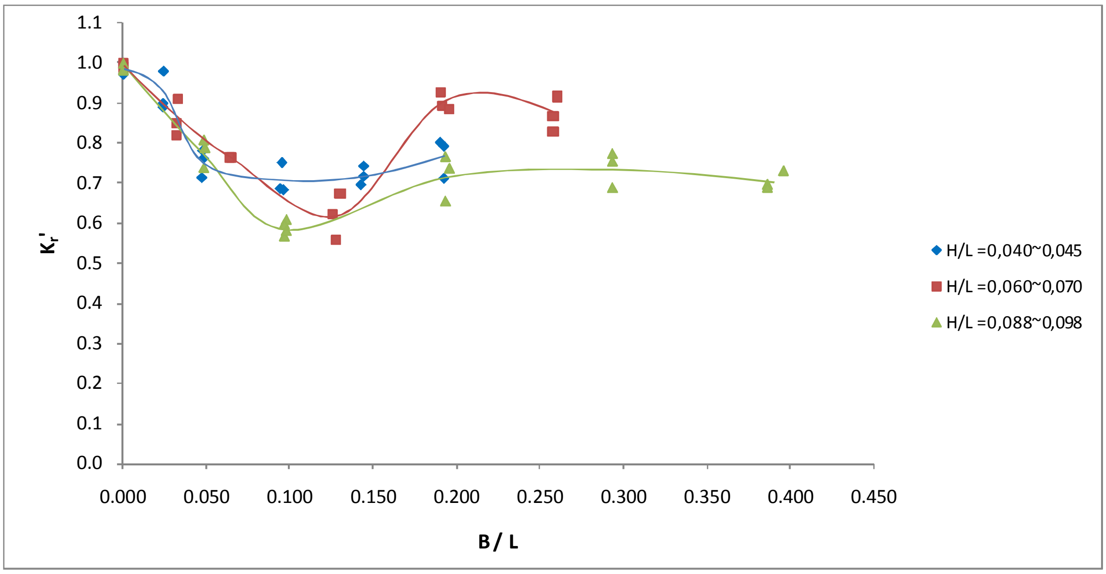
Şekil 6.3'e göre, r = %25 için denenen dalga şartlarında B/L = 0,10~0,15 aralığında seçilirse K_r katsayısı 0,55 ilâ 0,73 aralığında ortaya çıkmaktadır.

Tablo 5.1'de listelenen deneylerden düzenli dalgalarla r = %40 durumu için yapılanları değerlendirildiğinde, Şekil 6.4 ile verilen durum ortaya çıkmaktadır. Denklem (6.6) ve (6.7) ile bulunan normalizasyon katsayılarına göre boyutsuz yansıma katsayıları düzeltildiğinde Şekil 6.5'te verilen sonuçlara ulaşılmaktadır.

%40 boşluklu odacık önyüzü için yapılan deneylerin sonuçları r = %25 için elde edilenlerle karşılaştırıldığında benzerliklerle birlikte önemli farklılıklar da ortaya çıkmaktadır. Öncelikle B/L oranıyla yansıma katsayısının ilişkisi H/L = 0,060~0,070 grubundan takip edildiğinde görüleceği üzere, önce negatif bir eğimle ifade edilebilecekken, net bir yerel minimum değerden sonra pozitif eğime dönmekte; daha sonra da yerel bir maksimum noktasına ulaşmaktadır. H/L = 0,088~0,098 grubundaki dalgalarla yapılan deneylerde benzer davranış bu kadar keskin olmasa da görülebilmektedir. H/L = 0,040~0,045 grubu ile yapılan deneylerde B/L değerleri 0,20'yi aşmadığından bu karakterin görülemediği düşünülmektedir. Grafiğin devamında daha yüksek B/L değerleri için H/L = 0,040~0,045 grubunun da bu tarz bir bağıntı ortaya koyacağı anlaşılmaktadır. Şekil 6.5'e göre, r = %40 için test edilen dalga özelliklerine için B/L = 0,10~0,15 aralığında seçilirse, %25 boşluklu önyüzle elde edilen sonuçlarla örtüşen biçimde K_r katsayısı 0,55 ilâ 0,75 aralığında ortaya çıkmaktadır.



Şekil 6.4 : r = %40 için farklı H/L gruplarında yansıma katsayısı (K_r) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.



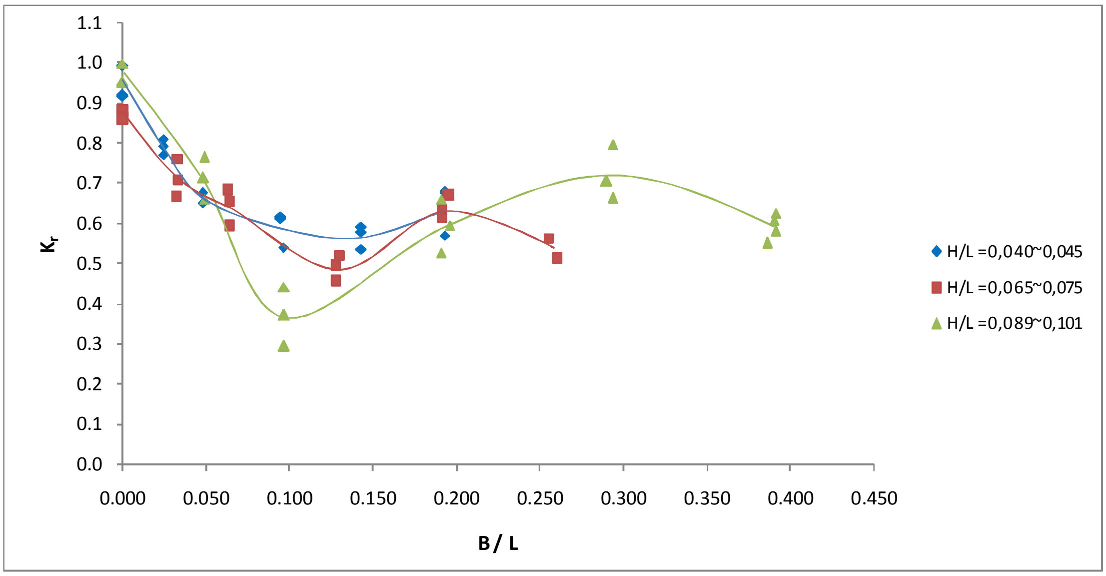
Şekil 6.5 : r = %40 için farklı *H/L* gruplarında *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

Boyutsuz odacık hacmi ve yansıma katsayısı arasındaki bu ilişki (ilerideki bölümlerde de açılanacağı üzere) biri periyodik değişen diğeri üssel olarak azalan iki farklı bileşeni işaret etmektedir. Bu tarz bir yaklaşımla %25 ve %40 boşluklu önduvar için yapılan deneyler karşılaştırıldığında;

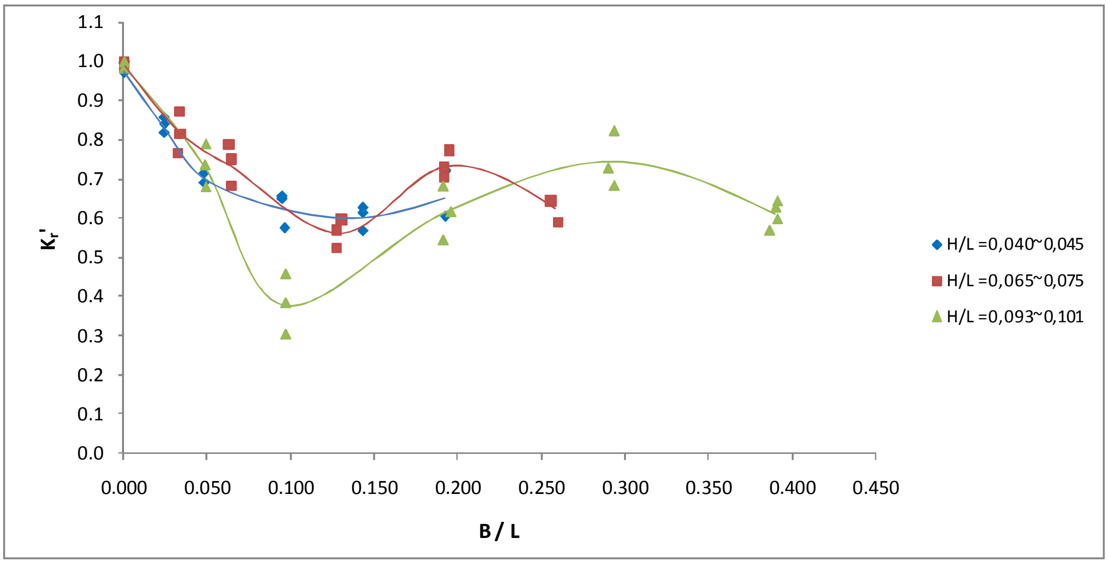
- boşluk oranının azaltılmasının periyodik bileşeni zayıflatarak üssel azalan bileşeni daha baskın hale getirdiği;
- boşluk oranı arttırıldığında ise daha güçlü bir periyodik bileşen belirirken üssel azalan bileşenin etkisinin zayıfladığı ortaya çıkmaktadır.

Buna göre %60 boşluklu önyüz için yapılan deneylerde K_r- B/L ilişkisinde periyodik bileşenin daha da öne çıkması beklenecektir. Şekil 6.6'da r = %60 için gerçekleştirilen deney sonuçlarına göre yansıma katsayıları ve Şekil 6.7'de aynı yansıma katsayılarının normalize edilmiş halleri verilmiştir. Bu şekiller incelendiğinde iki bileşenli ilişki için yukarıda verilen yargılar desteklenmektedir.

%60 boşluklu önduvarla yapılan deneylerin sonuçlarına göre varılabilecek bir yargı da dalga dikliği arttıkça K_r - B/L ilişkisindeki periyodik bileşenin genliğinin arttığı ve periyodunun kısaldığı yönündedir (Şekil 6.7). Şekil 6.7'ye göre, r = %60 için denenen dalga şartlarında B/L = 0,08~0,13 aralığında seçilirse K_r katsayısı 0,30 ilâ 0,65 aralığına kadar iyileştirilebilmektedir. Bunun yanında B/L parametresi daha arttırıldığında yansıma katsayılarının periyodiklik uyarınca yükseldiği ve 0,75 mertebesine ulaştığı görülebilmektedir.



Şekil 6.6 : r = %60 için farklı *H/L* gruplarında yansıma katsayısı (K_r) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

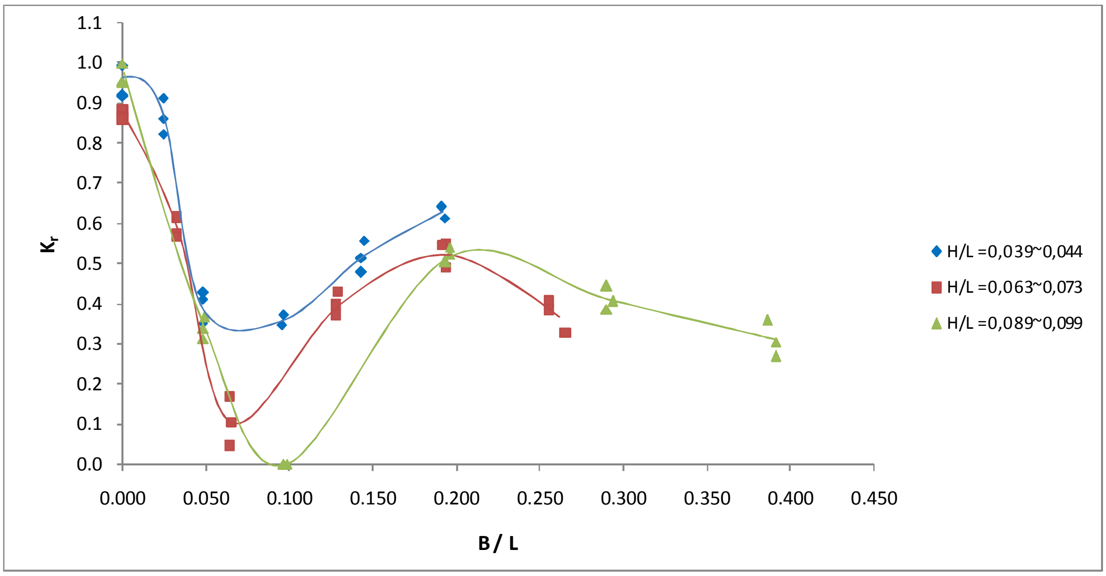


Şekil 6.7 : r = %60 için farklı *H/L* gruplarında *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

Boşluklu önduvar tamamen kaldırılarak (r = %100) yapılan deneyler, limit durumu yansıttığı için akım odacıklı kesonun çalışma mekanizmasının değerlendirilmesinde önemli bir rol oynayacaktır. Zira önduvarın tamamen ortadan kalkmasının, yukarıda bahsedilen periyodik bileşeni çok daha keskinleştireceği, buna mukabil üssel azalan bileşenin bir miktar daha belirsizleşeceği ilk bakışta yapılabilecek bir değerlendirmedir. Şekil 6.8 ile verilen önduvarsız deney sonuçları Şekil 6.9'da normalize edilmiş halde sunulmuştur. Şekil 6.8'den görülebileceği gibi, kaydedilen veride K_r'nin bazı değerleri 0'dır. Dolayısıyla normalizasyon işleminde bu değerler için denklem (6.8)'de verilmiş olan ifade kullanılmıştır.

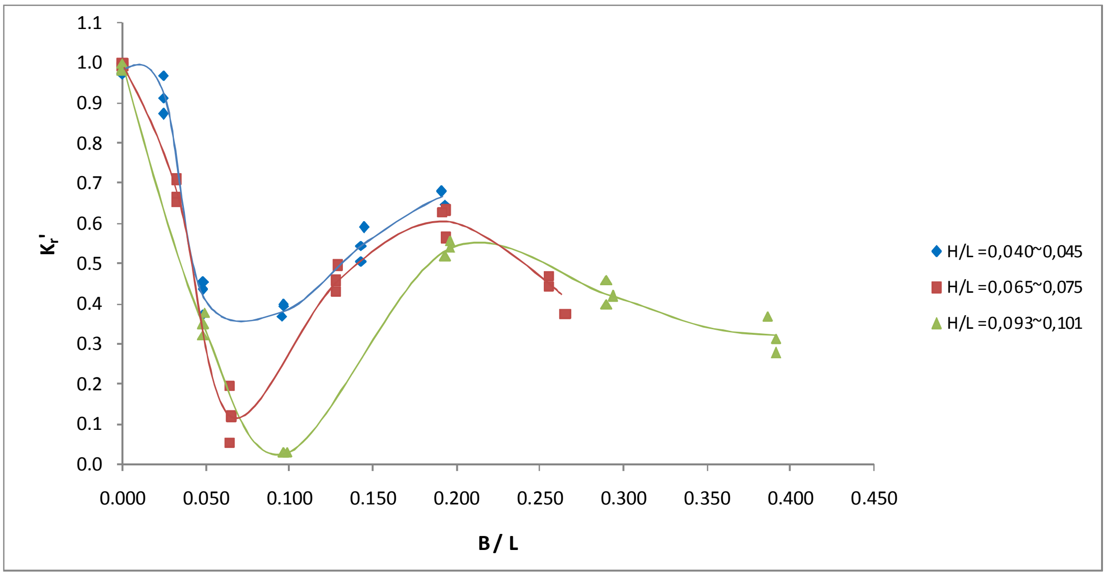
Şekil 6.9'da gerçekten de çok baskın bir periyodik bileşenin izleri görülmektedir. Diğer taraftan, üssel azalan bileşen de etkisini kaybetmemiş, aksine B/L = 0,18 civarındaki tepe K_r değeri bile 0,70'in altına düşmüştür.

Buradan çıkan net yargı, gelen dalganın enerjisini sönümleyen mekanizmanın yalnızca boşluklu önduvarın içinden geçen akım olmadığıdır. Bunun yanında, odacıkların girişinde büzülmeden[7] dolayı (Isaacson ve diğ., 1998) ve odacıkların içindeki akım sayesinde sönümlenen bileşen de yansıma katsayılarının düşürülmesinde önemli bir katkı sağlamaktadır. Şekil 6.9'a göre, r = %100 (önduvarsız odacıklı keson) için denenen dalga şartlarında B/L = 0,05~0,10 aralığında seçilirse K_r katsayısı 0,03 ilâ 0,45 aralığına kadar azalmakta, B/L parametresi daha arttırıldığında ise periyodiklik uyarınca yükselerek 0,70 mertebesine ulaşmaktadır.



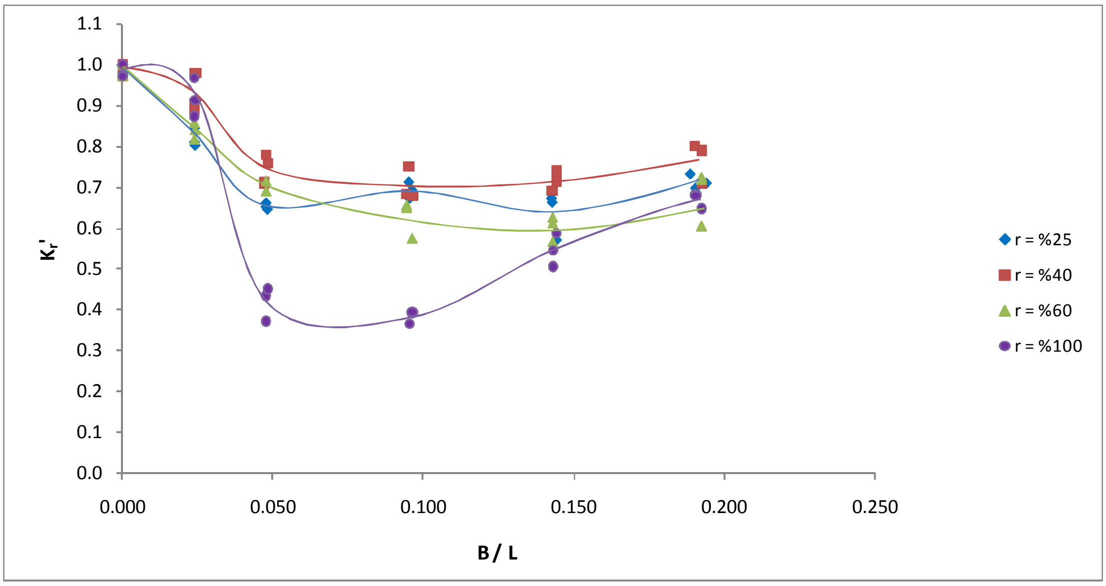
Şekil 6.8 : r = %100 için farklı H/L gruplarında yansıma katsayısı (K_r) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

[7] İng. *contraction.*

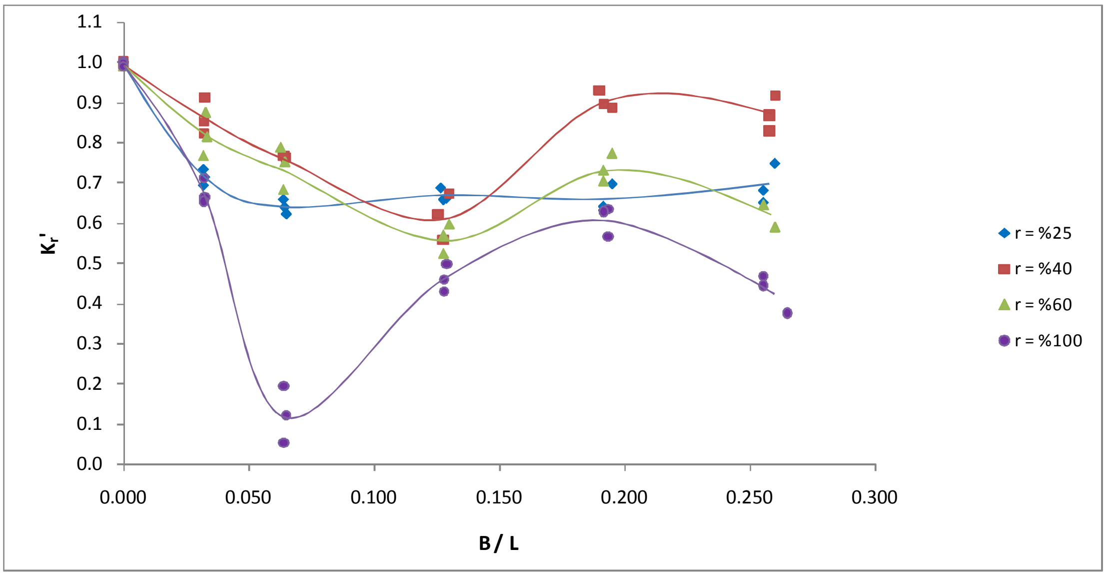


Şekil 6.9 : r = %100 için farklı H/L gruplarında *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

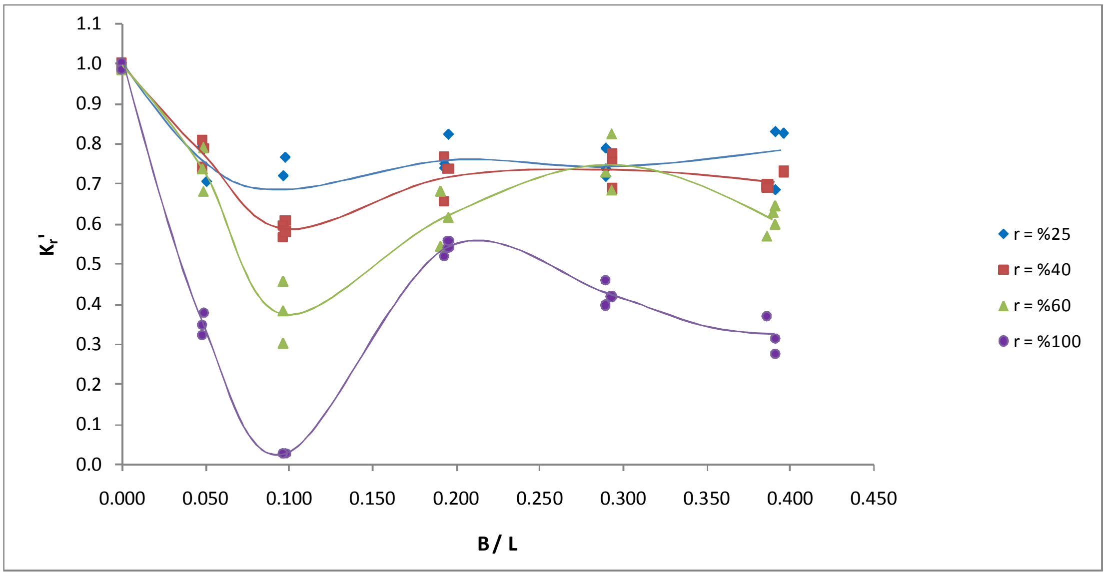
Bu noktada, deney verilerinin bir kez de boşluk oranlarına göre karşılaştırılmaları yerinde olacaktır. Böylece önyüz boşluk oranının (r) dalga sönümlenmesine etkisi daha açık olarak ortaya çıkabilecektir. Üç farklı dalga dikliği grubu için odacık önyüzü boşluk oranına göre K_r - B/L değişimleri sırasıyla Şekil 6.10, 6.11 ve 6.12'de verilmiştir. En uzun dalgaları içeren H/L = 0,039~0,045 grubunda, %25, %40 ve %60 boşluklu önduvarlar için yapılan deneylerde birbirlerine yakın bir K_r-B/L ilişkisi görülmekte, önduvarsız (r = %100) deneylerde ise diğerlerine göre bariz biçimde daha düşük K_r değerleri göze çarpmaktadır. H/L = 0,060~0,073 iken yine en düşük K_r değerlerini önduvarsız deneyler vermektedir. Ancak bu kez r = %25 serisi 0,06 değerinden daha büyük boyutsuz odacık genişliklerinde ortalama 0,65 civarında yaklaşık olarak sabit bir K_r değeri verirken; %40 ve %60 boşluk oranıyla yapılan deneylerde B/L = 0,12~0,13 civarında yerel minimum değerine ulaşan yansıma katsayısının B/L arttıkça önce bir yerel maksimuma ulaştığı, daha sonra da tekrar azalma eğilimine geçtiği görülmektedir. Yukarıda bahsedildiği üzere bu ilişki B/L'ye göre periyodik bir bileşeni barındırmaktadır.



Şekil 6.10 : *H/L* = 0,039~0,045 için farklı *r* değerlerinde *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.



Şekil 6.11 : *H/L* = 0,060~0,073 için farklı *r* değerlerinde *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.



Şekil 6.12 : *H/L* = 0,087~0,101 için farklı *r* değerlerinde *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

Odacık önyüzlerinin boşluk oranlarını yansıma performansları açısından kıyaslarken, en çarpıcı sonuçları en dik dalgaların performansının kıyaslandığı deney sonuçları vermiştir (Şekil 6.12). Boşluk oranı arttıkça yansıma katsayılarının istisnasız azaldığı ve odacık önduvarı tamamen çıkarıldığında en düşük değerlerini aldıkları açıkça görülmektedir. Bu dalga dikliği grubunda yapılan tüm deneyler yine istisnasız bir biçimde $B/L \approx 0{,}095$ için minimum K_r'yi verirken, odacık önduvarı yerindeyken yapılan deneylerde $B/L \approx 0{,}290$ değeri için K_r'ler 0,70~0,80 bandına yükselmektedir.

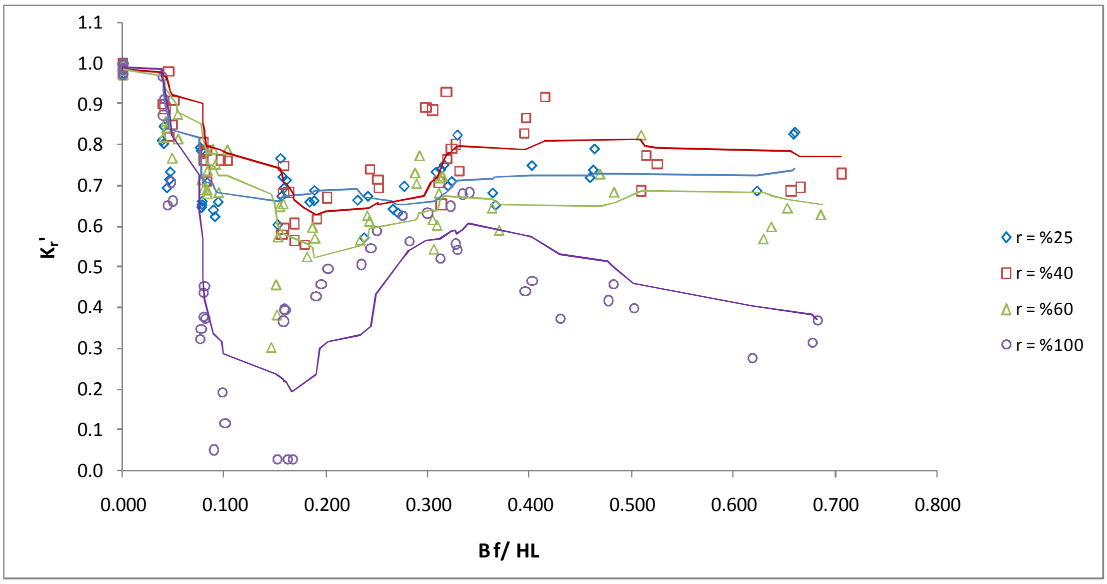
Buradan çıkarılabilecek net yargı odacık önduvarı boşluk oranı arttıkça K_r-B/L ilişkisindeki periyodik bileşenin güçlendiği yönündedir. Bunun yanında gelen dalganın boyu kısaldıkça (dikliği arttıkça) odacıkların daha fazla çalıştığı (gelen dalganın genel olarak daha fazla sönümlendiği) söylenebilse de, dalga dikliğinin etkisinin tek başına değil boşluk oranı parametresi (*r*) ile birlikte değerlendirilmesi gerekliliği Şekil 6.10, 6.11 ve 6.12'den ortaya çıkmaktadır.

Düzenli dalgalarda farklı odacık önyüzü boşluk oranları için yapılan bu deneylerden elde edilen yansıma ve tırmanma verilerinin özeti Tablo 6.1'de sunulmuştur. Bu tablodaki K_{ru} değerleri normalize edilmiş yansıma katsayılarına göre ve yansıma faz gecikmesi (θ) sıfır alınarak hesaplanmıştır. Zira yapının hemen önündeki ve daha ilerideki dalgaölçerlerden elde edilen dalga verileri karşılaştırılarak hesaplanan faz farkı terimlerinin sıfıra çok yakın oldukları görülmüştür (Goda ve Suzuki, 1976).

Tablo 6.1 : Düzenli dalgalarda farklı odacık önyüzü boşluk oranları için elde edilen yansıma ve tırmanma verilerinin özeti.

Boşluk oranı (r)	H/L	Yansıma katsayısı (K_r)	Normalize edilmiş yansıma katsayısı (K_r')	Tırmanma katsayısı (K_{ru})	En küçük yansımayı veren B/L
r = %0 (Referans Deneyler)	0,040~0,045	0.944	1.000	1.000	--
	0,065~0,075	0.869	1.000	1.000	--
	0,093~0,101	0.969	1.000	1.000	--
r = %25	0,040~0,045	0.550	0.583	0.791	0,050~0,070
	0,065~0,075	0.570	0.656	0.828	0,035~0,055
	0,093~0,101	0.660	0.681	0.841	0,085~0,105
r = %40	0,040~0,045	0.660	0.699	0.850	0,080~0,150
	0,060~0,070	0.630	0.725	0.863	0,120~0,140
	0,088~0,098	0.580	0.598	0.799	0,080~0,100
r = %60	0,040~0,045	0.570	0.604	0.802	0,130~0,150
	0,065~0,075	0.480	0.552	0.776	0,120~0,140
	0,089~0,101	0.370	0.382	0.691	0,085~0,105
r = %100 (Önduvarsız deneyler)	0,039~0,044	0.360	0.381	0.691	0,090~0,110
	0,063~0,073	0.110	0.127	0.563	0,060~0,080
	0,089~0,099	0.000	0.031	0.515	0,085~0,105

Son olarak, boyutsuz odacık hacmi parametresine göre yansıma katsayılarının değişimi (Bf/HL - K_r) farklı boşluk oranlarına göre incelenerek, düzenli dalgalarla yapılan deneylerden elde edilen tüm yansıma verileri aynı grafik üzerinde tüm parametrelerle birlikte sunulmuştur (Şekil 6.13).



Şekil 6.13 : Farklı r değerlerinde *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık hacmi (*Bf/HL*) ilişkisi (sürekli çizgiler *hareketli ortalama* eğrisini göstermektedir).

Burada da önduvarsız deneylerin diğer deneylerden bariz olarak ayrıldığı söylenebilse de, *B*/*L* parametresine göre verilen grafiklere kıyasla çok daha zayıf bir ilişki olduğu görülmektedir. Dolayısıyla boyutsuz odacık hacmi parametresinin akım odacıklı kesondan yansıyan dalgaları verimli biçimde tanımlayamayacağı anlaşılmaktadır.

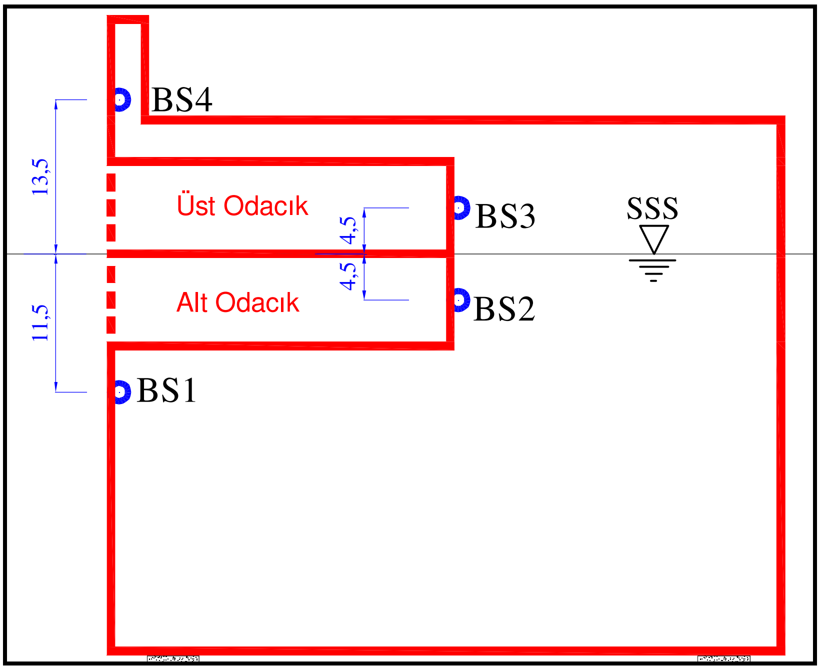
Bu bölümden çıkarılabilecek temel sonuç gelen dalga özelliklerine uygun olarak boyutlandırılabilecek bir akım odacıklı keson yapısının, yansıma ve tırmanma konusunda *çok önemli avantajlar* sağlayabileceği yönündedir.

6.1.2 Düzenli dalgalarda dinamik dalga yükleri

Bölüm 6.1.1'de yapıldığı gibi, önerilen yapı konfigürasyonu üzerinde etkili olan dinamik dalga yüklerini deney sonuçları ile ortaya koyarken de düz yüzlü düşey duvar üzerindeki dinamik dalga yükü karakterinin referans alınması sağlıklı bir kıyas şekli olarak düşünülmüştür. Bu sebeple Tablo 5.2'de 1-9 Sıra No.ları ile verilen kontrol grubu deneyleri bu bölümde de mihenk görevi görecektir.

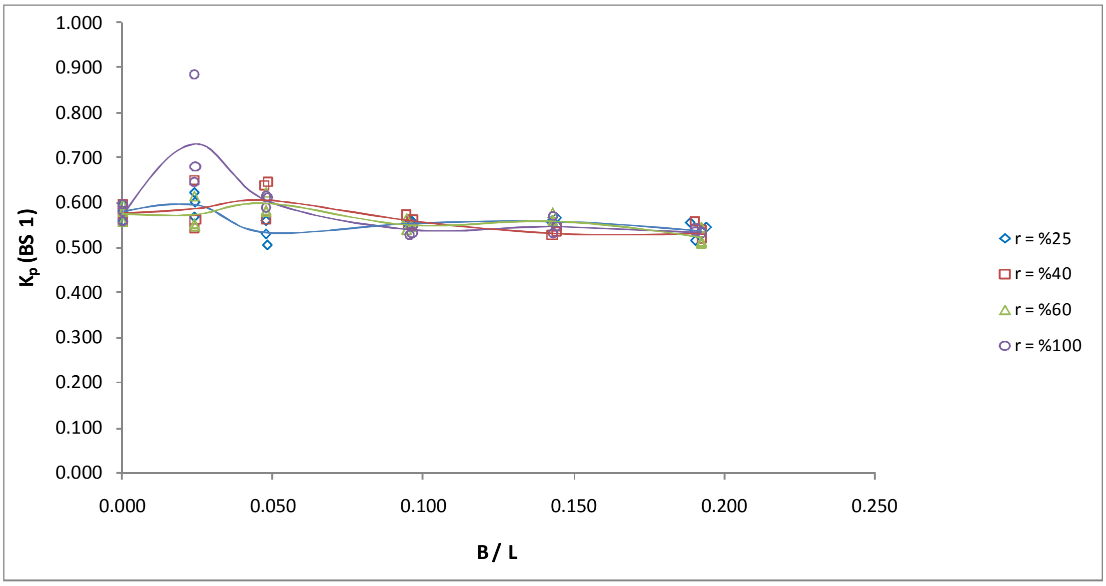
6.1.2.1 Düzenli dalgalar altında dinamik basınçlar

Öncelikle odacıkların altında kalan geçirimsiz önyüze etkiyen basınç değerlerinin incelenmesi yerinde olacaktır. Keson modelini ve basınç ölçümlerinde kullanılan basınçölçerlerin yerlerini gösteren Şekil 6.14 incelendiğinde BS_1 olarak isimlendirilen basınçölçerin bu geçirimsiz önyüzde yer aldığı görülebilir.

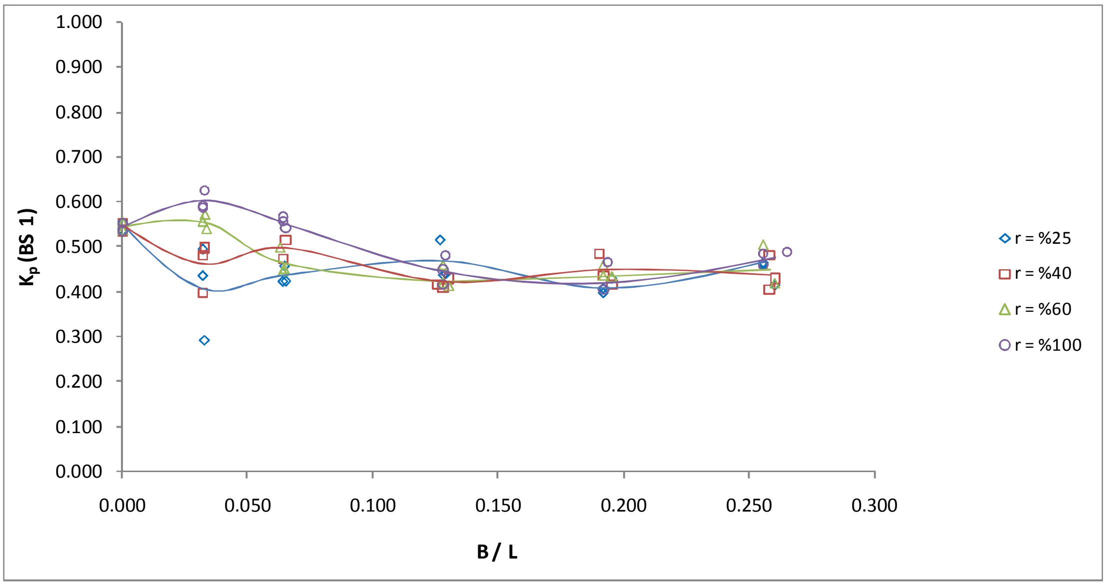


Şekil 6.14 : Deneylerde kullanılan basınçölçerlerin konumları (ölçüler cm'dir).

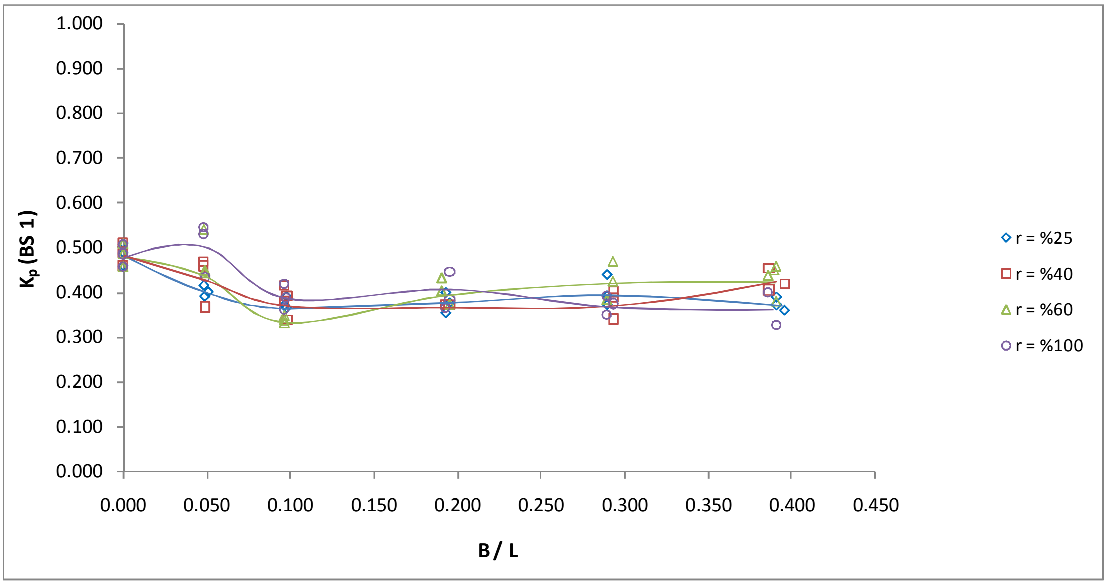
Bu noktadaki dinamik dalga basıncı karakterinin direkt olarak odacıklardan etkilenmesi beklenmese de, yansıma katsayıları düşürüldüğü için burada ölçülen basıncın da mertebe olarak düşmesi beklenecektir. BS_1 verileri; H/L = 0,039~0,045 için Şekil 6.15'te, H/L = 0,060~0,073 için Şekil 6.16'da ve H/L = 0,087~0,101 için Şekil 6.17'de gruplanmıştır.



Şekil 6.15 : H/L = 0,039~0,045 için farklı r değerlerinde BS_1 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.



Şekil 6.16 : H/L = 0,060~0,073 için farklı r değerlerinde BS_1 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.



Şekil 6.17 : *H/L* = 0,087~0,0101 için farklı *r* değerlerinde BS_1 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

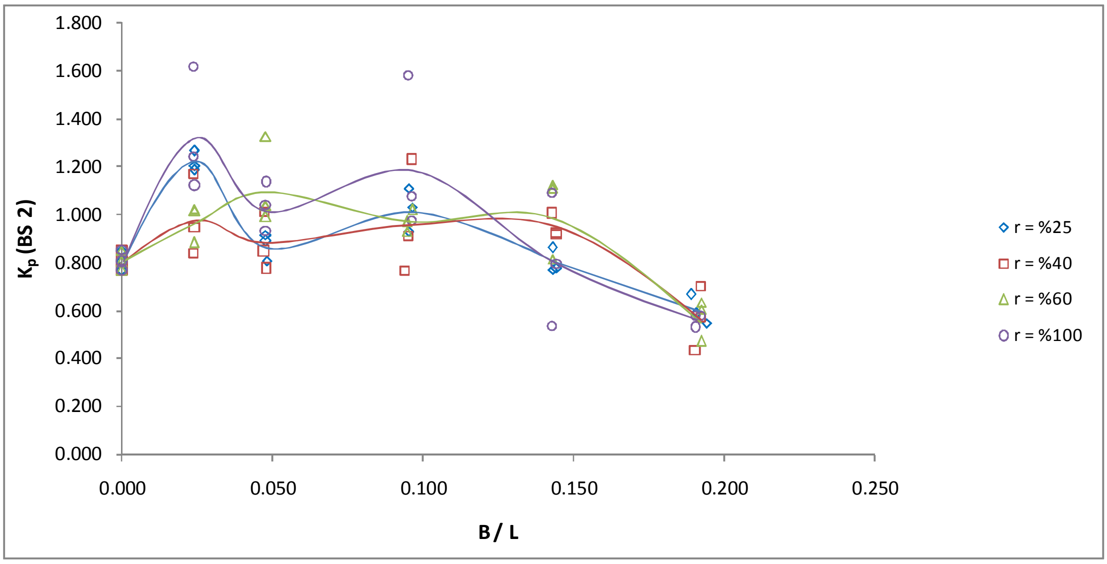
Bu veriler değerlendirilirken odacık genişliğinin kısa ve uzun olduğu iki koşul tanımlayarak bu doğrultuda bakmak uygun olacaktır. *B*/*L* < 0,10 ve *B*/*L* > 0,10 olarak tanımlanabilecek bu iki koşuldan ilkinde *r* serilerinin farklılıklar içerdiği; ikincisinde ise her üç diklik grubundaki dalgalarda da tüm *r* serilerinin birbirlerine yakın olduğu görülmektedir. Bölüm 8'de ayrıntılı olarak açıklandığı gibi, *B*/*L* = 0,10 değerini belirleyen mekanizma alt odacıktaki dalga boyu ile ilintilidir. Farklı odacık yükseklikleri (*f*) için bu değer de farklılaşabilecektir.

Şekil 6.17 incelendiğinde, akım odacıklı kesonun en dik (veya kısa) dalga grubunda BS_1'de ölçülen basınç değerlerini diğer iki dalga dikliği grubuna göre daha etkili azalttığı görülmektedir. Zira Şekil 6.17'de *B*/*L* > 0,10 için bu bölgedeki basınç değerlerinin denenen bütün boşluk oranları için düz düşey yüze göre yaklaşık 1/5 oranında azaldığı görülebilmektedir.

Dikliği *H/L* = 0,060~0,073 sınıfındaki dalgalarla yapılan deneylerde ise (Şekil 6.16) *B*/*L* > 0,10 için yine birbirlerine yakın K_p değerleri görülmekle birlikte, *B*/*L* < 0,10 için odacık önyüzü boşluk oranının etkisi ortaya çıkmaya başlamaktadır. %25 ve %40 önyüz boşluk oranı tüm odacık genişliği değerleri için basıncı azaltırken, %60 boşluklu önyüz *B*/*L*'nin küçük değerleri için basıncı fazla değiştirmemiş ve büyük değerleri içinse 1/4~1/5 oranında azaltmıştır. Önyüzsüz odacıklı keson ise kısa odacık genişliğinde basıncın düz düşey duvara göre bir miktar yükselmesine yol açarken *B*/*L* > 0,10 olduğunda BS_1'deki basıncın azalmasını sağlamıştır.

Dalga dikliğinin H/L = 0,039~0,045 sınıfında olduğu deneylerde, önyüz yokken (r = %100) odacık genişliği dalga boyuna göre çok kısa kaldığında BS_1 basınç değerlerinin ortalama 1/4~1/5 oranında arttığı Şekil 6.15'ten görülebilmektedir. Bu dalga diklik grubu için denenen diğer boşluk oranları ise $B/L > 0,10$ koşulu için aynı mertebede ve yaklaşık sabit basınç katsayıları vermekte, yine de bu üç seride B/L arttıkça basınçlarda çok küçük de olsa bir düşüş fark edilmektedir.

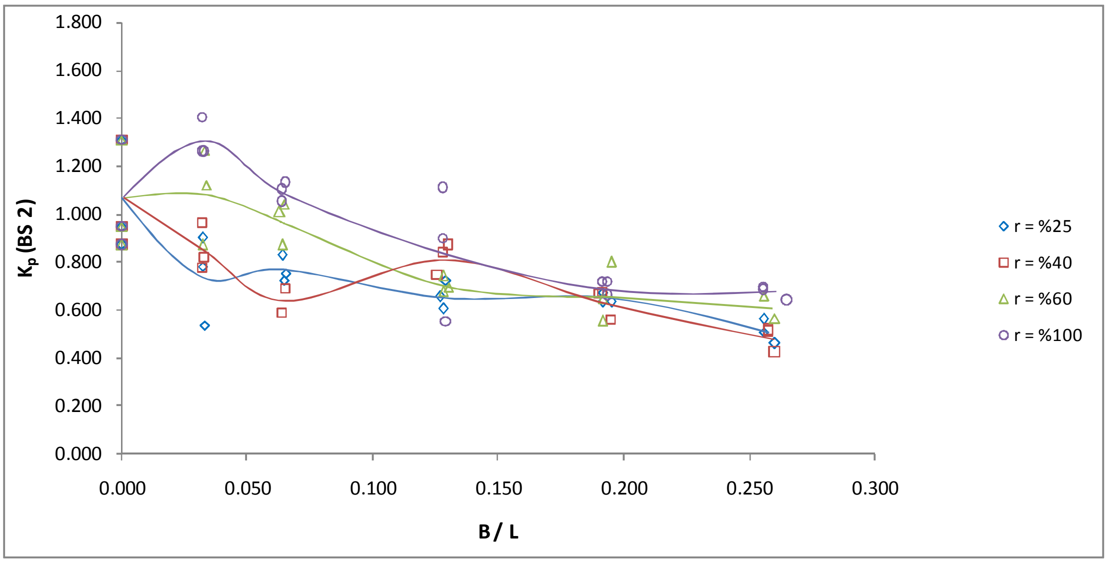
Alt odacığın geçirimsiz arka yüzünde yer alan BS_2 basınçölçeri H/L = 0,039~0,045, H/L = 0,060~0,073 ve H/L = 0,087~0,101 dalga dikliği grupları için sırasıyla Şekil 6.18, 6.19 ve 6.20'de özetlenen verileri kaydetmiştir.



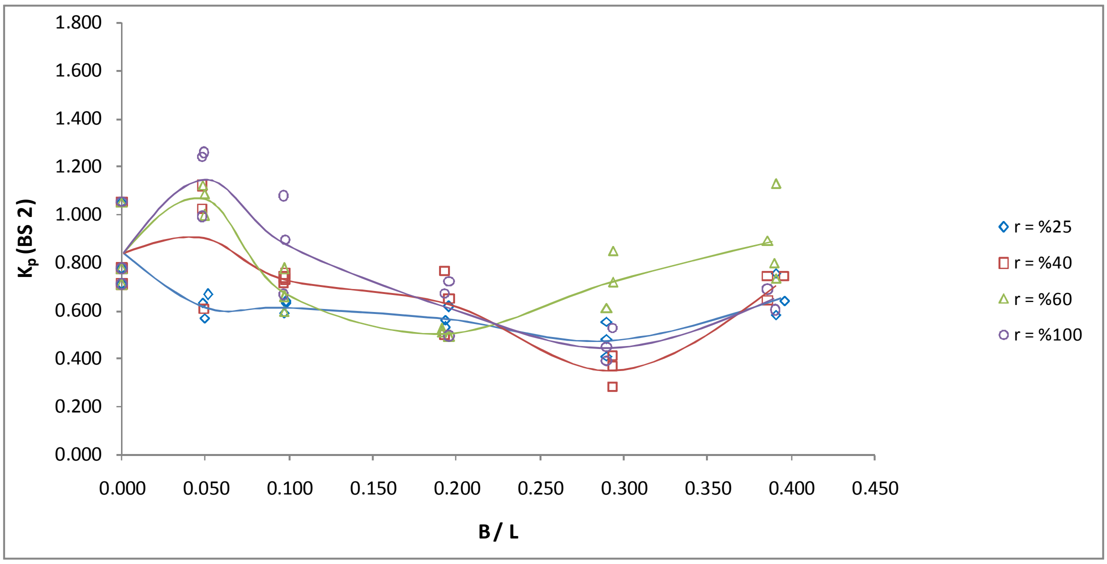
Şekil 6.18 : H/L = 0,039~0,045 için farklı r değerlerinde BS_2 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

Yukarıda bahsedildiği üzere bu çalışmada yürütülen deneylerde akımı bozmadan geçirimli önyüzdeki basınçları ölçmek mümkün olmamıştır. Dolayısıyla BS_2 ve BS_3 basınçölçerleriyle kaydedilen veriler düz düşey yüzeyli yapı durumuyla karşılaştırılırken bu nokta dikkate alınmalıdır.

Şekil 6.19 ve 6.20'de verilen son iki grup dalga dikliğinde yapılan deneyler değerlendirildiğinde, düz düşey duvarı temsil eden B/L = 0 durumundaki K_p değerlerinin dahi bir miktar saçılım gösterdiği dikkat çekmektedir. Bu noktada dinamik basınç değerlerinin denklem (6.3) ile verilen şekilde H ile boyutsuzlaştırılmasının elde edilen parametreyi dalga yüksekliğinden tam olarak bağımsızlaştırmadığı anlaşılmaktadır. Zira dalga yüksekliği ve periyodu kadar, dalga yüksekliğinin ve periyodunun derinliğe göre büyüklüklerinin de dinamik dalga yüklerini etkilediği bilinmektedir (Sarpkaya ve Isaacson, 1981).



Şekil 6.19 : *H/L* = 0,060~0,073 için farklı *r* değerlerinde BS_2 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.



Şekil 6.20 : *H/L* = 0,087~0,0101 için farklı *r* değerlerinde BS_2 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

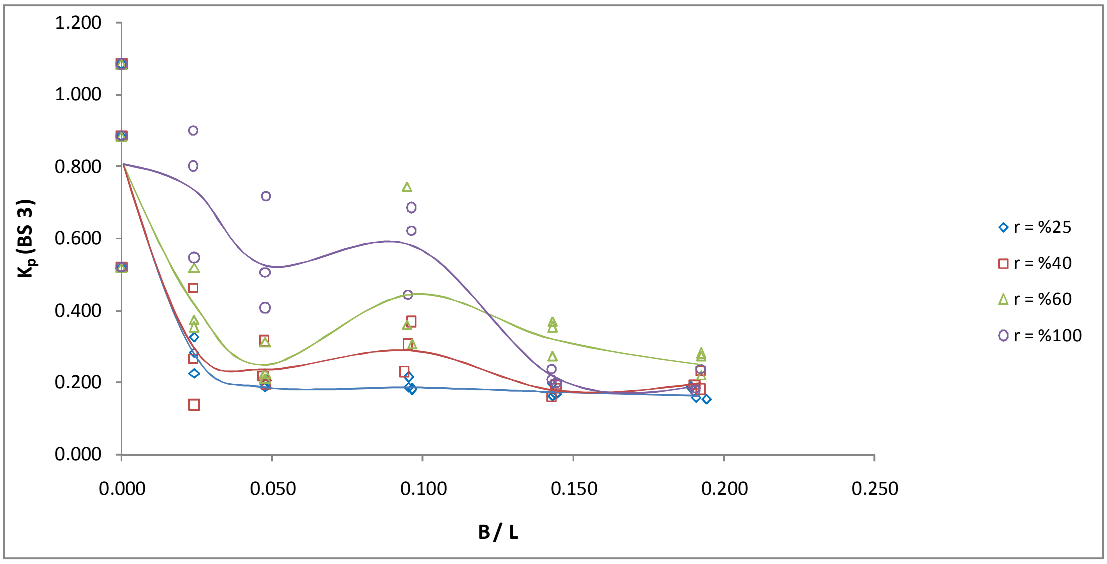
H/L = 0,039~0,045 dalga dikliği grubundaki dalgalarla yapılan deneylerde, alt odacığın arka yüzüne etkiyen dinamik basınçların düz düşey duvara göre kesin biçimde daha düşük olması için *B/L* oranının 0,15'ten büyük olması gerektiği görülmüştür (Şekil 6.18). Dahası, tamamen açık önyüz ile %25 boşluklu önyüzün birbirlerinin aksi durumlar tanımlamalarına rağmen alt odacık arkayüzünde ölçülen K_p-*B/L* ilişkisi açısından oldukça benzer davranışlar gösterdikleri; yine de dalganın odacık içine serbestçe dolmasını sağlayan tamamen açık önyüzün %25 boşluklu önyüze göre daha yüksek boyutsuz dinamik basınç değerleri verdiği görülmüştür. Önyüz boşluk oranı %40 ve %60 olan deneylerde ise BS_2'nin kaydettiği değerler mertebe olarak birbirlerine yakındır. B/L'nin küçük değerlerinde basıncın artması burada da görülmüş, özellikle önyüzsüz odacıklarla yapılan deneylerde BS_2'de ölçülen K_p'nin düz düşey yüze göre ortalama *1,6 kata* kadar yükseldiği tespit edilmiştir.

Küçük odacık genişliklerinde görülen bu basınç artışı, H/L = 0,060~0,073 grubundaki dalgalar altında yalnızca r = %60 ve r = %100 için tespit edilmiştir. Boşluk oranı %40 ve %25 seçilerek yapılan deneylerde ise, BS_2 bölgesindeki basınç tüm B/L değerleri için genel olarak düz düşey yüze göre daha düşük oluşmuştur.

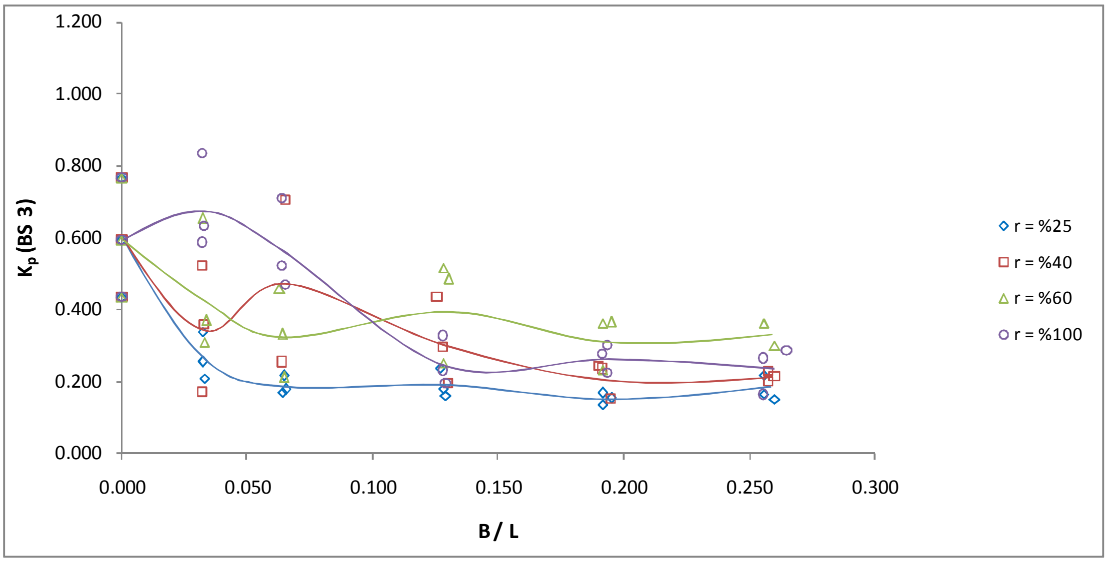
En dik dalgaları barındıran H/L = 0,087~0,0101 grubunda ise %25 dışında bütün r değerleri, küçük odacık genişliklerinde yüksek basınçlar vermiştir. Şekil 6.20'de verilen grafikten de takip edilebileceği gibi, basınç değerlerinde (tıpkı yansıma değerlerinde olduğu gibi) B/L'ye göre *periyodik bir bileşen* göze çarpmaktadır. K_p değerleri boyutsuz odacık genişliği büyüdükçe düşmüş, 0,15'i geçince referans değerlerin altına inmiş, 0,03 civarında bir yerel minimuma ulaştıktan sonra tekrar artmaya başlayarak 0,04 civarında referans değerler seviyesine ulaşmıştır. Şekil 6.18 ve 6.19'la sunulan deney gruplarında B/L değeri 0,25 seviyesini aşmamış olmasına rağmen, bu seriler uzatıldıkça Şekil 6.20'dekine benzer bir davranışın görülebileceği anlaşılmaktadır.

Üst odacığın geçirimsiz arkayüzündeki BS_3 basınçölçeriyle kaydedilen veriler, yukarıda belirtilen üç farklı dalga dikliği grubu için küçükten büyüğe doğru Şekil 6.21, 6.22 ve 6.23'te özetlenmiştir.

Bölüm 4'te ifade edildiği üzere, akım odacıklı kesonun tasarımındaki ana fikir, üst odacığın dalgayı büyük ölçüde akıma dönüştürerek enerjisini sönümlemesidir. Alt odacık da geçirimli önyüzü ve büzülme etkisiyle dalga enerjisini sönümlemekte, ancak dalga formunu üst odacık kadar bariz biçimde bozmamaktadır. Bu durumda, önceki paragrafta adı geçen üç şekil ile sunulan BS_3 basınçölçerinin sonuçlarında BS_2'de kaydedilen basınç serilerinde bariz olarak göze çarpan periyodik bileşenin bu derece net ortaya <u>çıkmaması</u> beklenecektir. Nitekim bu şekillerin tümünde B/L arttıkça boyutsuz basıncın belli bir limit değere doğu (üssel olarak) azaldığı ve periyodik bileşenin ancak bazı küçük salınımlar biçiminde oldukça *silik* olarak ortaya çıktığı görülebilmektedir. Bu sonuç yukarıdaki yargıyı destekler niteliktedir. Bölüm 7 ve Bölüm 8'de akım odacıklı kesonun bu *iki bileşenli mekanizması* farklı yöntemlerle ele alınmış ve teorik olarak açıklanmaya çalışılmıştır.

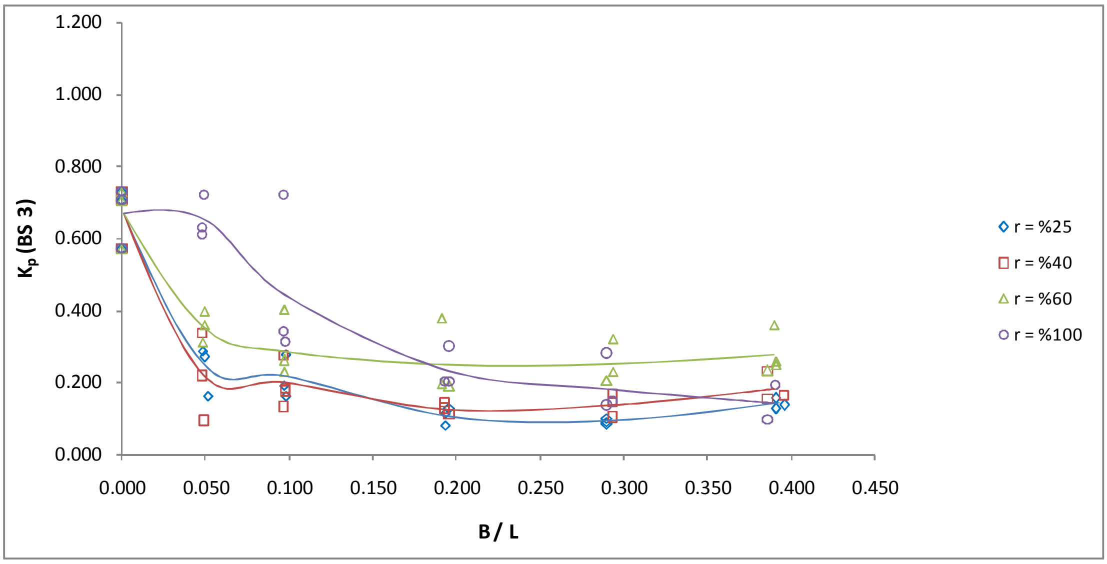


Şekil 6.21 : *H/L* = 0,039~0,045 için farklı *r* değerlerinde BS_3 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.



Şekil 6.22 : *H/L* = 0,060~0,073 için farklı *r* değerlerinde BS_3 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

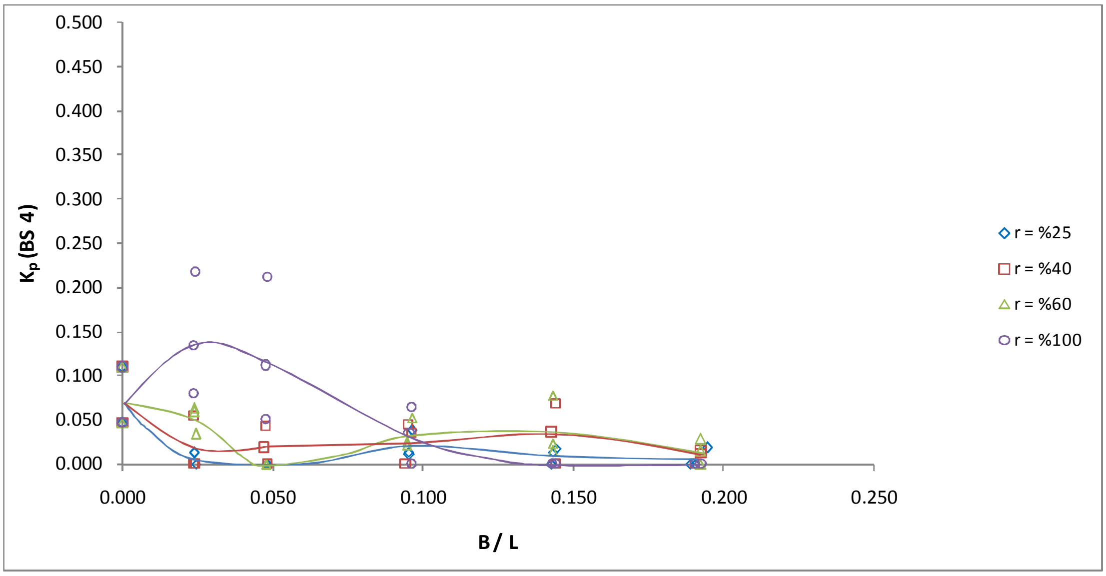
BS_3 verilerinde her üç grup dalga dikliği için de r = %25 serisinin benzer bir davranış sergilediği görülmektedir: $B/L > 0,05$ için boyutsuz basınç değerleri referans değerin 1/3~1/4'ü kadar bir limit değere ulaşmaktadır ve periyodiklik çok zayıflamıştır. Diğer boşluk oranları için bir miktar periyodik salınımlar gözlense de, boşluk oranı azaldıkça seriler r = %25 serisine yaklaşmaktadır. Bu davranış her üç dalga dikliği grubunda görülmekte, ancak en açık olarak en dik dalgaları içeren H/L = 0,087~0,101 grubunda (Şekil 6.23) ortaya çıkmaktadır.



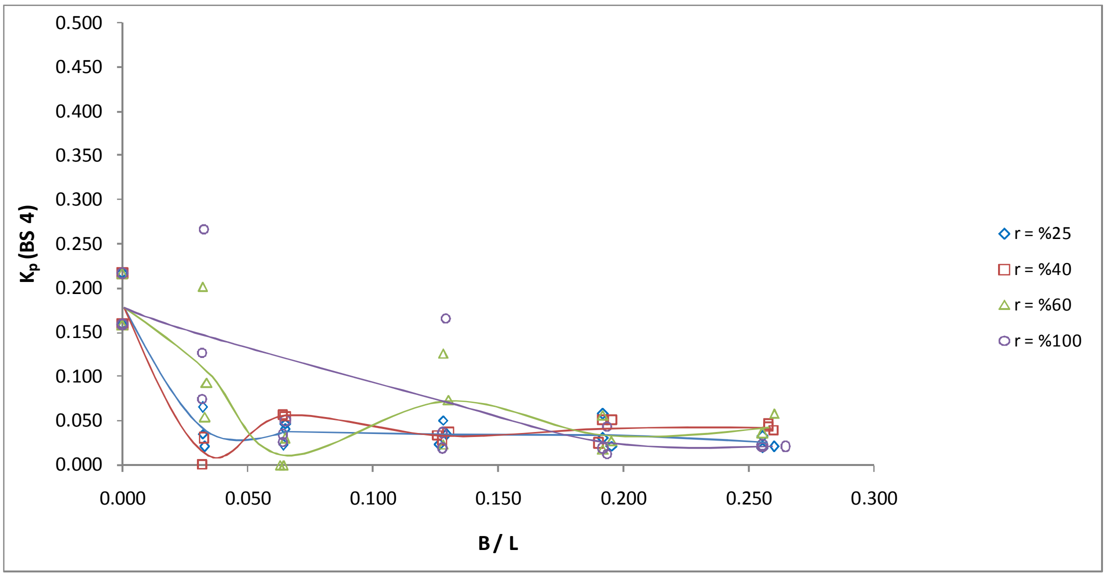
Şekil 6.23 : H/L = 0,087~0,0101 için farklı r değerlerinde BS_3 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

BS_4 basınçölçeri SSS'nin üstündeki geçirimsiz bölgede yer aldığı için, bu basınçölçer ile kaydedilen veriler hem dalga tırmanması ile ilintili olmaları, hem de düz düşey yüzeyli önyüzle direkt olarak karşılaştırılabilmeleri açısından değerli verilerdir. Bu veriler H/L = 0,039~0,045, H/L = 0,060~0,073 ve H/L = 0,087~0,101 dalga dikliği grupları için sırasıyla Şekil 6.24, 6.25 ve 6.26'da sunulmuşlardır.

Şekil 6.24'ten, uzun dalgalarda r = %100 koşulundaki yapının B/L < 0,05 mertebesindeki kısa odacık için tırmanma bölgesindeki dinamik basıncı bir miktar arttırdığı söylenebilir. Benzer davranış BS_1 (Şekil 6.15) ve BS_2 (Şekil 6.16) verilerinde de dikkat çekmiştir. Nitekim Şekil 6.10'da da görülebileceği gibi önyüzsüz odacık koşulunda (r = %100) yansıma oranı B/L = 0,023 için 0,95 mertebesinde iken B/L = 0,045 olduğunda birden 0,41 mertebesine düşmüştür. Bu durumda, boşluksuz önyüz ve kısa odacık koşulunda tırmanma bölgesine *etkiyen uzun dalgaların çarpma basınçlarının* arttığı sonucuna varılabilir. Diğer boşluk oranları ise BS_4'te B/L oranı ile azalarak 0 veya ona yakın bir limit değere doğru yaklaşan basınç değerleri vermiştir.

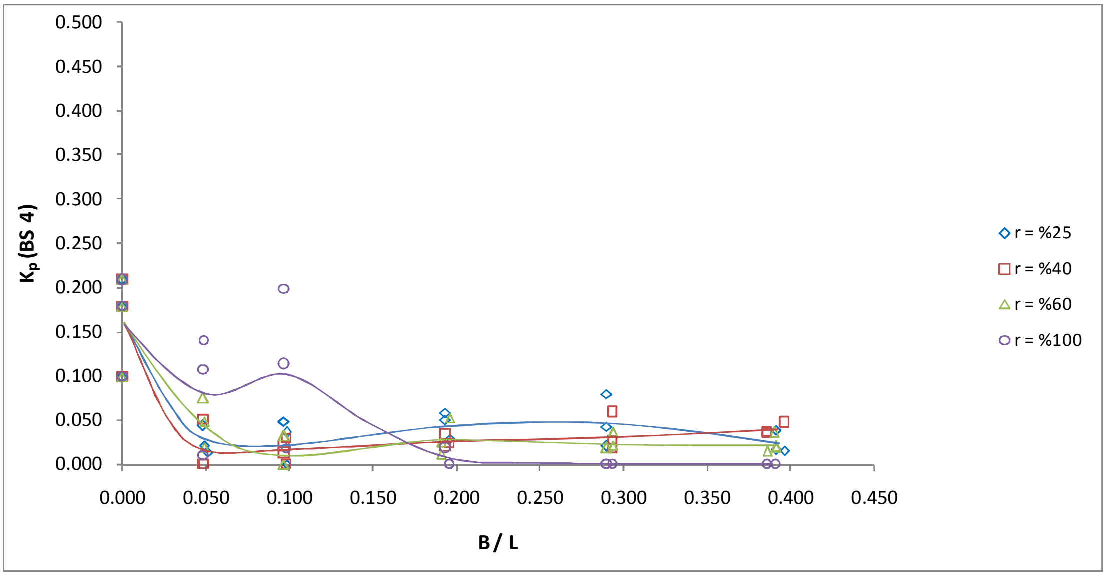


Şekil 6.24 : *H/L* = 0,039~0,045 için farklı *r* değerlerinde BS_4 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.



Şekil 6.25 : *H/L* = 0,060~0,073 için farklı *r* değerlerinde BS_4 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

Dalga dikliği arttıkça (*H/L* = 0,060~0,073 ve *H/L* = 0,087~0,101 gruplarında) dalgaların bağıl olarak büyümesiyle boyutsuz basınç değerlerinin de 0'ın bir miktar üzerine çıktığı gözlenmektedir (Şekil 6.25 ve 6.26). Önyüz boşluk oranı azaldıkça tüm seriler *r* = %25 için ölçülen az saçılımlı ve düzenli K_p-*B*/*L* serisine yaklaşmaktadır (Şekil 6.26). Ayrıca BS_4 ile kaydedilen tüm basınç serilerinde (diğer basınçölçerler ile kaydedilen verilerde olduğu gibi) zayıf da olsa *B*/*L*'ye göre periyodik değişen bir bileşenin izine rastlanmaktadır.



Şekil 6.26 : *H/L* = 0,087~0,0101 için farklı *r* değerlerinde BS_4 ile kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları (K_p) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

6.1.2.2 Düzenli dalgalar altında dinamik itki kuvvetleri

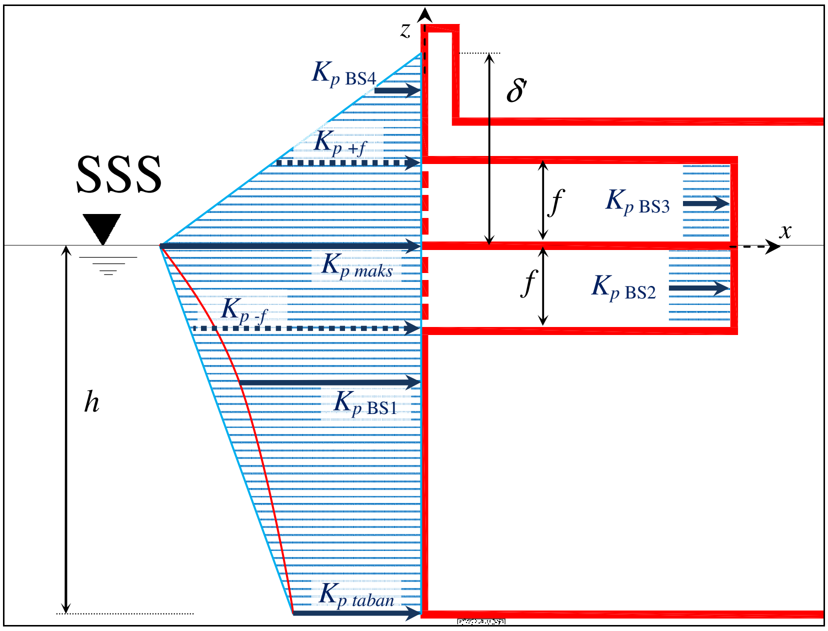
Düşey yüzlü yapıların boyutlandırılmasında dinamik basınçların dalga ilerleme yönündeki yatay bileşeni esas alınmaktadır. Tez çalışması kapsamında incelenen yapı için bu bileşen şematik olarak Şekil 6.27'de gösterilmiştir. Şekilden de görülebileceği gibi Goda'nın (1985) hesap metoduna uygun olarak keson önyüzüne etkiyen basıncın SSS'nde maksimum değerine ulaştığı ve tabandaki değerine doğru lineer olarak azaldığı kabul edilmektedir (bknz. Bölüm 2). Hâlbuki lineer dalgalar gerçekte üssel olarak azalan bir düşey basınç dağılımı sergilemektedirler (Şekil 6.27'de kırmızı eğri). SSS üstünde ise, basınç tırmanma yüksekliğine kadar lineer olarak azalmakta ve tam bu noktada sıfırlanmaktadır.

Bu çerçevede Denklem (6.4) ile tanımlanan boyutsuz itki kuvveti katsayısının basınç verileri değerlendirilerek hesabında, aşağıdaki kabuller yapılmıştır:

1. Yapı önyüzünün en alt noktasına etkiyen basınç ($K_{p\ taban}$) ile SSS seviyesine etkiyen maksimum basınç, BS_1 verisi kullanılarak lineer dalga teorisinde verilen üssel azalan fonksiyon ile hesaplanmıştır. Bu fonksiyon Goda'nın da (1985) kendi dinamik dalga yükü hesabında türettiği şekilde denklem (2.12)'de görülebilir. Bu denklem kullanılarak $K_{p\ maks}$ / $K_{p\ BS1}$ ve $K_{p\ taban}$ / $K_{p\ BS1}$ oranları şu şekilde bulunabilecektir (Basınçölçerlerin konumları Şekil 6.14'te gösterilmiştir):

$$\frac{K_{p\,maks}}{K_{p\,\mathrm{BS1}}} = \left[1 - \frac{0{,}115}{0{,}540}\left(1 - \frac{1}{\cosh(2\pi 0{,}54/L)}\right)\right]^{-1} \tag{6.9}$$

$$\frac{K_{p\,taban}}{K_{p\,\mathrm{BS1}}} = \frac{1}{\cosh(2\pi 0{,}54/L)}\left[1 - \frac{0{,}115}{0{,}540}\left(1 - \frac{1}{\cosh(2\pi h 0{,}54/L)}\right)\right]^{-1} \tag{6.10}$$



Şekil 6.27 : Akım odacıklı kesona etki eden dinamik basınçların dalga ilerleme yönündeki yatay bileşeninin şematik gösterimi.

2. Dinamik basınç SSS'nden itibaren yukarıya doğru tırmanma yüksekliğinde 0 olacak şekilde lineer olarak azalmaktadır. Bu noktada, hesaplanan $K_{p\ maks}$ değeri ve ölçülen $K_{p\ BS4}$ değeri kullanılarak üçgen benzeşimiyle tırmanma yüksekliği bulunabilecektir. Ancak bu yükseklik, önceki bölümde açıklanan biçimde ölçülen tırmanma yüksekliği ile (dalganın lineerliğinin bir miktar bozulması nedeniyle) örtüşmeyebilecektir. Bu çalışmada itki kuvveti hesabında kullanılacak tırmanma yüksekliğinin (δ') hesaplanması için aşağıdaki yöntem önerilmektedir:

$$\delta' = \begin{cases} \mathrm{mak}\left[\dfrac{0{,}135 K_{p\,mak}}{\left(K_{p\,mak} - K_{p\,\mathrm{BS4}}\right)}; HK_{ru}\right] & ; \quad K_{p\,\mathrm{BS4}} > 0 \\ HK_{ru} & ; \quad K_{p\,\mathrm{BS4}} = 0 \end{cases} \quad \text{(m)} \tag{6.11}$$

Burada ilk terim üçgen benzerliğinden bulunan tırmanma yüksekliği, ikinci terimde yer alan K_{ru} ise denklem 6.2 ile tanımlanan ve deney bulguları için Tablo 6.1'de özetlenen boyutsuz tırmanma katsayısıdır. Bu iki değerden büyük olanın alınması basınç dağılımından hesaplanacak itki kuvveti açısından *güvenli tarafta kalınmasını* sağlayacaktır. BS_4'te ölçülen basınç 0 olduğunda ise formül icabı ikinci terim kullanılmaktadır. Denklem (6.11) ile bulunacak tırmanma yüksekliğinin birimi de (SSS ile BS_4 basınçölçeri arasında kalan mesafe 0,135 m olarak verildiği ve H dalga yüksekliği de metre olarak kullanılacağı için) "m" olacaktır.

3. Odacıkların arkayüzlerinde ise sabit bir basınç dağılımı kabulü yapılmıştır. Buna göre BS_2 ve BS_3 basınçölçerleri ile kaydedilen verilerin sırasıyla alt ve üst odacığın arkayüzündeki sabit basınç değerini tanımladığı kabul edilecektir.

4. Maksimum dinamik dalga basıncının kesonun önyüzü ile odacıkların arkayüzlerine etkime süreleri arasında bir gecikme zamanı olduğu açıktır. Bu gecikme zamanı dalga orbital hareketi açısal frekansı ile boyutsuzlaştırılarak faz farkı şeklinde ifade edilebilir:

$$\varphi_{basınç} = t_{gecikme}\,\omega = \frac{2\pi\, t_{gecikme}}{T} \qquad \textbf{(6.12)}$$

   Burada $t_{gecikme}$ gecikme zamanını, ω gelen dalganın açısal frekansını ve $\varphi_{basınç}$ da yukarıda açıklanan basınç faz farkını göstermektedir. Yapılan deneyler boyunca kaydedilen basınç zaman serileri ve video görüntüleri incelendiğinde gecikme zamanının üst ve alt odacıklar için birbirlerine yakın değerler verdiği, temel olarak odacık genişliğine bağlı olmakla birlikte aralarında tam bir korelasyon olmadığı görülmüştür. Zira gecikme zamanının genel olarak yansıma karakterine benzer şekilde B/L = 0,10~0,15 aralığında en yüksek değerlerine ulaştığı, ancak aynı B/L değerleri için bile oldukça farklı gecikme zamanları ortaya çıkabildiği tespit edilmiştir. Bu doğrultuda hesaplanan $\varphi_{basınç}$ gecikme fazının en düşük değeri 0, en yüksek değeri ise yaklaşık $3\pi/4$ mertebesindedir. Sonuç olarak dinamik itki kuvveti açısından *güvenli tarafta kalınması* için yapının önyüzüne ve odacıkların arkayüzlerine *aynı anda pik dinamik dalga basınçları etkidiği* kabul edilmiştir.

Burada özetlenen dört temel kabul çerçevesinde yapıya etkiyen boyutsuz dinamik itki kuvvetleri aşağıdaki şekilde hesaplanabilir. Öncelikle $-f$ ve $+f$ kotundaki dalga basınçları (K_{p-f} ve K_{p+f}) bulunarak geçirimli ve geçirimsiz önyüze etki eden basınçların ayrı ayrı toplanması sağlanacaktır:

$$K_{p-f} = K_{pmak} - \frac{\left(K_{pmak} - K_{ptaban}\right)0,08}{0,54} \tag{6.13}$$

$$K_{p+f} = \begin{cases} \dfrac{K_{pmak}\left(\delta' - 0,08\right)}{\delta'} & ; \quad \delta' > 0,08 \\ 0 & ; \quad \delta' \le 0,08 \end{cases} \tag{6.14}$$

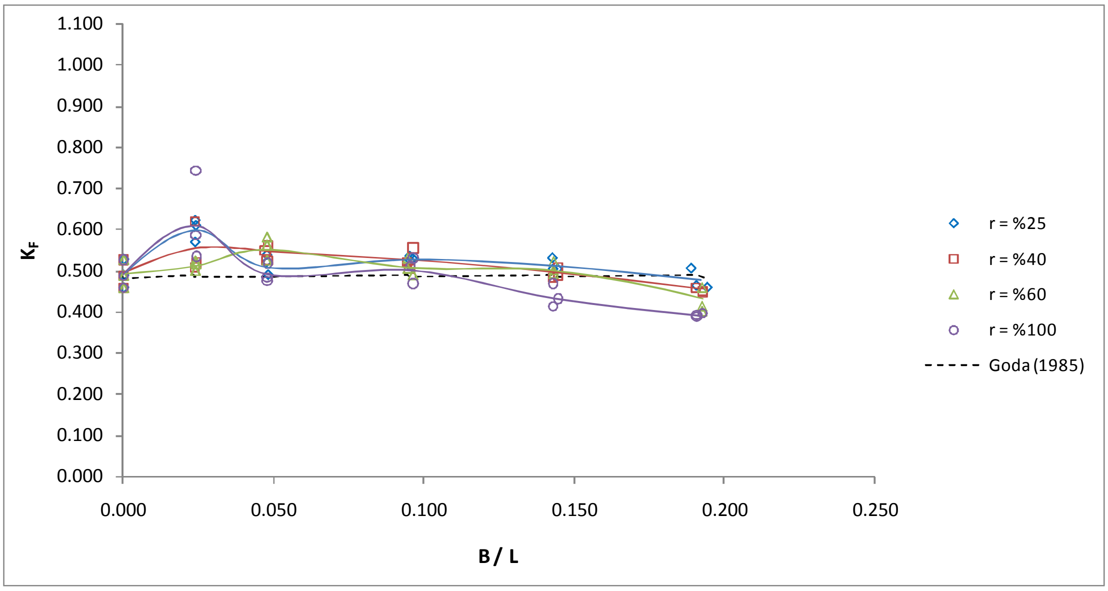
Böylece boyutsuz dinamik itki katsayısı K_F, Şekil 6.27'de verilen basınç alanının toplanması ile bulunabilecektir:

$$K_F = \left[\begin{array}{l} \dfrac{\left(K_{p-f} + K_{ptaban}\right)0,46}{2} \\ + \dfrac{\left(2K_{pmak} + K_{p-f} + K_{p+f}\right)0,08\left(1-r\right)}{2} \\ + \dfrac{K_{p+f}\left(\delta' - 0,08\right)}{2} + 0,08\left(K_{pBS2} + K_{pBS3}\right) \end{array} \right] \left(\frac{1}{0,54 + \delta'}\right); \; \delta' > 0,08 \tag{6.15a}$$

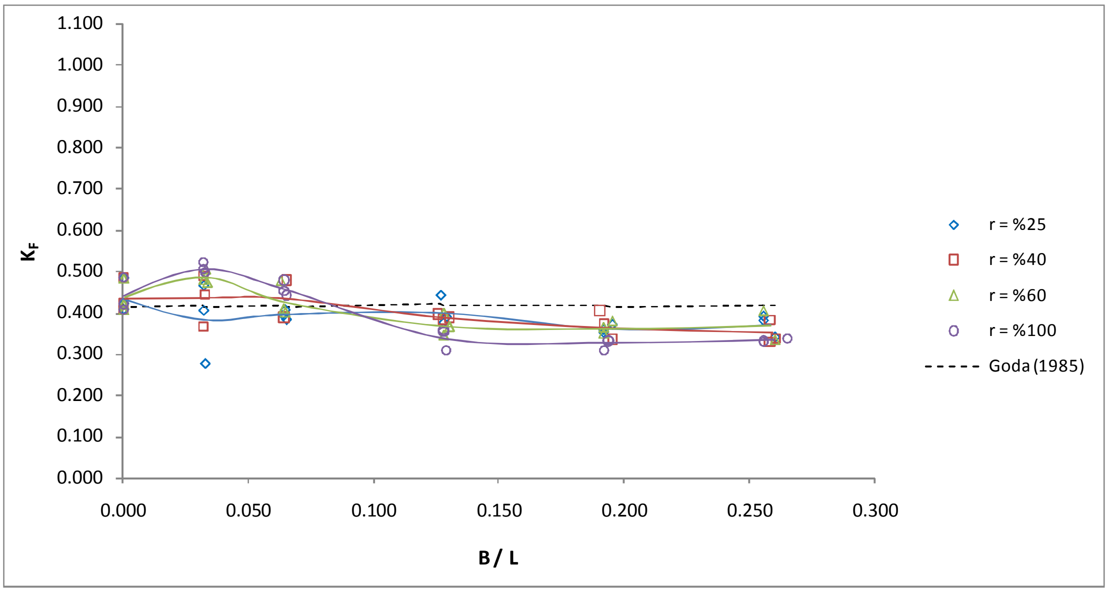
$$K_F = \left[\begin{array}{l} \dfrac{\left(K_{p-f} + K_{ptaban}\right)0,46}{2} \\ + \dfrac{\left(K_{pmak} + K_{p-f}\right)0,08\left(1-r\right)}{2} \\ + \dfrac{K_{pmak}\delta'\left(1-r\right)}{2} + 0,08\left(K_{pBS2} + K_{pBS3}\right) \end{array} \right] \left(\frac{1}{0,54 + \delta'}\right) \; ; \; \delta' \le 0,08 \tag{6.15b}$$

Deneysel çalışmadan elde edilen basınç değerleri kullanılarak denklem (6.15) ile hesaplanan boyutsuz dinamik itki katsayılarının *B*/*L* oranına göre değişimi; *H*/*L*= 0,049~0,045, *H*/*L* = 0,060~0,073 ve *H*/*L* = 0,087~0,101 dalga dikliği grupları için sırasıyla Şekil 6.28, 6.29 ve 6.30'da özetlenmiştir. Bu şekillerde, aynı dalga kuvvetleri için Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan itki kuvveti katsayıları da eşdeğer statik analiz ilkesi çerçevesinde (Kırkgöz ve diğ., 2004) 1,25'lik bir büyütme faktörü ile çarpılmış olarak sunulmuştur. Görülebileceği gibi düz düşey duvar için tüm dalga dikliği gruplarındaki deneylerden elde edilen itki kuvveti katsayıları aynı dalgalar için Goda (1985) yöntemiyle hesaplanan değerlerle büyük oranda örtüşmektedir.

Göreceli olarak uzun periyotlu dalgaların denendiği *H*/*L* = 0,039~0,045 grubunda, tüm önyüz boşluk oranları için *B*/*L* < 0,05 koşulunda boyutsuz dalga itki kuvvetinde bir miktar artış gözlenmektedir. %25 ve %100 boşluk oranlarında bu artışın daha baskın olduğu göze çarpmaktadır. 0,05 < B/L < 0,10 koşulunda aşağı yukarı düz düşey duvara eşdeğer bir itki kuvveti görülürken, B/L > 0,10 olduğunda özellikle r = %100 serisinde azalma yönünde bir gidiş dikkat çekmektedir.

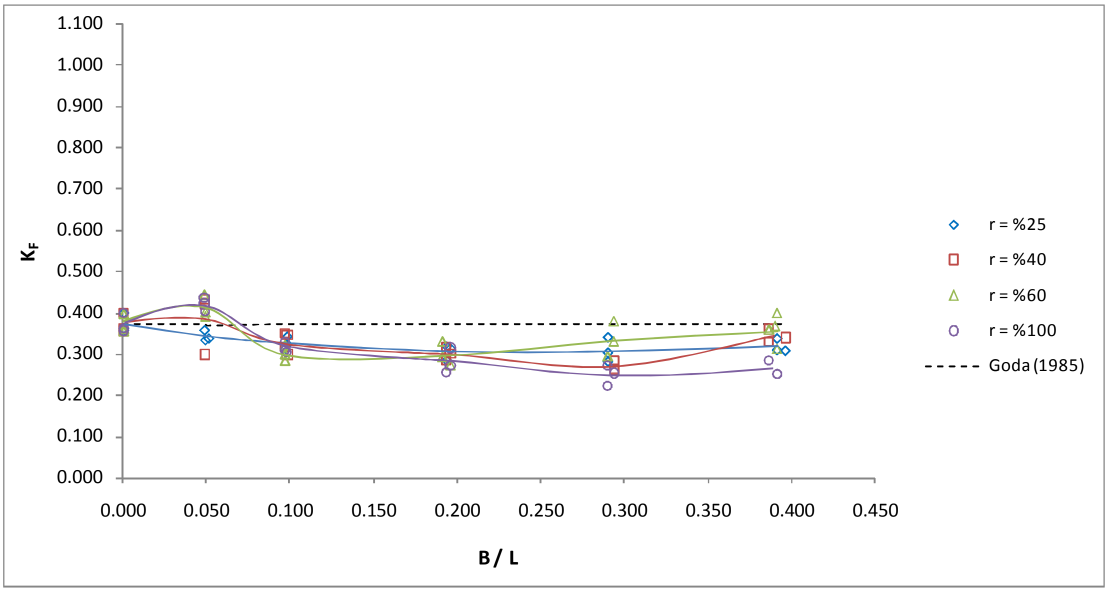


Şekil 6.28 : H/L = 0,039~0,045 grubunda farklı r değerleri için yapılan deneylerden elde edilen ve Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan boyutsuz itki kuvveti katsayıları (K_F) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.



Şekil 6.29 : H/L = 0,060~0,073 grubunda farklı r değerleri için yapılan deneylerden elde edilen ve Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan boyutsuz itki kuvveti katsayıları (K_F) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

H/L = 0,060~0,073 ve H/L = 0,087~0,101 gruplarında da B/L değeri yaklaşık 0,10'u aştığında itki kuvvetlerinin denenen bütün boşluk oranları için düz düşey yapıya göre azaldığı görülmüştür. Şekil 6.30'da B/L = 0,20~0,30 iken itki kuvvetlerinin 1/4~1/5 oranında azaldığı, daha büyük B/L değerlerinde ise (düz düşey yapıya oranla daha az kalmakla birlikte) özellikle %40 ve %60 boşluk oranı için bir miktar artabildiği görülmektedir. Bu salınımlı davranış Bölüm 6.1.2.1'de bahsedilen *periyodik bileşenin* zayıf bir izidir. Şekil 2.28 ve 2.29'da B/L'nin üst sınırı sırasıyla 0,19 ve 0,26 civarlarında olduğu için bu davranış gözlenememiş olsa da, daha uzun odacıkların denenmesi halinde gidişatın bu yönde olacağı anlaşılmaktadır.



Şekil 6.30 : H/L = 0,087~0,101 grubunda farklı r değerleri için yapılan deneylerden elde edilen ve Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan boyutsuz itki kuvveti katsayıları (K_F) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L) ilişkisi.

6.1.2.3 Düzenli dalgalar altında devrilme momenti

Düşey yüzlü kıyı yapılarının (özellikle kesonların) tasarımında kayma stabilitesi devrilme stabilitesine göre çok daha kritiktir (Ayhan, 2006; Goda, 1985). Başka bir deyişle kayma stabilitesi sağlanıyorsa devrilme stabilitesi çoğu durumda sağlanmış olmaktadır. Yine de çalışma kapsamında önerilen yapı konfigürasyonunun deneysel olarak incelenen dinamik dalga yükleri bölümünün tümlenmesi açısından, deney verilerinden devrilme momentlerinin de türetilmesi yerinde olacaktır.

Denklem (6.5) ile tanımlanan boyutsuz devrilme momenti katsayısı (K_M), Şekil 6.27'de verilen basınç dağılımı kabulü ve bölüm 6.1.2.2'de ifade edilen büyüklükler kullanılarak aşağıdaki biçimde hesaplanabilir:

$$K_M = \begin{bmatrix} \int_{-h}^{-f}\left(K_{p\,taban} + \frac{\left(K_{p-f} - K_{p\,taban}\right)(z+h)}{(h-f)}\right)(z+h)\,dz \\ +\int_{-f}^{0}\left(K_{p-f} + \frac{\left(K_{p\,mak} - K_{p-f}\right)(z+f)}{f}\right)(1-r)(z+h)\,dz \\ +\int_{0}^{\min\{f;\delta'\}}\left(K_{p\,mak} - \frac{\left(K_{p\,mak} - K_{p+f}\right)z}{\min\{f;\delta'\}}\right)(1-r)(z+h)\,dz \\ +\int_{f}^{\delta'} K_{p+f}\left(1 - \frac{(z-f)}{(\delta'-f)}\right)(z+h)\,dz \\ +\int_{-f}^{0} K_{p\,BS2}(z+h)\,dz + \int_{0}^{f} K_{p\,BS3}(z+h)\,dz \end{bmatrix} \times \frac{1}{(h+\delta')^2} \qquad \textbf{(6.16)}$$

Görüldüğü gibi bu denklemde parantezin içindeki dördüncü terim, dalga tırmanmasının üst odacığın üzerine çıkması durumunda 0 olmaktadır. İntegral işleminin tamamlanmasıyla boyutsuz devrilme momenti $\delta' \le f$ ve $\delta' > f$ durumları için sırasıyla (6.17a) ve (6.17b) ifadeleri ile bulunabilecektir.

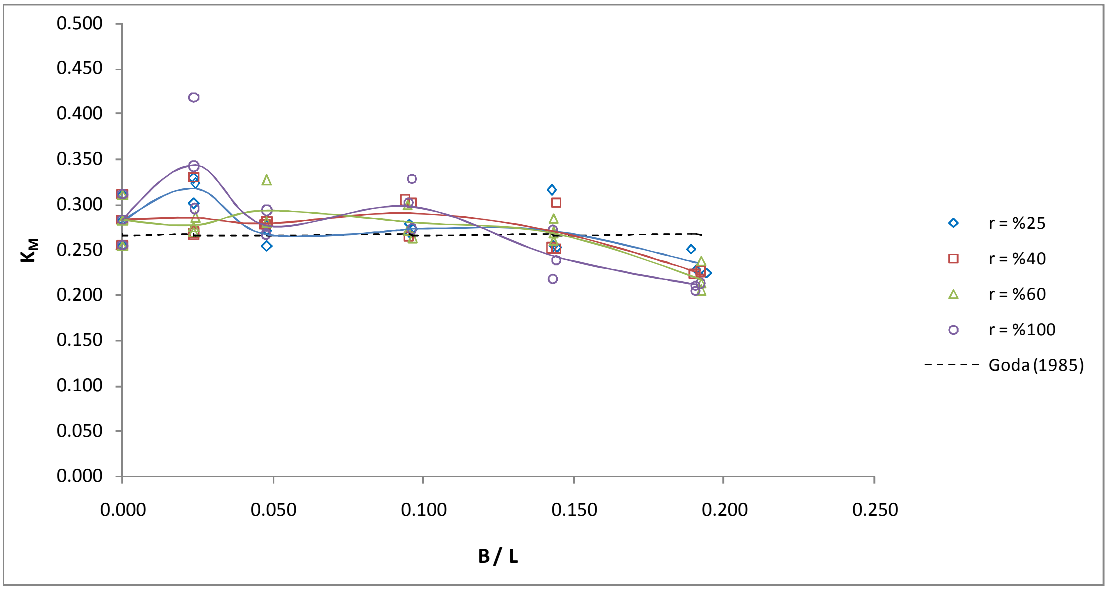
$$K_M = \begin{bmatrix} K_{p\,taban}\frac{(h-f)^2}{6} \\ +K_{p-f}\frac{2(h-f)^2 + (1-r)(3hf - 2f^2)}{6} \\ +K_{p\,mak}\frac{(1-r)(\delta'^2 + 3h\delta' + 3hf - f^2)}{6} \\ +K_{p\,BS2}\frac{2hf - f^2}{2} + K_{p\,BS3}\frac{2hf + f^2}{2} \end{bmatrix} \times \frac{1}{(h+\delta')^2} \quad ;\ (\delta' \le f) \qquad \textbf{(6.17a)}$$

$$K_M = \begin{bmatrix} K_{p\,taban}\frac{(h-f)^2}{6} \\ +K_{p-f}\frac{2(h-f)^2 + (1-r)(3hf - 2f^2)}{6} \\ +K_{p\,mak}\frac{(1-r)hf}{6} \\ +K_{p+f}\frac{(\delta'^2 + 4h\delta' - 2hf - 3f^2) + (1-r)(3hf + 2f^2)}{6} \\ +K_{p\,BS2}\frac{2hf - f^2}{2} + K_{p\,BS3}\frac{2hf + f^2}{2} \end{bmatrix} \times \frac{1}{(h+\delta')^2} \quad ;\ (\delta' > f) \qquad \textbf{(6.17b)}$$

Goda'ya göre (1985) devrilme momenti ise Bölüm 2'de açıklanan ve Şekil 2.2'de gösterilen büyüklüklere göre;

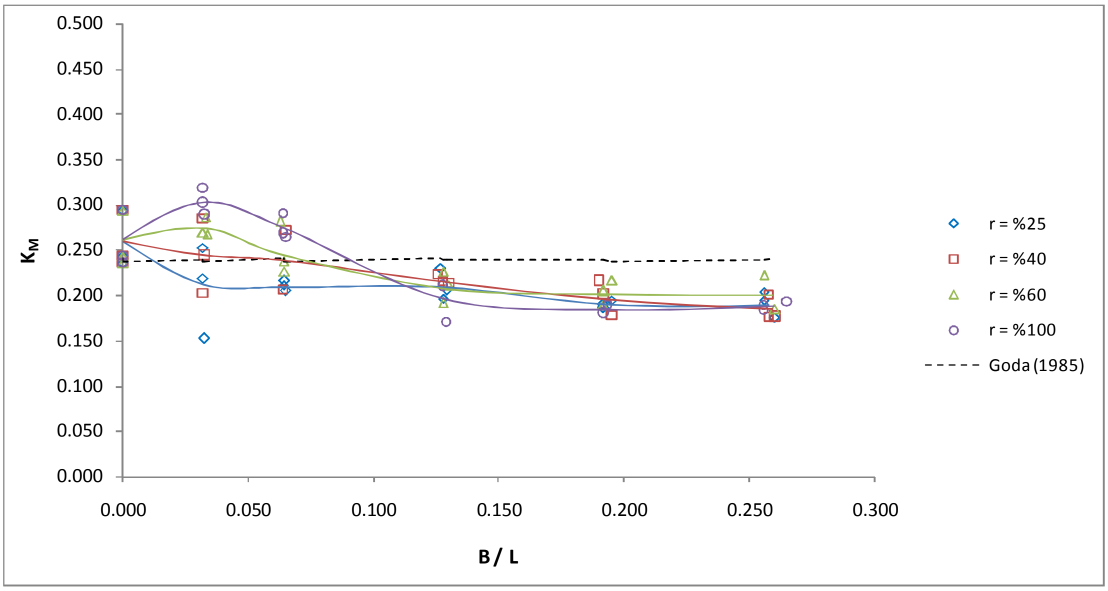
$$K_M = 1,25\left[\frac{0,0486\ P_3 + \left(0,1\overline{6}\ \eta^{*2} + 0,27\ \eta^{*} + 0,0972\right)P_1}{\left(0,54+\eta^{*}\right)^2\ \gamma_0 H}\right] \tag{6.18}$$

biçiminde bulunacaktır. Burada Goda'nın önerdiği yöntemle bulunan boyutsuz devrilme momenti katsayısının 1,25 ile çarpılmasının sebebi bölüm 6.1.2.2'de açıklandığı üzere çarpma basıncı etkisini dengelemektir. Bu hesaplara göre bulunan sonuçlar *H/L*= 0,049~0,045, *H/L* = 0,060~0,073 ve *H/L* = 0,087~0,101 dalga dikliği grupları için sırasıyla Şekil 6.31, 6.32 ve 6.33'te sunulmuştur.

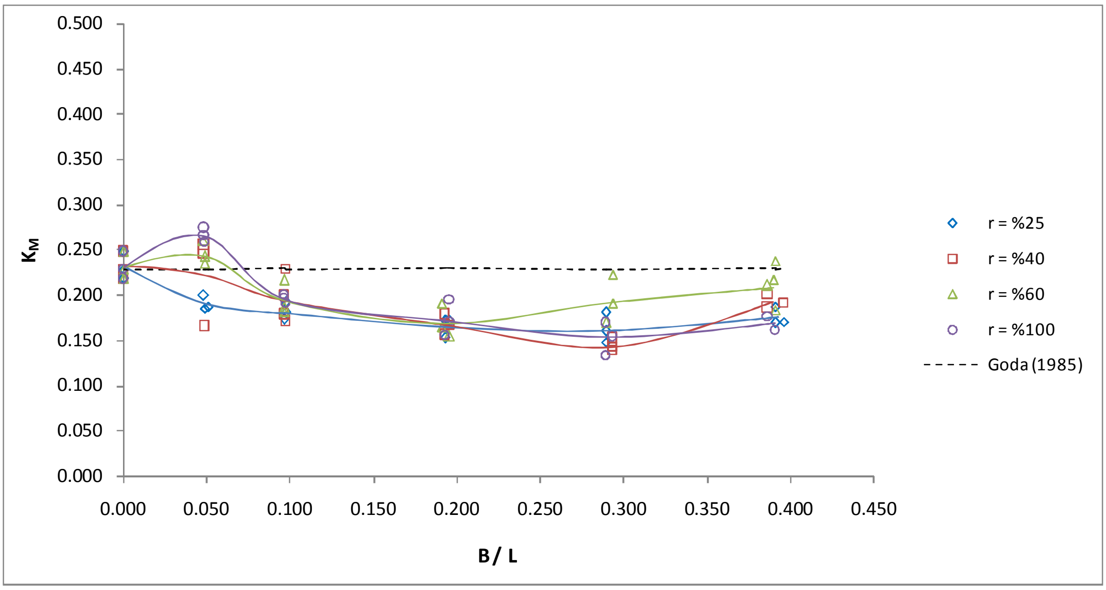


Şekil 6.31 : *H/L* = 0,039~0,045 grubunda farklı *r* değerleri için yapılan deneylerden elde edilen ve Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan boyutsuz moment katsayıları (K_M) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

Odacıklı keson üzerinde dinamik dalga basınçları dolayısıyla oluşan momentlerin hesabı, itki kuvveti karakteri ile birebir örtüşen bir K_M-*B*/*L* ilişkisi ortaya koymuştur. Bu örtüşme sırasıyla Şekil 6.28 ile 6.30, Şekil 6.29 ile 6.31 ve Şekil 6.30 ile 6.33'ün karşılaştırılmaları ile ortaya çıkmaktadır. Tıpkı K_F parametresinde olduğu gibi, K_M parametresi de küçük *B*/*L* değerleri için (özellikle bağıl olarak uzun dalgalarda) düz düşey yüze göre bir miktar yüksek gerçekleşmiş, 0,05 < *B*/*L* < 0,10 aralığında düz düşey duvar değerlerine gerilemiş, 0,25 < *B*/*L* < 0,30 civarında en düşük değerlerine ulaşmış ve *B*/*L* daha da büyüdükçe (daha önce de bahsedilen *periyodik bileşenden* ötürü) tekrar yükselişe geçmiştir.



Şekil 6.32 : *H/L* = 0,060~0,073 grubunda farklı *r* değerleri için yapılan deneylerden elde edilen ve Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan boyutsuz moment katsayıları (K_M) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.



Şekil 6.33 : *H/L* = 0,087~0,101 grubunda farklı *r* değerleri için yapılan deneylerden elde edilen ve Goda (1985) yöntemine göre hesaplanan boyutsuz moment katsayıları (K_M) ile boyutsuz odacık genişliği (*B/L*) ilişkisi.

6.2 Düzensiz Dalgalar için Fiziksel Model Sonuçları

Bölüm 6.1'de akım odacıklı kesonun gelen dalganın enerjisini sönümleme, dolayısıyla dalga yansıması ve dinamik dalga yüklerini azaltma performansı ortaya konulmuştur. Bu bölümde ise Tablo 5.2'de yer alan 21 adet düzensiz dalga deneyinin sonuçlarına göre yapının düzensiz dalgalar altındaki davranışı ana hatlarıyla incelenecektir. Bu deneylerin tamamında aynı dar bant spektrumu yansıtan düzensiz dalga serisinin kullanılması hedeflenmiştir. Bunun yanında model deneylerindeki düzensiz dalga serisi içerisindeki dalgaların yükseklikleri, doğadaki düzensiz dalga serilerinin yükseklik özelliklerini en iyi yansıtan Rayleigh olasılık dağılım fonksiyonuna da uymak durumundadır.

Öncelikle dalga spektrumu kavramı ve düzensiz dalga serilerinin istatistiksel özellikleri ışığında, düzensiz dalga özelliklerinin elde edilme yöntemlerine kısaca değinmek yerinde olacaktır (Bölüm 6.2.1 ve 6.2.2). Aşağıda açıklanacağı gibi, bu tez çalışmasında düzensiz dalgalarla yapılan deneylerde gelen ve yansıyan dalga serilerinin birbirlerinden ayrılmaları için yeni bir çözümleme tekniği kullanılmıştır. Bu teknik ve uygulanışı da bölüm 6.2.3'te özetlenmiştir.

6.2.1 Dalga spektrumu kavramı ve deney kayıtlarından dalga spektrumlarının elde edilmesi

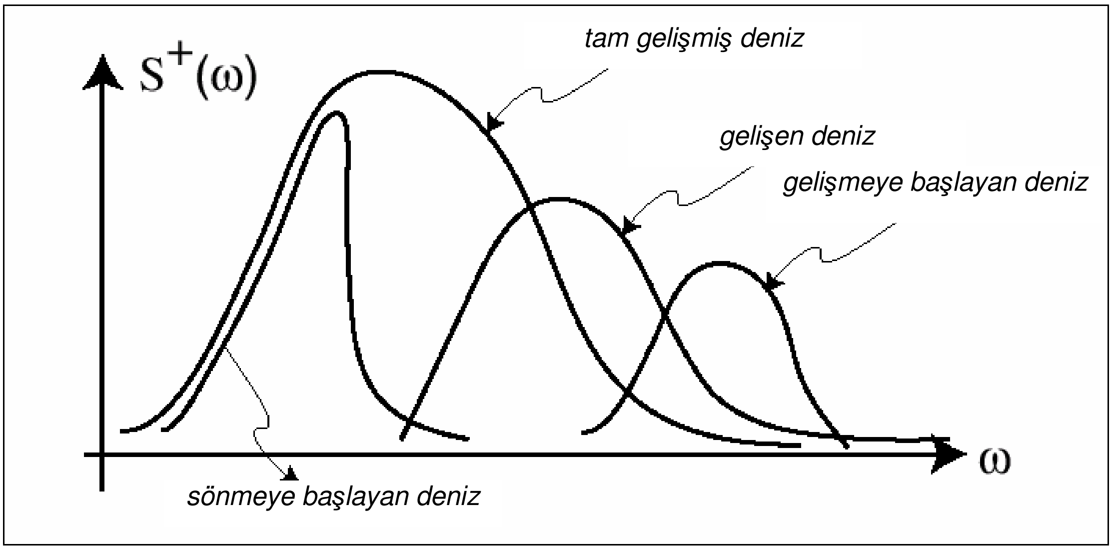
Spektrum fonksiyonu fiziksel olarak düzensiz dalga serisi içinde her frekansa tekabül eden enerjinin ifadesidir (Goda, 1985) ve boyutu uzunluğun karesi çarpı zaman [L^2.T] şeklindedir. Genel olarak bir dalga spektrumu aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir (Techet, 2005):

$$S(\omega) = \frac{\mathrm{A}}{\omega^5} e^{-\mathrm{B}/\omega^4} \qquad \textbf{(6.19)}$$

Burada S spektrum fonksiyonu, ω açısal frekans, A ve B spektrumda kullanılan ve düzensiz dalga serisinin özelliklerini yansıtan boyutlu sabitlerdir. Düzensiz rüzgar dalgalarının oluşturduğu spektrum fonksiyonunun şekli, denizin gelişmişlik durumuna (denizin fiziksel olarak taşıyabileceği dalga enerjisinin ne kadarının rüzgar enerjisi tarafından sağlandığına) bağlıdır. Şekil 6.34'te farklı spektrum şekilleri için denizin gelişmişlik durumu karşılaştırılmıştır.

Yerel rüzgarlar altında tam gelişmiş deniz durumunu betimleyen Pierson-Moskowitz spektrumu, *tek parametreli* olması itibarı ile en kolay karakterize edilen spektrum ifadesi sayılabilir. Genel şekli SI sisteminde (6.20)'deki gibidir.

$$S(\omega) = \frac{8{,}1}{10^3} \frac{g^2}{\omega^5} e^{-0{,}032\left(g/H_s\omega^2\right)^2} \qquad \textbf{(6.20)}$$



Şekil 6.34 : Denizin farklı gelişmişlik durumları için düzensiz dalga spektrumu şekillerinin kıyaslanması (Techet, 2005).

Burada g yerçekimi ivmesi (m/s^2), H_s ise düzensiz dalga serisinin en yüksek 1/3'lük dilimine karşılık gelen yükseklik olan *belirgin dalga yüksekliği*dir (m). Aslında Pierson-Moskowitz spektrumu iki parametreli bir spektrum olan Gamma spektrumunun özel bir halidir (Goda, 1985). İfadesi (6.21)'de verilmiş olan bu spektrumda belirgin dalga yüksekliğinin yanında düzensiz dalga serisinin analizinden elde edilen sıfırı kesme ortalama periyodu (T_z) da bağımsız değişken olarak kullanılmaktadır:

$$S(\omega) = \frac{4\pi^3 H_s^{\,2}}{T_z^{\,4}\omega^5} e^{-\frac{1}{\pi}\left(\frac{\omega T_z}{2\pi}\right)^{-4}} \qquad \textbf{(6.21)}$$

Bir kıyı bölgesinde, birden fazla bileşenin bir araya gelmesiyle oluşan *birleşik spektrumlar* da gözlemlenebilir. Bu olayın en bilinen örneğini solugan dalga (veya ölü deniz) tabir edilen açıktaki bir bölgede oluşmuş ve mesafe ile kısmen sönümlenerek gözlem bölgesine ulaşmış düzensiz dalga serileri teşkil etmektedir. Bu durumda gözlenen spektrum yerel rüzgar özelliklerinin etkilediği spektrum fonksiyonu ile solugan dalgaların spektrum fonksiyonunun toplamı olacaktır:

$$S(\omega) = S_{yerel}(\omega) + S_{solugan}(\omega) \qquad \textbf{(6.20)}$$

Dalgaların tek bir yönden gelmemesi, belli bir yönsel yayılım içermesi durumunu tanımlamak için spektrumlar bir *yönsel yayılım fonksiyonu* ile geliştirilebilmektedirler. Bu durumda spektrumun ifadesi aşağıdaki gibi olmaktadır:

$$S^{+}(\omega,\mu) = S(\omega)M(\mu,\omega) \tag{6.21}$$

Burada μ gelen dalganın baskın dalga yönüyle yaptığı açı ve M spektrumun yönsel yayılım fonksiyonudur (Techet, 2005). Bu yönsel yayılım fonksiyonu için literatürde birçok farklı yaklaşım ortaya konsa da, en bilineni ve deniz mühendisliği uygulamalarında en çok kullanılanı Mitsuyasu'nun 1975'te ortaya koyduğu yöntemdir (Goda, 2008a). Yine de kıyı yakınlarındaki bölgelerde, özellikle kıyı boyu katı madde hareketi veya kirletici yayılımı gibi süreçlerin incelenmesinde, her bir fırtınanın tek bir baskın yönden geldiği kabulü doğrultusunda hesaplama yürütülmesi günümüzdeki kıyı mühendisliği uygulamalarında hakim yaklaşımdır (Goda, 2008b).

Düzensiz bir dalga katarının sabit bir örnekleme aralığıyla sayısal olarak kaydedilmiş su kotu zaman serisinden dalga spektrumu birkaç aşamada elde edilebilmektedir. Spektrum açısal frekansın bir fonksiyonu olduğuna göre, öncelikle eldeki zaman serisinin tanım kümesini zamandan frekansa çevirmek gereklidir. Bu da eldeki zaman serisini sürekli, (-∞ , +∞) aralığında her noktada tanımlı ve türevlenebilir bir fonksiyon olarak kabul edip, Fourier serisi açılımıyla ifade ederek sağlanabilir. Bir fonksiyonun Fourier serisi açılımı kısaca sonlu değerdeki o fonksiyonun "sonsuz boyutlu bir uzaydaki vektörel ifadesi" şeklinde ortaya konabilir (Strang, 1988). Bu sonsuz boyutlu uzaydaki sonsuz sayıda vektör de birbirleriyle ortagonal özellikte olan sinüs ve kosinüs fonksiyonlarıyla ifade edilir. Eldeki zaman serisi η (t) fonksiyonu ise, Fourier serisi açılımı şu şekilde olacaktır:

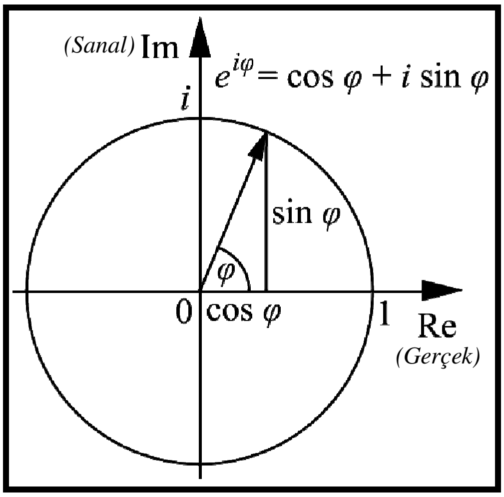
$$\begin{aligned} \lim_{N\to\infty} \eta(t) &= a_0 + a_1\cos t + b_1 \sin t + a_2 \cos 2t + b_2 \sin 2t + ... \\ &\quad ... + a_N \cos Nt + b_N \sin Nt \end{aligned} \tag{6.22}$$

Fourier serisinin N terimle ifade edilen yukarıdaki halinde n. terimin belirlenmesi için yapılan işlem ise Fourier dönüşümü olarak anılmaktadır.

Fourier dönüşümü ile bulunan terimler karmaşık sayı halindedir. Zira karmaşık sayıları ifade eden sanal eksen ile gerçek eksen ortagonaldir. Bu amaçla $i = \sqrt{-1}$ biçiminde bir sanal kök tanımlanırsa, bir karmaşık sayı $p = r + i\,q$ şeklinde olacaktır. Burada hem p hem de q reel sayılar olmak üzere, sırasıyla karmaşık sayının gerçek ve sanal kısmını ifade ederler. Karmaşık Kartezyen koordinat sisteminde $\vec{c}_n$ büyüklüğünde bir vektör;

$$\vec{c}_n = |c_n|(\cos\theta + i\sin\theta) = |c_n| e^{i\theta} \qquad \textbf{(6.23)}$$

şeklinde ifade edilecektir. Burada, matematik ve mühendislik hesaplamaları açısından tarihteki en önemli eşitliklerden biri sayılan *Euler eşitliği (özdeşliği)* görülmektedir (http://en.wikipedia.org/wiki/Euler's_identity, 2008). Bölüm 8'de ayrıntılı olarak açıklanacağı üzere; hem genel olarak iki boyutlu bir potansiyel akım ortamındaki akım ve potansiyel denklemlerinin ifadesinde, hem de özel olarak lineer dalgadaki hız potansiyeli fonksiyonunun zaman teriminden bağımsız halde (sadece uzaysal koordinatlarla) yazılabilmesi için karmaşık sayılardan ve Euler özdeşliğinden sıkça faydalanılmaktadır. Karmaşık Kartezyen koordinat sisteminde ifade edilen birim vektör Şekil 6.35'te gösterilmiştir.



Şekil 6.35 : Karmaşık düzlemde birim vektörün gösterimi ve Euler özdeşliği (*http://en.wikipedia.org/wiki/Euler's_identity*).

Yukarıda tanımlanan özelliklerdeki η (t) fonksiyonu için n. terimi veren Fourier dönüşümü ifadesi aşağıda verildiği gibidir:

$$c_n = \hat{\eta}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t)\, e^{-i\omega t}\, dt \qquad \textbf{(6.24)}$$

Burada ω, n. terim için tanımlanan açısal frekanstır ve şu şekilde ifade edilir:

$$\omega = 2\pi n \qquad \textbf{(6.25)}$$

Zaman serisi fonksiyonu artık frekans cinsinden tanımlandığı için spektrum fonksiyonu da aşağıdaki gibi hesap edilebilecektir:

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} |\hat{\eta}(\omega)|^2 \qquad \textbf{(6.26)}$$

Ne var ki deney verileri belli bir süre boyunca ($T_{kayıt}$) ve süreksiz olarak (Δt zaman aralıklarında) kaydedilmektedir. Bu durumda N adet veri ($\eta(t)$) için N-1 adet Fourier serisi terimi ($\hat{\eta}(\omega)$) elde edilebilecek ve bu dönüşüm için uygulanacak işlem de *ayrık* Fourier dönüşümü olacaktır (Strang, 1988). Bu durumda *n*. terim için açısal frekans;

$$\omega = \frac{2\pi n}{T_{kayıt}} \tag{6.27}$$

şeklinde hesaplanabilir. Veriler Δt zaman aralıklarında (veya $f_0 = 1/\Delta t$ örnekleme frekansıyla) kaydedildiği için N-1. terimin frekansı f_0, açısal frekansı da $\omega_0 = 2\pi f_0$ olacaktır. Bu durum, Fourier çözümlemesi örnekleme sıklığından daha ayrıntılı yapılamayacağı için tutarlılık arz etmektedir.

Süreksiz Fourier dönüşümü işlemini hızlı ve verimli olarak yapabilmek için en sık kullanılan yöntem "hızlı Fourier dönüşümü" (FFT) olarak bilinen algoritmadır. Bu algoritma sayesinde dönüşümün gerçekleştirilebilmesi için gerekli işlem sayısı muazzam derecede azaltılabilmektedir. Hızlı Fourier dönüşümünde veri sayısı her basamakta iki parçaya ayrılarak çapraz adresleme ile çözümlendiğinden, N toplam veri sayısı olmak üzere $\log_2 N$ değerinin tam sayı olması gerekmektedir. Birçok paket bilgisayar programı ile yapılabilen FFT işlemi bu tez çalışmasında MS Excel 2007 programındaki "veri çözümleme paketi eklentisi" ile gerçekleştirilmiştir.

6.2.2 Düzensiz dalga serilerinde dalga yüksekliklerinin istatistiksel özellikleri

Doğadaki değişkenlerin rastgeleliğinin genel itibarı ile *normal dağılıma* (Gauss dağılımına) uyduğu bilinmektedir. Ancak derin deniz düzensiz dalga serilerinde, başka bir deyişle bir fırtına esnasında derin su bölgesinde (h/L > 0,5) gözlenecek düzensiz dalgalarda, dalgalar eşperiyotluluğa yaklaştıkça (spektrum daraldıkça) yüksekliklerin Rayleigh dağılımı olarak bilinen olasılık dağılımına daha çok uydukları yapılan birçok çalışma ile ortaya çıkmıştır (Goda, 1985).

Rayleigh dağılımı tek parametreli bir dağılımdır ve olasılık yoğunluk fonksiyonu aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$p(x) = \frac{x e^{\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right)}}{\sigma^2} \tag{6.28}$$

Toplam olasılık fonksiyonu da;

$$P(x) = 1 - e^{\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right)} \quad \textbf{(6.29)}$$

şeklindedir. Olasılık dağılım parametresi olan σ, değişkenlerin aritmetik ortalama değeri μ_x ile;

$$\mu_x = \sigma\sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad \textbf{(6.30)}$$

biçiminde ilişkilendirilebilir. Eldeki N veri için ise σ değeri aşağıdaki ifadeyle tahmin edilecektir:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2N}\sum_{n=1}^{N} x_n^{\ 2}} \quad \textbf{(6.31)}$$

Denklem (6.29) ile verilen toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu aslında bir x değerinin *aşılmama olasılığını* ortaya koymaktadır. Buna göre Rayleigh dağılımı, dağılım parametresi ortalama dalga yüksekliği (H_{ort}) cinsinden ifade edilip, bir H_n dalga yüksekliğinin aşılma olasılığı cinsinden yazılırsa, denklem (6.32)'de verilen şekli elde edilecektir.

$$P(H > H_n) = e^{\left[-\frac{\pi}{4}\left(\frac{H_n}{H_{ort}}\right)^2\right]} \quad \textbf{(6.32)}$$

Buna göre, Rayleigh dağılımına uyan bir derin deniz düzensiz dalga serisinde, karakteristik dalga yükseklikleri arasında yaklaşık olarak sabit oranlar ortaya çıkması beklenecektir. H_{ort} ortalama dalga yüksekliği, H_s belirgin dalga yüksekliği ve $H_{1/n}$ de tüm dalgaların en yüksek $1/n$'lik bölümüne karşılık gelen dalga yüksekliği olmak üzere, tanım icabı $P(H > H_{ort}) = \frac{1}{2}$, $P(H > H_s) = \frac{1}{3}$ ve $P(H > H_{1/n}) = \frac{1}{n}$ olacaktır. Denklem (6.32) kullanılarak kolaylıkla aşağıdaki oran türetilebilir:

$$H_n = H_{ort}\sqrt{\frac{4}{\pi}\ln n} \quad \textbf{(6.33)}$$

Bu durumda karakteristik dalgalar arasındaki yaklaşık oranlar $H_{rms} \approx 1{,}13\ H_{ort}$, $H_s \approx 1{,}60\ H_{ort} \approx 1{,}42\ H_{rms}$ ve $H_{1/10} \approx 1{,}27\ H_s$ olarak bulunur. M dalga içeren bir serideki en yüksek dalga ise;

$$H_{mak} = H_{ort}\sqrt{\frac{4}{\pi}\ln M} \quad \textbf{(6.34)}$$

olacaktır. Örneğin 250 dalgalık dar bant spektrumlu bir derin deniz düzensiz dalga serisindeki en yüksek dalganın 2,65 H_{ort} ya da 1,66 H_s olması beklenecektir.

Anılan bu karakteristik dalgalara tekabül eden dalga periyotları da aynı indislerle gösterilir. Örneğin $T_{1/10}$ aksi belirtilmediği sürece $H_{1/10}$ dalgasının periyodudur. Bir düzensiz dalga serisindeki dalgaların periyotları arasında da şüphesiz bir istatistiksel ilişki beklenir, ancak bu ilişki dalga spektrumu ile ortaya konulmaktadır.

Düzensiz dalga serisi kayıtlarındaki en önemli parametrelerden biri de sıfırı kesme periyodu (T_z) olarak adlandırılan ortalama periyottur. Su kotu zaman serisi düzensiz dalgalara ayrıştırılırken, ortalama su seviyesini kesen her dalga için bulunan periyotların ortalaması olarak tanımlanabilir. Kaydedilen dalga verilerinden düzensiz dalga serisi oluşturulurken kendiliğinden ortaya çıksa da, ayrı olarak $T_z = T_{kayıt} / M$ şeklinde de elde edilebilir.

6.2.3 Deney kayıtlarından gelen ve yansıyan dalga spektrumlarının çözümlenmesi

6.2.3.1 Literatürde yer alan çözümleme yöntemleri

Düzensiz dalgalar ister doğada kaydedilmiş ister laboratuar ortamında üretilmiş olsun, bir engel tarafından yansıtıldıklarında gelen ve yansıyan bileşen olarak ayrıştırmaları gerekmektedir. Zira gelen dalganın enerjisinin bu engel tarafından yansıtılan bileşeni farklı bir spektral dağılım sergileyecek ve yapı önünde kaydedilen dalga zaman serilerinde bu iki spektrumun süperpozisyonu görülecektir. Tek bir noktada dalga kaydı yapılarak bu iki farklı spektrumun ayrıştırılması imkânsızdır, çünkü yansıyan dalga gelen dalga ile ters yönde hareket ediyor olsa da tek bir noktadaki kayıtlar yalnızca zamanın bir fonksiyonu olacak ve bu fark gözlemlenemeyecektir. Halbuki birden fazla noktada eşzamanlı olarak gerçekleştirilen kayıtlar ile bu iki farklı yönde ilerleyen dalga serilerinin enerji spektrumları çözümlenebilir.

Bu amaçla literatürde çok farklı teknikler denenmiş olsa da, sabit dalgaölçerlerle dalga kayıtlarını ayrıştırmak için en çok kullanılan iki yöntem düzenli dalgalar için Goda ve Suzuki (1976) yöntemi ile düzensiz dalgalar için Mansard ve Funke (1980) yöntemidir.

Goda ve Suzuki (1976) yöntemi esasında düzenli dalgalar için kullanılsa da, Fourier dönüşümü terimlerine göre yazıldığı için eşperiyotluya oldukça yakın düzensiz dalga kayıtlarının ayrıştırılmasında da kullanılabilmektedir. Bu yöntem dalga kayıtlarında en az iki adet sabit dalgaölçer kullanılmasını öngörmektedir. 1 ve 2 no.lu dalgaölçerler sırasıyla palet ve engel tarafına yerleştirilir ve aralarında Δl kadar bir mesafe bulunur. Bu mesafe hakim (pik) dalga periyodu için dispersiyon denklemiyle türetilecek dalga boyunun (L) yarısının tam katları seçilmemelidir. Ayrıca yazarlar 0,45< Δl <0,60 olması halinde sonuçların sağlıksız olacağı, buna karşın 0,05< Δl <0,45 aralığının en sağlıklı sonuçları vereceğini vurgulamışlardır. Gelen (a_i) ve yansıyan (a_r) dalgaların genlikleri yazarların kendi notasyonları ile şu şekilde verilmektedir:

$$a_i = \frac{1}{2\left|\sin k\Delta l\right|}\begin{bmatrix} \left(A_2 - A_1\cos k\Delta l - B_1\sin k\Delta l\right)^2 \\ +\left(B_2 + A_1\sin k\Delta l - B_1\sin k\Delta l\right)^2 \end{bmatrix}^{1/2} \qquad \textbf{(6.35)}$$

$$a_r = \frac{1}{2\left|\sin k\Delta l\right|}\begin{bmatrix} \left(A_2 - A_1\cos k\Delta l + B_1\sin k\Delta l\right)^2 \\ +\left(B_2 - A_1\sin k\Delta l - B_1\sin k\Delta l\right)^2 \end{bmatrix}^{1/2} \qquad \textbf{(6.36)}$$

Burada A_1, A_2, B_1 ve B_2 1 ve 2 no.lu dalgaölçerlerin zaman serisi kayıtlarından hızlı Fourier dönüşümü ile elde edilen pik frekans genlikleri, k ise dalga sayısıdır. Goda ve Suzuki (1976) dalga zaman serilerinin Fourier açılımlarında genelde ana frekanstan daha yüksek birkaç pik daha görülebilse de, çözümde yalnızca ana frekansın dikkate alınacağını belirtmişlerdir.

Mansard ve Funke'nin (1980) metodu düzensiz dalga serilerinin *her frekans aralığı için ayrı ayrı çözümlenmesini* esas almaktadır. Bu yöntemde düzensiz dalga serisinin, (tıpkı Fourier açılımında olduğu gibi) her biri kendi faz hızıyla hareket eden sonsuz tane süreksiz bileşenin (terimin) lineer süperpozisyonu olarak tanımlanabileceği kabul edilmiş, en küçük kareler temeline dayanan bir ayrıştırma algoritması geliştirilmiştir. Dalga paletinden engele doğru 1, 2 ve 3 ile numaralandırılan üç adet sabit dalgaölçerin kullanılması öngörülen yönteme göre gelen ve yansıyan dalga spektrumu sırasıyla şu şekilde elde edilebilmektedir:

$$z_{i,k} = \frac{1}{D_k}\begin{bmatrix} B_{1,k}\left(R1_k + iQ1_k\right) + B_{2,k}\left(R2_k + iQ2_k\right) \\ + B_{3,k}\left(R3_k + iQ3_k\right) \end{bmatrix} \qquad \textbf{(6.37)}$$

$$z_{r,k} = \frac{1}{D_k}\left[\begin{array}{c} B_{1,k}\left(R1_k - iQ1_k\right) + B_{2,k}\left(R2_k - iQ2_k\right) \\ + B_{3,k}\left(R3_k - iQ3_k\right) \end{array}\right] \quad \textbf{(6.38)}$$

Burada;

$$D_k = 2\left(\sin^2\beta_k + \sin^2\gamma_k + \sin^2\left(\gamma_k - \beta_k\right)\right)$$

$$R1_k = \sin^2\beta_k + \sin^2\gamma_k$$

$$Q1_k = \sin\beta_k \cos\beta_k + \sin\gamma_k \cos\gamma_k$$

$$R2_k = \sin\gamma_k \sin\left(\gamma_k - \beta_k\right)$$

$$Q2_k = \sin\gamma_k \cos\left(\gamma_k - \beta_k\right) - 2\sin\beta_k$$

$$R3_k = -\sin\beta_k \sin\left(\gamma_k - \beta_k\right)$$

$$Q3_k = \sin\beta_k \cos\left(\gamma_k - \beta_k\right) - 2\sin\gamma_k$$

iken, $B_{1,k}$, $B_{2,k}$ ve $B_{3,k}$ dalgaölçerlerin k/T frekansı için Fourier katsayılarıdır. X12 ve X13 sırasıyla 1.-2. dalgaölçerler ve 1.-3. dalgaölçerler arasındaki mesafe olmak üzere, β_k ve γ_k aşağıdaki şekilde bulunan boyutuz mesafe terimleridir:

$$\beta_k = \frac{2\pi \mathrm{X12}}{L_k}$$

$$\gamma_k = \frac{2\pi \mathrm{X13}}{L_k}$$

L_k ise k dalga sayısına karşılık gelen dalga boyudur. Yazarlar X12 ve X13 mesafeleri için şu kriterleri önermektedirler: X12 = L_k /10; L_k /6 <X13< L_k /3; X13$\neq$ L_k /5; X13 $\neq$ 3L_k /10. Ayrıca bütün dalgaölçerlerin engelden en az 1 m uzağa yerleştirilmesi gerektiği de belirtilmiştir.

6.2.3.2 Kullanılan çözümleme yöntemi

Bu tez çalışmasında deneylerin gerçekleştirildiği deney kanalı Bölüm 5'te ifade edildiği gibi 24 m'dir. Dalga paleti ve model keson arasında kalan mesafe de yaklaşık 21 m olmaktadır. Deneylerde kullanılan 3 adet dalgaölçer Şekil 5.2'de gösterildiği gibi paletten model kesona doğru 3,50 m ve 2,14 m mesafede yerleştirilmişlerdir. Bu dalgaölçerler paletten itibaren 0, 1 ve 2 olarak numaralandırılırsa, 2 numaralı dalgaölçer keson yapı yüzeyine *cm mertebesinde* yakındır. Bu itibarla dalgaölçerlerin paletten itibaren mesafeleri sırasıyla x_0 = 5,64 m, x_1 = 2,14 m ve x_2 = 0 m kabul edilebilir.

Düzenli dalgalarla yapılan deneylerde tüm dalgalar özdeş kabul edilebileceği için, palet tarafından üretilen ilk dalga keson tarafından yansıtılmadan önce 0 numaralı dalgaölçere ulaştığında gelen dalga yüksekliği kaydedilmiş olmaktadır. 2 numaralı dalgaölçer ise direkt olarak gelen ve yansıyan dalgaların süperposizyonunu verecektir. Dalganın 0 faz gecikmesi ile yansıdığı kabul edilirse, yapı önünde kaydedilen dalga serisinden yansıyan dalga yüksekliği kolaylıkla elde edilebilmektedir. Faz gecikmesi 0 olmasa da, 1 no.lu dalgaölçer kayıtları da kullanılarak Goda ve Suzuki (1976) metodu ile yansıyan dalga genliği ve yansımadaki faz farkı ortaya çıkarılabilecektir. Bunun yanında, düzenli dalgaların yansıma özellikleri kısa deney süreleriyle elde edilebileceğinden, kesondan yansıyan dalga katarı palete kadar ulaşıp ikincil bir *hayalet* dalga serisi olarak geri dönmeden deney bitirilebilmektedir.

Oysa düzensiz dalgalarda durum farklıdır. Düzensiz dalga spektrumunun tam olarak oluşturulabilmesi için düzensiz dalga serisinin (dolayısıyla da deneyde dalga üretilen sürenin) belli bir uzunlukta olması gerekmektedir. Bu sebeple gelen dalga serisi 0 numaralı dalgaölçerden tümüyle geçmeden (hatta serinin çok başındayken) keson önyüzünden yansıyan dalgalar dalga kayıtlarına girmekte ve bu dalgaölçerin kayıtlarından yukarıda anlatılan şekilde gelen dalganın okunabilmesi olanaksızlaşmaktadır.

Dalga katarı önce kesondan daha sonra da paletten yansıyarak hayalet dalgalar oluşmadan önce ne kadar zaman olduğu şu şekilde bulunabilir: Palet ve keson arası mesafe yaklaşık 21 m kabul edilirse, dalga serisinin önce kesondan daha sonra paletten yansıyarak 0 no.lu dalgaölçer kayıtlarına ikinci kez (hayalet olarak) girmesi için 2x21=42 m'lik bir mesafeyi kat etmesi gerektiği ortaya çıkmaktadır. Düzensiz dalga katarı C_g grup hızıyla hareket etmektedir ve en uzun periyotlu dalgalarda bile bu hız sığ su seleritesini ($\sqrt{gh}$) aşamaz. 0,54 m su derinliği için bu değer 2,30 m/s olacaktır. Deneylerde kullanılan düzensiz dalga serisinin ölçülen grup hızı ise yaklaşık 1,7 m/s'dir. Bu hesap da hayalet dalgalar dalga kaydına girmeden önce yaklaşık 25 s'lik bir "temiz kayıt süresi" vermektedir. Deneylerden sıfırı kesme yöntemi ile elde edilen dalga serisinde bu süre zarfında 22 ilâ 24 dalga üretildiği görülmüştür.

Bu tez çalışmasında düzensiz dalgalarda gelen ve yansıyan düzensiz dalga spektrumlarını ayırmak için kullanılan yöntem, ikincil etkilerden arınmış bu yaklaşık 23 dalgalık seri üzerinde uygulanmıştır. Öncelikle Mansard ve Funke'nin (1980) yaptığı gibi gelen dalga serisinin her biri kendi faz hızıyla hareket eden bağımsız (her biri ayrı bir ω_n açısal frekansa sahip) N bileşenden oluştuğu kabul edilmiştir. Dolayısıyla yansıyan dalga serisi de aynı N bileşenden oluşacak, ancak bu bileşenlerin genlikleri gelen dalga serisinden farklı olacaktır. Buna göre gelen ve yansıyan dalgalar için dalga zaman serisi Şekil 6.27'deki koordinat ekseni ile aşağıdaki şekilde formülize edilebilir:

$$\eta_i(x,t) = \sum_{n=1}^{N} a_{in} \sin(k_n x - \omega_n t) \qquad \textbf{(6.39)}$$

$$\eta_r(x,t) = \sum_{n=1}^{N} a_{rn} \sin(-k_n x - \omega_n t - \theta_n) \qquad \textbf{(6.40a)}$$

$$\eta_r\left(x, t - \frac{2k_n x + \theta_n}{\omega_n}\right) = \sum_{n=1}^{N} a_{rn} \sin(k_n x - \omega_n t) \qquad \textbf{(6.40b)}$$

Burada i indisi gelen ve r indisi yansıyan dalga parametrelerini temsil etmek üzere $\eta\,(x,t)$ düzensiz dalga su kotu fonksiyonu, a_n n. dalganın genliği, ω_n n. dalganın açısal frekansı, k_n n. dalganın açısal frekansına dispersiyon denklemiyle bağlı dalga sayısı, θ_n ise n. dalganın keson tarafından yansıtılması sırasında ortaya çıkan açısal frekansa bağlı faz gecikmesi terimidir. Bu şekilde j. dalgaölçerde kaydedilecek verinin $\eta_j\,(t)$ formunda olması gerekir:

$$\eta_j(t) = \eta_i(x_j, t) + \eta_r(x_j, t) \qquad \textbf{(6.41)}$$

Denklem (6.39) ve (6.40a), (6.41)'de yerlerine konularak trigonometrik özdeşlikler kullanılırsa, j. dalgaölçerde kaydedilen zaman serisi aşağıdaki biçimi alacaktır:

$$\eta_j(t) = \sum_{n=1}^{N} a_{jn} \sin(k_n x_j - \omega_n t - \beta_{jn}) \qquad \textbf{(6.42)}$$

Burada β_{jn}, kesondan kaynaklanan faz gecikmesi ile dalgaölçerler arasındaki mesafeden kaynaklanan faz farkını birlikte barındıran faz terimidir. Aşağıda açıklanan çözümde karmaşık sayılar kullanılsa da, θ_n'in ve dolayısıyla β_{jn}'in her zaman reel sayı olması beklenecektir. Çünkü (6.40) denklemi ile tanımlanan sinüzoidal bileşenlerin genliği tanım icabı a_{rn} ile sınırlıdır. Süperpoze genlik a_{jn} ve faz terimi β_{jn} trigonometrik özdeşliklerle aşağıdaki şekilde türetilebilir:

$$a_{jn} = \sqrt{a_{in}^2 + a_{rn}^2 + 2a_{in}a_{rn}\cos\left(2k_n x_j + \theta_n\right)} \tag{6.43}$$

$$\beta_{jn} = \arctan\left(\frac{a_{rn}\sin\left(2k_n x_j + \theta_n\right)}{a_{in} + a_{rn}\cos\left(2k_n x_j + \theta_n\right)}\right) \tag{6.44}$$

Açısal frekans tanım kümesi kullanılarak bir spektrumla tanımlanan düzensiz dalga serilerinde, düzenli dalgalara *eşdeğer* boyutsuz yansıma katsayısı *yansıyan ve gelen dalga spektrumlarının altındaki toplam enerjilerin birbirlerine oranının karekökü* olarak tanımlanabilmektedir (Goda ve Suzuki, 1976):

$$K_r = \sqrt{\frac{E_r}{E_i}} = \sqrt{\frac{\int_0^{2\pi} S_r(\omega)\,d\omega}{\int_0^{2\pi} S_i(\omega)\,d\omega}} = \sqrt{\frac{\sum_{n=0}^{N-1} S_r(\omega_n)}{\sum_{n=0}^{N-1} S_i(\omega_n)}} \tag{6.45}$$

Bu yansıma katsayısı düzensiz dalga serisinin her bir bileşeni için K_{rn} şeklinde bir sayı olarak yeniden tanımlanırsa, tanım icabı;

$$K_{rn} = \sqrt{\frac{S_r(\omega_n)}{S_i(\omega_n)}} = \frac{\left|\hat{\eta}_r(k_n, \omega_n)\right|}{\left|\hat{\eta}_i(k_n, \omega_n)\right|} = \frac{a_{rn}}{a_{in}} \tag{6.46a}$$

$$K_r = \sqrt{\frac{\sum_{n=0}^{N-1} K_{rn}^2 S_i(\omega_n)}{\sum_{n=0}^{N-1} S_i(\omega_n)}} \tag{6.46b}$$

şeklinde olacak, karmaşık düzlemdeki vektör değeri ise (6.40b) ve Fourier dönüşümü "zaman kayması" özdeşliği kullanılarak hesaplanabilecektir:

$$\frac{\hat{\eta}_r(k_n, \omega_n)}{\hat{\eta}_i(k_n, \omega_n)} = K_{rn} e^{-i(2k_n x + \theta_n)} \tag{6.46c}$$

Denklem (6.46a)'da görüldüğü üzere yansıyan ve gelen dalga serisindeki her bir bileşenin Fourier terimleri oranı, mutlak değerleri alındığında o bileşen için genliklerin oranını vermektedir (bknz. Bölüm 6.2.1). Denklem (6.46a)'da verilen K_{rn} terimi ve (6.43)'te verilen genlik ifadesi kullanılarak *j*. dalgaölçerdeki *n*. spektrum bileşeni gelen dalganın *n*. spektrum bileşenine oranlanırsa;

$$\frac{S_j(\omega_n)}{S_i(\omega_n)} = \left(\frac{a_{jn}}{a_{in}}\right)^2 = 1 + K_{rn}^{\ 2} + 2K_{rn}\cos\left(2k_n x_j + \theta_n\right) \qquad \textbf{(6.47)}$$

bulunabilir.

Buradan daha ileriye devam etmeden önce kesondaki faz gecikmesi terimlerinin sıfır olduğu <u>$\theta_n = 0$ özel durumunun</u> incelenmesi faydalı olacaktır. Bu şekilde mesafeden kaynaklı faz teriminin sıfır olduğu 2 no.lu dalgaölçer kayıtlarındaki *n*. bileşen genliğinin, direkt olarak o bileşene ait yansıyan ve gelen dalga genliklerinin toplamı olacağı denklem (6.43)'ten anlaşılmaktadır. Bu özel durum için (6.47) ifadesi şu şekilde sadeleştirilebilir:

$$\frac{S_2(\omega_n)}{S_i(\omega_n)} = \frac{\left|\hat{\eta}_2(k_n,\omega_n)\right|^2}{\left|\hat{\eta}_i(k_n,\omega_n)\right|^2} = 1 + K_{rn}^{\ 2} + 2K_{rn} = \left(1 + K_{rn}\right)^2 \qquad \textbf{(6.48)}$$

Buradaki K_{rn} değerinin 2 no.lu dalgaölçer için gerçek sayı değeri alacağı denklem (6.46c)'den anlaşılmaktadır. Denklem (4.48)'de verilen 2 no.lu dalgaölçerin *n*. *boyutsuz spektrum bileşeni*, 0 veya 1 no.lu dalgaölçerin *n*. boyutsuz spektrum bileşenine oranlanırsa:

$$\frac{S_2(\omega_n)}{S_j(\omega_n)} = \frac{1 + K_{rn}^{\ 2} + 2K_{rn}}{1 + K_{rn}^{\ 2} + 2K_{rn}\cos\left(2k_n x_j\right)} \qquad \textbf{(6.49)}$$

biçiminde bir ikinci dereceden tek bilinmeyenli denklem elde edilebilir. Bu denklemin kökü, 0 ve 1 no.lu dalgaölçerler için sırasıyla denklem (6.50a) ve (6.50b)'de verilmiştir.

$$K_{rn} = \left| \frac{\left\{ \begin{array}{c} S_0(\omega_n) - S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_0) \\ \pm\sqrt{\dfrac{S_2(\omega_n)\left(\cos(2k_n x_0) - 1\right)}{\left[S_2(\omega_n)\left(\cos(2k_n x_0) + 1\right) - 2S_0(\omega_n)\right]}} \end{array} \right\}}{S_2(\omega_n) - S_0(\omega_n)} \right| \qquad \textbf{(6.50a)}$$

$$K_{rn} = \left| \frac{\left\{ \begin{array}{c} S_1(\omega_n) - S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_1) \\ \pm\sqrt{\begin{array}{c} S_2(\omega_n)\left(\cos(2k_n x_1) - 1\right) \\ \left[S_2(\omega_n)\left(\cos(2k_n x_1) + 1\right) - 2S_1(\omega_n) \right] \end{array}} \end{array} \right\}}{S_2(\omega_n) - S_1(\omega_n)} \right| \qquad \textbf{(6.50b)}$$

Yansıtıcı engelden kaynaklanan faz gecikmesi terimi bazı durumlarda (örneğin eğimli bir düzlem veya yüzer dalgakıran gibi hareketli engellerde) sıfır olmayabilir. $\theta_n \neq 0$ için denklem (6.47)'de verilen *n. boyutsuz spektrum bileşeni*, 2. ve *j*. dalgaölçerler için yazılarak oranlanırsa, (6.51) bulunacaktır.

$$\frac{S_2(\omega_n)}{S_j(\omega_n)} = \frac{1 + K_{rn}^{\ 2} + 2K_{rn}\cos(\theta_n)}{1 + K_{rn}^{\ 2} + 2K_{rn}\cos\left(2k_n x_j + \theta_n\right)} \qquad \textbf{(6.51)}$$

Bu denklemde K_{rn}'nin 0 ve 1 no.lu dalgaölçerlere göre çözümü, (6.50) denklem çiftine benzer biçimde türetilirse, denklem (6.52) ile verilen denklem çifti ortaya çıkacaktır:

$$K_{rn} = \left| \frac{\begin{array}{c} S_0(\omega_n)\cos(\theta_n) - S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_0 + \theta_n) \\ \pm\sqrt{\begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_0 + \theta_n) - S_0(\omega_n)\cos(\theta_n) \\ + S_2(\omega_n) - S_0(\omega_n) \end{array} \right] \\ \left[\begin{array}{c} S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_0 + \theta_n) - S_0(\omega_n)\cos(\theta_n) \\ - S_2(\omega_n) + S_0(\omega_n) \end{array} \right] \end{array}} \end{array}}{S_2(\omega_n) - S_0(\omega_n)} \right| \qquad \textbf{(6.52a)}$$

$$K_{rn} = \left| \frac{\begin{array}{c} S_1(\omega_n)\cos(\theta_n) - S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_1 + \theta_n) \\ \pm\sqrt{\begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_1 + \theta_n) - S_1(\omega_n)\cos(\theta_n) \\ + S_2(\omega_n) - S_1(\omega_n) \end{array} \right] \\ \left[\begin{array}{c} S_2(\omega_n)\cos(2k_n x_1 + \theta_n) - S_1(\omega_n)\cos(\theta_n) \\ - S_2(\omega_n) + S_1(\omega_n) \end{array} \right] \end{array}} \end{array}}{S_2(\omega_n) - S_1(\omega_n)} \right| \qquad \textbf{(6.52b)}$$

Bu iki denklemde verilen kökler birbirlerine eşit olmak durumundadır. Dolayısıyla her iki ifadedeki *diskriminant* terimlerinin (kök işareti altında kalan terimlerin) mutlak değerleri ve diskriminant dışındaki terimler eşitlenebilir. Bu şekilde θ_n'ye bağlı bir bilinmeyenli (6.53) denklemi elde edilecektir:

$$\frac{S_0(\omega_n)\cos(\theta_n)-S_2(\omega_n)\cos(2k_nx_0+\theta_n)}{S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)} = \frac{S_1(\omega_n)\cos(\theta_n)-S_2(\omega_n)\cos(2k_nx_1+\theta_n)}{S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)} \tag{6.53}$$

Denklem (6.53)'ün çözümünde Euler özdeşliğinden yararlanılabilir (bknz. Bölüm 6.2.1). Gösterimde kolaylık sağlamak amacıyla (6.53) denkleminde görünen terimler yeniden tanımlanmıştır:

$$X_j = e^{i2k_nx_j}\ ;\ \Theta_n = e^{i\theta_n} \tag{6.54}$$

Buna göre denklem (6.53) şu hale gelecektir:

$$\frac{\begin{bmatrix} S_2(\omega_n)\left(X_0\Theta_n+\dfrac{1}{X_0\Theta_n}\right) \\ -S_0(\omega_n)\left(\Theta_n+\dfrac{1}{\Theta_n}\right)\end{bmatrix}}{S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)} = \frac{\begin{bmatrix} S_2(\omega_n)\left(X_1\Theta_n+\dfrac{1}{X_1\Theta_n}\right) \\ -S_1(\omega_n)\left(\Theta_n+\dfrac{1}{\Theta_n}\right)\end{bmatrix}}{S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)} \tag{6.55}$$

Denklemin düzenlenmesi aşağıda aşama aşama gösterilmiştir:

$$\begin{aligned}&\frac{S_2(\omega_n)\left[S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right]\left(X_0^2\Theta_n^2+1\right)}{X_0\Theta_n} - \frac{S_0(\omega_n)\left[S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right]\left(\Theta_n^2+1\right)}{\Theta_n} \\ &= \frac{S_2(\omega_n)\left[S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right]\left(X_1^2\Theta_n^2+1\right)}{X_1\Theta_n} - \frac{S_1(\omega_n)\left[S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right]\left(\Theta_n^2+1\right)}{\Theta_n}\end{aligned} \tag{6.56}$$

$$\Theta_n^2 = \frac{\begin{matrix} X_0\left(S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right)+X_1\left(S_1(\omega_n)-S_2(\omega_n)\right) \\ +X_0X_1\left(S_0(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right)\end{matrix}}{X_0X_1\begin{bmatrix} X_0\left(S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right) \\ +X_1\left(S_0(\omega_n)-S_2(\omega_n)\right)+\left(S_1(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right)\end{bmatrix}} \tag{6.57}$$

$$\Theta_n^2 = \frac{\dfrac{\left(S_1(\omega_n)-S_2(\omega_n)\right)}{X_0}+\dfrac{\left(S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right)}{X_1}+\left(S_0(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right)}{X_0\left(S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right)+X_1\left(S_0(\omega_n)-S_2(\omega_n)\right)+\left(S_1(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right)} \tag{6.58}$$

θ_n'in elde edilmesi için (6.54)'te tanımlanan terimler (6.58)'de değiştirilirse, [-π/2,+π/2] aralığında gerçek (reel) sayılar veren denklem (6.59)'a ulaşılmaktadır:

$$\theta_n = \frac{-i}{2}\ln\left\{\frac{\begin{bmatrix} \left(S_1(\omega_n)-S_2(\omega_n)\right)e^{-i2k_nx_0} \\ +\left(S_2(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right)e^{-i2k_nx_1} \\ +\left(S_0(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right) \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} \left(S_2(\omega_n)-S_1(\omega_n)\right)e^{i2k_nx_0} \\ +\left(S_0(\omega_n)-S_2(\omega_n)\right)e^{i2k_nx_1} \\ +\left(S_1(\omega_n)-S_0(\omega_n)\right) \end{bmatrix}}\right\} \quad \textbf{(6.59)}$$

Bu şekilde hem K_{rn} hem de θ_n çözülebilse de, çözümün geçerli ve güvenilir olabilmesi için denklem (6.46a) ile verilen tanım icabı, θ_n yerine koyularak çözülecek K_{rn} değerinin <u>0 ilâ 1 arasında pozitif gerçek bir sayı olması kabulünün</u> sağlanması gerekmektedir. Ancak bu kabul her durumda sağlanamamaktadır. Bunun en önemli sebebi yansıyan dalga bileşenlerinin, gelen dalga serisi içindeki dalgalarla aynı frekansta bulunmaması olarak düşünülmektedir. Örneğin ω_n açısal frekansına sahip a_{in} genlikli dalga bileşeni, bir ω_m frekansında bir a_{rn} genlikli bileşen olarak θ_n faz gecikmesiyle yansıtılabilmektedir. Bunun yanında gelen ve yansıyan dalga serisini betimlemek için kullanılan N bileşen, spektrumda analiz edilen N bileşen ile örtüşmeyebilmekte ve ara frekans değerlerindeki bileşenler K_{rn} değerlerinde karmaşık çarpanlar olarak görünmektedir. Bu karmaşık çarpanlar θ_n terimiyle girişimde bulunarak, θ_n ve K_{rn} terimlerinin çözümünde hataya neden olmakta ve bu hata K_r için yapılan çözümde birikmiş olarak ortaya çıkmaktadır. Faz gecikmesi terimini sıfır kabul edip 0-2 no.lu ve 1-2 no.lu dalgaölçerlere göre bulunacak boyutsuz yansıma bileşenlerinin ortalamasını alarak spektrum çözümlemelerini yapmak ve en sonunda bulunacak K_r değerlerini düz düşey duvar ile yapılan kontrol deneyi (210 no.lu deney) için 1 değerini verecek şekilde normalize etmek bu ayrıştırma hatalarının en aza indirilmesini sağlamaktadır. Zaten düzenli dalgalarla yapılan deneylerde de çoğu durumda akım odacıklı keson yüzeyindeki yansımadan kaynaklanan faz gecikmesinin 0 kabul edilebileceği görülmüştür.

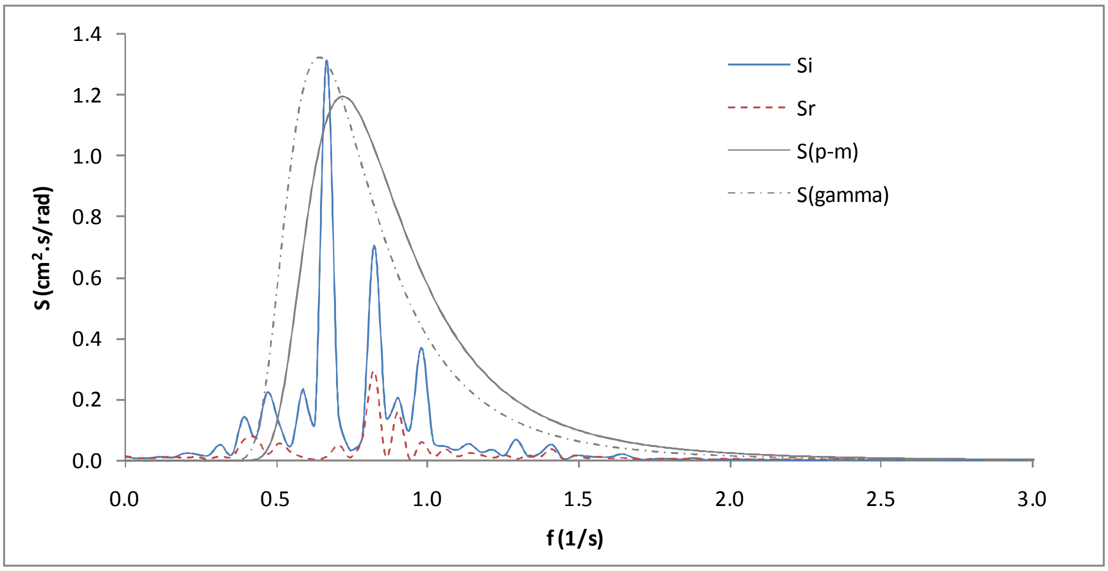
Bu çalışmada yukarıda sunulan yordama göre yapılan özetle, yansıtma yüzeyinden kaynaklanan faz gecikmesinin sıfır olması durumu için (6.50)'de verilen denklem çiftine göre bulunan boyutsuz yansıma bileşenlerinin (K_{rn}) ortalaması kullanılarak

(6.48) uyarınca gelen dalga spektrumunun ve (6.46) uyarınca da yansıyan dalga spektrumunun çözümlenmesidir. Daha sonra da (6.45)’te tanımlanan eşdeğer yansıma katsayısı hesaplanmıştır.

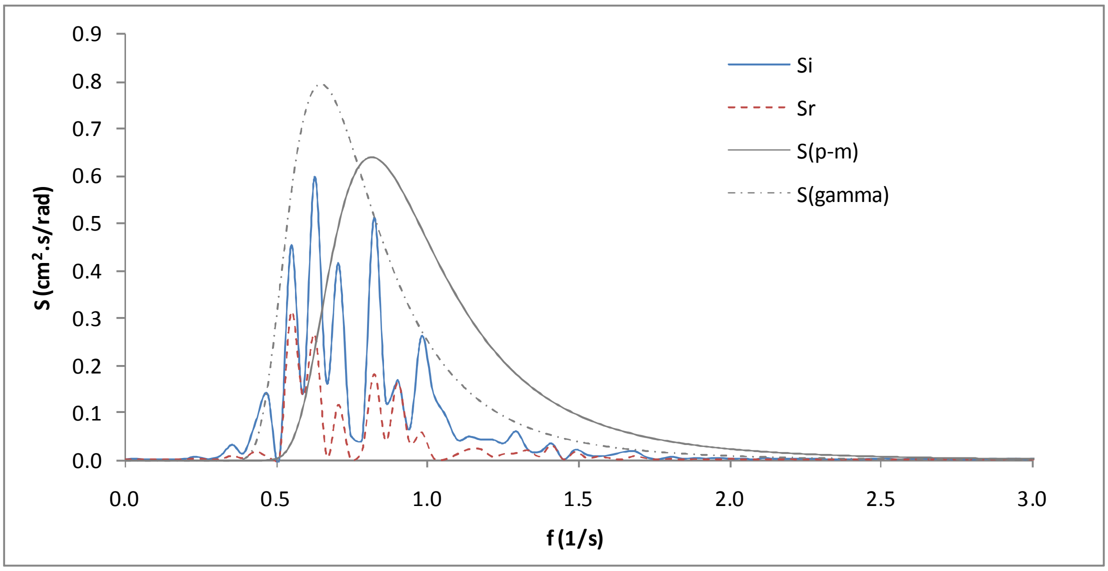
6.2.4 Düzensiz dalgalarda dalga yansıması ve tırmanması

Tablo 5.2’de verilen 21 adet düzensiz dalga deneyinin tümünde aynı düzensiz dalga serisinin kullanılması hedeflenmiştir. Bu 21 adet deneyin 1 adedi düz düşey duvar koşulunda yapılan kontrol deneyidir. Düzenli dalga deneylerinde kullanılan 4 farklı odacık önyüzü boşluk oranında da 5’er deney yapılmıştır (r = %25, r = %40, r = %60, ve r = %100).

Yukarıdaki bölümde açıklanan şekilde uygulanan spektrum çözümleme yöntemine göre bu deneylerin çoğunda spektrum şeklinin birbirine yakın olduğu tespit edilmiştir. “Sıfırı kesen” ortalama 24 dalgadan oluşan serilerde spektral şeklin Gamma spektrumu ile tanımlanabileceği, ancak sıfırı kesen dalga sayısının azlığından dolayı tam bir örtüşme olmadığı görülmüştür. Örnek olarak, r = %25 boşluklu odacık önyüzü için yapılan 5 düzensiz dalga deneyi için gelen ve yansıyan dalga spektrumları Şekil 6.36~6.40’da verilmiştir. Bu şekillerde gelen dalga özelliklerine uyan Pierson-Moskowitz ve Gamma spektrum dağılımları da gösterilmiştir. Deneylerdeki dalga sayısının arttırılması durumunda Gamma spektrumuna uygun bir spektral dağılım ortaya çıkacağı şekillerden anlaşılmaktadır.

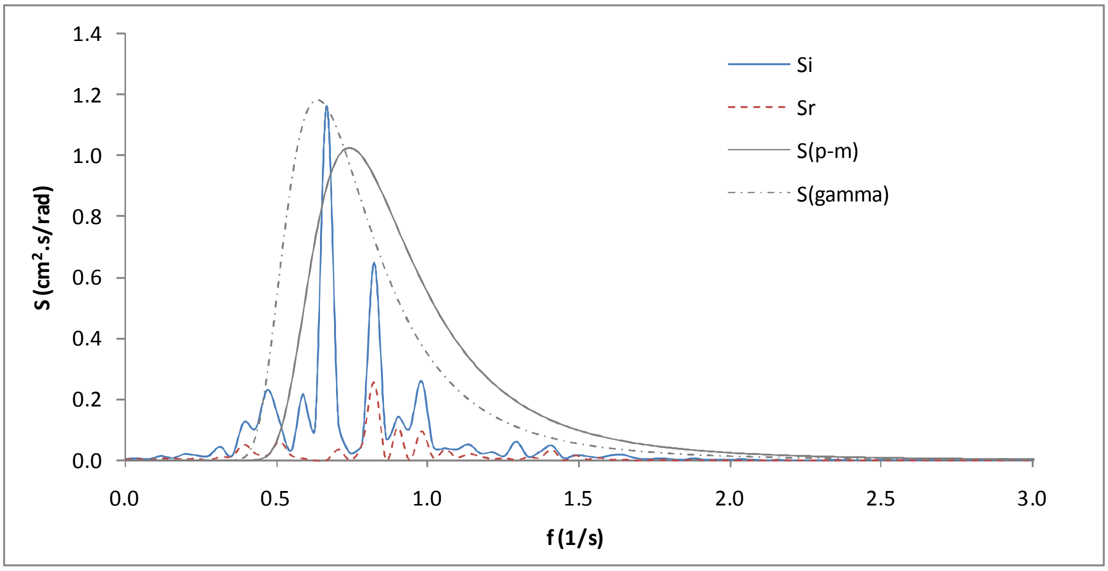


Şekil 6.36 : 203 no.lu deneyde (r = %25, B = 5 cm) gelen ve yansıyan dalga spektrumları ile Pierson-Moskowitz ve Gamma spektrumları (H_s = 7,7 cm, T_z = 1,1 s).

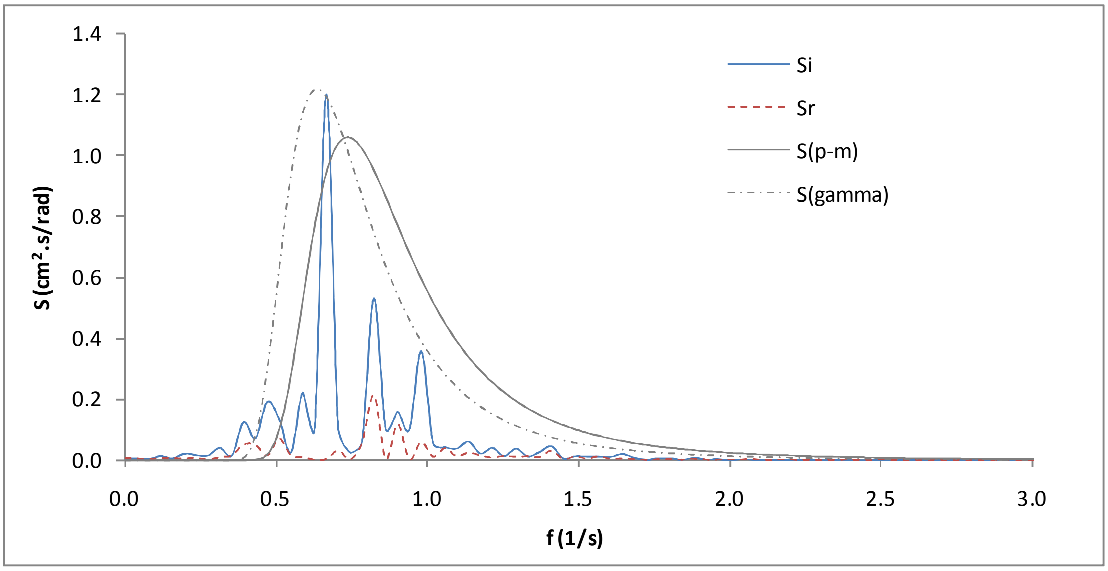


Şekil 6.37 : 193 no.lu deneyde (r = %25, B = 10 cm) gelen ve yansıyan dalga spektrumları ile Pierson-Moskowitz ve Gamma spektrumları (H_s = 6,6 cm, T_z = 1,1 s).

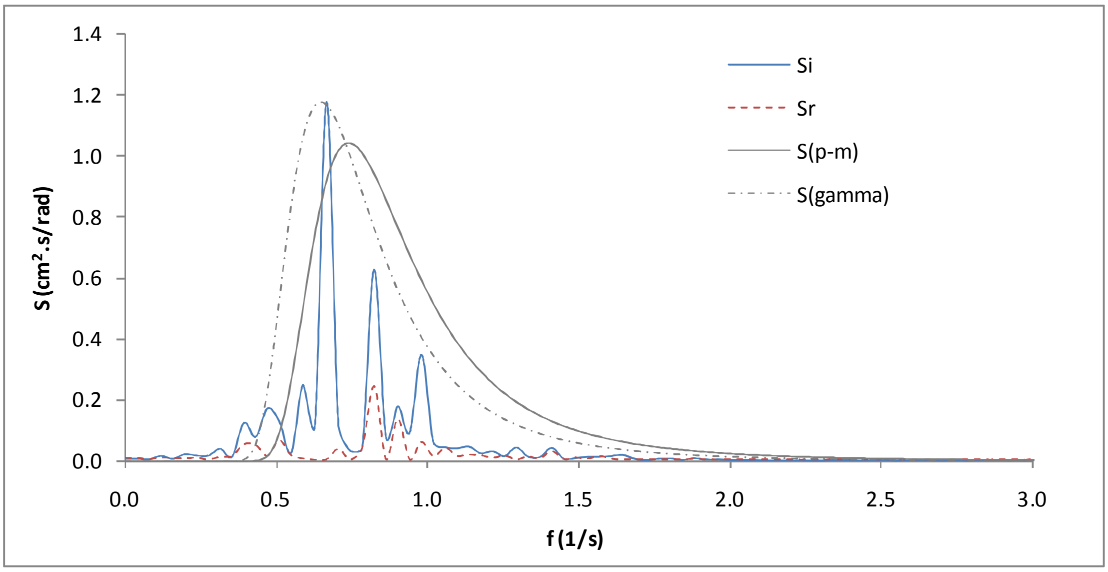
Verilen beş spektrumda da deneylerde pik enerjiyi veren frekansın yaklaşık 0,665 Hz olduğu görülebilir. Bunun yanında sırasıyla 0,978 Hz ve 0,822 Hz frekanslarında birer ikincil ve üçüncül tepe değerleri göze çarpmaktadır. Şekil 6.37'de verilen 193 no.lu deneyin gelen ve yansıyan dalga spektrumunda ise diğer deneylerde pik enerjiyi veren 0,665 Hz frekansında aynı pik enerji gözlenememektedir. Bunun sebebi spektrum çözümlemesi esnasında bu pik enerjinin 0,665 Hz'e yığılmak yerine 0,55~0,75 aralığına üç ardışık pik olarak dağılmasıdır.



Şekil 6.38 : 183 no.lu deneyde (r = %25, B = 20 cm) gelen ve yansıyan dalga spektrumları ile Pierson-Moskowitz ve Gamma spektrumları (H_s =7,3 cm, T_z = 1,1 s).

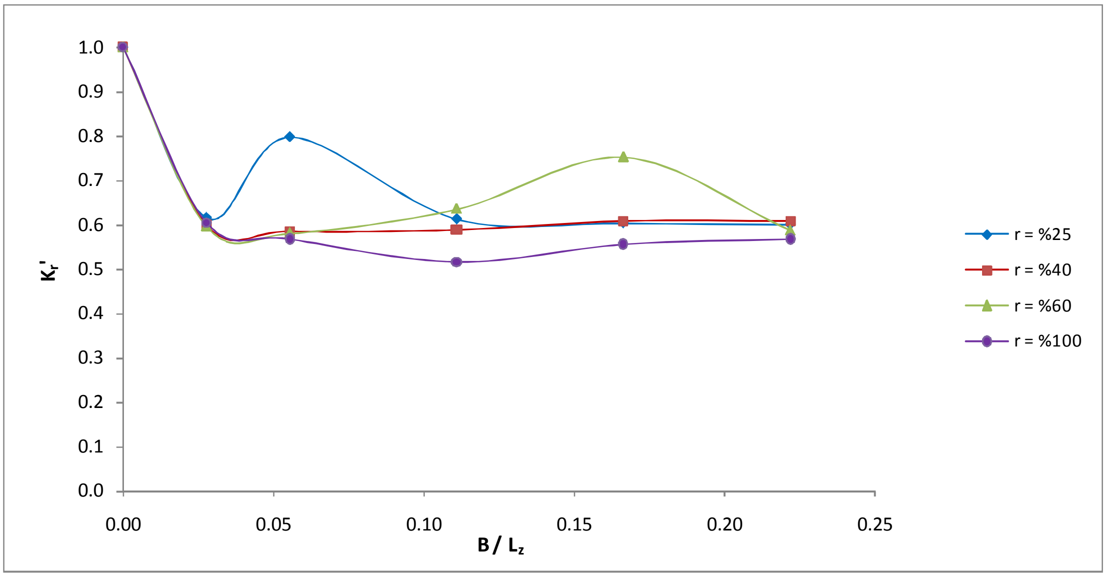


Şekil 6.39 : 173 no.lu deneyde (r = %25, B = 30 cm) gelen ve yansıyan dalga spektrumları ile Pierson-Moskowitz ve Gamma spektrumları (H_s = 7,4 cm, T_z = 1,1 s).



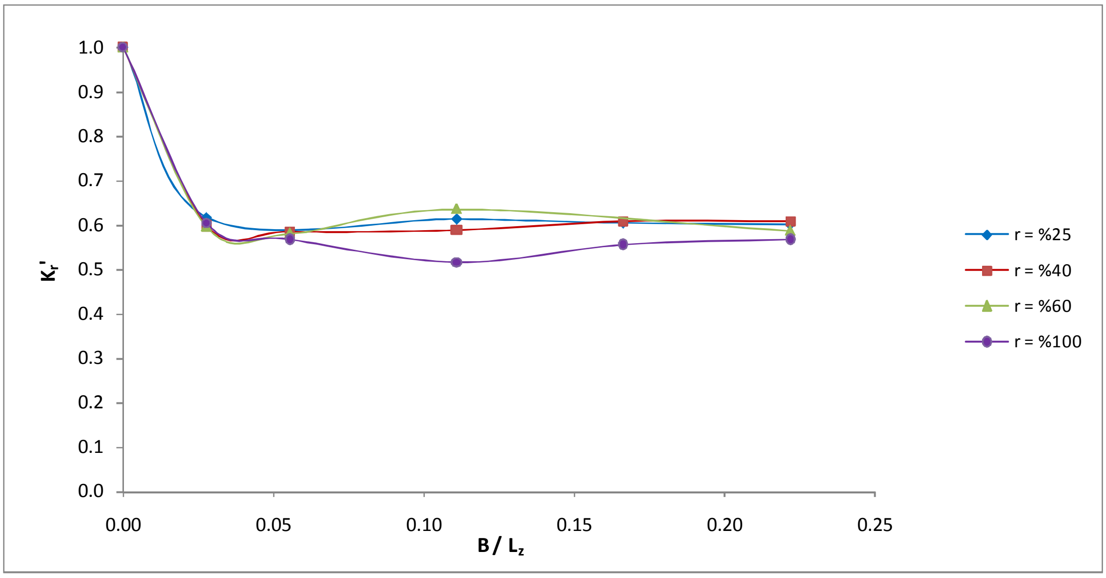
Şekil 6.40 : 163 no.lu deneyde (r = %25, B = 40 cm) gelen ve yansıyan dalga spektrumları ile Pierson-Moskowitz ve Gamma spektrumları (H_s = 7,3 cm, T_z = 1,1 s).

Akım odacıklı kesonun deneylerde kullanılan düzensiz dalga serisi altındaki yansıma performansı Bölüm 6.1.1'de verildiği gibi K_r-B/L grafikleriyle aşağıda gösterilmiştir. Buradaki L_z sıfırı kesme periyoduna karşılık gelen dalga boyu olmak üzere $L = L_z$ değeri odacık genişliğini boyutsuzlaştırmada esas alınmıştır. Buna göre farklı odacık önyüzü boşluk oranları için boyutsuz yanıma katsayısının boyutsuz odacık genişliği ile değişimi Şekil 6.41'de verilmiştir.



Şekil 6.41 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_z) ilişkisi.

Bu şekil incelendiğinde r = %25 serisinde B/L_z = 0,05 noktasında ve r = %60 serisinde B/L_z = 0,17 noktasında grafiğin geneline göre yüksek K_r değerleri göze çarpmaktadır. Eğer bu iki noktadaki veri spektral çözümlemeden kaynaklanan *aykırı değer* kabul edilerek grafikten çıkarılırsa, Şekil 6.42'de verilen yeni grafik elde edilir. Bunun yanında bu iki değerin *aykırı* olduğunu kesin olarak söyleyebilmek eldeki veriyle mümkün görünmemektedir.



Şekil 6.42 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için *normalize edilmiş* yansıma katsayısı (K_r') ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_z) ilişkisi (Yüksek değerler hariç).

Gelen ve yansıyan dalga spektrumlarından hesaplanan yansıma katsayıları Şekil 6.42 dikkate alınarak incelendiğinde, boyutsuz odacık genişliğine göre hemen hemen hiç periyodiklik içermedikleri söylenebilir. Aslında bu beklenen bir sonuçtur. Zira düzensiz dalga serilerinde farklı periyotlu bileşenler akım odacıklı kesonla farklı biçimlerde etkileşeceklerdir. Bölüm 6.1.1'den anlaşıldığı üzere her bileşen için en az yansımayı veren optimum bir odacık genişliği bulunmaktadır. Dolayısıyla çok periyotlu bir dalga serisi altında bu bileşenlerin süperpozisyonunun B/L'ye göre yüksek bir periyodiklik yansıtmayacağı yargısına varılabilir.

Yapının denenen düzensiz dalgalar altındaki dalga tırmanma performansı denklem (6.2)'de tanımlanan K_{ru} boyutsuz tırmanma katsayısı cinsinden ortaya konulursa, $B/L_z > 0{,}05$ için $0{,}75 > K_{ru} > 0{,}83$ olacaktır.

Bölüm 6.2.2'de açıklandığı üzere, gönderilen düzensiz dalga serisindeki dalga yüksekliklerinin istatistiksel dağılımları incelendiğinde genel itibarı ile Rayleigh dağılımına uydukları bilinmektedir. Bu açıdan yapılan deneylerde kaydedilen düzensiz dalga serilerinin bu dağılımın genel özelliklerini yansıtıp yansıtmadığına değinmek yerinde olacaktır. İstatistiksel bir dalga yüksekliği değerlendirmesi için, ortaya konulmuş olan bu spektral yaklaşıma ek olarak bağımsız değişken tanım kümesi *zaman* olan dalga zaman serilerinin incelenmesi gereklidir. Buna göre dikkate alınan ortalama 23 dalga sıfırı kesme yöntemiyle ayrılarak, ortalama 23 çift dalga yüksekliği ve periyodu verisi elde edilecektir. Ancak elde edilen gelen ve yansıyan dalga spektrumlarından dalga zaman serilerine geçilmesi düşük hassasiyetli sonuçlar verecek ve oldukça karmaşık işlemler gerektirecektir. Zira literatürde bu konuyla ilgili çalışmalar oldukça enderdir.

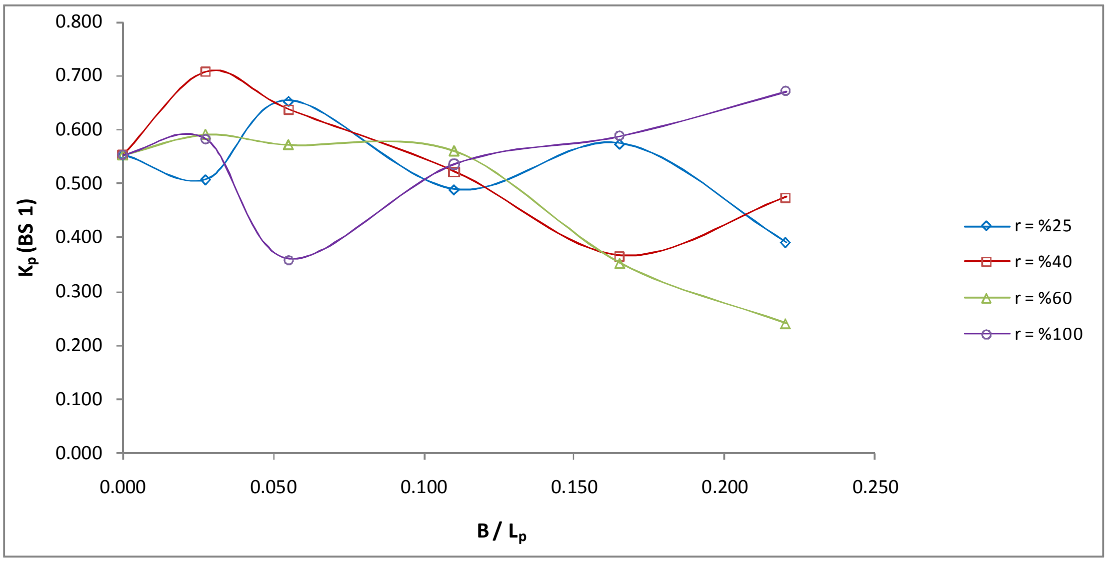
Diğer taraftan aynı deney sistemi ve aynı dalga serisi ile eğik kazıklı bir dalgakıranın dalga yansıması ve iletimi deneylerini yapan Yağcı ve diğ. (2006) söz konusu düzensiz dalga paleti tarafından üretilen dalga serilerinin Rayleigh dağılımına uyduklarını teyit etmektedirler. Yazarlar H_{ort}, H_s, $H_{1/10}$ ve H_{mak} gibi karakteristik dalga yüksekliği değerleri arasındaki oranları kriter alarak bu yargıya varmaktadırlar.

Bu çalışmada elde edilen bulgularla, denenen düzensiz dalga serisindeki karakteristik dalga değerleri yaklaşık olarak şu şekilde tahmin edilmektedir: $H_{ort} \approx 4{,}6$ cm, $H_{rms} \approx 5{,}1$ cm, $H_s \approx 7{,}2$ cm, $H_{1/10} \approx 9{,}0$ cm $H_{1/20} \approx 10{,}1$ cm ve $H_{mak} \approx 11{,}4$ cm. Düzensiz dalga serisindeki dalgaların sayısı az olmasına rağmen, bu yükseklikler arasındaki oranlar bölüm 6.2.2'de verilen Rayleigh dağılımı karakteristik dalga yükseklikleri oranlarıyla uyumludur.

6.2.5 Düzensiz dalgalarda dinamik dalga yükleri

Bölüm 2.1'de ifade edildiği gibi, düşey yüzlü yapıların tasarımında düzensiz dalga serisi içindeki en yüksek dalgaya göre yapısal duraylılık hesapları yapılması genel mühendislik uygulamasıdır. Buna göre düzensiz dalgalarla yapılan deneylerde basınçölçerlerin kaydettiği en yüksek değerin dikkate alınması yerinde olacaktır. Aynı mantıkla, yukarıda açıklanan boyutsuz dinamik dalga basıncı, boyutsuz dalga itki kuvveti ve boyutsuz dalga momenti katsayılarının hesabında da düzensiz dalga serisi içindeki en yüksek dalga (H_{mak} ≈ 11,4 cm) ve gelen dalga spektrumunun pik periyodunun (T_p = 1 / 0,665 = 1,5 s) referans alınması icap edecektir. Odacık genişliği boyutsuzlaştırılırken ise kullanılacak dalga boyu pik periyoda tekabül eden pik dalga boyu, L_p, olacaktır.

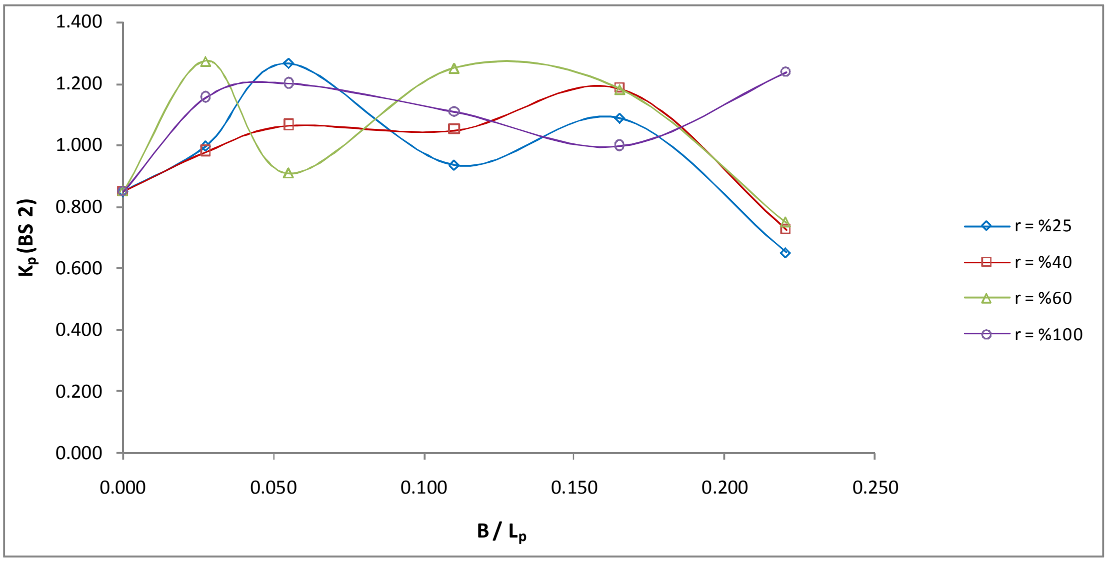
Keson önyüzünün en altında yer alan BS_1 basınçölçerine göre deneylerde kaydedilen en yüksek boyutsuz basınç değerlerinin boyutsuz odacık genişliğine göre değişimi Şekil 6.43'te verilmiştir.



Şekil 6.43 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için BS_1 boyutsuz dinamik dalga basıncı katsayısı (K_P) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_p) ilişkisi.

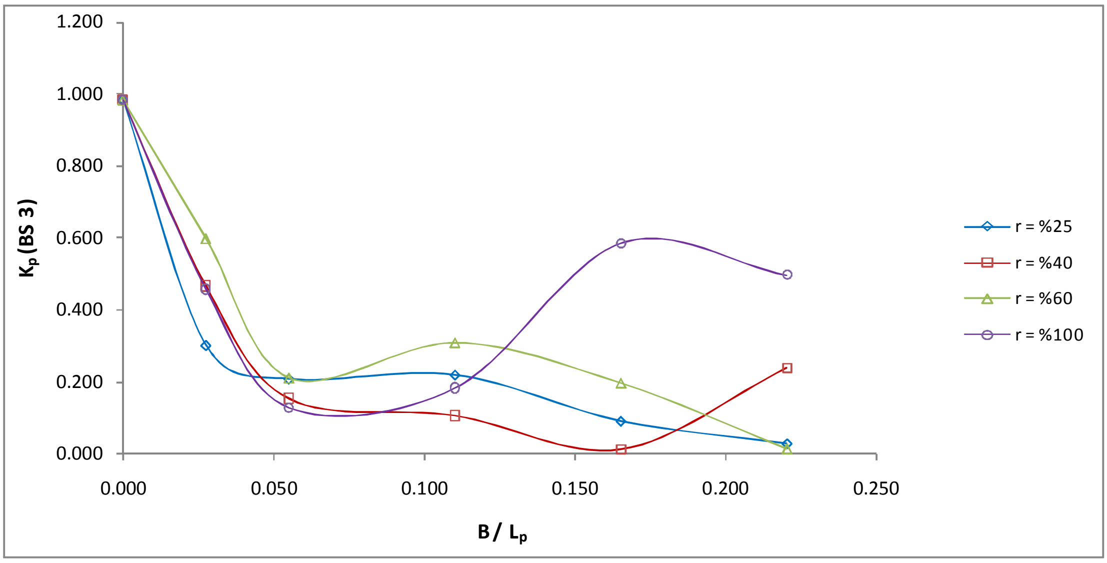
Görüldüğü gibi bu noktada ölçülen basınç değerleri B/L_p > 0,10 durumunda genel olarak düz düşey yüzlü yapıya göre azalma göstermekte, ancak boyutsuz odacık genişliği 0,15 değerini aştığında (özellikle r = %100 ve r = %25 serilerinde) basınç tekrar yükselebilmektedir. %40 boşluklu önduvar ile yapılan deneylerde basıncın küçük B/L_p değerlerinde de bir artış gösterdiği dikkat çekmektedir.

Alt odacığın geçirimsiz arka duvarına yerleştirilmiş olan BS_2 basınçölçeri düzensiz dalgalarla yapılan deneylerde Şekil 6.44'te özetlenen sonuçları vermiştir. Burada göze çarpan en önemli nokta alt odacık arka duvarındaki basıncın genel itibarı ile düz düşey yüzlü yapının önduvarına göre daha yüksek olmasıdır. Odacık genişliği arttıkça basınç dalgalanmakta ve B/L_p > 0,20 durumunda düz düşey duvardaki referans değerin de altına düşmektedir. Yalnızca önduvarsız konfigürasyonda basıncın geniş odacıkta bile yüksek değerler vererek salınmaya devam ettiği gözlenmiştir.



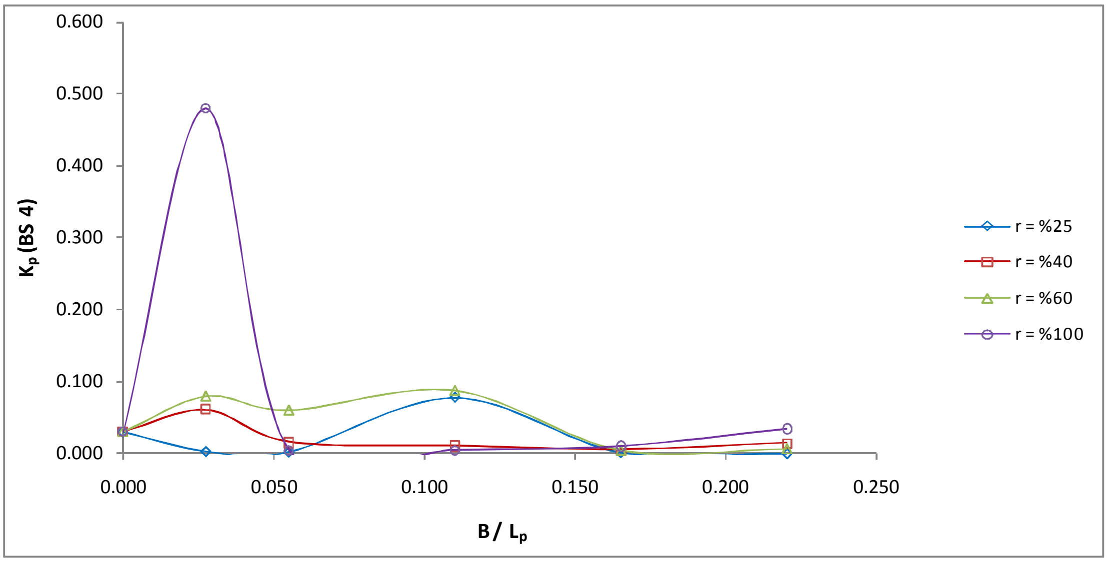
Şekil 6.44 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için BS_2 boyutsuz dinamik dalga basıncı katsayısı (K_P) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_p) ilişkisi.

BS_3 üst odacığın geçirimsiz arka duvarına yerleştirilmiş ve bu dalgaölçerle kaydedilen boyutsuz basınç katsayıları Şekil 6.45'te verilmiştir. Bu şekilden görülebileceği gibi artan odacık genişliğiyle odacığın arka duvarına etkiyen basınç değeri düşmektedir. Önyüzsüz odacıkla yapılan deneylerde (r = %100) bu duruma istisna teşkil eden periyodik bir davranış göze çarpmaktadır. Önyüz olmadan dalga üst odacığın içine daha kolay etki edebileceği için bu beklenen bir sonuçtur. Ayrıca düzenli dalgalarla yapılan deneylerde de aynı serinin benzer davranış gösterdiği tespit edilmiştir. Buna ek olarak r = %40 için yapılan deneylerde B/L_p > 0,10 durumu için basıncın bir miktar yükseldiği görülmektedir.



Şekil 6.45 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için BS_3 boyutsuz dinamik dalga basıncı katsayısı (K_P) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_p) ilişkisi.

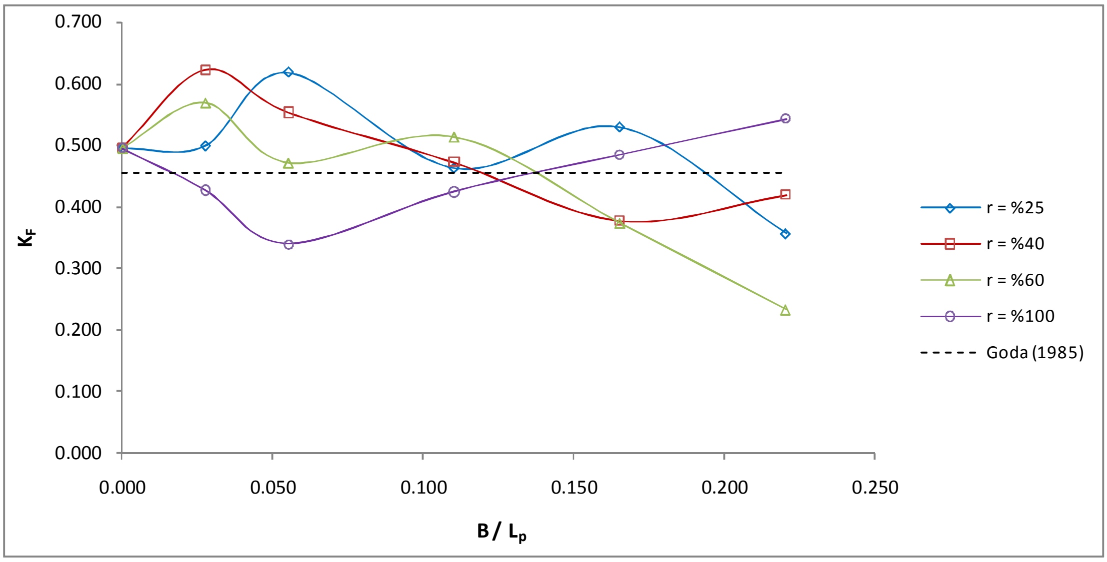
Basınçölçerlerden en üstte yer alan BS_4 tarafından kaydedilen boyutsuz dinamik dalga basınçları Şekil 6.46'da verilmektedir. Görüldüğü gibi boyutsuz basınç değerleri sıfıra yakındır. Önduvarsız deneylerde B/L_p = 0,025 için diğer basınç değerlerinin 10 katından fazla bir değer göze çarpmaktadır. Bu kadar yüksek bir değerin açığa çıkmasına neden olan olgunun çarpma basıncı olduğu düşünülmektedir. Bu noktada örnekleme sıklığı 32 Hz olan ölçümlerde genel olarak yakalanamayan, çok daha keskin bir ani pik basınç değerinin yakalandığı düşünülmektedir.



Şekil 6.46 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için BS_4 boyutsuz dinamik dalga basıncı katsayısı (K_P) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_p) ilişkisi.

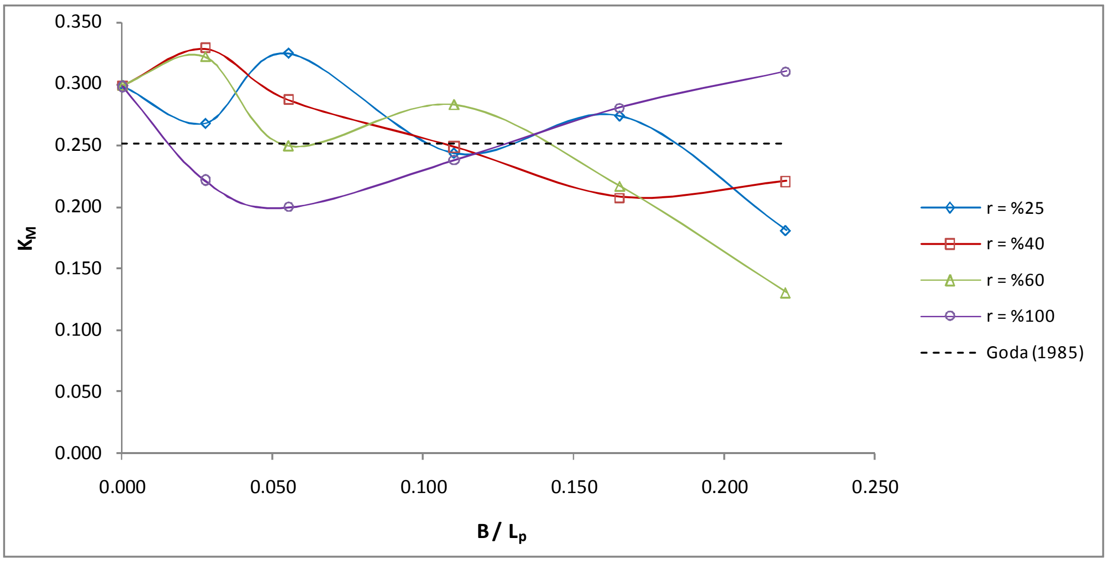
Akım odacıklı kesonun tırmanmayı düz düşey duvara göre oldukça azalttığı bilinmesine rağmen, bu ekstrem nokta haricinde de BS_4 basınçölçerinin yerleştirildiği konumdaki basıncın bazı B/L_p değerlerinde referans düz düşey yüzeye göre arttığı görülmektedir. Bu yerel artışların nedeninin, odacık genişliğine bağlı salınımlı davranış (periyodik bileşen) olduğu düşünülmektedir.

Elde edilen bu basınç değerlerinden dalga itkisi ve dalga momenti elde edildiğinde, akım odacıklı kesonun düzensiz dalgalar altında düzenli dalgalara nazaran daha yüksek itki ve momente maruz kaldığı sonucu ortaya çıkmaktadır. Boyutsuz yatay dalga itkisi ve boyutsuz dalga momenti katsayılarını gösteren Şekil 6.47 ve 6.48 incelendiğinde bu yargı daha netleşmektedir. Yine de farklı B/L_p değerlerinde yapılan deneylerden elde edilen verilerin ortalaması alındığında, akım odacıklı kesonun düz düşey duvara göre bariz olarak daha yüksek itki ve momente maruz kaldığı söylenemez. Bu şekillerden boyutsuz odacık genişliğine bağlı bariz bir periyodiklik ortaya çıkmaktadır ve $B/L_p \approx 0{,}22$ noktasına gelindiğinde itki ve momentin r = %100 haricindeki deneylerde net olarak referans değerin altına düştüğü görülmektedir.



Şekil 6.47 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı r değerleri için boyutsuz yatay dalga kuvveti katsayısı (K_F) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_p) ilişkisi.

Bu grafiklerde Goda (1985) yöntemine göre en yüksek dalga ve pik periyot için hesaplanan yatay dalga itkisi ve dalga momenti katsayıları da gösterilmiştir. Hesaplanan bu değerler, düzenli dalgalarda olduğu gibi çarpma basıncı etkisinin dengelenmesi için 1,25'lik bir büyütme faktörüyle çarpılmış olmasına rağmen, düz düşey duvar için elde edilen referans deney değerlerinin bariz olarak altında kalmaktadır. Düzensiz dalgalarda çarpma basıncı piklerinin daha keskin olarak görüldüğü düşünülürse, aslında bu beklenen bir sonuçtur (Ramkema, 1978; Topliss, 1994). Boyutsuz momentlerin elde edildiği Şekil 6.48'de bu farkın daha büyük olması, moment kolunun büyük olduğu su seviyesi civarına/üstüne etkiyen basınçlarda çarpma basıncı etkisinin daha büyük olduğunu göstermektedir.



Şekil 6.48 : Kullanılan düzensiz dalga serisi altında farklı *r* değerleri için boyutsuz dalga momenti katsayısı (K_M) ile boyutsuz odacık genişliği (B/L_p) ilişkisi.

7. DALGANIN AKIMA DÖNÜŞEREK SÖNÜMLENMESİ MEKANİZMASININ KURAMSAL OLARAK İNCELENMESİ

Önceki bölümlerde de bahsedildiği üzere, bu çalışma kapsamında söz konusu olgunun incelenmesinde mümkün olduğunca basit dalga ve akım denklemleri ile teorik bir yaklaşım ortaya konarak, fiziksel modelden elde edilen verilerin daha iyi anlaşılabilmesi ve yorumlanabilmesi için analitik bir altyapı kurulması da hedeflenmektedir. Bu amaca yönelik olarak oluşturulan altyapı Bölüm 7 ve Bölüm 8'de açıklanmaya çalışılmış, Bölüm 9'da ise fiziksel model çalışmasından elde edilen verilere uyarlanarak sonuçlar bir bütün halinde değerlendirilmiştir.

Bu bölümde ele alınan dalganın akıma dönüşerek sönümlenmesi mekanizması asıl olarak *üst odacığın* dalgalar karşısındaki davranışını ortaya koysa da, alt odacık için de öz bir değerlendirilmesi verilmiştir. Çünkü alt odacıkta dalga formunun esasında bozulmamış olduğu hem daha önce boşluklu kesonlar için yapılan çalışmalardan, hem de model gözlemlerinden açığa çıkan ortak bir sonuçtur. Bölüm 7.2'de yapılan değerlendirmelerle bu nokta daha ayrıntılı açıklanmaktadır. Alt odacığın dalga sönümlemesinde esas olan mekanizma ise Bölüm 8'de ele alınmıştır.

7.1 Probleme Bakış, Temel Tanımlar ve Temel Kabuller

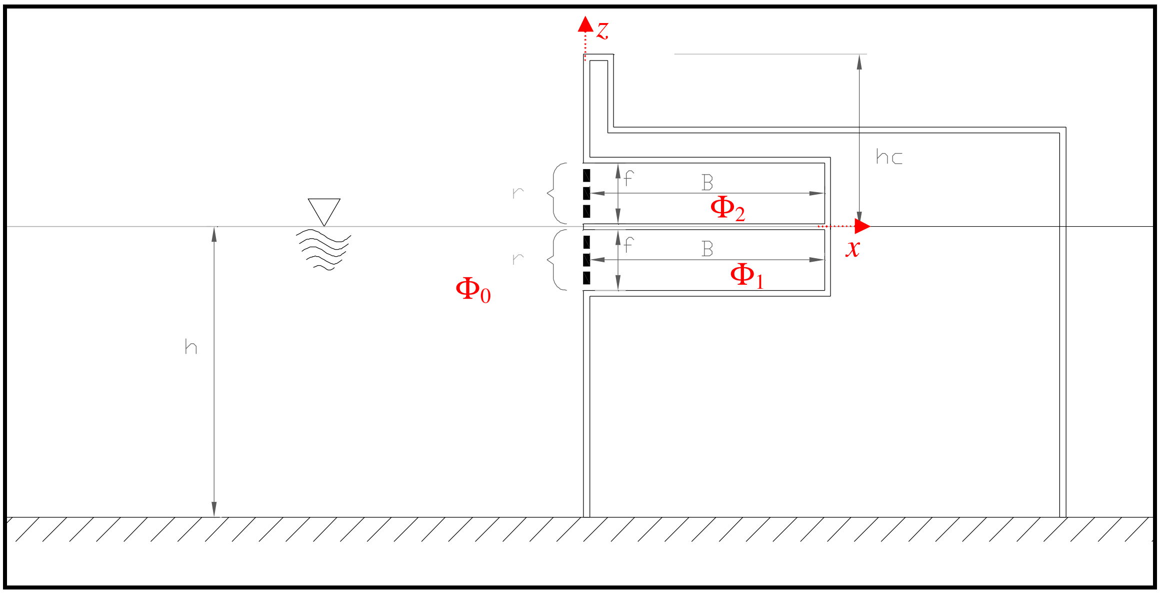
Önceki bölümlerde geometrisi ve diğer özellikleri ayrıntılı olarak verilen model kesonun şematik çizimi, iki boyutlu Kartezyen koordinat sistemi ve tanımlanan akım bölgeleri ile Şekil 7.1'de tekrar gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü üzere, kesonda yer alan her iki odacıkta da aynı boy (B), aynı yükseklik (f) ile aynı poroziteli (r) ve aynı kalınlıkta (b) ön duvar kullanılmıştır. h su derinliği ve h_c keson üst kotudur. Problemi basitleştirmek için öncelikle aşağıdaki kabulleri yapmak yerinde olacaktır:

K1. Akışkan (su) homojen, sıkıştırılamaz ve sürtünmesiz (viskoz olmayan) bir akışkandır.

K2. Akım laminar ve çevrintisizdir (potansiyel akım koşulları geçerlidir).

K3. Duvar kalınlıkları difraksiyon olmayacak kadar küçüktür.

K4. Gelen dalgalar eşperiyotlu, küçük genlikli, sinüzoidal ve yapı düzlemine diktir (*y* ekseni boyunca üniformluk vardır ve problem iki boyutludur).



Şekil 7.1 : Modellen kesonun şematik çizimi ve önemli parametreler.

Bu kabuller ışığında Şekil 7.1'de 0, 1 ve 2 indisleri ile gösterilen her üç kısım için de (deniz tarafı, üst odacık ve alt odacık) birer hız potansiyeli, Φ, tanımlanması mümkün olacak ve tanım icabı (*u* ve *w* sırasıyla *x* ve *z* yönlerindeki hızlar olmak üzere) $u=-\dfrac{\partial\Phi}{\partial x}$ ve $w=-\dfrac{\partial\Phi}{\partial z}$ eşitlikleri geçerli olacaktır. Bir başka deyişle $\Phi(x,z,t)$ potansiyel fonksiyonu için Laplace denklemi sağlanmalıdır:

$$\nabla^2\Phi=0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}=0 \tag{7.1}$$

Potansiyel akım ortamında Bernoulli denklemi de geçerli olacaktır:

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial t}+\frac{1}{2}\left(u^2+w^2\right)+\frac{P}{\rho}+gz=F(t) \tag{7.2a}$$

Denklemdeki *F*(*t*), yalnızca zamana bağlı bir fonksiyon olduğu için, potansiyel fonksiyon hız bileşenleri açısından değerlendirildiğinde (2a) denklemi;

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial t}+\frac{1}{2}\left(u^2+w^2\right)+\frac{P}{\rho}+gz=0 \tag{7.2b}$$

şeklinde yeniden yazılabilecektir. Burada p basınç, ρ özgül kütle ve g de yerçekimi ivmesidir. Bu hız potansiyeli fonksiyonunun *tanım kümesi* (TK) ise 0, 1 ve 2 bölgeleri için aşağıdaki gibidir (Şekil 1.1):

TK1. Φ_0 için $\quad -\infty \le x \le 0$, $\quad -h \le z \le \eta_0$, $\quad -\infty \le t \le \infty$

TK2. Φ_1 için $\quad 0 \le x \le B$, $\quad 0 \le z \le \eta_1 \le f$, $\quad -\infty \le t \le \infty$

TK3. Φ_2 için $\quad 0 \le x \le B$, $\quad -f \le z \le \eta_2 \le 0$, $\quad -\infty \le t \le \infty$

Burada η_0, η_1 ve η_2 sırasıyla 0, 1 ve 2 bölgesindeki su yüzeyinin x ve t'ye bağlı fonksiyonlarıdır. 0 bölgesi için aşağıdaki sınır koşulları yazılabilir:

$z = -h$ için; $w_0 = -\dfrac{\partial \Phi_0}{\partial z} = 0$ (tabandaki sınır koşulu) **(7.3)**

$z = \eta_0$ için; $w_0 = \dfrac{d\eta_0}{dt} = \dfrac{\partial \eta_0}{\partial t} + u\dfrac{\partial \eta_0}{\partial x}$ (yüzeydeki sınır koşulu) **(7.4)**

$z = \eta_0$ için; $p = p_a = 0$ (serbest yüzey) $\rightarrow -\dfrac{\partial \Phi_0}{\partial t} + \dfrac{1}{2}\left(u_0^2 + w_0^2\right) + g\eta_0 = 0$ **(7.5)**

$x = -\infty$ için; $-\infty < \lim\limits_{x \to -\infty} \Phi_o < \infty$ (sonlu değer gerekliliği) **(7.6)**

$x = 0$ ve $-h \le z \le -f$ için; $u_0 = -\dfrac{\partial \Phi_0}{\partial x} = 0$ (katı cidar sınır koşulu) **(7.7)**

Benzer şekilde 1 bölgesi için şu sınır koşulları yazılabilir:

$z = 0$ için; $w_1 = -\dfrac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0$ (tabandaki sınır koşulu) **(7.8)**

$x = -B$ için; $u_1 = -\dfrac{\partial \Phi_1}{\partial x} = 0$ (katı cidar sınır koşulu) **(7.9)**

2 bölgesi için ise şu sınır koşulları yazılabilir:

$z = -f$ için; $w_2 = -\dfrac{\partial \Phi_2}{\partial z} = 0$ (tabandaki sınır koşulu) **(7.10)**

$x = -B$ için; $u_2 = -\dfrac{\partial \Phi_2}{\partial x} = 0$ (katı cidar sınır koşulu) **(7.11)**

Yukarıda verilen ifadelerden sınır koşulları değerlendirildiğinde (7.5) ifadesinin dinamik bir koşul olduğu, diğerlerinin ise kinematik şartların ifadesi olduğu görülmektedir.

1 ve 2 bölgelerindeki akım şartları probleminin çözülebilmesi için, 0 bölgesindeki akım şartlarının (gelen ve yansıyan dalga şartlarının) geçirgen odacık duvarları üzerinden eşitlenmesi makul bir yol olarak görünmektedir. Daha önce yapılan çalışmalarda da benzer stratejiler izlenmiştir (Isaacson ve diğ., 1998; Fugazza ve Natale, 1992; Williams ve diğ., 2000; v.b.). Bu noktada 0 bölgesindeki akım için aşağıdaki kabulü yapmak yerinde olacaktır.

K5. Φ_i ve Φ_r sırasıyla +*x* ve –*x* yönlerinde, θ kadar bir faz gecikmesi ile ilerleyen dalgaların lineer dalga teorisine uyan bir biçimde yazılmış hız potansiyeli denklemleri olmak üzere; 0 bölgesindeki hız potansiyeli $\Phi_0 = \Phi_i + \Phi_r$ şeklinde bir süperpoze dalgayı ifade eder.

$$\Phi_i = \frac{a_i g}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) \tag{7.12}$$

$$\Phi_r = \frac{a_r g}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(-kx - \omega t - \theta) \tag{7.13}$$

$$\Phi_0 = \Phi_i + \Phi_r = \frac{g}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \left[a_i \cos(kx - \omega t) + a_r \cos(kx + \omega t + \theta) \right] \tag{7.14}$$

Burada ω gelen dalganın açısal frekansını ($2\pi/T$), *k* da bu açısal frekansa dispersiyon denklemiyle bağlı dalga sayısını ($2\pi/L$) göstermektedir. Bu kabul dâhilinde, 1 ve 2 odacıklarındaki akımın 0 bölgesi üzerindeki etkileri yalnızca Φ_r (yansıyan dalga) bileşeni ile ifade edilmiştir. Bir başka deyişle, 1 ve 2 odacıklarının etkisi ile 0 bölgesindeki orbital hareketin aslında tam olarak bozulmadığı, yalnızca genliğinin azaltılarak ($a_i \rightarrow a_r$), θ kadar bir faz gecikmesi ile yansıtıldığı kabul edilmektedir.

0 bölgesinde tanımlanan akımla 1 ve 2 bölgelerindeki akımın arayüzleri göz önüne alındığında, örtüşen sınır koşulları için süreklilik prensibi uyarınca aşağıdaki denklemler yazılabilir (Fugazza ve Natale, 1992):

$x = 0$ ve $0 < z \leq f$ iken;
$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \tag{7.15a}$$

$x = 0$ ve $-f \le z < 0$ iken; $$\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \quad \textbf{(7.15b)}$$

0~1 bölgeleri arasında ve benzer şekilde 0~2 bölgeleri arasında bir potansiyel kaybı olacağı, bu kaybın da arayüzdeki yatay hızlarla bir yük kaybı (veya sürtünme) terimi, *G'*, üzerinden orantılı olacağı daha önce yapılan bazı çalışmalarla da ortaya konmuştur (Isaacson ve diğ., 1998).

$x = 0$ ve $0 < z \le f$ iken; $$\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = G_1'(\Phi_0 - \Phi_1) \quad \textbf{(7.16a)}$$

$x = 0$ ve $-f < z \le 0$ iken; $$\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = G_2'(\Phi_0 - \Phi_2) \quad \textbf{(7.16b)}$$

(7.16a) ile verilen koşul, bir dinamik denklem olarak ifade edilirse basınç hız ilişkisi aşağıdaki şeklini alacaktır (Fugazza ve Natale, 1992):

$$\frac{P_1 - P_0}{\rho} + \frac{\alpha}{2} U|U| + \int_l \frac{\partial U}{\partial t} dl = 0 \quad \textbf{(7.17)}$$

Burada U filtre hızı (ortalama su hızı) olup $U = ru_0 = ru_1$ şeklinde ifade edilebilir. Kinetik enerji teriminde yer alan mutlak değer operatörü hızın karesi alındığında yönlü kalmasını sağlamaktadır. Bu dinamik eşitlik aslında Bernoulli denkleminden türetilen orifis denklemine yerel atalet terimi eklenerek elde edilmiştir. Fugazza ve Natale (1992) atalet terimindeki (üçüncü terim) l parametresini geçirimli cidardan akan jetin uzunluğu olarak tanımlamıştır. Daha sonra yapılan birçok deneysel ve teorik çalışmada her özel durum için l jet uzunluğu gelen dalga boyu L'ye bağlı olarak oldukça hassas olarak belirlenebilmiş olsa da genellikle çok küçük bir değerdir ve b cidar kalınlığına eşit kabul edilebilir (Fugazza ve Natale, 1992). Nitekim yerel atalet terimi basınç teriminin yanında oldukça küçük kaldığı için (Urishima ve diğ, 1986) problemi ilk aşamada lineer halde ele almak adına ihmal edilmiştir. Denklem (7.16)'da ise bu terim, akışkanın lokal ivmesine bağlı olması dolayısıyla *eklenmiş ağırlığa*[8] bağlı olarak karmaşık sayı olan *G'* geçirimlilik parametresi bünyesinde yer almaktadır (Isaacson ve diğ., 1998).

Yukarıdaki denklemde yer alan α yük kaybı terimi, aslında "viskoz bir yük kaybını" değil; boşluklu duvar önündeki büzülme ve ardındaki genişlemeden kaynaklanan

---

[8] İng. *Added mass.*

kabarma basınçları kaynaklı bir “yersel yük kaybını” ifade eder. Bu açıdan K1 kabulü ile bir çelişki arz etmemektedir.

α yük kaybı terimi için birçok farklı yaklaşımda bulunmak mümkündür. Literatürde incelenen benzer problemler için boşluk oranı, cidar kalınlığı, delik boyunun cidar kalınlığına oranı, büzülme faktörü gibi birçok farklı parametre bu terimin belirlenmesi için kullanılmıştır. Problemin lineerliğinin korunması açısından terim çok defalar sabit kabul edilmiştir (Yu, 1995). Yukarıdaki paragrafta belirtildiği üzere geçirimli cidardan geçen akım bir orifis olarak düşünülecektir. Geçirimli duvardaki deliklerin boyutları duvar kalınlığına göre küçükse (D/b < 0,5) boru tipi orifis, aksi durumda ise levha tipi orifis yaklaşımı yapmak yerinde olacaktır (Fugazza ve Natale, 1992). Bu çalışmada geçirimli cidar üzerindeki boşluklar duvar kalınlığına göre oldukça büyük olduğu için (D/b >> 0,5), enerji kaybı teriminin belirlenmesinde levha tipi orifis için tanımlanan enerji kaybı terimi ifadesi kullanılabilecektir (Hattori, 1972; Kondo, 1979):

$$\alpha = \left(\frac{1}{rC_b} - 1 \right)^2 \qquad \textbf{(7.18a)}$$

C_b duvar içinden geçen akım için büzülme katsayısıdır ve levha tipi orifisler için D/b > 0,5 durumunda standart $C_b \approx 0{,}6$ değerini almaktadır (Kondo, 1979). Bu yaklaşımda (7.16) ifadelerinde yer alan yük kaybı terimi esasında düşeyde (z’nin bir fonksiyonu olarak) değişmektedir (Horiguchi, 1976). Fugazza ve Natale (1992) bu terimi sabit aldıkları ve deneysel verileriyle daha iyi örtüştüğü için;

$$\alpha = \left(\frac{1}{rC_b} \right)^2 - 1 \qquad \textbf{(7.18b)}$$

ve $C_b = 0{,}55$ düzeltmelerini yapmışlardır.

Bu bölümde (7.17) ifadesi atalet terimi ihmal edilerek esas alınıp bir çözüm ortaya konmuştur. Denklem (7.16b) ise bölüm 8’de alt odacık için potansiyel fonksiyon üzerinden üretilen çözümde kullanılacaktır. Denklem (7.17)’nin çözümüne geçmeden önce eklenebilecek önemli bir not da, (7.7) ifadesi ile verilen sınır koşulunun sağlanmasıdır. (7.14) eşitliği ile ortaya konan bir hız potansiyeli fonksiyonunun hem (7.7), hem (7.15) denklemleri ile verilen sınır koşullarını aynı zamanda sağlaması için θ faz farkı teriminin sabit olmayıp derinlikle değişmesi bir çözüm olarak görünmektedir. Bu noktada, orbital hareketin (7.15) eşitliklerinin geçerli olduğu bölgelerde *sekteye uğradığı* ortaya çıkan bir başka sonuçtur. Yalnızca enerji transferi olan lineer dalganın özellikle 1 odacığı (üst odacık) sayesinde, ortam arayüzlerinden itibaren kütle transferine dönüştüğü (en azından odacıklarda *salınımlı akım*[9] meydana geldiği) söylenebilir.

Bölüm 6'da incelendiği gibi odacıklardaki akımın hem yansıyan dalgayı hem de yapıya etki eden bileşke (süperpoze) itki ve momenti etkilemesi beklenir. Gelen dalganın enerjisinin bir kısmı odacıkların içinde harcanarak hem yansıyan dalga azalmakta, hem de dalga tarafından yapıya aktarılan yüksek momentumun bir kısmı geciktirilerek yapı üzerindeki net maksimum itki azaltılmaktadır. Bu *zamanlamayı* ve yerçekimine karşı yapılan işle *harcanan* enerjiyi belirleyen mekanizmanın 1 ve 2 odacıklarındaki akım olduğu düşünüldüğünde, *odacıkların dolması ve boşalması* problemin merkezindeki olgulardan biri olarak ortaya çıkmaktadır.

7.2 Odacıkların Dolma-Boşalma Mekanizması

Odacıkların dolup boşalmasının fiziğini şekillendiren en önemli faktörlerin gelen dalgayı tanımlayan parametrelerin yanında; odacıkların geometrisi (hacim, genişlik, yükseklik, konum, vb.) ve geçirimli cidar özellikleri (α ile gösterilen enerji kaybı terimi içindeki tüm parametreler) olduğu ortaya çıkmaktadır. Bunların yanında yukarıda tartışıldığı gibi odacıkların içinde kalan ve sıkışan hava, akışkan özellikleri gibi başka parametreler de etkili olacaktır. Aşağıda sırasıyla 1 ve 2 odacıkları için dolup boşalma mekanizması yukarıdaki denklemler ışığında incelenmiştir.

Öncelikle 1 odacığı ele alındığında, (7.17) denklemine göre, 1 odacığının dolması evresi için $P_0 > P_1$ şartının sağlanması gerekmektedir. 0 bölgesindeki basıncın, P_0, bulunması için (7.14) denkleminin zamana göre kısmi türevini almak, başka bir deyişle (7.2b) denkleminde yerine koymak yeterli olacaktır:

$$g\frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}\left[a_i \sin(kx-\omega t) - a_r \sin(kx+\omega t+\theta)\right] = \frac{\left(u_0^2+w_0^2\right)}{2} + \frac{P_0}{\rho} + gz \qquad \textbf{(7.19)}$$

Bu denklemde köşeli parantez içinde yer alan ifadenin aslında 0 bölgesindeki su yüzü denklemi (η_0) olduğu görülebilir. Bu fonksiyon yerine konur ve Bernoulli denklemini

[9] İng. *Oscillatory flow.*

lineer hale getirmek adına eşitliğin sağ tarafındaki hız terimleri ihmal edilirse, 0 bölgesindeki basınç denklemi (7.20)'de verildiği şekilde elde edilebilir:

$$P_0 = \rho g \eta_0 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \rho g z \qquad \textbf{(7.20)}$$

Lineer dalganın üssel (eksponansiyel) olarak azalan tabiatını ifade eden hiperbolik terim $z \geq 0$ için "1"e eşit olacaktır. Yukarıda verilen TK1. tanım kümesi uyarınca da, P_0 basınç fonksiyonu $z > \eta_0$ için "0" değerini almaktadır.

1 bölgesindeki basınç P_1 hesaplanırken 0 bölgesinde olduğu gibi hız terimleri ihmal edilirse, basitçe 1 odacığının su kotu fonksiyonu η_1'e bağlı bir hidrostatik basınç denklemi ortaya çıkacaktır. TK.2 uyarınca bu denklem de $z > \eta_1$ için "0" ile sonuçlanacaktır. 1 odacığının geçirimli duvarı üzerinde ($x = 0$ ve $0 \leq z \leq f$ iken) P_0 ve P_1 fonksiyonları özet olarak aşağıdaki şekilde yeniden tanımlanabilir:

$$P_0 = \begin{cases} \rho g (\eta_0 - z) & 0 \leq z \leq \eta_0 \\ 0 & \eta_0 < z \leq f \end{cases} \qquad \textbf{(7.21a)}$$

$$P_1 = \begin{cases} \rho g (\eta_1 - z) & 0 \leq z \leq \eta_1 \\ 0 & \eta_1 < z \leq f \end{cases} \qquad \textbf{(7.21b)}$$

1 odacığının dolma evresinde (7.17)'de yer alan U terimi pozitif x yönünde ve $P_0 > P_1$ olacaktır. Dolayısıyla da $\eta_0 > \eta_1$ olmalıdır. Bu durumda dolma evresi için hız denklemi şöyledir:

$$U = ru_0 = \sqrt{\frac{2(P_0 - P_1)}{\rho}} \underbrace{\sqrt{\frac{1}{\alpha}}}_{C_l} \qquad \textbf{(7.22)}$$

Enerji teriminin bu hali notasyonda sadelik sağlamak amacıyla C_l olarak adlandırılmıştır. Odacığın dolma debisini veren ifade U teriminin $0 \leq z \leq f$ aralığında integrasyonu ile elde edilebilir:

$x = 0$ iken; $$Q_{giren1} = \int_0^f ru_0 dz \qquad \textbf{(7.23)}$$

(7.21) denklemleri kullanıldığında giren debi ifadesi şu hali alacaktır:

$$Q_{giren1} = C_l \sqrt{2g} \left[\int_0^{\eta_1} \sqrt{\eta_0 - \eta_1} dz + \int_{\eta_1}^{\min(\eta_0, f)} \sqrt{\eta_0 - z} dz \right] \quad \textbf{(7.24)}$$

Denklemin ilk terimi için çözüm tektir. İkinci terim de kolaylıkla integre edilse de çözüm η_0 fonksiyonunun değerine bağlı olarak iki farklı şekilde değişecektir:

$$Q_{giren1} = C_l \sqrt{2g\left(\eta_0 - \eta_1\right)}\,\eta_1 - \left. \left(\frac{2C_l\sqrt{2g}}{3} \left(\eta_0 - z\right)^{3/2} \right) \right|_{\eta_1}^{\min(\eta_0, f)} \quad \textbf{(7.25)}$$

1. Durum: $\eta_0 \leq f \rightarrow Q_{giren1} = \frac{C_l}{3} \sqrt{2g\left(\eta_0 - \eta_1\right)} \left(2\eta_0 + \eta_1\right)$ **(7.26a)**

2. Durum: $\eta_0 > f \rightarrow$
$$\begin{aligned} Q_{giren1} &= \frac{C_l}{3} \sqrt{2g\left(\eta_0 - \eta_1\right)} \left(2\eta_0 + \eta_1\right) \\ &- \frac{2C_l}{3} \sqrt{2g} \left(\eta_0 - f\right)^{3/2} \end{aligned} \quad \textbf{(7.26b)}$$

(7.26) ifadelerinin fiziksel anlamına bakıldığında; ilk durum 0 bölgesi su kotunun odacık yüksekliğinden küçük olması, ikinci durum ise büyük olmasıdır. Eğer gelen ve yansıyan dalgaların bileşke (süperpoze) dalga genliği (a_0) odacık yüksekliğinden az ise, o zaman 1 odacığının dolma evresinin tamamında ilk durum geçerli olacaktır. Su kotu odacık yüksekliğini aştığında ise, P_0 basıncı yükselmeye devam etmesine rağmen kütle akışı yalnızca odacığın geçirimli duvarı üzerinden sağlanacağı için ikinci durumda verilen denklem geçerli olacaktır.

1 odacığının boşalma evresinde (7.17)'de yer alan U terimi negatif x yönünde ve $P_1 > P_0$ olacaktır. Dolayısıyla da $\eta_1 > \eta_0$ olmalıdır. Bu durumda hız denklemi şöyledir:

$$U = ru_0 = \sqrt{\frac{2\left(P_1 - P_0\right)}{\rho}}\, C_l \quad \textbf{(7.27)}$$

Boşalma evresi boyunca $\eta_1 > \eta_0$ sağlanacağı ve TK.2 icabı $\eta_1 \leq f$ olacağı için (7.23) ifadesi boşalma debisi için şu hali alacaktır:

$x = 0$ iken; $$Q_{çıkan1} = \int_0^{\eta_1} ru_0 dz \quad \textbf{(7.28)}$$

(7.21) ve (7.27) denklemleri (7.28) eşitliğinde yerleştirilirse, integrasyon aşağıdaki hali alır:

$$Q_{çıkan1} = C_l\sqrt{2g}\left[\int_{0}^{\text{maks}(\eta_0,0)} \sqrt{\eta_1-\eta_0}\,dz + \int_{\text{maks}(\eta_0,0)}^{\eta_1} \sqrt{\eta_1 - z}\,dz\right] \quad \textbf{(7.29)}$$

$$Q_{çıkan1} = C_l\sqrt{2g}\left[\begin{array}{l} \left.\left(\sqrt{\eta_1-\eta_0}\,z\right)\right|_{0}^{\text{maks}(\eta_0,0)} \\ -\left.\left(\frac{2}{3}(\eta_1-z)^{3/2}\right)\right|_{\text{maks}(\eta_0,0)}^{\eta_1} \end{array}\right] \quad \textbf{(7.30)}$$

Bu denklemin çözümünde de iki farklı durum ortaya çıkmaktadır. Dışarıdaki su kotu sakin su seviyesinin altında iken birinci durum geçerli olacak ve integrasyonun ilk terimi kendiliğinden düşecektir. Su kotu sakin su seviyesi ile 1 odacığının su seviyesi arasında iken ise ikinci durum geçerli olacaktır. Bu iki durumun ifadesi (7.31) denklemlerinde verilmiştir:

1. Durum: $\eta_0 \le 0 \rightarrow Q_{çıkan1} = \dfrac{2C_l\sqrt{2g}}{3}(\eta_1)^{3/2}$ **(7.31a)**

2. Durum: $\eta_0 > 0 \rightarrow Q_{çıkan1} = \dfrac{C_l}{3}\sqrt{2g(\eta_1-\eta_0)}\,(2\eta_1+\eta_0)$ **(7.31b)**

2 bölgesinin dolma ve boşalma debilerini hesaplamadan önce (7.21) benzeri bir denklemle bu bölgedeki basıncı (P_2) tanımlamak yerinde olacaktır. Burada da lineer dalga hızının derinlikle üssel olarak azalan terimi ihmal edilmiştir:

$$P_2 = \begin{cases} \rho g(\eta_2 - z) & -f \le z \le \eta_2 \\ 0 & \eta_2 < z \le 0 \end{cases} \quad \textbf{(7.32)}$$

1 odacığı için yapılan debi hesaplamalarına benzer şekilde, 2 odacığının dolma evresi için $P_0 > P_2$ ve $\eta_0 > \eta_2$ koşulu sağlanmalıdır. Bu durumda 2 odacığının dolma debisi;

$x = 0$ iken; $$Q_{giren2} = \int_{-f}^{0} r u_0\,dz \quad \textbf{(7.33)}$$

biçimindedir. (7.21a) ve (7.32) denklemleri kullanıldığında giren debi ifadesi şu hali alacaktır:

$$Q_{giren2} = C_l\sqrt{2g}\left[\int_{-f}^{\eta_2} \sqrt{\eta_0-\eta_2}\,dz + \int_{\eta_2}^{\min(0,\eta_0)} \sqrt{\eta_0 - z}\,dz\right] \quad \textbf{(7.34)}$$

$$Q_{giren2} = C_l\sqrt{2g\left(\eta_0-\eta_2\right)}\left(\eta_2+f\right) - \Bigg|_{\eta_2}^{\min(0,\eta_0)}\left(\frac{2C_l\sqrt{2g}}{3}\left(\eta_0-z\right)^{3/2}\right) \qquad \textbf{(7.35)}$$

İkinci terim, $\eta_0 \leq 0$ veya $\eta_0 > 0$ için iki farklı hal ortaya çıkaracaktır:

1. Durum: $\eta_0 \leq 0 \rightarrow Q_{giren2} = \frac{C_l}{3}\sqrt{2g\left(\eta_0-\eta_2\right)}\left(2\eta_0+\eta_2+3f\right)$ **(7.36a)**

2. Durum: $\eta_0 > 0 \rightarrow$ $\begin{aligned} Q_{giren2} &= \frac{C_l}{3}\sqrt{2g\left(\eta_0-\eta_2\right)}\left(2\eta_0+\eta_2+3f\right) \\ &- \frac{2C_l\sqrt{2g}}{3}\left(\eta_0\right)^{3/2}\end{aligned}$ **(7.36b)**

2 odacığının boşalma evresinde U terimi negatif x yönünde, $P_2 > P_0$ ve $\eta_2 > \eta_0$ olacaktır:

$$U = ru_0 = \sqrt{\frac{2\left(P_2-P_0\right)}{\rho}}C_l \qquad \textbf{(7.37)}$$

Boşalma evresi boyunca $\eta_2 > \eta_0$ eşitsizliği sağlanacağı ve TK.3 icabı $\eta_2 \leq 0$ olacağı için boşalma debisi şu hali alacaktır:

$x = 0$ iken; $Q_{çıkan2} = \int_{-f}^{\eta_2} ru_0 dz$ **(7.38)**

(7.37), (7.21a) ve (7.32) ifadeleri 2 odacığı boşalma debisi denkleminde yerlerine yerleştirilirlerse, integrasyon aşağıdaki gibi çözülebilir:

$$Q_{çıkan2} = C_l\sqrt{2g}\left[\int_{-f}^{\mathrm{maks}(\eta_0,-f)}\sqrt{\eta_2-\eta_0}\,dz + \int_{\mathrm{maks}(\eta_0,-f)}^{\eta_2}\sqrt{\eta_2-z}\,dz\right] \qquad \textbf{(7.39)}$$

$$Q_{çıkan2} = C_l\sqrt{2g}\left[\begin{aligned} &\Bigg|_{-f}^{\mathrm{maks}(\eta_0,-f)}\left(\sqrt{\eta_2-\eta_0}\;z\right) \\ - &\Bigg|_{\mathrm{maks}(\eta_0,-f)}^{\eta_2}\left(\frac{2}{3}\left(\eta_2-z\right)^{3/2}\right)\end{aligned}\right] \qquad \textbf{(7.40)}$$

1 odacığı için yapılan boşalma debisi hesabına benzer şekilde, bu denklemin çözümünde de iki farklı durum ortaya çıkacaktır:

1. Durum: $\eta_0 \leq -f \rightarrow Q_{çıkan2} = \frac{2C_l\sqrt{2g}}{3}\left(\eta_2+f\right)^{3/2}$ **(7.41a)**

2. Durum: $\eta_0 > -f \rightarrow Q_{çıkan2} = \frac{C_l}{3}\sqrt{2g(\eta_2-\eta_0)}(2\eta_2+\eta_0+3f)$ **(7.41b)**

Bu hesaplarla elde edilen 1 ve 2 odacığı için dolma ve boşalma debileri, aslında odacıkların hacminin zamana göre değişimini (türevini) verecektir. Başka bir deyişle genel olarak;

$$\frac{dV}{dt} = Q(t) \qquad \textbf{(7.42)}$$

yazılabilir. Görüldüğü gibi Q aslında zamana bağlı bir fonksiyon olsa da, yukarıdaki denklemlerde t bağımsız değişkeni η parametresi bünyesinde yer almaktadır.

Bu noktadan daha ileriye devam etmeden önce 1 ve 2 odacıklarının dolma-boşalma mekanizmaları arasındaki farkı ortaya koyacak aşağıdaki sonuçların vurgulanması önemli görülmüştür:

- (7.26) denklemlerinden görülebileceği gibi üst odacığın dolması hem 1 hem de 0 no.lu bölgelerdeki akımlara bağlıdır. Ancak (7.31) denklemleri incelendiğinde, 0 bölgesinin su kotu SSS'nin altında iken üst odacığın boşalmasının <u>dışarıdaki (0 bölgesindeki) akımdan bağımsız</u> olduğu görülmektedir. Dışarıda sinüzoidal bir dalga olduğu düşünülürse, boşalma süresinin yarısından fazlasında üst odacığın boşalma akımının *yalnızca yerçekimi ile* (sıradan orifis akımıyla) kontrol edileceği ortaya çıkmaktadır. Bu şartlarda 1 bölgesinde dışarıdakine benzer bir dalga hareketi görülebilmesi çok zordur.
- Alt odacık için durum farklıdır. (7.36)'da verilen dolma debisi denklemlerinde, debinin 0 bölgesindeki akım tarafından kontrol edildiği görülmektedir. (7.41) olarak verilen alt odacığın boşalma debisi denklemlerinde ise, boşalmanın sadece odacık içindeki akıma bağlı olduğu (yer çekimi tarafından kontrol edildiği) durumu yansıtan $\eta_0 \leq -f$ koşulunun zaman olarak <u>boşalma evresinin çok küçük bir bölümünde geçerli</u> olduğu anlaşılmaktadır. Bazı durumlarda (yapı önündeki sinüzoidal dalga genliği odacık yüksekliğinden küçük olduğunda) bu durum *hiç* gerçekleşmemektedir.
- Bu sebeple üst odacıktaki akımın, yapı önündeki gibi bir dalga hareketi karakteri yansıtması beklenmezken; alt odacığın dış bölgedeki dalga

hareketinden bağımsızlaşamayarak, bu dalga özellikleri ile direkt olarak ilintili bir karakter sergileyeceği ortaya çıkan sonuçtur.

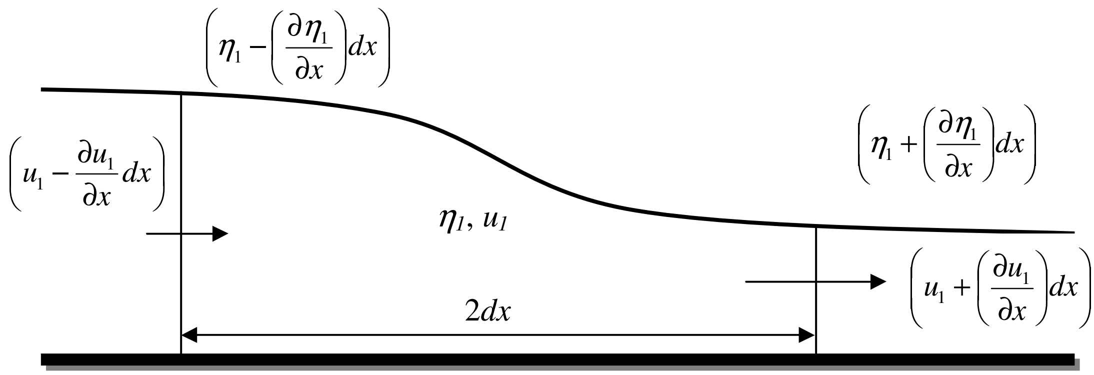
Vurgulanan bu tespitler doğrultusunda dalganın akıma dönüşerek sönümlenmesi mekanizmasının yalnızca üst odacığın davranışını etkin olarak betimleyebildiği sonucuna varılmıştır. Alt odacıkta dalga sönümlenmesinin betimlenmesi için Yip ve Chwang (2000) tarafından Jarlan tipi dalgakıranlar için kullanılan potansiyel akım esasına dayalı çözüm, *sığ odacıklı duruma* uyarlanarak kullanılmıştır. Bu yöntem ve kullanılışı Bölüm 8'de ayrıntılı olarak açıklanmaktadır.

7.3 Üst Odacıktaki Akımın Sayısal Hesaplama Yöntemiyle İncelenmesi

Üst odacıktaki su seviyesi değişimi için tanımlanan η_1, x ve t bağımsız değişkenlerinin bir fonksiyonudur. Önceki bölümdeki (7.26) ve (7.31) denklemleriyle $x = 0$ noktasındaki debi (1 odacığına giren/çıkan debi) ile bu noktadaki η_1 fonksiyonu arasında dış bölgedeki su kotuna bağlı ilişki ifade edilmiştir. 1 odacığı içinde *tek boyutlu* (yalnızca x ekseninde) akım kabulü yapılırsa, 1 odacığı içindeki x'e ve t'ye bağlı debi ifadesi kesitsel ortalama akım hızı u_1 (x,t) ile η_1 (x,t) su kotu fonksiyonunun çarpımına eşit olacaktır:

$$Q_1(x,t) = u_1(x,t)\eta_1(x,t) \qquad \textbf{(7.43)}$$

Tek boyutlu akım için süreklilik ilkesi Şekil 7.2'de gösterildiği gibi türetilebilir (Dalziel ve diğ., 1999).



Şekil 7.2 : Tek boyutlu akım için süreklilik denklemi.

Giren ve çıkan kütle akılarının farkı kontrol hacmindeki birikmeyi vereceği için;

$$\frac{\partial u_1\eta_1}{\partial x} + \frac{\partial \eta_1}{\partial t} = \frac{\partial Q_1}{\partial x} + \frac{\partial \eta_1}{\partial t} = 0 \qquad \textbf{(7.44)}$$

eşitliği elde edilebilir. Odacık içinde x ve t'ye bağlı hız fonksiyonu da bilinmediğinden, ikinci bir denklem olarak tek boyutlu akım için K1 kabulü doğrultusunda vizkoz olmayan momentum denklemi (Euler denklemi) de kullanılmalıdır:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t}+\frac{\partial u_1}{\partial x}u_1=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} \tag{7.45}$$

Odacık içindeki serbest yüzeyli permanan olmayan akımda basınç terimi $\rho g \eta_1$ olacağından, (7.45) ifadesi;

$$\frac{\partial u_1}{\partial t}+\frac{\partial u_1}{\partial x}u_1+g\frac{\partial \eta_1}{\partial x}=0 \tag{7.46}$$

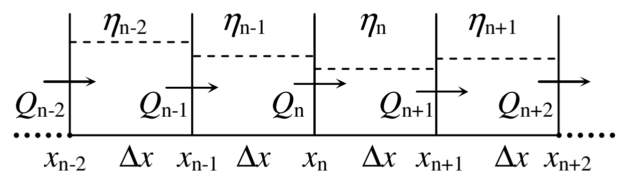
olarak yeniden yazılabilir.

Verilen bu diferansiyel denklemleri üst odacık için bölüm 7.1'de tanımlanan sınır koşulları ve $x = 0$ için tanımlanan (7.26) ile (7.31) denklem çiftlerindeki debi ifadeleri ile çözmek, üst odacıktaki akımı ortaya çıkaracaktır. Bu çözümün analitik olarak yapılması önemli zorluklar içermektedir. Bu güç çözüme alternatif olarak süreklilik ve momentum denklemlerini ayrıklaştırıp (*diskritize* edip), sayısal bir model kullanarak çözmek daha pratik bir yol olarak ortaya çıkmaktadır.

Bu tip bir sayısal çözüm için Δt ve Δx sırasıyla zaman ve mesafenin hesap basamağı aralıkları, N B genişliği boyunca belirlenen hesap hücresi sayısı ve M toplam zaman basamağı sayısı olmak üzere, sistem zamanda ve mesafede şu şekilde ayrıklaştırılmaktadır:

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= x_n+\Delta x \qquad && n=0,1,2,...,N-1 \quad N=\frac{B}{\Delta x} \\ t_{m+1} &= t_m+\Delta t && m=0,1,2,...,M \end{aligned} \tag{7.47}$$

Bu aralıklı sistemin geometrisi de Şekil 7.3'te verilmiştir. Bu geometriye göre yeniden düzenlenen süreklilik ve momentum denklemleri (7.48) ve (7.49)'da gösterilmiştir. Denklemlerdeki üst ve alt indisler sırasıyla m. zaman basamağı ve n. hücredeki değerleri göstermektedir.



Şekil 7.3 : Ayrıklaştırılan üst odacık akımının geometrisi.

$$\frac{Q_{n+1}^{m}-Q_{n}^{m}}{\Delta x}=\frac{\eta_{n}^{m}-\eta_{n}^{m+1}}{\Delta t} \qquad \textbf{(7.48)}$$

$$Q_{n}^{m+1}\left|Q_{n}^{m+1}\right|=g\left(\eta_{n-1}^{m+1}-\eta_{n}^{m+1}\right)\left(\eta_{n-1}^{m+1}+\eta_{n}^{m+1}\right)^{2}/2 \qquad \textbf{(7.49)}$$

Momentum ifadesinin (7.49)'da orifis denklemine dönüştüğü görülmektedir. Mutlak değer işareti içindeki debi terimi, debinin yönlü kalmasını sağlamaktadır.

7.3.1 Boyutsuz parametreler

Sayısal hesaplamaya geçmeden önce, problemde etkin olan tüm parametrelerin boyutsuzlaştırılması hem çözümün daha kolay türetilmesine yarayacak, hem de bulunacak çözümün verimli bir biçimde problemin fiziğini ortaya koymaya yönelik olarak kullanılabilmesine olanak tanıyacaktır.

Problemde etkili olan bazı parametreler zaten boyutsuzdur. Odacık önyüzü yük kaybı terimi C_l, bu terimin bağımsız değişkeni olan odacık önyüz boşluk oranı r ve (7.18b) kullanılarak türetilebilir.

(7.18b) ifadesi, Fugazza ve Natale'nin (1992) önerdiği haliyle C_b = 0,55 olarak çözülmektedir. Bu çözüme göre, fiziksel model deneylerinde kullanılan boşluk oranları r = %25, r = %40, r = %60 ve r = %100 için hesaplanacak C_l değerleri sırasıyla ve 0,139; 0,226; 0,350 ve 0,659 olarak bulunmaktadır. Diğer taraftan limit durum olan r = %100 için, odacık girişinde büzülmeden dolayı herhangi bir yük kaybı veya alan daralması olmayacaktır. Kaldı ki odacık girişinde kullanılan kısmi boşluklu önyüzlerde önerilen kare delikler Şekil 5.7'de görüldüğü gibi sayıca az, boyut olarak da büyük olduklarından yüksek mertebede yük kaybına yol açmaları beklenemeyecektir. Bu noktada bir çelişkinin önüne geçilebilmesi için, r = %100 iken C_b=0,55 değeri ile hesaplanan C_l katsayısını 1'e eşitleyecek şekilde bir büyütme faktörü 1,517 olarak hesaplanmış ve bu faktör tüm önyüz boşluk oranları için kullanılmıştır. Bu durumda C_l şu şekilde hesaplanmaktadır:

$$C_l = 1,517\left(\left(\frac{1}{0,55r}\right)^2 - 1\right)^{-1/2} \qquad \textbf{(7.50)}$$

Buna göre r = %25, r = %40, r = %60 ve r = %100 için önerilen yeni C_l değerleri sırasıyla 0,221; 0,343; 0,531 ve 1,000 olarak bulunmaktadır

Odacıktaki akımı harekete geçiren esas etken dış bölgedeki (0 bölgesindeki) lineer dalga profili, η_0, olduğu için, bu fonksiyonu karakterize eden parametreler çözüm açısından büyük önem arz etmektedir. K5 kabulü doğrultusunda, dış bölgedeki dalga profili aynı açısal frekansa sahip bir gelen ve bir yansıyan sinüzoidal dalga profilinin bileşkesi şeklindedir. Bölüm 6.2.3.2'de açıklanan trigonometrik özdeşlikler kullanılarak, bu bileşke dalga profilinin x = 0 noktasında sadece zamanın bir fonksiyonu olduğu ve;

$$\eta_0(t) = a_0 \sin(-\omega t) \qquad \textbf{(7.51)}$$

olarak tanımlanabileceği ortaya çıkmaktadır. Burada a_0 gelen ve yansıyan dalgaların bileşke genliğidir. Bu sinüzoidal hareket sadece zamana bağlı olduğu için, dış bölgedeki h derinliğinin ve bu derinlikte T ile L arasında geçerli olan dispersiyon eşitliğinin üst odacıkta anlatılagelen sistemi hiçbir şekilde etkileyemeyeceği yargısına varılabilir. Başka bir deyişle önerilen bu çözüm yönteminde dış bölge *harmonik olarak salınan bir hazne* biçiminde temsil edilmektedir. Dış bölgedeki dispersiyon ve taban kaynaklı etkilerin tümü zaten a_0 genliğinin içindeki gelen dalga bileşeni tarafından barındırılmaktadır. Bu şekilde hem dış bölgedeki hem de odacık içindeki su kotu η/a_0 şeklinde boyutsuzlaştırılabilecektir.

Üst odacığın tamamı bir kontrol hacmi olarak tanımlanır ve (7.44) ifadesiyle verilen süreklilik denklemi odacık ağzı için yazılırsa;

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \rightarrow \frac{Q_1 - 0}{B} = \frac{\partial \eta_0}{\partial t} = -\omega a_0 \cos(\omega t) \qquad \textbf{(7.52)}$$

bulunur. Bölüm 7.2'de açıklandığı üzere odacık bir orifis gibi çalışacak, dolayısıyla debi terimi yerçekimi ivmesinin karekökü ve su kotunun 3/2. kuvvetine bağlı bir fonksiyon olacaktır (bknz bölüm 7.2). Zaman terimleri düşürülerek (7.52) ifadesi tekrar yazılırsa;

$$\frac{a_0\sqrt{2ga_0}}{B} \propto \frac{2\pi}{T}a_0 \quad \rightarrow \quad \frac{B}{\sqrt{g/2\pi\, T^2 a_0}} = \frac{B}{\sqrt{a_0 L_o}} = \text{sabit} \qquad \textbf{(7.53)}$$

elde edilir. Bu şekilde odacık genişliği dış bölge dalga genliği ve derin deniz dalga boyuna göre boyutsuzlaştırılmış olmaktadır.

$a_0 \leq f$ için sistem odacık yüksekliği parametresinden bağımsız halde çalışacaktır. $a_0 > f$ durumunda ise dışarıdaki su kotu zaman zaman odacık yüksekliğinin üzerine çıkacak ve bu süre boyunca odacık önyüzündeki debi terimi odacık yüksekliği ve dalga genliğine bağlı hale gelecektir. O halde odacık yüksekliği için tanımlanacak boyutsuz parametre:

$$a_0 < f \quad \rightarrow \quad 1 \quad , \quad a_0 > f \quad \rightarrow \quad \frac{f}{a_0} \qquad \textbf{(7.54)}$$

biçiminde tanımlanabilir.

Herhangi bir anda odacık içindeki su hacmi ortalama su kotu ve odacık genişliğinin çarpımına eşit olacaktır. Dolayısıyla bu tip bir hacim fonksiyonunun boyutsuz formu da, boyutsuz su kotu ile boyutsuz odacık genişliğinin çarpımına eşit olmalıdır.

Bağımsız değişkenler olan zaman ve mesafe, sırasıyla dalga periyodu ve odacık genişliği ile boyutsuzlaştırılırsa, eldeki parametrelerin boyutsuz halleri aşağıdaki şekilde özetlenebilir (boyutsuzlaştırılan parametreler $x \rightarrow \breve{x}$ şeklinde gösterilmiştir):

Bağımsız değişkenler: $\begin{cases} \breve{x} = x/B \\ \breve{t} = t/T \end{cases}$ Bağımlı değişkenler: $\begin{cases} \breve{\eta} = \eta/a_0 \\ \breve{V} = \breve{\eta}\breve{B} = \eta B / a_0\sqrt{a_0 L_o} \end{cases}$

Odacık genişliği: $\breve{B} = \dfrac{B}{\sqrt{a_0 L_o}}$

Odacık yüksekliği: $a_0 \leq f \;\rightarrow\; \breve{f} = 1, \quad a_0 > f \;\rightarrow\; \breve{f} = \dfrac{f}{a_0}$

Odacık önyüzü boşluk ve yük kaybı terimi: C_l

Bu bölümde açıklandığı gibi, odacığın boyutlarını ve boşluklu önyüzü tanımlayan birer boyutsuz parametre ile, boyutsuz zaman ve mesafenin fonksiyonu olan odacık içindeki boyutsuz su kotu parametresinin ilişkisi tüm problemi özetleyebilecektir. Bu şekilde problemdeki temel parametre sayısı 6'dan 4'e düşürülmüş olacak ve elde edilecek çözümler boyutsuz olacağı için her türlü ölçüm sisteminde kullanılabilecektir:

$$\breve{\eta}_1 = F\left(\breve{B}, \breve{f}, C_l\right) \tag{7.55}$$

7.3.2 Tek hesap hücreli sayısal hesaplama

Yukarıda ortaya konan aralıklı sistemi sayısal olarak çözerken öncelikle en basit hal olan *tek hesap hücreli* çözüm (N = 1) ele alınmıştır. Böylelikle tüm odacık tek bir hücre olarak tanımlanmış, x boyunca η_1 ve Q_1'in sabit olduğu kabul edilmiş olacaktır. Bu çözüm, sistemi oldukça idealleştirse de ancak çok küçük B genişlikleri için gerçeğe yakın sonuçlar verebilecektir.

Tek hesap hücreli çözüm için sayısal modelleme mekanizması şu şekilde işleyecektir:

1) η_0, η_1 ve Q_1 sadece zamana bağlı fonksiyonlardır ve (7.51) denklemiyle ifade edilen η_0 modelin sınır koşulu olarak bilinmektedir.

2) Başlangıç zamanında (t = 0'da) η_1 ve Q_1 0 değerini almaktadır.

3) $t = \Delta t$ iken η_1 0 kabul edilerek denklem (7.26a)'ya göre bir Q_1 hesaplanacaktır.

4) Odacık arka yüzünde ($x = B$) katı cidar sınır koşulundan dolayı $Q_1 = u_1 = 0$ olacağından, (7.48) ifadesinin sağ tarafındaki ikinci terim düşecektir. Bu şekilde $t = 2\Delta t$ iken (7.48) ile yeni bir η_1 hesaplanabilecektir.

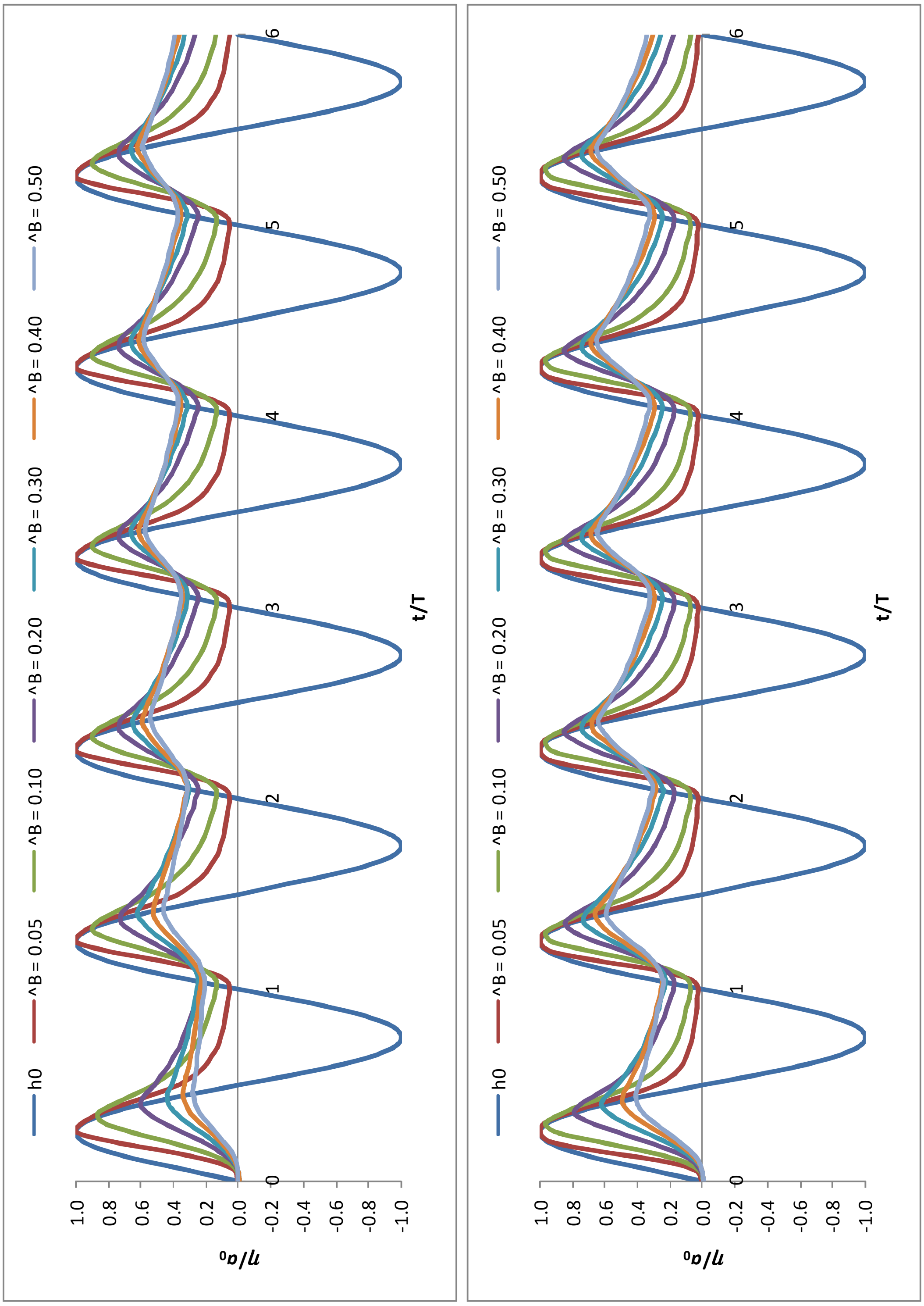
5) Hesaplanan η_1 ile $t = 3\Delta t$ için yeni bir Q_1 bulunacak ve hesaplamalar $t = M\Delta t$'ye kadar yürütülecektir.

6) Hesaplamalar sırasında Q_1 için η_0 ile η_1 ve η_0 ile f arasındaki eşitsizliklere göre (7.26a), (7.26b), (7.31a) veya (7.31b) denklemlerinden uygun olan seçilmektedir.

7) Hiçbir koşulda η_1 için hesaplanan değer odacık yüksekliği f 'den büyük olamayacağı için, f η_1'in limit değeri olacak ve $a_0 < f$ durumu için yapılacak hesaplamalarda bu limit değer dikkate alınacaktır.

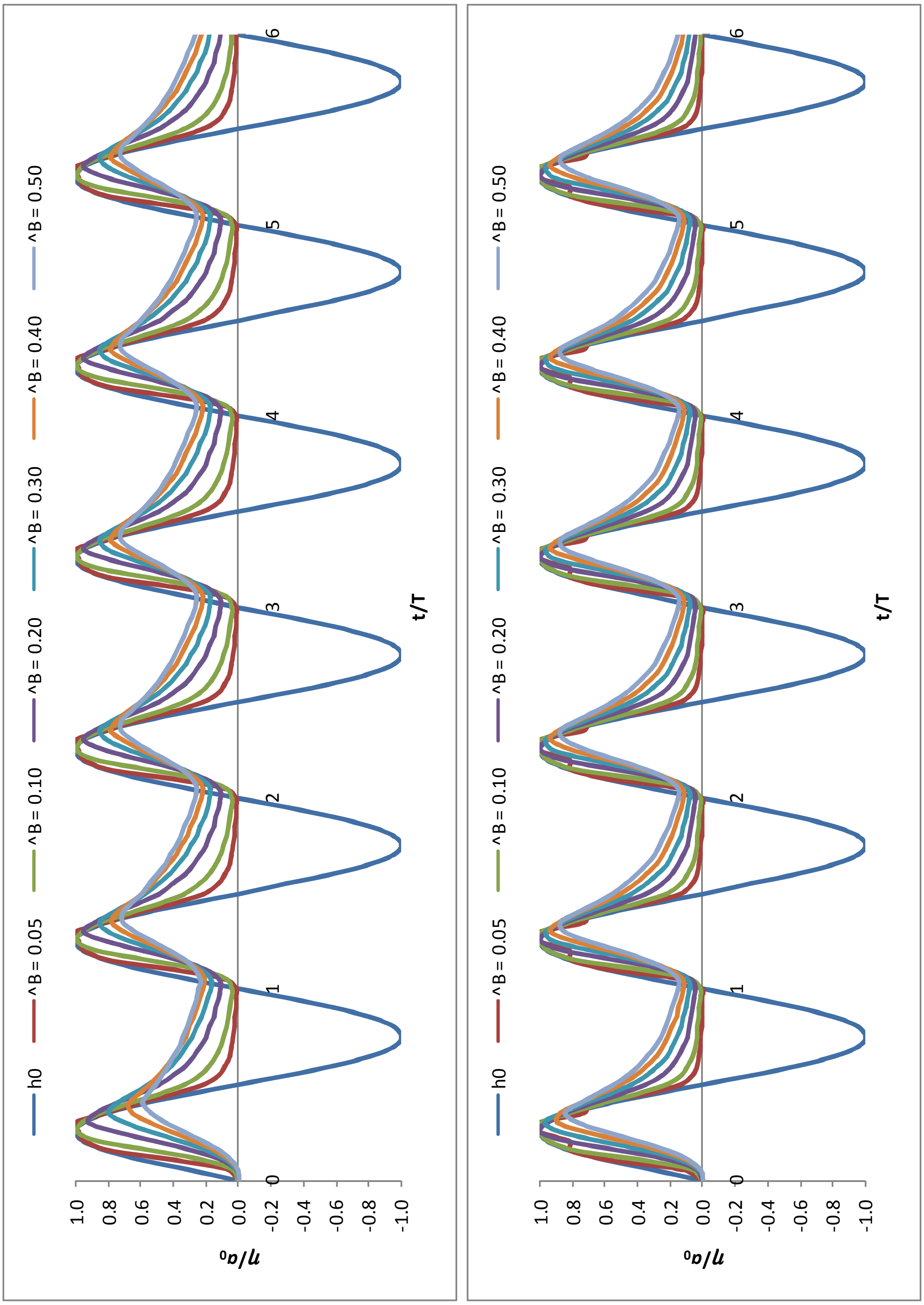
Görüldüğü gibi tek hesap hücreli sayısal model yalnızca (7.48) ile yürütülebilmekte, hücreler arası momentum transferi olmadığından (7.49) kullanılmamaktadır.

Yukarıda ayrıntılı olarak açıklanan tek hesap hücreli sayısal hesaplama yöntemine göre MS Excel programı kullanılarak bir model kurulmuş ve $\Delta t \, / \, T = 1000$ seçilerek farklı $C_l\,(r)$, $\breve{B}$ ve $\breve{f}$ değerleri için boyutsuz odacık su kotu, $\breve{\eta}_1$, zaman serileri elde edilmiştir. Elde edilen bu değerler $\breve{f} = 1$ durumunda r = %25, %40, %60 ve %100 için sırasıyla Şekil 7.4a, 7.4b, 7.5a ve 7.5b'de verilmiştir. Odacık yüksekliğinin etkisini göstermek için de r = %40 sabit değerinde ve $\breve{f} = 1{,}25$ ve 2,00 durumlarında farklı $\breve{B}$ değerleri için elde edilen $\breve{\eta}_1$ zaman serileri sırasıyla Şekil 7.6 ve 7.7'de sunuluştur.



a) b)

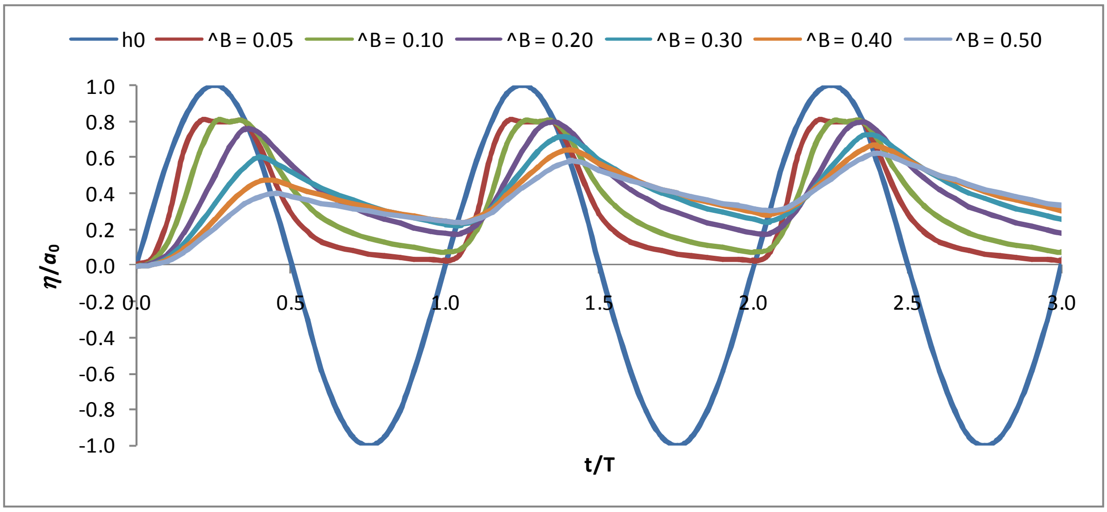
Şekil 7.4 : $\breve{f} = 1$ iken **a)** r = %25 ($C_l = 0{,}221$) , **b)** r = %40 ($C_l = 0{,}343$) için farklı boyutsuz odacık genişliği, $\breve{B}$, değerlerinde tek hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $\breve{\eta}_1$ zaman serileri.



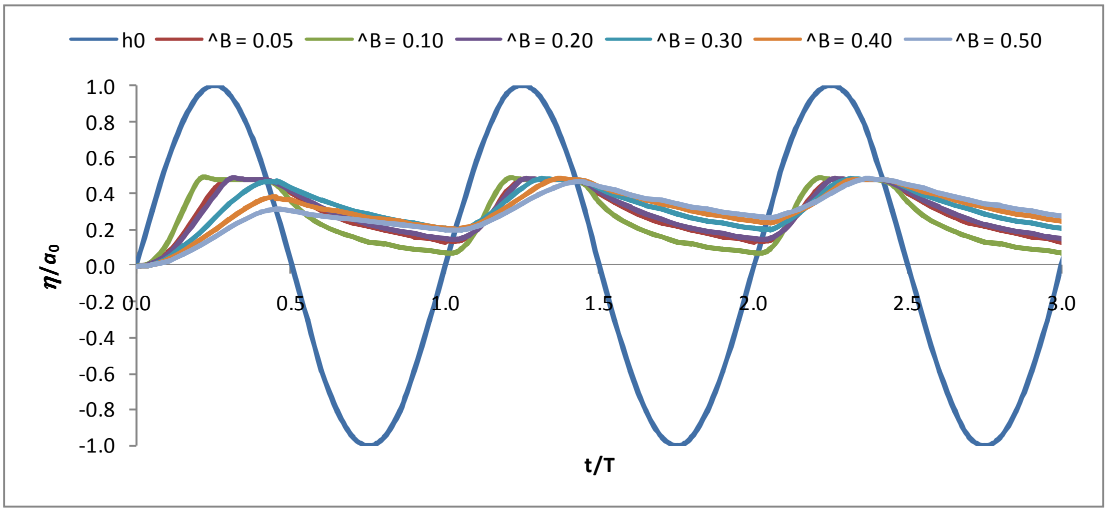
a) **b)**

Şekil 7.5 : $\breve{f} = 1$ iken **a)** r = %60 (C_l = 0,531) , **b)** r = %100 (C_l = 1,000) için farklı boyutsuz odacık genişliği, $\breve{B}$, değerlerinde tek hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $\breve{\eta}_1$ zaman serileri.

Bu şekilden görüldüğü gibi ilk birkaç dalganın ardından üst odacığın (1 odacığının) dolup boşalması bir dengeye gelerek kendini tekrarlamakta, başka bir deyişle tam anlamıyla *periyodikleşmektedir*. Bu denge durumunda her boyutsuz odacık genişliği için üst odacıktaki su seviyesinin bir minimum ve bir maksimum değeri ortaya çıkmakta, odacık genişliği arttıkça bu minimum ve maksimum değerler de birbirlerine yaklaşmaktadır. Üst odacıktaki bu minimum ve maksimum su seviyesi değerleri dışarıdaki ve içerideki su seviyelerinin eşitlendiği zamanlarda meydana gelmektedir. Özet olarak sistemin işleyişi şöyledir:



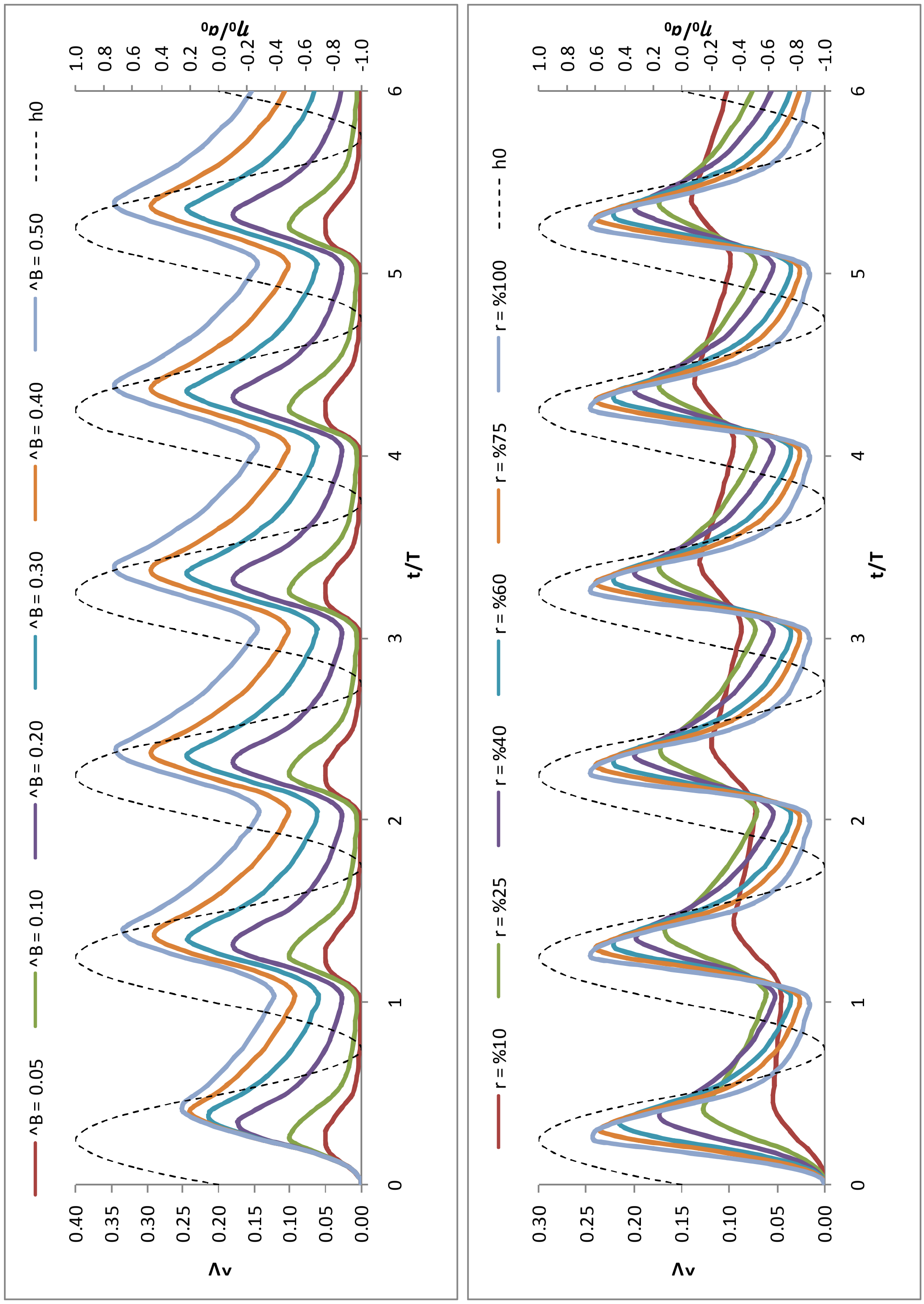
Şekil 7.6 : $\breve{f}$ = 1,25 iken r = %40 (C_l = 0,343) için farklı boyutsuz odacık genişliği, $\breve{B}$, değerlerinde tek hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $\breve{\eta}_1$ zaman serileri.



Şekil 7.7 : $\breve{f}$ = 2,0 iken r = %40 (C_l = 0,343) için farklı boyutsuz odacık genişliği, $\breve{B}$, değerlerinde tek hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $\breve{\eta}_1$ zaman serileri.

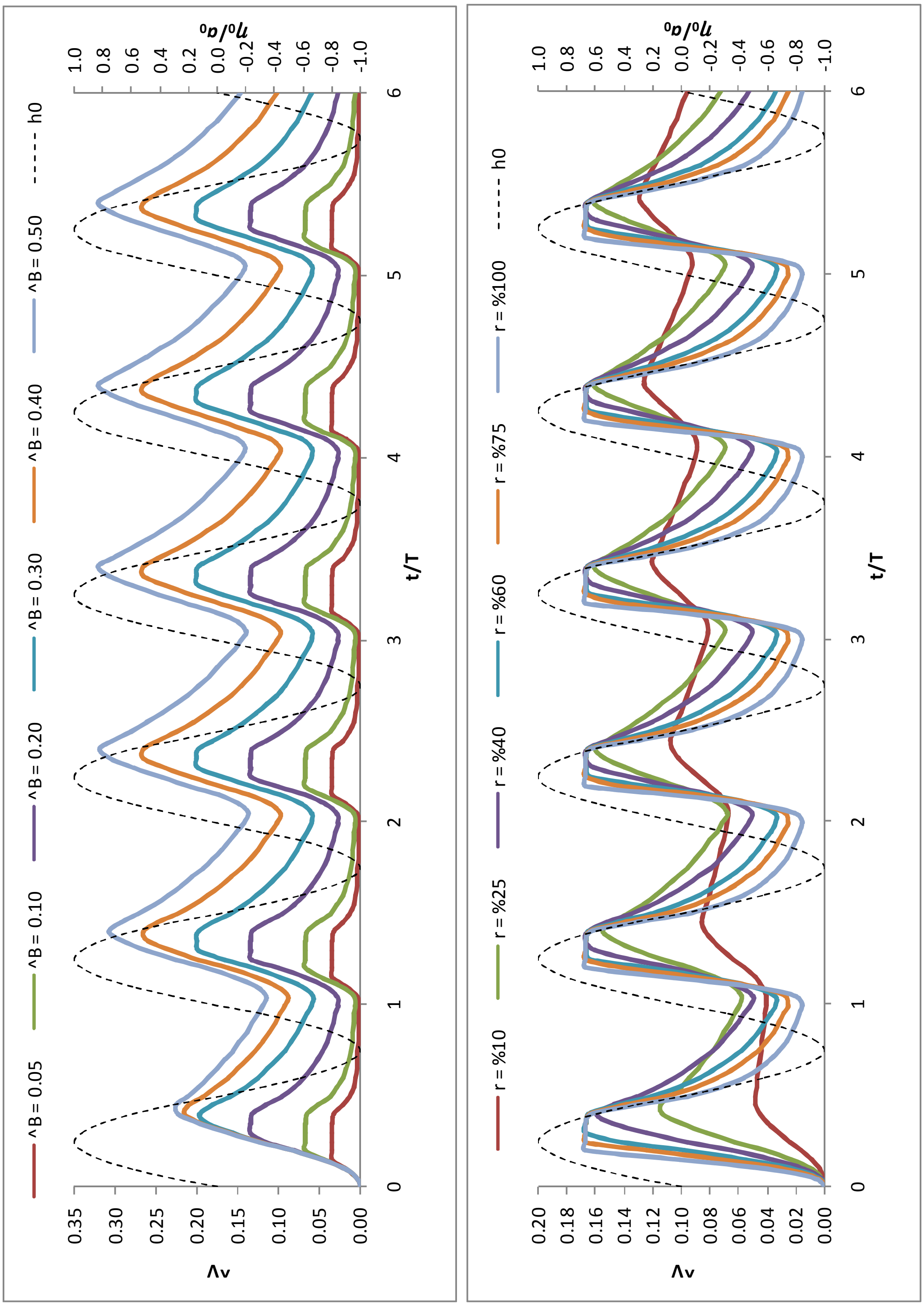
- η_0 yükselirken $\eta_0 = \eta_1 = \eta_{1\min}$ anında odacık içindeki su seviyesi sinüzoidal bir formda düşüşten yükselişe geçmektedir. Bu süre boyunca (7.26a) ile ortaya konan Q_{giren1} fonksiyonu dolma debisini belirlemektedir.
- Dış bölgedeki su seviyesi dalga genliğine ulaşıp azalmaya başlarken seviyeler tekrar eşitlenmekte ve $\eta_0 = \eta_1 = \eta_{1\text{mak}}$ durumu ortaya çıkmaktadır. Bu andan itibaren boşalma evresine geçilmekte ve (7.31b) ile verilen Q fonksiyonu akımı kontrol etmektedir. η_1 fonksiyonunun biçimi halen sinüzoidaldir.
- $\eta_0 = 0$ olunca η_1 azalmaya devam etmekte, ancak boşalma debisi dış bölgedeki dalgadan tamamen bağımsız hale geçtiği için bu andan itibaren (7.31a) ile verilen Q fonksiyonu ile kontrol edilmektedir. η_1 fonksiyonu artık sinüzoidal formda değildir ve üssel olarak azalan bir karakter sergilemektedir.
- Devamında, η_0 negatif genliğine ulaşıp tekrar 0 oluncaya dek aynı üssel formda azalan η_1, bu andan itibaren azalmaya devam etse de üssel formdan sinüzoidal forma geçmektedir. Akım tekrar (7.31b) denklemindeki Q ile tanımlanan bir biçime dönüşmüştür.
- Tekrar $\eta_0 = \eta_1 = \eta_{1\min}$ konumuna gelindiğinde, bir önceki eşitlik anından itibaren T kadar bir süre geçmiş bulunmaktadır. Artık sistem başa dönerek kendini tekrar etmeye başlamıştır.

Tek hesap hücreli sayısal hesap yönteminde üst odacıktaki su hacminin zamana göre ifadesi, $V_1(t)$, su kotunun odacık genişliği ile çarpımına eşit olacaktır. $\breve{f} = 1$ iken sabit $r = \%50$ için farklı $\breve{B}$ değerlerinde $\breve{V}_1$ zaman serileri sırasıyla Şekil 7.8a'da, sabit $\breve{B} = 0{,}25$ için farklı r değerlerinde $\breve{V}_1$ zaman serileri sırasıyla 7.8b'de verilmiştir. Aynı grafikler $\breve{f} = 1{,}5$ için Şekil 7.9'da yer almaktadır. Bu şekillerde zamanlamanın daha iyi anlaşılabilmesi için η_0 da ikincil düşey eksen takımına referansla gösterilmiştir. Görüldüğü gibi boyutsuz $\breve{V}_1$ parametresi de birkaç dalga sonra dengeye gelmekte ve tam periyodik bir davranış sergilemektedir. Odacığın genişliği arttıkça içerideki ortalama su hacmi ve su hacminin salınım genliği artmaktadır.



a) **b)**

Şekil 7.8 : $\breve{f}$ = 1 iken **a)** Sabit r = %50 değişken $\breve{B}$, **b)** Sabit $\breve{B}$ = 0,25 değişken r için tek hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $\breve{V}$ zaman serileri.



a) b)

Şekil 7.9 : $\breve{f}$ = 1,5 iken **a)** Sabit r = %50 değişken $\breve{B}$, **b)** Sabit $\breve{B}$ = 0,25 değişken r için tek hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $\breve{V}$ zaman serileri.

Diğer taraftan boşluk oranı düştükçe hem $\breve{\eta}_1$ hem de $\breve{V}_1$ için dengeye gelme süresi uzamakta, odacık içindeki su hacminin zamansal ortalama değeri fazla değişmese de su hacmi salınımları arasındaki genlik de azalmaktadır. Başka bir deyişle giriş ağzındaki boşluk oranı azaldıkça sistem *yavaşlamaktadır*.

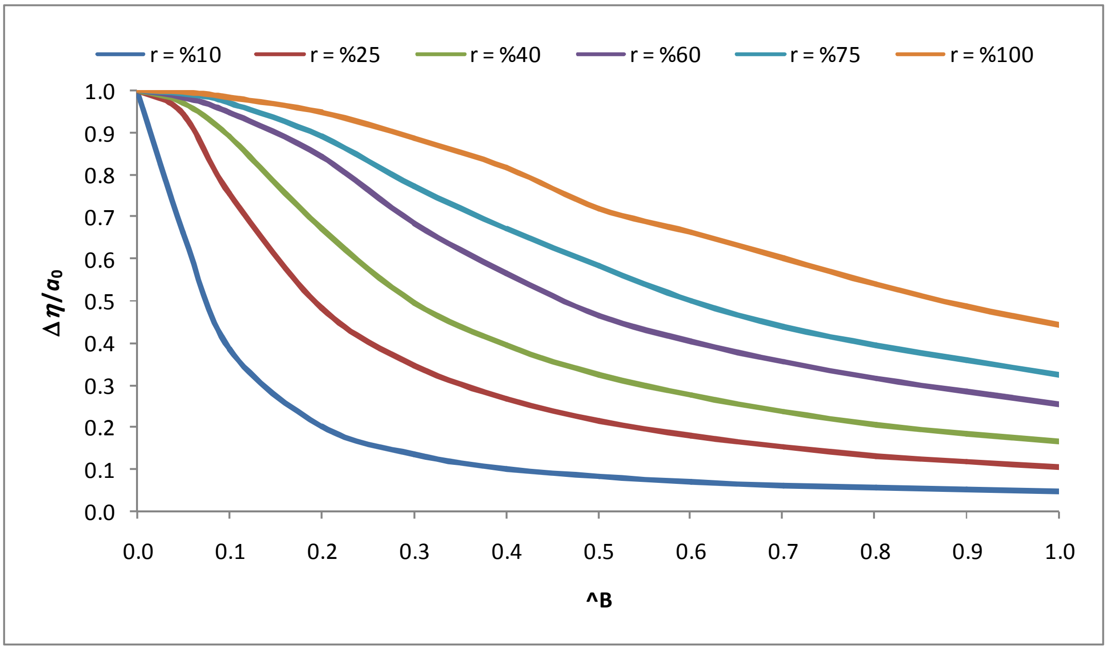
Odacık yüksekliğinin gelen dalga genliğinden küçük olduğu durumda ise, su kotunun sınırlanmasından dolayı içerideki su kotu (ve su hacmi) için de bir üst limiti ortaya çıkmakta ve salınım *sekteye uğramaktadır*. Bunun yanında boşluk oranı azaldıkça odacık yüksekliğinin etkisi azalmakta, belli bir noktada da kaybolmaktadır. Benzer bir etki odacık genişliği arttığında da görülmektedir.

Bölüm 7.4'te açıklanacağı üzere, üst odacığın gelen dalgayı sönümlemedeki performansını etkileyen en önemli iki parametre, odacık içindeki su kotu ve su hacmi salınımlarındaki genlik değerleridir:

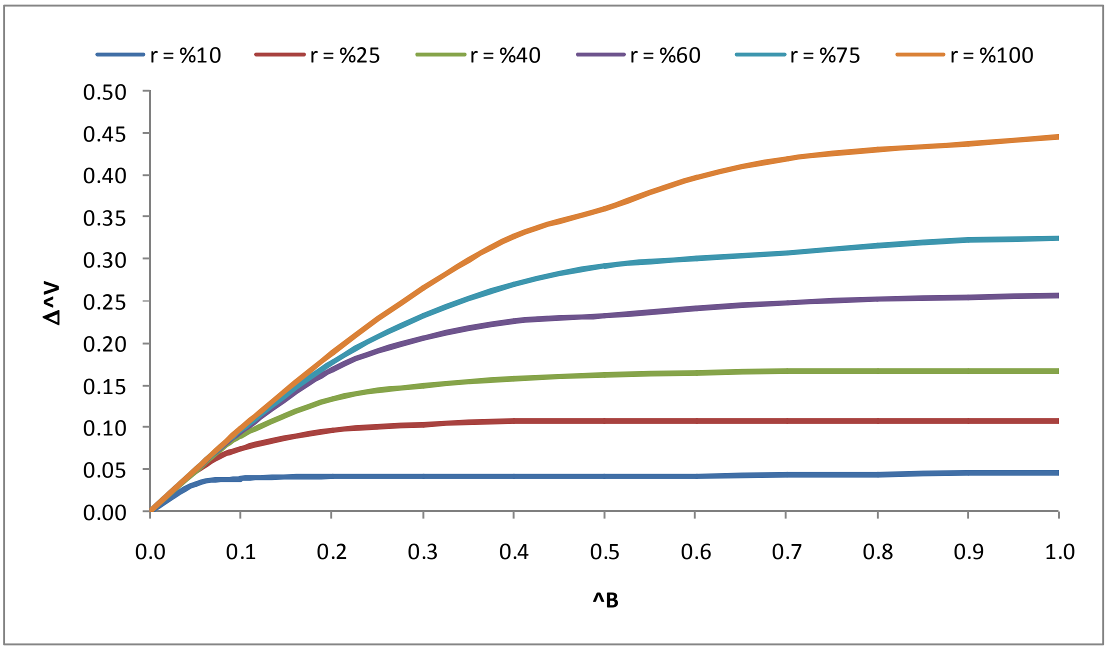
$$\Delta\breve{\eta}_1 = \breve{\eta}_{1\mathrm{mak}} - \breve{\eta}_{1\mathrm{min}} \qquad \textbf{(7.56a)}$$

$$\Delta\breve{V}_1 = \breve{V}_{1\mathrm{mak}} - \breve{V}_{1\mathrm{min}} \qquad \textbf{(7.56b)}$$

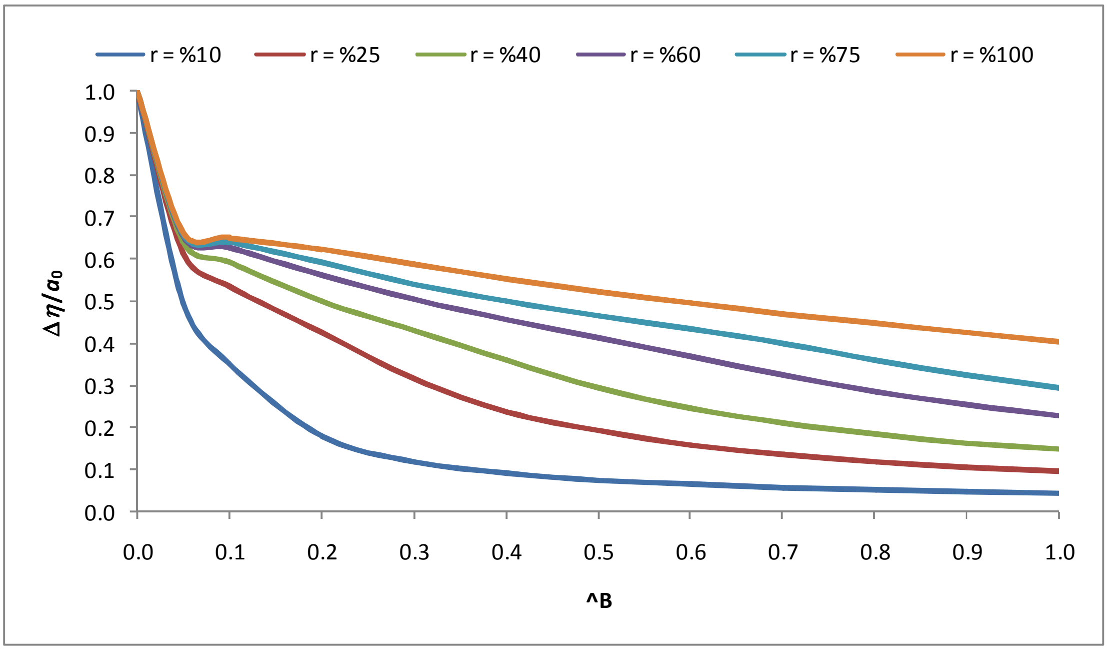
Bu iki değerin $\breve{f}$ = 1,0 ve 1,5 durumunda farklı boşluk oranları için boyutsuz odacık genişliğine göre değişimi tek hesap hücreli sayısal model ile hesaplanmış ve sırasıyla Şekil 7.10, 7.11, 7.12 ve 7.13'te verilmiştir.



Şekil 7.10 : $\breve{f}$ = 1 iken farklı *r* değerleri için tek hesap hücreli sayısal modelden elde edilen $\Delta\breve{\eta}_1$ ve $\breve{B}$ ilişkisi.

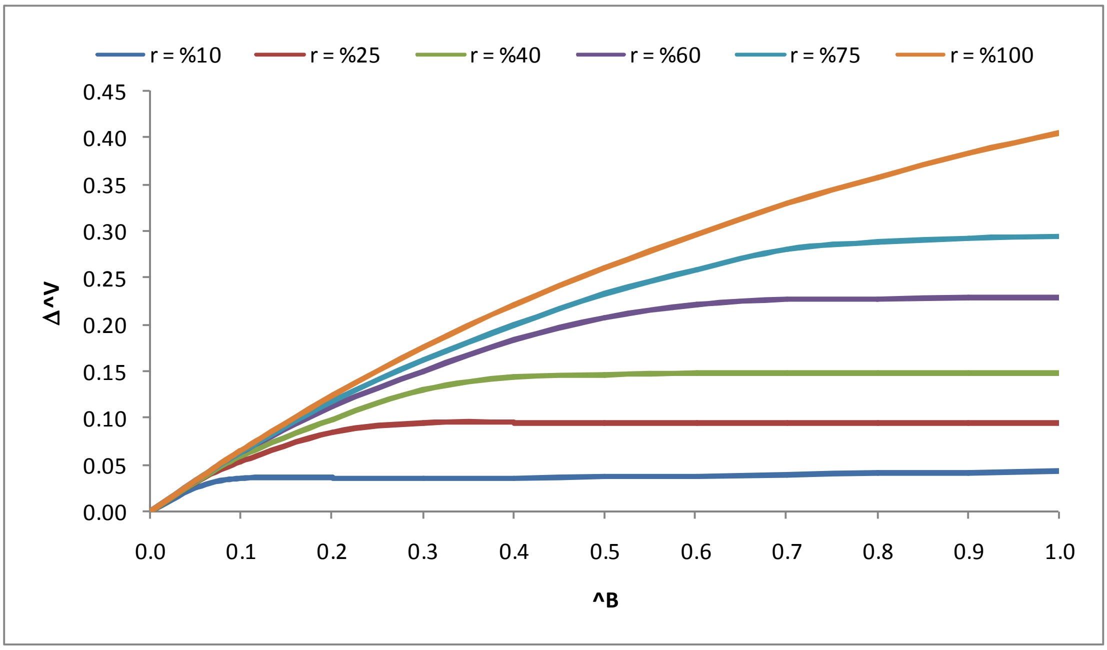


Şekil 7.11 : $\breve{f} = 1$ iken farklı r değerleri için tek hesap hücreli sayısal modelden elde edilen $\Delta\breve{V}_1$ ve $\breve{B}$ ilişkisi.



Şekil 7.12 : $\breve{f} = 1{,}5$ iken farklı r değerleri için tek hesap hücreli sayısal modelden elde edilen $\Delta\breve{\eta}_1$ ve $\breve{B}$ ilişkisi.

Bu şekillerden görülebileceği gibi, boyutsuz odacık genişliğiyle birlikte su kotu salınım genliği azalsa da, odacık içinde salınan su hacmi artmaktadır. Ancak bu artışın azalan bir eğimi vardır. Şekil 7.11'deki grafikten, özellikle küçük boşluk oranları incelendiğinde, odacık içinde salınan su hacminin bir limit değere ulaşacağı anlaşılmaktadır.



Şekil 7.13 : $\breve{f}$ = 1,5 iken farklı r değerleri için tek hesap hücreli sayısal modelden elde edilen $\Delta\breve{V}_1$ ve $\breve{B}$ ilişkisi.

$\breve{f} > 1$ durumunda odacık yüksekliğinin etkisi, küçük $\breve{B}$ değerlerinde dalga hacmini hissedilir mertebelerde azaltabiliyorken, odacık genişliği büyüdükçe daha az hissedilmektedir. Bunun sebebi $\breve{B}$ büyüdükçe su kotu salınım genliğinin düşmesi olarak görülmektedir. Bu noktada *odacık içinde hava sıkışmadığı kabulü* yapıldığının bir kez daha belirtilmesi yerinde olacaktır.

7.3.3 Çok hesap hücreli sayısal hesaplama

Odacık genişliği B, N hesap hücresine bölünerek bölüm 7.3.1'de kurulan model çok daha hassas hale getirilebilir. Bu kez x boyunca η_1 ve Q_1'in sabit olmadığı, (7.48) ve (7.49) ile verilen aralıklı hale getirilmiş süreklilik ve momentum denklemleriyle odacık içinde akımın değişeceği öngörülmüştür. Bu tür bir çözüm, Δt ve Δx küçüldükçe sistemi gerçeğe oldukça yakın bir biçimde çözebilecektir.

Çok hesap hücreli çözüm için sayısal modelleme mekanizması, Şekil 7.3'te verilen notasyona referansla şu şekilde işleyecektir:

1) η_0, η_1 ve Q_1 zamana ve mesafeye bağlı fonksiyonlardır.

2) Başlangıç zamanında (t = 0’da) η_1 ve Q_1 her hesap hücresinde 0 değerini almaktadır. Her zaman basamağında akım bir hücre ileriye taşınmakta ve hesap hücrelerindeki 0 başlangıç değerleri teker teker değişmektedir.

3) $t = \Delta t$ iken η_0 hesaplanacak, $(\eta_1)_0^1 = 0$ için denklem (7.26a)’ya göre bir $(Q_1)_0^1$ bulunacaktır.

4) $(Q_1)_1^1 = 0$ olduğu için, (7.48) ile $(\eta_1)_0^2$ değeri hesaplanabilecektir.

5) $t = 2\Delta t$ iken η_0 hesaplanacak, $(\eta_1)_0^2$ ile birlikte (7.26a)’ya göre bir $(Q_1)_0^2$ bulunacaktır. Bu arada $(\eta_1)_0^2$ ve $(\eta_1)_1^2 = 0$ değerleri (7.49)’da kullanılarak $(Q_1)_1^2$ bulunabilecektir.

6) $(Q_1)_1^2$ ve $(Q_1)_0^2$ bilindiği için $(\eta_1)_0^2$ bulunabilir. $(Q_1)_2^2 = 0$ ve $(Q_1)_1^2$ ile $(\eta_1)_1^3$ değeri hesaplanabilecektir. $(\eta_1)_1^3$ ve $(\eta_1)_2^3 = 0$ değerleri de $(Q_1)_2^3$’ü getirecektir.

7) Bu şekilde her zaman basamağında bir hesap hücresi ileriye taşınan akım, $t = (N+1)\Delta t$ olduğunda en ilerideki (en son) hesap hücresine ulaşmış olacaktır. Bu hücredeki su kotunun çözülmesi için de odacık arkasındaki katı cidarda hızın (dolayısıyla debinin) 0 olması sınır koşulu kullanılacaktır. Son hücre için ayrıklaştırılmış süreklilik denklemi $t = (N+1)\Delta t$ anında şu hali alacaktır:

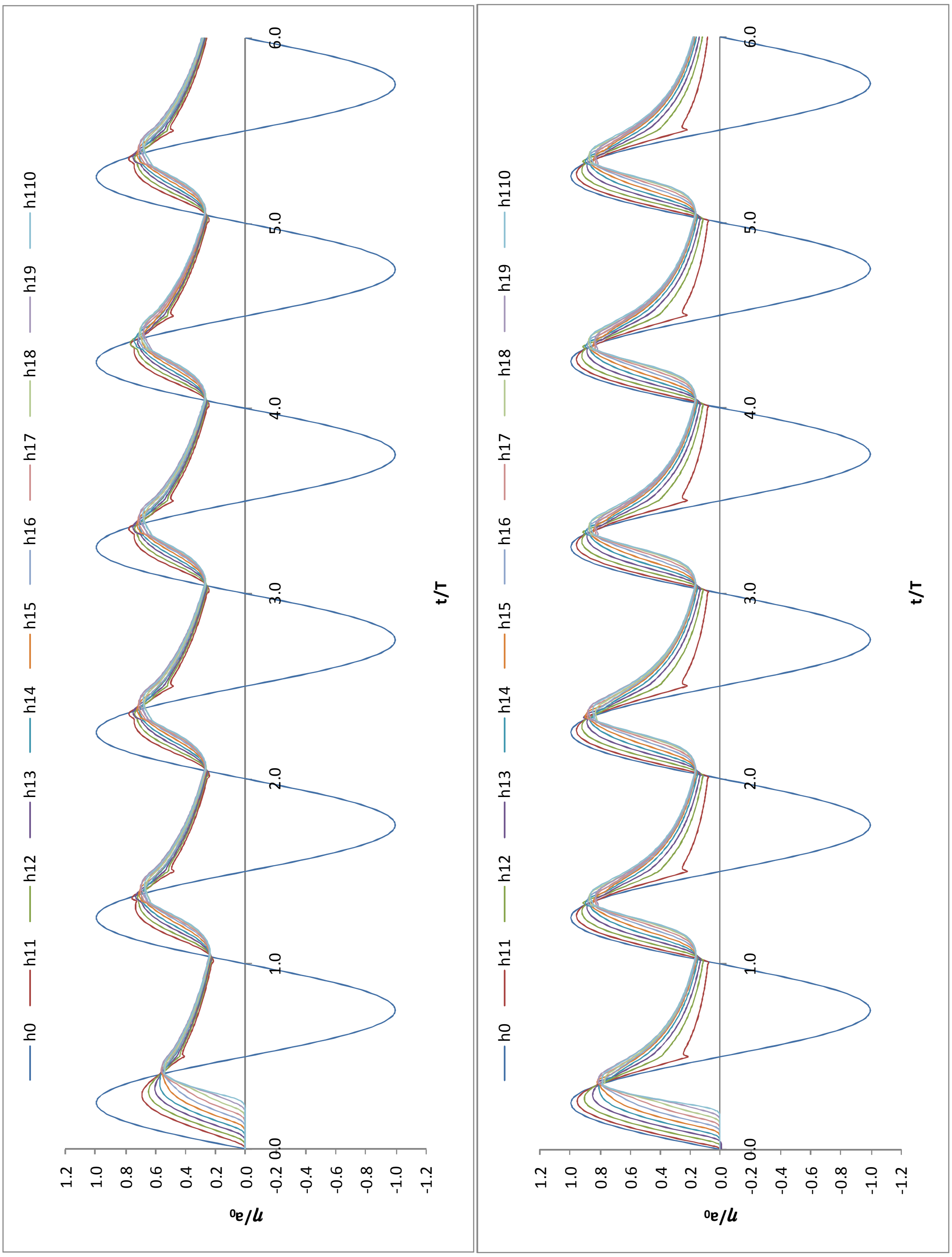
$$-\frac{Q_{N-1}^{N}}{\Delta x} = \frac{\eta_{N-1}^{N} - \eta_{N-1}^{N+1}}{\Delta t} \qquad \textbf{(7.57)}$$

8) Hesaplar bu şekilde M zaman basamağı yürütülebilir.

Burada hassas bir çözüm elde edilmesi için özellikle zaman basamağı aralığının mümkün olduğunca küçük seçilmesi önemlidir. Zira sistemin başlangıcında akımın bir sonraki hesap hücresine ilerleyebilmesi için bir zaman basamağı gerekmektedir. Sistem dış bölgedeki dalga ile eşperiyotlu olduğu için, zaman basamağı aralığının dalga periyodu yanında *ihmal edilebilecek kadar küçük* seçilmesi uygun olacaktır. Bu mantıkla, hesap hücresi sayısı arttıkça zaman basamağı aralığının da kısaltılması gerektiği ortaya çıkmaktadır.

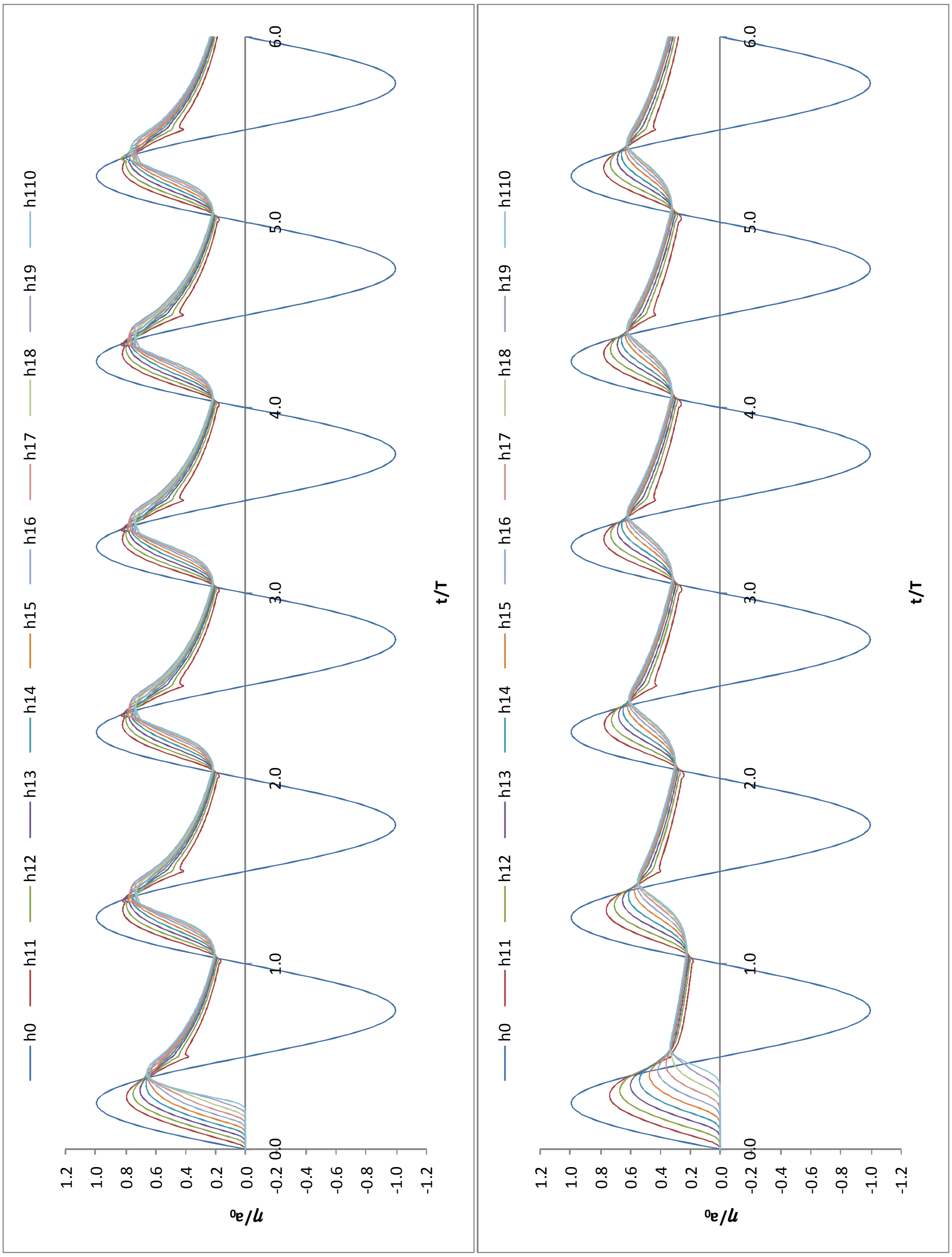
Yukarıda verilen yordam doğrultusunda MS Excel 2007 programı kullanılarak $\Delta t = T/1000$ ve $\Delta x = B/10$ için çok hesap hücreli bir sayısal model oluşturulmuştur. Bu modelden elde x boyunca $(\eta_1)_n$ zaman serileri, $\breve{f} = 1$ ve $\breve{B} = 0{,}25$ iken r = %25 ve

r = %100 için Şekil 7.14'te, $\breve{f} = 1$ ve r = %40 iken $\breve{B}$ = 0,25 ve $\breve{B}$ = 0,50 için de 7.15'te verilmiştir.



a) **b)**

Şekil 7.14 : $\breve{f} = 1$ ve $\breve{B}$ = 0,25 iken **a)** r = %25 için, **b)** r = %100 için, 10 hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $(\breve{\eta}_1)_n$ zaman serileri (n indisi odacık ağzından itibaren hücre sayısıdır).



a) **b)**

Şekil 7.15 : $\breve{f} = 1$ ve r = %40 iken **a)** $\breve{B}$ = 0,25 için, **b)** $\breve{B}$ = 0,50 için, 10 hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $(\breve{\eta}_1)_n$ zaman serileri (n indisi odacık ağzından itibaren hücre sayısıdır).

Bu şekiller incelendiğinde odacığın arka duvarına yaklaştıkça salınımlı hareketin genliğinin azaldığı görülebilir. Bir başka deyişle $\breve{B}$ genişliği büyüdükçe, akımın odacığın arkalarına doğru *nüfuz etmesi* zorlaşmaktadır. Bunun yanında odacığın arka tarafının periyodik dengeye ulaşması ön taraflara nazaran daha uzun sürmektedir.

Odacık yüksekliğinin etkisinin çok hesap hücreli modelde incelenmesi için, $\breve{B} = 0{,}25$ ve r = %40 iken $\breve{f}$ = 1,25 ve 2,00 durumlarındaki su kotu zaman serileri sırasıyla Şekil 7.16a ve 7.16b'de verilmiştir. Bu serilerde odacık yüksekliğinin akım mekanizmasına etkisinin aniden değil, derece derece olduğu; önce ön taraflardaki salınımın arka taraflara kayarak sistemin bir denge durumu oluşturduğu, daha sonra ise $\Delta\breve{\eta}_{\text{mak}}$ değerlerinin odacığın ön kısımlarından itibaren düşmeye başladığı görülmektedir. Yine tek hesap hücreli yaklaşımdan elde edilen sonuçlarla kıyaslandığında, sistemin gerçekte odacık yüksekliğinden daha az etkilendiği yargısı ortaya çıkmaktadır.

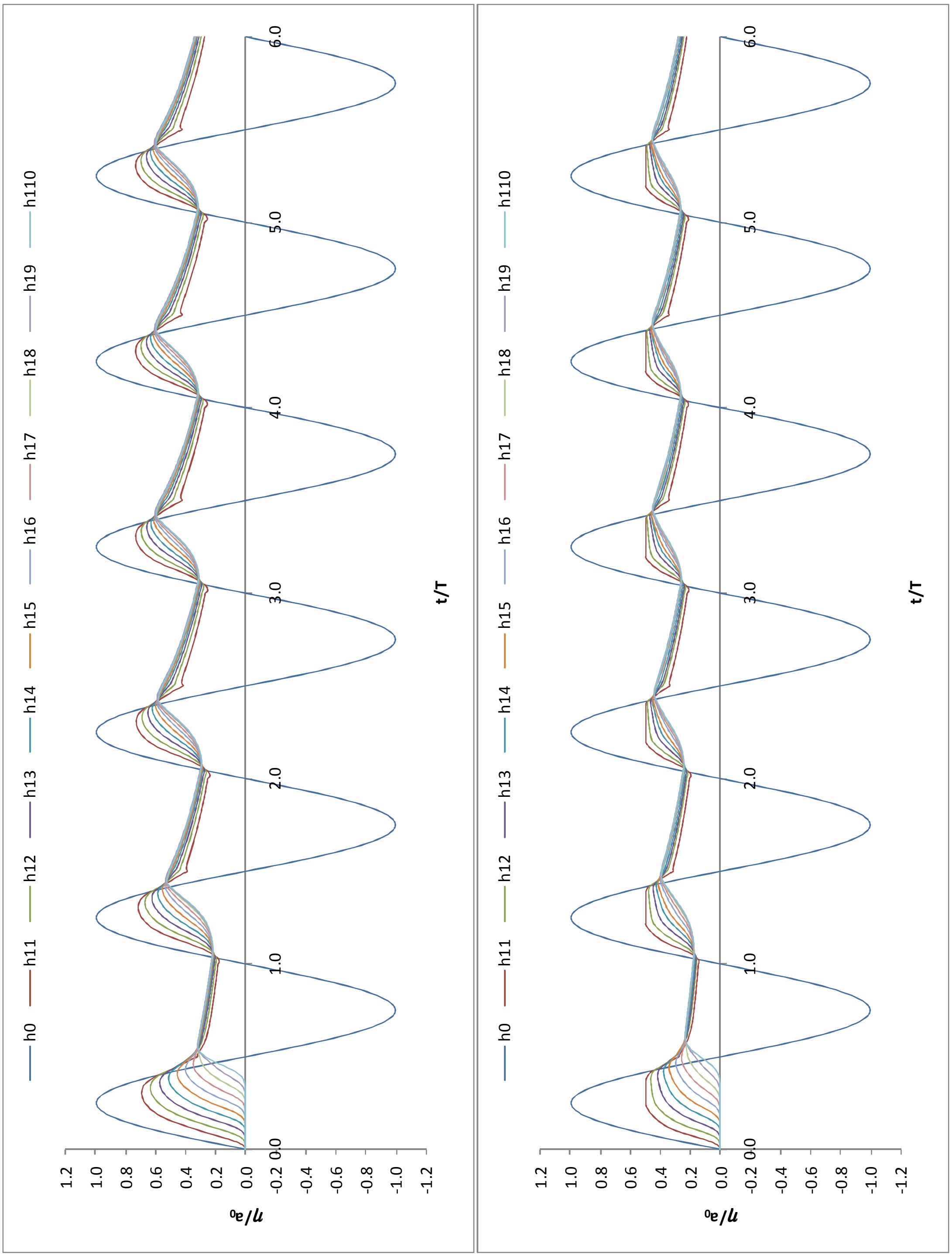
Önceki bölümde de bahsedildiği gibi odacık içindeki salınımlı su kotu ve hacim fonksiyonlarının genlikleri dolup boşalma mekanizması açısından oldukça önemlidir. Bu parametrelerin değerleri arttıkça akım odacıklı kesonun dalga sönümleme performansının arttığı bölüm 7.4'te açıklanmaktadır. Çok hesap hücreli sayısal model akım davranışını gerçeğe daha yakın temsil edebildiği için, bu modelden elde edilecek ortalama su kotu ve su hacmi salınım genlikleri dalga yansıma katsayısı hesaplanırken önem arz edecektir. Model x boyunca sabit olmayan, 0. hücreden N. hücreye kadar $(\eta_1)_n$ zaman serileri hesapladığı için bir t anında ortalama odacık su kotu boyutsuz parametrelerle şu şekilde gösterilebilir:

$$\bar{\breve{\eta}}_1 = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(\breve{\eta}_1)_n}{N} \tag{7.58}$$

Benzer şekilde bir t anında ortalama odacık su hacmi boyutsuz parametrelerle şöyle ifade edilecektir:

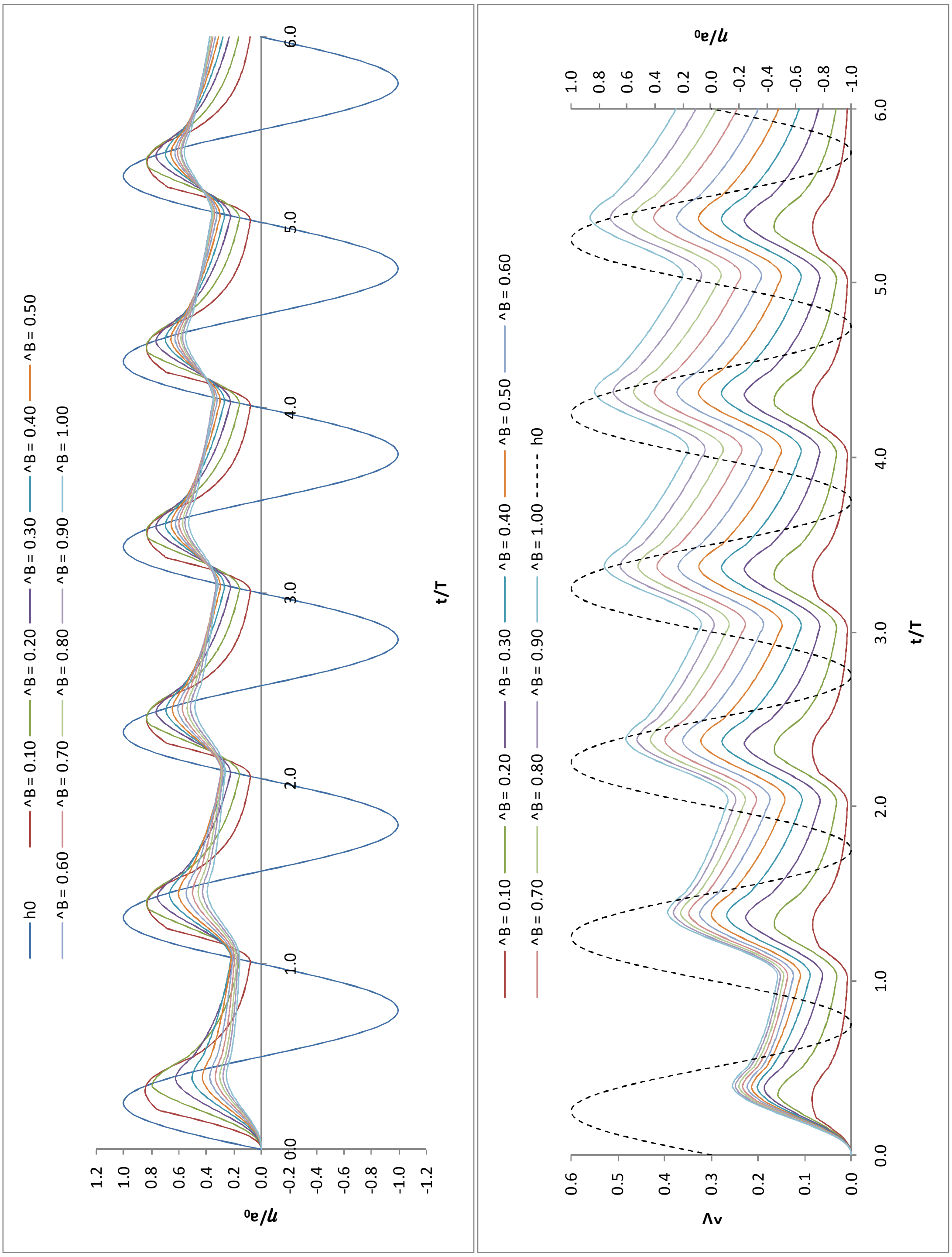
$$\bar{\breve{V}}_1 = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(\breve{V}_1)_n}{N} = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(\breve{\eta}_1)_n}{N} B \tag{7.59}$$

Bu şekilde hesaplanan ortalama su kotu ve su hacmi salınım genlikleri 10 hesap hücreli sayısal model ile hesaplanarak Şekil 7.17'de sabit $\breve{f}$ = 1 ve r = %50 ile değişken $\breve{B}$; Şekil 7.18a'da sabit $\breve{f}$ = 1 ve $\breve{B}$ = 0,25 iken değişken r; ve Şekil 7.18b'de sabit r = %50 ve $\breve{B}$ = 0,25 ile değişken $\breve{f}$ değerleri için gösterilmiştir.



a) **b)**

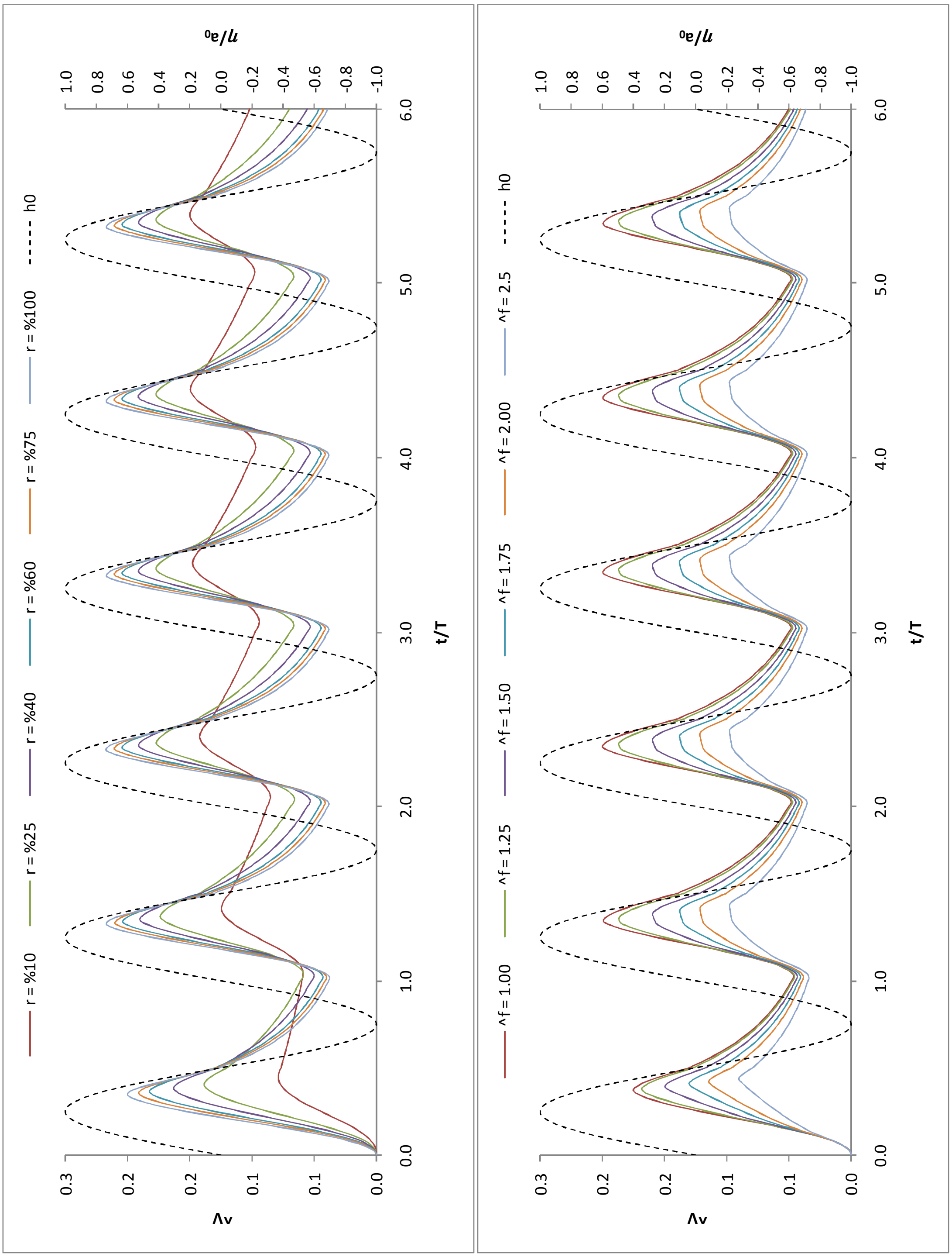
Şekil 7.16 : $\breve{B} = 0{,}50$ ve r = %40 iken **a)** $\breve{f} = 1{,}25$ için, **b)** $\breve{f} = 2{,}00$ için, 10 hesap hücreli sayısal modelle elde edilen boyutsuz $(\breve{\eta}_1)_n$ zaman serileri (n indisi odacık ağzından itibaren hücre sayısıdır).



a) **b)**

Şekil 7.17 : Sabit $\breve{f}$ = 1,00 ve r = %50 iken değişken $\breve{B}$ değerleri için **a)** $\overline{\breve{\eta}}_1$, **b)** $\overline{\breve{V}}_1$ boyutsuz zaman serilerinin, 10 hesap hücreli sayısal modelle elde edilen sonuçları.

Şekil 7.8a ve Şekil 7.17b karşılaştırıldığında görülebileceği gibi, çok hesap hücreli model tek hesap hücreli modele göre yaklaşık %20~%25 daha yüksek su kotu ve su hacmi değerleri vermektedir. Buna karşın salınım genlikleri karşılaştırıldığında her iki sayısal model yaklaşımıyla elde edilen değerlerin birbirlerine oldukça yakın olduğu görülebilir.

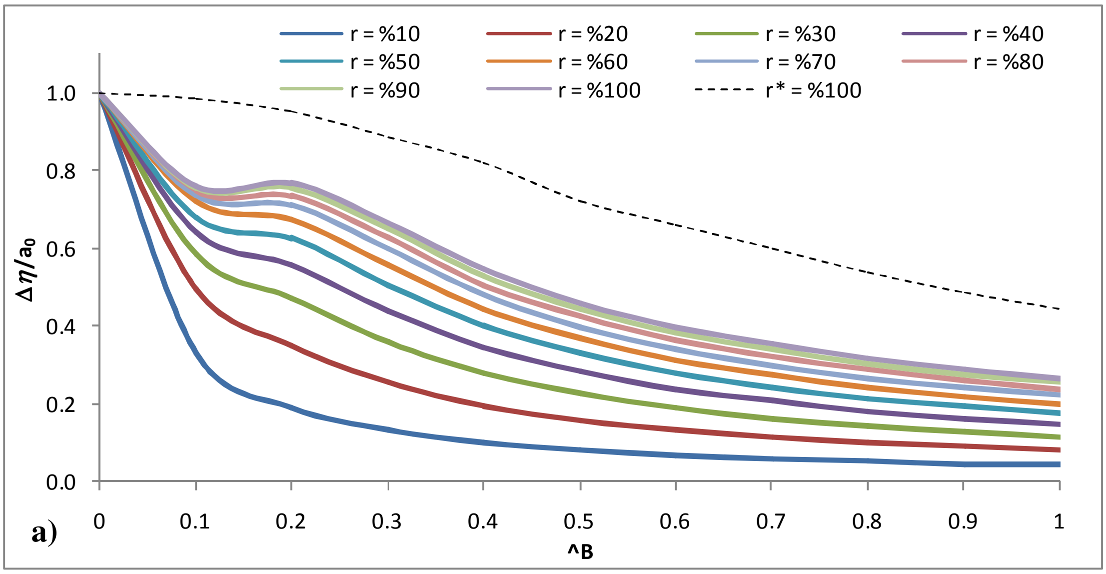


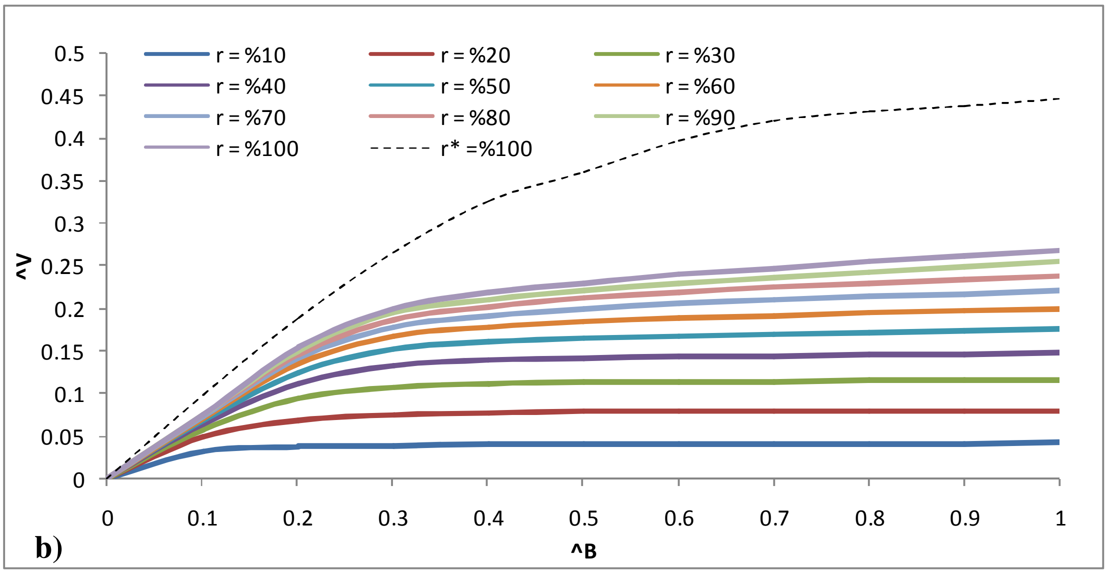
a) **b)**

Şekil 7.18 : a) Sabit $\breve{f}$ = 1,00 ve $\breve{B}$ = 0,25 iken değişken *r* değerleri için, **b)** Sabit *r* = %50 ve $\breve{B}$ = 0,25 iken değişken $\breve{f}$ değerleri için $\overline{\overline{V}}_1$ boyutsuz zaman serilerinin, 10 hesap hücreli sayısal modelle elde edilen sonuçları.

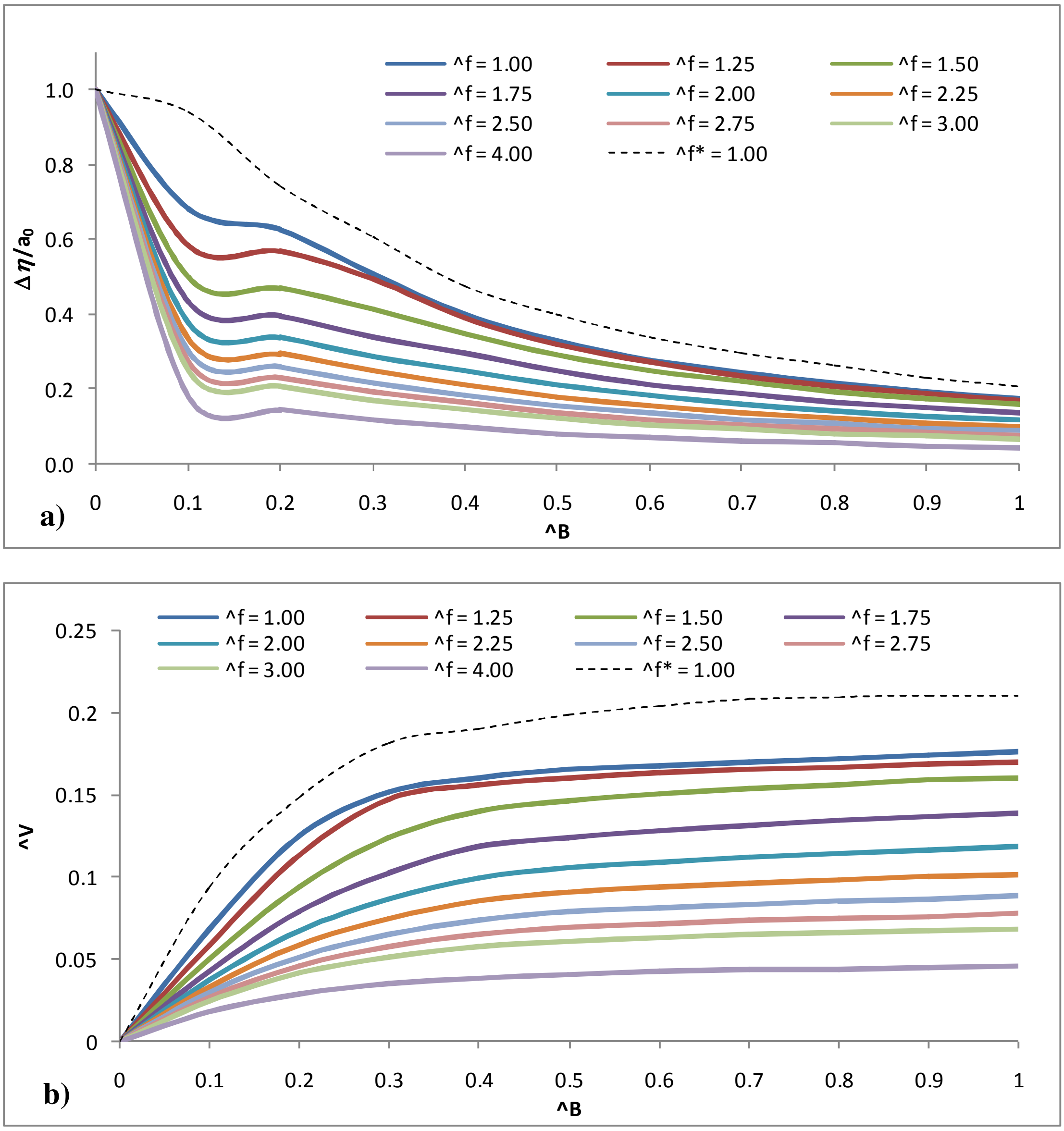
Odacık yüksekliği mekanizmaya dahil olmaya başladıktan sonra, $\breve{f}$ parametresinin yaklaşık 1,5 değerine kadar daha az, bu değerden sonra oldukça etkili biçimde ortalama pik değerleri azaltmaktadır. Pik ortalama su kotu ve su hacmi değerleri $\breve{f} = 2$ olduğunda, $\breve{f} = 1$ durumuna göre yaklaşık yarıya inmektedir.

Bu ortalama değerlere göre su kotu ve su hacmi salınımlarının genlikleri hesaplanarak, değişken r ve değişken $\breve{f}$ için $\breve{B}$'ye göre sırasıyla Şekil 7.19 ve 7.20'de verilmiştir.





Şekil 7.19 : Sabit $\breve{f} = 1{,}00$ iken değişken r değerleri için, **a)** $\Delta\breve{\eta}_1$ - $\breve{B}$, **b)** $\Delta\breve{V}_1$ - $\breve{B}$ ilişkisi.



Şekil 7.20 : Sabit r = %50 iken değişken $\breve{f}$ değerleri için, **a)** $\Delta\breve{\eta}_1$ - $\breve{B}$, **b)** $\Delta\breve{V}_1$ - $\breve{B}$ ilişkisi.

Tek hesap hücreli model ile 10 hesap hücreli modeli sonuçlar açısından karşılaştırabilmek için, tek hesap hücreli modelden elde edilen sonuçlar "*" ile işaretlenerek Şekil 7.19'a ve 7.20'ye eklenmiştir. Bu şekillerden de görülebileceği gibi tek hesap hücreli model odacık içindeki su kotu ve su hacmi salınımlarının genliklerini çok daha yüksek hesaplamaktadır. İki model arasındaki fark $\breve{B}$ ve r parametreleri ile artmakta, $\breve{B}$ =1 ve r = %100 için 2 kata yaklaşmaktadır. Bununla birlikte odacığın dalga karşısındaki davranışı prensipte her iki modelde de aynıdır.

7.4 Üst Odacıktaki Akım ile Dalga Sönümlenmesi Arasındaki İlişki

Belli bir *a* genliği, belli bir *T* periyodu ve bu periyoda dispersiyon denklemiyle bağlı bir *L* dalga boyuna sahip düzenli, sinüzoidal bir lineer dalga serisinin; bir dalgada taşıdığı enerji, *E*;

$$E = \frac{1}{2}\rho g a^2 L \qquad \textbf{(7.60)}$$

olarak ifade edilmektedir (Goda, 1985). Burada ρ akışkanın özgür kütlesi ve *g* de yerçekimi ivmesidir. Bu ifade SI sisteminde “joule/dalga” birimindedir ve ilerleyen dalganın birbirine eşit olan *potansiyel enerji* ve *kinetik enerji* bileşenlerinin toplamıdır.

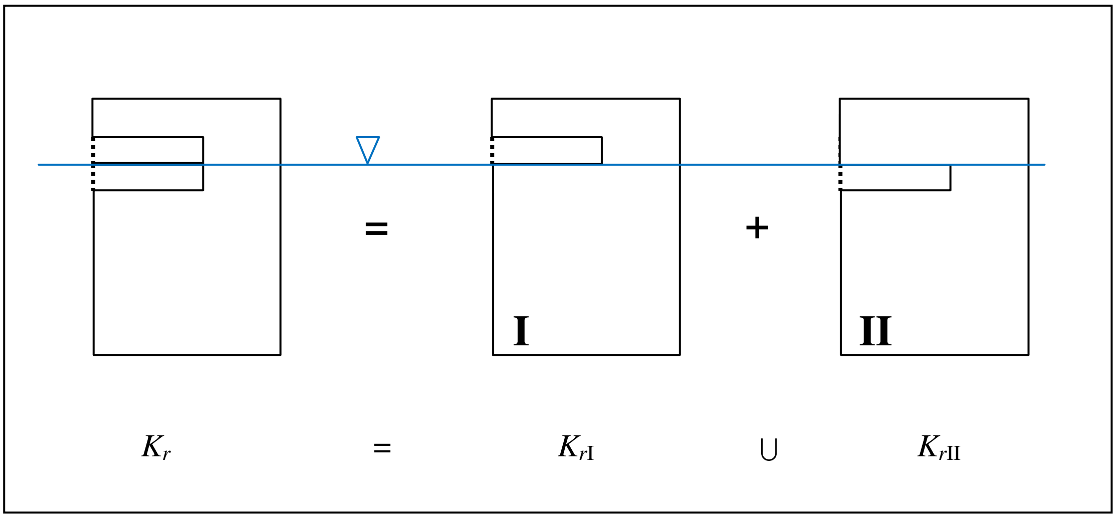
Kıyı koruma yapıları, ya da daha genel anlamıyla dalga sönümleyici yapılar, gelen dalganın enerjisinin (E_i) bir kısmını yansıtır (E_r), diğer kısmını ise geçirir veya sönümler (E_s). Bu çalışmada incelenen akım odacıklı keson gibi geçirimsiz yapılarda dalganın harcanan ve yansıtılan bileşenlerindeki enerjinin toplamı, *enerjinin korunumu* ilkesine göre, gelen dalganın enerjisine, E_i, eşit olmalıdır:

$$E_i = E_r + E_s \qquad \textbf{(7.61)}$$

(7.60) ifadesi gelen ve yansıyan dalga genliği için yazılırsa, (6.1) denklemiyle verilen yansıma katsayısındaki gelen ve yansıyan dalga bileşenleri için bulunacak enerjiler arasındaki farkın harcanan enerjiye eşit olduğu görülebilir:

$$E_s = E_i - E_r = \frac{1}{2}\rho g a_i^2 L - \frac{1}{2}\rho g a_r^2 L \qquad \textbf{(7.62)}$$

Bu bölümde anlatılan yöntem yalnızca üst odacığın dalga sönümleme mekanizmasını ortaya koyacağı için, Şekil 7.1’de verilen yapı iki ayrı yapının süperposizyonu olarak düşünülmektedir. Bu haliyle Şekil 7.21’de gösterilen durum özdeşliği kabulü yapılmıştır. Üst odacıklı olan durum bileşeninin (I bileşeninin) dalga sönümleme mekanizması bu bölümde, alt odacıklı olan durum bileşeninin (II bileşeninin) dalga sönümleme mekanizması ise bölüm 8’de açıklanmaktadır.



Şekil 7.21 : Kesonun iki odacığının ayrı ayrı incelenebilmesine olanak tanıyan durum özdeşliği kabulü.

Üst odacığın enerji harcama mekanizması akımla gerçekleşmektedir. Serbest yüzeyli bir akım ortamında ise gelen enerji iki şekilde harcanabilir: Mikro düzeyde türbülans çalkantıları olarak, makro düzeyde yerçekimine karşı. Bölüm 7'nin başındaki kabuller ile akım potansiyel olarak kabul edildiği için türbülansla harcanan enerji bileşeni kendiliğinden ihmal edilmiş olmaktadır. Dolayısıyla üst odacıkta gelen dalganın enerjisi <u>yerçekimine karşı yapılan iş ile</u> harcanmaktadır.

Ardı ardına gelen düzenli dalgalarla sistem dengeye gelerek periyodikleştikten sonra, içeride belli bir minimum seviyenin üzerinde salınma meydana gelmektedir. Önce seviye gelen dalganın etkisiyle maksimuma yükselmekte daha sonra da yerçekimi etkisiyle minimuma geri düşmektedir. Üst odacığın tamamı kontrol hacmi kabul edilip içerideki ortalama su seviyesi cinsinden yerçekimine karşı bir dalga periyodu boyunca yapılan iş türetilmek istenirse, denklem (7.63)'te verilen ifade yazılacaktır:

$$E_{iş} = \int_0^B \int_{\bar{\eta}_{1\,\min}}^{\bar{\eta}_{1\,\text{mak}}} \rho g z \, dz dx = \frac{1}{2} \rho g B \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\left(\eta_{n(\text{mak})}{}^2 - \eta_{n(\min)}{}^2 \right)}{N} \qquad \textbf{(7.63)}$$

Dikkat edilirse (7.63) ifadesinin $\eta_1(t)$ fonksiyonunun *gidişinden* bağımsız, yalnızca minimum ve maksimum değerlerine bağlı olduğu görülebilir. Çünkü bir kuvvete karşı yapılan iş, o kuvvetin aksi yönündeki net yer değiştirme vektörü ile o kuvvetin büyüklüğünün çarpımına eşittir. Bu yapılan iş terimi denklem (7.62)'deki sönümlenen enerji, E_s, terimine eşitlenir ve yansıma katsayısı K_r yerine konur ise, (7.64) ifadesi ortaya çıkacaktır:

$$\frac{1}{2}\rho g B \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\left(\eta_{n(\text{mak})}{}^2 - \eta_{n(\min)}{}^2\right)}{N} = \frac{1}{2}\rho g L\left(a_i^2 - a_r^2\right) \quad \textbf{(7.64a)}$$

$$a_i^2 - a_r^2 = \frac{B}{L}\sum_{n=0}^{N-1} \frac{\left(\eta_{n(\text{mak})}{}^2 - \eta_{n(\min)}{}^2\right)}{N} \quad \textbf{(7.64b)}$$

$$a_i^2\left(1 - K_r^2\right) = \frac{B}{L}\sum_{n=0}^{N-1} \frac{\left(\eta_{n(\text{mak})}{}^2 - \eta_{n(\min)}{}^2\right)}{N} \quad \textbf{(7.64c)}$$

$$K_r = \sqrt{1 - \frac{B}{a_i^2 L}\sum_{n=0}^{N-1} \frac{\left(\eta_{n(\text{mak})}{}^2 - \eta_{n(\min)}{}^2\right)}{N}} \quad \textbf{(7.64d)}$$

Toplam işareti içindeki kısım, sayısal model sonuçlarından elde edilmektedir. Bu büyüklük S^2 olarak tanımlanırsa;

$$S = \sqrt{\sum_{n=0}^{N-1} \frac{\left(\eta_{n(\text{mak})}{}^2 - \eta_{n(\min)}{}^2\right)}{N}} \quad \textbf{(7.64e)}$$

olacak ve K_r aşağıdaki hali alacaktır:

$$K_r = \sqrt{1 - \frac{BS^2}{a_i^2 L}} \quad \textbf{(7.65)}$$

7.3.3'te verilen sayısal model kullanılarak hesaplanan S parametresi *sönümlenme genliği* olarak adlandırılmıştır. Burada açıklanan çözüm, dış bölgedeki bileşke dalga genliğine (a_0) göre gerçekleştirilmektedir. Bunun yanında 7.3.1'deki boyutsuz büyüklükler incelendiğinde S parametresinin boyutsuz halinin $\breve{S} = S / a_0$ olacağı ortaya çıkmaktadır. Diğer taraftan bu hesap yöntemi kullanıldığında, çözümü dış bölge bileşke genliğinden (dolayısıyla K_r'nin kendisinden) bağımsız hale getirmek mümkün görünmemektedir. Denklem (7.55)'te verilen boyutsuz parametreler $\breve{S}$ için de geçerli olacaktır:

$$\breve{S}_1 = G\left(\breve{B}, \breve{f}, C_l\right) \quad \textbf{(7.66)}$$

Akım odacıklı keson için bölüm 6.2.3.2'de açıklandığı üzere yapıdan yansıma sırasında faz gecikmesi, θ, "0" kabul edilip $a_0 = a_i(1 + K_r)$ alınabilecektir. Zira bu çözüme göre de tam yapı önyüzü üzerinde bir *kalkma noktası*[10] bulunmaktadır. Yapılan deneyler de bu yargıyı destekler sonuçlar ortaya çıkarmıştır. Bu şekilde, yansıma katsayısının çözümünü veren denklem (7.65), $\breve{S}$ cinsinden yazılırsa;

$$K_r = \sqrt{1 - \breve{S}^2 \left(1 + K_r\right)^2 \frac{B}{L}} \tag{7.67}$$

elde edilecektir.

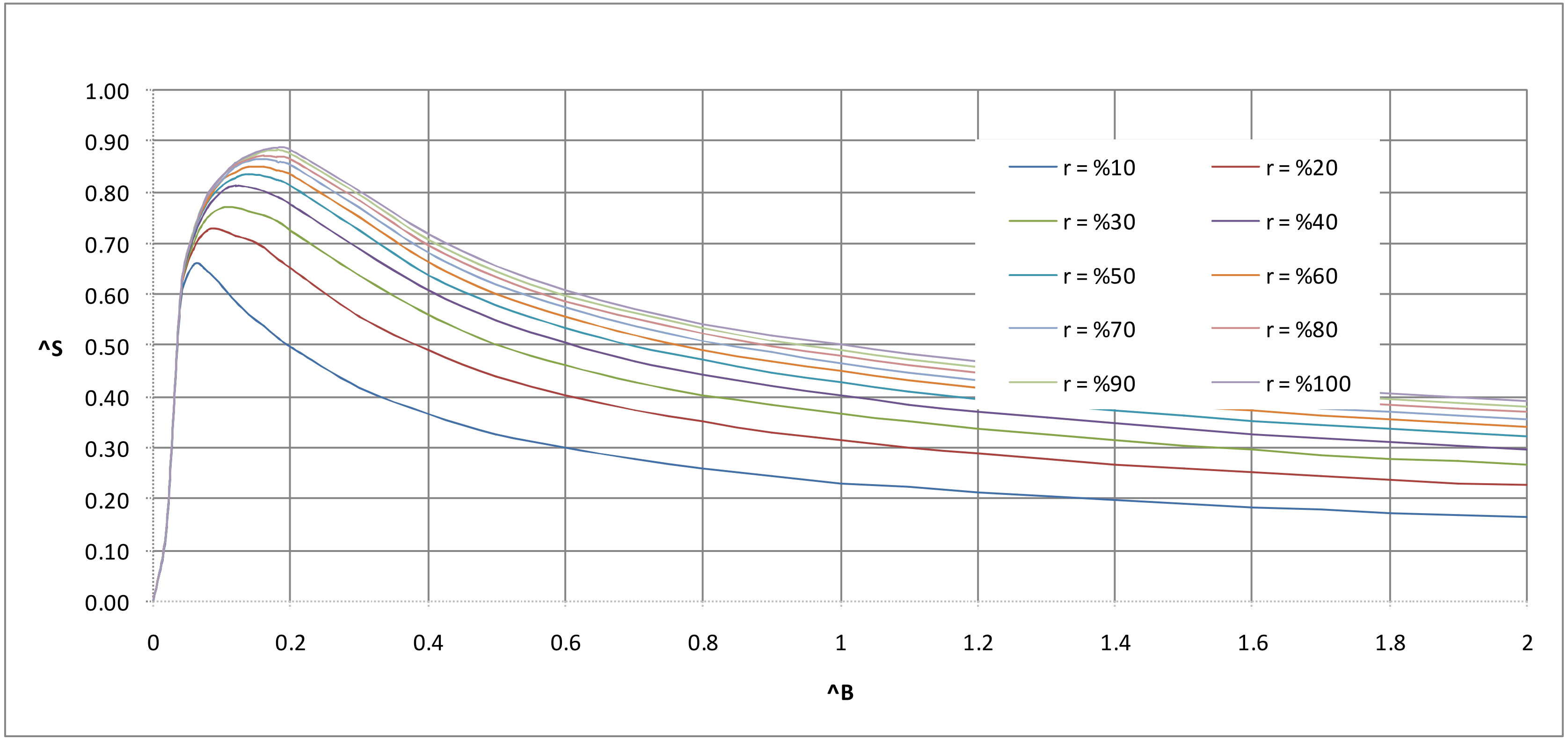
Görüldüğü gibi, sönümlenme genliğinin modelden elde edilecek boyutsuz hali a_0 bileşke dalga genliğine bağlıdır. Bu şekilde; verilen H_i, L ve T (veya L_o) gelen dalga parametreleri ile odacık geometrisine bağlı parametreler (r, B, f) ve sönümlenme genliği S kullanılarak bir ilk K_r değeri ile hesaba başlanacaktır. Eğer bu değere karşılık gelen bileşke dalga genliği odacık yüksekliğinden küçükse ($a_0 \leq f$), çözüm $\breve{f} = f / a_0$ parametresinden bağımsız olacak, aksi halde odacık yüksekliği de hesapta göz önüne alınacaktır. Bu ilk tahminin ardından bir *doğrulaştırma* (iterasyon) işlemi ile $a_0 \leq f$ veya $a_0 > f$ şartı için işleme devam edilecek ve sayısal model sonuçlarından elde edilecek K_r eldeki değere istendiği kadar yaklaştığında (örneğin 0,0001), doğrulaştırma tamamlanmış olacaktır.

Bunun yanında çok önemli bir nokta daha açığa çıkmaktadır. Sayısal çözümden bulunan minimum ve maksimum odacık su seviyeleri yalnızca periyoda (veya derin deniz dalga boyuna) bağlı iken, bu çözüme göre bulunacak K_r yapı önündeki dalga boyu, L'ye de bağlıdır. Buradan anlaşıldığı üzere, dispersiyonun da çözümde önemli bir payı bulunmaktadır. Başka bir deyişle K_r'nin çözümü yapı derinliğinden bağımsız <u>değildir</u>.

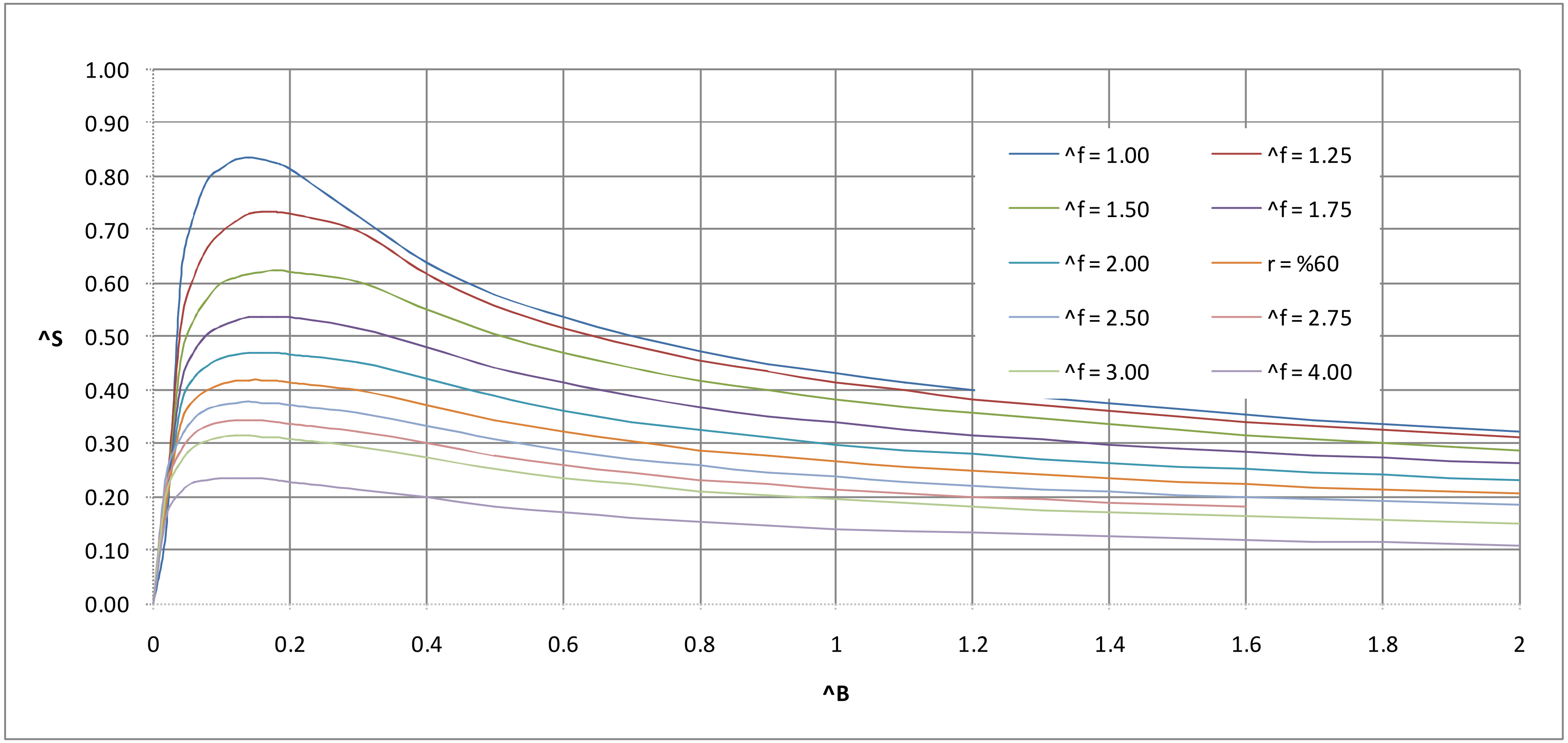
Bu çözüme göre $\breve{S}^2$ - $\breve{B}$ ilişkisi sayısal modelden elde edildiği şekliyle $a_0 \leq f$ koşulu ve farklı r (veya C_l) değerleri için Şekil 7.22'de verilmiştir. Şekil 7.23 ise $a_0 \leq f$ koşulunda r = %50 için farklı $\breve{f}$ değerlerinde $\breve{S}^2$ - $\breve{B}$ ilişkisi vermektedir. Bu şekiller incelendiğinde $\breve{B} \leq 2$ koşulunda $\breve{S}^2$ fonksiyonu için bir maksimum değer bulunduğu görülmektedir. Bu değerde odacık en verimli haliyle kullanılmış olmaktadır. Tüm deney sonuçları arasında en yüksek $\breve{S}^2_{mak}$ değeri r = %100 (önduvarsız durum), $\breve{f} = 1$ ve $\breve{B} = 0,18$ olduğunda yaklaşık 0,9 olarak ortaya çıkmaktadır.

---

[10] İng. *antinode*.

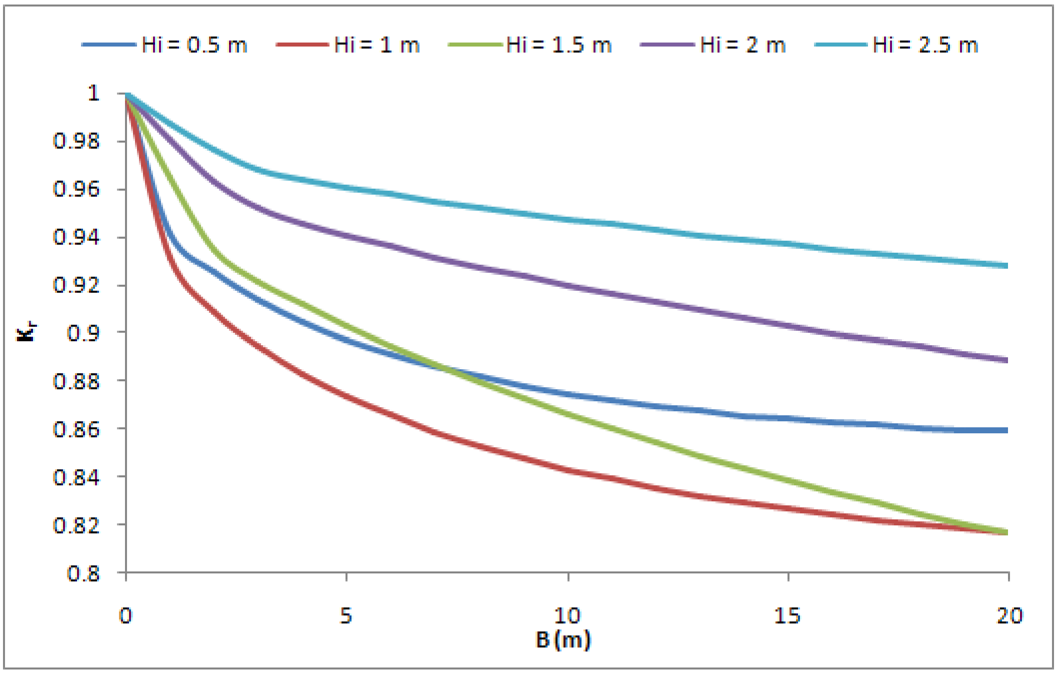


Şekil 7.22 : Sabit $\breve{f}$ = 1,00 iken değişken *r* değerleri için, $\breve{S}^2$ - $\breve{B}$ ilişkisi.

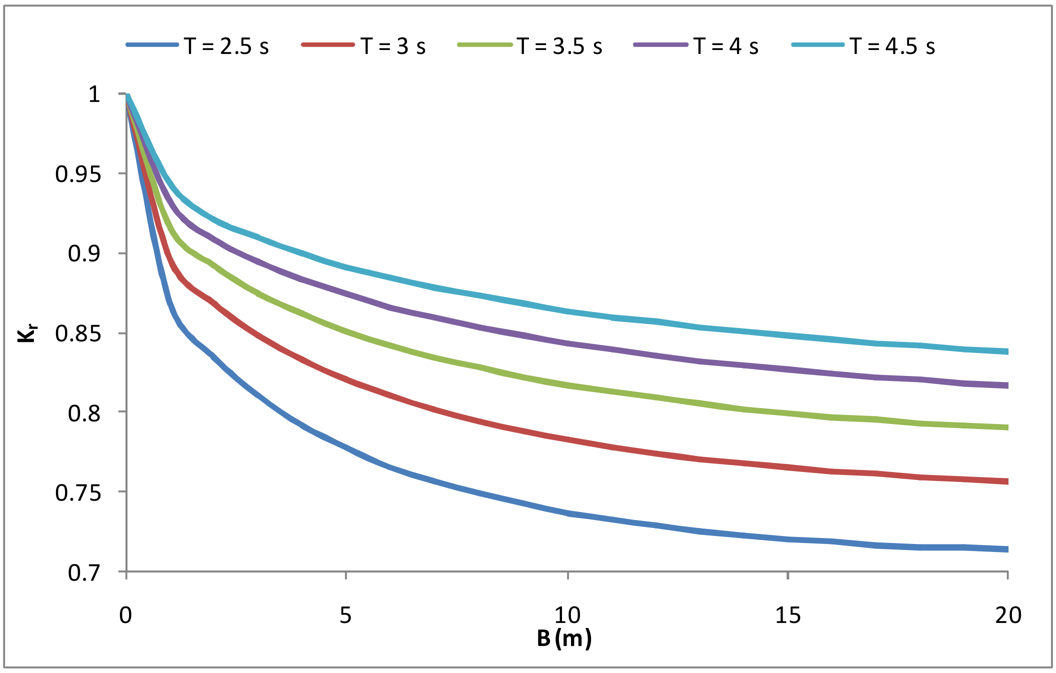


Şekil 7.23 : Sabit r = %50 iken değişken $\breve{f}$ değerleri için, $\breve{S}^2$ - $\breve{B}$ ilişkisi.

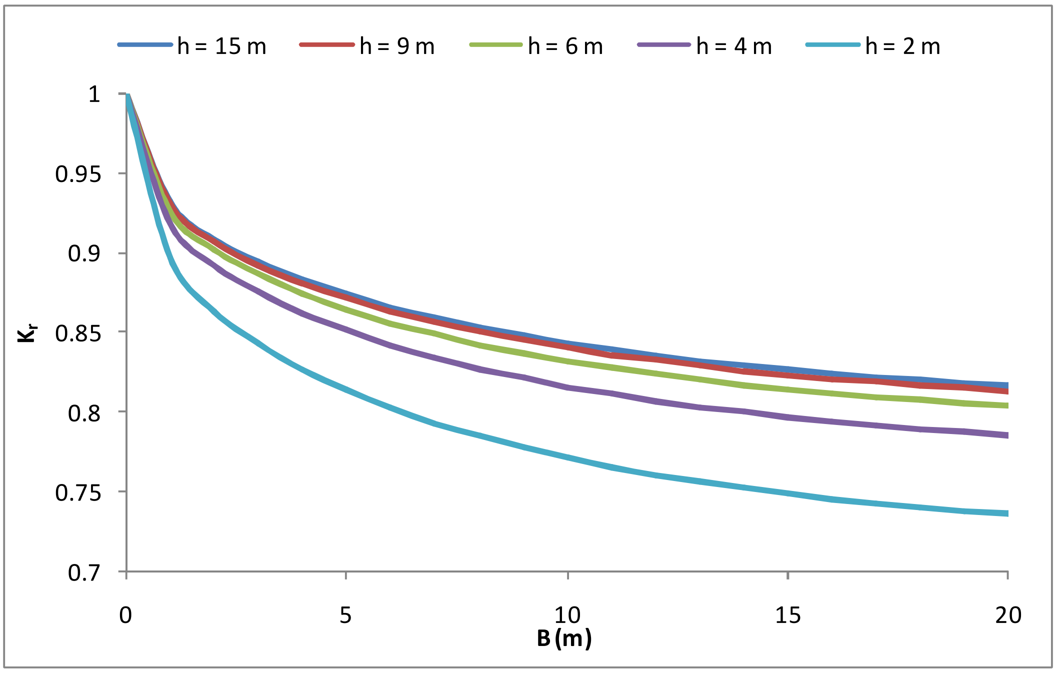
Ortaya konan bu yönteme göre boyutlu parametrelerle örnek çözümler yapılarak, değişken H_i (gelen dalga yüksekliği), değişken T (dalga periyodu), değişken h (su derinliği) ve değişken r (odacık önyüzü boşluk oranı) için K_r - B ilşkisi sırasıyla Şekil 7.24, 7.25, 7.26 ve 7.27'de gösterilmiştir.



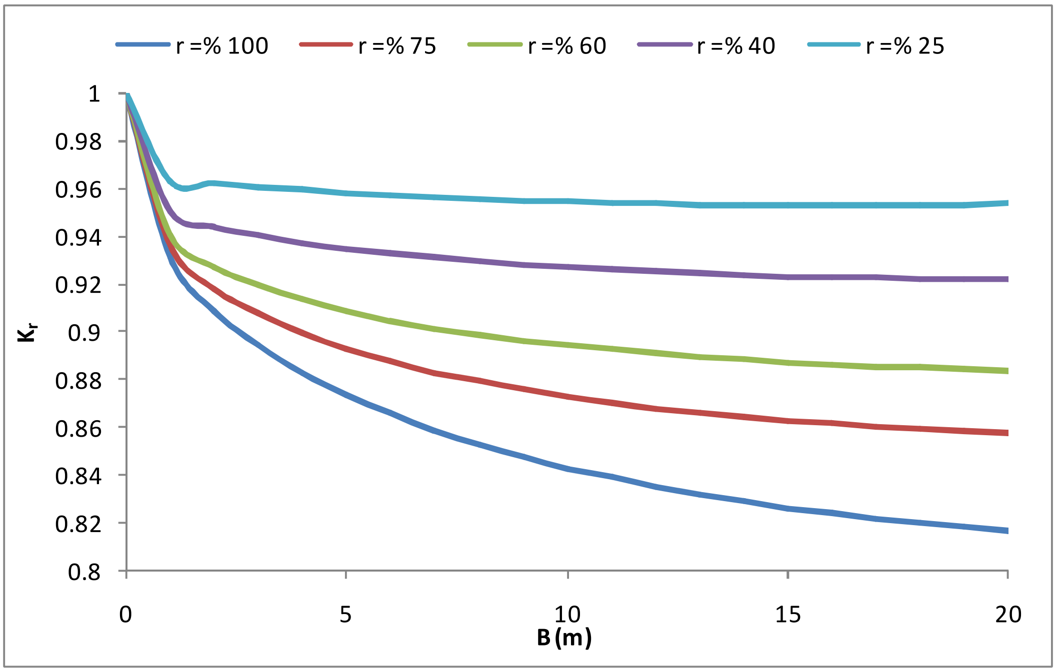
Şekil 7.24 : Değişken H_i, T = 4 s, $L = L_o$ = 39 m, r = %100 ve f = 1 m $K_r - B$ ilişkisi.



Şekil 7.25 : Değişken T, H_i =1 m, r = %100, $L = L_o$ ve f = 1 m $K_r - B$ ilişkisi.



Şekil 7.26 : Değişken h, H_i =1 m, r = %100, T = 4 s ve f = 1 m $K_r – B$ ilişkisi.



Şekil 7.27 : Değişken r, H_i =1 m, T = 4 s, $L = L_o$ ve f = 1 m $K_r – B$ ilişkisi.

Şekil 7.24'ten görüldüğü üzere, yansıma katsayısı küçük dalgalarda her zaman daha düşük değildir. Yüksek dalgalar odacık içinde daha fazla enerji harcanmasına neden olmaktadırlar. Diğer taraftan denklem (7.65)'ten gelen dalga yüksekliğinin artmasının yansıma katsayısını da arttırdığı görülmektedir. Dolayısıyla yansıma katsayısı ile gelen dalganın yüksekliği arasında doğrudan bir orantı kurulamaz. Yine de dalga genliği belli bir değerden daha yukarıya çıktığında *f* yüksekliği aşılacağı için yansıma katsayısının da büyüyeceği söylenebilir.

Gelen dalganın periyodunun artması dalga boyunu, dolayısıyla dalga enerjisini, arttıracağı için yansıma katsayısının büyümesine yol açmaktadır. Şekil 7.25'ten bu ilişki görülebilmektedir.

Şekil 7.26'dan derinlik parametresinin geçiş bölgesinde yansıma katsayısı üzerinde bariz bir etkisinin olmadığı, ancak dalga boyunun yaklaşık 1/10'una indikten sonra sönümlenme mekanizmasına katkıda bulunmaya başladığı anlaşılmaktadır. Yukarıda bahsedildiği üzere odacık içinde harcanan enerjiye derinliğin bir etkisi olmamasına rağmen, derinlikle beraber kısalan dalga boyu gelen dalganın enerjisini azalttığı için dalga sığlaştıkça derinlik parametresi önem kazanmaktadır.

Yansıma katsayısı ile ilişkisi en net kurulabilen parametre, odacık önduvarı boşluk oranı veya ona bağlı boyutsuz yük kaybı katsayısıdır. Şekil 7.27'den net olarak görüldüğü üzere, boşluk oranı yükseldikçe yansıma katsayısı azalmakta ve %100 boşluklu durumda en aza inmektedir. Büzülmeden kaynaklanan yerel yük kaybının enerjiyi sönümlemesi beklense de, yük kaybı ve boşluk oranı arttıkça odacığın içerisindeki hareketlilik azalmakta, dolayısıyla harcanan enerji oranı düşerek yansıma yükselmektedir.

Bu bölümde son olarak, açıklanan bu yöntemin üst ve alt odacıkların gelen dalgayı birlikte sönümlemesi durumunda nasıl kullanılabileceğini belirtmek yerinde olacaktır. Şekil 7.21'de verilen $K_{r\mathrm{I}}$ ve $K_{r\mathrm{II}}$ yansıma katsayılarını süperpoze etmek için iki ana yol ortaya çıkmaktadır. İlk bakışta bu iki sönümleme mekanizmasının basit süperpozisyonu çarpım gibi görünmektedir. Buna göre basitçe;

$$K_r = K_{r\mathrm{I}} \times K_{r\mathrm{II}} \tag{7.68}$$

şeklinde bir bileşke yansıma katsayısı oluşacaktır. Bölüm 8'de açıklanan yönteme göre, Şekil 7.21'deki II no.lu yapıdan yansıyan dalga genliğini belirleyecek yansıma katsayısı ($K_{r\mathrm{II}}$) doğrulaştırma sürecine ihtiyaç duyulmadan direkt olarak bulunabilecektir. Ancak $K_{r\mathrm{I}}$'in çözümü hem a_i'ye hem de kendisine bağlı olduğu için, üst odacığın yansıma katsayısını bulmada kullanılacak dış bölge bileşke dalga genliğinin (a_0') $K_{r\mathrm{II}}$ ile *düzeltilmesi* uygun olacaktır. Bu durumda;

$$a_0' = a_i\left(1 + K_{r\mathrm{I}} \times K_{r\mathrm{II}}\right) = a_i\left(1 + K_r\right) \tag{7.69}$$

biçiminde yeni bir bileşke genlik ile, bileşke yansıma katsayısı (K_r) kendisine bağlı olarak yukarıda anlatılan doğrulaştırma süreciyle bulunabilir. Diğer yandan dalga sönümlenmesinin direkt olarak *gelen dalganın enerjisinin bir kısmının harcanması* prensibine bağlı olduğu hatırlanırsa, yukarıdaki basit süperpozisyon yaklaşımının bu olguyu açıklamada yetersiz kalacağı görülmektedir. Yansıma katsayıları ile harcanan (sönümlenen) enerjinin gelen enerjiye oranı arasında bir eşitlik yazılırsa;

$$\frac{E_s}{E_i} = \frac{E_{s\mathrm{I}}}{E_i} + \frac{E_{s\mathrm{II}}}{E_i} = 1 - K_r^{\,2} = \left(1 - K_{r\mathrm{I}}^{\,2}\right) + \left(1 - K_{r\mathrm{II}}^{\,2}\right) \qquad \textbf{(7.70)}$$

ortaya çıkacaktır. Bileşke dalga genliği denklemden çekildiğinde şöyle bulunacaktır:

$$K_r = \sqrt{K_{r\mathrm{I}}^{\,2} + K_{r\mathrm{II}}^{\,2} - 1} \qquad \textbf{(7.71)}$$

Buna göre K_r'nin hesaplanması için yürütülecek doğrulaştırma sürecinde kullanılacak düzeltilmiş bileşke dış bölge genliği (a_0') (7.21)'deki gibi hesaplanabilir:

$$a_0' = a_i\left(1 + K_r\right) = a_i\left(1 + \sqrt{K_{r\mathrm{I}}^{\,2} + K_{r\mathrm{II}}^{\,2} - 1}\right) \qquad \textbf{(7.72)}$$

Böylelikle, bileşke yansıma katsayısını hesaplamada kullanılacak sayısal çözüme dayalı yöntemin, yansıma katsayısını bünyesinde barındırmasının ve çözümün bu parametrenin kendisine de bağlı olmasının bir dezavantaja dönüşmesi önlenebilecektir.

8. DALGANIN SIĞ ODACIK İÇİNDE SÖNÜMLENMESİ MEKANİZMASININ KURAMSAL OLARAK İNCELENMESİ

Dalgaların boşluklu bir önyüze sahip kesonlarla sönümlenmesi fikri ilk kez Jarlan (1961) tarafından önerildiğinden beri, bu tip yapıların dalga ile etkileşimini ortaya koyabilmek için birçok farklı yaklaşım geliştirilmiştir (bknz. Bölüm 3.1). Bu tip bir yapının gelen dalgaları sönümleme mekanizması, boşluklu önyüzdeki enerji kaybı ve bu önyüz ile arkasındaki geçirimsiz duvar arasında kalan odacığın tınlaşım (rezonans) özelliğinin bileşimi olarak değerlendirilmektedir (Marks ve Jarlan, 1969; Chwang ve Dong, 1984; Fugazza ve Natale, 1992).

Jarlan'dan (1961) itibaren odacıklı bir kesonun dalgaları nasıl sönümlediği ile ilgili olarak birçok deneysel ve kuramsal araştırma gerçekleştirilmiştir (bknz Bölüm 3.1). Konuyla ilgili literatürü birbirlerinin devamı olarak şekillendiren bu çalışmalarda, çoğunlukla tamamı boşluklu bir önyüz ve dışarıyla eşderinlikli bir veya birkaç ardışık odacığın dalgalar altındaki davranışına yoğunlaşılmıştır (örneğin; Kondo, 1979; Chwang ve Dong, 1984; Twu ve Lin, 1991; Fugazza ve Natale, 1992; Suh ve Park, 1995; Williams ve diğ., 2000). Bunun yanında, özellikle son yıllarda önyüzün tamamının boşluklu olmadığı veya odacık içindeki derinliğin yapı derinliğinden daha küçük olduğu durumlar için yapılmış birçok çalışma da mevcuttur (Tabet-Aoul ve Lambert, 2003; Suh ve diğ., 2006; Liu ve diğ., 2007a). Ayrıca kısmi boşluklu bir Jarlan kesonunun odacığında anroşman bir dolgu teşkil edilmesi (Isaacson ve diğ, 2000) veya tam boşluklu yapının odacığının içine yatay bir levha yerleştirilerek stabilitenin arttırılması (Yip ve Chwang, 2000; Liu ve diğ., 2007a) gibi birçok farklı alternatif önerilmiş ve dalgalar karşısındaki davranışları incelenmiştir. Zira bu tür mühendislik yapılarının inşasında düşük maliyet, yapım kolaylığı, yüzdürülebilirlik gibi birçok değişik faktör göz önüne alındığında, orijinal Jarlan tipi kesonların üzerinde bazı geliştirmeler yapılması daha uygun bir konfigürasyon arayışının bir gereği olarak ortaya çıkmaktadır. Aynı motivasyon, bu doktora tez çalışmasının da yürütülmesinde önemli paya sahiptir.

Konuyla ilgili literatürde yer alan kuramsal yaklaşımların hemen hemen tamamı potansiyel akım kabulü (Φ hız potansiyeli fonksiyonunun tanımlanması) ve *özfonksiyonlar*[11] kullanılarak zamandan bağımsız formda türetilebilen eşdeğer bir ϕ potansiyel fonksiyonunun yapı konfigürasyonuna göre çözülmesi ilkesine dayanmaktadır. Yapı derinliği odacık derinliğine eşit olduğunda bu potansiyel fonksiyon analitik olarak çözülebilmektedir (Fugazza ve Natale, 1992; Williams ve diğ., 2000). Ancak odacığın içindeki derinlik daha az olduğunda problemin çözümü zorlaşmaktadır. Bu durumda, odacığın boşluklu olmayan (geçirimsiz) alt bölümünün düşey yerine *çok dik* olduğunun kabul edilmesi gibi yaklaşımlarla, takribi bir çözüme varmak mümkün olmaktadır (Suh ve diğ., 2006).

Ancak farklı tip odacıklı keson konfigürasyonlarında (delikli/düz levhalı, anroşman dolgulu, vb.) genel olarak geçerli bir çözüm elde edilmesi, tanımlanan ϕ potansiyel fonksiyonuna *zail olan*[12] (yatay mesafeyle yok olan) terimlerin de öz fonksiyonların genişletilmesi[13] ile dâhil edilmesinden sonra mümkün olabilmektedir. Bölüm 8.1'de açıklanacağı gibi tankh formundaki dispersiyon denkleminin kökleri nedeniyle ortaya çıkan bu terimler sonsuz sayıdadır. Bu haliyle potansiyel fonksiyon, mümkün olduğunca çok terim dâhil edilip terim sayısı bir noktada *kesilerek*[14], Fourier analizi (Yu ve Chwang, 1993) veya en küçük kareler (Yip ve Chwang, 2000) yöntemi gibi bir yaklaşımla çözülebilmektedir.

Bu tip bir yöntem ile gerçekleştirilen en kapsamlı çözüm, odacık derinliği dış derinlikten farklı olan ve birbirlerinden geçirimsiz yan duvarlarla ayrılmış yan yana sıralı kesonlar için yapı normaline eğik gelen dalgaların sönümlenmesinin üç boyutlu akımda zamandan bağımsız potansiyel fonksiyon ile incelendiği Liu ve diğ.'nin (2007a) çalışmasında yer almaktadır. Bunun yanında, yapı normaline dik gelen dalgaların tam boşluklu-yatay levhalı odacıklı keson ile sönümlenmesinin incelendiği Yip ve diğ.'nin (2000) çalışması, probleme biraz daha basitleştirilmiş bir yaklaşım sağlayabilmektedir.

Bu bölümde açıklanan yöntem genel olarak; geçirimli bir önyüz ile teşkil edilen, yapı inşa derinliğinden farklı bir derinliğe sahip odacıklı kesonu betimlemekle birlikte; özel olarak sakin su seviyesinde odacığı sınırlayan bir levha bulunmasını ve odacık

[11] İng. *eigenfunctions.*
[12] İng. *evanescent.*
[13] İng. *expansion of eigenfunctions.*
[14] İng. *truncation*.

derinliğinin yapı inşa derinliğine göre *oldukça sığ* olduğu durumları da (h/f > 5) temsil edebilmektedir. Nitekim, bu tez çalışmasında önerilen çift odacıklı yapı, alt odacığı itibarıyla h/f = 6,75 koşulunda boyutlandırılmıştır (Şekil 7.21'de II no.lu yapı). Tanımlanan bu mertebedeki sığ odacıklı bir yapı için literatürdeki yöntemlere benzer bir potansiyel fonksiyon yaklaşımı kullanıldığında, içerideki ve dışarıdaki zail terimlerin katsayıları arasında çok yüksek mertebede farklar çıkmakta ve birkaç zail terimden sonra yuvarlama hataları büyüdüğünden çözüm zorlaşmaktadır. Bu farkın temel sebebi söz konusu katsayıların derinlikler arasındaki fark arttıkça katlanan hiperbolik fonksiyonlar içermesidir. Bu sorunun önüne geçilebilmesi için Yip ve diğ. (2000) ile Liu diğ.(2007a) çalışmalarına dayanan bir çözüm, odacık hız potansiyelinin asil ve zail terim katsayıları yeni hiperbolik fonksiyonlar ile tanımlanarak kullanılmıştır. Bölüm 8.1, kullanılan bu yöntemi ayrıntılı olarak açıklamaktadır.

8.1 Alt Odacıktaki Akımın Konumsal Potansiyel Fonksiyonlar ile İfadesi

Alt odacık sakin su seviyesinin altına f derinliği kadar indiği için, burada gelen dalga ile oluşan akımın dalga formunda olacağı kabul edilebilir (Şekil 7.1). Bölüm 7.4'te yapılan durum özdeşliği kabulü çerçevesinde, alt odacıktaki akım incelenirken Şekil 7.21'deki II no.lu yapı esas alınacaktır.

Şekil 7.1'deki Kartezyen koordinat sistemi referans alınarak denklem (7.12)'de tanımlanan eşperiyotlu, lineer ve iki boyutlu gelen dalga hız potansiyeli; bölüm 7.1'de verilen kabuller dâhilinde ve bölüm 6.2.1'de verilen Euler özdeşliği ile ($i=\sqrt{-1}$ sanal birim vektöre olmak üzere) aşağıdaki gibi bir özfonksiyon halinde yeniden tanımlanabilir (Yip ve Chwang, 2000):

$$\Phi_i\left(x,z,t\right)=-i\frac{ga_i}{\omega}\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}e^{ik_0x}e^{-i\omega t} \tag{8.1}$$

Bu halde dalga sayısı k_0 ve açısal frekans ω arasındaki dispersiyon denklemi şöyle olacaktır:

$$\omega^2 = gk_0 \tanh k_0 h \tag{8.2}$$

Başka bir deyişle hız potansiyelinin çarpım şeklinde bir $e^{-i\omega t}$ zaman faktörünün olduğu kabul edilmiş olmaktadır. Hız potansiyeli bu faktöre bölündüğünde *sadece* *konuma bağlı* yeni bir potansiyel fonksiyon tanımlanmış olacaktır. Bu durumda hız potansiyeli;

$$\Phi(x,z,t) = \text{Re}\left[\phi(x,z)e^{-i\omega t}\right] \quad \textbf{(8.3)}$$

şeklinde bir gerçek sayı ifadesine eşit kabul edilmiş olmaktadır (Liu ve diğ., 2007b). Benzer şekilde hız, basınç ve su kotu fonksiyonları da sadece konuma bağlı olarak türetilirlerse, denklem (8.4), (8.5), (8.6) ve (8.7) yazılabilir (Liu ve diğ., 2007a):

$$u(x,z,t) = \text{Re}\left[\upsilon(x,z)e^{-i\omega t}\right] \quad \textbf{(8.4)}$$

$$w(x,z,t) = \text{Re}\left[\varpi(x,z)e^{-i\omega t}\right] \quad \textbf{(8.5)}$$

$$P(x,z,t) = \text{Re}\left[p(x,z)e^{-i\omega t}\right] \quad \textbf{(8.6)}$$

$$\eta(x,t) = \text{Re}\left[\xi(x)e^{-i\omega t}\right] \quad \textbf{(8.7)}$$

Bu konumsal potansiyel fonksiyon, hız potansiyeli gibi, Laplace denklemini sağlayacaktır:

$$\nabla^2\phi = 0 \qquad \rightarrow \qquad \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \quad \textbf{(8.8)}$$

Bu durumda sadece konuma bağlı hız bileşenleri υ ve ϖ, tanım icabı $\upsilon = \partial\phi/\partial x$ ve $\varpi = \partial\phi/\partial z$ olacaktır.

Şekil 7.21'deki II no.lu yapı bileşeni için 0 ve 2 indisleri sırasıyla dış bölgeyi ve odacık içini nitelemek üzere, bu bölgelerdeki konumsal potansiyel fonksiyonlar için, bölüm 7'de verilen tanım kümeleri ile benzer tarzda aşağıdaki *konumsal tanım kümeleri* yazılabilir:

KTK1. ϕ_0 için $\quad -\infty \leq x \leq 0, \quad -h \leq z \leq 0.$

KTK2. ϕ_2 için $\quad 0 \leq x \leq B, \quad -f \leq z \leq 0.$

Konumsal potansiyel fonksiyonlarının çözümüne geçebilmek için sınır koşullarının tanımlanması gerekmektedir. Sadece konuma bağlı sınır koşulları ϕ_0 ve ϕ_2 için ayrı ayrı aşağıdaki şekilde tanımlanabilir:

Tabandaki sınır koşulu;

z = -h için; $$\varpi_0 = \frac{\partial \phi_0}{\partial z} = 0 \qquad \textbf{(8.9a)}$$

z = -f için; $$\varpi_2 = \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \qquad \textbf{(8.9b)}$$

Serbest yüzeydeki bileşke dinamik ve kinematik sınır koşulu;

z = 0 için; $$\varpi_0 = \frac{\partial \phi_0}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g}\phi_0 \qquad \textbf{(8.10)}$$

Katı cidar sınır koşulu;

x = 0 ve 0 < z < -f için; $$\upsilon_0 = \frac{\partial \phi_0}{\partial x} = 0 \qquad \textbf{(8.11a)}$$

x = B için; $$\upsilon_2 = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} = 0 \qquad \textbf{(8.11b)}$$

z = 0 için; $$\varpi_2 = \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \qquad \textbf{(8.11c)}$$

Bu iki bölgedeki potansiyel fonksiyonları birbirilerine bağlayacak boşluklu odacık önyüzü üzerindeki sınır koşulları ise, denklem (7.15b) ve (7.16b)'de verilenin benzeri şekilde;

x = 0 ve -f < $z \leq$ 0 iken; $$\frac{\partial \phi_0}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \qquad \textbf{(8.12a)}$$

x = 0 ve -f < $z \leq$ 0 iken; $$\frac{\partial \phi_0}{\partial x} = iG'\left(\phi_0 - \phi_2\right) \qquad \textbf{(8.12b)}$$

biçiminde yazılacaktır. Burada iki bölgeyi birbirine bağlayan momentum korunumu denklemindeki anahtar parametre olan yük kaybı terimi G', *geçirimlilik parametresi* olarak anılmaktadır ve genellikle karmaşık bir sayıdır. Bu sayının gerçek kısmı akımın boşluklu arayüzle etkileşiminden kaynaklanan *direnci*, sanal kısmı ise akışkanın boşluklu yüzey içinden geçerkenki *atalet etkisini* ifade eder. Chwang (1983), Yu (1995) ve Isaacson ve diğ. (1998), bu parametreyi Sollit ve Cross'un 1972'deki çalışmalarına dayandırarak aşağıdaki şekilde türetmişlerdir:

$$G' = \frac{r}{b\left(f_d - is\right)} \qquad \textbf{(8.13)}$$

Boşluklu önyüz kalınlığı b ve boşluk oranı r olmak üzere; f_d lineer hale getirilmiş direnç katsayısı ve s de atalet katsayısıdır. Bölüm 7'de açıklandığı gibi duvar kalınlığı difraksiyona izin vermeyecek kadar küçük, ancak içinden geçen akımı etkileyecek derecede uzun kabul edilmektedir. Duvarın içinden geçen jet uzunluğu l, yaklaşık olarak b'ye eşit alınabileceği için bu denklemde yerine b kullanılmaktadır (Fugazza ve Natale, 1992). Direnç katsayısı, f_d, aslında denklem (7.17)'de yer alan hızın karesine bağlı terimdeki α yük kaybı katsayısının, doğrudan hıza bağlı hale getirilmesi (lineerize edilmesi) ile elde edilmektedir. Yu (1995), aynı formülasyonu kullandığı çalışmasında f_d'yi bilenen bir sabit olarak almıştır. Burada da Yu (1995) ile aynı yaklaşım sergilenecektir. Atalet katsayısı s ise, (7.17)'deki doğrudan hıza bağlı terimin (üçüncü terimin) elde dilmesinde kullanılan katsayıdır. Eklenmiş ağırlık katsayısı, C_m, kullanılarak aşağıda şekilde hesaplanabilir (Isaacson ve diğ., 1998):

$$s = 1 + C_m \left(\frac{1-r}{r} \right) \qquad \textbf{(8.14)}$$

Eklenmiş ağırlık katsayısı, C_m, genel olarak odacık önduvarındaki deliklerin/boşlukların boyutlarına ve şekline bağlı olmakla beraber, mertebe itibarıyla $C_m \leq r$ yaklaşımı doğru olacaktır (Isaacson ve diğ., 1998).

Böylece tanımlanan karmaşık sayı formundaki geçirimlilik parametresi G' 'nin hiçbir zaman negatif olmayacak gerçek kısmı direnç etkisini, sanal kısmı ise atalet etkisini betimleyecektir. Parametrenin mutlak değeri 0'a yaklaştıkça ($|G'| \to 0$) tamamen geçirimsiz bir önyüz, sonsuza yaklaştıkça ($|G'| \to \infty$) da önyüzsüz bir odacık ortaya çıkmaktadır.

Bu noktada, bölüm 7'de kullanılan yük kaybı terimi C_l ile burada kullanılan G' terimi arasındaki ilişkinin ortaya konulması, üst ve alt odacıklardaki akımı çözmek için kullanılan yöntemlerin karşılaştırılması açısından önemli görülmüştür. Üst odacıkta akımın dalga formunda <u>olmayacağı</u> kabul edildiğinden, bölüm 7'deki çözümde direnç terimlerinin yanında çok küçük kalan atalet terimleri ihmal edilmiştir. Burada ise atalet terimleri hesaba katılmakta, hatta eklenmiş ağırlık katsayısı C_m'ye bağlı olarak çözümdeki etkisi arttırılabilmektedir. Denklem (7.22) ile (8.12b) ifadesi arasında analoji kurulur ve (8.13) eşitliği kullanılırsa;

$$C_l \propto \mathrm{Re}\left[\frac{b(f_d - is)}{r}\right] \qquad \textbf{(8.15a)}$$

orantısı türetilebilecektir. Atalet katsayısı sanal kısımda kaldığına göre bu orantı aşağıdaki denkliğe dönüşecektir:

$$C_l \equiv \frac{bf_d}{r} \qquad \textbf{(8.15b)}$$

Görüldüğü gibi her iki yöntemde de yapılan aslında; dışarıdaki ve odacık içindeki akımın hızlarının arayüzde birbirilerine eşitlenmesi ve bu ortak hızın iki bölge arasındaki potansiyel farkına bir yük kaybı terimi üzerinden orantılanmasıdır.

Yukarıda verilen sınır şartlarını sağlayan dış bölgedeki ve odacık içindeki konumsal potansiyel fonksiyonların genel hali (8.16) ve (8.17)'de verilmiştir:

$$\phi_0 = \underbrace{\left(-i\frac{ga_i}{\omega}e^{ik_0x} + R_0e^{-ik_0x}\right)\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0h}}_{\text{asil terimler}} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} R_n e^{k_nx}\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_nh}}_{\text{zail terimler}} \qquad \textbf{(8.16)}$$

$$\phi_2 = \underbrace{A_0\cos q_0(x-B)\frac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f}}_{\substack{\text{asil}\\ \text{terim}}} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} A_n{}' \cosh q_n(x-B)\frac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f}}_{\text{zail terimler}} \qquad \textbf{(8.17)}$$

Bu denklemlerdeki asil terimler hız potansiyelindeki sabit (mesafeyle kaybolmayan) potansiyel bileşenini göstermektedirler. Yukarıda bahsedildiği üzere, bölgeler arasında farklı derinlikler bulunması nedeniyle denkleme ilave edilen zail (mesafeyle kaybolan) terimler bu ifadelerde göründükleri gibi sonsuz sayıdaki k_n ve q_n dalga sayıları ile x ve z'ye bağlı hiperbolik/üssel fonksiyonların ve yine sonsuz sayıdaki *bilinmeyen* karmaşık katsayıların (R_n, A_n') çarpımlarından oluşmaktadırlar. 0 ve 2 bölgelerindeki dalga sayıları sırasıyla (8.18) ve (8.19) denklemlerinin kökleridir:

$$\omega^2 = gk_0\tanh k_0h = -gk_n\tan k_nh \qquad (n = 1, 2, 3,\ldots) \qquad \textbf{(8.18)}$$

$$\omega^2 = gq_0\tanh q_0f = -gq_n\tan q_nf \qquad (n = 1, 2, 3,\ldots) \qquad \textbf{(8.19)}$$

Bu eşitlikler incelendiğinde k_n ve q_n'in sonsuz sayıda kökü olduğu görülebilir. Dispersiyon denklemleriyle bulunacak dalga sayıları küçükten büyüğe doğru sıralanmıştır. Başka bir ifadeyle bu sayılar $k_0 < k_1 < k_2 < k_3 < \ldots$ ve $q_1 < q_2 < q_3 < \ldots$

şeklindedir. Bölüm 8.2'de ayrıntılı olarak gösterileceği gibi ardışık k_n ve q_n değerleri birbirlerinin katı olarak ($k_1 = k_2/2 = k_3/3 = \ldots$, $q_1 = q_2/2 = q_3/3 = \ldots$) artmaktadırlar.

Gelen dalga ile yansıyan dalganın bileşkesi olan dış bölge konumsal potansiyel fonksiyonundaki asil terimler (sabit potansiyel terimleri) mesafeden bağımsız olarak birbirlerine oranlanırsa, alt odacıktan kaynaklanan yansıma katsayısı elde edilebilir:

$$K_r = \left|\frac{R_0}{I_0}\right| \qquad (I_0 = -i\frac{ga_i}{\omega}) \tag{8.20}$$

Denklem (8.16) ve (8.17), Yip ve Chwang (2000) ve Liu ve diğ. (2007b) tarafından iki boyutlu olarak; Liu ve diğ. (2007a) tarafından ise üç boyutlu olarak tanımlanmıştır.

Literatürde bir boşluklu önyüz ve tam sakin su seviyesine yerleştirilen bir levha ile teşkil edilmiş odacık için herhangi bir çözüm bulunmamaktadır. Bunun yanında Yip ve Chwang'ın (2000) çalışmasında, batık (sakin su seviyesinin altında) bir levha ve boşluklu önduvar ile ayrılan bir odacık içindeki akım için bir potansiyel fonksiyon türetilmiştir. Bu fonksiyon, f' odacığın tavan derinliği olmak üzere aşağıdaki gibidir:

$$\phi_3 = B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cosh r_n (x - B) \frac{\cos r_n (z + f + f')}{\cos r_n \left(f + f' \right)} \tag{8.21a}$$

$$r_n = \frac{n\pi}{f} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots) \tag{8.21b}$$

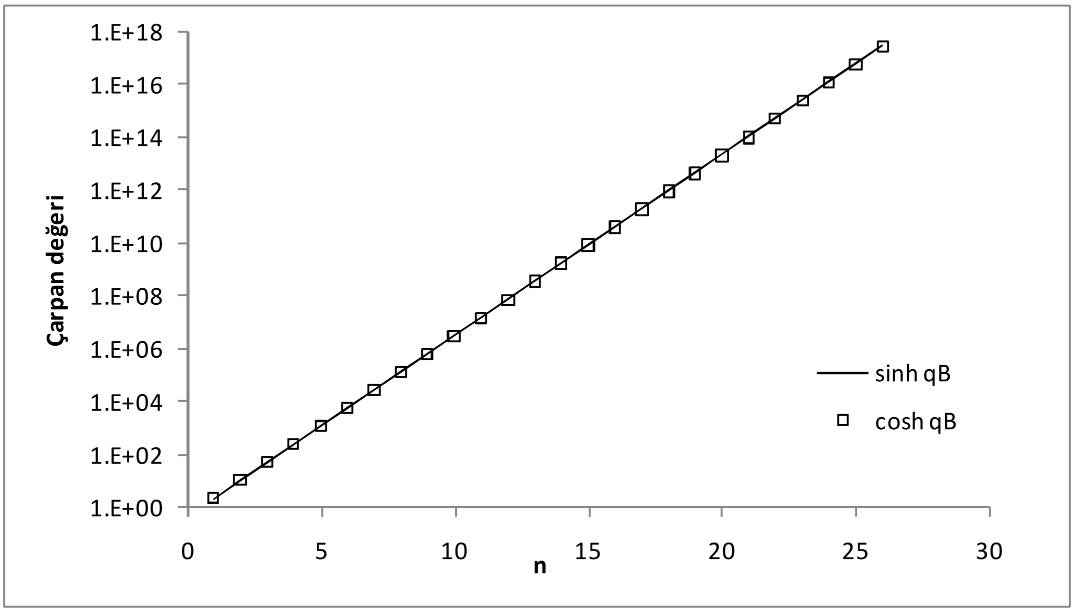
Dikkat edilirse bu potansiyel fonksiyondaki asil terim konumdan bağımsızdır. Başka bir deyişle bu batık odacığın içerisindeki potansiyel sabittir. Eğer bu çalışma kapsamında incelenen alt odacık için benzer tipte bir potansiyel fonksiyon $f' = 0$ olacak şekilde kullanılırsa, gelen dalganın açısal frekansından (ω) ve odacık genişliğinden (B) *tam olarak bağımsız* sabit bir yansıma katsayısı ortaya çıktığı görülecektir.

Hâlbuki bu çalışmada incelenen alt odacık batık olmayan, tam sakin su seviyesinde bir levha ile oluşturulmuştur. $z = 0$ seviyesinde her zaman basınç sıfır olmasa da, odacık içindeki akımın ω açısal frekansından, dolayısıyla (8.19) ifadesindeki dispersiyon denkleminden tam olarak bağımsız olduğu söylenemeyecektir. Nitekim yapılan deneylerde de yansıma katsayısında hem gelen dalga açısal frekansına hem de odacık genişliğine göre periyodik bir bileşen olduğu tespit edilmiştir (bknz. Bölüm

6.1.1). Bu nedenlerle, alt odacıktaki akımı yukarıda verilen sınır koşullarını sağlayan (8.17) ifadesindeki biçimde bir potansiyel fonksiyon ile tanımlama yoluna gidilmiştir. Bu biçimde serbest yüzey koşulu için bulunacak yansıma katsayısına, odacığın tam su seviyesi civarında sınırlanması dolayısıyla bir düzeltme uygulanarak sonuçlar tanımlanan sınır şartlarına uygun hale getirilecektir. Tam serbest yüzeyli olmayan odacık için yansıma katsayılarının nasıl türetildikleri Bölüm 8.3'te açıklanmaktadır.

Dış bölgedeki ve odacık içindeki konuma bağlı hız potansiyellerinin tam olarak ifadesi, bilinmeyen sonsuz sayıdaki karmaşık katsayının sonsuz sayıdaki denklemlerle çözülmesini gerektirir. Bu mümkün olamayacağına göre, potansiyel fonksiyonu oluşturan zail terimlerin sayısını bir N ile sınırlanarak $2N+1$ bilinmeyenin $2N+1$ denklemle, bulunacak potansiyel fonksiyondaki hatayı en aza indirecek şekilde çözülmesi görünen en mantıklı yoldur. Bilinmeyenler karmaşık sayı olduğu için, gerçek sayılarla tanımlanacak denklem-bilinmeyen çifti sayısı $4N+4$'e çıkmaktadır. Literatürdeki çalışmalarda bu yaklaşık çözüm için Fourier integrali (Yu ve Chwang, 1983) veya en küçük kareler yöntemiyle hatanın en aza indirilmesi (Yip ve Chwang, 2000; Liu ve diğ., 2007a-2007b) en çok tercih edilen yaklaşımlardır. Bu çalışmada Dalrymple ve Martin'in (1990) kullandığı ve ortagonal olmayan özfonksiyon setlerini de çözebildiği için daha genel olarak uygulama alanına sahip en küçük kareler yöntemi, Yip ve Chwang (2000) tarafından önerildiği şekliyle kullanılmıştır (bölüm 8.2).

Dışarıdaki ve odacık içindeki konumsal hız potansiyelleri boşluklu önyüzde ($x = 0$, $-f < z < 0$ doğru parçası üzerinde) ilişkilendirileceklerinden, ϕ_2 konumsal hız potansiyelinde yer alan karmaşık zail terimlerdeki cosh $q_n(x\text{-}B)$ fonksiyonu, katsayıların belirlenmesi için çözülecek denklemlerde sinh q_nB ve cosh q_nB şeklinde bir çarpan olarak belirecektir. Oysa 0 bölgesindeki potansiyel fonksiyonun zail terimleri $x = 0$ iken böyle bir çarpana sahip değildirler. Bu çarpanların $q_1B = 0{,}5$ değeri için terim numarası n arttıkça gidişi Şekil 8.1'de gösterilmiştir. Görüldüğü üzere terim sayısı arttıkça hiperbolik çarpanlar katlanarak artmaktadır. İki bölgedeki fonksiyonlar birbirlerine eşitlendiğinde, karmaşık zail terim katsayılarının çarpanları arasındaki büyük fark, en küçük kareler yöntemi ile yürütülen çözümdeki yuvarlama hatalarını arttırmakta, dolayısıyla zail terim sayısı N'i sınırlandırmaktadır.



Şekil 8.1 : q_1B = 0,5 için sinh q_nB ve cosh q_nB fonksiyonlarının n'e göre gidişi.

Bu çalışmada, yuvarlama hatalarının küçültülebilmesi amacıyla ϕ_2 fonksiyonu için denklem (8.17)'de verilen formun geliştirilmesi yoluna gidilmiştir. Yip ve Chwang (2000) tarafından kullanılan bu denklemdeki zail terimler cosh q_nB fonksiyonuna bölünerek;

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cosh q_n (x-B) \frac{\cos q_n (z+f)}{\cos q_n f} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh q_n (x-B)}{\cosh q_n B} \frac{\cos q_n (z+f)}{\cos q_n f} \qquad \textbf{(8.22a)}$$

olacak şekilde;

$$\phi_2 = A_0 \cos q_0 (x-B) \frac{\cosh q_0 (z+f)}{\cosh q_0 f} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh q_n (x-B)}{\cosh q_n B} \frac{\cos q_n (z+f)}{\cos q_n f} \qquad \textbf{(8.22b)}$$

biçiminde yeni bir potansiyel fonksiyon tanımlanmıştır. Bu yeni fonksiyon da Laplace denklemini ve yukarıda verilen sınır koşullarını sağlamaktadır. Böylelikle x = 0 ile boşluklu arayüzde dış bölge akım özellikleriyle eşleştirilecek zail terimlerin çarpanları $\cosh q_n B \to 1$ ve $\sinh q_n B \to \tanh q_n B$ halini alacaktır. Artan zail terim sayısına göre gidişi q_1B = 0,5 için Şekil 8.1'de verilen iki fonksiyonun birbirine oranı olan tanh q_nB fonksiyonu, görüldüğü gibi cosh q_nB gibi katlanmamakta, aksine "1" limit değerine yaklaşmaktadır.

Bölüm 8.2'de anlatılan şekilde, MS Excel 2007 programı kullanılarak uygulanan en küçük kareler yöntemi, bu yeni konumsal potansiyel fonksiyon biçimi ile çok daha fazla zail terimi kullanılarak daha hassas hesap yapılmasına olanak sağlamıştır.

8.2 Alt Odacıktaki Akımın En Küçük Kareler Yöntemi ile Çözülmesi

8.2.1 Sonlu terimli potansiyel fonksiyonlar için en küçük hata tanımı

Dış ve iç bölgelerde tanımlanan konumsal potansiyel fonksiyonların x = 0 çizgisi üzerindeki sınır koşulları, z bağımsız değişkenine bağlı birer $\Psi_j(z)$ fonksiyonu olarak tanımlanırsa;

$$\Psi_1(z) = \begin{cases} \dfrac{\partial \phi_0}{\partial x} - \dfrac{\partial \phi_2}{\partial x} & -f < z < 0 \\ \dfrac{\partial \phi_0}{\partial x} & -h < z < -f \end{cases} \qquad \textbf{(8.23a)}$$

$$\Psi_2(z) = \begin{cases} \dfrac{\partial \phi_0}{\partial x} - iG'\left(\phi_0 - \phi_2\right) & -f < z < 0 \\ \dfrac{\partial \phi_0}{\partial x} & -h < z < -f \end{cases} \qquad \textbf{(8.23b)}$$

yazılabilir. Sınır koşullarının sağlanması için $\Psi_j(z)$ fonksiyonlarının tanımlı oldukları aralıkta kalan her z değeri için $\Psi_j(z)$ = 0 koşulunu sağlamaları gerekir. Zail terim sayıları bir N değerinde kesilirse, bu sınır koşullarının sağlanmasında ortaya çıkan toplam hatanın karesi;

$$\mathrm{er}_1^{\,2} = \int_{-h}^{0} \left|\Psi_1(z)\right|^2 dz \qquad \textbf{(8.24a)}$$

$$\mathrm{er}_2^{\,2} = \int_{-h}^{0} \left|\Psi_2(z)\right|^2 dz \qquad \textbf{(8.24b)}$$

şeklinde ifade edilecektir. Bu toplam hataların R_n veya A_n katsayılarına göre en aza indirilmesi için Dalryple ve Martin'in (1990) önerdiği en küçük kareler yöntemi;

$$\int_{-h}^{0} \Psi_1^* \frac{\partial \Psi_1}{\partial R_m} dz = 0 \qquad (m = 0, 1, 2, 3, \ldots, N) \qquad \textbf{(8.25a)}$$

$$\int_{-h}^{0} \Psi_1^* \frac{\partial \Psi_1}{\partial A_m} dz = 0 \qquad (m = 0, 1, 2, 3, \ldots, N) \qquad \textbf{(8.25b)}$$

$$\int_{-h}^{0} \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_2}{\partial R_m} dz = 0 \qquad (m = 0, 1, 2, 3, \ldots, N) \qquad \textbf{(8.26a)}$$

$$\int_{-h}^{0} \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_2}{\partial A_m} dz = 0 \qquad (m = 0, 1, 2, 3, \ldots, N) \qquad \textbf{(8.26b)}$$

eşitliklerinin kullanılmasını öngörmektedir (Yip ve Chwang, 2000). Burada Ψ_j^* değerleri, Ψ_j değerlerinin karmaşık sayı eşlenikleridir.

Böylelikle, denklem (8.16) ve (8.22) ile tanımlanan formdaki potansiyel fonksiyonların ve (8.20) ifadesi ile türetilebilen yansıma katsayısının bulunması için uygulanan süreç şu şekilde ortaya çıkmaktadır:

1) Dış bölgedeki ve odacık içindeki akımı ifade eden konumsal potansiyel fonksiyonların, x = 0'daki sınır şartlarını sonsuz seri açılımı formundaki net çözümlerine göre er_j hatalarıyla sağlayan, N adet zail terimli biçimde yeniden yazılmaları,
2) En az hatayı veren *kesilmiş*[15] potansiyel fonksiyonların bulunmaları için, (8.25a) ve (8.26a) eşitliklerinin N+1 terim için türetilmeleri,
3) Bu 2N+2 eşitliğin gerçek ve sanal kısımları ile 4N+4 adet gerçek sayı çözümlü denklem ortaya çıkarılması,
4) Potansiyel fonksiyonlarda beliren katsayıların $R_0 = R_{0\mathrm{Re}} + i\,R_{0\mathrm{Im}}$, $R_n = R_{n\mathrm{Re}} + i\,R_{n\mathrm{Im}}$, $A_0 = A_{0\mathrm{Re}} + i\,A_{0\mathrm{Im}}$, ve $A_n = A_{n\mathrm{Re}} + i\,A_{n\mathrm{Im}}$ biçiminde yazılarak, ortaya çıkan 4N+4 adet gerçek sayı biçimdeki bilinmeyenin, yukarıda türetilen 4N+4 adet denklemle lineer cebir ilkeleri doğrultusunda MS Excel 2007 programı kullanılarak çözülmesi.

8.2.2 Lineer çözüm sistemi ve denklem-sonuç matrisleri

0 ve 2 bölgelerindeki konumsal potansiyel fonksiyonlar N zail terim için yazılırlarsa; (8.16) ve (8.22) ifadeleri şu hale dönüşecektir:

$$\phi_0 = \left(I_0 e^{ik_0 x} + R_0 e^{-ik_0 x}\right)\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{N} R_n e^{k_n x}\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \qquad \textbf{(8.27)}$$

$$\phi_2 = A_0 \cos q_0(x-B)\frac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f} + \sum_{n=1}^{N} A_n \frac{\cosh q_n(x-B)}{\cosh q_n B}\frac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f} \qquad \textbf{(8.28)}$$

Denklem (8.25a) ve (8.26a) kullanılarak, her terim için türetilecek toplam 2N+2 eşitlik şu şekilde olacaktır:

[15] İng. *truncated*.

$$\left(\int_{-h}^{0} \Psi_1^* \frac{\partial \Psi_1}{\partial R_m} dz\right) - K_m I_0 =$$

$$\left(\begin{array}{c} B_{m0}R_0 + B_{m1}R_1 + B_{m2}R_2 + ... + B_{mN}R_N \\ +B_{m\langle N+1\rangle}A_0 + B_{m\langle N+2\rangle}A_1 + B_{m\langle N+3\rangle}A_2 + ... + B_{m\langle 2N+2\rangle}A_N \end{array}\right) = -K_m I_0 \tag{8.29a}$$

$$m = (0,1,2,...,N)$$

$$\left(\int_{-h}^{0} \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_2}{\partial R_m} dz\right) - K_{N+m+1} I_0 =$$

$$\left(\begin{array}{c} C_{m0}R_0 + C_{m1}R_1 + C_{m2}R_2 + ... + C_{mN}R_N \\ +C_{m\langle N+1\rangle}A_0 + C_{m\langle N+2\rangle}A_1 + C_{m\langle N+3\rangle}A_2 + ... + C_{m\langle 2N+2\rangle}A_N \end{array}\right) = -K_{N+m+1} I_0 \tag{8.29b}$$

$$m = (0,1,2,...,N)$$

Burada beliren karmaşık sayı formundaki K_{mn}, B_{mn} ve C_{mn} katsayıları (8.27) ve (8.28) denklemleri $x = 0$ ile (8.25a) ve (8.26a) ifadeleri içine yerleştirilerek bulunabilecektir. Bu iki denklem sistemi X bilinmeyen matrisi, Y bilinmeyenlerin denklemlerdeki B ve C çarpanlarının matrisi (denklem matrisi) ve K sonuç matrisi olmak üzere; karmaşık bir matris ifadesi halinde yazılırsa aşağıdaki formda olacaktır:

$$\underset{1\times(2N+2)}{X} \cdot \underset{(2N+2)\times(2N+2)}{Y} = \underset{1\times(2N+2)}{K} \tag{8.30}$$

Karmaşık sayıların eşitliğinde gerçek ve sanal kısımların ayrı ayrı eşitlenmesi şartı kullanılarak;

$$\mathrm{Re}\left[\underset{1\times(2N+2)}{X} \cdot \underset{(2N+2)\times(2N+2)}{Y}\right] = \mathrm{Re}\left[\underset{1\times(2N+2)}{K}\right] \tag{8.31a}$$

$$\mathrm{Im}\left[\underset{1\times(2N+2)}{X'} \cdot \underset{(2N+2)\times(2N+2)}{Y'}\right] = \mathrm{Im}\left[\underset{1\times(2N+2)}{K'}\right] \tag{8.31b}$$

yazılabilir. Bu iki lineer sistemin birleştirilmesi için, (8.29a) ve (8.29b) denklemlerinin gerçek ve sanal kısımları ayrı ayrı türetilerek eşitlenmelidir. $R_m = R_{m\,\mathrm{Re}} + i\, R_{m\,\mathrm{Im}}$ ve $A_m = A_{m\,\mathrm{Re}} + i\, A_{m\,\mathrm{Im}}$ olmak üzere birleşik sistem şu şekilde yazılabilir:

$$\mathrm{Re}\left[\left(\int_{-h}^{0}\Psi_1^*\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_m}dz\right)-K_m I_0\right]=\mathrm{Re}\left[-K_m I_0\right]$$

$$\begin{pmatrix} D_{m1}R_{0\mathrm{Re}}+D_{m2}R_{0\mathrm{Im}}+D_{m3}R_{1\mathrm{Re}}+D_{m4}R_{1\mathrm{Im}}+\dots \\ +D_{m\langle 2N+2\rangle}R_{N\mathrm{Im}}+D_{m\langle 2N+3\rangle}A_{0\mathrm{Re}}+D_{m\langle 2N+4\rangle}A_{0\mathrm{Im}} \\ +\dots+D_{m\langle 4N+3\rangle}A_{N\mathrm{Re}}+D_{m\langle 4N+4\rangle}A_{N\mathrm{Im}} \end{pmatrix}=J_m \tag{8.32a}$$

$$m=(0,1,2,\dots,N)$$

$$\mathrm{Im}\left[\left(\int_{-h}^{0}\Psi_1^*\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_m}dz\right)-K_m I_0\right]=\mathrm{Im}\left[-K_m I_0\right]$$

$$\begin{pmatrix} D_{n1}R_{0\mathrm{Re}}+D_{n2}R_{0\mathrm{Im}}+D_{n3}R_{1\mathrm{Re}}+D_{n4}R_{1\mathrm{Im}}+\dots \\ +D_{n\langle 2N+2\rangle}R_{N\mathrm{Im}}+D_{n\langle 2N+3\rangle}A_{0\mathrm{Re}}+D_{n\langle 2N+4\rangle}A_{0\mathrm{Im}} \\ +\dots+D_{n\langle 4N+3\rangle}A_{N\mathrm{Re}}+D_{n\langle 4N+4\rangle}A_{N\mathrm{Im}} \end{pmatrix}=J_n \tag{8.32b}$$

$$m=(0,1,2,\dots,N) \qquad n=(N+1,N+2,\dots,2N+1)$$

$$\mathrm{Re}\left[\left(\int_{-h}^{0}\Psi_2^*\frac{\partial\Psi_2}{\partial R_m}dz\right)-K_{N+m+1} I_0\right]=\mathrm{Re}\left[-K_{N+m+1} I_0\right]$$

$$\begin{pmatrix} D_{n1}R_{0\mathrm{Re}}+D_{n2}R_{0\mathrm{Im}}+D_{n3}R_{1\mathrm{Re}}+D_{n4}R_{1\mathrm{Im}}+\dots \\ +D_{n\langle 2N+2\rangle}R_{N\mathrm{Im}}+D_{n\langle 2N+3\rangle}A_{0\mathrm{Re}}+D_{n\langle 2N+4\rangle}A_{0\mathrm{Im}} \\ +\dots+D_{n\langle 4N+3\rangle}A_{N\mathrm{Re}}+D_{n\langle 4N+4\rangle}A_{N\mathrm{Im}} \end{pmatrix}=J_n \tag{8.32c}$$

$$m=(0,1,2,\dots,N) \qquad n=(2N+2,2N+3,\dots,3N+2)$$

$$\mathrm{Im}\left[\left(\int_{-h}^{0}\Psi_2^*\frac{\partial\Psi_2}{\partial R_m}dz\right)-K_{N+m+1} I_0\right]=\mathrm{Im}\left[-K_{N+m+1} I_0\right]$$

$$\begin{pmatrix} D_{n1}R_{0\mathrm{Re}}+D_{n2}R_{0\mathrm{Im}}+D_{n3}R_{1\mathrm{Re}}+D_{n4}R_{1\mathrm{Im}}+\dots \\ +D_{n\langle 2N+2\rangle}R_{N\mathrm{Im}}+D_{n\langle 2N+3\rangle}A_{0\mathrm{Re}}+D_{n\langle 2N+4\rangle}A_{0\mathrm{Im}} \\ +\dots+D_{n\langle 4N+3\rangle}A_{N\mathrm{Re}}+D_{n\langle 4N+4\rangle}A_{N\mathrm{Im}} \end{pmatrix}=J_n \tag{8.32d}$$

$$m=(0,1,2,\dots,N) \qquad n=(3N+3,3N+4,\dots,4N+3)$$

Bu eşitlemeden sonra, çözülmesi gereken lineer sistem bir bütün olarak;

$$\underset{1\times(4N+4)}{X}\cdot\underset{(4N+4)\times(4N+4)}{D}=\underset{1\times(4N+4)}{J} \tag{8.33}$$

biçimini alacaktır. D ve J çarpanlarının türetilmesinden sonra sistemin çözümü basitçe, eşitliğin her iki tarafının sağına D matrisinin tersinin çarpım halinde yazılmasıyla elde edilecektir:

$$\underset{1\times(4N+4)}{X} \cdot \underset{(4N+4)\times(4N+4)}{D} \cdot \underset{(4N+4)\times(4N+4)}{D^{-1}} = \underset{1\times(4N+4)}{J} \cdot \underset{(4N+4)\times(4N+4)}{D^{-1}} = \underset{1\times(4N+4)}{X} \cdot \underset{(4N+4)\times 1}{I} = \underset{1\times(4N+4)}{X} \qquad \textbf{(8.34)}$$

Bu lineer sistem hem karmaşık sayılarla işlem yapılabilme, hem de 256 x 256 boyutunda matrislerle hesap yürütebilme özellikleri bulunan MS Excel 2007 programı ile çözülmüştür. *D* ve *J* matrisinde yer alan katsayıların türetilmesi ise bölüm 8.2.3'te gösterilmiştir.

8.2.3 Denklem ve sonuç matrislerinin hesaplanması

Denklem ve sonuç matrislerinin elemanları olan *D* ve *J* katsayılarının bulunması, *X* matrisinin ve dolayısıyla R_m ve A_m bilinmeyenlerinin, hesaplanabilmesi için gereklidir. Bu amaçla ilk olarak sınırlı terim adediyle yazılan konumsal hız potansiyeli fonksiyonları önce (8.23)'e yerleştirilerek z bağımsız değişkenine bağlı hata fonksiyonları hesaplanacak, ardından (8.25a) ve (8.26a) denklemleri her R_m ve A_m terimi için türetilecektir.

$x = 0$ iken (8.27) ve (8.28) ifadeleri ile verilen potansiyel fonksiyonlar;

$$\phi_0 = \left(-i\frac{ga_i}{\omega} + R_0\right)\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{N} R_n \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \qquad (x = 0 \text{ için}) \qquad \textbf{(8.35)}$$

$$\phi_2 = A_0 \cos q_0 B \frac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f} + \sum_{n=1}^{N} A_n \frac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f} \qquad (x = 0 \text{ için}) \qquad \textbf{(8.36)}$$

olacak, yatay hızlar ise kısmi türev ile şu şekilde bulunacaktır:

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial x} = \left(\frac{k_0 g a_i}{\omega} - i k_0 R_0\right)\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{N} k_n R_n \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \qquad (x = 0 \text{ için}) \qquad \textbf{(8.37)}$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = A_0 q_0 \sin q_0 B \frac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f} - \sum_{n=1}^{N} A_n q_n \tanh q_n B \frac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f} \qquad (x = 0 \text{ için}) \qquad \textbf{(8.38)}$$

Bu fonksiyonlar bilindiğine göre (8.23a) ve (823b) denklemleriyle tanımlı hata fonksiyonları, R_m ve A_m katsayılarını barındırdıkları açık formda ifade edilebilir:

$$\Psi_1(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}-ik_0R_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_nR_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & ,\ -f<z<0 \\ -A_0q_0\sin q_0B\,\dfrac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f} \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}A_nq_n\,\tanh q_nB\,\dfrac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f}\end{cases} \tag{8.39a}$$

$$\Psi_1(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}-ik_0R_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & ,\ -h<z<-f \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_nR_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}\end{cases} \tag{8.39b}$$

$$\Psi_2(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}-ik_0R_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & ,-f<z<0 \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_nR_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ -iG'\left(\begin{matrix}\left(-i\dfrac{ga_i}{\omega}+R_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}+\displaystyle\sum_{n=1}^{N}R_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ -A_0\cos q_0B\,\dfrac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f}-\displaystyle\sum_{n=1}^{N}A_n\,\dfrac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f}\end{matrix}\right)\end{cases} \tag{8.40a}$$

$$\Psi_2(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}-ik_0R_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & ,-h<z<-f \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_nR_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}\end{cases} \tag{8.40b}$$

Bu hata fonksiyonlarının eşlenikleri ise, bünyelerindeki tüm karmaşık sayıların eşlenikleri alınarak sağlanabilir. $\overline{R}_m = R_{m\mathrm{Re}} + i\,R_{m\mathrm{Re}}$ olmak üzere eşlenik hata fonksiyonları şu şekilde ifade edilebilir:

$$\Psi_1^*(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}+ik_0\bar{R}_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_n\bar{R}_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & ,\quad -f<z<0 \\ -\bar{A}_0 q_0\sin q_0 B\,\dfrac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f} & \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}\bar{A}_n q_n\tanh q_n B\,\dfrac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f} & \end{cases} \tag{8.41a}$$

$$\Psi_1^*(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}+ik_0\bar{R}_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & ,\quad -h<z<-f \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_n\bar{R}_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & \end{cases} \tag{8.41b}$$

$$\Psi_2^*(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}+ik_0\bar{R}_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & ,-f<z<0 \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_n\bar{R}_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & \\ +i\bar{G}'\left(\begin{array}{l}\left(i\dfrac{ga_i}{\omega}+\bar{R}_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}+\displaystyle\sum_{n=1}^{N}\bar{R}_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ -\bar{A}_0\cos q_0 B\,\dfrac{\cosh q_0(z+f)}{\cosh q_0 f}-\displaystyle\sum_{n=1}^{N}\bar{A}_n\,\dfrac{\cos q_n(z+f)}{\cos q_n f}\end{array}\right) & \end{cases} \tag{8.42a}$$

$$\Psi_2^*(z)=\begin{cases}\left(\dfrac{k_0 g a_i}{\omega}+ik_0\bar{R}_0\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & ,-h<z<-f \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{N}k_n\bar{R}_n\,\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & \end{cases} \tag{8.42b}$$

Denklem (8.32) kullanılarak D ve J katsayılarının bulunması için Ψ_j fonksiyonlarının her R_m bilinmeyenine göre kısmi türevlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu türevler sırasıyla Ψ_1 ve Ψ_2 için aşağıda gösterilmiştir:

$$\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_0}=-ik_0\,\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}\,,\quad -h<z<0 \tag{8.43a}$$

$$\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_n}=k_n\,\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}\qquad ;\quad -h<z<0\quad ,\quad n=(1,2,3,...,N) \tag{8.43b}$$

$$\frac{\partial \Psi_2}{\partial R_0} = \begin{cases} -\left(ik_0 - iG'\right)\dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}, & -f < z < 0 \\ -ik_0 \dfrac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} & , \ -h < z < -f \end{cases} \tag{8.44a}$$

$$\frac{\partial \Psi_1}{\partial R_n} = \begin{cases} \left(k_n - iG'\right)\dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & , \ -f < z < 0 \ , \quad n = (1,2,3,...,N) \\ k_n \dfrac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & , \ -h < z < -f \end{cases} \tag{8.44b}$$

Türetilen bu terimler (8.25a) ve (8.26a) ifadelerine ilgili biçimde yerleştirilip, Ψ_j fonksiyonu $-h < z < 0$ aralığında integre edilirse, (8.32) denklem grubu ile tanımlanan *D* ve *J* çarpanları bulunabilecektir. Dış bölge derinliği *h*, odacık derinliği *f*, odacık genişliği *B* değişkenlerine göre ifade edilen *D* ve *J* terimleri, kütlenin ve momentumun korunumu için sırasıyla Tablo 8.1 ve 8.2-8.3'te gösterilmiştir.

Bu tablolarda en sağdaki sütunda verilen sabit ve zail terim katsayıları, *N*+1 terimli potansiyel fonksiyonlar için en küçük hatayı tablodaki çarpanlarla en alt satırdaki sonuç değerlerine eşitlendikleri zaman vermektedirler. En üst satırlarda yer alan denklemler ise, hataların karesini ifade eden denklem (8.24)'teki fonksiyonların sırasıyla sabit ve zail yansıma terimlerinin katsayılarına göre kısmi türevlerini göstermektedirler. Tablo 8.1'in üst satırında yer alan denklemler (8.25a) ifadesinde, Tablo 8.2'de yer alan denklemler ise (8.26a) ifadesinde mevcuttur. Bilinmeyen *R* ve *A* katsayılarının gerçek ve sanal kısımlarının ayrı ayrı bulanabildiği tek bir lineer sistem elde etmek için, en küçük kareler eşitlikleri tablolarda gösterildiği gibi gerçek ve sanal kısımları itibarıyla ayrı eşitliklermişçesine çözülmektedirler.

Sonuç olarak Tablo 8.1 ve 8.2-8.3'ten 2'şer adedi sabit terimlere, 2*N*'er adedi ise zail terimlere göre hesaplanan 2*N*+2'şer denklem elde edilmekte; böylelikle 4*N*+4 olan bilinmeyen adedine eşit denklem sayısına ulaşılmaktadır. Başka bir ifadeyle, tabloların en son satırları *J* sonuç matrisinin, diğer satırları ise *D* çarpan matrisinin elemanlarını vermektedir. Buna göre Tablo 8.1 (8.32a) ve (8.32b) ifadelerindeki *D* ve *J* çarpanlarını, Tablo 8.2 ve 8.3 ise (8.32c) ve (8.32d) ifadelerindeki *D* ve *J* değerlerini vermektedir.

Tablo 8.1 : Boşluklu arayüzde kütlenin korunumu hatasını minimize eden, asil ve zail terimlerin kısmi türevlerine göre yazılan denklemlerin katsayıları.

		R_0'a göre		R_m'ye göre (m = 1, 2, 3,..., N)	
		$\mathrm{Re}\left[\int_{-h}^{0}\Psi_1^*\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_0}dz\right]$	$\mathrm{Im}\left[\int_{-h}^{0}\Psi_1^*\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_0}dz\right]$	$\mathrm{Re}\left[\int_{-h}^{0}\Psi_1^*\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_m}dz\right]$	$\mathrm{Im}\left[\int_{-h}^{0}\Psi_1^*\frac{\partial\Psi_1}{\partial R_m}dz\right]$
Asil (Sabit) Terimler	$R_{0\,\mathrm{Re}}$	0	$\frac{k_0}{\cosh k_0h}\left(\frac{\sinh 2k_0h}{4k_0}+\frac{h}{2}\right)$	0	$k_0\left(\frac{k_0\cos k_mh\sinh k_0h+k_m\sin k_mh\cosh k_0h}{\cosh k_0h\left(k_0^2+k_m^2\right)}\right)$
	$R_{0\,\mathrm{Im}}$	$\frac{k_0}{\cosh k_0h}\left(\frac{\sinh 2k_0h}{4k_0}+\frac{h}{2}\right)$	0	$k_0\left(\frac{k_0\cos k_mh\sinh k_0h+k_m\sin k_mh\cosh k_0h}{\cosh k_0h\left(k_0^2+k_m^2\right)}\right)$	0
	$A_{0\,\mathrm{Re}}$	$-\frac{q_0\sin q_0B}{2\cosh q_0f}\left[\frac{\left(\sinh(k_0h+q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0+q_0)}-\frac{\left(\sinh(k_0h-q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0-q_0)}\right]$	0	$-\frac{q_0\sin q_0B}{\cosh q_0f}\left[\frac{q_0\cos k_mh\sinh q_0f+k_m\sin k_mh\cosh q_0f-k_m\sin k_m(h-f)}{\left(k_m^2+q_0^2\right)}\right]$	0
	$A_{0\,\mathrm{Im}}$	0	$\frac{q_0\sin q_0B}{2\cosh q_0f}\left[\frac{\left(\sinh(k_0h+q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0+q_0)}-\frac{\left(\sinh(k_0h-q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0-q_0)}\right]$	0	$\frac{q_0\sin q_0B}{\cosh q_0f}\left[\frac{q_0\cos k_mh\sinh q_0f+k_m\sin k_mh\cosh q_0f-k_m\sin k_m(h-f)}{\left(k_m^2+q_0^2\right)}\right]$
Zail (Mesafeyle Kaybolan) Terimler (n = 1, 2, 3,..., N)	$R_{n\,\mathrm{Re}}$	$k_n\left(\frac{k_0\cos k_nh\sinh k_0h+k_n\sin k_nh\cosh k_0h}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\right)$	0	$k_n\left(\frac{\sin(k_m+k_n)h}{2\cos k_nh\left(k_m+k_n\right)}\right)$ *	0
	$R_{n\,\mathrm{Im}}$	0	$-k_n\left(\frac{k_0\cos k_nh\sinh k_0h+k_n\sin k_nh\cosh k_0h}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\right)$	0	$-k_n\left(\frac{\sin(k_m+k_n)h}{2\cos k_nh\left(k_m+k_n\right)}\right)$ *
	$A_{n\,\mathrm{Re}}$	$q_n\tanh q_nB\left(\frac{k_0\cos q_nf\sinh k_0h+q_n\sin q_nf\cosh k_0h-k_0\sinh k_0(h-f)}{\cos q_nf\left(k_0^2+q_n^2\right)}\right)$	0	$\frac{q_n\tanh q_nB}{2\cos q_nf}\left[\frac{\left(\sin\left(k_mh+q_nf\right)-\sin k_m\left(h-f\right)\right)}{(k_m+q_n)}+\frac{\left(\sin\left(k_mh-q_nf\right)-\sin k_m\left(h-f\right)\right)}{(k_m-q_n)}\right]$	0
	$A_{n\,\mathrm{Im}}$	0	$-q_n\tanh q_nB\left(\frac{k_0\cos q_nf\sinh k_0h+q_n\sin q_nf\cosh k_0h-k_0\sinh k_0(h-f)}{\cos q_nf\left(k_0^2+q_n^2\right)}\right)$	0	$-\frac{q_n\tanh q_nB}{2\cos q_nf}\left[\frac{\left(\sin\left(k_mh+q_nf\right)-\sin k_m\left(h-f\right)\right)}{(k_m+q_n)}+\frac{\left(\sin\left(k_mh-q_nf\right)-\sin k_m\left(h-f\right)\right)}{(k_m-q_n)}\right]$
Sonuç Terimi	$\frac{ga_i}{\omega\cosh k_0h}$	$k_0\left(\frac{\sinh 2k_0h}{4k_0}+\frac{h}{2}\right)$	0	$k_0\left(\frac{k_0\cos k_mh\sinh k_0h+k_m\sin k_mh\cosh k_0h}{\left(k_0^2+k_m^2\right)}\right)$	0

Tablo 8.2 : Boşluklu arayüzde momentumun korunumu hatasını minimize eden ve asil terimlerin kısmi türevine göre yazılan denklemin katsayıları.

		R_0'a göre	
		$\mathrm{Re}\left[\int_{-h}^{0}\Psi_2^*\frac{\partial\Psi_2}{\partial R_0}dz\right]$	$\mathrm{Im}\left[\int_{-h}^{0}\Psi_2^*\frac{\partial\Psi_2}{\partial R_0}dz\right]$
Asil (Sabit) Terimler	$R_{0\,\mathrm{Re}}$	$\left(2k_0G'_{\mathrm{Re}}+\lvert G'\rvert^2\right)\left[\frac{\left(\sinh 2k_0h-\sinh 2k_0(h-f)\right)}{4k_0}+\frac{f}{2}\right]+k_0^2\left[\frac{\sinh 2k_0h}{4k_0}+\frac{h}{2}\right]$	0
	$R_{0\,\mathrm{Im}}$	0	$-\left(2k_0G'_{\mathrm{Re}}+\lvert G'\rvert^2\right)\left[\frac{\left(\sinh 2k_0h-\sinh 2k_0(h-f)\right)}{4k_0}+\frac{f}{2}\right]-k_0^2\left[\frac{\sinh 2k_0h}{4k_0}+\frac{h}{2}\right]$
	$A_{0\,\mathrm{Re}}$	$\frac{\left(-k_0G'_{\mathrm{Re}}-\lvert G'\rvert^2\right)\cos q_0B}{\cosh q_0f}\left[\frac{\left(\sinh(k_0h+q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0+q_0)}-\frac{\left(\sinh(k_0h-q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0-q_0)}\right]$	$\frac{k_0G'_{\mathrm{Im}}\cos q_0B}{\cosh q_0f}\left[\frac{\left(\sinh(k_0h+q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0+q_0)}-\frac{\left(\sinh(k_0h-q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0-q_0)}\right]$
	$A_{0\,\mathrm{Im}}$	$\frac{k_0G'_{\mathrm{Im}}\cos q_0B}{\cosh q_0f}\left[\frac{\left(\sinh(k_0h+q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0+q_0)}-\frac{\left(\sinh(k_0h-q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0-q_0)}\right]$	$\frac{\left(k_0G'_{\mathrm{Re}}+\lvert G'\rvert^2\right)\cos q_0B}{\cosh q_0f}\left[\frac{\left(\sinh(k_0h+q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0+q_0)}-\frac{\left(\sinh(k_0h-q_0f)-\sinh k_0(h-f)\right)}{(k_0-q_0)}\right]$
Zail (Mesafeyle Kaybolan) Terimler (n = 1, 2, 3,..., N)	$R_{n\ \mathrm{Re}}$	$\frac{\left(k_0G'_{\mathrm{Re}}+k_nG'_{\mathrm{Im}}+\lvert G'\rvert^2\right)}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\begin{pmatrix}k_0\cos k_nh\sinh k_0h\\+k_n\sin k_nh\cosh k_0h\\-k_0\cos k_n(h-f)\sinh k_0(h-f)\\-k_n\sin k_n(h-f)\cosh k_0(h-f)\end{pmatrix}$	$\frac{\left(-k_0G'_{\mathrm{Im}}-k_nG'_{\mathrm{Re}}\right)}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\begin{pmatrix}k_0\cos k_nh\sinh k_0h\\+k_n\sin k_nh\cosh k_0h\\-k_0\cos k_n(h-f)\sinh k_0(h-f)\\-k_n\sin k_n(h-f)\cosh k_0(h-f)\end{pmatrix}$
	$R_{n\ \mathrm{Im}}$	$\frac{\left(-k_0G'_{\mathrm{Im}}-k_nG'_{\mathrm{Re}}\right)}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\begin{pmatrix}k_0\cos k_nh\sinh k_0h\\+k_n\sin k_nh\cosh k_0h\\-k_0\cos k_n(h-f)\sinh k_0(h-f)\\-k_n\sin k_n(h-f)\cosh k_0(h-f)\end{pmatrix}-k_0k_n\frac{\begin{pmatrix}k_0\cos k_nh\sinh k_0h\\+k_n\sin k_nh\cosh k_0h\end{pmatrix}}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}$	$-k_0k_n\frac{\begin{pmatrix}k_0\cos k_nh\sinh k_0h\\+k_n\sin k_nh\cosh k_0h\end{pmatrix}}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\;\frac{-\left(k_0G'_{\mathrm{Re}}+k_nG'_{\mathrm{Im}}+\lvert G'\rvert^2\right)}{\cos k_nh\left(k_0^2+k_n^2\right)}\begin{pmatrix}k_0\cos k_nh\sinh k_0h\\+k_n\sin k_nh\cosh k_0h\\-k_0\cos k_n(h-f)\sinh k_0(h-f)\\-k_n\sin k_n(h-f)\cosh k_0(h-f)\end{pmatrix}$
	$A_{n\ \mathrm{Re}}$	$-\left(k_0G'_{\mathrm{Re}}+\lvert G'\rvert^2\right)\left(\frac{\begin{matrix}k_0\cos q_nf\sinh k_0h\\+q_n\sin q_nf\cosh k_0h\\-k_0\sinh k_0(h-f)\end{matrix}}{\cos q_nf\left(k_0^2+q_n^2\right)}\right)$	$\left(k_0G'_{\mathrm{Im}}\right)\left(\frac{\begin{matrix}k_0\cos q_nf\sinh k_0h\\+q_n\sin q_nf\cosh k_0h\\-k_0\sinh k_0(h-f)\end{matrix}}{\cos q_nf\left(k_0^2+q_n^2\right)}\right)$
	$A_{n\ \mathrm{Im}}$	$\left(k_0G'_{\mathrm{Im}}\right)\left(\frac{\begin{matrix}k_0\cos q_nf\sinh k_0h\\+q_n\sin q_nf\cosh k_0h\\-k_0\sinh k_0(h-f)\end{matrix}}{\cos q_nf\left(k_0^2+q_n^2\right)}\right)$	$\left(k_0G'_{\mathrm{Re}}+\lvert G'\rvert^2\right)\left(\frac{\begin{matrix}k_0\cos q_nf\sinh k_0h\\+q_n\sin q_nf\cosh k_0h\\-k_0\sinh k_0(h-f)\end{matrix}}{\cos q_nf\left(k_0^2+q_n^2\right)}\right)$
Sonuç Terimi	$\frac{ga_i}{\omega\cosh k_0h}$	$\left(2k_0G'_{\mathrm{Im}}\right)\left[\frac{\left(\sinh 2k_0h-\sinh 2k_0(h-f)\right)}{4k_0}+\frac{f}{2}\right]$	$\lvert G\rvert^2\left[\frac{\left(\sinh 2k_0h-\sinh 2k_0(h-f)\right)}{4k_0}+\frac{f}{2}\right]-k_0^2\left[\frac{\sinh 2k_0h}{4k_0}+\frac{h}{2}\right]$

Kütlenin korunumu için yazılan en küçük kare hata fonksiyonlarının verildiği Tablo 8.1 incelendiğinde, ilk iki ve son iki sütunda verilen denklemlerin ortagonal oldukları görülebilir. Bu ortagonallik aslında karmaşık sayıların gerçek ve sanal kısımlarının arasındaki ilişkinin bir sonucudur. Tablo 8.1’deki kadar bariz biçimde görülmese de, momentumun korunumu için yazılan en küçük kare hata fonksiyonlarının yer aldığı Tablo 8.2 ve 8.3’te de aynı türde bir ortagonallik mevcuttur.

Tablo 8.3 : Boşluklu arayüzde momentumun korunumu hatasını minimize eden ve zail terimlerin kısmi türevine göre yazılan denklemin katsayıları.

		R_m'ye göre (m = 1, 2, 3,…, N)	
		$\mathrm{Re}\left[\int_{-h}^{0} \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_2}{\partial R_m} dz\right]$	$\mathrm{Im}\left[\int_{-h}^{0} \Psi_2^* \frac{\partial \Psi_2}{\partial R_m} dz\right]$
Asil (Sabit) Terimler	$R_{0\,\mathrm{Re}}$	$\frac{\left(k_m G'_{\mathrm{Im}} + k_0 G'_{\mathrm{Re}} + \lvert G' \rvert^2\right)}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)} \begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \\ -k_0 \cos k_m (h-f) \sinh k_0 (h-f) \\ -k_m \sin k_m (h-f) \cosh k_0 (h-f) \end{pmatrix}$	$\frac{\left(k_0 G'_{\mathrm{Im}} + k_m G'_{\mathrm{Re}}\right)}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)} \begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \\ -k_0 \cos k_m (h-f) \sinh k_0 (h-f) \\ -k_m \sin k_m (h-f) \cosh k_0 (h-f) \end{pmatrix} + k_0 k_m \frac{\begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \end{pmatrix}}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)}$
	$R_{0\,\mathrm{Im}}$	$\frac{\left(k_0 G'_{\mathrm{Im}} + k_m G'_{\mathrm{Re}}\right)}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)} \begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \\ -k_0 \cos k_m (h-f) \sinh k_0 (h-f) \\ -k_m \sin k_m (h-f) \cosh k_0 (h-f) \end{pmatrix} + k_0 k_m \frac{\begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \end{pmatrix}}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)}$	$\frac{-\left(k_m G'_{\mathrm{Im}} + k_0 G'_{\mathrm{Re}} + \lvert G' \rvert^2\right)}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)} \begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \\ -k_0 \cos k_m (h-f) \sinh k_0 (h-f) \\ -k_m \sin k_m (h-f) \cosh k_0 (h-f) \end{pmatrix}$
	$A_{0\,\mathrm{Re}}$	$\frac{\begin{pmatrix} -\left(k_m G'_{\mathrm{Im}} + \lvert G' \rvert^2\right) \\ \cos q_0 B \end{pmatrix}}{\cosh q_0 f} \begin{bmatrix} q_0 \cos k_m h \sinh q_0 f \\ +k_m \sin k_m h \cosh q_0 f \\ \frac{-k_m \sin k_m (h-f)}{\left(k_m^2 + q_0^2\right)} \end{bmatrix}$	$\frac{-k_m G'_{\mathrm{Im}} \cos q_0 B}{\cosh q_0 f} \begin{bmatrix} q_0 \cos k_m h \sinh q_0 f \\ +k_m \sin k_m h \cosh q_0 f \\ \frac{-k_m \sin k_m (h-f)}{\left(k_m^2 + q_0^2\right)} \end{bmatrix}$
	$A_{0\,\mathrm{Im}}$	$\frac{-k_m G'_{\mathrm{Im}} \cos q_0 B}{\cosh q_0 f} \begin{bmatrix} q_0 \cos k_m h \sinh q_0 f \\ +k_m \sin k_m h \cosh q_0 f \\ \frac{-k_m \sin k_m (h-f)}{\left(k_m^2 + q_0^2\right)} \end{bmatrix}$	$\frac{\begin{pmatrix} \left(k_m G'_{\mathrm{Im}} + \lvert G' \rvert^2\right) \\ \cos q_0 B \end{pmatrix}}{\cosh q_0 f} \begin{bmatrix} q_0 \cos k_m h \sinh q_0 f \\ +k_m \sin k_m h \cosh q_0 f \\ \frac{-k_m \sin k_m (h-f)}{\left(k_m^2 + q_0^2\right)} \end{bmatrix}$
Zail (Mesafeyle Kaybolan) Terimler (n = 1, 2, 3,…, N)	$R_{n\,\mathrm{Re}}$	$k_m k_n \left(\frac{\sin(k_m+k_n)h}{2\cos k_n h\left(k_m+k_n\right)}\right) + \frac{\begin{pmatrix} k_m G'_{\mathrm{Im}} \\ +k_n G'_{\mathrm{Im}} + \lvert G' \rvert^2 \end{pmatrix}}{2\cos k_n h} \begin{pmatrix} \frac{\sin(k_m+k_n)h - \sin(k_m+k_n)(h-f)}{(k_m+k_n)} \\ -\frac{\sin(k_m-k_n)h - \sin(k_m-k_n)(h-f)}{(k_m-k_n)} \end{pmatrix} *$	$\frac{\left(k_m G'_{\mathrm{Re}} - k_n G'_{\mathrm{Re}}\right)}{2\cos k_n h} \begin{pmatrix} \frac{\sin(k_m+k_n)h - \sin(k_m+k_n)(h-f)}{(k_m+k_n)} \\ -\frac{\sin(k_m-k_n)h - \sin(k_m-k_n)(h-f)}{(k_m-k_n)} \end{pmatrix} *$
	$R_{n\,\mathrm{Im}}$	$\frac{\left(k_m G'_{\mathrm{Re}} - k_n G'_{\mathrm{Re}}\right)}{2\cos k_n h} \begin{pmatrix} \frac{\sin(k_m+k_n)h - \sin(k_m+k_n)(h-f)}{(k_m+k_n)} \\ -\frac{\sin(k_m-k_n)h - \sin(k_m-k_n)(h-f)}{(k_m-k_n)} \end{pmatrix} *$	$-k_m k_n \left(\frac{\sin(k_m+k_n)h}{2\cos k_n h\left(k_m+k_n\right)}\right) - \frac{\begin{pmatrix} k_m G'_{\mathrm{Im}} \\ +k_n G'_{\mathrm{Im}} + \lvert G' \rvert^2 \end{pmatrix}}{2\cos k_n h} \begin{pmatrix} \frac{\sin(k_m+k_n)h - \sin(k_m+k_n)(h-f)}{(k_m+k_n)} \\ -\frac{\sin(k_m-k_n)h - \sin(k_m-k_n)(h-f)}{(k_m-k_n)} \end{pmatrix} *$
	$A_{n\,\mathrm{Re}}$	$\frac{\left(-k_m G'_{\mathrm{Im}} - \lvert G' \rvert^2\right)}{2\cos q_n f} \begin{pmatrix} \frac{\sin\left(k_m h + q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m+q_n)} \\ +\frac{\sin\left(k_m h - q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m-q_n)} \end{pmatrix}$	$\frac{\left(-k_m G'_{\mathrm{Re}\,al}\right)}{2\cos q_n f} \begin{pmatrix} \frac{\sin\left(k_m h + q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m+q_n)} \\ +\frac{\sin\left(k_m h - q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m-q_n)} \end{pmatrix}$
	$A_{n\,\mathrm{Im}}$	$\frac{\left(-k_m G'_{\mathrm{Re}\,al}\right)}{2\cos q_n f} \begin{pmatrix} \frac{\sin\left(k_m h + q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m+q_n)} \\ +\frac{\sin\left(k_m h - q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m-q_n)} \end{pmatrix}$	$\frac{\left(k_m G'_{\mathrm{Im}} + \lvert G' \rvert^2\right)}{2\cos q_n f} \begin{pmatrix} \frac{\sin\left(k_m h + q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m+q_n)} \\ +\frac{\sin\left(k_m h - q_n f\right) - \sin k_m (h-f)}{(k_m-q_n)} \end{pmatrix}$
Sonuç Terimi	$\frac{g a_i}{\omega \cosh k_0 h}$	$\frac{\left(k_0 G'_{\mathrm{Im}} - k_m G'_{\mathrm{Re}}\right)}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)} \begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \\ -k_0 \cos k_m (h-f) \sinh k_0 (h-f) \\ -k_m \sin k_m (h-f) \cosh k_0 (h-f) \end{pmatrix} + k_0 k_m \frac{\begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \end{pmatrix}}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)}$	$\frac{\left(k_m G'_{\mathrm{Im}} - k_0 G'_{\mathrm{Re}} + \lvert G' \rvert^2\right)}{\cosh k_0 h\left(k_0^2 + k_m^2\right)} \begin{pmatrix} k_0 \cos k_m h \sinh k_0 h \\ +k_m \sin k_m h \cosh k_0 h \\ -k_0 \cos k_m (h-f) \sinh k_0 (h-f) \\ -k_m \sin k_m (h-f) \cosh k_0 (h-f) \end{pmatrix}$

Tablo 8.1 ve Tablo 8.3'te "*" ile işaretlenin çarpan denklemleri, $k_n = k_m$ olması durumunda (en küçük kareler fonksiyonunu oluşturmak için kullanılan terim ile çarpanı belirlenecek terim çakıştığında, $R_n = R_m$) değişmektedirler. Bu çarpanlar bulunurken sin0/0 belirsizliğinin limit değeri uyarınca tablodaki denklemlere $f/2$ veya $(h - f)/2$ biçiminde bir toplam terimi gelmektedir.

Bu yöntemle alt odacık ve dış bölgedeki akım, sonlu terimli konumsal potansiyel fonksiyonlar ile çözülmüştür. Böylece, yansıyan dalga ve gelen dalga asil terimleri oranlanarak denklem (8.20)'de verildiği gibi hesaplanan yansıma katsayısı da gelen dalga parametreleri ve odacık boyutları kullanılarak bulunabilmektedir. Bu yaklaşımla bulunan K_r sayısında, sonsuz terimli konumsal potansiyel fonksiyonlara göre ortaya çıkabilecek hata oranı mertebesi, çözümdeki terim sayısı arttıkça oluşan bağıl hataya göre tespit edilebilmektedir (Liu ve diğ. 2007b). En küçük kareler yöntemi sırasıyla N = 4~12 aralığındaki zail terim adetleri için uygulanmış; ardışık uygulamalardaki bağıl hatanın 10 terimin ardından < 10^{-8} mertebesine indiği görülmüştür. Tahmin edilen yuvarlama hataları da bu mertebede olduğu için N = 12 seçilmiştir.

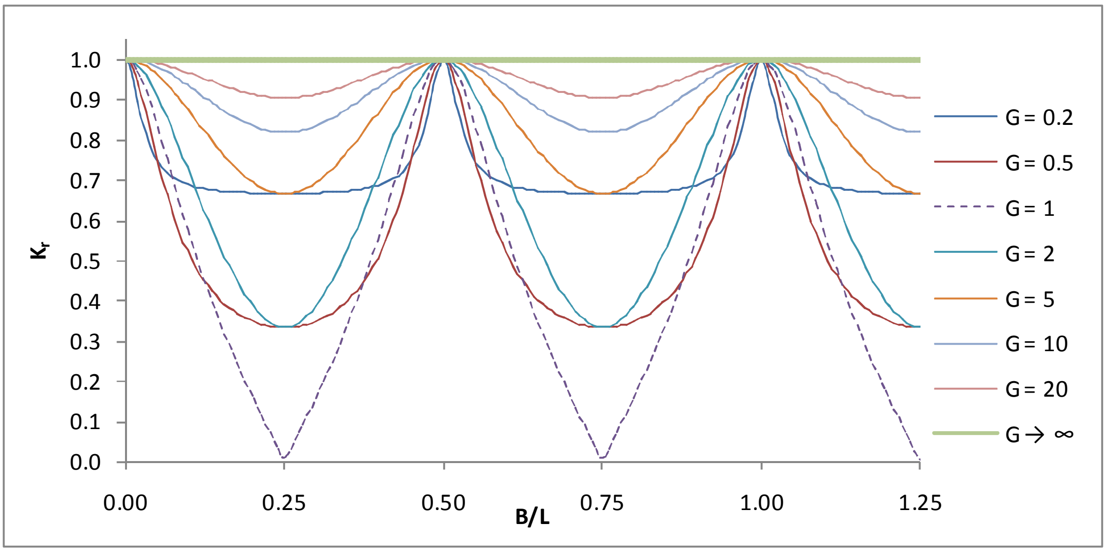
8.3 Gelen Dalganın Alt Odacık ile Sönümlenmesi

Alt odacığın dalga sönümleme mekanizmasındaki anahtar parametreler, gelen dalga özellikleri ve derinliğe bağlı olarak boyutsuzlaştırılan odacık genişliği (B/L) ve odacık derinliği (f / h) ile boşluklu önduvarın direnç ve atalet etkilerini bünyesinde barındıran geçirimlilik parametresi (G') olarak verilebilir. Analitik olarak hesaplanan yansıma katsayıları bu referans parametrelere göre sunulacaktır.

Bölüm 8'in girişinde açıklandığı gibi, dalga sönümlenmesinde odacık önyüzündeki enerji kaybı ve odacığın tınlaşım özelliği birlikte etkili olmaktadırlar. Enerji kaybı etkisini G' kontrol ederken, tınlaşım etkisi B/L değerine bağlı ortaya çıkacaktır.

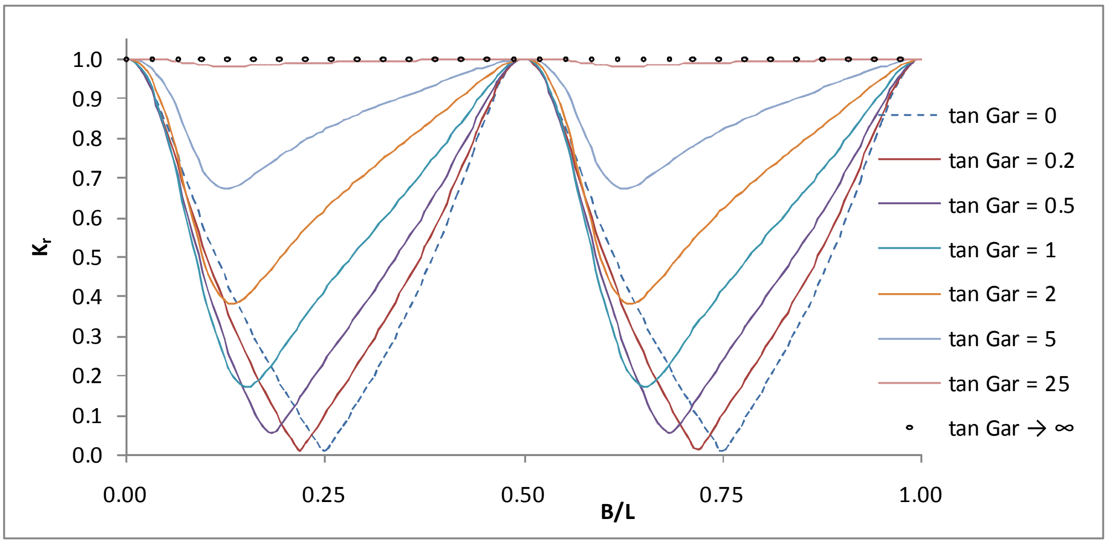
Karmaşık sayı formunda olan geçirimlilik parametresinin mutlak değeri ve argümanı ($G' = |G'| e^{iG'_{ar}}$) yansıma katsayısı üzerinde farklı etkilere sahiptir. Bu parametrenin mutlak değerinin, denklem (8.12b) uyarınca, gelen dalga sayısına oranlanarak kullanılması yerinde olacaktır. Buna göre $G_j = |G'| / k_j$ şeklinde hem dış bölge hem de iç bölgeye göre ifade edilebilecek yeni bir mutlak parametre tanımlanabilir. Geçirimlilik parametresinin argümanı, G_{ar}, ise tanjantı alındığında sanal kısmın gerçek kısma oranını verdiğinden, direnç ve atalet etkilerinin bir ölçütü olacaktır. $G_{ar} = 0$ iken yalnızca direnç etkileri, $G_{ar} = \pi/2$ iken yalnızca atalet etkileri enerji kaybını kontrol edeceklerdir.

Şekil 8.2 $h = f$ ve $G_{ar} = 0$ koşulunda farklı G değerleri için $K_r - B/L$ ilişkisini vermektedir (derinlikler eşit olduğunda $G_0 = G_0 = G$). Burada yansıma katsayısının B/L ile periyodik olarak değiştiği ve en etkili yansımanın B/L = 0,25 değerinde elde edildiği görülmektedir. Diğer taraftan G için de en az yansımayı veren bir optimum değer bulunduğu ve bu değerin $h = f$ koşulunda 1 olduğu anlaşılmaktadır. Bu sonuçlar literatürde bildirilen sonuçlarla örtüşmektedir.



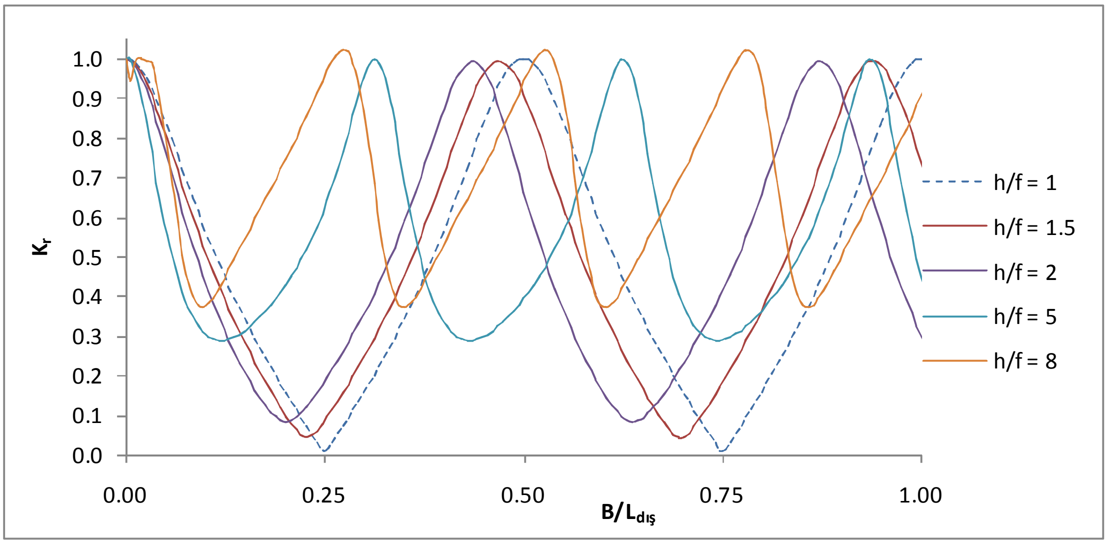
Şekil 8.2 : $h = f$ ve $G_{ar} = 0$ koşulunda farklı $G_0 = G_2 = G$ değerleri için $K_r - B/L$ ilişkisi.

Boşluklu önyüzün atalet ve direnç bileşenlerinin K_r değerlerini nasıl etkilediğini göstermek amacıyla farklı G_{ar} değerleri için yansıma katsayısının değişimi Şekil 8.3'te verilmiştir. Buradan görülebileceği gibi, boşluklu önyüzden geçen akışkanın atalet kuvvetlerinin boşluklu önyüzün akıma uyguladığı dirence oranı arttıkça, yansıma katsayıları genel olarak azalmakta ve yansımanın B/L değerine göre fazı değişmektedir. Atalet etkisi sıfır olduğunda ($\tan G_{ar} = 0$) yansıma en aza inmekte, direnç sıfır olduğunda ise ($\tan G_{ar} \rightarrow \infty$) tam yansıma meydana gelmektedir. Dolayısıyla dalga önyüzdeki direnç bileşeni ile sönümlenirken, akışkanın boşluklardan geçerkenki ataleti bu sönümlenmeyi azaltmaktadır. Ayrıca artan atalet bileşeni ile yansıma katsayısının odacık genişliğine göre B/L = 0,25'ten daha küçük bir değerde minimuma ulaşması, atalet bileşeninin önyüzde bir geciktirme etkisinin de olduğunu ortaya koymaktadır.

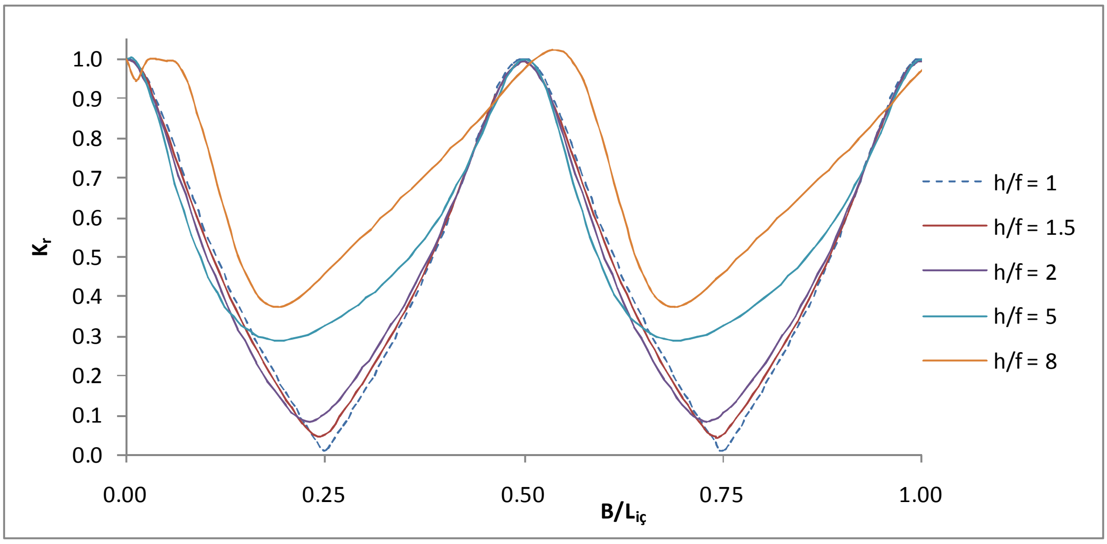


Şekil 8.3 : $h = f$ ve $G_0 = G_0 = 1$ koşulunda farklı tan G_{ar} değerleri için $K_r - B/L$ ilişkisi.

Atalet etkisinin sıfır olduğu (tanG_{ar} = 0) koşulda, odacık derinliğinin dış bölge derinliğine göre farklı oranları için yansıma katsayısının değişimi Şekil 8.4 ve 8.5'te gösterilmiştir. Şekil 8.4 K_r'nin $B/L_{dış}$'a göre değişimini, Şekil 8.5 ise $B/L_{iç}$'e göre değişimini vermektedir. Dalga boylarının indisleri "dış" bölge ve "iç" bölge değerlerini işaret etmektedir.



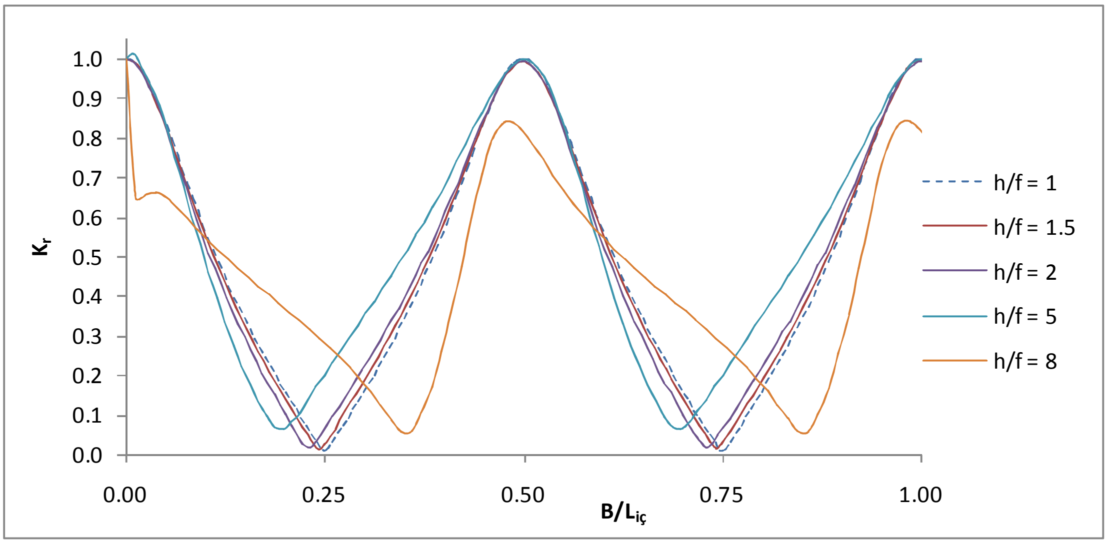
Şekil 8.4 : $k_0h = 2{,}2$; $G_{ar} = 0$ ve $G_0 = 1$ koşulunda farklı h/f değerleri için $K_r - B/L_{dış}$ ilişkisi.



Şekil 8.5 : $k_0h = 2{,}2$; $G_{ar} = 0$ ve $G_0 = 1$ koşulunda farklı h/f değerleri için $K_r - B/L_{iç}$ ilişkisi.

Bu şekillerden, odacık içindeki derinlik dış bölgeye nispetle azaldıkça yansıma katsayısının düştüğü kesin olarak çıkarılabilecek bir yargıdır. Bunun yanında odacık genişliğine göre minimum yansıma katsayısı tekrar aralığı da azalmaktadır. Şekil 8.5'te odacık genişliği iç bölge dalga boyuna göre boyutsuzlaştırılmasına rağmen bu minimum noktaların çakışmadıkları görülmektedir. Odacığın derinliği azaldıkça, tınlaşım özelliği iç bölgedeki dalga boyundan da bağımsız hale gelmektedir. Şekil 8.5 ve Şekil 8.3 arasında analoji kurulursa, bu kaymanın sebebinin atalet etkisi olduğu görülebilir. Ani derinlik değişimi sebebiyle, gelen dalga sadece boşluklu arayüze değil, odacık ile dış bölge tabanı arasındaki basamağa da direnç ve atalet kaynaklı kuvvet uygulamaktadır. Bu kuvvetin atalet bileşeni, boşluklu önyüzden geçen akışkanın atalet etkisine benzer bir etki sergilemekte ve yansıma karakterini değiştirmektedir.

Yukarıda görüldüğü üzere $f = h$ koşulu için en az yansıma katsayısı G parametresi 1 iken elde edilmektedir. Ancak odacığın derinliği değiştiğinde, G parametresi için referans alınabilecek iki ayrı dalga sayısı bulunmaktadır. Şekil 8.6'da farklı derinlik oranları için $G_2 = 1$ olacak şekilde elde edilen K_r değerlerinin $B/L_{iç}$ ile ilişkisi verilmiştir. Bu şekilde yansıma katsayısını odacık derinliği için en aza indirecek geçirimlilik parametresi seçilmiş olması itibarıyla yansıma katsayılarında Şekil 8.5'e göre genel bir düşüş görülmektedir. Bunun yanında $B/L_{iç}$'e göre yansıma katsayısının (h/f = 8 olan seri hariç) 0,25'lik dilimlere yakın tekerrürleri olduğu da dikkat çekmektedir.

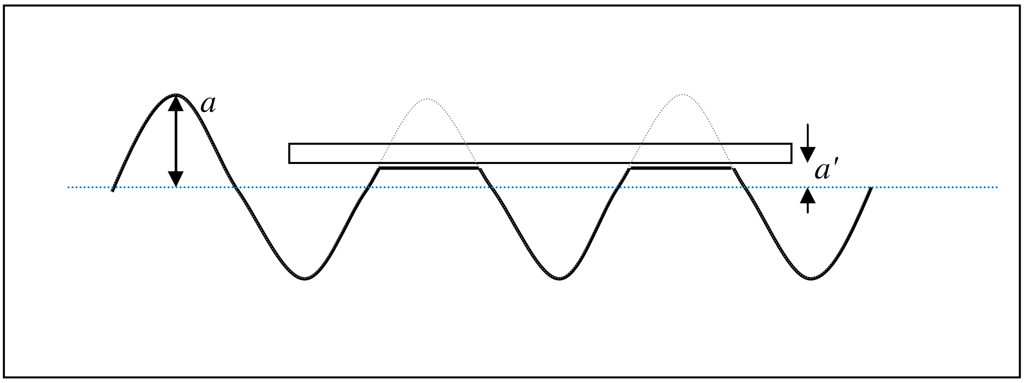


Şekil 8.6 : $k_0h = 2{,}2$; $G_{ar} = 0$ ve $G_2 = 1$ koşulunda farklı h/f değerleri için $K_r - B/L_{iç}$ ilişkisi.

Bölüm 8.1'de verilen potansiyel fonksiyon formları ve boşluklu önyüz üzerindeki sınır koşulları incelendiğinde, dalga sönümlenmesi mekanizmasında dış bölge ve odacık derinlikleri oranı kadar, bu iki bölgede dispersiyon denklemiyle elde edilen dalga sayısı (veya dalga boyu) oranlarının da etkili oldukları görülmektedir. Şekil 8.6'da $h/f = 1$ ve $h/f = 2$ serileri arasında çarpıcı bir fark ortaya çıkmamasının da sebebi bu olarak düşünülmektedir.

Yukarıda bahsedildiği üzere, alt odacığın tam sakin su seviyesinde bir levha ile sınırlandırılmış olması lineer dalganın serbest yüzeyli ortamda potansiyel fonksiyonlarla ifadesi içerisinde etkisizdir. Lineer dalganın hız potansiyelini ifade eden fonksiyonun tanım kümesin için ilk başta yapılan $[-h < z < \eta] \rightarrow [-h < z < 0]$ kabulü ile, sakin su seviyesi ve üzerindeki etkileri bu fonksiyona dahil etmek güçleşmektedir. Bu nokta göz önüne alınarak, çalışmada incelenen alt odacığın sakin su seviyesinde sınırlandırılmasının dalga sönümleme/yansıtma mekanizmasına etkisi, potansiyel fonksiyon aşaması yerine K_r katsayıları hesaplandıktan sonra dâhil edilmiştir. Bunun için de su seviyesine dalga genliğinin altında bir kotla inşa edilen döşemelerdeki kaldırma yükü hesabına benzer bir yöntem izlenmiştir (Ayhan, 2006).

Bu yönteme göre, su seviyesi üzerindeki bir levha su yüzeyine altındaki lineer dalganın genliğinden daha çok yaklaştırılırsa, levhayı yerinde tutmak için uygulanması gereken düşey normal kuvvet, levhanın varlığının dalga yüksekliğinde neden olduğu azalma kadar bir su yükü ve bu yayılı yükün dalga boyu ve genlik parametreleri ile ilintili olarak etkidiği alanın çarpımıdır. Bu yaklaşım Şekil 8.7'de basit bir çizimle gösterilmektedir.



Şekil 8.7 : Sakin su seviyesine yakın bir levhanın pozitif dalga genliğini azaltma etkisi.

Bu tür bir yaklaşım enerjinin korunumu ilkesine de uygulanabilir. Sürtünmesiz kabul edilen bu tip bir temasta, levhanın suyu kendi seviyesinin altında *sınırlandırarak* dalga enerjisine (dolayısıyla yerçekimine) karşı yaptığı iş, bu enerjinin her iki yönde dengelenmesini gerektirir. Bu da enerjinin korunumu ilkesi doğrultusunda sınırlandırılmayan alanlardaki enerjinin artmasına neden olacaktır.

Bu sonuç alt odacık durumuna uygulanırsa, odacık tavanının serbest yüzeyli durumuna göre odacığa dolan (dolayısıyla da harcanan) dalga enerjisi miktarını sınırlandırdığı ortaya çıkmaktadır. Odacığa sadece boşluklu önyüzden enerji girişi ve çıkışı olduğu düşünülürse, sınırlandırılan enerji buradan geriye yansıtılacaktır.

Bununla birlikte alt odacıkta enerji çıkışı sadece önyüzden olmamaktadır. Deney sisteminde odacığın genişliğini ayarlamak için tasarlanan hareketli mekanizmanın bağlı olduğu arkayüzün etrafında bilinçli olarak bir miktar boşluk bırakılmıştır. Ayarlanabilir mekanizmanın rahat işleyebilmesini sağlayan bu boşluk, daha da önemlisi deneysel çalışma kapsamında yapılan *odacıkların içinde hava sıkışmadığı* kabulünün bir gereğidir. Prototip yapıların uygulamalarında da benzer önlemler alınmaktadır. Örneğin Şekil 8.7'de verilen türden bir döşemenin bu tip hava çıkış boşlukları olmadan inşa edilmesi düşünülemez (Ayhan, 2006). Sınırlandırılmış bölgede bu boşluklardan önemli oranda momentum aktarımı olacak ve yapıya etkiyen net düşey kuvvet azaltılabilecektir. Aynı mekanizmanın odacık içine dolan dalga enerjisi için de geçerli olacağı düşünülebilir. Zira içeride zamanla artıp azalan basınç potansiyel enerji olarak ifade edilebileceğinden, enerji akısıyla doğrudan ilintili olduğu açıktır. Odacık arkasındaki boşluk sınırlandırılmış durumda içerideki basıncı azaltabildiğine göre, sistemden dışarıya buradan enerji çıkışı olduğu anlaşılmaktadır. Yine de sınırlı odacık durumunda önyüzden geriye yansıtılan dalga enerjisinin serbest yüzeyli duruma göre daha fazla olacağı kesindir.

Sınırlandırılmış odacık tavanından kaynaklanan bu *fazladan* enerji yansıması, K_r üzerinde düzeltilerek yeni bir K_r' elde edilebilir. E_i gelen dalga enerjisi, E_s serbest yüzeyli odacık için harcanan dalga enerjisi ve E_s' sınırlandırılmış durumdaki odacıkta harcanan enerji olmak üzere;

$$\frac{E_s}{E_i} = 1 - K_r^2 \tag{8.45a}$$

$$\frac{E_s'}{E_i} = 1 - K_r'^2 \tag{8.45b}$$

$$\frac{E_s'}{E_i} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{E_s}{E_i} = 1 - K_r'^2 = \frac{1 - K_r^2}{\varepsilon} \tag{8.45c}$$

$$K_r' = \sqrt{\frac{K_r^2 + \varepsilon - 1}{\varepsilon}} \tag{8.45d}$$

şeklinde bir düzeltme ile, alt odacığın sınırlandırılması yansıma performansına eklenmiş olmaktadır. Buradaki oran parametresi $\varepsilon > 1$ olmak üzere, serbest yüzeyli durumda harcanan enerjinin sınırlandırılmış durumda harcanan enerjiye oranıdır.

Serbest yüzeyli odacığın limit değerleri için sınırlandırılmış odacığın yansıma katsayıları bulunursa, $[(\varepsilon-1)/\varepsilon]^{½} < K_r' < 1{,}0$ koşulu ortaya çıkacaktır. Harcanan enerji oranı 1,1 iken mümkün olan en küçük K_r' değeri 0,32; 1,2 iken ise 0,41 olacaktır.

Bu yaklaşıma alternatif bir yol ise, sınırlandırıcı levhanın direnç etkisini önduvarın geçirimlilik parametresindeki direnç bileşenine eklenmesi olabilir.

Bu şekilde alt odacığın dalga sönümleme performansı ortaya konmuş bulunmaktadır. Bölüm 9'da, üst ve alt odacıklardan tek başlarına elde edilecek yansıma katsayıları, bölüm 7.4'te verilen esaslar doğrultusunda birleştirilerek bu çalışma kapsamında incelenen iki odacıklı düşey yüzlü yapının dalga sönümleme özellikleri kuramsal olarak incelenecek; daha sonra da bölüm 6'da sunulmuş olan deneysel çalışma sonuçları ile karşılaştırılacaktır.

9. DALGA SÖNÜMLENMESİNDE DENEYSEL VE KURAMSAL YAKLAŞIMLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

Bu doktora tezi kapsamında kurulan fiziksel model çalışması ve düzenli dalgalarla yapılan deneyler sonucunda, incelenen iki odacıklı yapının dalga yansıtma mekanizmasında biri boyutsuz odacık genişliği ile azalan, diğeri periyodik olarak değişen iki bileşen bulunduğu yargısına varılmıştır (bknz. Bölüm 6.1.1). Bu bileşenlerin sırasıyla; dalgayı akıma dönüştürerek sönümleyen üst odacık, ve dalgayı boşluklu önyüzünde enerji harcanımı ve tınlaşım özelliklerine bağlı olarak sönümleyen alt odacık ile ilintili olduğu düşünülmüş; ardından bölüm 7 ve bölüm 8'de sunulan iki farklı kuramsal yaklaşım ile üst ve alt odacıkların tek başlarına dalga sönümleme performansları *tekil* yansıma katsayıları $K_{r\mathrm{I}}$ ve $K_{r\mathrm{II}}$ olarak türetilmiştir.

Bu bölümde düzenli dalga deneylerinden elde edilen yansıma katsayıları ile iki tekil yansıma katsayısından bölüm 7.4'te açıklanan süperpozisyon yöntemi ile türetilen bileşke kuramsal dalga yansıma katsayısı K_r karşılaştırılacaktır. Çalışmanın farklı bölümlerinin bütünleştirilmesi açısından bu çaba önemli görülmüştür.

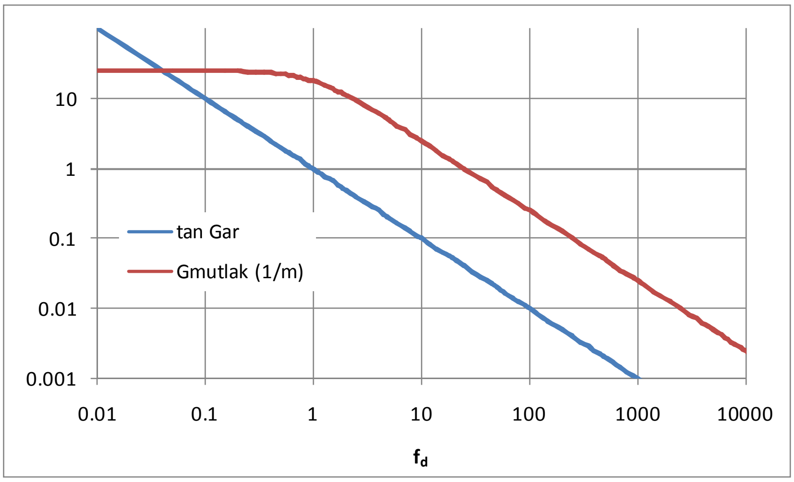
Bölüm 7'de ayrıntılı olarak açıklandığı üzere, sayısal hesap yöntemi icabı $K_{r\mathrm{I}}$, bileşke yansıma katsayısı K_r'ye (dolayısıyla kendisine de) bağlıdır. Diğer taraftan alt odacığın sönümleyeceği dalga enerjisi oranı bileşke yansıma katsayısından bağımsız olarak bilineceğinden, $K_{r\mathrm{II}}$ doğrudan bulunabilecektir.

Model çalışmasında düzenli dalgalarla yapılan 189 deney; düzenli dalga dikliği (H/L) parametresine göre 3, önyüz boşluk oranı r'ye göre 4 ana grupta incelenebilir (bknz. Bölüm 6). Test edilen farklı boşluk oranları r =%25, r =%40, r =%60 ve r =%100 olarak sıralanmakta, 3 ana dalga dikliği grubunu ise T = 0,8 s, 1,0 s ve 1,2 s periyotları ile yapılan deneyler oluşturmaktadır. Dalga dikliği belirlenirken periyot değerlerinin etkin olmasının sebebi deneylerdeki dalga yüksekliklerinin birbirlerine yakın olmasıdır.

Öncelikle, test edilen önyüzler için geçirimlilik parametresi *G'* incelenecektir. Çünkü bu parametre, potansiyel teori kullanılarak yürütülen hesaplama yönteminde ($K_{r\mathrm{II}}$'nin bulunmasında) oldukça etkindir. Denklem (8.13) ile verilen geçirimlilik parametresi, eklenmiş ağırlık 0 alınarak paydasının eşleniği ile genişletildiğinde;

$$G' = \frac{r}{l}\left(\frac{f_d + i}{f_d^{\,2} + 1}\right) \qquad \textbf{(9.1)}$$

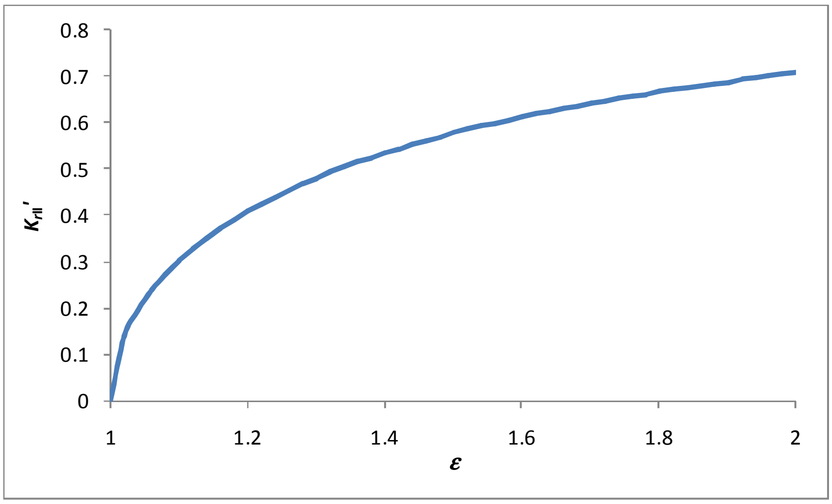
biçiminde yeniden yazılabilecektir. Boşluk oranı (r) bilindiğine göre, burada değiştirilebilecek parametreler direnç katsayısı (f_d) ve jet uzunluğu (l) olacaktır. Direnç katsayısı 1 ve jet uzunluğu duvar kalınlığına eşit iken, $G'_{\mathrm{Im}} = G'_{\mathrm{Re}} = 0{,}5\ (r/b)$ olacaktır, f_d arttıkça direnç etkisi baskın hale gelip odacık tam geçirimsiz duruma yaklaşırken, azalan f_d değerleri ile atalet bileşeni daha etkin olacak ve odacık önyüzsüz bir hale yaklaşacaktır. Şekil 9.1'de r/b = 25 için eklenmiş ağırlık hesaba katılmadan f_d katsayısına göre değişen geçirimlilik parametresi değerleri verilmiştir.



Şekil 9.1 : r/b = 25 m^{-1} için G'_{mutlak} (m^{-1})ve tan(G'_{ar}) = G'_{Re} / G'_{Im} değerlerinin f_d'ye göre gidişi (her iki eksen de logaritmik değişmektedir).

Bölüm 7 ve bölüm 8'de tartışılan kuramsal yaklaşımlara göre üst odacıkta atalet etkisi 0 olacak, alt odacıkta ise direnç etkisinin yanında küçük bir mertebede kalacaktır. Bu yaklaşımla, modellenen keson için f_d değerlerinin 1'den büyük olacağı ortaya çıkmaktadır.

$K_{r\mathrm{II}}$ değerinin hesaplanabilmesi için belirlenmesi gereken diğer bir parametre de, alt odacığın serbest yüzeyli ve sınırlandırılmış olması durumlarında odacık içinde harcanan dalga enerjilerinin oranı olan ε'dur. Bölüm 8'de tartışıldığı üzere bu tip bir harcanan enerji oranıyla yansıma katsayısının sınırlandırılmış duruma uyarlanması, düzeltilmiş yansıma katsayısı $K_{r\mathrm{II}}'$ için $[(\varepsilon\text{-}1)/\varepsilon]^{½}$ ile hesaplanan 0'dan büyük bir minimum değer ortaya çıkmasına yol açmaktadır (bknz. denklem 8.45d). Bu minimum K_{rII}' değerlerinin ε parametresine göre gidişi Şekil 9.2'de gösterilmiştir.



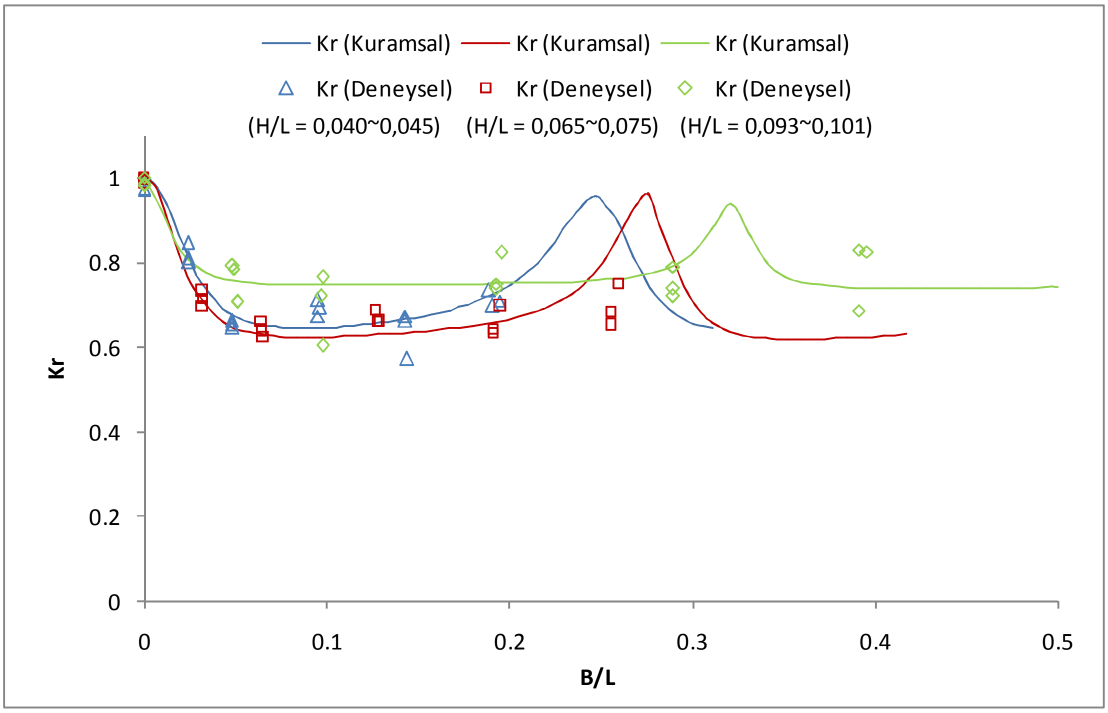
Şekil 9.2 : Minimum K_{rII}' değerlerinin ε'a göre gidişi.

ε oranı için en yüksek bir limit değer belirlenmek istenirse, sakin su seviyesinde bir levha ile sınırlanmış alt odacık için bu değerin 2 olacağı söylenebilir. Çünkü odacığın tavanındaki bu levha dalganın pozitif genliğinin tamamını *sınırlandırmaktadır*. Bu da, odacıkta önyüzden başka bir enerji giriş/çıkış noktası bulunmadığı kabul edilirse, serbest yüzeyli duruma göre odacığın içinde harcanan enerjinin yarıya düşmesi anlamına geleceği için $\varepsilon = 2$ değeri ortaya çıkacaktır.

Diğer taraftan, daha önce de belirtildiği üzere odacığın arka yüzü etrafındaki ince boşluklardan, odacık içindeki basıncın yükselmesine bağlı olarak önemli miktarda enerji akısı meydana gelebilmektedir. Ayrıca bölüm 6.1.1'de sunulan farklı K_r-B/L grafikleri incelendiğinde, deneysel çalışmada 0,1 mertebesine kadar düşen yansıma katsayıları bulunduğu görülebilir. Bu değer tek başına alt odacık tarafından değil, alt ve üst odacıkların birlikte çalışması ile ortaya çıktığı için ilk bakışta düşünülebileceğinin aksine ε değerinin 1'e çok yakın olmasını gerektirmeyecektir.

Karşılaştırmada kullanılacak ε değeri seçilirken, deneylerden elde edilen en düşük bileşke K_r sayısının, alt odacığın ε'a göre düzeltilmiş en küçük değeri ile sağlanabilmesi noktasından yola çıkılması yerinde olacaktır. Deneylerden elde edilen en küçük yansıma katsayıları 0'a yakın mertebede olduğuna göre, kabaca K_{rI} = 0,85 ile ε'a göre düzeltilmiş en küçük tekil alt odacık yansıma katsayısı K_{rII}' (7.71) ifadesine birlikte yerleştirilerek 0 değerini verebilmelidirler. Bu hesaba göre en küçük K_{rII}' değeri 0,5 mertebesinde bulunmaktadır. Buna tekabül eden ε değeri de 1,4 mertebesindedir Dolayısıyla bu çalışma kapsamında incelenen alt odacık, elde edilen deney verilerine göre $1,0 < \varepsilon < 1,4$ durumunu ortaya çıkarmaktadır.

İlk olarak deneysel çalışmadan r = %25 için T = 1,2 s (H/L = 0,040~0,045), 1,0 s (H/L = 0,065~0,075), ve 0,8 s (H/L = 0,093~0,101) ile elde edilen yansıma katsayıları, aynı parametreler için kuramsal yöntem ile hesaplanan yansıma katsayıları ile karşılaştırılmış; elde edilen K_r-B/L grafikleri Şekil 9.3'te verilmiştir.

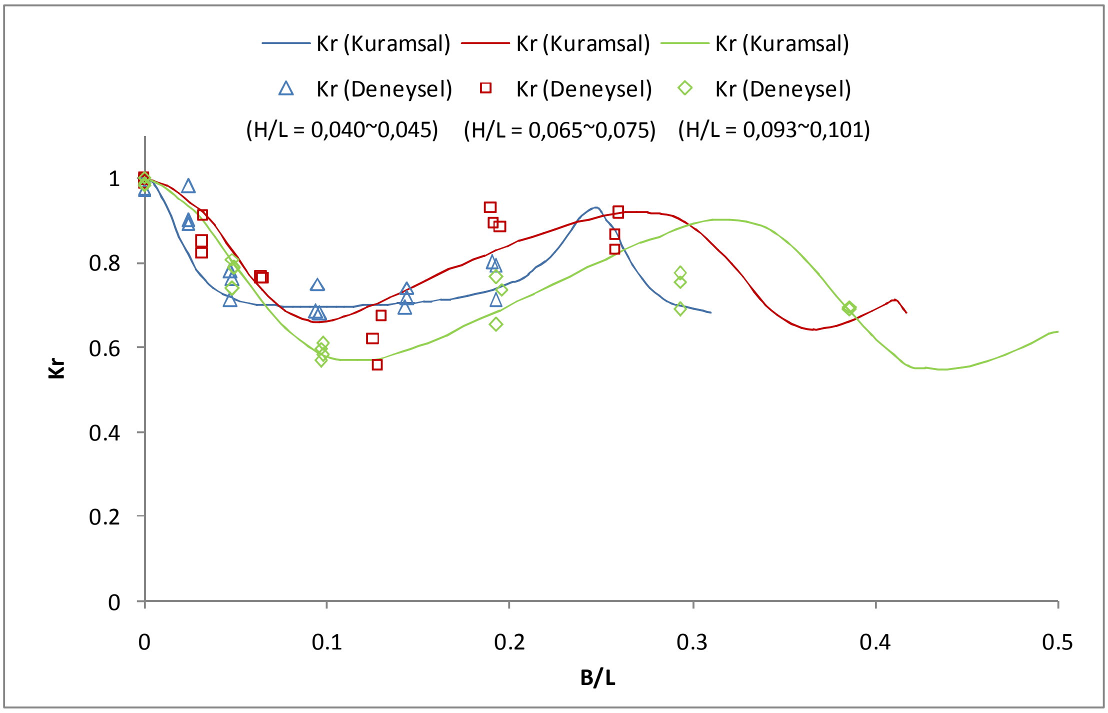


Şekil 9.3 : r = %25 için deneysel ve kuramsal sonuçların karşılaştırılması.

Burada en dik dalga grubunda G'_{Re}= 1,5 ile, diğer iki dalga grubunda ise G'_{Re}= 2,5 ile kuramsal eğriler elde edilmiştir. Bu parametredeki farklılığın temel sebebi, dalga boyu kısaldıkça boşluklu önyüzün içinden geçen jet uzunluğunun da kısalması olarak görünmektedir. Ortaya çıkan G'_{Im} ise her üç dalga grubunda da oldukça küçüktür. Zira atalet bileşeni küçük boşluk oranlarında fazla etkili olamamaktadırlar.

Şekil 9.3 incelendiğinde deneysel ve kuramsal sonuçların uyumlu olduğu görülebilmektedir. Diğer taraftan H/L = 0,065~0,075 için elde edilen kuramsal sonuçlarda öngörülen tepe K_r değeri, deneysel sonuçlarda aynı mertebede ortaya çıkmamaktadır.

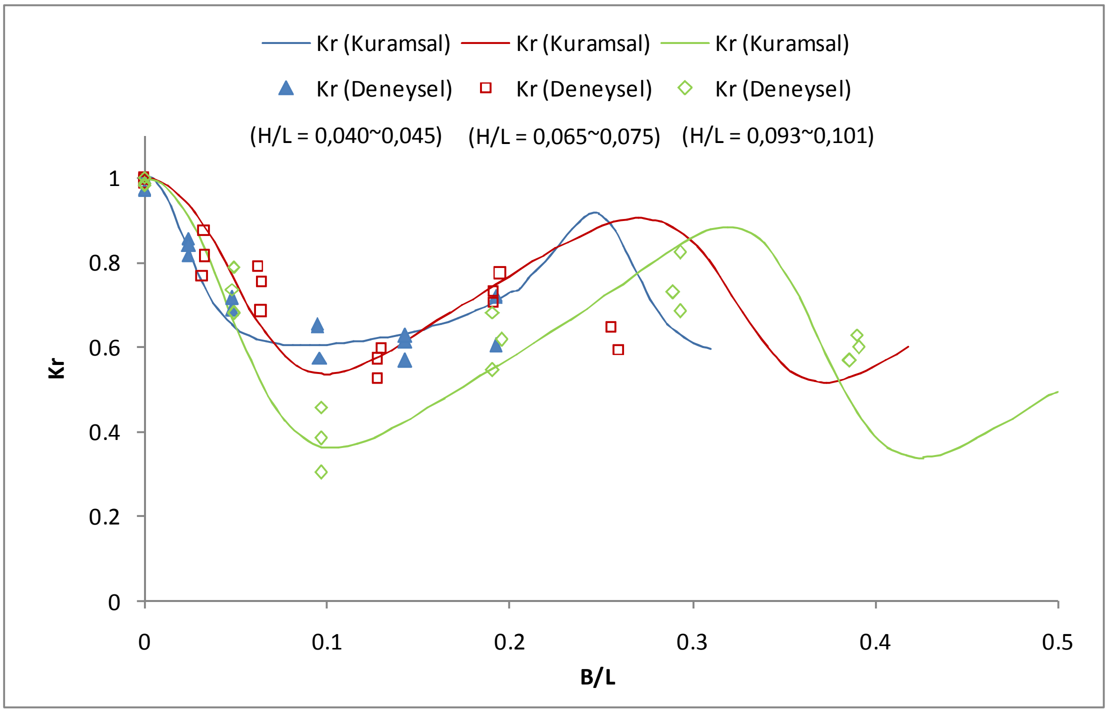
Boşluk oranı %40 olan önyüzle gerçekleştirilen deneyler için benzer bir karşılaştırma Şekil 9.4'te yer almaktadır. Burada dalga dikliği arttıkça atalet etkisinin hissedilir mertebelere yükseldiği görülmüş ve f_d yaklaşık 2 olacak şekilde en iyi uyum sağlayan sonuçlar elde edilmiştir. Yalnızca, en uzun dalgaların kullanıldığı ilk deney grubunda geçirimlilik parametresinin sanal kısmı çok küçük bir değer almış, ayrıca jet uzunluğu arttığı için *G'* parametresinin hem gerçek hem de sanal kısımları diğer dalga gruplarına nispetle küçük değerlerde iken en iyi sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 9.4 : r = %40 için deneysel ve kuramsal sonuçların karşılaştırılması.

Şekilden de görüldüğü gibi kuramsal yöntemle elde edilen yansıma katsayıları deney sonuçları ile genel olarak uyumludur. Yine de H/L = 0,065~0,075 ve H/L = 0,093~0,101 grubundaki deneylerde bazı değerlerin kuramsal yöntemle elde edilen eğrinin üstünde veya altında kalabildikleri anlaşılmaktadır.

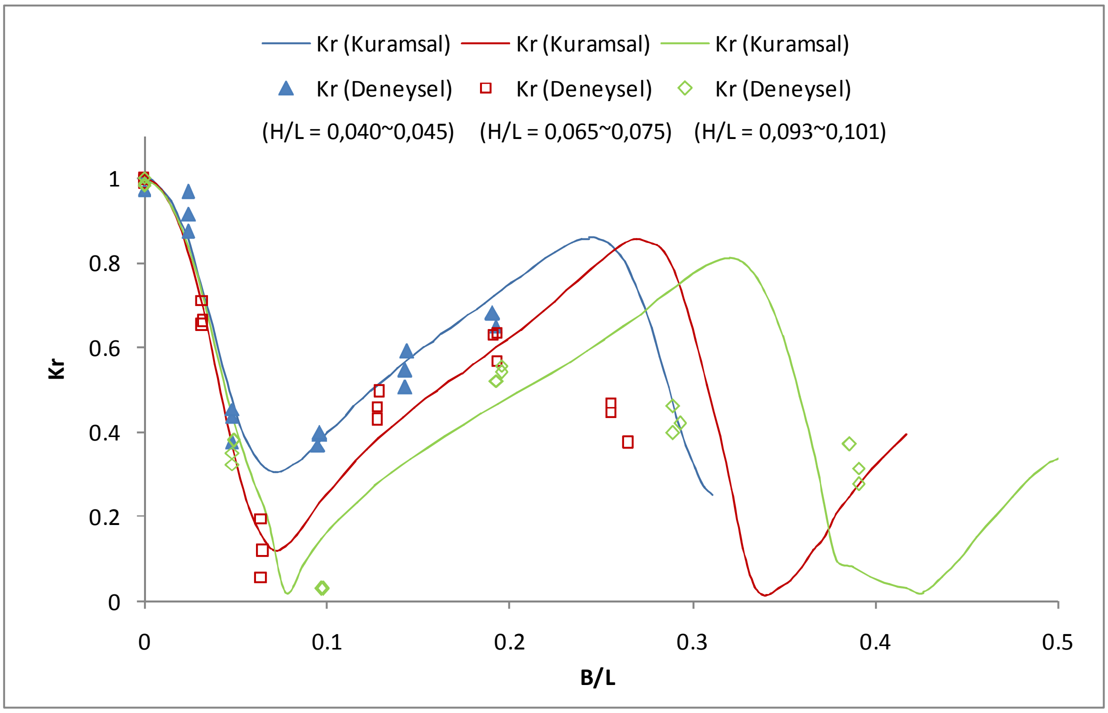
Şekil 9.5 ile verilen r = %60 durumunda da, artan dalga boyu ile uzayan jet ve artan boşluk oranı ile etkisi artan atalet bileşeni göze çarpmaktadır. Kuramsal yaklaşım ile hesaplanan eğriler genel olarak deney sonuçları ile uyum içinde olsa da, bazı farklılıklar belirgindir. Özellikle H/L = 0,065~0,075 grubundaki deneyde kuramsal yöntemin öngördüğü tepe noktasının ölçülen yansıma katsayılarının oldukça üzerinde kalması dikkat çekicidir.



Şekil 9.5 : r = %60 için deneysel ve kuramsal sonuçların karşılaştırılması.

Boşluksuz önyüz için yapılan deneyler, kuramsal yöntem kullanılarak r = %100 ile yürütülen hesaplarla karşılaştırıldığında, özellikle kısa dalgalarda bazı uyumsuzluklar göze çarpmaktadır (Şekil 9.6). Dalga boyu kısaldıkça yapının dalga sönümleme anlamında daha verimli çalıştığı önceki bölümlerde açıklandığı üzere bilinmektedir. Ancak özellikle önyüzsüz modelle yapılan deneylerde kısa dalgalarla elde edilen yüksek performans, kurumsal yaklaşımda bu mertebede karşılık bulamamaktadır. İlk bakışta bunun sebebi kuramsal yaklaşım çerçevesinde yapılan kabuller olarak düşünülebilecektir. Zira çevrintili akım ve bunun sonucunda türbülans ile harcanan enerji bileşeni kuramsal yaklaşımda ele alınmamıştır. Ayrıca dalga boyu kısalıp diklik arttıkça dış bölgedeki dalga lineerliğini (sinüzoidal şeklini) kaybetmeye başlamaktadır. Bunun yanında odacığın önyüzsüz teşkil edilmesi de dış bölgedeki duran dalga formunu etkilemekte ve deforme olan dalga potansiyel akım ile tariflenemeyecek mertebede sönümlenmektedir. Bu noktada önyüzsüz kesonun model deneylerinde denenen en etkili yapı konfigürasyonu olduğu bir kez daha belirtilmelidir.

Odacığın önyüzsüz teşkili, potansiyel akıma dayalı alt odacıkta dalga sönümlenmesi hesaplarında kullanılacak geçirimlilik parametresinin denklem (9.1)'e göre tespitini de zorlaştırmaktadır. Çünkü önyüzsüz durumda doğrudan bu denkleme yerleştirilecek jet uzunluğu ve direnç katsayısı 0 olacak, dolayısıyla sadece sanal bileşeni olan yüksek bir geçirimlilik parametresi ortaya çıkacaktır. Bunun önüne geçilmesi için büzülmeden kaynaklanan bir direnç katsayısı ve alt odacığa giren akım için dalga boyu ile orantılı bir jet uzunluğu kullanılabilir.



Şekil 9.6 : r = %100 için deneysel ve kuramsal sonuçların karşılaştırılması.

Şekil 9.6 incelendiğinde H/L = 0,040~0,045 ve H/L = 0,065~0,075 ile betimlenen grupların kurumsal yöntem ile bir dereceye kadar açıklanabildiği, ancak H/L = 0,093~0,101 mertebesinde dik olan dalgaların özellikle üst odacık etkisi ile kuramsal yöntemde öngörülenden daha verimli bir şekilde sönümlendikleri ortaya çıkmaktadır. Ayrıca önyüzsüz odacıkla yapılan deneylerde, kuramsal eğri üzerindeki periyodik bileşen deney noktalarının gidişini de tam olarak karşılayamamaktadır. Buradan, bu yüksek dalga sönümlenmesinin periyodik olmayan üst odacık tarafından harcanan enerji ile ilintili olduğu ortaya çıkmaktadır. Kuramsal ve deneysel sonuçlar arasındaki sapmanın odacık genişliğinin artması ile barizleşmesi, bu yargıyı destekler niteliktedir.

Kuramsal ve deneysel yöntemlerle bulunan sonuçlar arasındaki farkın diğer bir sebebinin de alt odacığı sakin su seviyesinde sınırlayan levhanın odacık içindeki dalga boyunu *kısaltan* etkisi olması muhtemeldir. Zira deneysel ve kuramsal sonuçların gidişlerindeki pik değerler dalga dikliği arttıkça farklı noktalarda ve farklı değerlerde gerçekleşmektedirler. Deneysel sonuçlardaki piklerin daha küçük boyutsuz odacık genişliklerinde gerçekleşmesi böyle bir olgu ile açıklanabilecektir.

10. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

Bu doktora tez çalışması ile, düz düşey yüzlü kıyı yapılarının dalga etkileri altındaki performanslarını arttırmak için kullanılabilecek birtakım geliştirilmiş önyüz alternatifleri üzerinde durulmuş; bir maliyet analizi yapılmamakla birlikte düz bir düşey yüzeyli yapıya şekilsel olarak mümkün olduğunca yakın ancak servis ve stabilite performansı açısından çok daha verimli bir yapı konfigürasyonu ortaya konulması hedeflenmiştir.

Daha önce benzer çabalarla yapılan birçok çalışma ve önerilen yapı alternatifleri değerlendirilmiş, prototip bazında uygulamaları olan gelişmiş önyüzlü düşey kıyı yapıları incelenmiştir. Bu çalışmaların ortak yönü, düz düşey yüzlü kıyı yapılarının ortaya çıkardıkları bir dizi dezavantajın önüne geçilmesidir (Bölüm 2). Literatürde yer alan gelişmiş düşey yüzlü yapıların büyük bir çoğunluğunu oluşturan Jarlan tipi (perfore yüzlü ve odacıklı) dalgakıranlar ve varyasyonlarının, gelen dalgayı önemli ölçüde sönümleyerek yansıma katsayısını 0'a yakın mertebelere kadar indirebildikleri birçok kuramsal ve deneysel çalışma ile sabittir. Bunun yanında bu tip yapıların dalgayı sönümlerken yararlandıkları odacığın gelen dalga ile tınlaşım özelliği, dalga boyuna ve odacık genişliğine bağlı biçimde periyodik olarak değişen bir dalga yansıma karakteri ortaya çıkarmaktadır. Örneğin odacık derinliği yapı derinliğine eşit boyutlandırılan bir Jarlan dalgakıranı, B/L = 0,25 olduğunda en iyi sönümleme performansını gösterirken; B/L = 0,50 için yüksek bir dalga yansıma katsayısı vermektedir (Bölüm 3).

Tez çalışmasının amacına uygun olarak, boyutsuz odacık genişliğine bağlı bu periyodik sönümlenme karakterini odacık genişliği ile artan bir bileşen ile zenginleştirecek bir alternatif düşünülmüştür. Bu doğrultuda, sakin su seviyesinde bir levha ile ayrılan ve keson yüzünde boşluklu önduvarlarla teşkil edilmiş çift odacıklı bir sistem önerilmiş; bu sistemde üst odacığın yüksekliği ve alt odacığın derinliği kesonun yapısal stabilitesini azaltmaması, kolay inşa edilebilmesi ve keson yüzdürülürken zorluk çıkarmaması için sığ tutulmuştur. Böylece teşkil edilecek yapının üst odacığı dalgayı akıma dönüştürerek enerjisini harcarken, alt odacık da

Jarlan tipi dalgakıranlardaki periyodik sönümleme fonksiyonunu yerine getirecektir. Sonuçta ortaya çıkan yapının, tasarım dalgası karakterine göre boyutlandırılarak en iyi performansını bu dalgalara karşı sergileyeceği, diğer taraftan tasarım dalgasından daha uzun veya daha kısa dalgalar altında da periyodik olmayan bileşeni sayesinde sönümleme fonksiyonunu gerçekleştirebileceği düşünülmüştür (Bölüm 4).

Akım odacıklı keson olarak adlandırılan bu yapının pleksiglastan imal bir modeli, farklı özellikteki düzenli dalgalar altında test edilerek, dalga yansıması ve yapı üzerindeki dinamik dalga yükü boyutsuz parametreler cinsinden ölçülmüştür (Bölüm 5). Bunun yanında yapının düzensiz dalgalar altındaki performansını da gözlemleyebilmek için, tek bir düzensiz dalga serisi ile farklı yapı konfigürasyonlarında deneyler gerçekleştirilmiştir. Model deneylerinden elde edilen bu sonuçlar düz düşey yüzeyli bir yapı için elde edilecek teorik ve deneysel referans değerlerle karşılaştırılarak, yapının performansı değerlendirilmiştir (Bölüm 6).

Akım odacıklı kesonun deneysel yolla elde edilmiş olan dalga sönümleme performansını kuramsal yaklaşımlarla da inceleyebilmek adına üst ve alt odacık için iki farklı yöntem kullanılmış ve iki odacığın ayrı ayrı çalışması ile elde edilen dalga sönümleme ifadeleri, bir *durum özdeşliği kabulü* ve enerji harcanmasına dayalı bir strateji ile birleştirilerek yapının bir bütün halinde dalgayı nasıl sönümlediği ortaya konmaya çalışılmıştır (Bölüm 7).

İlk olarak gelen dalga ile üst odacık içinde meydana gelen akım incelenmiş; bu akımın dalga formunda olmayacağı, dolayısıyla gelen dalga karakteri ile ilişkili olarak dalga ile eşperiyotlu değişse de boyutsuz odacık genişliğine bağlı bir periyodiklik içermeyeceği kabul edilmiştir. Bu şekilde üst odacığın zamana bağlı dolma/boşalma debileri dış bölgedeki bileşke dalga profili kullanılarak türetilmiş, ardından tek hesap hücreli ve çok hesap hücreli uygulamaları verilen tek boyutlu bir sayısal model ile odacığın dolma/boşalma özellikleri ortaya konmuştur. Gelen dalganın enerjisinin üst odacık tarafından harcanan bileşeni, odacık içinde bir periyot boyunca yerçekimine karşı yapılan iş olarak elde edilmiş, böylece üst odacıkta harcanan enerjinin gelen dalga enerjisine oranı ekseninde sadece üst odacığa bağlı tekil bir yansıma katsayısına ulaşılmıştır (Bölüm 7).

Alt odacık içindeki akımın, üst odacıktaki akımın aksine dalga formundan bağımsız kabul edilemeyeceği düşünülerek, odacık içinde yerçekimine karşı yapılan iş prensibine dayalı bir çözümün alt odacık için geçerli olamayacağı sonucuna varılmıştır. Alt odacık için; potansiyel akım kabulü dâhilinde dış bölgede ve odacık içinde tanımlanan konumsal hız potansiyellerinin özfonksiyon genişletilmesi ile sonsuz bir seri açılımı şeklinde türetilmesi, daha sonra boşluklu odacık önyüzü üzerinde eşitlenen bu fonksiyonların en küçük kareler yöntemi kullanılarak sonlu terimlerle çözülmesine dayalı bir çözüm yolu seçilmiştir. Benzer yapıların çözümü için kullanılagelen bu yöntem, ilgili literatürde birçok farklı haliyle bulunabilmektedir. Ancak tez çalışması kapsamında önerilen yapının alt odacığı oldukça *sığ* olduğundan, konumsal potansiyel fonksiyonların zail terimlerinde yer alan hiperbolik formdaki çarpanlar, çözüm için en küçük kareler yöntemiyle oluşturulan lineer sistemin gittikçe artan yuvarlama hatalarıyla sonuçlanmasına sebep olmaktadırlar. Çözümün daha çok terim ile daha hatasız yapılabilmesi için bu katsayılar, çözüm modunun (n. modun) dalga sayısına bağlı bir hiperbolik bölenle geliştirilmiş ve lineer sistem fonksiyonun bu yeni haliyle çözülmüştür. Konumsal potansiyel fonksiyonların çözümü için türetilen denklemler, kullanılan lineer sistem ve nasıl oluşturulduğu, tez çalışması içinde ayrıntılı olarak açıklanmaktadır (Bölüm 8).

Bunun yanında literatürde sakin su seviyesinde bir levha ile sınırlanmış bir odacık için önerilen lineer dalga esasına dayalı herhangi bir çözüm bulunmamaktadır. Bu çalışmada önerilen yapının alt odacığı için, serbest yüzeyli eşdeğer bir odacık düşünülerek elde edilen çözüm bir sınırlanma faktörü, ε, kullanılarak geliştirilmiştir. Bu sınırlanma faktörü, gelen dalga ile odacığın içine giren enerjinin önyüz dışında başka bir yerden çıkış oranına bağlı olarak ifade edilebilmektedir (Bölüm 9).

Üst ve alt odacığın ayrı ayrı çalışmaları halinde gelen dalgayı yansıtma/sönümleme kıstasları olan tekil yansıma katsayıları, Bölüm 7'de açıklanan yöntemle süperpoze edilmiş ve bulunan bu kuramsal değerler deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Bölüm 9).

Burada özetle değinilen kuramsal ve deneysel yöntemler, karşılaştırmalar ve değerlendirmeler ile varılan yargılar aşağıda özetlenmiştir:

- Akım odacıklı keson hem dalga yansıması hem de maruz kaldığı dinamik dalga yükleri açısından düz düşey yüzeyli bir yapıya nazaran önemli mertebelerde avantajlar sunmaktadır. Hem dalga yansıması hem de dinamik dalga yükleri boyutsuz odacık genişliğine bağlı olarak periyodik bir bileşen içerse de, yeterince geniş boyutlandırılmış bir üst odacık ile herhangi bir dalga için düz düşey yüzlü bir yapıya kıyasla oldukça az bir yansıma katsayısı ve daha düşük dinamik yükler elde edilebilmektedir.

- Yapılan deneylerle düzenli dalgalarda yansıma katsayısının 0,1'in altına kadar indirilebildiği, dinamik dalga itkisinin ve momentinin ise sırasıyla %25 ve %35 mertebelerinde azaltılabildiği gözlenmiştir. Düzensiz dalgalarda ise yansımada boyutsuz odacık genişliğine bağlı periyodik bileşenin neredeyse kaybolduğu kaydedilmiş ve yansıma katsayılarının (bir minimum odacık genişliğinin üstünde) boyutsuz odacık genişliğinden bağımsız olarak 0,50 mertebesinde gerçekleştiği tespit edilmiştir. Bu, akım odacıklı kesonun, özellikle değişken karakterli dalgalar için kullanıldığında, tipik Jarlan kesonuna göre bir avantajı olarak görülebilir.

- Deneysel çalışmada yansıma açısından en iyi performans önyüzsüz odacık (r = %100) için yürütülen deneylerde elde edilmiştir. Bu yargı Bölüm 7'de yer alan hesaplamalarla örtüşmektedir. Zira boşluk oranı arttıkça üst odacıktaki dolma/boşalma sistemi hızlanmakta ve yer çekimine karşı kat edilen yer değiştirme vektörünün ifadesi olan sönümlenme genliği, S, artmaktadır. Alt odacık için kullanılan kuramsal yöntemde boşluk oranı parametresi (r) geçirimlilik parametresi (G') bünyesinde yer aldığı ve bu parametre boşluksuz önyüz için teorik olarak sonsuz değerini alacağı için; alt ve üst odacıklarda farklı önyüzler kullanılması durumunda performansın nasıl etkileneceği bu tez çalışması kapsamının dışında kalmaktadır. Alt odacık için kullanılacak optimum geçirimlilik parametresinin mutlak değerinin dalga sayısına eşit, atalet etkisini ifade eden sanal kısmının ise mümkün olduğunca küçük olacağı literatürde yer alan çalışmalardan bilinmektedir (Bölüm 8). Burada incelenen akım odacıklı kesonun alt odacığının fazlasıyla sığ olması nedeniyle, bu odacığın önyüz geçirimlilik parametresinin pratikte alacağı sonlu değer, deneysel ve kuramsal sonuçların karşılaştırılmaları ile yaklaşık olarak G'_{Re} = 6,5~7,5 ve G'_{Im} = 3,5~4,5 mertebesinde bulunmuştur. Gelen dalga sayısı ile boyutsuzlaştırıldığında ise, geçirimlilik parametresi G'nin 1,0 ile 2,0 arasında kaldığı ortaya çıkmaktadır. Alt odacık için en az yansıma değerini veren önyüz özellikleri için daha ayrıntılı bir dizi çalışma gerekli olsa da, sonuç olarak r = %100 seçilmesinin alt odacık için de optimuma yakın bir boyutlandırma olacağı söylenebilir.

- Fiziksel model ile yürütülen deneylerden elde edilen sonuçlar, alt ve üst odacıklar için kuramsal yaklaşımlarla hesaplanan yansıma performansı ile karşılaştırıldığında genel bir uyum görülmektedir. Bununla birlikte boşluk oranı arttıkça ve gelen dalga dikleştikçe kuramsal olarak hesaplananın ötesinde bir sönümlenme göze çarpmaktadır. Kuramsal yaklaşımda boyutsuz odacık genişliğiyle periyodik değişen ve gittikçe azalan iki bileşenden, periyodik olanının daha baskın olduğu görülmüştür. Periyodik yansıma pikleri odacık genişliğiyle birlikte azalsa da, bu tepe noktalarının etkisi fark edilebilir mertebededir. Hâlbuki deney sonuçlarında odacık genişliği arttıkça, rastlanılan pik yansıma değerlerinin önemli ölçüde azaldığı, hatta yer yer yumuşayarak yok olduğu fark edilebilmektedir. Buradan hareketle, üst odacıktaki enerji sönümlenmesinin yerçekimine karşı yapılan iş yaklaşımıyla hesaplanandan daha fazla olduğu yargısına varılabilir. Bölüm 7'de açıklanan kabuller doğrultusunda, çevrintisiz akım sebebiyle türbülansla harcanan enerji bileşeni ihmal edilmektedir. Ancak dalga dikleştikçe ve önyüzdeki boşluk oranı arttıkça lineer özelliğinden uzaklaşmakta ve formu gitgide daha fazla bozulmaktadır. Deneyler sırasında kaydedilen görüntüler izlendiğinde, yüksek boşluklu önyüz ve dik dalgalarda kesonun hem üst hem de alt odacığı önünde rastlanan çeviri kopmaları; çevrintisiz akım kabulünün her zaman geçerli olamayacağını ve çevrintilerle de enerji harcanması meydana geleceğini açıklamaktadır.

- Deneysel ve kuramsal sonuçlar karşılaştırıldığında göze çarpan diğer bir nokta da, deneylerde görülen boyutsuz odacık genişliğine bağlı periyodik bileşenin (özellikle yüksek diklikteki dalgalarda) hesaplanana kıyasla bir miktar daha dar aralıklarla meydana gelmesidir. Aradaki fark önemli ölçüde olmasa da, periyodik bileşenin oluşmasına sebep olan alt odacığın serbest yüzeyli eşdeğer bir odacığa göre daha kısa dalga boyuna sahip olacağını göstermektedir. Bu da büyük bir olasılıkla alt odacığı sakin su seviyesinde sınırlayan levhanın yol açtığı bir etkidir.

- Bu tez kapsamında imal edilen model kesonun, üst ve alt odacıklarının ayarlanabilir arka yüzlerinin etrafındaki ince boşluklar sayesinde sıkışan hava etkisi engellenmiştir. Aynı zamanda bu boşluklar, alt odacıkta sınırlanmış serbest yüzey nedeniyle ortaya çıkan basınç bileşeninin de azaltılmasını sağlayarak enerji çıkışı ile dalga sönümlenmesine de katkıda bulunmaktadırlar (Bölüm 9). Bu itibarla, akım odacıklı kesonun prototip uygulamalarında da bu tür hava/basınç firar boşluklarına yer verilmesi önemli görülmüştür.

- Yürütülen deneysel ve kuramsal çalışmanın sonuçlarına göre, önerilen tipte bir kıyı yapısının prototip uygulaması için üst odacığın mümkün olduğunca geniş, alt odacığın ise en yüksek tınlaşımı yaratan B/L aralığında boyutlandırılmasının dalga sönümlenmesi açısından optimum sonucu vereceği ortaya çıkmaktadır.

Bu doktora tezi çalışması ile önerilen ve akım odacıklı keson olarak anılan yapının, saha koşulları veya fonksiyonu icabı düşey yüzlü olarak inşası gerekli olan kıyı yapıları için, düz yüzeye göre oldukça uygun bir alternatif olduğu ortaya çıkmaktadır. Kullanım yerine göre klasik Jarlan tipi keson yapılara da tercih edilebilecek akım odacıklı keson sistemi; dalgakıran olarak kullanımının yanında, etkili dalga sönümleme özelliği sayesinde ticari liman veya yat limanları gibi korunmuş bölgelerde yansımayı arttırmadan rıhtım duvarı olarak kullanılabilir. Sığ odacıkları sayesinde imalat ve yüzdürülme açısından klasik Jarlan Kesonuna göre bir dizi avantajlar ortaya çıkaran bu yapı, her uygulamaya özgü daha ayrıntılı model deneyleri ile daha da uygun hale getirilebilir.

Konuyla ilgili bundan sonraki çalışmaların yönü, bahsedilen bu optimizasyonun yapılması ve yapının sönümleme mekanizmasının daha iyi anlaşılması olacaktır. Bu noktada, konuyla ilgili gelecekteki çalışmalara yön vermek açısından aşağıdaki hususları ifade etmek yerinde görülmüştür:

- Bu doktora tez çalışması kapsamında önerilen yapı ile ilgili bir maliyet ve inşa yöntemi analizi yapılmamıştır. Kuşkusuz ilk imalat ve montaj noktasında hem yapısal stabilite, hem de prototip yapının tasarım özelliklerini yansıtması açısından birtakım zorluklarla karşılaşılacaktır. En başta odacıkları oluşturan boşluklu önyüz ve sakin su seviyesindeki yatay plakın maruz kalması muhtemel hareketli yükler dikkate değerdir. Özellikle yatay plakın alacağı eksantrik yükler ve titreşim için ayrıntılı bir yapısal analiz yapılması, bu elemanın imalat alternatiflerinin (öndökümlü/öngermeli yekpare veya çok parçalı betonarme elemanlar, çelik sac, vb.) ve montaj biçiminin (donatı ile ankraj, kaynak ile ankraj, vb.) seçilebilmesi açısından önemlidir. Bu tip bir analiz elastisite teorisi ve sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak sayısal bir modelle gerçekleştirilebilecektir. Benzer analizlerin akım odacıklı kesonun üstyapısı (başlık kirişi, kronman, vb.) için de yürütülmesi hem stabilitenin sağlanması hem de fayda-maliyet optimizasyonu açısından gereklidir.

- Bir diğer nokta ise odacıkların içinde sıkışan havanın yaratabileceği problemlerdir. Bölüm 2'de bahsedildiği üzere kıyı yapıları kararsız akım ortamlarında bulundukları için, akım şartlarının anlık değişmesi sonucu özellikle boşluklarda hava sıkışması meydana gelmekte, ani yüksek basınçlar veya kavitasyon kaynaklı ters basınçlar sebebiyle yapı elemanları ciddi lokal hasarlar görebilmektedir (Wood ve diğ., 2000). Bu etkiden korunmak için hava firar (veya su giriş) boşlukları bırakılması en mantıklı ve en çok kullanılan yöntemdir. Tez çalışması kapsamında incelenen yapının prototip uygulamasında özellikle alt odacık için risk söz konusudur. Odacıklarda hava firar deliklerinin/bacalarının verimli ve homojen biçimde yerleştirilmesi yapısal stabilite açısından büyük önem taşımaktadır. Bunun yanında verimli hava çıkışı, yukarıda bahsedildiği üzere ε sınırlanma parametresinin düşmesini ve alt odacığın sönümleme performansının artmasını da sağlayacaktır. Özetle hava firar boşlukları da maliyet, uygulanabilirlik ve performans açısından optimize edilmelidir.

- Bu doktora tezi kapsamında deneysel ve kuramsal açıdan incelenen yapı konfigürasyonu, bir prototip imalatı için mühendislik noktasında daha da geliştirilebilir. Örneğin, odacıkların içyapısı çevirileri ve türbülansı arttırıcı biçimde değiştirilebilir. Zira gelen dalganın enerjisinin odacıklar içinde mümkün olduğunca fazla harcanması istendiğine göre, bu tip bir geliştirme yapının performansını arttıracaktır. Diğer taraftan hareketli yüklerin de artacağı göz önünde tutularak, bu tip geliştirmelerin bir optimizasyon dahilinde yapılması gereklidir.

- Kıyı yapılarının model deneylerinde, incelenen problemler itibarı ile yerçekimi kuvvetleri viskoz kuvvetler karşısında çok daha baskın olduğu için Frode ölçeği dahilinde modelleme yapılmaktadır. Dolayısıyla viskoz etkiler modelde, prototipe nazaran oldukça silik gerçekleşmektedir. Bu çalışmada da Frode ölçeği kullanılmış, buna uygun olarak kuramsal analizde de viskoz etkiler ihmal edilmiştir. Ele alınan yapının gelecekte kurulacak fiziksel modellerinde viskoz etkilerin gerçeğe bir miktar daha yakın incelenebilmesi için, model imalatında kullanılan malzemenin yüzey pürüzlülüğünün arttırılması vb. uygulamalarla türbülans viskozitesi arttırılarak prototip şartları (Reynolds sayısı ve viskoz enerji kayıpları, vs.) daha fazla benzeştirilebilir.

KAYNAKLAR

Ayhan, N., 2006. Kıyı ve Liman Yapıları Planlama ve Tasarımı, Arıkan Yayınları, İstanbul.

Bagnold, R.A., 1939. Interim Report on Wave Pressure Research, *Journal of Institutional Civil Engineers.* **12,** 202-226.

Bennet, G.S., McIver, P. ve Smallman, J.V., 1992. A mathematical model of a slotted wavescreen breakwater, *Coastal Engineering*, **18,** 231–249,

Chakrabarti, K.S., 1999. Wave interaction with an upright breakwater structure, *Ocean Engineering*, **26,** 1003-101.

Chen, X., Li, Y. ve Teng, B., 2007. Numerical and simplified methods for the calculation of the total horizontal wave force on a perforated caisson with a top cover, *Coastal Engineering*, **54,** 67–75.

Chwang, A.T., 1983. A porous wavemaker theory, *Journal of Fluid Mechanics*, **132,** 395–406.

Chwang, A.T. ve Dong, Z.N., 1984. Wave trapping due to a porous plate, *Proceedings 15th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics.*, 407–414.

Chwang, A.T. ve Li, W., 1983. A piston-type porous wavemaker theory, *Journal of Engineering Mathematics*, **17,** 301–313.

Çokgör, S., Kabdaşlı, M.S., Kırca, V.S.O., Aydıngakko, A. ve Ünal, N.E., 2004. Stability of Armour Layer over Sand Bed in Waves/Currents- A Case Study, *Journal of Coastal Research,* SI **39**, 754-758.

Dalrymple, R.A., Martin, P.A., 1990. Wave diffraction through offshore breakwaters, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE*, **116(6),** 727–741.

Dalziel, S.B., Holford, J.M. and Hunt, G.R., 1999. Environmental Fluid Dynamics, Department of Applied Mathematics Theoretical Physics-The University of Cambridge, Cambridge, England.

Darwiche, M.K.D., Williams, A.N. ve Wang, K.H., 1994. Wave interaction with a semi-porous cylindrical breakwater, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE*, **120,** 382–403.

Dhinakaran, G., Sundar, V., Sundaravadivelu, R ve Graw, K.U., 2002. Dynamic pressures and forces exerted on impermeable and seaside perforated semicircular breakwaters due to regular waves, *Ocean Engineering,* **29,** 1981-2004.

Fugazza, M. ve Natale, L., 1992. Hydraulic performance of perforated breakwater, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engr.*, **118,** 1–14.

Gailard, B., 1905. Wave Action in Engineering Structures, *Engineering News*, 23 Şubat 1905.

Goda Y., 2008a. Random waves and their statistical properties, Lecture -I-. *Seminar on recent developments in Coastal Engineering by Prof. Y. Goda*, 21-22 Mayıs 2008, ODTÜ Kültür ve Kongre Merkezi, Ankara.

Goda Y., 2008b. Kişisel görüşme. *Seminar on recent developments in Coastal Engineering by Prof. Y. Goda*, 21-22 Mayıs 2008, ODTÜ Kültür ve Kongre Merkezi, Ankara.

Goda Y ve Takagi H., 2000. A reliability design method of caisson breakwaters with optimal wave heights, *Coastal Engineering Journal*, **42(40)**, 357–387.

Goda Y., 1994. Dynamic response of upright breakwater to impulsive force of breaking wave, *Coastal Engineering*, **22(1,2)**, 135 –158.

Goda, Y., 1974. A New Method of Wave Pressure Calculations for the Design of Composite Breakwaters, *Proc. 14th Int. Conf. Coastal Eng'g, Copenhagen*, 1702-1720.

Goda, Y., Suzuki, Y., 1976. Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments, *Proceedings of the 15th Coastal Engineering Conference 1*, 828–845.

Goda, Y., 1985. Random Seas and Design of Maritime Structures" University of Tokyo Press, Japonya.

Goda, Y., 1967. The fourth order approximation to the pressure of standing waves, *Coastal Engineering in Japan,* **10,** 1–11.

Goda, Y. ve Fukimori, T., 1972. Laboratory Investigation of Wave Pressures Exerted upon Vertical ve Comosite Walls, *Coastal Engineering in Japan*, **15,** 81-90.

Goda, Y. ve Kakizaki, S., 1967. Study on Finite Amplitude Standing Waves and Their Pressure upon a Vertical Wall, *Coastal Engineering in Japan,* **10,** 1-11.

Hiroi, I., 1919. On a Method of Estimating the Forces of Waves, *Memoirs of Eng'g Faculty, Imperial University, Tokyo,* **Vol. 10, No.1,** p.19.

Isaacson, M., Premasiri, S., ve Yan, G., 1998. Wave Interactions with Vertical Slotted Barrier, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engr. ASCE*, **124 (3),** 118–126.

Isaacson, M., Balwin, J., Allyn, N. ve Coldwell S., 2000. Wave interactions with perforated breakwater, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engr. ASCE*, **126 (5),** 229–235.

Ito,Y., Fujishima, M. ve Kitatani, T., 1971. On the Stability of Beakwaters, *Coastal Engineering in Japan*, **14**, 53-61.

Jamieson, W.W. ve Mansard, E.P.D., 1987. An efficient upright wave absorber", *Proceedings on Coastal Hydrodynamics*, University of Delaware, ASCE, 124–139.

Jarlan, G.L.E., 1961. A perforated vertical wall breakwater, *The Dock and Harbor Authority*, vol. **41,** No. **486,** 394–398.

Kabdaşlı, S., 1994. Kıyı Mühendisliği, İ.T.Ü. İnşaat Fakültesi Matbaası, İstanbul.

Kırkgöz, M.S., 1982. Shock pressure of breaking waves on vertical walls, *Journal of WatWay, Port Coastal Ocean Division, ASCE,* **108,** 81–95.

Kırkgöz, M.S. ve Mengi, Y., 1986. Dynamic response of a caisson plate to wave impact, *Journal of WatWay, Port Coastal Ocean Division, ASCE*, **112,** 284–297.

Kırkgöz, M.S. ve Mengi, Y., 1987. Design of a caisson plate under wave impact, *Ocean Engineering,* **14,** 275–283.

Kırkgöz, M.S., 1990. An experimental investigation of a vertical wall response to breaking wave impact, *Ocean Engineering*, **17,** 379–391.

Kırkgöz, M.S., 1991. Impact pressure of breaking waves on vertical and sloping walls *Ocean Engineering,* **18,** 45–59.

Kırkgöz, M.S., 1995. Breaking wave impact on vertical and sloping coastal structures, *Ocean Engineering*, **22,** 35–48.

Kırkgöz, M.S., Tanrıkulu, A.K. ve Dündar, C., 2004. Dynamic analysis of a vertical plate exposed to breaking wave impact, *Ocean Engineering*, **31,** 1623–1635.

Kim, T-M ve Takayama T., 2003. Computational improvement for expected sliding distance of a caisson-type breakwater by introduction of a doubly-truncated normal distribution, *Coastal Engineering Journal*, **45(3),** 387– 419.

Kondo, H., 1979. Analysis of breakwaters having two porous walls, *Proc. Coastal Structures '79*, vol. 2. American Society of Civil Engineers, Reston VA, USA, pp. 962– 977.

Kriebel, D.L., 1992. Vertical wave barrier: wave transmission and wave forces, *Proceedings of International Conference on Coastal Engineering*, Venice, Italy, pp. 1313–1326.

Lee, C. ve Lee, D.S., 2003. Water surface resonance in the L-shaped channel of seawater exchange breakwater, *Ocean Engineering*, **30,** 2423-2436.

Liu, Y., Li, Y-C ve Teng, B., 2007a. The reflection of oblique waves by an infinite number of partially perforated caissons, *Ocean Engineering*, **34,** 1965–1976.

Liu, Y., Li, Y-C ve Teng, B., 2007b. Wave interaction with a perforated wall breakwater with a submerged horizontal porous plate, *Ocean Engineering*, **34,** 2364–2373.

Mansard, E.P.D. ve Funke, E.R., 1980. The measurement of incident and reflected spectra using a least square method, *Proceedings of the 17th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, 154–172.

Marks, W. ve Jarlan, G.L.E., 1969. Experimental studies on a fixed perforated breakwater, *Proceedings of the 11th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, vol. 2, pp. 1121–1140.

Minikin, R.R., 1950. Winds, Waves and Maritime Structures, Griffin, London.

Mitsuyasu, H., 1966. Shock pressures of breaking wave, *Proc., 10th Int. Conf. Coast. Engrg.*, Vol. 1, ASCE, New York, 268–283.

Mogridge, G.R. ve Jamieson, W.W., 1980. Wave impact pressures on composite breakwaters, *Proceedings Seventeenth Conference on Coastal Engineering*, 23–28 March 1980, Sydney, Australia, ASCE 2, pp. 1829–1848.

Neelamani, S. ve Sandhya, N., 2005 Surface roughness effect of vertical and sloped seawalls in incident random wave fields, *Ocean Engineering*, **32,** 395–416.

Neelamani, S. ve Sandhya, N., 2003. Wave reflection characteristics of plane, dentated and serrated seawalls, *Ocean Engineering*, **30,** 1507–1533.

Neelamani, S., Bhaskar, N.U. ve Vijayalakshmi, K., 2002. Wave forces on a seawater intake caisson, *Ocean Engineering*, **29,** 1247-1263.

Oumeraci H. ve Kortenhaus A., 1994 Analysis of the dynamic response of caisson breakwater", Coastal Engineering, **22(1; 2)**: 159 –183.

Oumeraci, H., 1994. Review and analysis of vertical breakwater failures—lessons learned, *Coastal Engineering*, **22,** 3–29.

Oumeraci, H. ve Partenscky, H.-W., 1991. Breaking wave impact loading of caisson breakwaters—Effect of entrapped air on structural response, *Proc., 1st Workshop on Wave Impact Loading of Vertical Structures,* Contract 0032-M(JR), Hannover, Mass.

Park, W.S., Chun, I.S. ve Lee, D.S., 1993. Hydraulic experiments for the reflection characteristics of perforated breakwaters, *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, **5 (3),** 198–203 (Makale Korece, özeti İngilizce).

Pullen, Allsop, Bruce, Kortenhaus, Schüttrumpf, Van der Meer, 2007. EurOtop "European Overtopping Manual", www.overtopping-manual.com.

Ramkema, C., 1978. A model law for wave impacts on coastal structures, *Proc., 16th Int. Conf. Coast. Engrg.*, Vol. 3, ASCE, New York, 2308–2327.

Sainflou, G., 1928. Essai sur Les Digues Maritimes, Verticales, *Annales Ponts et Chaussées*, **98,** No. 4.

Sarpkaya, T. ve Isaacson, M., 1981. Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures, Van Nostrad Reinhold Co., New York.

Shimosako, K. ve Takahashi, S., 1998. Reliability of design method of composite breakwater using expected sliding distance, *Report of the Port and Harbour Research Institute*, **37(3)**, 3 –30.

Stevenson, Th., 1986. The Design and Construction of Harbours, (3rd Ed.), Adam & Charles Black, London.

Strang, G., 1988. Linear algebra and its applications, (3rd Ed.), Brooks/Cole Thomson Learning Inc., USA.

Suh, K.D, Choi, J.C., Kim, B.H., Park. W.S ve Lee K.S., 2001. Reflection of irregular waves from perforated-wall caisson breakwaters, *Coastal Engineering*, **44,** 141-151.

Suh, K.D. ve Park, W.S., 1995. Wave reflection from perforated-wall caisson breakwaters, *Coastal Engineering*, **26,** 177–193.

Suh, K.S., Park, J.K. ve Park W.S., 2006. Wave reflection from partially perforated-wall caisson breakwater, *Ocean Engineering*, **33,** 264-280.

Tabet-Aoul, E. ve Lambert, E., 2003. Tentative New Formula for Maximum Horizontal Wave Forces Acting on Perforated Caisson, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE*, **129 (1)**, 34–40.

Tadjbakshsh, I. ve Keller, J.B., 1960. Standing Surface Waves of Finite Amplitude, *Journal of Fluid Mechanic*, **8,** 442–451.

Takahashi, S. ve Shimosako, K., 1994. Wave pressure on a perforated caisson, *Proc. Hydro-Port '94, vol. 1.*, Port and Harbour Research Institute, Yokosuka, 747– 764.

Takahashi, S., Tanimoto, K. ve Shimosako, K., 1994. A proposal of impulsive pressure coefficient for the design of composite breakwaters, *Proc. Hydro-Port'94, vol. 1.*, Port and Harbour Research Institute, Yokosuka, 489– 504.

Tanrıkulu, A.K., Kırkgöz, M.S., Dündar, C., 2002. Theoretical and experimental investigation of a vertical wall response to wave impact, *Ocean Engineering*, **29,** 769–782.

Techet, A.H., 2005. Ocean waves lecture notes. Massachusetts Institute of Technology Ocean Engineering Department, Spring 2005, URL <*http://web.mit.edu/13.42/www/handouts/wave_spectra_slides2.pdf*>

Teng, B., Zhang, X.T. ve Ning, D.Z., 2004. Interaction of oblique waves with infinite number of perforated caissons, *Ocean Engineering*, **31,** 615-632.

Thiruvenkatasamy, K., Neelamani, S. ve Sato, M., 2005. Nonbreaking Wave Forces on Multiresonant Oscillating Water Column Wave Power Caisson Breakwater, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE*, **131, No.2,** 77–84.

Topliss, M. E., 1994. Water wave impact on structures, *PhD dissertation*, University of Bristol, Bristol, U.K.

Twu, S.W. ve Lin, D.T., 1991. On a highly effective wave absorber, *Coastal Engineering*, **15,** 389–405.

U.S. Army — Corps of Eng'g, 1984. Shore Protection Manual, Government Printing Office, Washington D.C.

Url-1 <*http://en.wikipedia.org/Monolithic*>, alındığı tarih 24.12.2006.

Url-2 <*http://en.wikipedia.org/Euler's_identity*>, alındığı tarih 05.03.2008.

Ünal, N.E., 1996. Düzenli ve düzensiz dalgaların etkisiyle şev üzerindeki iri danelerin harekete başlaması, *Doktora Tezi,* İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.

Walkden, M.J., Wood, D.J., Bruce ve T., Pregrine, D.H., 2001. Impulsive seaward loads induced by wave overtopping on caisson breakwaters, *Coastal Engineering*, **42,** 257-276.

Wang Y, Hua L ve Dong S., 2004. Dynamic model of vibrating-sliding-uplift rocking coupled motion and dynamic design method of caisson breakwaters, *Science in China, Series E*, **34(3)**, 564 –576.

Wang Y., Chen N.N. ve Chi L.H., 2006. Numerical simulation on joint motion process of various modes of caisson breakwater under wave excitation, *Communication in Numerical Methods in Eng'g*, **22,** 535-545.

Wang YZ, Chi LH ve Pan HZ., 1996. Dynamic response behaviours of upright breakwaters under breaking wave impact, *China Ocean Engineering*, **10(3)**, 343 –352.

Wang Y-Z., 2001. Motion and stability of caisson breakwater under breaking wave impact, *Canadian Journal of Civil Engineering*, **28(6),** 960 –968.

Wang, K.H. ve Ren, X., 1993a. Water waves on flexible and porous breakwaters, *Journal of Engineering Mechanics Div., ASCE,* **119,** 1025–1047.

Wang, K.H. ve Ren, X., 1993b. An effective wave trapping system, *Ocean Engineering,* **21,** 155–178.

Williams, A.N. ve Li, W., 1998. Wave interaction with a semi-porous cylindrical breakwater mounted on a storage tank, *Ocean Engineering,* **25,** 195–219.

Williams, A.N., Mansouur, A.M. ve Lee H.S., 2000. Simplified analytical solutions for wave interaction with absorbing-type caisson breakwaters, *Ocean Engineering*, **27,** 1231-1248.

Wood, D.J., Peregrine, D.H. ve Bruce, T., 2000. Wave Impact on a Wall Using Pressure-Impulse Theory I: Trapped Air, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering,* **126, No. 4**, 182-190.

Yip, T.L. ve Chwang, A.T., 2000. Perforated wall breakwater with internal horizontal plate, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering,* **126, No. 5,** 533-538.

Yağcı, O., Kırca V. Ş. Ö., Kabdaşlı, M. S., Çelik, A. O., Ünal, N. E. ve Aydıngakko A., 2006. An experimental model application of wavescreen: Dynamic pressure, water particle velocity, and wave measurements", *Ocean Engineering,* **33, No 10,** 1299-1321.

Yu, X. ve Chwang, A.T., 1993. Analysis of wave scattering by submerged circular disk, *Journal of Engineering Mechanics Div., ASCE*, **119(9),** 1804–1817.

Yu, X. ve Chwang, A.T., 1994. Water waves above a submerged porous plate, *Journal of Engineering Mechanics Div., ASCE*, **120,** 1270–1282.

ÖZGEÇMİŞ

Veysel Şadan Özgür Kırca 1977'de Ankara'da doğdu. İlköğrenimini bu şehirde tamamladıktan sonra 1992 yılında Ankara Atatürk Anadolu Lisesi ortaokul kısmından ve 1995'te de aynı okulun lise kısmından mezun oldu. 2000 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nde lisans eğitimini tamamladı ve aynı yıl İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Su Mühendisliği Yüksek Lisans Programı'nda yüksek lisans eğitimine başladı. 2003 yılında bu programdan mezun olarak, aynı yıl İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Disiplinlerarası Kıyı Bilimleri ve Mühendisliği Doktora Programı'na kaydoldu.

2000-2001 yılları arasında Vinsan A.Ş.'de, 2002 yılında da Dolsar Ltd. Şti.'nde İnşaat Mühendisi olarak çalıştı. 2002 yılından beri İstanbul Teknik Üniversitesi İnşaat Fakültesi Hidrolik A.B.D.'da araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.