

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SONAR SİNYALLERİNİN YANKILANMA
MODELLEMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Elek. Ve Hab. Müh. Hakan EVMEK
514041003**

Anabilim Dalı : Savunma Teknolojileri

Programı : Savunma Teknolojileri

Tez Danışmanı: Doç.Dr. Mürvet KIRCI

HAZİRAN 2007

ÖNSÖZ

Bu çalışma ile sonar sinyallerinin yankıma seviyelerinin kestirimi için MATLAB programında bir benzetim programı yazılmıştır.

Çalışmamda değerli bilgileri ile bana yol gösteren sayın hocam Doç. Dr. Mürvet ÜÇER ile yardımlarını esirgemeyen TÜBİTAK MAM BTE çalışanlarına sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Haziran, 2007

Hakan EVMEK

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	ii
İÇİNDEKİLER	iii
KISALTMALAR	iv
TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
SEMBOL LİSTESİ	viii
1 GİRİŞ	1
1.1 Sonar ve Sonar Denklemleri	1
1.2 Çalışmanın Amacı	2
2 YANKIMA	4
2.1 Yankıma Nedir?	4
2.2 Yankıma Türleri	4
2.3 Düzlem Dalga Yankıma Kabulleri	6
2.4 Yankıma Seviyesi Denklemi	6
2.5 Yankıma Seviyesi ve Aktif Sonar Denklemi	7
2.6 Yankımanın Dalga Denkleminde Çıkarımı	8
3 YANKIMA MODELLEMESİ	22
3.1 Yankıma Modelleri	22
3.2 Yankıma Modeli	22
3.3 Duyarlılık Analizi	26
3.4 Model Mimarisi	27
3.4.1 Gerisaçılmakatsayısı	28
3.4.2 Alıcı-verici hüzme deseni fonksiyonları	30
3.4.3 Doppler kayması	30
3.4.4 Ses hızı profili	31
4 IŞIN İZLEME YÖNTEMİ	33
4.1 Işın İzleri Yöntemi	33
4.2 Işın İzlerinin Sonuçları	38
4.3 Yankıma Seviyelerinin Hesaplanması	42
5 SONUÇ	45
KAYNAKLAR	46
ÖZGEÇMİŞ	48

KISALTMALAR

SONAR : Sound Navigation And Ranging

RADAR : Radio Detection And Ranging

SOFAR : Sound Fixing And Ranging channel

TABLO LİSTESİ

Tablo 1: Sonar Parametreleri(Referans Şiddet=1 μ Pa)	2
Tablo 2: Deniz canlılarının boyuna ve hava keselerine göre tespit frekansları	5

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1: Yüzey alanından yankıma geometrisi	6
Şekil 2: Hacim yankıma geometrisi	7
Şekil 3: Doppler Geometrisi	14
Şekil 4: Lineer Transfer Fonksiyonu Blok Diyagramı	22
Şekil 5: Mesafeye Bağlı Duyarlılık	27
Şekil 6: Soğurmaya Bağlı Duyarlılık	27
Şekil 7: Model Mimarisi (Kısım I)	28
Şekil 8: Model Mimarisi (Kısım II)	28
Şekil 9: Chapman-Harris Deniz Yüzeyi Geri Saçılma Kuvveti Modeli	29
Şekil 10: Deniz Dibi Lambert Geri Saçılma Kuvveti Modeli	29
Şekil 11: Verici Sonarı Hüzme Deseni	30
Şekil 12: Alıcı Sonarı Hüzme Deseni	31
Şekil 13: Doppler Kaymalı Frekans Spekturumu	31
Şekil 14: Sabit ve Gradyenli Hız Profilleri için Alınan Yankıma Seviyesi	32
Şekil 15: Işın Geometrisi	35
Şekil 16: Işın Yolları	36
Şekil 17: 10m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları	38
Şekil 18: 10m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı	39
Şekil 19: 40m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları	39
Şekil 20: 40m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı	40
Şekil 21: 100m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları	40
Şekil 22: 100m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı	41
Şekil 23: 160m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları	41
Şekil 24: 160m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı	42
Şekil 25: 10m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi	42

Şekil 26: 40m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi	43
Şekil 27: 100m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi	43
Şekil 28: 160m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi	44

SEMBOL LİSTESİ

SL : Source Level

TL : Transmission Loss

TS : Target Strength

NL : Noise Level

DI : Directivity Index

RL : Reverberation Level

RD : Recognition Differential

EL : Echo Level

I_0 : Kaynaktan birim uzaklıktaki dalganın şiddeti

s_v : Saçıcının geri-saçılma kesit alanı kuvveti

dV : Saçıcı alanın birim hacmi

dA : Saçıcı alanın birim alanı

c : Ses hızı

τ : Ping işaretinin süresi

S_M : Ortamdaki Akustik İşaret

S_{in} : Kaynak Sinyali

k : Dalga Sayısı

v_T : Uzaysal Frekans

L_{max} : Maksimum Açıklık

H_m : Yayılım Fonksiyonu

Y_m : Anlık Transfer Fonksiyonu

Y_m : Çift Frekans Fonksiyonu

$\hat{s}_r$: Yankıma işareti

E_t : İletilen işaretin enerjisi

$\hat{f}$: İletilen işaret

$\hat{b}$: Filtre darbe cevabı

λ : Mesafeye bağılı zaman geçikmesi (gezinme süresi-travel time)

$\hat{A}_{ij}$: Ortam saçıcı seviyesi

D_S : Yatayda yüzey parçasının uzunluğu

D_B : Yatayda dip parçasının uzunluğu

ΔR : Mesafedeki artış adımı büyüklüğü

$\Delta \theta$: Hücrenin azimuttaki açısal genişliği

$\Delta \phi$: Hücrenin elevasyondaki açısal genişliği

θ_j : Hücrenin Azimut değeri

ϕ_i : Hücrenin elevasyon değeri

α : Suyun soğurma katsayısı

P_T : Verici hüzmeye deseni fonsiyonu

P_R : Alıcı hüzmeye deseni fonsiyonu

θ_S : Sıyırma açısı (Yüzey)

v : Rüzgar Hızı

θ_B : Sıyırma açısı (Dip)

α_n : Işın yolunun mesafe düzlemiyle yaptığı açı

T_s : Zaman adımı

g : Ses hızı profilinin derinliğe göre türevi

SONAR SİNYALLERİNİN YANKILANMA MODELLEMESİ

ÖZET

II. Dünya savaşından bu yana sonarlar askeri ve sivil çok geniş bir kullanım alanı bulmuştur. Sonarların aktif arama veya haberleşmede kullanım performansları deniz ortamının karmaşıklığına çok bağlıdır. Aktif sonar iletimlerinde sonara dönen istenmeyen yankıların güç seviyesinin kestirimi hem performansın hesaplanması hem de istenilen performansın yakalanması için nelerin yapılabileceğine yönelik (sinyal gücünün artırılıp azaltılması, iletim yerinin değiştirilmesi gibi) karar verilmesinde kullanılabilir. Geri dönen yankı işaretleri sonarın gönderdiği sinyale, deniz ortamına ve sonarın alıcı-verici karakteristiğine bağlıdır. Özellikle deniz ortamının karmaşıklığı modellemesi zor olan bir problemdir. Belirli kabullerle bu problemler kolaylaştırılmakla beraber sonuçların basitleşmesine ve istenilen sinyal karakteristiklerinin yok olmasına sebep olmaktadır. Temel olarak yankıma seviyesi denklemi yayılım kaybını, ortamın geri saçılma modeli, alıcı-verici karakteristikliğini ve uzaysal konumu içerir. Modelleme yaklaşımlarında bu denklemi temel alır. Bu çalışmada benzetim mimarisi gelecek çalışmalarla genişletilebilecek şekilde MATLAB ortamında modüler olarak kurgulanmıştır ve parametrelerin duyarlılık analizi yapılmıştır. Hesaplanan yankıma katsayıları giriş sinyalinden bağımsızdır. Çalışmada, benzer önceki çalışmalar gibi deniz ortamı hücresel modelleme yoluyla benzetilmiştir. Bu modeller iyi tanımlı bir geometriye sahip olmakla birlikte yayılım probleminin en önemli parametresi olan ses hızı sabittir. Ses hızının değişiminin modele konması için işin izleme yöntemi ile yayılım kayıpları hesaplanmış ve modele uygun hale getirmek için iki boyutlu çözüm yatay eksenle döndürülerek üç boyutlu hale getirilmiştir. Elde edilen sonuçlarda ses hızının değişiminin yankıma seviyesindeki etkisi görülmüştür.

REVERBERATION MODELING OF SONAR SIGNALS

SUMMARY

Since World War II, sonars have used widespread areas for civil and military. Performance of sonar for active searching and communication widely depend on inhomogeneities of sea medium. Prediction of reverberation power level in active sonar transmissions can be used for performance calculation and decision of performance improving such as adjusting of signal power or translocation of sonar. Echo signals depend on transmitted signal, medium and transmitter-receiver characteristic. Specially, modeled of physical properties of sea medium is a very difficult problem. Although, certain assumptions make easier this problem, results are simple and losing important characteristic of signal. Basically, equation of reverberation level consists of transmission loss, back scattering coefficient of medium, transmitter-receiver characteristic and spatial position. Modelling approach based on this equation. In this study, simulation architecture has constructed as modules which can be improved in future working in MATLAB and sensitivity analysis has done. Computed reverberation coefficients are independent from input signal. In this study, sea medium has subdivided into cells like similar previous working. These working have a well-defined geometric approach, however, sound speed which is most important parameter of propagation of sound is constant. Transmission loss has been computed by ray tracing method to insert of changing of sound speed and 2D solution has been rotated horizontal axis to achieve suitable solution for 3D modelling approach. Effect of changing of sound speed on reverberation level has been observed in results.

1 GİRİŞ

Sualtı yankıma kavramına girmeden önce sonar ve sonar denklemlerinin bilinmesi gerekmektedir.

1.1 Sonar ve Sonar Denklemleri

SONAR (SOund Navigation And Ranging) sualtı akustiğinde ses dalgalarının alınması ve belirli amaçlar (kılavuzluk,iletişim,başka araçların belirlenmesi gibi) için üretilmesini sağlayan ve RADARın (RAdio Detection And Ranging) sualtı akustiğindeki kavramsal benzeridir. Alıcı elemanlarına hidrafon, verici elemanlarına projector denen ve karakteristikleri lineer ve tersinir olan transdüktörlerdir [1]. Malzeme gerinimi (strain) ile indüklenen elektrik ve manyetik alan veya terside olabilen malzeme davranışlarından yararlanarak yapılan hidrafonlar basit olarak akustik bir girişi elektriksel sinyale çeviren, projektör de elektrik giriş sinyalini akustik sinyallere çeviren elemanlardır [2]. Transdüktörler dizi biçimde kullanılarak alıcı ve verici karakteristiği yönlülüğe bağlı Beam Pattern (Hüzme Deseni) fonksiyonları olarak yazılabilir.

Aktif sonar transmisyonları(iletimleri), ‘ping’ denilen ve projektörlerle oluşturulan akustik darbelerin su içine gönderilmesi ve aydınlatılan bölgelerden gelen yankıları (echo) uyarlamalı süzgeç (matched filter processing) tasarımlı bir alıcı ile almaktır [1].

Sonar denklemleri, parametreleri desibel cinsinden ve tanımlarına bağlı olarak normalize edilmiş basit cebirsel ifadelerdir. Alınan sinyallerin arka planın gürültü veya yankıma tanımlanmasına göre aktif sonar denklemleri 1.1 ve 1.2 de gibidir [3].

$$SL - 2TL + TS = NL - DI + RD_N \quad (1.1)$$

$$SL - 2TL + TS = RL + RD_R \quad (1.2)$$

Tablo 1: Sonar Parametreleri(Referans Şiddet=1 µPa)

Parametre	Sembol	Referans	Tanım
Kaynak Seviyesi(Source Level)	SL	Yayılm eksenine göre, Kaynaktan 1m ötesi	10log(Kaynaktaki Şiddet/Referans Şiddet)
İletim Kaybı(Transmission Loss)	TL	Kaynağın 1m ötesinden hedefe	10log(1m deki Sinyal Şiddeti /Hedefteki Sinyal Şiddeti)
Hedef Kuvveti(Target Strength)	TS	Hedefin akustik merkezinden 1m ötesi	10log(Yakının 1m Ötedeki Şiddeti /Çarpan Dalganın Şiddeti)
Gürültü Seviyesi(Noise Level)	NL	Hidrafonlarda	10log(Gürültü Şiddeti/Referans Şiddet)
Alıcı Yönlülük İndeksi(Receiving Directivity Index)	DI	Hidrafonlarda	10log(Yönsüz bir Hidrafonun Gürültü Gücü /Alıcı Hidrafonun Gürültü Gücü)
Yankıma Seviyesi(Reverberation Level)	RL	Hidrafonlarda	10log(Hidrafondaki Yankıma Gücü /Referans İşaretin Gücü)
Tanımlama Eşiği(Recognition Differential)	RD	Hidrafonlarda	10log(Kullanılan Tespit Fonksiyonuna Uygun İşaret Gücü /Hidrafondaki Gürültü Gücü)

1.2 Çalışmanın Amacı

Bölüm 1.1 bahsedildiği gibi sonar denklemlerinin parametreleri anlık güç spektrumları biçimindedir ama yankıma seviyesin aslında gönderilen sinyal, doppler

etkisi ve deniz ortamına bağlı olarak değişmektedir. Bu çalışmadaki amaç sonar denklemlerindeki yankıma seviyesini yukarıdaki etkileri de içerecek biçimde benzete bilmektir. Daha önceden yapılmış yankıma modellerinden yola çıkılarak özellikle bu modellerin içermediği ses hızı değişiminin yayılım kaybı üstündeki etkisini içeren değiklikler yapılmıştır.

Tezde ikinci bölüm olarak yankıma kavramının tanımı, formülü, geometrisi ve dalga denkleminde çıkarımından bahsedilecektir. nc bölümde modelleme yaklaşımından, mimarisinden ve kullanılan alt modüllerden bahsedilmiştir. Dördüncü bölüm ışın izleri yönteminden ve bunun modele uygulanarak alınan sonuçlardan bahsedilecektir.

2 YANKIMA

2.1 Yankıma Nedir?

Deniz içi ve sınır (yüzey ve dip) bölgelerindeki saçıcılar ve saçıcı işlevlerinden (process) saçılan ve alıcı sensörüne gelen tüm akustik yankıların toplamına REVERBERASYON denir [3], [4]. Sonara gelen yankılar istenmeyen sinyallerdir. Gerçek hedefin veya haberleşme yapılıyorsa bilgi sinyallerinin üstüne gürültü gibi gelir ve bunları örter. Bu sebeple yankıma seviyesini sonarın konumuna ve ortama bağlı olarak kestirilmesi hedef tespiti veya sualtı haberleşmelerinin sağlıklı bir şekilde yapılması için kritiktir.

2.2 Yankıma Türleri

Sualtı yankıma kaynakları ise üç başlıkta toplanabilir.

Hacim Yankılanması : Deniz içindeki biyolojik yaşam(balıklar, memeliler, mikroorganizmalar vb.), saçıcı parçacıklar ve denizin homojen olmayan yapısından (ısıl yayılımındaki düzensizlik, ses hızında ve yoğunlukta dalgalanma, denizin katmanlaşması) kaynaklanır [3],[4],[5]. Deniz canlılarında yankıma iki özelliğe bağlıdır. Bunlar sahip oldukları hava keselerinin çapı veya canlının boyudur. Canlıların hava keselerine göre ve canlının fiziksel boyuna göre tespitite kullanılabilecek akustik dalga frekanslarının değerleri Tablo 2 de vardır [6].

Yüzey Yankılanması : Deniz yüzeyde deniz üstünden esen rüzgarlar sebebiyle rüzgar sürümlü dalgalar oluşur ve deniz yüzeyinin düzgünlüğünü bozar. Rüzgar sürümlü dalgaların ve su üstü gemilerinin suyu yarma hareketinden dolayı oluşan hava balonlarının da akustik dalgaları yansıtma özelliği vardır. Baloncuğun boyutları ve dalganın dalga boyuna bağlı olarak rezonans değeri değişmektedir bu da geri saçılan akustik enerjinin büyüklüğünü etkilemektedir [3],[4],[5].

Tablo 2: Deniz canlılarının boyuna ve hava keselerine göre tespit frekansları

Hava Keselerine göre en az ve en fazla frekans değerleri	Canlı	Canlı Boyu ($k \cdot a = 1$; k :dalga sayısı= $2\pi/\lambda$; a :Etkin canlı boyu(balıklar için silindir çapı, zooplaktonlar için ise küre çapıdır(L ve a_{es})))
-	Memeliler ve büyük balıklar ($L > 2m$)	<1.2 kHz
15-60Hz 150-600Hz	Büyük Nektonlar (Planktonlarla beslenen deniz canlıları):Morina,Tuna ve benzerleri Hava keseliler ($200cm > L > 20cm$)	1.2 kHz 12 kHz
150-600Hz 1500-6000Hz	Küçük nektonlar ve Büyük zooplanktonlar: Hamsi, karides vb. ($20cm > L > 2cm$)	12 kHz 120 kHz
1.5-6kHz 15-60kHz	Zooplanktonlar, Balık larvaları, karides benzeri kabuklular, krill vb. ($20mm > L$ veya $a_{es} > 2mm$)	120 kHz 1200 kHz
-	Tatlı su kabukluları vb. ($2mm > a_{es} > 0.2mm$)	1.2 MHz 12 MHz

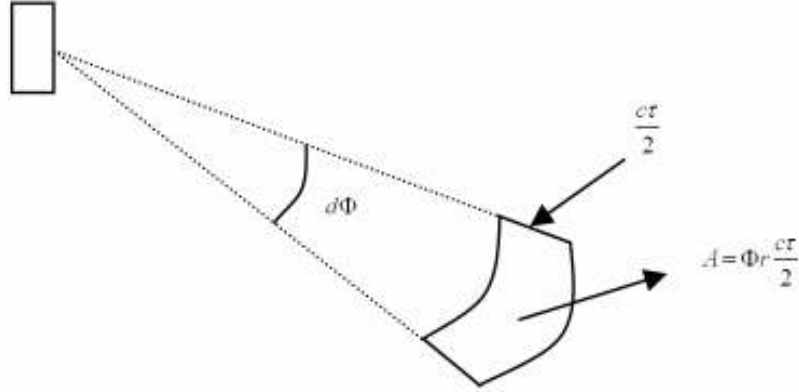
Dip Yankılanması : Deniz tabanı da deniz yüzeyi gibi düz bir yapıda değildir kabarıklık biçiminde düzensiz olarak inip çıkmaktadır. Deniz tabanı sediment denilen sıvı ve katı arası, heterojen bir süspansiyon bileşimi olarak tanımlanmaktadır. Sediment yapısını oluşturan malzemelerin (kum,kil,mil gibi) yerleşimi ve oranları dalga yansıması ve saçılmasını etkilemektedir [3],[4],[5].

2.3 Düzlem Dalga Yankıma Kabulleri

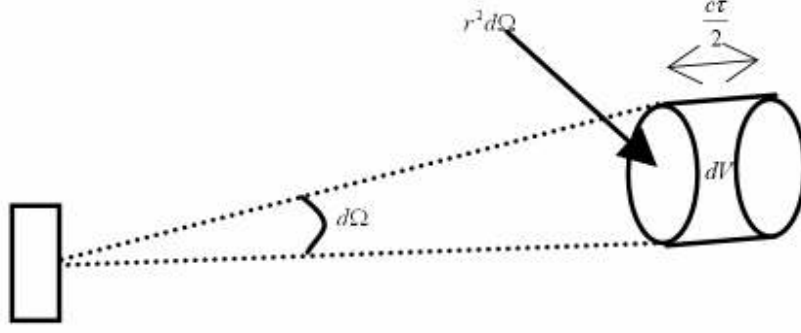
Sonar denkleminde geçen yankıma seviyesi (RL) ve önceki bölümde anlatılan yankıma türlerinde gelen veya yankılanan dalga düzlem dalgadır. Su altı yankıma işlevi ortam karmaşıklığının yüksekliği, parametrelerinin ölçülmesinin mümkün olmaması veya çok güç olması sebebiyle modellenmesinin kolaylaştırılması için bazı kabuller yapılmaktadır;

- Suyun soğurmasını içeren, düz hatlar boyunca küresel yayılımdır,
- Her hangi bir zaman anı için aydınlatılan bölge (alan veya hacim) saçıcılar homojen olarak yayılmıştır,
- Birim hacim veya alan içinde yeterli sayıda saçıcı düşecek kadar saçıcı yoğunluğu vardır,
- Birim hacmin veya alanın sınırları darbe (ping) süresine göre yayılımı etkilemeyecek kadar küçüktür,
- Çoklu saçılımlar göz önüne alınmaz [7].

2.4 Yankıma Seviyesi Denklemi



Şekil 1: Yüzey alanından yankıma geometrisi



Şekil 2: Hacim yankıma geometrisi

Şekil 1 ve Şekil 2 de gösterildiği gibi, yankıma seviyesi (Reverberation Level) kapalı bir hacim veya yüzey parçası için yapılan kabuller altında her bir yankıma alanı veya hacmi için ayrı ayrı hesaplanır. Birim hacim veya alan üzerinde alınan entegral ifade alıcı ve verici hüzmeye deseni fonksiyonlarının çarpımını içerir [4].

$$RL_V = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{r^4} s_V \int_V b b' dV \right) dV = r^2 \frac{c\tau}{2} d\Omega \quad (2.1)$$

$$RL_S = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{r^4} s_S \int_A b b' dA \right) dA = r \frac{c\tau}{2} d\Phi \quad (2.2)$$

r: Aydınlatılan bölgeye olan uzaklık.

I_0 : Kaynaktan birim uzaklıktaki dalganın şiddeti.

s_V : Saçıcının geri-saçılma kesit alanı kuvveti.

b: Verici hüzmeye deseni.

b': Alıcı hüzmeye deseni.

d_V, d_A : Saçıcı alanın birim hacmi veya birim alanı.

c: Ses hızı.

τ : Ping işaretinin süresi.

2.5 Yankıma Seviyesi ve Aktif Sonar Denklemi

Dönen sonar yankıları için aktif sonar denklemi $EL=SL-2TL+TS$ biçimindedir ve burada EL yankı seviyesi (echo level), SL kaynak seviyesi (source level) ve TS ise

hedef kuvvetidir (target strength). Bu denklemdeki tüm parametreler güç (dB) birimindedir.

$RL_V = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{r^4} s_V \int_V bb' dV \right)$ denklemi de bu denklem doğrultusunda düzenlenirse,

$EL = RL = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{r^4} s_V \int_V bb' dV \right) = SL - 2TL + TS$ buradan tüm parametrelerin

tanımı, $SL = 10 \log_{10} I_0$ için sonarın gönderdiği işaretin gücü, $TL = 20 \log_{10} r$ için

sonardan saçıya veya saçıcıdan sonara olan yayılım kaybı ve

$TS = 10 \log_{10} \left(s_V \int_V bb' dV \right) = S_V + A$, $A = 10 \log_{10} \left(\int_V bb' dV \right)$ için yankıma bölgesinin

hedef kuvvetidir [2].

2.6 Yankımanın Dalga Denkleminde Çıkarımı

Middleton'un makalesinden gibi başlayarak [8], homojen ortamda ki dinamik basınç denklemi ve kaynak fonksiyonu aşağıdaki gibidir,

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -G_T(t, \mathbf{R}_T) \quad (2.3)$$

Verici sonarı için açıklık fonksiyonu aşağıdaki gibi konuma ve frekansa bağlı kompleks bir ifade alınır ve ifadenin frekans dönüşümü de ($\mathbf{R}_T$: Verici açıklığının koordinat vektörü, a_T : Genlik, ϕ_T : Faz fonksiyonları),

$$A_T(\mathbf{R}_T, f) = a_T(\mathbf{R}_T, f) e^{j\phi_T(\mathbf{R}_T, f)} \quad (2.4)$$

Bu ifadenin zaman domenini gösterilimi de,

$$\alpha_T(\mathbf{R}_T, t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_T(\mathbf{R}_T, f) e^{j\phi_T(\mathbf{R}_T, f) + j2\pi ft} df \quad (2.5)$$

Ortama verilen bir sinyal için, küçük açıklık değişimlerinde veya başka bir ifade biçimi olarak belirli bir vektör değeri için aynen lineer bir filtrede olduğu gibi aşağıdaki ifade yazılabilir, S_M ortamdaki akustik işaret ve S_{in} de kaynak sinyalidir (gönderilen ping sinyali). İfadenin sol yanı zaman domeninde konvolüsyonu, sağ taraf ise frekans işaretlerinin çarpımının ters Fourier dönüşümüdür [8].

$$\begin{aligned}
S_M(t, \mathbf{R}_T) \cdot d\mathbf{R}_T &= d\mathbf{R}_T \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_T(t - \tau, \mathbf{R}_T) S_{in}(\tau, \mathbf{R}_T) d\tau \\
&= d\mathbf{R}_T \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{j2\pi ft} df
\end{aligned} \tag{2.6}$$

V_T hacimli bir açıklığa sahip verici için “Hüzme deseni (beam pattern)” ifadesi ise konuma göre Fourier dönüşümünü alarak bulanabiliriz [8],

$$\Psi(\mathbf{v}_T, f) \equiv \mathfrak{F}_{\vec{R}_T}^{-1} \{A_T\} = \int_{V_T} A_T(\mathbf{R}_T, f) e^{j2\pi \mathbf{v}_T \cdot \mathbf{R}_T} d\mathbf{R}_T, \mathbf{v}_T = \mathbf{v}_T(\lambda_T) \tag{2.7}$$

Yukarıdaki ifadede λ_T dalga boyu ve k dalga sayısı olmak üzere $\mathbf{v}_T$ vektörel spatial (uzaysal) frekansdır [8].

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}_T &= \mathbf{i}_x \cdot \nu_x + \mathbf{i}_y \cdot \nu_y + \mathbf{i}_z \cdot \nu_z = \mathbf{k} / 2\pi \\
&= \mathbf{i}_x \cdot \lambda_x^{-1} + \mathbf{i}_y \cdot \lambda_y^{-1} + \mathbf{i}_z \cdot \lambda_z^{-1}
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Alıcı ve verici açıklık fonksiyonları ayrıntılı sınır koşulları altında çözümünü gerektirmekle birlikte istatistiksel modelleme için belirli değerler olarak alınabilir [8].

İsotropik ve homojen ortam için vericiden yayılan basınç alanının hesaplanması için uzak alan koşulları ($L_{\max} \ll r; L_{\max}$: En büyük açıklık) için dinamik basınç denklemini düzenlenirse (Açıklık üzerindeki genlik değişimi ihmal edilmektedir.) [8],

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -G_T(t, \mathbf{R}_T) \tag{2.9}$$

Ortamdaki akustik işaret kaynak fonksiyonuna eşittir.

$$\begin{aligned}
G_T(t, \mathbf{R}_T) &\equiv S_M(t, \mathbf{R}_T) = \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{j2\pi ft} df \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_T(t - \tau, \mathbf{R}_T) S_{in}(\tau, \mathbf{R}_T) d\tau
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Green fonksiyonunun üç boyutlu dalga denklemi için, yankıma modellemesine uygun olarak ses hızı sabit ve çözümünde $-\infty < x, y, x_0, y_0 < \infty$, $0 < z, z_0 < h$ ve $0 < t$ sınırları içinde, $p(x, y, z, 0 | x_0, y_0, z_0, t_0) = p_t(x, y, z, 0 | x_0, y_0, z_0, t_0) = 0$ için aşağıdaki ifade yazılabilir [9].

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p(x, y, z; t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p(x, y, z; t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p(x, y, z; t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(x, y, z; t)}{\partial t^2} \\ = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) \delta(t - t_0) \end{aligned} \quad (2.11)$$

İfadenin önce zamana göre Laplace dönüşümü alınırsa,

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} - \frac{s^2 P}{c^2} = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) e^{-st_0} \quad (2.12)$$

Daha sonra uzay konumları için üç boyutlu ters Fourier dönüşümü aşağıdaki gibi ifade edilebilir [9],

$$\begin{aligned} P(x, y, z, s | x_0, y_0, z_0, t_0) = \\ \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{P}(k, l, m, s | x_0, y_0, z_0, t_0) e^{j(kx + ly + mz)} dk dl dm \end{aligned} \quad (2.13)$$

İfadenin Fourier dönüşümü alınırsa,

$$\bar{P}(k, l, m, s | x_0, y_0, z_0, t_0) = \frac{c^2}{s^2 + c^2 (k^2 + l^2 + m^2)} e^{-jkx_0 - jly_0 - j mz_0 - st_0} \quad (2.14)$$

bulunur. Ters Fourier dönüşümü yapılırsa,

$$\begin{aligned} P(x, y, z, s | x_0, y_0, z_0, t_0) = \\ e^{-st_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j[k(x-x_0) - l(y-y_0) - m(z-z_0)]}}{\frac{s^2}{c^2} + (k^2 + l^2 + m^2)} dk dl dm \end{aligned} \quad (2.15)$$

Küresel koordinatlara dönüşümü yapılırsa. $\chi = (k^2 + l^2 + m^2)$ olmak üzere polar eksen ($\theta=0$) orijinden $(x-x_0, y-y_0, z-z_0)$ noktasına yarım çizgi olarak düşünülürse $x-x_0=0$, $y-y_0=0$, $z-z_0=R$ ve $k = \chi \cos(\varphi) \sin(\theta)$, $l = \chi \sin(\varphi) \sin(\theta)$, $m = \chi \cos(\theta)$ olur. Bu durumda denklemin entegrallerinin sınırları tekrar düzenlenirse [9],

$$\begin{aligned}
P(x, y, z, s |_{x_0, y_0, z_0, t_0}) &= \frac{e^{-st_0}}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\chi^2 e^{j\chi R \cos(\theta)}}{\chi^2 + \frac{s^2}{c^2}} \sin(\theta) d\varphi d\theta d\chi \\
&= \frac{e^{-st_0}}{(2\pi)^2} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{\chi^2 e^{j\chi R \cos(\theta)}}{\chi^2 + \frac{s^2}{c^2}} \sin(\theta) d\theta d\chi \\
&= \frac{e^{-st_0}}{(2\pi)^2 jR} \int_0^\infty \frac{\chi e^{j\chi R}}{\chi^2 + \frac{s^2}{c^2}} d\chi
\end{aligned} \tag{2.16}$$

halini alır. Burada $R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$. Buradan $R \neq 0$ için

$$P(x, y, z, s |_{x_0, y_0, z_0, t_0}) = \frac{e^{-sR/c - st_0}}{4\pi R} \tag{2.17}$$

olarak bulunur ve ters Laplace dönüşümü alınırsa ($t_0=0$)

$$\begin{aligned}
p(x, y, z, t |_{x_0, y_0, z_0, t_0}) &= \frac{\delta(t - t_0 - R/c)}{4\pi R} \\
&= \frac{\delta(t - R/c)}{4\pi R} \\
&= \frac{\delta\left(t - \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2} / c\right)}{4\pi \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}}
\end{aligned} \tag{2.18}$$

bulunur. Daha sade bir biçimde ifade $\mathbf{R}_T$ ve $\mathbf{R}$ konum vektörleri kullanılarak ifade edilirse,

$$\begin{aligned}
p(t, \mathbf{R}) &= \int_{V_T} G_T(t - r/c, \mathbf{R}_T) d\mathbf{R}_T \\
&= \int_{V_T} \frac{d\mathbf{R}_T}{4\pi |\mathbf{R} - \mathbf{R}_T|} \int_{-\infty}^\infty A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{j2\pi f(t-r/c)} df
\end{aligned} \tag{2.19}$$

$$r = |\mathbf{R} - \mathbf{R}_T| \doteq R - \mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_T \tag{2.20}$$

$$\mathbf{i}_T = \cos \theta_T \cos \phi_T \mathbf{i}_x + \sin \theta_T \cos \phi_T \mathbf{i}_y + \sin \phi_T \mathbf{i}_z \tag{2.21}$$

r burada açıklık ile alan vektörü arasındaki fark vektörünün uzunluğudur. t^* ise $\mathbf{R}_T$ konumlu bir vericinin ($\mathbf{i}_T$ birim vektördür) $\mathbf{R}$ konumundaki bir noktaya varma süresidir [8].

$$p(t, \mathbf{R})|_Z \doteq \frac{1}{4\pi R} \int_{V_T} d\mathbf{R}_T \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{j2\pi f t^*} df$$

$$t^* = t - R/c + \mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_T / c \quad (2.22)$$

$\mathbf{R}_i$ gibi bir konum vektörüne sahip saçıcı noktası $h'_M(\tau, f | \mathbf{R}_i)$ gibi genel bir darbe cevaplı filtre olarak kabul edilirse (yukarıdaki ifadelerdeki açıklık fonksiyonuna benzer bir şekilde) geri saçılımdan oluşan akustik basınç alanı ($\mathbf{r} : \mathbf{R}_i$ orijin olmak üzere saçılımın alan vektörü.) [8],

$$\nabla^2 p_{scat-i} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{scat-i}}{\partial t^2} = -G_{scat}(t, \mathbf{r} | \mathbf{R}_i) \quad (2.23)$$

Kaynak fonksiyonu da yukarıdaki ifadelere benzer bir şekilde [8],

$$G_{scat}(t, \mathbf{r} | \mathbf{R}_i) = \delta(\mathbf{r} - 0) \int_{-\infty}^{\infty} h'_M(\tau, t | \mathbf{R}_i) p_{inc}(t - \tau; \mathbf{R}_i) d\tau \quad (2.24)$$

h_M zaman bağımsız filtre cevabı için bazı gerekli dönüşümler;

Yayılm Fonksiyonu (Spreading Function): Filtre cevabı için frekanstaki kaymayı karakterize eder [8].

$$H_M(\tau, \nu | \mathbf{R}_i) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} h_M(\tau, t | \mathbf{R}_i) e^{-j2\pi \nu t} dt \quad (2.25)$$

Anlık Transfer Fonksiyonu (Instantaneous Transfer Function): Belirli bir an için, her frekans birleşeninin anlık genlik ve faz kayması bilgisini verir [8].

$$Y_M(f, t | \mathbf{R}_i) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} h_M(\tau, t | \mathbf{R}_i) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (2.26)$$

Çift Frekans Fonksiyonu (Bi-Frequency Function): Giriş işaretinin hem frekans hem de frekans kaymasını verir [8].

$$\mathcal{Y}_M(f, \nu | \mathbf{R}_i) \equiv \int \int_{-\infty}^{\infty} h_M(\tau, t | \mathbf{R}_i) e^{-j2\pi f \tau - j2\pi \nu t} d\tau dt \quad (2.27)$$

p_{inc} işaretinin açıklık fonksiyonu ve giriş sinyali ile zaman domeninde konvolusyonuna eşit olan ifadesi [8],

$$p_{inc}(t, \mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_T} \alpha_T(t - R/c + \mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_T / c - \tau, \mathbf{R}_T) S_{in}(\tau, \mathbf{R}_T) d\mathbf{R}_T \quad (2.28)$$

Zaman domenindeki fonksiyonlarla ifade edilen basınç alanı fonksiyonların frekans domeni ifadeleri ise [8],

$$p_{inc}(t, \mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi R} \int_{V_T} d\mathbf{R}_T \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{j\omega(t-R/c)} df \quad (2.29)$$

$A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) = A'_T(f, \mathbf{R}_T | S_{in})$ İfadesi şeklinde genelleştirilirse ve V_T hacmi içinde integral alınırsa sonuç genelleştirilmiş hüzme deseni fonksiyonudur [8].

$$p_{inc}(t, \mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi'_T(\mathbf{f}_{\mathbf{T}_i} / c, f | S_{in}) e^{j\omega(t-R/c)} df \quad (2.30)$$

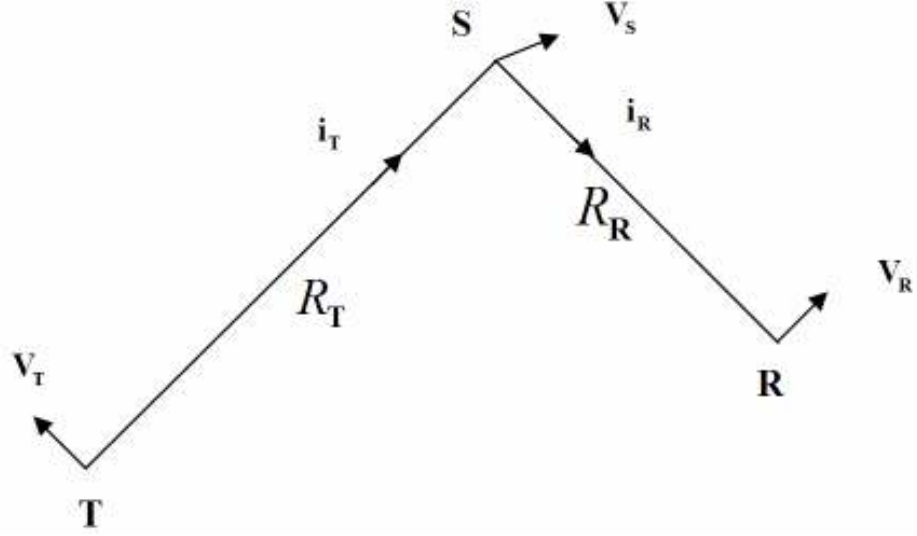
$\mathbf{R}_{\mathbf{T}_i} = \mathbf{R}_i$ noktasında ki saçıcının oluşturacağı basınç alanı ifadesi ise yukarıdaki p_{inc} ifadesinin yerine konması ile (Alıcı ve saçıcı noktaları sabit) [8],

$$\begin{aligned} p_{scat}(r, \mathbf{R}')_i &\doteq \frac{1}{4\pi R'} \int_{-\infty}^{\infty} h'_M(\tau', t - R'_i / c | \mathbf{R}_{\mathbf{T}_i}) d\tau' \dots \\ &\int_{V_T} \frac{d\mathbf{R}_T}{4\pi R_{T_i}} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_T(t - \tau' - \tau - t_{d_i} + \mathbf{i}_{\mathbf{T}_i} \cdot \mathbf{R}_T / c, \mathbf{R}_T) S_{in}(\tau, \mathbf{R}_T) d\tau \\ t_{d_i} &= R'_i / c + R_{T_i} / c \end{aligned} \quad (2.31)$$

İfade yukarıda p_{inc} yapıldığı gibi p_{scat} için de yapılırsa,

$$\begin{aligned} p_{scat}(r, \mathbf{R}')_i &= \frac{1}{4\pi R'} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi'_T(\mathbf{f}_{\mathbf{T}_i} / c, f | S_{in}) \dots \\ &Y'_M(f, t - R' / c | \mathbf{R}_{\mathbf{T}_i}) e^{j\omega(t-t_{d_i})} df \end{aligned} \quad (2.32)$$

t_{d_i} doğru hesaplanması için Şekil 3 de verilen geometriye uygun Doppler kaymalarının hesaplanması gerekmektedir [8],[10].



Şekil 3: Doppler Geometrisi

İletim anında ki verici ile saçıcı arasındaki mesafe (t_T : Darbenin vericiden gönderilme zamanı)

$$R_T(t_T) = R_T - (v_{TS} + v_{ST})t_T, \\ v_{TS} = \mathbf{v}_T \cdot \mathbf{i}_T, v_{ST} = -\mathbf{v}_S \cdot \mathbf{i}_T \quad (2.33)$$

Saçıcıya ulaşan darbenin zamanı t_S 'dir ve dalga $t_S - t_T$ zaman aralığında güncel mesafeyi almış olur [8],[10].

$$R_T(t_T) - (t_S - t_T)(c + v_{ST}) = 0 \quad (2.34)$$

Buradan,

$$t_S = \{R_T + (c - v_{TS})t_T\} / (c - v_{ST}) \quad (2.35)$$

Benzer ifadeler alıcı ile saçıcı arasında kurulursa,

$$R_R(t_S) = R_R - (v_{SR} + v_{RS})t_S, \\ v_{RS} = \mathbf{v}_R \cdot \mathbf{i}_R, v_{SR} = -\mathbf{v}_S \cdot \mathbf{i}_R \quad (2.36)$$

$$R_R(t_S) - (t_R - t_S)(c + v_{RS}) = 0 \quad (2.37)$$

$$t_S = \{R_R - (c + v_{RS})t_R\} / (v_{SR} - c) \quad (2.38)$$

İkinci bir t_S bulunur ve t_R t_T 'ye bağlı olarak hesaplanabilir.

$$t_R = \left\{ R_R + R_T \left(\frac{1 - \beta_{SR}}{1 + \beta_{ST}} \right) \right\} / (1 + \beta_{RS})c + t_T \cdot \left(\frac{1 - \beta_{TS}}{1 + \beta_{ST}} \right) \left(\frac{1 - \beta_{SR}}{1 + \beta_{RS}} \right),$$

$$\beta_{SR} \equiv v_{SR} / c; \beta_{ST} \equiv v_{ST} / c; \beta_{RS} \equiv v_{RS} / c; \beta_{TS} \equiv v_{TS} / c \quad (2.39)$$

$t_T = t - t'$ 'şu an' için ve t' iletimde geçen süredir (elapsed). t_d istenen alıcıdan vericiye olan iletim gecikmesidir ve $\tau = t'$ dönüşümü yapıldıktan sonra [8],[10],

$$t_d = \left\{ R_R + R_T \mu_1^{-1} \right\} / (1 + \beta_{RS})c + (\tau - t)[1 - \mu_1^{-1} \mu_2^{-1}] = t_d(\tau, t),$$

$$\mu_1 \equiv \frac{1 + \beta_{ST}}{1 - \beta_{SR}}; \mu_2 \equiv \frac{1 + \beta_{RS}}{1 - \beta_{TS}}; \mu \equiv \mu_1 \mu_2; \beta \equiv 1 - \mu_1^{-1} \mu_2^{-1},$$

$$T_0 \equiv (R_R + R_T \mu_1^{-1}) / (1 + \beta_{RS})c$$

$$t_d = T_0 + (\tau - t)\beta = T_0 + \left(\frac{\mu - 1}{\mu} \right) (\tau - t) \quad (2.40)$$

t_d ifadesini 'şu andaki' alıcı verici uzaklığına göre ifade edersek [8],[10],

$$t_d = (R'_R + R'_T) / c = F(\tau, t) \quad (2.41)$$

$$R'_T / c = t_S - t_T$$

$$= \left\{ R_T / c + (\tau - t)(\beta_{TS} + \beta_{ST}) \right\} / (1 + \beta_{ST}) \quad (2.42)$$

$$R'_R / c = t_R - t_S = \left[R_R - R_T \left(\frac{\beta_{SR} + \beta_{RS}}{1 + \beta_{ST}} \right) \right] / (1 + \beta_{RS})c$$

$$+ (\tau - t) \cdot \left(\frac{\beta_{SR} + \beta_{RS}}{1 + \beta_{ST}} \right) \left(\frac{1 - \beta_{TS}}{1 + \beta_{RS}} \right),$$

$$= a + b \cdot (\tau - t) \quad (2.43)$$

Benzer bir şekilde alıcı açıklığı içinde [8],

$$U(t;;) = \int_{V_R} d\mathbf{R}_R \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_R(t - \tau, \mathbf{R}_R) p_{scat}(\tau, \mathbf{r}_R(\mathbf{R}_R)) d\tau, \mathbf{r}_R$$

$$= |\mathbf{R}_{R_i} - \mathbf{R}_R| = R_{R_i} - \mathbf{i}_{R_i} \cdot \mathbf{R}_R \quad (2.44)$$

$$\mathbf{i}_R = -[\cos \theta_R \cos \phi_R \mathbf{i}_x + \sin \theta_R \cos \phi_R \mathbf{i}_y + \sin \phi_R \mathbf{i}_z] \quad (2.45)$$

$$t_{d_i} = R_{R_i}' / c + R_{T_i}' / c \quad (2.46)$$

En genel hali ile bir verici, bir alıcı ve i gibi bir saçıcı noktasının olduğu sınırsız uzayda i saçısından yankıyan işaret [8],

$$\begin{aligned} U_i = & (4\pi R_{R_i})^{-1} \int_{V_R} d\mathbf{R}_R \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_R(t - \tau + \mathbf{R}_R \cdot \mathbf{i}_{R_i} / c, \mathbf{R}_R) d\tau \\ & \cdot \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} h_M'(\tau - \tau_1 - t_{d_i}[\tau_i, \tau], \tau - R_{R_i}'(\tau_1, \tau) / c \mid \mathbf{R}_{T_i}) d\tau_1 \right\} \\ & \cdot (4\pi R_{T_i})^{-1} \int_{V_T} d\mathbf{R}_T \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_T(\tau_1 - \tau_2 + \mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_{T_i}, \mathbf{R}_T) S_{in}(\tau_2, \mathbf{R}_T) d\tau_2 \end{aligned} \quad (2.47)$$

Yukarıdaki ifade için τ alıcı, τ_1 saçıcı ve τ_2 vericideki konvolüsyon operatörleridir [8].

U_i denklemindeki alıcı ve verici açıklıklarını lineer operatörler olarak tanımlıya biliriz [8].

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{AT} \{ \}_i & \equiv (4\pi R_{T_i})^{-1} \cdot \int_{V_T} d\mathbf{R}_T \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_T(t - \tau + \mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_{T_i} / c, \mathbf{R}_T) d\tau \\ \mathbf{T}_{AR} \{ \}_i & \equiv (4\pi R_{R_i})^{-1} \cdot \int_{V_R} d\mathbf{R}_R \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_R(t - \tau + \mathbf{R}_R \cdot \mathbf{i}_{R_i} / c, \mathbf{R}_R) d\tau \end{aligned} \quad (2.48)$$

Ortam cevap fonksiyonu hem frekans seçimliliğini (filtreleme) hem de zaman değişimini (varyasyonu) içermektedir ama filtreleme ihmal edilerek zamanda t_{di} ötelemesini (Dirac Delta Fonksiyonu) içeren dinamik kesit alanı (dynamic cross section) (γ_M) fonksiyonu olarak ifade edilebilir [8].

$$\left. \begin{aligned} h_M' &= h_M(\tau_1, \tau \mid \mathbf{R}_{T_i} \dots) \\ &= \gamma_M'(\tau_1 - t_{d_i}, \tau - R_{R_i}' / c \mid \mathbf{R}_{T_i}) \\ &= \gamma_M(\tau_1, \tau \mid \mathbf{R}_{T_i}, t_{d_i}, \dots) \end{aligned} \right\} \delta(\tau_1 - t_{d_i}[\tau_1, \tau]) \quad (2.49)$$

Ortam lineer operatörü [8],

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_M \{ \}_i & \equiv \int_{-\infty}^{\infty} h_M'(\tau - t_{di}[\tau, t], t - R_{R_i}(\tau, t) / c \mid \mathbf{R}_{T_i}) O_{t-\tau} d\tau \\ \mathbf{T}_M \{ \}_i & \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_M(\tau \mid \mathbf{R}_{T_i}) \cdot \delta(\tau - t_{di}[\tau, t]) O_{t-\tau} d\tau \end{aligned} \quad (2.50)$$

$\delta(\tau - t_{di}[\tau, t]) = \delta(\mu^{-1}\tau + \beta t - T_0)$ ifadesinden sırasıyla τ ve t çekilerek transformlar yapılırsa [8],

$$\begin{aligned} H_M(\tau, \nu | \mathbf{R}_{Ti}) &\equiv \beta^{-1} \gamma_M(\tau, T_0 \beta^{-1} - \mu^{-1} \beta^{-1} \tau | \mathbf{R}_{Ti}) e^{-j2\pi\nu(-T_0 + \mu^{-1}\tau)/\beta} d\tau \\ Y_M(f, t | \mathbf{R}_{Ti}) &\equiv \mu \gamma_M(-\mu\beta t + \mu T_0, t | \mathbf{R}_{Ti}) e^{-j2\pi\mu(\beta t - T_0)} dt \\ \mathcal{Y}_M(f, \nu | \mathbf{R}_{Ti}) &\equiv \mu e^{-j2\pi f \mu T_0} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_M(-\mu\beta t + \mu T_0, t | \mathbf{R}_{Ti}) e^{-j2\pi f \mu\beta - j2\pi\nu t} dt \end{aligned} \quad (2.51)$$

Beam Pattern ifadesi için bir daha düzenlenirse [8],

$$\begin{aligned} U_i &= [(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_R(\mathbf{i}_{Ri} f / c, f) e^{j2\pi f t} df \dots \\ &\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{Y}_M(f', f - f' | \mathbf{R}_{Ti}) \Psi'_T(\mathbf{i}_{Ti} f' / c, f' | S_{in}) df' \\ \nu &= f - f'; h_M(\tau, t | \mathbf{R}_T) \equiv h'_M(\tau - t_d, t - R'_R / c | \mathbf{R}_{Ti}) \end{aligned} \quad (2.52)$$

Yukarıda yazılan ifadeler hem Geniş Bant hem de Dar Bant için geçerlidir. Dar Bantlı işaretler için $e^{j2\pi f_0 t}$ ifadesi yanında giriş işaretinin genlik ve faz karakteristiği yavaş değişimlidir ve verici açıklığı için bu tip bir giriş işareti için frekansa duyarlı olmadığını kabul edilebilir [8].

$$\begin{aligned} S_{in}(t, \mathbf{R}_T) &= S_0(t, \mathbf{R}_T) e^{j2\pi f_0 t} \\ S_0(t, \mathbf{R}_T) &= A_0(t, \mathbf{R}_T) e^{j\phi_s(t, \mathbf{R}_T)} \end{aligned} \quad (2.53)$$

$$\begin{aligned} I_T &\doteq \int_{V_T} A_T(f_0, \mathbf{R}_T) S_0(t^*[\mathbf{R}_T], \mathbf{R}_T) e^{j2\pi f_0 t^*} d\mathbf{R}_T \\ t^* &= t - R/c + \mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_T / c \end{aligned} \quad (2.54)$$

$t_0 = t - R/c$; $\mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_T / c \leq L_{\max}$ ifadelerinden t^* düzenlenir ve açılırsa,

$$\langle |S_0(t_0, \mathbf{R}_T)|^2 \rangle \gg \left\langle \left| \dot{S}_0(t_0, \mathbf{R}_T) \right|^2 \right\rangle L_{\max}^2 / c^2, \text{ tüm } t_0, \mathbf{R}_T (\leq L_{\max}) \quad \text{ için, kabulü (giriş}$$

işaretini uzayda tek bir noktadan yayıldığı kabul edilirse, giriş işaretinin zaman argümanı açıklığın konum vektöründen bağımsız kabul edilirse) ile vericiden yayılan akustik şiddet ifadesi [8],

$$\begin{aligned}
I_T &\doteq \int_{V_T} [S_0(t_0, \mathbf{R}_T) + \mathbf{i}_T \cdot \mathbf{R}_T \dot{S}_0(t_0, \mathbf{R}_T) / c + \dots] \cdot A_T(\mathbf{R}_T, f_0) e^{j2\pi f_0 t} d\mathbf{R}_T \\
&\doteq \int_{V_T} S_0(t_0, \mathbf{R}_T) A_T(\mathbf{R}_T, f_0) e^{j2\pi f_0 [t_0 + j\mathbf{R}_T \cdot \mathbf{i}_T / c]} d\mathbf{R}_T
\end{aligned} \tag{2.55}$$

G_M ortam transfer fonksiyonun Fourier dönüşümüdür.

$$\begin{aligned}
U_i &= [(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_R(\mathbf{i}_{Ri} f / c, f_0) e^{j\omega t} df \dots \\
&\int_{-\infty}^{\infty} \mu_i G_M(f - \mu_i f' | \mathbf{R}_{Ti})_0 \cdot e^{-j\omega' \mu_i T_{0i}} \Psi'_T(\mathbf{i}_{Ti} f' / c, f_0 | S_{in}) df'
\end{aligned} \tag{2.56}$$

$f' - f_0 = f_1$ ve $f - \mu_i f_0 = f_2$ dönüşümleri yapılarak dar bant koşulları altında tek bir frekans birleşenine bağlı ‘beam pattern’ ifadelerine göre yayılım alanı ifadesi [8],

$$\begin{aligned}
U_i &= [(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}]^{-1} e^{j\omega_0 \mu_i (t - T_{0i})} \Psi_R(\mathbf{i}_R f_0 / c, f_0) \dots \\
&\int \int_{-\infty}^{\infty} \mu_i G_M(f_2 - \mu_i f_1 | \mathbf{R}_{Ti})_0 \cdot e^{-j\omega_2 t - j\omega_0 \mu_i T_{0i}} \Psi'_T(\mathbf{i}_T f_0 / c, f_0 | S_0(f_1)) df_1 df_2
\end{aligned} \tag{2.57}$$

Kompleks giriş sinyali gibi sistem cevabını da gerçel ve sanal ifadeler biçiminde gösterilebilir [8].

$$U_i = [U_{ci}(t, \mu_i, T_{0i}) - jU_{si}(t, \mu_i, T_{0i})] e^{j\omega_0 t} \tag{2.58}$$

Genelleştirilmiş ‘beam pattern’ ve ortam için çift frekanslı ifadesi kullanılarak [8],

$$\begin{aligned}
U_i &= [(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}]^{-1} \Psi_R(\mathbf{i}_R f_0 / c, f_0) \dots \\
&\int \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{Y}_M(f_1 + f_2, f_1 f_2 | \mathbf{R}_{Ti})_0 \cdot \Psi'_T(\mathbf{i}_T f_0 / c, f_0 | S_0(f_1)) df_1 df_2
\end{aligned} \tag{2.59}$$

Saçıyı frekans duyarsız ve zaman bağımsız dinamik kesit alanı fonksiyonu kabul edilirse [8].

$$\mathcal{Y}_M(f', f - f' | \mathbf{R}_{Ti}) = \mu_i \gamma_{0i} e^{-j\omega' \mu_i T_{0i}} \delta(f - \mu_i f') \tag{2.60}$$

$$G_M = \mu_i \mathcal{Y}_M e^{j\omega' \mu_i T_{0i}} = \gamma_{0i} \delta(f - \mu_i f') \tag{2.61}$$

$$\begin{aligned}
U_{i-n.b.} &= \frac{\mu_i \gamma_{0i} e^{-j\omega_0 \mu_i (t - T_{0i})}}{(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}} \Psi_R(\nu_{Ri}, f_0) \int_{V_T} A_T(\mathbf{R}_T, f_0) e^{j\nu_{Ti} \mathbf{R}_T} \dots \\
&S_0(\mu_i [t - T_{0i}]; \mathbf{R}_T) d\mathbf{R}_T
\end{aligned} \tag{2.62}$$

$$\begin{aligned}\mu_i &\equiv 1 + \mu_i \beta_i \equiv \alpha_i^{-1} = (1 - \beta_i)^{-1} \\ \mathbf{v}_{\mathbf{R}_i} &= \omega_0 \mathbf{i}_{\mathbf{R}_i} / c; \mathbf{v}_{\mathbf{T}_i} = \omega_0 \mathbf{i}_{\mathbf{T}_i} / c.\end{aligned}\quad (2.63)$$

Bu dönüşümlerden sonra uzak alan şartı altında ifade [8]
($S_0(\cdot; \mathbf{R}_T) = S_0()e^{-j\mathbf{v}_{0T} \cdot \mathbf{R}_T}$ ifadesi dönüşümleri yapılırsa.),

$$\begin{aligned}U_{i-n.b.} &= \frac{\mu_i \gamma_{0i} e^{-j\omega_0 \mu_i (t-T_{0i})}}{(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}} S_0(\mu_i [t-T_{0i}]) \dots \\ &\quad \Psi_R(\mathbf{v}_{\mathbf{R}_i} - \mathbf{v}_{0R}, f_0) \Psi_T(\mathbf{v}_{\mathbf{T}_i} - \mathbf{v}_{0T}, f_0) \\ &= (U_{ci} - jU_{si}) e^{j\omega_0 t}\end{aligned}\quad (2.64)$$

Akışkan ortamlarda basınç değişim olduğunda akışkan bu değişime uyum sağlaması belli bir süre içinde olur başka bir şekilde ifade edilirse, bir akustik bir dalga ortamda belli bir bölgeden seçtikten sonra bölgenin basıncının normal seviyesine dönmesi belli bir gevşeme zamanından (relaxation time) sonra olur. Buna göre Hooke Kanunu ile ifade edilen basınç yoğunluk ilişkisine zamana bağlı bir terimin eklemesi gerekmektedir [6], [11].

$$p = c^2 \rho + \alpha \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.65)$$

α suyun içindeki ve gevşeme mekanizmasını etkileyen magnezyum sülfat, borik asit ve sodyum klorür gibi moleküllerin yoğunluğuna bağlı bir sabittir. Yukarıdaki ifadeyi dalga denklemine konursa [6], [11],

$$\left(1 + \frac{\alpha}{c^2} \frac{\partial}{\partial t}\right) \nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -G_T(t, \mathbf{R}_T) \quad (2.66)$$

$$G_T = \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{j2\pi f t} df \quad (2.67)$$

$$\begin{aligned}\left(1 + \frac{\alpha}{c^2} \frac{\partial}{\partial t}\right) \nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} &= -G_T(t, \mathbf{R}_T) \xRightarrow{\text{Fourier}} \\ \nabla^2 P - \gamma^2(f) P &= -\frac{c^2}{c^2 + \alpha j 2\pi f} G_{T_0}(f, \mathbf{R}_T)\end{aligned}\quad (2.68)$$

$$\gamma^2(f) = \frac{-4\pi^2 f^2}{c^2 + \alpha j 2\pi f} = \frac{\left(\frac{j 2\pi f}{c}\right)^2}{\left(\sqrt{1 + \frac{\alpha j 2\pi f}{c^2}}\right)^2} \quad (2.69)$$

$$\gamma(f) = \frac{\frac{j 2\pi f}{c}}{\sqrt{1 + \frac{\alpha j 2\pi f}{c^2}}} \approx \left(\frac{j 2\pi f}{c}\right) [1 - j\pi \hat{\tau} f] \quad (2.70)$$

$$\hat{\tau} = \alpha / c^2 \quad (2.71)$$

Burada $\hat{\tau} = \alpha / c^2$ akışkan ortamın gevşeme zamanıdır (relaxation time).

Uzak alan ve sonsuz uzay şartlarında düzenlenirse [11],

$$P(f, \mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_T} \frac{d\mathbf{R}_T}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_T|} \left(\frac{c^2}{c^2 + \alpha j 2\pi f} \right) \dots \quad (2.72)$$

$$G_{T_0}(f, \mathbf{R}_T) \exp[-\gamma(f)|\mathbf{R} - \mathbf{R}_T|]$$

Zaman domenine çevirirsek [11],

$$P(f, \mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_T} \frac{d\mathbf{R}_T}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_T|} \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) \dots \quad (2.73)$$

$$\left(\frac{c^2}{c^2 + \alpha j 2\pi f} \right) \exp[j 2\pi f t - \gamma(f)|\mathbf{R} - \mathbf{R}_T|] df$$

$$P(f, R) = \frac{1}{4\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) S_{in}(f, \mathbf{R}_T) \dots \quad (2.74)$$

$$\left(\frac{c^2}{c^2 + \alpha j 2\pi f} \right) \exp[j 2\pi f t - \gamma(f)R] df$$

$$\gamma(f) = \left(\frac{j 2\pi f}{c} \right) [1 - j\pi \hat{\tau} f] = \frac{j 2\pi f}{c} + \frac{\hat{\tau} 2\pi^2 f^2}{c} \quad (2.75)$$

$$p(t, \mathbf{R})|_{t \geq 0} = \frac{1}{4\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi'_T(\mathbf{f}_T / c, f | S_{in}) \dots \quad (2.76)$$

$$Y_{path}(f | \mathbf{R}) \exp[j 2\pi f (t - R / c)] df$$

$$\Psi'_T(\mathbf{f}_T / c, f | S_{in}) \equiv \left(\frac{c^2}{c^2 + \alpha j 2\pi f} \right) \int_{-\infty}^{\infty} A_T(f, \mathbf{R}_T) \dots$$

$$S_{in}(f, \mathbf{R}_T) e^{-j 2\pi \mathbf{f}_T \mathbf{R}_T / \lambda_T} d\mathbf{R}_T \quad (2.77)$$

İfadenin yayılım mesafesine bağlı üssel zayıflaması veya soğurulması aşağıdaki gibidir [11].

$$Y_{path}(f | \mathbf{R}_T) = \exp(-\hat{\tau} 2\pi^2 f^2 R / c) \quad (2.78)$$

$$U_{i-n.b.} = \frac{\mu_i \gamma_{0i} e^{-j\omega_0 \mu_i (t-T_{0i})}}{(4\pi)^2 R_{Ti} R_{Ri}} S_0(\mu_i [t-T_{0i}]) \dots$$

$$\Psi_R(\mathbf{v}_{Ri} - \mathbf{v}_{0R}, f_0) \Psi_T(\mathbf{v}_{Ti} - \mathbf{v}_{0T}, f_0) \quad (2.79)$$

$$= (U_{ci} - jU_{si}) e^{j\omega_0 t}$$

İfadesini alıcı ve verici için aynı nokta ve alıcı-vericinin ve de saçının belli bir hızının olmaması için düzenlenirse,

$$U_{i-n.b.} = \frac{\gamma_{0i} e^{-j\omega_0 \mu_i (t-T_{0i})}}{(4\pi)^2 R^2} S_0(\mu_i [t-T_{0i}]) \dots$$

$$\Psi_R(\mathbf{v}_R - \mathbf{v}_0, f_0) \Psi_T(\mathbf{v}_T - \mathbf{v}_0, f_0) \quad (2.80)$$

$$\mathbf{v}_R = \mathbf{v}_T = \mathbf{v}$$

$S_0=I_0$ alınırsa ki bu ifade ile giriş sinyalinden birim uzaklıktaki anlık basınç değerine geçilmiş olur. Basınç ifadesine geçilmesi ile logaritmik güç hesabı yapılacağı için $U_{i-n.b.}$ mutlak değeri alınmalıdır.

$$U_{i-n.b.} = \frac{\gamma_{0i}}{(4\pi)^2 R^2} I_0 \Psi_R(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0, f_0) \Psi_T(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0, f_0) \quad (2.81)$$

Yayılım sınırsız uzay için değil sadece belirli bir kapalı hacim veya alan ile sınırlandırılırsa sonar denkleminde görülen yankıma seviyesi ifadesi ile uyumlu bir ifade elde edilmiş olur.

$$RL_V = \sum_{i=1}^N 10 \log_{10}(U_{i-n.b.}), N : \text{Saçı Sayısı} \quad (2.82)$$

$$= \sum_{i=1}^N 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{R^4} \gamma_{0i} \int_V \Psi_R(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0, f_0) \Psi_T(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0, f_0) dV \right)$$

3 YANKIMA MODELLEMESİ

3.1 Yankıma Modelleri

Yankıma modellemesinde iki yaklaşım bulunmaktadır. Birincisi noktasal saçıcı modellemesi, ikincisi hücresel saçıcı modellemesidir [3]. Birincisine REVGEN (Reverberation Generator) programı örnek verilebilir. REVGEN saçıcıların noktasal olarak uzaya yayıldığını kabulle, tüm saçılar için temel banttaki yankı işaretini ayrı ayrı hesaplayarak hepsini toplar [12]. İkinci yaklaşıma daha çok örnekler verilebilir. REVMOD, REVSIM gibi programlar ise uzayı hücrelere bölerek hesaplama yapar. REVMOD mesafeye bağlı yankıma güç spektrumunu hesaplar [7]. REVSIM ise yankıları zaman serileri olarak hesaplar [13].

3.2 Yankıma Modeli

Ortamı lineer-zaman değişken bir filtrenin (linear time-varying filter) transfer fonksiyonu olarak kabul edilirse, yankıma işaretini iletilen akustik işaretin bu filtreden geçirilmiş hali olarak modellenir [7]. $\hat{s}_r$ işareti ortama verilen $\hat{f}$ işaretinin ortam transfer fonksiyonu ile konvolüsyonudur veya sonara geri dönen akustik sinyaldir [7].



Şekil 4: Lineer Transfer Fonksiyonu Blok Diyagramı

$$\hat{s}_r = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(t-\lambda) \hat{b}\left(t-\frac{\lambda}{2}, \lambda\right) d\lambda \quad (3.1)$$

$\hat{s}_r$:Yankıma işareti,

E_t :İletilen işaretin enerjisi,

$\hat{f}$:İletilen işaret,

$\hat{b}$:Filtrenin darbe cevabı,

λ : Mesafeye bağlı zaman geçikmesi(gezinme süresi-travel time).

Ortam için tanımlanan transfer fonksiyonun zaman değişkenliği (time-variation) veya zaman öz ilişkisini kovaryans fonksiyonu ve kovaryans fonksiyonun Fourier dönüşümü ile gösterilebilir [7].

$$\tilde{K}_{\tilde{b}}(t-u, \lambda) \xrightarrow{\mathfrak{T}} \tilde{S}_{\tilde{b}}(f, \lambda) \quad (3.2)$$

$$\tilde{S}_{\tilde{b}}(f, \lambda) \Big|_{\text{yüzey, hacimvedip}} \equiv \sum_{i,j} \hat{A}_{i,j} \hat{S}_{\tilde{b}}^{i,j}(f, \lambda) \quad (3.3)$$

Aynı kovaryan fonksiyonunu $\hat{s}_r$ işareti içinde yazılırsa,

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{\tilde{s}_r}(t, u) &= E \left[\tilde{s}_r(t) \tilde{s}_r^*(u) \right] \\ &= E_t \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(t-\lambda) \tilde{K}_{\tilde{b}}(t-u, \lambda) \hat{f}^*(u-\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (3.4)$$

İfade de $\tilde{K}_{\tilde{b}}$ için tüm gecikme (λ) ifadeleri için saçılma anında $\lambda=\lambda'$ ifadesini kabul edilebilir ve $\tilde{K}_{\tilde{b}}$ gecikme ifadesinden bağımsız sabit bir değer gibi integralin dışına çıkarılır [7].

$$\tilde{K}_{\tilde{s}_r}(t, u) = E_t \tilde{K}_{\tilde{b}}(t-u, \lambda') \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(t-\lambda) \hat{f}^*(u-\lambda) d\lambda \quad (3.5)$$

Entegral içini ise işaretin frekans güç spektrumu biçiminde ifade edilebilir.

$$\tilde{K}_{\tilde{s}_r}(t, u) = E_t \tilde{K}_{\tilde{b}}(t-u, \lambda') \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}_f(f) e^{j2\pi f(t-u)} df \quad (3.6)$$

$$\tilde{S}_f(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2 \quad (3.7)$$

İfade $\tau=t-u$ dönüşümü yapıp frekans güç spektrumları biçiminde ifade edilirse [7],

$$\tilde{S}_{\tilde{s}_r}(f) = \tilde{S}_{\tilde{b}}(f, \lambda') * E_t \tilde{S}_f(f) \quad (3.8)$$

İfadedeki $\lambda'=\lambda$ dönüşümünü yapılrısa [7],

$$\tilde{S}_{\tilde{s}_r}(f, \lambda) = \tilde{S}_{\tilde{b}}(f, \lambda) * E_t \tilde{S}_f(f) \quad (3.9)$$

İfadenin sol yanı ortamın mesafeye(gecikme zamanı) bağlı frekans pencereleri biçiminde transfer fonksiyonu, sağ tarafı ise iletilen sinyalin güç spektrumu olmaktadır [7].

Gönderilen sinyal kompleks zarflı dar bantlı modüle bir sinyaldır ve alıcı modülü olarak tipik olarak matched filter (uyarlamalı süzgeç) kullanılmaktadır [7].

$$\tilde{y}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{s}_r(u) \tilde{h}(t-u) du; \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{h}(t)|^2 dt = 1 \quad (3.10)$$

İfadenin frekans dönüşümü alınırısa,

$$\tilde{Y}(f) = \tilde{S}_r(f, \lambda) \cdot \tilde{H}(f) \quad (3.11)$$

Alıcının güç spektrumu ifadesi de,

$$\tilde{S}_{\tilde{h}}(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2 \quad (3.12)$$

Alınan işaretinde beklenen güç değeri,

$$\bar{P}_{\tilde{y}}(f) = E \left[\tilde{y}(t) \tilde{y}^*(t) \right] = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}_{\tilde{s}_r}(f, \lambda) \cdot \tilde{S}_{\tilde{h}}(f) df \quad (3.13)$$

İfadenin zaman dönüşümü, zaman gecikmeleri aralıklarında tanımlı, alınan sinyalin ve alıcı transfer fonksiyonun güç spektrumlarının konvolisyonuna eşittir [7].

$$\bar{P}_{\tilde{y}}(\lambda) = \tilde{S}_{\tilde{s}_r}(f, \lambda) * \tilde{S}_{\tilde{h}}(-f) \Big|_{f=0} \quad (3.14)$$

İfadedeki alıcı transfer fonksiyonu, modüle kompleks giriş sinyalinin kompleks eşleniğinin eksilisidir [7].

$$\tilde{S}_{\tilde{h}}(f) = \tilde{S}_{\tilde{h}}(-f); \tilde{h}(t) = f^*(-t) \quad (3.15)$$

Yukarıdaki ifadelerden $\hat{A}_{i,j}$ ortam yankıma katsayıları $RL_V = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{r^4} s_V \int_V bb' dV \right)$ ifadesindeki integralin toplam işaretine dönüştürülerek, yani ortamı hacim ve sınırlarda da yüzey parçalarına bölerek ayrıklaştırılabilir [7].

$$10 \log_{10}(\hat{A}_{i,j}) = 10 \log_{10}[D_S(R\Delta\theta)] + S_S - 40 \log_{10}(R) - (2\alpha R) \\ + 10 \log_{10}[\hat{P}_T(\theta_j, \phi_S) \hat{P}_R(\theta_j, \phi_S)] + 10 \log_{10}[c / 2\Delta R] \quad (3.16)$$

$$10 \log_{10}(\hat{A}_{i,j}) = 10 \log_{10}[\Delta R(R\Delta\theta)(R\Delta\phi)] + S_V - 40 \log_{10}(R) - (2\alpha R) \\ + 10 \log_{10}[\hat{P}_T(\theta_j, \phi_i) \hat{P}_R(\theta_j, \phi_i)] + 10 \log_{10}[c / 2\Delta R] \quad (3.17)$$

$$10 \log_{10}(\hat{A}_{i,j}) = 10 \log_{10}[D_B(R\Delta\theta)] + S_B - 40 \log_{10}(R) - (2\alpha R) \\ + 10 \log_{10}[\hat{P}_T(\theta_j, \phi_B) \hat{P}_R(\theta_j, \phi_B)] + 10 \log_{10}[c / 2\Delta R] \quad (3.18)$$

$\hat{A}_{i,j}$: Ortam saçıcı seviyesi,

D_S, D_B : Yatayda yüzey parçasının uzunluğu,

R : Mesafe,

ΔR : Mesafedeki artış adımı büyüklüğü,

$\Delta\theta$: Hücrenin azimuttaki açısal genişliği,

$\Delta\phi$: Hücrenin elevasyondaki açısal genişliği

θ_j, ϕ_i : Hücrenin elevasyon ve azimut değerleri,

α : Suyun soğurma katsayısı,

c : Ses hızı,

P_T, P_R : Alıcı ve verici için hücre deseni fonsiyonları,

S_B, S_V, S_S : Hücrenin (yüzey, dip veya hacim) geri saçılma kuvveti.

İfadelerdeki ilk logaritmalar yüzey veya hacim parçasının alanı veya hacmi, S_B, S_V, S_S ifadeleri yankıma alanının geri saçılma katsayısı, üçüncü ifade küresel yayılım kaybı,

dördüncü ifade soğurma, beşinci ifade alıcı ve verici hüzme desenleri fonksiyonunda yankıma bölgesinin hangi açısal vektöre düştüğünü, altıncı ifadede ise $cT_s/2$ (T_s : Ping işaretinin süresi) ifadesinin 1 sn normalize edilmiş biçimidir, bu sayede yankıma katsayıları giriş işaretinden bağımsız hesaplanmaktadır, T_s ileride giriş sinyalinin enerjisi ifadesi (E_t) ile denklemlere girmektedir.

Sınır bölgeler için alan parçaları (D_S ve D_B) ΔR ye bağlı olarak hesaplanır [13].

$$D_S = \frac{\Delta R}{\cos \phi_S}; D_B = \frac{\Delta R}{\cos \phi_B} \quad (3.19)$$

3.3 Duyarlılık Analizi

Yukarıdaki tanımlı denklemlerin duyarlılık analizleri yapılırsa,

Hacim denklemleri için,

$$\hat{A}_{i,j} = \frac{c}{2\Delta R} \frac{\Delta R R^2 \Delta \phi \Delta \theta}{R^4} s_V 10^{\frac{2\alpha R}{10}} \hat{P}_T \hat{P}_R \quad (3.20)$$

$$S_c^{\tilde{A}_{i,j}} = 1; S_R^{\tilde{A}_{i,j}} = 2[-1 - \frac{\alpha R}{10} \ln 10]; S_\alpha^{\tilde{A}_{i,j}} = -\frac{2\alpha R}{10} \ln 10 \quad (3.21)$$

Yüzey ve dip için,

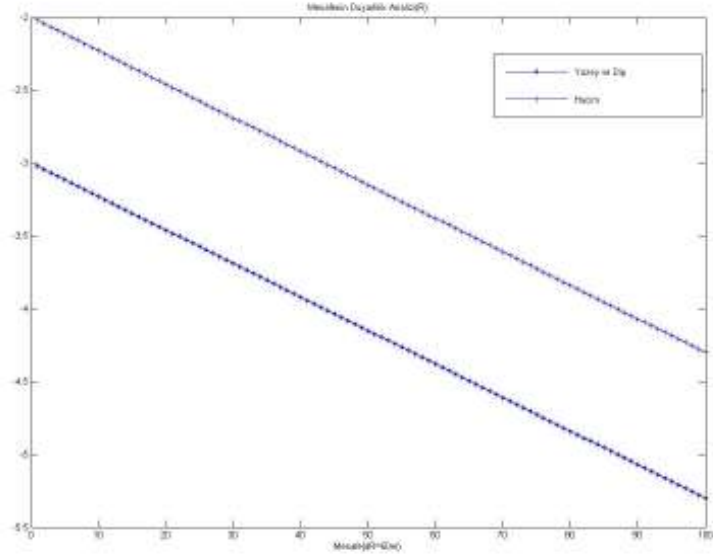
$$\hat{A}_{i,j} = \frac{c}{2\Delta R} \frac{D_S(R\Delta\theta)}{R^4} s_S 10^{\frac{2\alpha R}{10}} \hat{P}_T \hat{P}_R \quad (3.22)$$

$$S_c^{\tilde{A}_{i,j}} = 1; S_R^{\tilde{A}_{i,j}} = [-3 - \frac{2\alpha R}{10} \ln 10]; S_\alpha^{\tilde{A}_{i,j}} = -\frac{2\alpha R}{10} \ln 10 \quad (3.23)$$

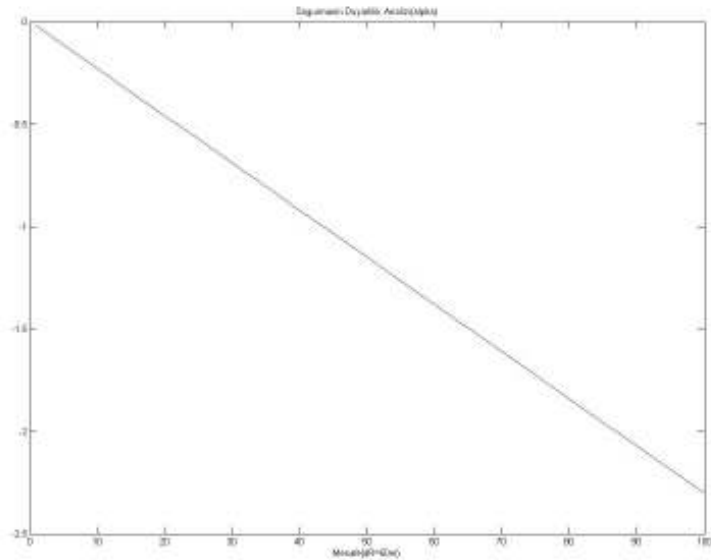
$$\hat{A}_{i,j} = \frac{c}{2\Delta R} \frac{D_B(R\Delta\theta)}{R^4} s_B 10^{\frac{2\alpha R}{10}} \hat{P}_T \hat{P}_R \quad (3.24)$$

$$S_c^{\tilde{A}_{i,j}} = 1; S_R^{\tilde{A}_{i,j}} = [-3 - \frac{2\alpha R}{10} \ln 10]; S_\alpha^{\tilde{A}_{i,j}} = -\frac{2\alpha R}{10} \ln 10 \quad (3.25)$$

Duyarlılık analizinde $\hat{A}_{i,j}$ katsayısının ses hızına duyarlılığı birdir.



Şekil 5: Mesafeye Bağlı Duyarlılık

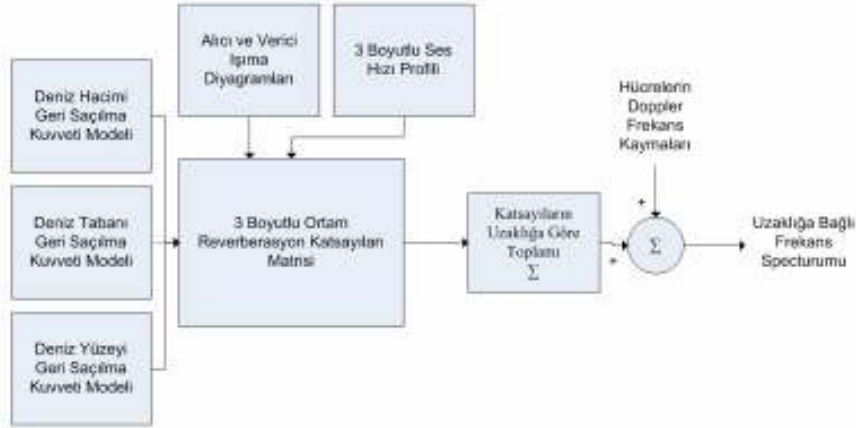


Şekil 6: Soğurmaya Bağlı Duyarlılık

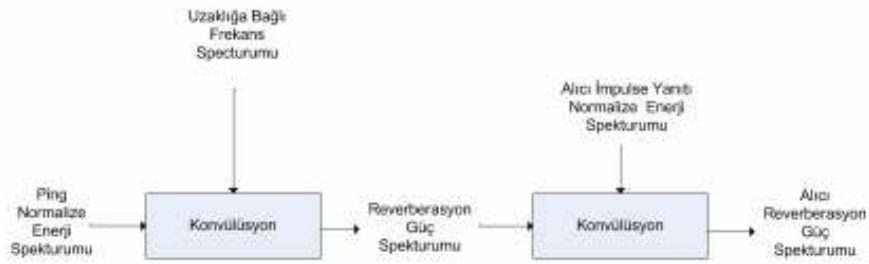
3.4 Model Mimarisi

Önceki bölümde çıkarılan denklemlere göre model mimarisi kurulursa, öncelikle yankıma katsayıları matrisinin tanımlanması gerekmektedir. Matrisin girdileri için alt modeller kullanılmaktadır ve alt bölümlerde açıklanmaktadır. Doppler kaymalarının eklenmesinden sonra spektrum giriş sinyali ile konvolüsyonu alınır.

Uyarlamalı süzgeç olan alıcının transfer fonksiyonu ile konvüle edilerek mesafeye bağlı yankıma spektrumu elde edilir.



Şekil 7: Model Mimarisi (Kısım I)



Şekil 8: Model Mimarisi (Kısım II)

3.4.1 Geri saçılma katsayısı

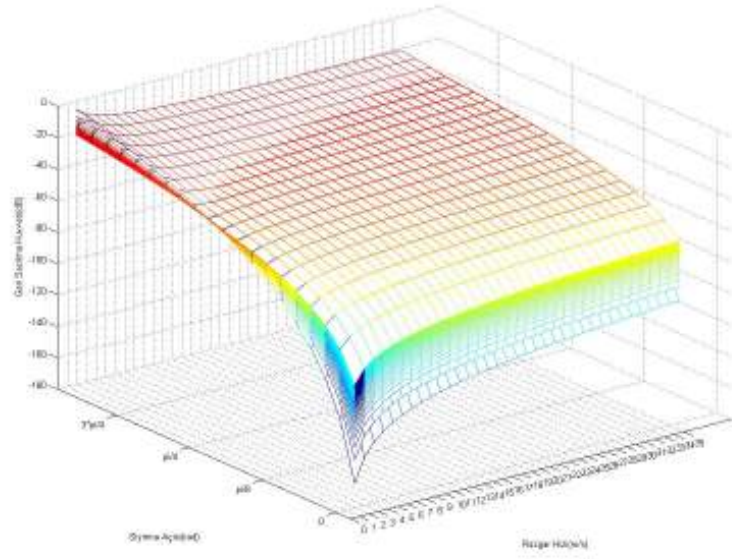
Deniz yüzeyi geri saçılma modeli olarak Chapman-Harris Modeli kullanılmaktadır. Bu model tüm yönlü (non-directional) kaynakların (patlayıcılar) ve istenilen sıyırma açılara uygun yönlendirilmiş yönlü alıcıların kullanıldığı bir dizi ölçümün sonucu kurulmuştur. Bu model, rüzgar hızının fonksiyonu olan deniz yüzeyi dalgalarının boyuna, dalga boyuna ve sıyırma açısına bağlıdır [3].

$$S_S = 10 \log_{10} s_S = 3.3 \log_{10} (\theta_S / 30) - 42.4 \log_{10} \beta + 2.6$$

$$\beta = 158 (\nu f^{0.33})^{-0.58} \quad (3.26)$$

θ_S : Sıyırma açısı (Derece, °)

ν : Rüzgar Hızı (knots, 1 knots=0.5144 m/s)

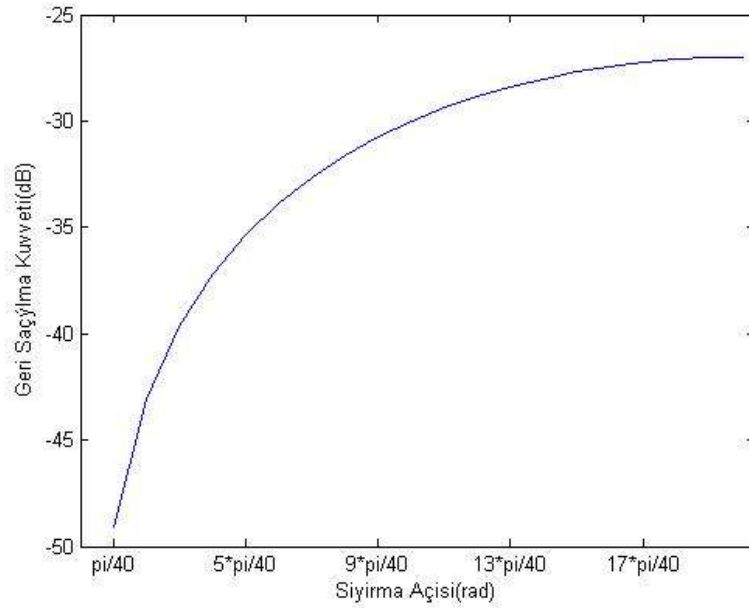


Şekil 9: Chapman-Harris Deniz Yüzeyi Geri Saçılma Kuvveti Modeli

Lambert Kanunu da denilen deniz dibi modeli özellikle derin sularda ve 45° altındaki sıyırma açıları için iyi sonuçlar vermektedir [3].

$$S_B = 10 \log_{10} s_B = 10 \log_{10} (\sin^2 \theta_B) - 27 \quad (3.27)$$

θ_B : Sıyırma açısı (Derece, °)



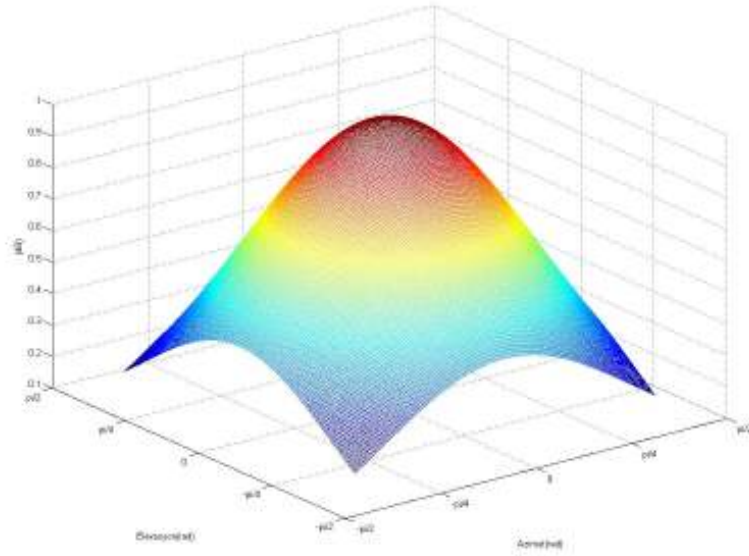
Şekil 10: Deniz Dibi Lambert Geri Saçılma Kuvveti Modeli

Hacim saçılması için hesaplamalarda geri saçılma kuvveti -66dB alınmıştır.

3.4.2 Alıcı-verici hüzme deseni fonksiyonları

Modelde verici yönlülüğünü vermek amacı için dikey ve yatay açılara bağlı bir desen fonksiyonu kullanılmıştır.

$$\hat{P}_T(\theta_j, \phi_i) = \sin^2(\theta_j) \cdot \sin^2(\phi_i) \quad (3.28)$$



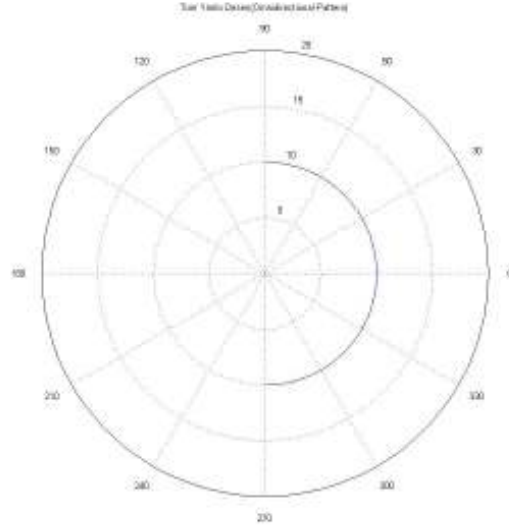
Şekil 11: Verici Sonar Hüzme Deseni

Alıcı fonksiyonun yönsüz ve tüm yönlerde alıcının kazancının bir olduğu kabul edilmiştir.

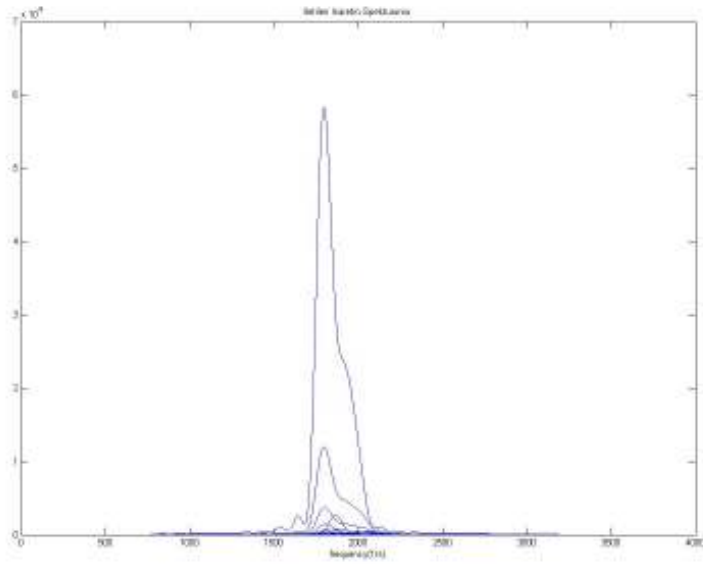
$$\hat{P}_R(\theta_j, \phi_i) = 1 \quad (3.29)$$

3.4.3 Doppler kayması

Bölüm 2.6 da anlatılan Doppler geometrisine ve frekans kaymasına uygun olan bir model kullanılmaktadır. Merkez frekansı 10kHz ve bant genişliği 2kHz olan giriş sinyali için Doppler kaymalarını içeren spektrum Şekil 13 de verilmiştir. (Sonar hızı x, y ve z yönlerinin her biri için +10 m/s ve ortamın hızı sıfırdır.)



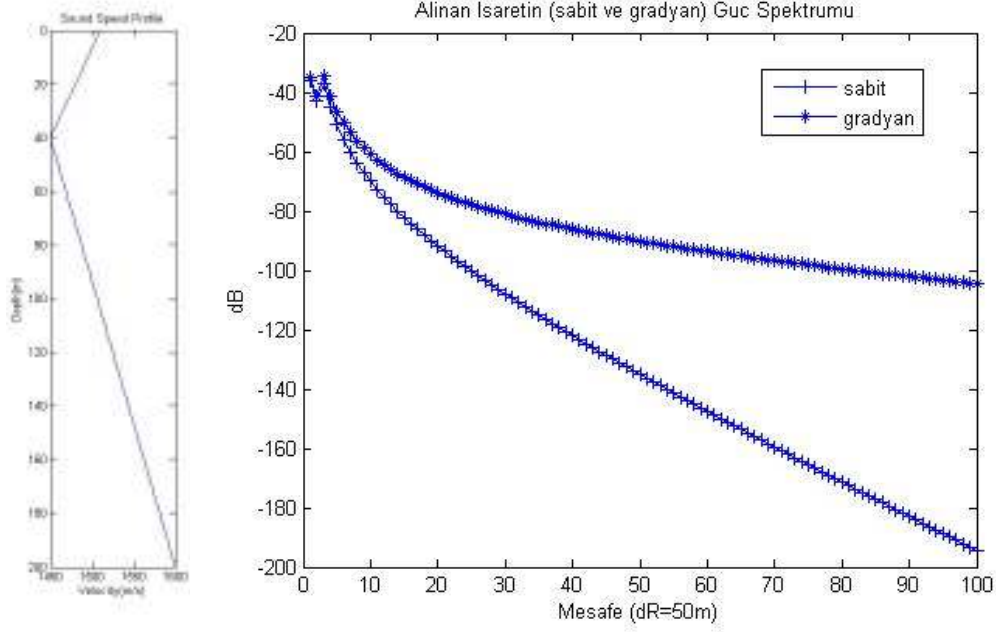
Şekil 12: Alıcı Sonarı Hüzme Deseni



Şekil 13: Doppler Kaymalı Frekans Spekturumu

3.4.4 Ses hızı profili

Ses hızı $\hat{A}_{i,j}$ de sabit alınmaktadır ama özellikle su altında ses hızı derinlikle birlikte (basınç, tuzluk ve sıcaklığa bağlı olarak) değişmektedir. Bu nedenle $\hat{A}_{i,j}$ de ses hızı derinliğe bağlı bir fonksiyon olarak tanımlanmıştır. Aşağıdaki örnekte derinlik 200m ve 40m ses hızı minimum olmaktadır. Sonar 100m yerleştirilmiştir. Bu gradyenli ve sabit hız ($c_0 = 1500$ m/s) profili sonuçlar Şekil 14 de verilmektedir.



Şekil 14: Sabit ve Gradyenli Hız Profilleri için Alınan Yankıma Seviyesi

Ses hızının değişkenliği, mesafe arttıkça yankılama hacimleri veya alan parçalarındaki yankıma katsayılarını büyütmemektedir. Bu nedenle mesafe arttıkça profillerin arasında ciddi bir fark oluşmaktadır.

4 IŞIN İZLEME YÖNTEMİ

Bölüm 3.4.4 de yapılan ve ses hızı profilinin yankımaya etkisini göstermeye yönelik çalışmaya devam amacıyla yankıma denklemleri 2.1. ve 2.2 görülen $(1/R^4)$ ile temsil edilen küresel yayılım kaybı ifadesi yerine daha gerçekçi bir yayılım kaybı teriminin kullanılması için Ray Tracing (Işın İzleri) yöntemi kullanılmıştır.

4.1 Işın İzleri Yöntemi

Işın izleri yöntemi temel olarak optik fiziğine dayanmaktadır. Dalganın yayılım yönünde ışık gibi doğrusal gittiği kabul edilir. Ama yoğunlukları farklı iki ortamdan geçerken Snell Yasasına uygun bir biçimde kırılacağı için ışın yörüngesinin doğruluğu bozulacaktır.

$$\frac{\cos \theta_0}{c_0} = \frac{\cos \theta_1}{c_1} = \frac{\cos \theta_3}{c_3} = k \quad (4.1)$$

Helmholtz dalga denklemi($\mathbf{r}$ ifadesini x doğrultusunda tek bileşenli bir vektör kabul edilirse):

$$\nabla^2 p + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} p = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \quad (4.2)$$

Denklem çözümünü aşağıdaki gibi zamanda harmonik ışınların toplamı kabul edilirse [14],

$$p(\mathbf{r}) = e^{j\omega\tau(\mathbf{r})} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k(\mathbf{r})}{(j\omega)^k} \quad (4.3)$$

Bu ifadeni birinci ve ikinci türevleri [14];

$$p_r = e^{j\omega\tau} \left[j\omega\tau_r \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k(\mathbf{r})}{(j\omega)^k} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_{k,r}(\mathbf{r})}{(j\omega)^k} \right] \quad (4.4)$$

$$p_{rr} = e^{j\omega\tau} \left[-\omega^2 (\tau_r)^2 + j\omega\tau_{rr} \right] \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k(\mathbf{r})}{(j\omega)^k} + 2j\omega\tau_r \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_{k,r}(\mathbf{r})}{(j\omega)^k} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_{k,rr}(\mathbf{r})}{(j\omega)^k} \quad (4.5)$$

Laplace denkleminde konursa [14];

$$\nabla^2 p = e^{j\omega\tau} \left[\begin{aligned} & \left[-\omega^2 |\nabla \tau|^2 + j\omega \nabla^2 \tau \right] \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k}{(j\omega)^k} + \dots \\ & 2j\omega \nabla \tau \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\nabla A_k}{(j\omega)^k} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\nabla^2 A_k}{(j\omega)^k} \end{aligned} \right] \quad (4.6)$$

Dalga denkleminde konursa ($\mathbf{r} \neq \mathbf{r}_s$ için denklem sıfıra eşittir) [14];

$$e^{j\omega\tau} \left[\begin{aligned} & \left[-\omega^2 |\nabla \tau|^2 + j\omega \nabla^2 \tau \right] \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k}{(j\omega)^k} + \dots \\ & 2j\omega \nabla \tau \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\nabla A_k}{(j\omega)^k} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\nabla^2 A_k}{(j\omega)^k} + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k}{(j\omega)^k} \end{aligned} \right] = 0 \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} O(\omega^2) : |\nabla \tau|^2 &= c^{-2}(\mathbf{r}), \\ O(\omega) : 2\nabla \tau \cdot \nabla A_0 + (\nabla^2 \tau) A_0 &= 0, \\ O(\omega^{1-k}) : 2\nabla \tau \cdot \nabla A_k + (\nabla^2 \tau) A_k &= -\nabla^2 A_{k-1}, k = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (4.8)$$

Bu denklemlerden birincisi eikonal denklemdir, çözümü ile ray (ışın) izlerinin rotalarını, gecikme zamanı ve fazı elde edilir [14].

$$|\nabla \tau|^2 = \frac{1}{c^2(\mathbf{r})}, \quad \tau(s) = \tau(0) + \int_0^s \frac{1}{c(s')} ds' \quad (4.9)$$

İkincisi transport denklemi, çözümü ile ray boyunca ortam içindeki basınç değişimi bulunur [14].

$$2\nabla \tau \cdot \nabla A_0 + (\nabla^2 \tau) A_0 = 0 \quad (4.10)$$

$$\frac{2}{c} \frac{d\mathbf{r}}{ds} \cdot \nabla A_0 + (\nabla^2 \tau) A_0 = 0 \quad (4.11)$$

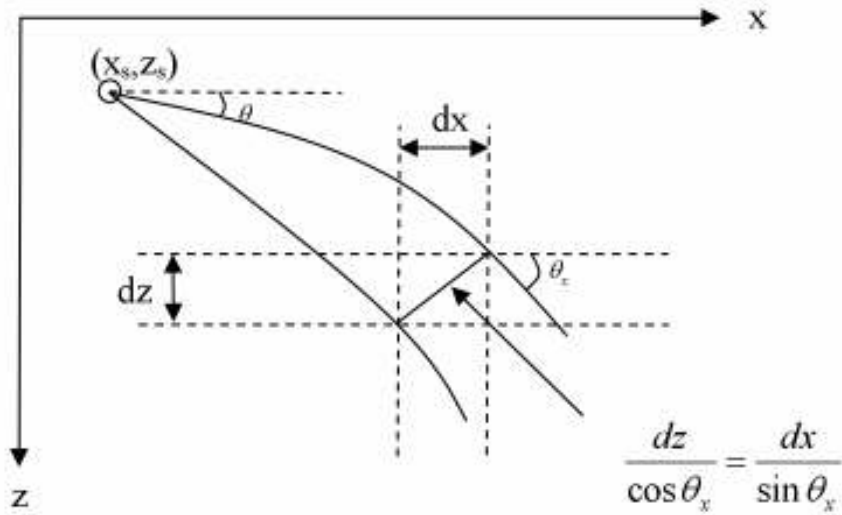
$$\frac{2}{c} \frac{dA_0}{ds} + (\nabla^2 \tau) A_0 = 0 \quad (4.12)$$

Işının ortam içinde bir tüp gibi genişleyerek ve kıvrılarak yayılır, bu nedenle ışının yayılımında ortamın genel koordinat sistemi ile ışın orijinli koordinat sistemi arasında bir Jacobian geçiş matrisi tanımlanmalıdır. Yayılımı iki boyutta çözdüğümüz için bu matrisin rankı ikiye indirilebilir [14],

$$J = \left| \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial (s, \theta, \varphi)} \right| = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial x}{\partial \theta} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial \theta} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial z}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial \theta} & \frac{\partial z}{\partial \varphi} \end{vmatrix} \quad (4.13)$$

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial x}{\partial \theta} \\ \frac{\partial z}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial \theta} \end{vmatrix} = x \left(\frac{\partial x}{\partial s} \frac{\partial z}{\partial \theta} - \frac{\partial z}{\partial s} \frac{\partial x}{\partial \theta} \right) \quad (4.14)$$

Yukarıdaki determinant ifadesi MATLAB’teki türev ifadelerinin sayısal yöntemlerle hesaplanmasından dolayı sifıra eşittir. Determinant “Computational Ocean Acoustics” kitabından sayfa 152 den denklem 4.15 ifadesi olarak alınır.



Şekil 15: Işın Geometrisi

$$J = x \left[\left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

$$J = \frac{x}{\cos \theta_x} \frac{\partial z}{\partial \theta} = \frac{x}{\sin \theta_x} \frac{\partial x}{\partial \theta} \quad (4.16)$$

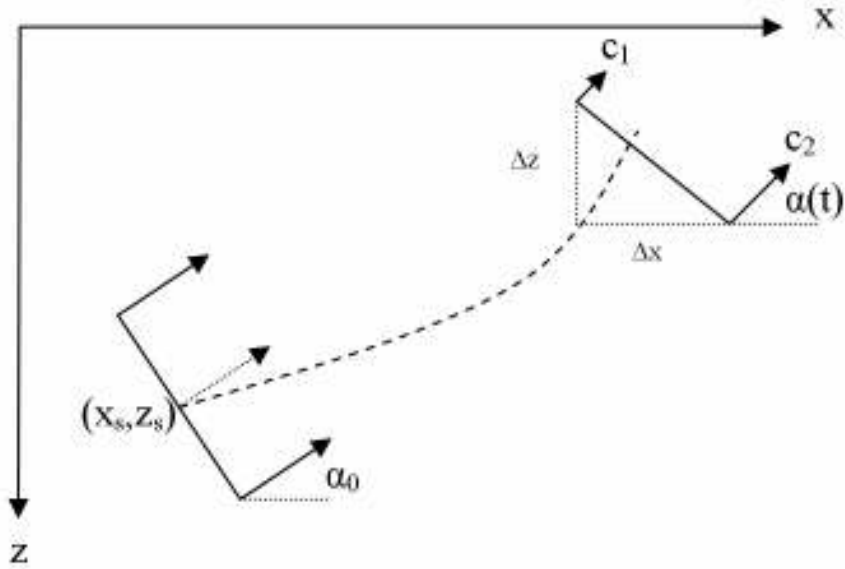
Jacobian'ın bir özelliğinden yararlanılarak transport denklemi düzenlenirse, ışın boyunca genliğin değişimi bulunabilir [14].

$$\nabla^2 \tau = \frac{1}{J} \frac{d}{ds} \left(\frac{J}{c} \right) \quad (4.17)$$

$$2 \frac{dA_0}{ds} + \left[\frac{c}{J} \frac{d}{ds} \left(\frac{J}{c} \right) \right] A_0 = 0 \quad (4.18)$$

$$A_0(s) = A_0(0) \left| \frac{c(s)J(0)}{c(0)J(s)} \right|^{1/2} \quad (4.19)$$

Işın yollarını izlemek için Snell Yasası'ndan yararlanılarak eşit zaman (Ts) aralıklarında yeni α değeri hesaplanır ve zaman aralığında (veya katmanda) yayılım hızı sabit kabul edilerek x ve z değerleri hesaplanır [15].



Şekil 16: Işın Yolları

x doğrultusunda ki değişim hız vektörünün x doğrultusundaki değişimin zaman aralığındaki toplamına eşittir [15].

$$\Delta x = \int_0^t \Delta c \cdot \cos \alpha(t) dt \quad (4.20)$$

Hız değişimi hız profilinin (hız değişimi yalnızca z ye göre değişmektedir) derinlik değişimi ile türevinin çarpımına eşittir [15],

$$\Delta c = \frac{d}{dz} c(z) \cdot \Delta z = g(z) \cdot \Delta z \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \Delta z &= \Delta L \cdot \cos \alpha(t) \\ \Delta x &= \Delta L \cdot \sin \alpha(t) \end{aligned} \quad (4.22)$$

Δx ifadeleri eşitlenirse [15],

$$\sin \alpha(t) = \int_0^t g(z) \cdot \cos^2 \alpha(t) dt \quad (4.23)$$

Entegral alınırsa (α her zaman $+\pi/2$ ile $-\pi/2$ arasında tanımlıdır ve x de artı yönde her zaman artan kabul edilmektedir) [15],

$$\cos \alpha(t) \frac{d}{dt} \alpha(t) = g(z) \cos^2 \alpha(t) \quad (4.24)$$

$\alpha(t)$, $x(t)$ ve $z(t)$ ifadeleri [15],

$$\alpha(t) = \int_0^t g(z) \cos \alpha(t) dt \quad (4.25)$$

$$x(t) = \int_0^t c(z) \cos \alpha(t) dt \quad (4.26)$$

$$z(t) = z_0 - \int_0^t c(z) \sin \alpha(t) dt \quad (4.27)$$

Entegraller T_s zaman aralıkları ile ayrıklaştırılarak yazılırsa [15],

$$\alpha_n = \alpha_{n-1} + T_s g[z_{n-1}] \cos \alpha_{n-1} \quad (4.28)$$

$$z_n = z_{n-1} - T_s c[z_{n-1}] \sin \alpha_{n-1} \quad (4.29)$$

$$x_n = x_{n-1} + T_s c[z_{n-1}] \cos \alpha_n \quad (4.30)$$

$$x_n = x(nT_s), z_n = z(nT_s) \quad x_0 = 0, z_0 = 0 \quad (4.31)$$

α_n : Işın yolunun mesafe düzlemiyle yaptığı açı,

T_s : Zaman adımı,

g : Ses hızı profilinin derinliğe göre türevi,

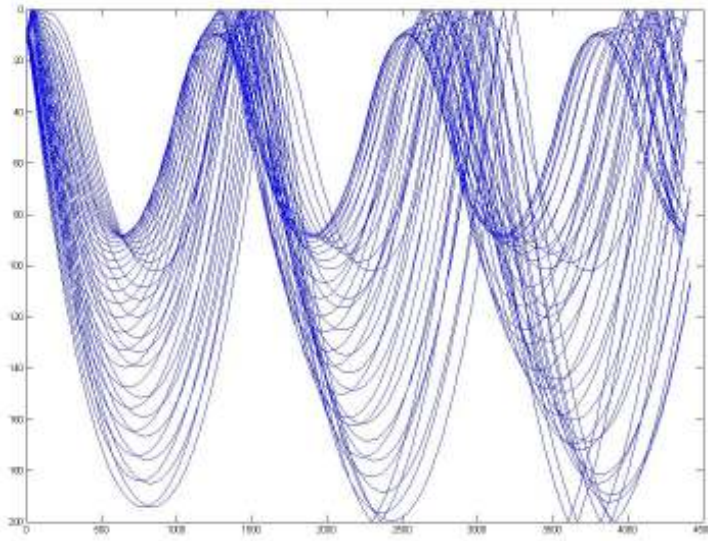
x_n : Mesafe,

z_n : Derinlik

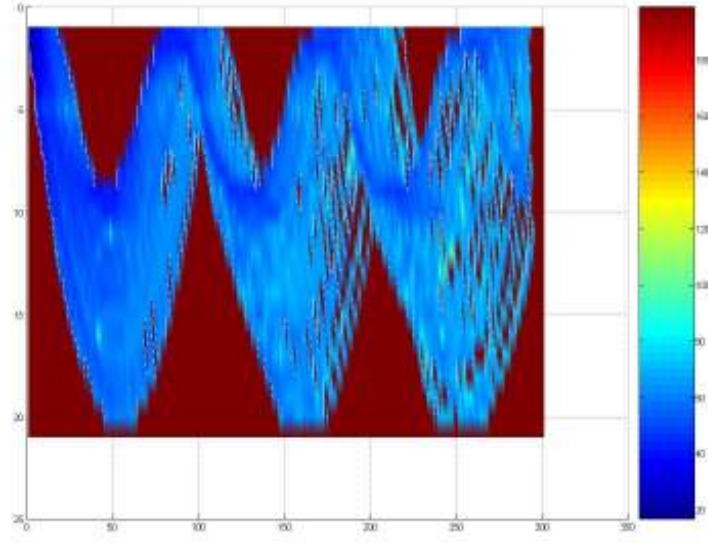
c : Ses hızı.

4.2 Işın İzlerinin Sonuçları

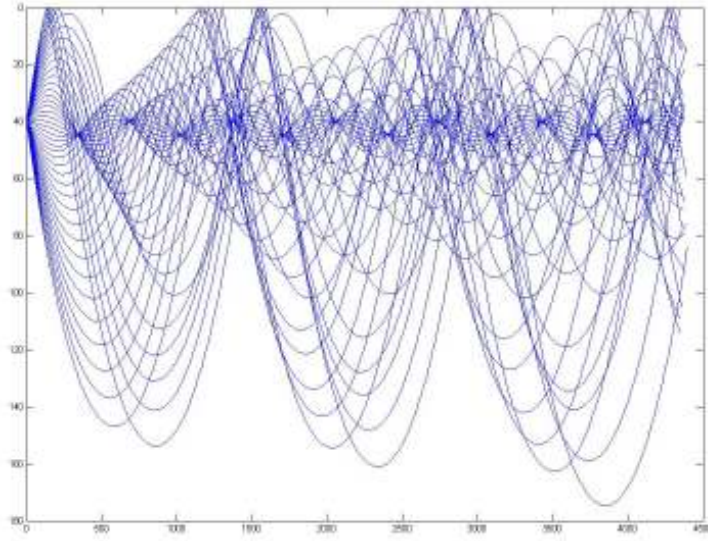
Önceki verilen gradyenli ses hızı profili için 41 ışınlı (ışınlar arası 1° dir) ışın izleme metodu sonuçları aşağıdaki gibidir.



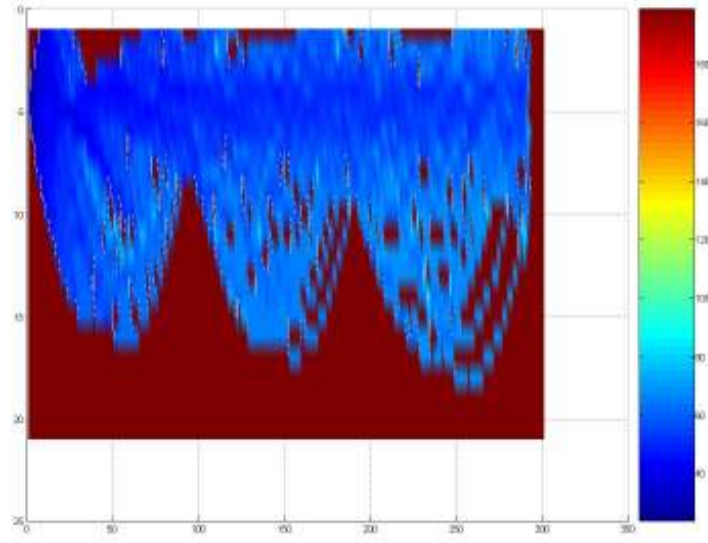
Şekil 17: 10m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları



Şekil 18: 10m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı

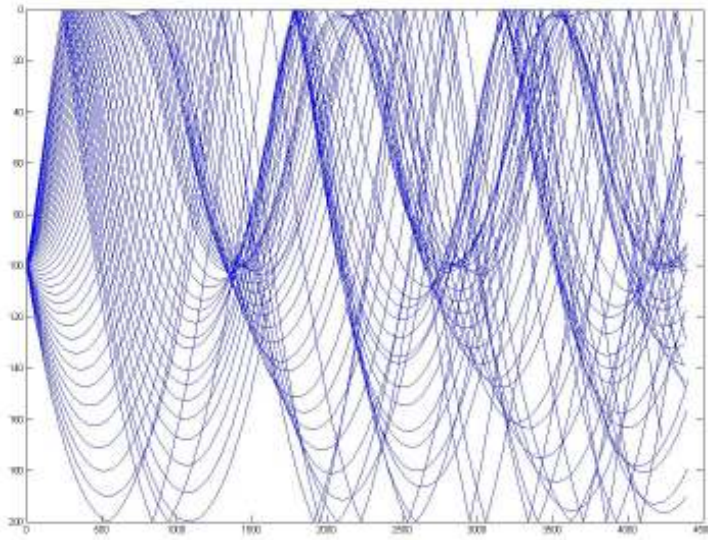


Şekil 19: 40m yerleştirilmiş sonar için ıfın yolları

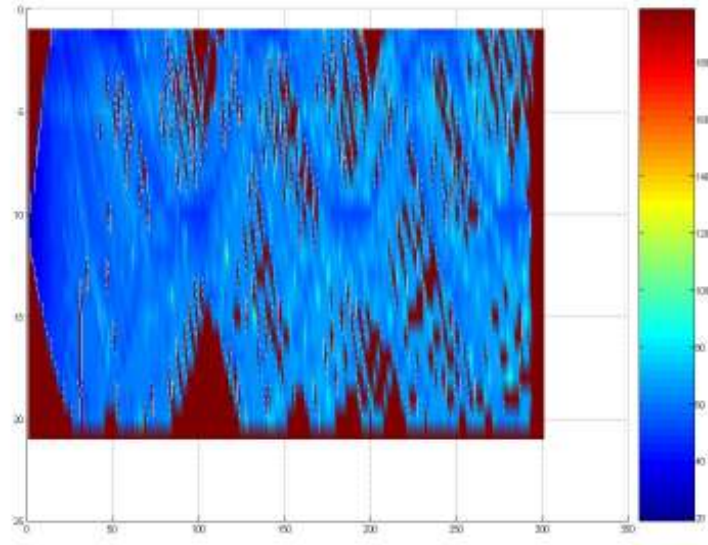


Şekil 20: 40m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı

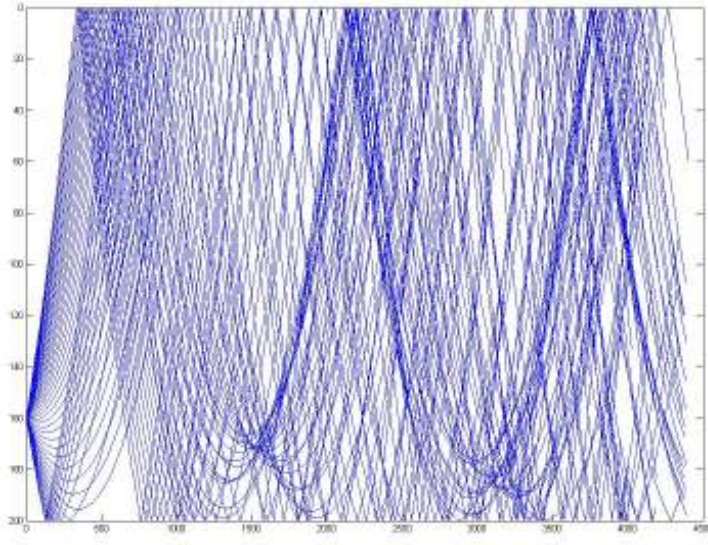
Bu tip bükümlü ses hızı profillerinde hızın minimum olduğu derinliklerde SOFAR (SOund Fixing And Ranging channel) kanalları denen ses kanalları vardır. Kanalın içinde, ses bir dalga kılavuzunda gidiyormuş gibi çok uzun mesafeleri kat edebilir. Sonarlar SOFAR kanallarını dinleme ve haberleşme için kullanırlar.



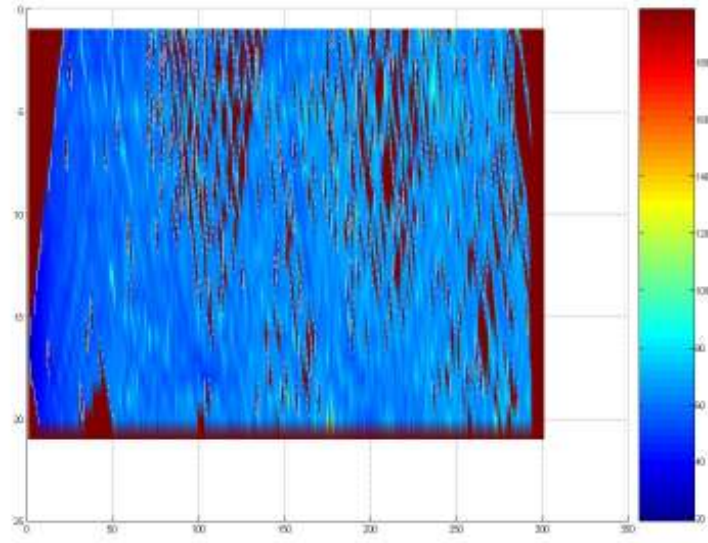
Şekil 21: 100m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları



Şekil 22: 100m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı



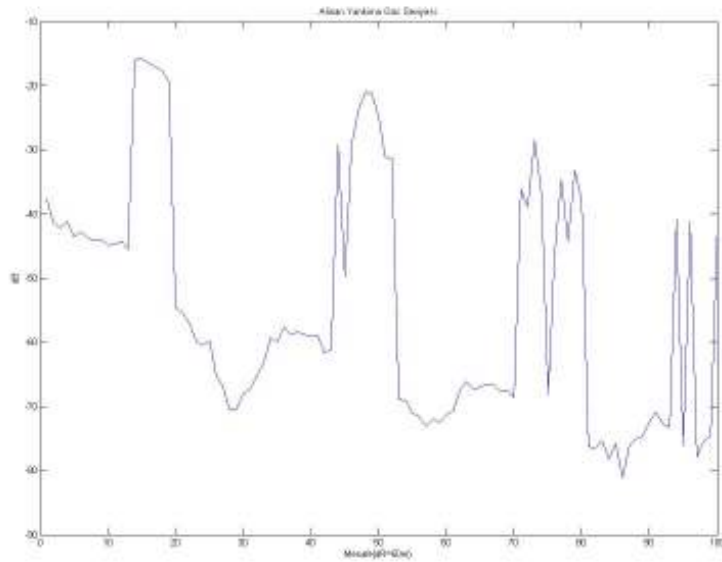
Şekil 23: 160m yerleştirilmiş sonar için ışın yolları



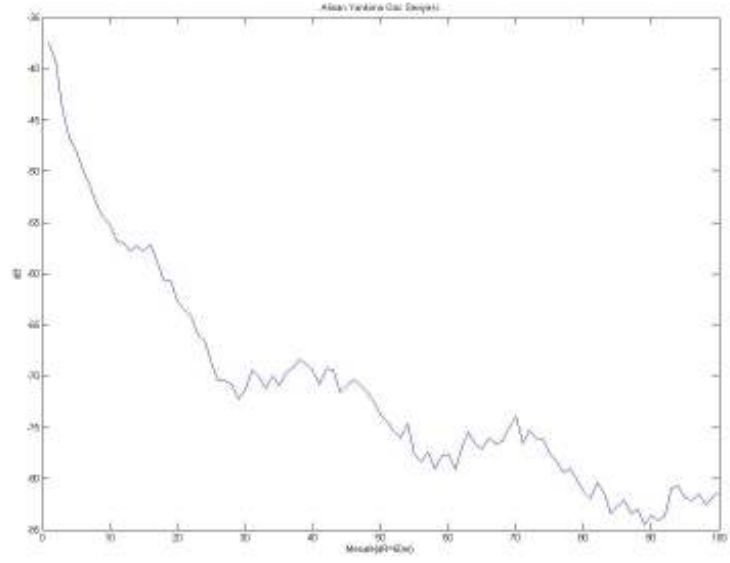
Şekil 24: 160m yerleştirilmiş sonar için yayılım kaybı

4.3 Yankıma Seviyelerinin Hesaplanması

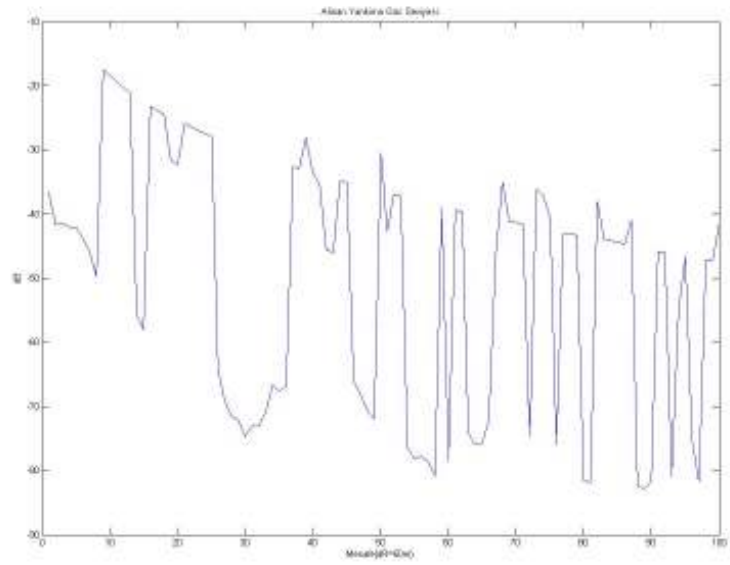
İletim kayıpları üç boyutlu uzay için, iki boyutta hesaplanan ışın izlerinin yatay düzlemde döndürülerek 2.5D (iki buçuk boyut) bir çözümle hesaplanmıştır.



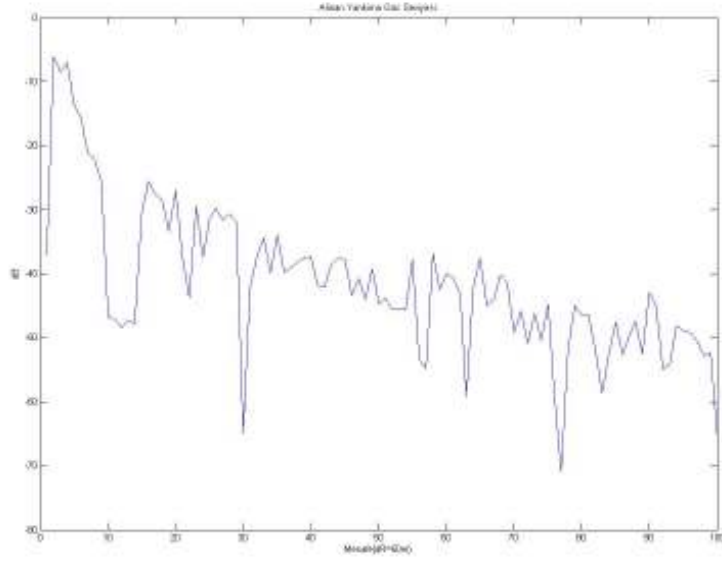
Şekil 25: 10m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi



Şekil 26: 40m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi



Şekil 27: 100m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi



Şekil 28: 160m yerleştirilmiş sonar için yankıma güç seviyesi

Özellikle yankıma seviyeleri yüzeye veya dibe yaklaştıkça artmaktadır ama SOFAR kanalının akustik enerjiyi kanal dışına kaçırmayacak yapısı sebebiyle, SOFAR kanalına yerleştirilmiş sonarın yankıma seviyesi düşük olmaktadır ve mesafeyle birlikte düzenli bir şekilde azalmaktadır.

Işın izlerinin dibe çarptığı noktalarda yankıma güç spektrumunda da aynı mesafede yükselmelerin olduğu görülmektedir. Kullanılan geri saçılma katsayıları modellerinde dip için kullanılan model yüzey modeline göre daha büyük katsayılar verdiği için spektrumlarda dip yankıları daha belirgindir.

5 SONUÇ

Bu çalışmada yankıma teorisinden bahsedilmiş, önceki modelleme çalışmalarından da yararlanılarak modüler bir yankıma programı MATLAB’de oluşturulmuştur. Ses hızının sudaki değişiminin yankıma seviyesi üzerindeki etkisi sabit hızlı ortam sonuçları ile farkı gösterilmiş ve yorumlanmıştır.

İleriye yönelik olarak ses hızının sadece derinlikle değil mesafe ile de değişimini içeren bir ışın izleme yöntemi geliştirilerek modele konabilir. Ayrıca bu çalışmada incelenmeyen yüzey, hacim ve dip geri saçılma katsayıları içinde daha gerçekçi ve kapsamlı modeller kullanılabilir. Verici ve alıcı tasarımları değiştirilerek farklı yapılar içinde yankıma seviyelerinin performanslarını nasıl etkilediği incelenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] **Waite, A. D.**, 2002. SONAR for Practising Engineers. John Wiley& Sons, LTD, England.
- [2] **Burdic, W. S.**, 2002. Underwater Acoustic System Analysis. Peninsula Publishing, California.
- [3] **Etter, P. C.**, 1991. Underwater Acoustic Modeling: Principles, Techniques and Applications. Elsevier Applied Science, London.
- [4] **Urlick, R. J.**, 1983. Principles of Underwater Sound, Peninsula Publishing, California.
- [5] **Ol'shevskii, V. V.**, 1967. Characteristics of Sea Reverberation. Consultants Bureau, New York.
- [6] **Medwin, H. and Clay, S. C.**, 1998. Fundamentals of Acoustical Oceanography. Academic Press, California.
- [7] **Hodgkiss, W. S. JR.**, 1984, An oceanic reverberation model, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **9**, **2**, 63-72.
- [8] **Middleton, D.**, 1967, A statistical theory of reverberation and similar first-order scattered fields part I: Waveforms and the general process, *IEEE Trans. Inform. Theory*, **13**, **3**, 372-392.
- [9] **Duffy, D. G.**, 2001. Green's Functions with Applications. Chapman&Hall, Washington.
- [10] **Ziomek L. J.**, 1985. Underwater Acoustics: A Linear Systems Theory Approach. Academic Pres Inc., Florida.
- [11] **Middleton, D.**, 1972, A statistical theory of reverberation and similar first-order scattered fields part III: Waveforms and fields, *IEEE Trans. Inform. Theory*, **18**, 35-67.
- [12] **Princehouse, D. W.**, 1977, REVGGEN A real-time reverberation generator, *IEEE Int. Conf. Acoust. Speech Signal Proc.*, 827-835.
- [13] **Chamberlain S. and Gali J.**, 1983, A model for numerical simulation of nonstationary sonar reverberation using linear spectral prediction, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **8**, 21-36.

- [14] **Jensen, F. B. and Kuperman, W. A., and Porter, M. B. and Schmidt, H.,** 2000. Computational Ocean Acoustics. Springer, New York.
- [15] **Zielinski, A. and Geng X.,** 1994, A new method for acoustic ray tracing, *IEEE OCEANS'94 Proc.*, **3**, 189-194.

ÖZGEÇMİŞ

EVMEK Hakan

1981 yılında İstanbul’da doğdu. 1998 yılında İTÜ Elektronik ve Haberleşme Mühendisliğine girdi ve 2003 yılında mezun oldu. 2004 yılında İTÜ FBE Savunma Teknolojileri Yüksek Lisansı Bilişim Alt Programına girdi. 2004 yılından bu yana TÜBİTAK Bilişim Teknolojileri Enstitüsü’nde araştırmacı olarak çalışmaktadır.