

**T.C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ULTRASONİK BOZULMA İLE YAYILMA MESAFESİ
ARASINDAKİ İLİŞKİ**

121238

DEVKAN KALECİ

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**


**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**MALATYA
2002**

121238

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne

Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

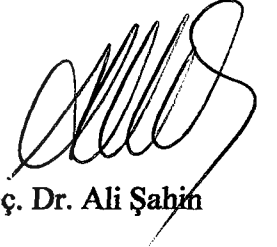

Doç. Dr. Ali Bayri

Başkan



Doç. Dr. H. İbrahim Adıgüzel

Üye



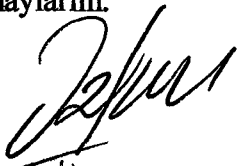
Doç. Dr. Ali Şahin

Üye

Onay

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

.17..1.09..2002


Doç. Dr. Özfer YEŞİLADA
Enstitü Müdürü v.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ULTRASONİK BOZULMA İLE YAYILMA MESAFESİ ARASINDAKİ İLİŞKİ

Devkan Kaleci

İnönü Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

61 + x

2002

Danışman: Doç. Dr. Ali Şahin

Bu çalışmada, non-lineer bozunmaya uğramış akustik dalga şekillerinden faydalanılarak, nonlinearity parametresi β 'nın basit bir yöntemle bulunması incelenmiştir.

Model I ve Model II adı ile iki farklı model üzerinde çalışılmış, Model I nümerik sonuçlar yardımı ile test edilmiş, fakat Model II'de deneysel verilere ihtiyaç duyulması nedeni ile test edilememiştir.

Her iki modelinde uygulanabilir olduğu, komplike matematiksel modeller gerektirmeden, nonlinearity parametresi β 'nın deneysel veriler yardımı ile bulunabileceği tartışılmıştır.

Anahtar kelimeler: Non-lineer, β parametresi.

ABSTRACT

MS.c. Thesis

CALCULATION OF NONLINEAR β PARAMETER FROM THE DISTORTED ACOUSTIC WAVEFORMS.

Devkan Kaleci

İnönü University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

61 + x

2002

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Ali Şahin

In this work, the calculation of nonlinear β parameter from distorted acoustic waveforms was studied.

It was worked on two different models, namely Model I and Model II . Model I could be tested by means of numerical values, but Model II could not, as it needs measured experimental values.

Both models were found applicable to the acoustical researches without needing any complex mathematical model. It is also discussed how the β parameter can be obtained from experimental measurements.

Key words: Nonlinear, β parameter.

TEŞEKKÜRLER

Bu çalışmanın gerçekleşmesindeki değerli yardımları ve sürekli desteği için tez yöneticisi Sayın Hocam Doç. Dr. Ali ŞAHİN'e,

Çalışmalarım süresince gösterdiği yakın ilgi için Bölüm Başkanımız Sayın Prof. Dr. Selçuk ATALAY'a,

Başta bilgisayar alanında olmak üzere tüm çalışmam boyunca benden yardımımı esirgemeyen sevgili arkadaşım Arş. Grv. Olgun Adem KAYA'ya,

Çalışmam süresince yanımda olan tüm arkadaşlarıma,

Hayatımın her aşamasında katkılarını esirgemeyen anneme ve ağabeyime en içten teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
TABLolar LİSTESİ.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	ix
1. TEMEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.1.1. Akustik Dalgaların Sınıflandırılması.....	2
1.2. Lineer Akustik Denklemler.....	4
1.2.1. Durum Denklemi.....	4
1.2.2. Süreklilik Denklemi.....	6
1.2.3. Lineer Dalga Denklemi.....	8
1.3. Non-linear Akustik.....	9
1.3.1. Akustik Nonlinearity.....	10
1.3.2. Sonlu Genlikteki Akustik Dalganın Bozunması.....	12
1.3.3. Akustik Dalganın Zayıflaması.....	13
1.3.4. Akustik Soğrulma.....	14
1.3.5. Burger Denklemi.....	15
1.3.6. Non-linear Dalga Denklemi (KZK).....	16
1.4. Non-linear Akustiğin Uygulama Alanları.....	17
2. TEORİK MODEL I.....	20
2.1. Giriş.....	20
2.2. Model I: Şok Parametresi Yardımı İle Akustik Nonlinearity Parametresi β 'nin Hesaplanması.....	23
3. TEORİK MODEL II.....	31
3.1. Giriş.....	31
3.2. Model II: Akustik Nonlinearity Parametresi β 'nin Akustik Dalganın Aldığı Yola Bağlı Olarak Hesaplanması.....	31
4. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	37
4.1. Giriş.....	37
4.2. Farklı Şok Parametresi Değerleri İçin Akustik Dalganın Şeklinde Meydana Gelen Bozunma.....	38
4.3. Model I İçin Teorik Hesaplama.....	42
5. KAYNAKLAR.....	56



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Birim hacimden $+x$ yönünde geçen kütle akısı.....	7
Şekil 1.2.	Akustik dalganın yayılma hızına lokal parçacık hızı u 'nun etkisi..	13
Şekil 1.3.	Mesafeye bağlı olarak akustik dalganın soğurulma mekanizmasından kaynaklanan genliğindeki azalma.....	15
Şekil 2.1.	Farklı σ parametresi değerleri için non-lineer etkilerden dolayı bozulan akustik dalga ile orijinal sinüsoidal dalganın karşılaştırılması.....	21
Şekil 2.2.	Akustik soğurma mekanizmasından dolayı akustik dalganın genliğinde konuma bağlı olarak görünen azalma.....	22
Şekil 2.3.	Akustik dalganın başlangıç şeklinin belli bir mesafe aldıktan sonraki bozulan şekli ile karşılaştırılması.....	24
Şekil 2.4.	Orijinal sinüsoidal dalga şekli ile $\sigma = 1.5$ durumu için akustik dalganın şeklinde meydana gelen bozunma miktarının karşılaştırılması.....	28
Şekil 2.5.	Farklı σ değerleri ile $1/\text{eğim}$ arasındaki ilişki.....	30
Şekil 3.1.	t zaman sonra bozulan akustik bir dalganın pozitif ve negatif basınç bölgelerindeki bozunma miktarının zamana bağlı değişimi.....	33
Şekil 3.2.	Akustik bir dalganın aldığı mesafeye bağlı olarak şeklinde meydana gelen bozunması yardımı ile her konum için bozunma miktarından faydalanılarak elde edilen $1/\text{eğim}$ değerleri.....	36
Şekil 4.1.	Kaynaktan gönderilen orijinal sinüsoidal puls ($\sigma = 0$ durumu).....	38
Şekil 4.2.	Orijinal akustik puls'un bozunmaya başlaması ($\sigma = 0.5$ durumu)...	39
Şekil 4.3.	Şok mesafesine ulaşan akustik puls'un şeklindeki bozunma ($\sigma = 1$ durumu).....	39
Şekil 4.4.	$\sigma = 1.5$ durumu için akustik puls'un şekli.....	40
Şekil 4.5.	$\sigma = 2$ durumu için akustik puls'un şekli.....	40
Şekil 4.6.	$\sigma = 0.0$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	42
Şekil 4.7.	$\sigma = 0.1$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	43
Şekil 4.8.	$\sigma = 0.2$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	43
Şekil 4.9.	$\sigma = 0.3$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	44
Şekil 4.10.	$\sigma = 0.4$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	44

Şekil 4.11.	$\sigma = 0.5$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	45
Şekil 4.12.	$\sigma = 0.6$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	45
Şekil 4.13.	$\sigma = 0.7$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	46
Şekil 4.14.	$\sigma = 0.8$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	46
Şekil 4.15.	$\sigma = 0.9$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	47
Şekil 4.16.	$\sigma = 1.0$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	47
Şekil 4.17.	$\sigma = 1.1$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	48
Şekil 4.18.	$\sigma = 1.2$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	48
Şekil 4.19.	$\sigma = 1.3$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	49
Şekil 4.20.	$\sigma = 1.4$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	49
Şekil 4.21.	$\sigma = 1.5$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	50
Şekil 4.22.	$\sigma = 1.6$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	50
Şekil 4.23.	$\sigma = 1.7$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	51
Şekil 4.24.	$\sigma = 1.8$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	51
Şekil 4.25.	$\sigma = 1.9$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	52
Şekil 4.26.	$\sigma = 2.0$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.....	52
Şekil 4.27.	Şok parametresi σ 'ya karşılık 1/eğimim değerleri için elde edilen doğru.....	55

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1.	Akustik dalganın şok parametresi σ 'ya karşılık normalize basıncında meydana gelen bozunma ve bu bozunmadan faydalanılarak yapılan lineer fittinglerden elde edilen doğruların 1/eğim değerleri.....	54
--------------	---	----



SİMGELER VE KISALTMALAR

P	Akustik basınç
P_0	Denge konumundaki akustik basınç
ρ	Sıvının yoğunluğu
ρ_0	Denge durumundaki sıvının yoğunluğu
C_p	Sabit basınçtaki öz ısı
C_v	Sabit hacimdeki öz ısı
γ	Sabit basınçtaki öz ısının sabit hacimdeki öz ısıya oranı
p	Akustik basınç değişimi
u	Lokal parçacık hızı
k	Dalga sayısı
s	Condensation katsayısı
ϕ	Skaler hız potansiyeli
c	Akustik dalganın yayılma hızı (faz hızı)
c_0	Akustik dalganın denge durumundaki yayılma hızı
β	Nonlinearity parametresi
I	Akustik dalganın şiddeti
I_0	Akustik dalganın başlangıç şiddeti
α	Genlik soğurma katsayısı
Z	Akustik empedans
A	Akustik dalganın genliği
A_0	Akustik dalganın başlangıç genliği
ω	Açısal hız
W	Normalize parçacık hızı
$\sigma = z / r_0$	Normalize koordinat mesafesi
τ	Gecikmiş zamanı
r_0	Rayleigh mesafesi
∇	Laplacian operatörü
\bar{x}	Şok oluşum mesafesi
σ	Şok parametresi
ε	Normalize hız
z	Akustik dalganın ilerleme mesafesi
λ	Akustik dalganın dalga boyu
B.H.B.Z.G.S.K.M.	Birim hacimden birim zamanda geçen kütle akısı

NDT

Hasarsız Muayene Testi (Non-destructive testing)



1. TEMEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Akustik dalgalar, periyodik değişiklikleri koordinata ya da zamana bağlı olan mekaniksel titreşimlerdir. Yayılabilme için bir ortama ihtiyaç duyarlar. Bu nedenle yayılma hızları yayıldığı ortamın elastik özelliklerine, ortamın yoğunluğuna, sıcaklığına ve kaynaktan gönderilen akustik dalganın türüne bağlıdır. Bu tür dalgalar ortamda yayılırken, ortam içindeki molekülleri, dalganın hareketi boyunca yoğunluk ve hacim değişikliklerine uğratarak titreştirirler. Yerel parçacık titreşimleri, ortam içinde sıkışma ve genişlemelere neden olarak, alçak ve yüksek basınç bölgelerinin oluşmasına sebep olur. Bu titreşimleri ya da basınç değişimlerini matematiksel olarak bir dalga fonksiyonu ile temsil etmek mümkündür.

Akustik ile ilgili ilk çalışmalar 18. yüzyıla kadar uzanmaktadır [1]. Euler 1759 yılında sonlu genlikteki akustik dalgalar için non-lineer dalga denklemini üreterek, akustik çalışmaları için ilk adımı atmıştır [2]. Euler'in geliştirdiği bu denklemler grubu, sıvılar için süreklilik ve hareket denklemlerini kapsamaktadır. 1760 yılında ise, Lagrange akustik dalgaların lokal genliğine bağlı yayılma hızını veren genel bir çözüm üretmiştir [3].

19. yüzyılın başlarında Poisson, izotermal gazlar içinde ilerleyen düzlem akustik dalgalar için açık bir çözüm üretmiştir. 1848 yılında Stokes, şok dalgalarının analizini yaparak, sonlu genlikteki akustik dalgaların, farklı bölgelerde farklı hızlarla yayılmalarından kaynaklanan bozunmayı izah etmiştir [4].

1860 yılına kadar yapılan çalışmaların büyük bir kısmı, kayıpsız sıvılar içinde yayılan akustik dalgaları temel alan denklemleri ve çözümleri içermektedir [1, 4]. Bu yıllar içerisinde Earnshaw, bir kaynağın keyfi büyüklükteki yüzeyi için sınır koşullarını ifade ederek, durum denklemleri, süreklilik denklemleri ve termodinamik yasalar arasında bir bağlantı sağlamıştır [4, 5]. Yine bu yıllarda Riemann, zıt yönde ilerleyen iki akustik dalga için hareket denklemleri üretmiştir [6].

20. yüzyılın başlarına gelindiğinde, henüz şok oluşumu ve sonlu genlikteki akustik dalgaların şoktan sonra nasıl davrandığı çözüme kavuşturulmamıştı. Fakat bu yıllarda Rankine ve Hugoniot'un üretmiş oldukları çözüm, akustik şok dalga denklemlerine termodinamik ve kinematik niceliklerin eklenmesi ile şok teorisi için önemli bir adım atılmasını sağlamıştır. Ayrıca bu çözüm, şok oluşumundan sonra akustik dalganın

yayıması ile ilgili çalışmalara önemli bir kapı açmıştır. Rankine ve Hugoniot'in üretmiş oldukları çözüm, şok oluşumundan sonra çoğu teorik modellemede kullanılan zayıf şok metodu ile benzer sonuçlar vermektedir [4].

1930'lu yıllara gelindiğinde, iki önemli çalışma bilimsel açıdan öne çıkmaktadır. Bu çalışmalar, sonlu genlikteki akustik dalgaların incelendiği Fubini ve Fay'ın çalışmalarıdır [7]. Aynı zamanlarda, Thuras, Jenkins ve O'neil'in yaptıkları çalışmalar ise, daha öncekilerden farklı olarak deneysel sonuçları içermektedir [8].

Akustiğin modern çağını başlatan dalga denklemleri, 1950'li yılların başlarında Eckart, Lighthill ve Mendousse tarafından üretilmiştir. Bu denklemler yardımı ile düzlemsel dalgalar için Burger denklemi doğrulanmış ve düzlemsel olmayan sonlu genlikteki akustik dalga denklemleri için kullanılması sağlanmıştır [1]. Yine bu yıllarda Khokhlov ve arkadaşları, düzlem dalgalar için kullanılan Burger denklemini, küresel [9] ve silindirik [10] dalgalar için modellemesini yaparak, bu denklemi düzlemsel dalgalar için ifade etmişlerdir.

Pratik uygulamalarda oldukça önemli yer tutan parametrik diziler üzerine yapılan ilk çalışmalar, 1960'lı yılların başlarında Westervelt [11] tarafından başlatılmış ve yine ilk teoriler Westervelt tarafından oluşturulmuştur. Bu konu ile ilgili ilk çalışmalar A.B.D.'de başlamış olmasına rağmen, 1970'li yıllara kadar yapılan çalışmaların büyük bir kısmı İngiltere ve Norveç'te yapılmıştır. Parametrik dizilerle ilgili teorilerin büyük bir kısmı H. O. Berktaş tarafından oluşturulmuştur. Muir ise Berktaş'ın çalışmalarından faydalanarak bu konuda önemli ilerlemeler kaydetmiştir [12]. Parametrik diziler 1970'li yıllarda başta askeri araştırmalar olmakla beraber, sivil çalışmalarda da geniş bir yer bulmuştur.

1970'li yılların başlarında Zabolotskaya, Khokhlov ve Kuznetsov tarafından Sovyetler Birliği'nde akustik dalgalar için temel non-lineer etkiler olan nonlinearity, diffraction, dispersion (dispersiyon) etkilerini içeren ve KZK (Khokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov) [13, 14] denklemi olarak bilinen non-lineer dalga denklemini üretmişlerdir [1]. Bu denklem, non-lineer akustiğin en önemli ve henüz analitik çözümü olmayan denklemi durumundadır.

1.1.1. Akustik Dalgaların Sınıflandırılması

Akustik dalgalar, maddesel ortamlarda yayılabilen dalgalardır. Bu nedenle katı, sıvı ve gaz ortamlarında farklı şekilde yayılırlar. Bu tür dalgaların yayılma şekillerini

etkileyen diğler önemli bir etken ise, gönderilen dalğanın türüdür. Akustik dalgaları, kaynaktan gönderilen dalğanın frekansına ve ortam içindeki yayılma şekline göre iki temel kategoride incelemek mümkündür [15].

a) Frekansına göre;

1. Duyulabilir (Audible) Akustik Dalgalar: Duyulabilir akustik dalgalar, insan kulağının duyabilirlik sınırı olan 20 Hz – 20 kHz arası frekanslara sahip akustik dalgalardır.

2. Ses Altı (Infrasonic) Akustik Dalgalar: Bu tür dalgalar, duyulabilir frekansın altında frekansa sahip akustik dalgalardır. Deprem dalgaları (sismik dalgalar) bu türden dalgalardır.

3. Ses Üstü (Ultrasonic) Akustik Dalgalar: Bu tür dalgalar, duyulabilir frekansın üstünde frekansa sahip akustik dalgalardır. Ultrasonik dalgalar, piezoelektrik maddeye alternatif akım uygulanarak oldukça yüksek frekanslara kadar üretilmektedirler.

b) Ortam içinde yayılma şekillerine göre;

1. Boyuna Akustik Dalgalar: Bu tür dalgalar, en genel akustik dalgalardır. Boyuna akustik dalgaların en önemli özellikleri, ortam içinde bulunan moleküllerin lokal hareketlerini dalğanın ilerleme yönü ile aynı olacak şekilde titreştirmeleridir. Bu dalgalar katı, sıvı ve gaz ortamında yayılabilirler.

2. Transverse - Shear Dalgaları: Bu tür dalgalar sadece katı içinde oluşurlar. Shear dalgaları, katıların elastik özelliklerinden dolayı katının içindeki moleküllerin akustik dalğanın ilerleme yönüne dik olan hareketleri sonucu meydana gelirler. Yayılma doğrultusuna dik olarak shear dalgalarının oluşturdukları shear kuvveti, katıyı fiziksel olarak rahatsız eder. Shear dalgaların şiddetleri ve genlikleri yeteri kadar büyük ise, katı içinde fiziksel bozunmalara neden olabilmektedirler.

3. Yüzey - Rayleigh Dalgaları: Bu tür dalgalar, yayıldıkları ortamın içindeki molekülleri, eliptik olarak hareket ettirerek yayılırlar. Yüzey dalgaları, shear dalgalarında olduğu gibi sadece katı içinde oluşurlar. Yüzey dalgalarında dalğanın genliği zamana ve konuma bağlı exponansiyel bir şekilde artar ve azalır.

Yukarıda adı geçen tanımlar çerçevesinde akustik çalışmaları iki genel kategoride toplamak mümkündür. Akustik dalganın ortam içinde herhangi bir kayıp olmaksızın yayıldığını kabul eden çalışmalar, lineer akustik içinde yer alır. Lineer olmayan etkilerin hesaba katıldığı ve bu etkilerin dalga denklemlerinde dikkate alındığı çalışmalar ise non-lineer akustik sınıfına girmektedir.

1.2. Lineer Akustik Denklemler

Lineer akustik ile ilgili çalışmalar, daha çok sıvı ortamında uygulama alanı bulmaktadır. Sıvılar, denge konumunda iken ortalama basınçları ve moleküllerin konumları sabit kabul edilebilir. Sıvı içerisinde akustik dalgadan bahsederken, sıvı moleküllerinin yer değiştirmeleri ve hızları ifade edilir ve akustik dalga denklemleri kurulurken dikkate alınır. Lineer akustik dalga denklemleri, gravitasyon kuvvetlerinin etkisi ihmal edildiğinde, akustik basıncın ve yoğunluğun sabit olduğu düşünülürken çözümler olarak kullanılabilir [16]. Lineer dalga denklemleri, sıvının homojen, isotropik¹, ideal elastik özelliklere sahip, viskozite ve sıcaklık etkileşimlerinin olmadığı durumlar için geçerlidir. Bu kabul ya da yaklaşımlar, fiziksel olarak akustik dalganın genliğinin ve frekansının çok yüksek olmadığı durumlara karşılık gelir.

1.2.1. Durum Denklemi

Akustik dalgalar sıvı ortamında yayılırken, ortam içinde bulunan molekülleri hareket ettirirler. Bu olay sıvı içindeki moleküllerin yer değiştirmelerine neden olur. Akustik dalganın hareketi boyunca oluşan bu yer değiştirmeler ise, lokal basınç alanlarına ve yoğunluk değişimine sebep olur. Durum denklemi, akustik dalganın ortam içindeki yayılışı boyunca basınç ve yoğunluk değişimi arasındaki ilişkiyi ifade eder. Durum denklemi,

$$P = P(\rho) \quad (1.1)$$

şeklindedir. Durum denklemi, sıvılar ve gazlar için akustik basıncın yoğunluk değişimine bağlı olduğunu gösterir.

¹ k dalga vektörünün yayılma boyunca yön değiştirmedeği homojen ortam.

Durum denklemi, izotermal² ve adyobatik³ ortamlar için farklı şekilde ifade edilir. İdeal gazlar için izotermal durum denklemi,

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (1.2)$$

şeklindedir. Adyobatik durum denklemi ise,

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1.3)$$

olarak verilir. Burada γ sabit basınçtaki öz ısının (C_p), sabit hacimdeki öz ısıya (C_v) oranıdır.

Sıvılar için adyobatik durum denklemi gazlar için adyobatik durum denkleminin çok daha karmaşıktır[16]. Lineer dalga denklemlerinin büyük bir bölümünün bir kısmı yaklaşımlar kullanılarak elde edildiğinden bahsetmiştik. Durum denkleminin açık şekli akustik yoğunluğun çok küçük değişimleri göz önüne alınarak, akustik basıncın yoğunluğa göre Taylor açılımı ile elde edilir.

$$P = P_0 + \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} (\rho - \rho_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} (\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (1.4)$$

Burada P değişken akustik basıncı, P_0 denge durumundaki akustik basıncı, ρ yoğunluk değişimini, ρ_0 denge durumundaki yoğunluğu ifade etmektedir. Denklem 1.4, akustik basınç değişimi ile akustik dalganın yoğunluğundaki değişim arasındaki ilişkiyi ifade eder. Bu ilişki, ikinci ve daha üst mertebeden terimlerin katkısının çok küçük olması nedeni ile ihmal edilirse,

$$p = P - P_0 = B \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \quad (1.5)$$

² Isı girişi olmayan ortam.

³ Sabit sıcaklıkta gerçekleşen olaylar.

şeklinde bulunur. Burada,

$$B = \rho_0 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \quad (1.6)$$

olarak verilmektedir ve Bulk Modülünü⁴ ifade eder. Net akustik basınç değişimi

$$p = P - P_0 \text{ şeklinde ifade edilir ve } s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \text{ olarak alınır, akustik basınç değişimi,}$$

$$p = B \cdot s \quad (1.7)$$

olarak bulunur.

1.2.2. Süreklilik Denklemi

Akustik dalganın yayılması sırasında oluşan akustik basıncın sıvı içindeki moleküllerin hareketine nasıl bağlı olduğunu anlayabilmek için, u parçacık hızları ile ρ yoğunluk değişimi arasında bir ilişki kurulmalıdır. Bu ilişki, $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ olan çok küçük bir küp içinden sıvının geçişi incelenerek bulunabilir [16, 17].

Şekil 1.1 yardımı ile sabit dV hacimde $+x$ yönündeki net kütle akışı,

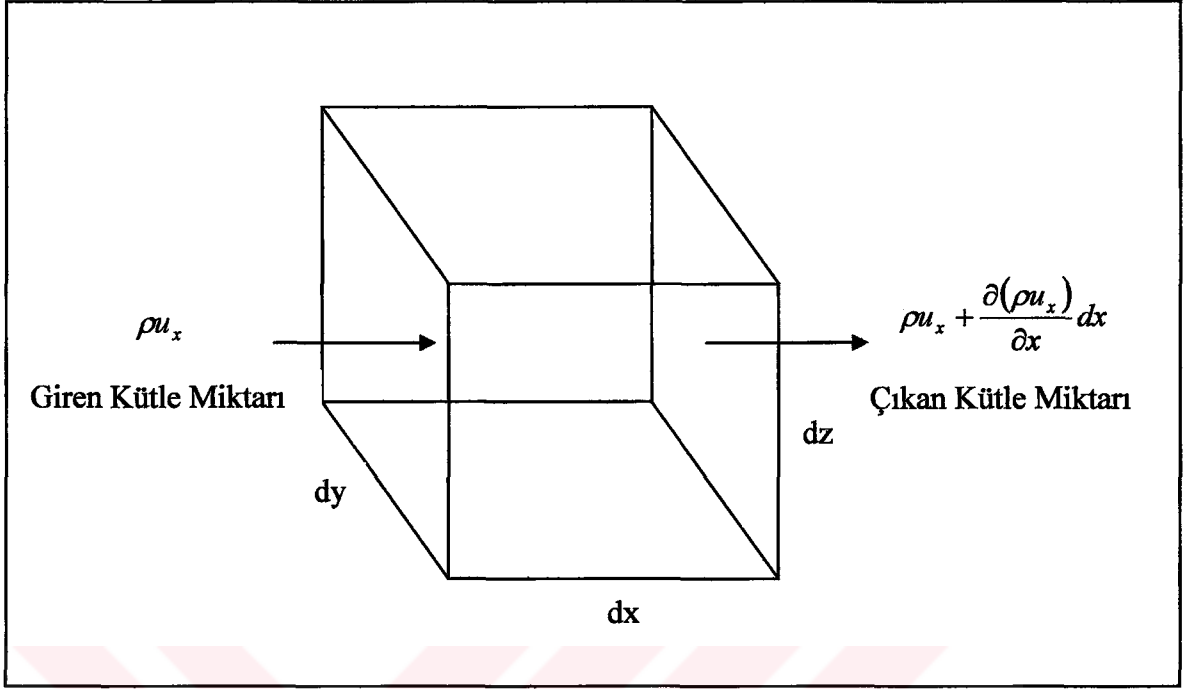
$$\begin{aligned} \rho \vec{u}_x - \left[\rho \vec{u}_x + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \vec{u}_x) dx \right] &= - \frac{\partial}{\partial x} (\rho \vec{u}_x) dx \\ &= - \vec{\nabla} (\rho \vec{u}_x) dx \end{aligned} \quad (1.8)$$

olarak elde edilir. Bu durumda, üç boyuttaki toplam kütle akışı Denklem 1.8 yardımı ile,

$$- \left[\frac{\partial (\rho \vec{u}_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \vec{u}_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \vec{u}_z)}{\partial z} \right] \cdot dV = - \left[\vec{\nabla} (\rho \vec{u}) \right] \cdot dV \quad (1.9)$$

şeklinde bulunur.

⁴ Sıvının elastik özellikleri ile ilgili katsayı



Şekil 1.1. Birim hacimden + x yönünde geçen kütle akısı.

Birim zamanda birim hacimden geçen sıvı kütlesi miktarı (B.Z.B.H.G.S.K.M.) ise,

$$\text{B.Z.B.H.G.S.K.M.} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dV \quad (1.10)$$

şeklindedir. Denklem 1.9 ve Denklem 1.10 birim hacimden geçen kütle miktarını ifade ettiklerine göre, bu iki denklem aynı dV hacim elemanı için birbirine eşittir. Bu iki denklem eşitlendiğinde,

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1.11)$$

eşitliği elde edilir. Denklem 1.11, süreklilik denklemi olarak ifade edilir. Denklem 1.11'de, ρ_0 zamana ve konuma göre sabit olarak kabul edilip, $\rho = \rho_0(1+s)$ şeklinde ve s çok küçük seçilirse,

$$\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right) + \vec{\nabla} \vec{u} = 0 \quad (1.12)$$

denklemini bulunur. Bu denklem, lineer süreklilik denklemi olarak bilinir.

1.2.3. Lineer Dalga Denklemi

Durum denklemi, süreklilik denklemi ve lineer kuvvet denklemi tek bir denklem olarak birleştirildiğinde lineer dalga denklemi elde edilir. Lineer kuvvet denklemi,

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla} P \quad (1.13)$$

şeklindedir [16]. Lineer kuvvet denkleminin diverjansı alındığında,

$$\rho_0 \vec{\nabla} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \vec{\nabla}(-\vec{\nabla} P) = -\nabla^2 P \quad (1.14)$$

şeklinde olur. Denklem 1.12'de verilen lineer süreklilik denkleminin zamana göre türevi alınır ve $\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \vec{u}) = \vec{\nabla} \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right)$ eşitliği kullanılırsa,

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + \vec{\nabla} \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.15)$$

denklemini elde edilir. Diğer taraftan,

$$\nabla^2 P = \rho_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (1.16)$$

denkleminde s elenirse,

$$\nabla^2 P = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1.17)$$

şeklinde bulunur. Denklem 1.17, sıvılar için klasik dalga denklemini ifade eder. Durum

denkleminde, c akustik dalganın yayılma hızı $c = \left(\frac{B}{\rho_o} \right)^{1/2}$ olarak yazılırsa,

$$p = \rho_o \cdot c^2 \cdot s \quad (1.18)$$

şeklinde bulunur. ϕ , skaler hız potansiyelini temsil eden bir fonksiyon olarak seçilmek koşulu ile, $\vec{u} = \vec{\nabla} \phi$ şeklinde ifade edilir. Bu gradiyent ifadesi Denklem 1.13'de kullanırsa,

$$\rho_o \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \phi = -\vec{\nabla} P \quad (1.19)$$

$$\vec{\nabla} \left(\rho_o \frac{\partial \phi}{\partial t} + P \right) = 0 \quad (1.20)$$

$$P = -\rho_o \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (1.21)$$

şeklinde elde edilir. Denklem 1.21, klasik dalga denklemini içinde kullanılıp, zamana göre integrali alınır, ϕ hız potansiyelinin de dalga denklemini sağladığı görülür.

1.3. Non-linear Akustik

Lineer akustik yaklaşımlar, çoğu akustik problemlerin çözümünde yeterli olmaktadır. Fakat, doğadaki akustik olayların büyük bir kısmı non-lineer olaylardır. Bu nedenle non-lineer akustik problemler ve çözümleri önem kazanmaktadır. Bu tür problemler bir çok fiziksel parametreyi içerdiğinden, çözümleri zor ve oldukça kompleks matematiksel ifadeler içermektedir.

Günümüzde non-lineer akustik çalışmalar, teknolojik ve elektronik ilerlemelere paralel olarak gelişmekte ve oldukça geniş bir uygulama alanı bulmaktadır. Teorik çalışmaların büyük bir kısmı, non-lineer dalga denklemini (KZK), Burger denklemini

ve zayıf şok teorisini temel almaktadır [4]. Bu teknolojik ve bilimsel gelişmelere rağmen, günümüzde birçok non-linear problemin analitik çözümü henüz bulunamamıştır [18]. Bu nedenle yapılabilen çözümlerin büyük bir kısmı nümerik çözümlerdir [13].

1.3.1. Akustik Nonlinearity

Sıvılar için çoğu problemler, belirli yaklaşımlar altında durum denklemleri ifadesinde bulunan ikinci ve üçüncü dereceden terimlerin kullanılması ile çözüme kavuşturulabilmektedir [19]. Durum denklemleri içindeki ikinci ve daha üst mertebeden terimlerin kullanılması, çözümlerin non-linear olmasını gerektirir.

Akustik non-linear durumu net olarak görebilmek için, akustik basıncı akustik yoğunluk (ρ_0) etrafında Taylor serisine açmak, alışıla gelmiş bir yoldur [4, 20]. Serinin ikinci dereceden katsayıları, akustik parametrelerin çarpımını içerir ve akustik non-linearliği temsil eder. Denklem 1.4 Taylor serisine açıldığında,

$$\begin{aligned}
 p = P - P_0 &= \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} (\rho - \rho_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} (\rho - \rho_0)^2 + \dots \\
 &= \rho_0 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{1}{2} \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

şeklinde olur. Denklem 1.22'de,

$$A = \rho_0 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} = \rho_0 \cdot c_0^2 \tag{1.23}$$

$$B = \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} \tag{1.24}$$

şeklindedir. β nonlinearity parametresi olmak üzere $\beta = 1 + \frac{B}{2A}$ olarak tanımlanır [1, 11]. A ve B katsayıları β 'nin tanımlandığı ifade kullanılırsa,

$$\beta = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_0^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0}}{\rho_0 \cdot c_0^2}$$

$$= 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_0}{c_0^2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} \quad (1.25)$$

şeklinde olduğu görülür. Denklem 1.25'den görüldüğü gibi β boyutsuz bir parametredir. Denklem 1.22'de ki Taylor açılımında sadece ilk terimin kullanılması, bizi akustik denklemlerin lineer olması sonucuna götürür. Bu durumda, denklemler β parametresini içermez ve çözümler bildiğimiz sinüsoidal türden harmonik çözümler olur.

Akustik dalganın yayılma hızı, nonlinearity parametresi β 'ya direk olarak bağlıdır. Akustik dalganın bir ortamda yayılma hızı, düzlemsel akustik dalgalar için tek boyutlu dalga denkleminde faydalanılarak bulunabilir. Tek boyutlu dalga denklemi ise,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (c_0 + \beta u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1.26)$$

şeklindedir [1]. Burada, $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$ akustik dalganın lineer yayılma hızını ve $\beta = \frac{\gamma + 1}{2}$

nonlinearity parametresini göstermektedir. Denklem 1.26'dan akustik dalganın yayılma hızı ise,

$$\frac{dx}{dt} = c = c_0 + \beta \cdot u \quad (1.27)$$

şeklinde bulunur. Denklem 1.27, β parametresinin akustik dalganın yayılma hızına etkisini göstermektedir. Bu etki, sonraki kesimlerde ayrıntıları ile tartışılacaktır.

1.3.2. Sonlu Genlikteki Akustik Dalganın Bozunması

Akustik dalganın yayılma hızının lokal olarak değişmesinin iki nedeni vardır [1, 4]. Birinci neden, ortam içindeki ısı naklidir. Parçacık titreşimleri ile ifade edilen ortam içindeki dalga hareketi, lokal basınç alanları oluşturarak yayılır. İkinci neden ise, akustik dalganın hareket yolu boyunca basınç, yoğunluk ve ortam içinde sıcaklık değişiklikleri yaratarak yayılmasıdır. Akustik basınç nedeniyle sıkışan sıvı, akustik dalganın yayılma hızında pozitif basınç bölgesinde bir artışa, negatif basınç bölgesinde ise bir azalmaya neden olur.

Şekil 1.2’de sinüsoidal bir akustik dalga için lokal parçacık titreşimlerinin akustik dalganın yayılma hızına etkisi gösterilmektedir. Pozitif genlikteki titreşimlerin yönü, akustik dalganın yayılma yönü ile aynı olduğundan akustik dalganın yayılma hızına eklenmiş, negatif genlikte ise ters yönde olduğundan çıkarılmıştır. Parçacık titreşimleri dalganın tüm hareketi boyunca devam edeceğinden, gerekli koşullar sağlandığında dengelenmiş kuvvetler bir gradiyent oluşturur ve şok dalgası oluşur.

Akustik dalganın lokal yayılma hızı, nonlinearity parametresi β ’ya bağlıdır. β parametresinin değerinin büyümesi ile birlikte lokal parçacık hızlarının akustik dalganın yayılma hızına olan etkisi artacak ve dalganın şeklinde daha fazla bir bozunmaya neden olacaktır. Bu duruma, non-linear distortion (non-linear bozunma) adı verilir. Non-linear bozunma bizi alt harmoniklerin oluşumuna götürür ki, bu durum Fourier Transformu ile kolayca tespit edilebilir [21-22]. Şok dalgasının son durumu ise, testere dişli bir dalgadır. Yeterli bozunma ortaya çıktıktan sonra, akustik dalganın ilerlemeye devam etmesi halinde saturation (doyma) etkisi ile dalganın genliğinde bir azalma başlar. Bu durum, ortama enerji transferinin de bir göstergesidir.

Katı içinde akustik dalganın enerjisindeki azalma mekanizması, gazlara ve sıvılara göre daha şiddetli ve komplekstir. Genel olarak akustik dalganın enerjisindeki azalmanın yüksek frekanslarla birlikte artış gösterdiği görülür [15].

1.3.4. Akustik Soğrulma

Akustik dalganın enerjisinin bir kısmı, ortam içinde dalganın yayılması boyunca termal enerjiye dönüşür. Diğer bir deyişle ortam, yayılma boyunca akustik dalganın enerjisinin bir kısmını soğurur. Bu soğrulma mekanizması viskozite, sıcaklık etkileşimleri ve moleküller arası elastik etkileşimlerden kaynaklanır. x mesafesi kadar ilerleyen akustik bir dalganın şiddetindeki azalma,

$$I_x = I_0 \cdot \exp(-2\alpha x) \quad (1.28)$$

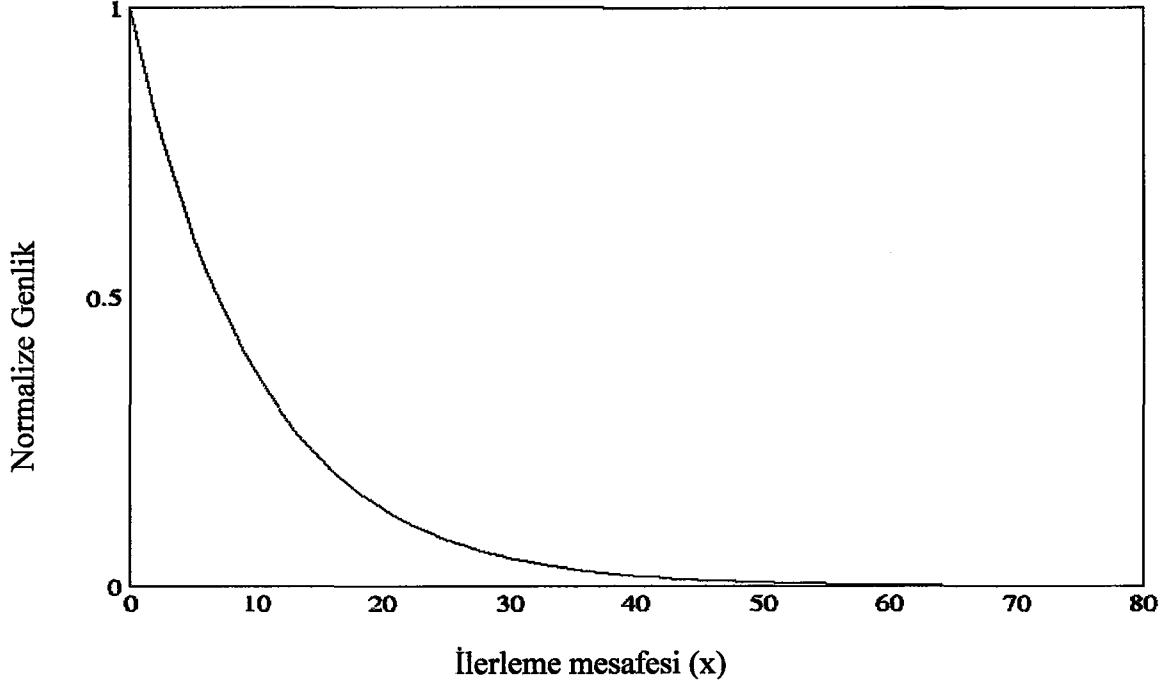
şeklindedir. Burada α , akustik dalganın genlik soğurma katsayısını ifade eder ve cm^{-1} boyutundadır. Akustik dalganın genliği ile şiddeti arasındaki ilişki,

$$I = \frac{1}{2} \cdot Z \cdot A^2 \cdot \omega^2 \quad (1.29)$$

şeklindedir. Denklem 1.29'da, Z akustik empedansı, A akustik dalganın genliğini ve ω açısal hızı göstermektedir. A_x akustik dalganın x kadar mesafe aldıktan sonraki genliği, A_0 başlangıç genliği ise, Denklem 1.28 ve Denklem 1.29 yardımı ile akustik dalganın konuma bağlı genlik azalması,

$$A_x = A_0 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (1.30)$$

şeklinde bulunur. Denklem 1.30, akustik dalganın genliği ile genlik soğurma katsayısı arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir.



Şekil 1.3. Mesafeye bağlı olarak akustik dalganın soğurulma mekanizmasından kaynaklanan genliğindeki azalma.

Şekil 1.3’de akustik dalganın genliğinde ortamdan kaynaklanan soğurma mekanizması nedeni ile ortaya çıkan azalma görülmektedir. Genlikteki bu azalma, x konumuna ve sıvının soğurma katsayısı α ’ya bağlı eksponansiyel bir azalmadır.

1.3.5. Burger Denklemi

Ortamın lineer olmaması, ortam içindeki ısı nakline ve akustik dalganın hareketi boyunca yoğunluk, basınç ve sıcaklık etkileşimleri yaratarak yayılmasına neden olduğu daha önceki kısımlarda bahsedilmiştir. Burger Denklemi [2, 11, 23], ortamın lineer olmayışını açıklayan tek boyutlu dalga denklemdir. Bu denklem,

$$\frac{du}{dt} + \left(1 + \frac{\beta u}{c}\right) \frac{du}{dz} = 0 \quad (1.31)$$

şekindedir ve ortam içinde herhangi bir termal kayıp olmadığı durumlar için geçerlidir. Bu denklemde, z akustik dalganın yayılma doğrultusunu, β nonlinearity parametresini

göstermektedir. Denklem 1.31, β parametresini içerdiğinden non-linear bir dalga denklemi durumundadır. β 'nın sıfır değeri için Burger Denklemi linear bir denklem halini alır ve bu durumda denklemin çözümü,

$$u = f(\omega t - kz) \quad (1.32)$$

şeklinde olur. Burada f keyfi bir harmonik fonksiyonu göstermektedir. Denklem 1.32'deki çözümde, akustik dalganın yayılma hızı ortamın non-linear özelliklerini içermez. β 'nın sıfırdan farklı olduğu durumlarda ise, ortamın non-linear bir ortam olduğundan bahsedilebilir ve bu durumda Burger Denkleminin çözümünden, akustik dalganın yayılma hızı, $c_0 \left(1 + \frac{\beta u}{c_0}\right)$ olarak bulunur [24].

Burger denkleminin en büyük avantajlarından biri, non-linear dalga denklemi için tek boyutta açık bir analitik çözüm önerilebilmesidir [4].

1.3.6. Non-linear Dalga Denklemi (KZK)

Linear teori, çoğu uygulamalar için yeterli olmasına rağmen, parametrik diziler, akustik mikroskoplar, medikal ultrasonik uygulamalar gibi bir çok alanda non-linear etkiler önemli rol oynamaktadır. Bu uygulamalar için, yayılma ortamındaki saçılma etkilerinin, soğurma mekanizmasının ve non-linear etkilerin hesaba katılması gereklidir.

Khokhlov ve Zabolotskaya, soğurma mekanizması olmaksızın non-linear ortamda, sonlu genlikte akustik dalgaların yayılma hızlarını dairesel geometriye sahip akustik kaynak için veren bir denklem geliştirdiler. Kuznetsov ise, bu denkleme soğurma mekanizmasını ekleyerek, non-linear etkilerini, saçılmayı ve soğurmayı içeren ve KZK (Khokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov) denklemi olarak bilinen non-linear dalga denklemini elde etti [1, 13, 14]. KZK denklemi,

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \sigma \partial \tau} = \alpha r_0 \frac{\partial^3 W}{\partial \tau^3} + \frac{r_0}{2\bar{x}} \cdot \frac{\partial^2 (W^2)}{\partial \tau^2} + \frac{1}{4} \nabla^2 W \quad (1.33)$$

şeklinde verilir. Burada,

$W = u / u_0$	→	normalize parçacık hızı,
$\sigma = z / r_0$	→	normalize eksen uzunluğu,
α	→	soğurma katsayısı,
τ	→	gecikmeli zamanı,
$\bar{x} = \frac{1}{\beta \epsilon k}$	→	şok oluşum mesafesi,
$r_0 = \frac{ka}{2}$	→	Rayleigh mesafesi,
∇^2	→	Laplacian operatörüdür.

Denklem 1.33'ün henüz analitik çözümü yoktur [18] ve nümerik çözümler için çoğu durumlarda parabolik yaklaşım kullanılmaktadır [25]. Bu yaklaşım fiziksel olarak Fresnel yaklaşımı [26] ile özdeştir. Fresnel yaklaşımı ya da parabolik yaklaşımlar sonucu nümerik çözümlere ulaşmak dahi yoğun matematiksel çaba ve bilgisayar programlama tecrübesi gerektirmektedir.

1.4. Non-linear Akustiğin Uygulama Alanları

Son yıllarda non-linear akustiğin uygulama alanları başta askeri, tıp ve sanayi olmak üzere bir çok farklı alanda kullanılır duruma gelmiştir. Tüm bu uygulamalarda kullanılan üniteler, transducer olarak bilinen ultrasonik dalga üreticisi ve hydrophone olarak bilinen alıcı aletleri içermektedir. Transducerlar, en genel olarak elektrik sinyallerini akustik titreşimlere, akustik titreşimleri elektriksel sinyallere çeviren aletlerdir. Transducerların büyük bir kısmı, piezoelektrik maddeden yapılmaktadır. Günümüzde artık transducer üretimi için bir kısım polimerler de kullanılmaya başlanmıştır [27].

Ultrasonik görüntüleme sistemleri, bir ultrasonik dalga üreticisinden (transducer) herhangi bir nesneye gönderilen ve nesneden yansıyan ya da geçen ultrasonik dalgalar yardımı ile nesnenin konumunu ve şeklini belirlemede kullanılan sistemlerdir. Bu tür sistemler, genelde medikal uygulamalarda kullanılmaktadır. Üç türden ultrasonik görüntüleme sistemi vardır. Herhangi bir organın ya da dokunun transducera olan uzaklığının belirlenmesinde kullanılan A-Scan, vücut içindeki konumunun

belirlenmesinde kullanılan M-Scan ve şeklinin belirlenmesinde kullanılan B-Scan'dır [28].

Ultrasonik görüntüleme sistemleri ile benzer teknikler kullanılarak damar içinde kan akış hızını hesaplamak amacı ile kullanılan diğer bir medikal ultrasonik sistem ise Doppler aletidir. Bu tür aletlerde hareketli bir nesneden yansıyan ya da saçılan dalgaların doppler etkisinden faydalanılır. Doppler aletleri yardımı ile vücudun herhangi bir yerinde bulunan damarın içinde hareket eden kanın akış hızı hesaplanabilir [28].

Scanning Acoustic Microscope (SAM), bir nesnenin fiziksel özelliklerini ultrasonik dalgalar yardımı ile belirlenmesinde kullanılan bir tür mikroskoptur. Bu tür mikroskoplar, nesneye gönderilen ultrasonik dalgalar ile nesneden geçen ya da yansıyan dalgaların karşılaştırılması ile nesne hakkında bilgi edinilmesini temel alarak çalışan akustik aletlerdir. İki tür SAM vardır. Birincisi, nesne üzerine gönderilen ultrasonik dalgaların nesneden geçen kısımlarının kullanıldığı, ikincisi ise, incelenecek olan nesne yüzeyinden yansıyan dalgaların kullanıldığı türden mikroskoplardır [29].

Çatlak tespit sistemleri, herhangi bir nesnenin içinde bulunan çatlak ya da defonun tespit edilmesi amacıyla, ultrasonik dalgaların kullanıldığı sistemlerdir. Literatürlerde bu türden testler, "hasarsız muayene testleri (Non-destructive testing, NDT)" olarak bilinmektedir [30]. Maddeden saçılarak, yansyarak ya da içinden geçerek transducera ulaşan ultrasonik dalganın frekansı ve şiddeti, madde içinde herhangi bir defo ya da hasar var ise, gönderilen dalganın frekansından ve şiddetinden farklı olacaktır. Transducerdan gönderilen dalganın frekansı ve şiddeti bilindiği zaman, madde içinde bulunan defo ya da çatlağın büyüklüğü ve şekli bulunabilir. Bu iş için alıcı ve verici transducerların bir elektronik analiz cihazına bağlanmaları gerekmektedir. NDT sistemlerinin en önemli özellikleri, nesneye herhangi bir zarar vermemesi ve x ya da β ışınlarından daha geniş bir aralıkta hasarı ya da defoyu tespit etme olanağı sağlamasıdır. Örneğin x ya da β ışınları, maksimum 30 - 40 cm derinlikteki bir hasarı tespit edebilirken, NDT sistemleri maddenin içinde metrelerce uzaklıkta bulunan bir hasarı tespit edebilme özelliğine sahiptir.

Ultrasonik temizleyiciler, yüksek şiddetli ultrasonik çalışmaların en başarılı uygulamalarından biridir [15]. Bu tür sistemler yardımı ile herhangi bir katı yüzeyine bulunan istenilmeyen parçacıklar kolayca madde yüzeyinden uzaklaştırılabilmektedir. Ultrasonik temizleyici sistemler, diğer mekaniksel veya kimyasal temizleyicilerden daha etkin bir temizleme yapmaktadırlar. Bu nedenle günümüzde özellikle sanayide,

tıpta ve bilimsel çalışmalarda tercih edilen bir temizleme yöntemi haline almıştır. Ayrıca, bu tür temizleme işlemleri insan eli değmeden yapıldığından, insan sağlığı için risk oluşturan temizlik işlemlerinde, artık daha sıklıkla kullanılır duruma gelmiştir. Ultrasonik temizleme işlemi, transducer tarafından gönderilen yüksek şiddetli ultrasonik dalgalar yardımı ile gerçekleşir. Bu tür dalgalar, dalganın yayılma doğrultusu boyunca yüksek ve alçak basınç alanları yaratarak, sıvı içerisinde kaviteler oluşturur. Bu kaviteler sıvı içinde bulunan hava kabarcıklarının büyümesine neden olur. Böylece temizlenecek madde üzerinde ve çevresinde bulunan büyümüş hava kabarcıkları maddeden istenilmeyen kısımların sökülmesini sağlar.



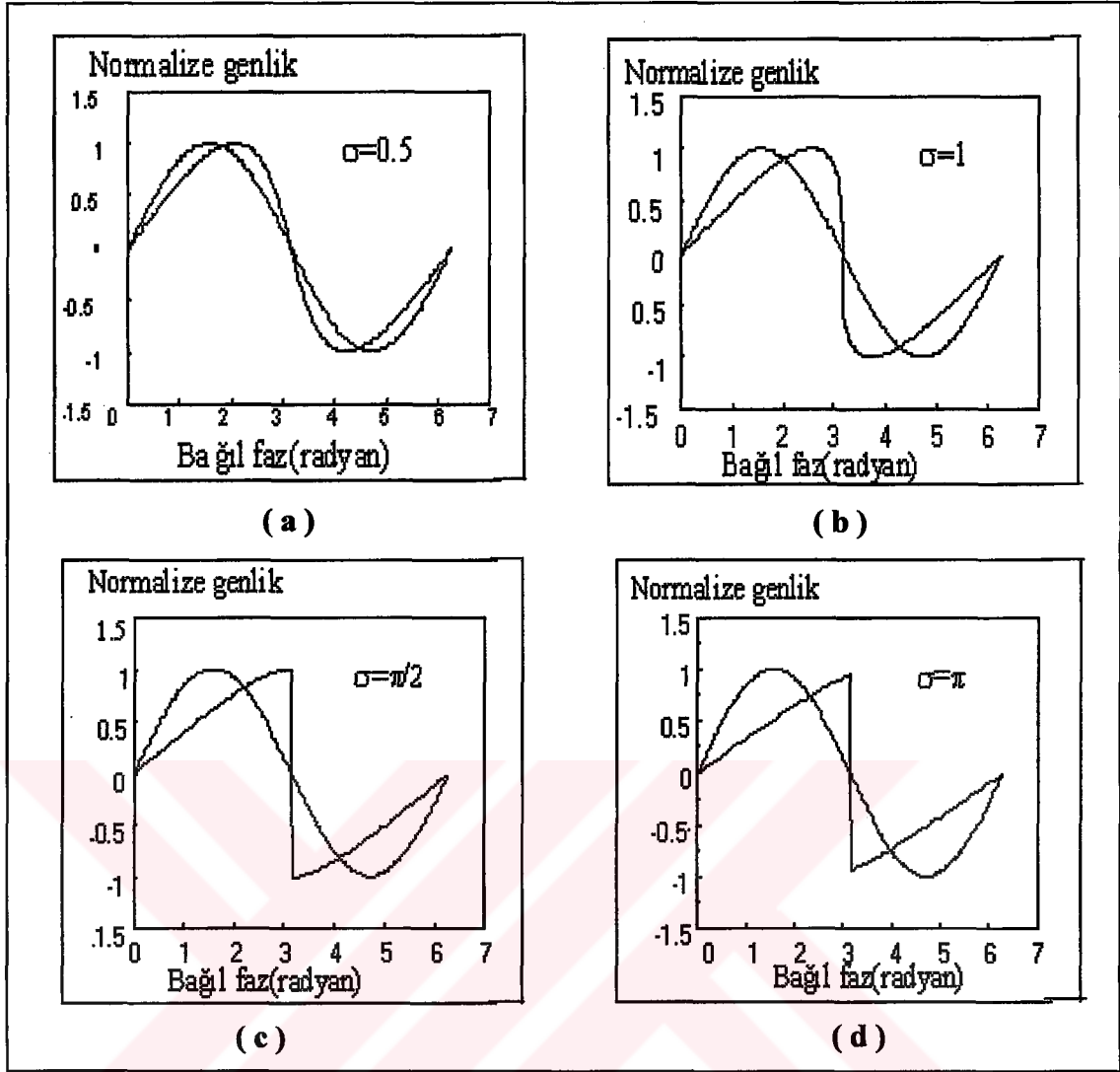
2. TEORİK MODEL I

2.1. Giriş

İlk akustik çalışmalar, sonlu genlikteki akustik dalgalar üzerine olmasına rağmen, bu konuda yapılan en önemli teorik modellemeler 1930'lu yılların başlarında Fay [31] ve Fubini'nin [32] çalışmaları olarak kabul edilebilir [1, 7]. Bu iki çalışma, sonlu genlikteki akustik dalgaların olağan hareketlerinin incelenmesini ve non-lineer etkilerin akustik dalganın hareketine sağlamış olduğu katkıları içermektedir. Fay ve Fubini'nin üretmiş oldukları çözümler, fiziksel olarak doğru olmasına rağmen birbirleri ile uyuşmamaktadır. Bu uyuşmazlık, çözümlerin farklı bölgeler için geçerli olmasından kaynaklanmaktadır. Bir akustik dalganın lineer olmayan bir ortamdaki hareketi üç genel bölgede incelenebilir [7, 33].

Birinci bölge; akustik kaynak ile şok mesafesi arasındaki bölgeyi içine alır. Bu bölgede, akustik dalga non-lineer etkilerden kaynaklanan bir bozunma içindedir. Non-lineer etkiler, akustik dalganın ilerleme hızının lokal olarak değişimine neden olarak, akustik dalganın şeklinde bir bozunmaya sebep olmaktadır. Akustik dalganın şeklinde meydana gelen bu bozunma, Fourier dönüşümünde alt harmoniklerin oluşumu ile kendini gösterir.

İkinci bölge; şok oluşum mesafesi ile akustik şok dalgasının doyuma uğramaya başladığı bölgeyi içeren ara bölgeyi kapsar. Bu bölge boyunca, akustik dalganın şeklindeki bozunma devam etmekle birlikte saturation mekanizması nedeni ile bozunma kısıtlanmaktadır. Saturation mekanizması, belli bir mesafeden sonra non-lineer etkilerden kaynaklanan bozunmayı dengelemekte ve akustik dalganın şeklinde daha fazla bozunma olmasını kısmi olarak engellemektedir. Bu nedenle akustik şok dalgası, bu bölgenin sonuna doğru testere dişli bir dalga halini almaktadır. Aynı zamanda bu bölge boyunca akustik dalganın genliğinde ve şiddetinde kısmi bir azalma söz konusudur. Aradaki genlik farkına karşılık gelen miktarda akustik enerji, ısı enerjisi, moleküller arası sürtünme vs. gibi etkenlerle ortama transfer edilmektedir.

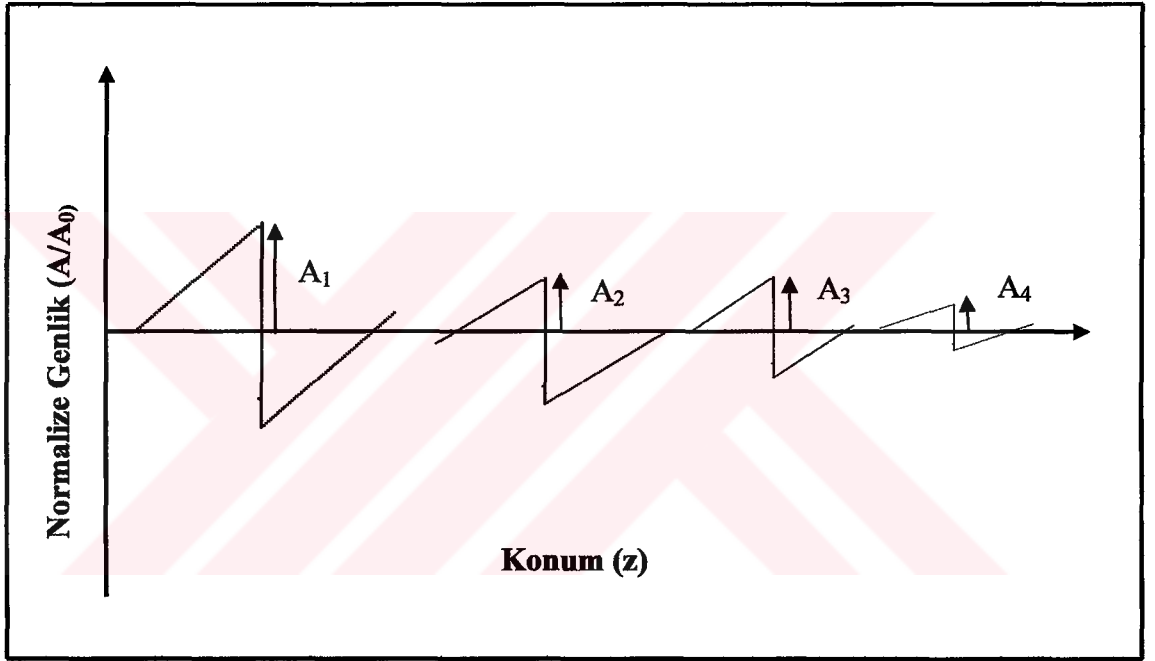


Şekil 2.1. Farklı σ parametresi değerleri için non-linear etkilerden dolayı bozulan akustik dalga ile orijinal sinüsoidal dalganın karşılaştırılması. (Ref [13]'den alınmıştır)

Şekil 2.1'de herhangi bir akustik kaynaktan gönderilen bir dalga için şok parametresi σ 'ya bağlı olarak, akustik puls'ta meydana gelen bozunma görülmektedir. Başlangıçta sinüsoidal olan puls, ortamda ilerlemesi ile birlikte, daha önceki kesimlerde tartışılan lokal parçacıkların etkisi nedeni ile bozunmaya başlayacaktır. Koordinat z 'ye bağlı olarak σ 'nın değerinin büyümesi ile birlikte puls, zamanla testere dişli bir dalga halini almaktadır. Hareketin devam etmesi ile birlikte testere dişli dalganın genliğinde bir azalma olmaktadır. Mevcut deneysel çalışmalardan bilindiği üzere [34], akustik dalganın bozunması şok mesafesinden sonra devam etmektedir. Şekil 2.1, akustik dalganın lokal hızlarının etkisinin şok mesafesinden sonra durduğunu, pozitif ve negatif genlik kısımlarındaki lokal hızların lineer akustik dalganın hızı ile aynı olacak şekilde devam ettiğini göstermektedir. Oysa gerçekte, akustik dalgaya lokal parçacık hızlarının

mevcut etkisi devam etmekte ve dalganın bozunmasına katkıda bulunmaktadır. Fakat akustik saturation nedeni ile bu bozunma çoğu zaman, su gibi ortamlarda çok net olarak ölçülememektedir.

Üçüncü bölge ise; akustik dalganın doyumdan sonraki hareketini içeren bölgeyi kapsamaktadır. Bu bölge boyunca, akustik attenuation ve absorpsion mekanizması, akustik dalganın hareketinde en etkin rolü oynar. Akustik dalganın genliği ve şiddeti konuma bağlı exponansiyel olarak azalır. Fay'ın sonlu genlikteki akustik dalgalar için üretmiş olduğu yaklaşık çözüm, bu azalmayı kısmi olarak açıklayabilmektedir.



Şekil 2.2. Akustik soğurma mekanizmasından dolayı akustik dalganın genliğinde konuma bağlı olarak görülen azalma.

Şekil 2.2, akustik dalganın testere dişli dalga halini aldıktan sonra akustik soğurma mekanizmasından kaynaklanan genlik azalmasını göstermektedir. Burada A_1 , A_2 , A_3 ve A_4 farklı z mesafeleri için akustik dalganın genliğini göstermektedir. Şekil 2.2, akustik dalganın şeklindeki bozunmanın akustik doyumdan sonra kısmen durduğunu, genliğinde ve şiddetinde enerji kaybından kaynaklanan bir azalmanın olduğunu göstermektedir.

2.2. Model I: Şok Parametresi Yardımı İle Akustik Nonlinearity Parametresi β 'nın Hesaplanması

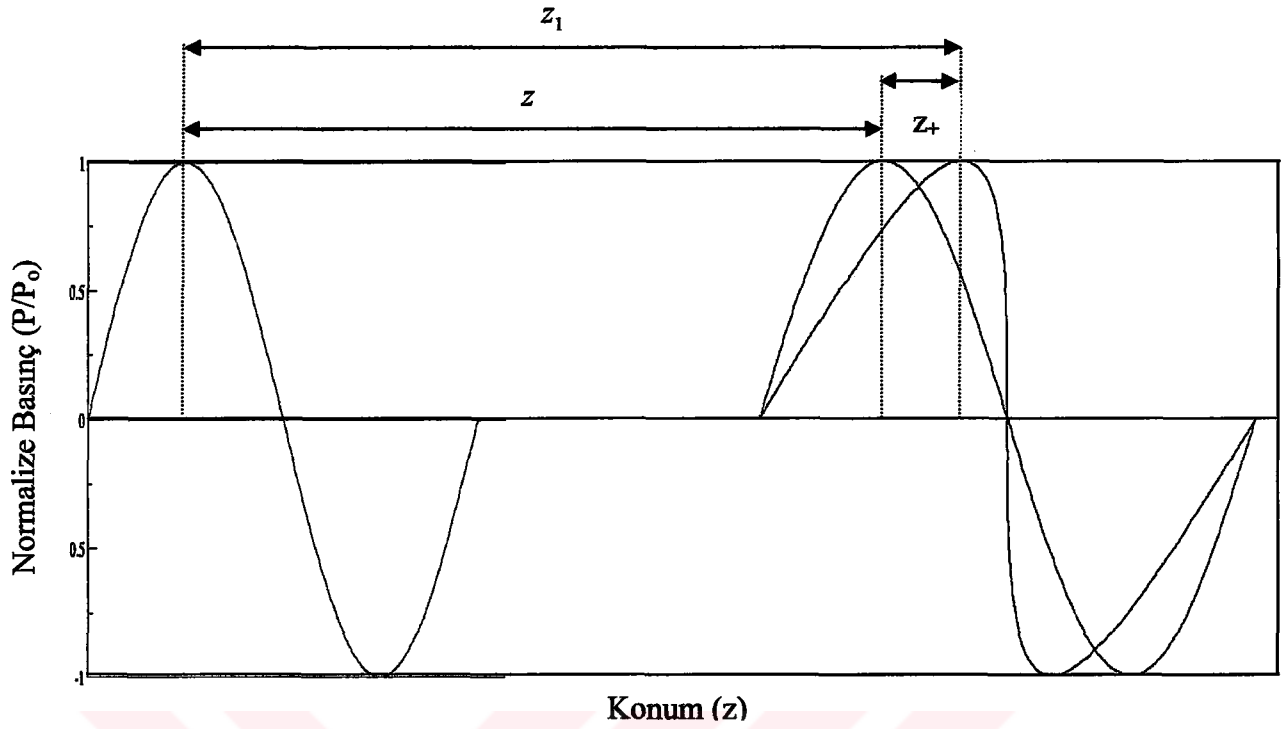
Nonlinearity parametresi β , lineer olmayan bir ortamın fiziksel özelliklerini karakterize eden bir parametredir ve durum denkleminin Taylor serisine açılması ile elde edilir [13, 20]. Nonlinearity parametresinin bilinmesi, başta medikal akustik uygulamalarında olmakla beraber bir çok alanda önemli bir rol oynamaktadır. Özellikle akustik görüntüleme sistemlerinde, çözünürlüğün kalitesinin artırılması açısından nonlinearity parametresinin değerinin bilinmesi ve mümkün olan doğrulukla hesaplanması gerekmektedir. Diğer yandan, şok mesafesi ($\bar{x} = \frac{1}{\beta \sigma k}$), nonlinearity parametresi β 'ya direk olarak bağlı olduğundan, tüm şok mesafesi ile ilgili uygulamalarda β 'nın değerinin bilinmesi önem arz etmektedir. Örnek bir uygulama olarak böbrek taşlarını kırmada kullanılan medikal cihazlar verilebilir. Bu tür litroskopy⁵ cihazlarının çalışma prensibi şu esasa dayanır: Böbrek taşının yeri röntgen ile tespit edilir. Ultrasonik transducer ile böbrek taşı arasında mesafe net olarak ölçülerek böbrek taşı içerisinde akustik şok dalgası üretilmeye çalışılır. Bu ise, şok mesafesine bağlı olarak β 'nın kesin hesabını gerektir. Aksi takdirde yöntem başarılı olamaz.

Fay [31] ve Fubini'nin [32] çözümleri ve daha sonraları geliştirilen nümerik ve analitik yaklaşımlar [35, 36] nonlinearity parametresi β 'nın hesaplanabilmesi için yoğun matematik ve bilgisayar programlama uğraşısı, Finite Difference modeli [37] gibi üst düzeyde algoritma bilgisi gerektirmektedir.

Üst düzey algoritmalar kullanılarak bazı simülasyon programları, ticari yazılımlar olarak piyasaya sürülmeye başlamıştır. PZFlex [38], Ultrasim [39], DiffPack [40] gibi ticari yazılımlar, ultrasonik yayılmayı iki boyutta modelleyebilmekle birlikte nonlinearity parametresi β 'yı içermemektedir. Bu yazılımlar yardımı ile β 'nın hesaplanma olanağı da yoktur.

Bu kesimde, Model I olarak önerilen yöntem açıklanmakta, gerekli analizler ve matematiksel ifadeler üretilmektedir. Önerilen bu modelde, şok parametresi σ yardımı ile akustik nonlinearity parametresi β 'nın nasıl bulunabileceği tartışılacaktır.

⁵ Ultrasonik yöntemlerle böbrek taşlarının kırılmasında kullanılan medikal aletler.



Şekil 2.3. Akustik dalganın başlangıç şeklinin belli bir mesafe aldıktan sonraki bozulan şekli ile karşılaştırılması.

Şekil 2.3, akustik bir dalganın konumuna bağlı olarak şeklinde meydana gelen bozunmasını göstermektedir. Akustik dalga, lineer olmayan bir ortamda ilerlemesi sonucunda şeklinde bir bozunma olur. Bu bozunma, akustik dalganın pozitif ve negatif basınç bölgelerinde farklı lokal hızlara sahip olmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 2.3’de, z_1 t sürede pozitif kısmının tepe noktasının almış olduğu yolu, z lineer akustik dalganın t kadar sürede almış olduğu yolu ve z_+ akustik dalganın pozitif basınç kısmının tepe noktasının başlangıçtaki durumuna göre bozunma miktarını ifade etmektedir. Şekil 2.3’den de görüldüğü gibi, akustik bir dalganın pozitif basınç kısmının tepe noktasının almış olduğu toplam yol,

$$z_1 = z + z_+ \quad (2.1)$$

şeklindedir. Aynı zamanda z_1 , lineer olmayan bir ortamda yayılan akustik bir dalganın lokal parçacık hızına bağlı olarak yazılırsa,

$$z_1 = (c_0 + \beta u) \cdot t \quad (2.2)$$

şeklinde olur. Bu denklemde, c_0 akustik dalganın kaynaktan gönderildiği andaki başlangıç hızını, β nonlinearity parametresini, u lokal parçacık hızını ve t akustik dalganın pozitif basınç kısmının tepe noktasının başlangıçtan z_+ konuma kadar gelmesi için geçen süreyi ifade etmektedir. t kadar zamanda akustik dalganın almış olduğu yol ise,

$$z = c_0 \cdot t \quad (2.3)$$

şekilde yazılabilir. Denklem 2.2 ve Denklem 2.3'den, t elenir ve z_1 yerine Denklem 2.1'deki değeri yazılırsa,

$$\frac{z + z_+}{c_0 + \beta u} = \frac{z}{c_0} \quad (2.4)$$

ifadesi elde edilir. Denklem 2.4, c_0 parantezine alınır,

$$\frac{z + z_+}{c_0 \left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right)} = \frac{z}{c_0} \quad (2.5)$$

elde edilir. Özellikle yüksek frekanslı akustik dalgalar için akustik dalganın lineer hızı c_0 , lokal parçacık hızı u 'ya göre çok büyüktür. Bu nedenle, $c_0 \gg \beta u$ yaklaşımı yazılabilir. Bu durumda, Denklem 2.5'de $\frac{1}{\left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right)}$ terimi için Binom açılımı

kullanılabilir. $x \ll 1$ durumu için Binom açılımı,

$$\frac{1}{(1+x)} = 1 - x + \frac{x^2}{2!} - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} + \dots \quad (2.6a)$$

$$\frac{1}{(1-x)} = 1 + x - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} - \frac{x^4}{4!} + \dots \quad (2.6b)$$

olduğu hatırlanır ve Denklem 2.6a, Denklem 2.5'de $\frac{1}{1 + \frac{\beta u}{c_0}}$ terimi için uygulanırsa,

$$(z + z_+) \cdot \left(1 - \frac{\beta u}{c_0} + \frac{\left(\frac{\beta u}{c_0}\right)^2}{2!} - \frac{\left(\frac{\beta u}{c_0}\right)^3}{3!} + \frac{\left(\frac{\beta u}{c_0}\right)^4}{4!} - \dots \right) = z \quad (2.7)$$

elde edilir. Binom yaklaşımından gelen ikinci ve daha üst mertebeden terimlerin katkılarının çok küçük olması nedeni ile ihmal edilebilir. Bu durumda Denklem 2.7,

$$(z + z_+) \left(1 - \frac{\beta u}{c_0} \right) = z \quad (2.8)$$

şeklini alır. Denklem 2.8'den z_+ ,

$$z_+ = \frac{\beta u}{c_0} \left(\frac{1}{1 - \frac{\beta u}{c_0}} \right) z \quad (2.9)$$

olarak bulunur. Denklem 2.9'da $\frac{1}{\left(1 - \frac{\beta u}{c_0}\right)}$ terimi için Denklem 2.6b'de verilen Binom

açılımı kullanır, ikinci ve daha üst dereceden terimlerin katkılarının çok küçük olması nedeni ile ihmal edilirse,

$$z_+ = \frac{\beta u}{c_0} \left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right) z \quad (2.10)$$

olarak bulunur. Denklem 2.10'da z mesafesi, lineer akustik dalganın t sürede aldığı yolu ifade etmektedir. Akustik dalganın aldığı yol, şok mesafesi ve şok parametresi cinsinden,

$$z = \sigma \cdot \bar{x} \quad (2.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada σ , akustik dalganın almış olduğu mesafe ile şok mesafesi arasındaki oranı belirten boyutsuz bir parametredir. Şok mesafesi \bar{x} ise, akustik dalganın lineer yayılma hızı c_0 ve lokal parçacık hızı u 'ya bağlı olarak yazılırsa,

$$\bar{x} = \frac{1}{\beta \varepsilon k} \quad (2.12)$$

şeklinde olur [1]. Burada $\varepsilon = \frac{u}{c_0}$ normalize parçacık hızını, k ise dalga sayısını göstermektedir.

Denklem 2.11 ve Denklem 2.12 yardımı ile Denklem 2.10 tekrar yazılırsa, z_+ terimi,

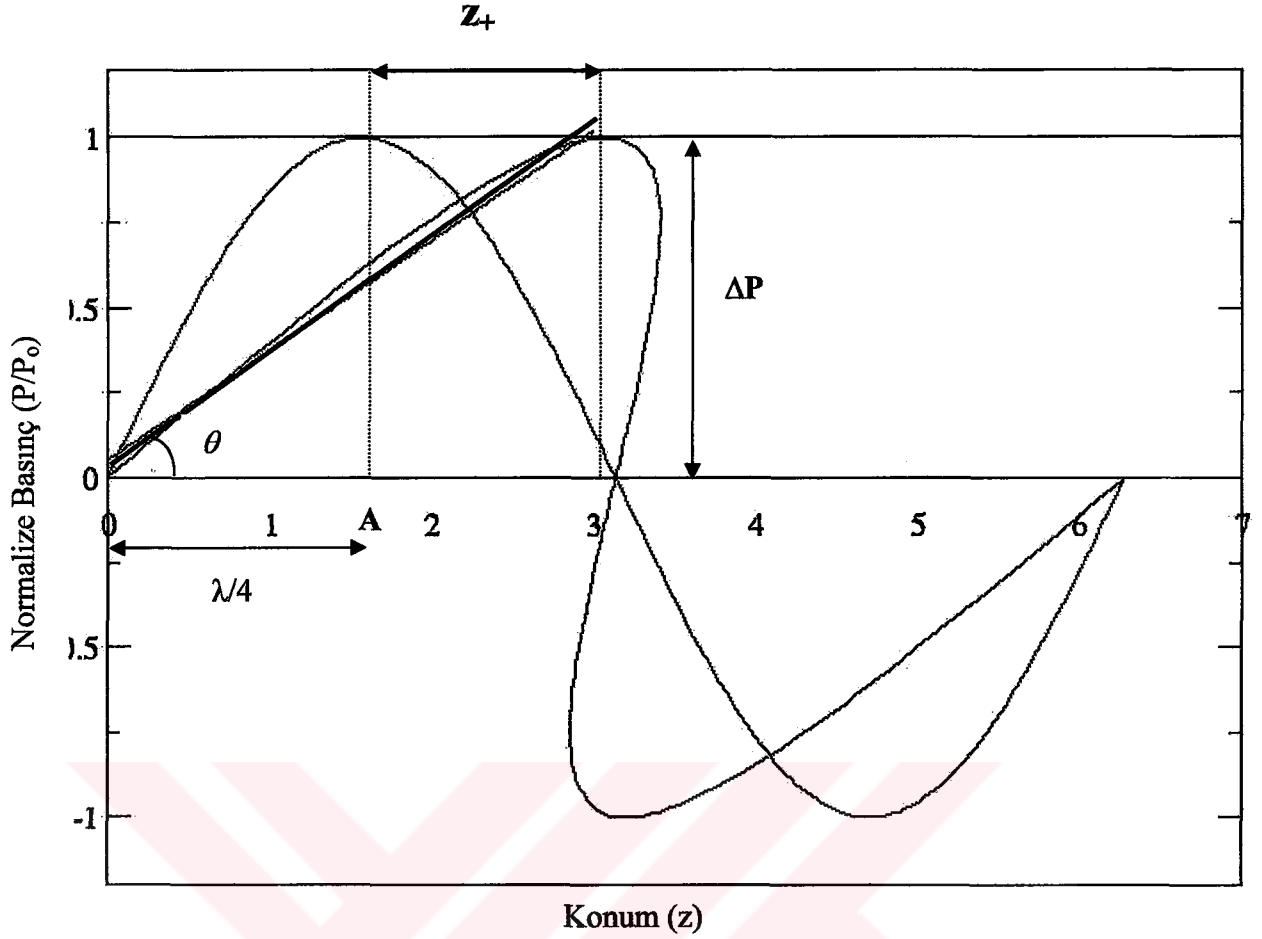
$$z_+ = \frac{\beta u}{c_0} \left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right) \frac{\sigma}{\beta \varepsilon k} \quad (2.13)$$

şeklini alır.

Şekil 2.4, farklı iki şok parametresi değeri için akustik dalganın şeklinde meydana gelen bozunmayı göstermektedir. Şekil 2.4'deki doğrunun eğimini S olarak ifade edilirse,

$$S = \tan \theta = \frac{\Delta P}{z_+ + \lambda/4} \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 2.4. Orijinal sinüsoidal dalgay ile $\sigma = 1.5$ durumu için akustik dalganın şekilde meydana gelen bozunma miktarının karşılaştırılması ($S = \tan \theta$).

Denklem 2.14'de, z_+ terimi yalnız bırakılıp, Denklem 2.13'de yerine yazılırsa,

$$\frac{\Delta P}{S} - \frac{\lambda}{4} = \frac{\beta u}{c_0} \left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right) \frac{\sigma}{\beta \epsilon k} \quad (2.15)$$

eşitliği bulunur. Denklem 2.15 düzenlenirse,

$$1 + \frac{\beta u}{c_0} = \frac{k}{\sigma} \left(\frac{\Delta P}{S} - \frac{\lambda}{4} \right) \quad (2.16)$$

şeklini alır ve buradan nonlinearity parametresi β ,

$$\beta = \frac{c_0}{u} \left[k \cdot \left(\Delta P \cdot \frac{1}{\sigma} - \frac{\lambda}{4\sigma} \right) - 1 \right] \quad (2.17)$$

şeklinde bulunur.

Farklı σ değerleri için bozunmuş akustik dalganın eğimi hesaplanır, bu σ değerleri yardımı ile $\Delta P \cdot \frac{1}{\sigma}$ terimi bulunur ve $[\Delta P \cdot \frac{1}{\sigma} - \sigma]$ grafiği çizilirse, Şekil 2.5'deki gibi lineer bir ilişki elde edilir. Şekil 2.5'deki doğrunun eğimi S' ile gösterirse,

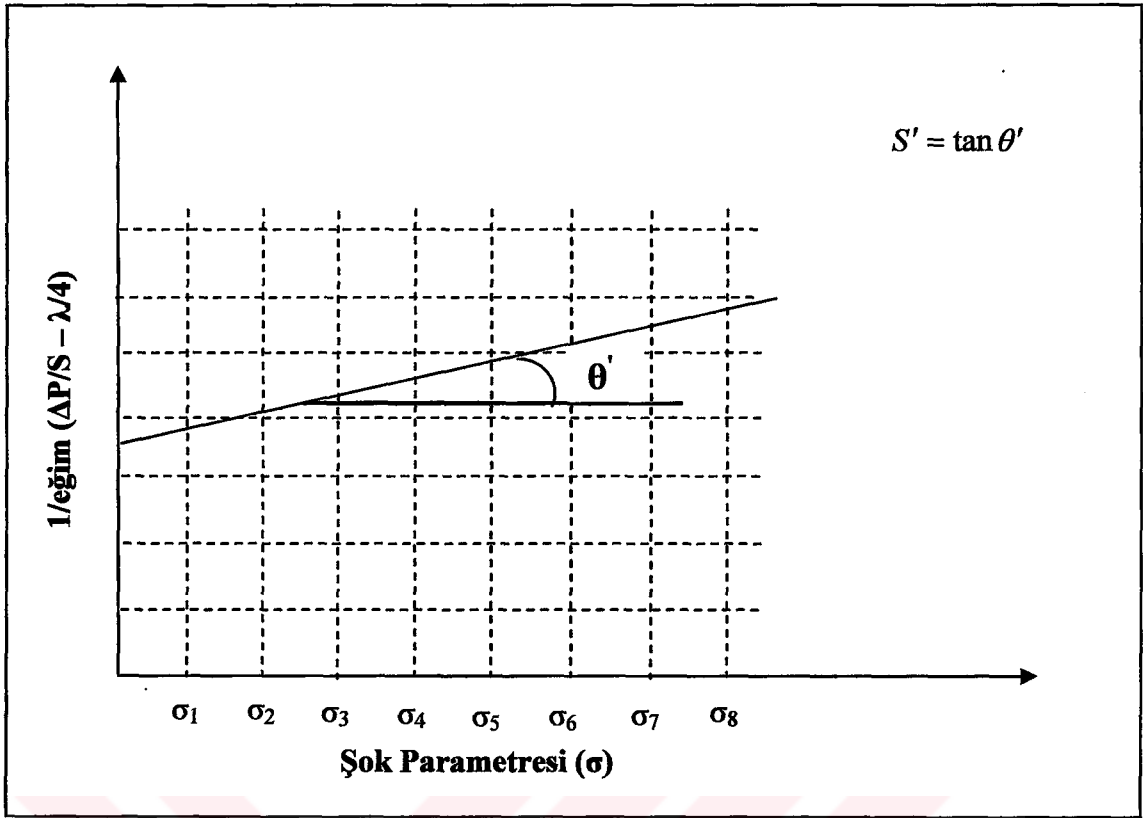
$$S' = \tan \theta' = \Delta P \cdot \frac{1}{\Delta \sigma} \quad (2.18)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda,

$$\beta = \frac{c_0}{u} (k \cdot S' - 1) \quad (2.19)$$

olarak bulunur.

Akustik kaynaktan gönderilen akustik dalganın başlangıç hızı (faz hızı), lokal parçacıkların hızı ve akustik basıncı bilindiğinde, Denklem 2.18 yardımı ile S' eğiminin hesaplanması ile, Denklem 2.19'dan faydalanarak akustik nonlinearity parametresi β bulunabilir.



Şekil 2.5. Farklı σ değerleri ile $1/eğim$ arasındaki ilişki.

Bu yaklaşım, yarı teorik olup, deneysel verilerden faydalanma ihtiyacı duymaktadır. Deneysel verilerin olmadığı durumlar için akustik bozunma çeşitli nümerik modeller için simüle edilerek, ortamın nonlinearity parametresi β bulunabilir. Bu çalışmada, Ek 1'de verilen Fortran 77 programı yardımı ile akustik puls'ta meydana gelen bozunma elde edilmiş ve eğimin bulunmasında buradan elde edilen veriler kullanılmıştır. Önerilen model çeşitli ortamlar için deneysel veriler elde edildiği takdirde β 'nın bulunması için kullanılabilir.

3. TEORİK MODEL II

3.1. Giriş

Bu kısımda, akustik bir dalganın pozitif ve negatif basınç bölgelerinde non-linear etkilerden kaynaklanan bozunma kullanılarak, nonlinearity parametresi β hesaplanacaktır. Önerilen bu model, mevcut deneysel çalışmadan elde edilen datalar yardımı ile, lineer olmayan ortamın nonlinearity parametresi β 'nin bulunmasını amaçlamaktadır. Bilindiği üzere akustik bir dalga, lineer olmayan bir ortamda yayılırken şeklinde bir bozunma meydana gelir. Bu bozunma akustik dalganın almış olduğu yola, yani zamana bağlı olarak değişmektedir. Önerilen bu model, lineer olmayan bir ortamda yayılan bir akustik dalga ortamda ilerledikçe şeklinde meydana gelen bozunmasından faydalanılarak nonlinearity parametresi β 'nin hesaplamasını amaçlamaktadır.

3.2. Model II: Akustik Nonlinearity Parametresi β 'nin Akustik Dalganın Aldığı Yola Bağlı Olarak Hesaplanması

Akustik bir dalganın pozitif ve negatif basınç kısımlarının tepe noktaları, eşit mesafeleri, lokal parçacık hızlarının farklı olması nedeni ile farklı zamanlarda alırlar. Akustik dalganın pozitif ve negatif basınç kısımlarının tepe noktalarının ayrı ayrı z kadar bir mesafe kat ettiklerini düşünelim. Pozitif basınç kısmının tepe noktası lokal parçacık hızına bağlı olarak bu mesafeyi t_+ kadar zamanda, negatif basınç kısmının tepe noktası ise bu mesafeyi t_- kadar zamanda alacaktır. Bu ifadeye göre, t_+ ve t_- ,

$$t_+ = \frac{z}{c_0 + \beta u} \quad (3.1)$$

$$t_- = \frac{z}{c_0 - \beta u} \quad (3.2)$$

şeklinde olur. Denklem 3.1 ve Denklem 3.2, c_0 parantezine alınırsa,

$$t_+ = \frac{z}{c_0 \left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right)} \quad (3.3)$$

$$t_- = \frac{z}{c_0 \left(1 - \frac{\beta u}{c_0} \right)} \quad (3.4)$$

olarak bulunur.

Bu kısımda kullanılan akustik dalga türünün ve ortamın Model I'de kullanılan dalga ve ortam ile benzer olduğu düşünülürse, $c_0 \gg \beta u$ yaklaşıklığı bu model için de

kullanılabilir. Bu durumda, Denklem 3.3 ve Denklem 3.4'de $\frac{1}{1 + \frac{\beta u}{c_0}}$ ve $\frac{1}{1 - \frac{\beta u}{c_0}}$

terimleri Binom serisine açılabilir. Bu serilerin açılmasından gelen ikinci ve daha üst mertebeden terimlerin katkılarının çok küçük olması nedeni ile ihmal edilirse t_+ ve t_- ,

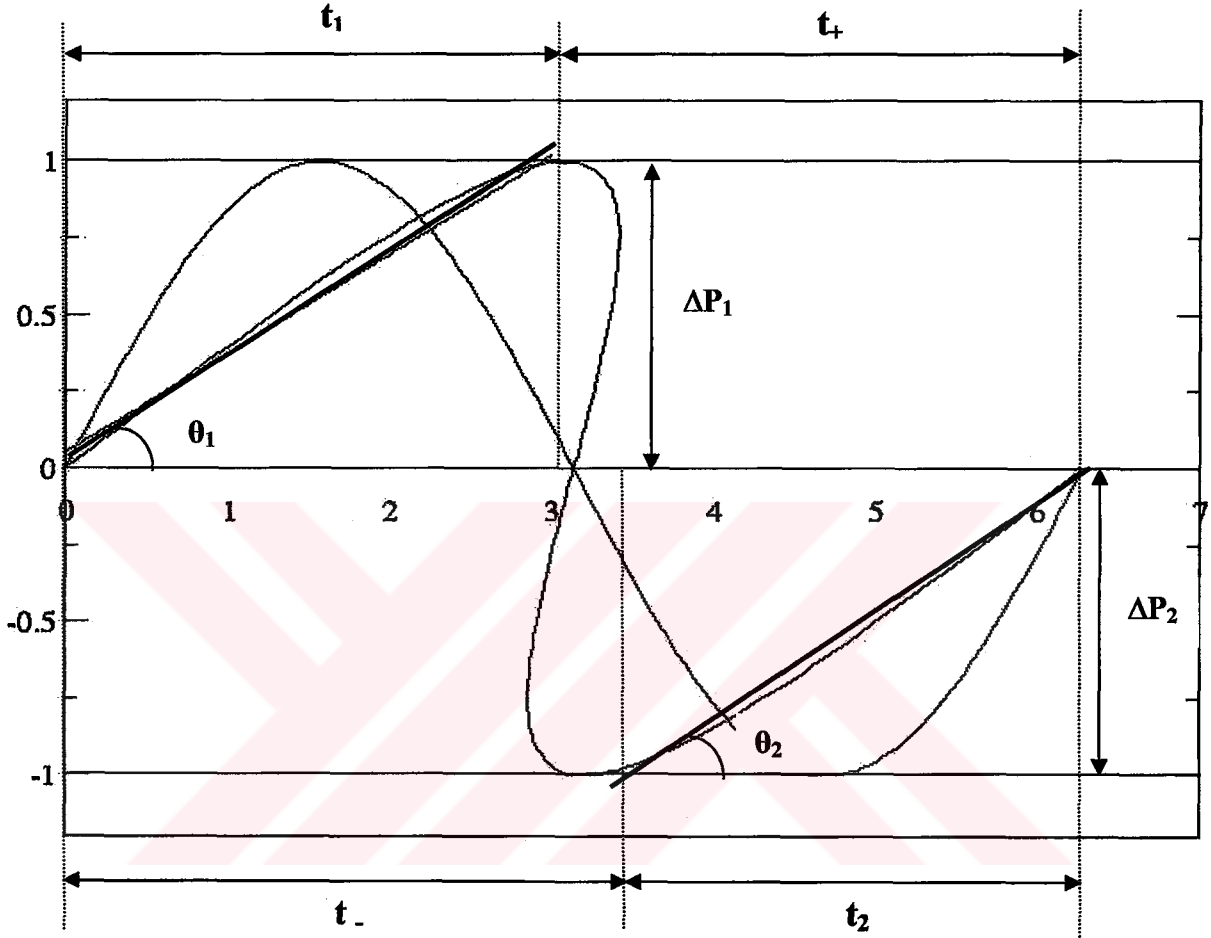
$$t_+ = \frac{z}{c_0} \cdot \left(1 - \frac{\beta u}{c_0} \right) \quad (3.5)$$

$$t_- = \frac{z}{c_0} \cdot \left(1 + \frac{\beta u}{c_0} \right) \quad (3.6)$$

şeklinde bulunur. Denklem 3.5 ve Denklem 3.6'dan görüldüğü gibi, aynı z mesafesini akustik dalganın pozitif basınç kısmı, negatif basınç kısmından daha kısa bir sürede almaktadır. Bu durum non-linear bozunmanın doğal sonucudur.

Nonlinearity parametresi β 'nin büyük değerlere sahip olduğu ortamlar için t_+ ve t_- 'nin değişeceği bu denklemlerden aşikardır. Bu ise, daha fazla distorsion (bozunma) ya da fiziksel parametreler cinsinden daha fazla alt harmoniklerin oluşması demektir. Buradan da anlaşılacağı üzere deneysel olarak t_+ ve t_- 'nin belirlenmesi β 'nin hesaplanmasını mümkün kılmaktadır. Bu yaklaşımın yeteri kadar non-linear ortamlarda sağlıklı sonuçlar vereceği görülmektedir. Dolayısı ile akustik dalga yeterli bozunmaya

ulaşıldıktan sonra t_+ ve t_- zamanları kaydedilerek hesaplanan nonlinearity parametresi β 'nın değeri daha doğru bir yaklaşımla hesaplanmış olacaktır.



Şekil 3.1. t zaman sonra bozulan akustik bir dalganın pozitif ve negatif basınç bölgelerindeki bozunma miktarının zamana bağlı değişimi ($S_1 = \tan \theta_1$, $S_2 = \tan \theta_2$).

Şekil 3.1, akustik bir dalganın zamana bağlı şeklinde meydana gelen bozunma gösterilmektedir. Model II için önerilen yöntemde, t_1 pozitif basınç kısmının tepe noktasının ilerleme zamanı olduğu, t_2 negatif basınç kısmının tepe noktasının ilerleme zamanı olduğu hatırlanır ve t_+ ile t_- arasında bir bağıntı kurulmak istenirse, Şekil 3.1'den de görüldüğü gibi,

$$t_1 + t_+ = t_2 + t_- \quad (3.7)$$

koşulunu sağlaması gerekmektedir. Şekil 3.1’de tanımlanan doğruların eğimleri sırası ile S_1 ve S_2 , normalize basınçları ΔP_1 ve ΔP_2 şeklinde ifade edilirse,

$$S_1 = \frac{\Delta P_1}{t_1} \quad (3.8)$$

$$S_2 = \frac{\Delta P_2}{t_2} \quad (3.9)$$

şeklinde olduğu görülür. Denklem 3.7, Denklem 3.8 ve Denklem 3.9 yardımı ile $t_- - t_+$ ifadesi,

$$\begin{aligned} t_- - t_+ &= t_1 - t_2 \\ &= \frac{\Delta P_1}{S_1} - \frac{\Delta P_2}{S_2} \end{aligned} \quad (3.10)$$

şeklinde bulunur. Denklem 3.3 ve Denklem 3.4 yardımı ile,

$$t_- - t_+ = \frac{2z}{c_0} \cdot \beta u \quad (3.11)$$

elde edilir. Denklem 3.10 ve Denklem 3.11’in sol taraflarının aynı olması nedeni ile sağ taraflarının da aynı olması gereklidir. Denklem 3.10 ve Denklem 3.11’in sağ tarafları eşitlenirse,

$$\frac{\Delta P_1}{S_1} - \frac{\Delta P_2}{S_2} = \frac{2z}{c_0} \cdot \beta u \quad (3.12)$$

eşitliği bulunur. Bu denklemde, Şekil 3.1’de gösterilen doğruların eğimleri β ’nın ve z ’in birer fonksiyonu olduğu görülmektedir. Orijinal sinüsoidal bir akustik dalga için pozitif ve negatif basınç alanlarının simetrik olduğu düşünülebilir. Bu durumda, $\Delta P_1 \cong \Delta P_2$ yaklaşıklığı kullanılabilir. Bu yaklaşım fiziksel olarak saturation

durumundan uzak olduğu, fakat yeteri kadar bozunmanın olduğu duruma karşılık gelmektedir. ΔP_1 ve ΔP_2 yerine ΔP yazılır ve Denklem 3.12'de kullanılırsa,

$$\Delta P \left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2} \right) = \frac{2z}{c_0} \cdot \beta u \quad (3.13)$$

eşitliği elde edilir. Denklem 3.13'den,

$$\beta = \frac{c_0}{2u} \cdot \Delta P \cdot \frac{\left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2} \right)}{z} \quad (3.14)$$

şeklinde bulunur. Denklem 3.14'den de anlaşıldığı gibi β , S_1 ve S_2 eğimler cinsinden ifade edilmiş olmaktadır.

Denklem 3.14'de, $\frac{c_0}{u}$ ve ΔP ifadeleri konuma göre sabit terimlerdir. Her z koordinatı için, bozunmuş akustik dalga şeklinden faydalanılarak, z 'ye göre $\left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2} \right)$ eğim farkı bulunduğu Şekil 3.2'ye benzer lineer bir ilişki elde edilir.

Şekil 3.2'e elde edilen doğrunun eğimi,

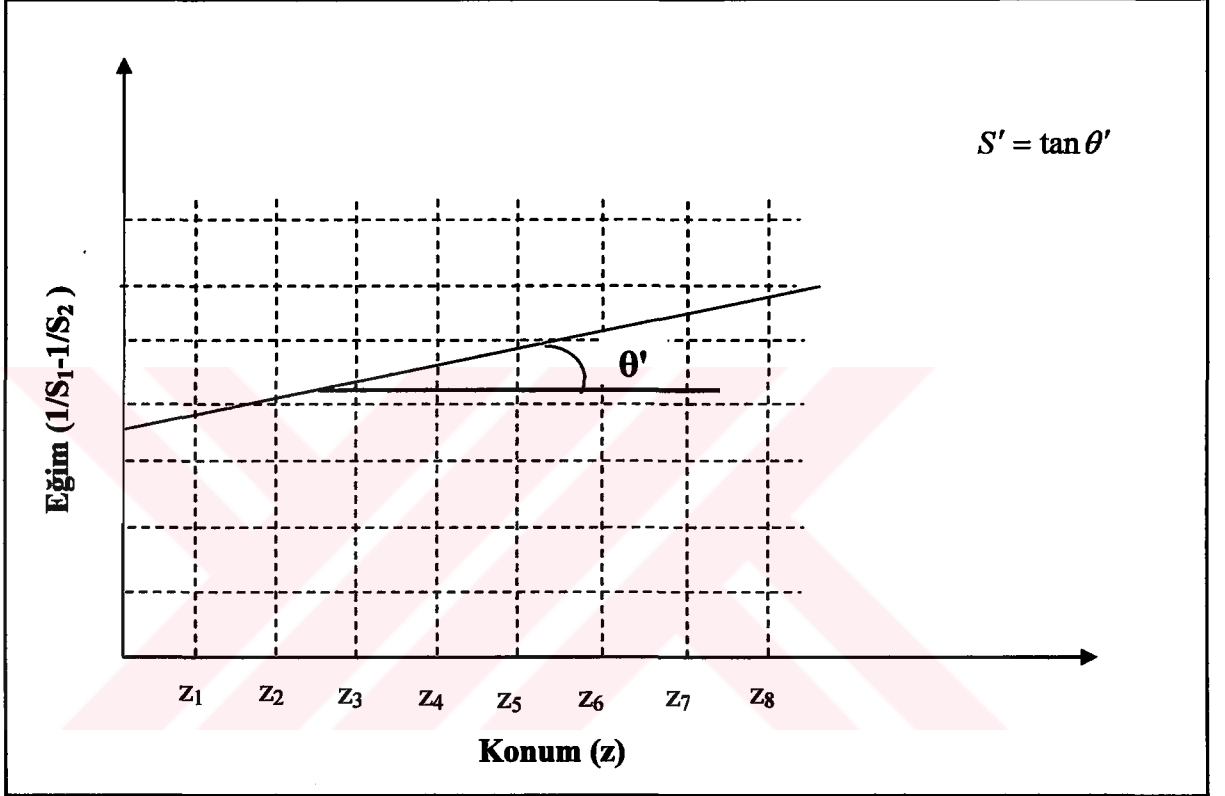
$$S' = \tan \theta' = \frac{\left(\frac{1}{\Delta S_1} - \frac{1}{\Delta S_2} \right)}{\Delta z} \quad (3.15)$$

şeklindedir. Bu eğim ifadesi, nonlinearity parametresi β 'nin hesaplanması amacı ile kullanılırsa,

$$\beta = \frac{c_0}{2u} \cdot \Delta P \cdot S' \quad (3.16)$$

şeklinde elde edilir.

Denklem 3.16'da görüldüğü üzere β 'nın bulunabilmesi için, sabit terimler c_0 , u , ΔP 'in dışında S' eğim değeri mutlaka bilinmesi gerekmektedir. Önerilen bu modelleme yardımı ile nonlinearity parametresi β 'nın değeri hesaplanabilmesi için mutlaka deneysel verilere ihtiyaç vardır.



Şekil 3.2. Akustik bir dalganın aldığı mesafeye bağlı olarak şeklinde meydana gelen bozunması yardımı ile her konum için bozunma miktarından faydalanılarak elde edilen 1/eğim değerleri.

4. SONUÇ VE TARTIŞMA

4.1. Giriş

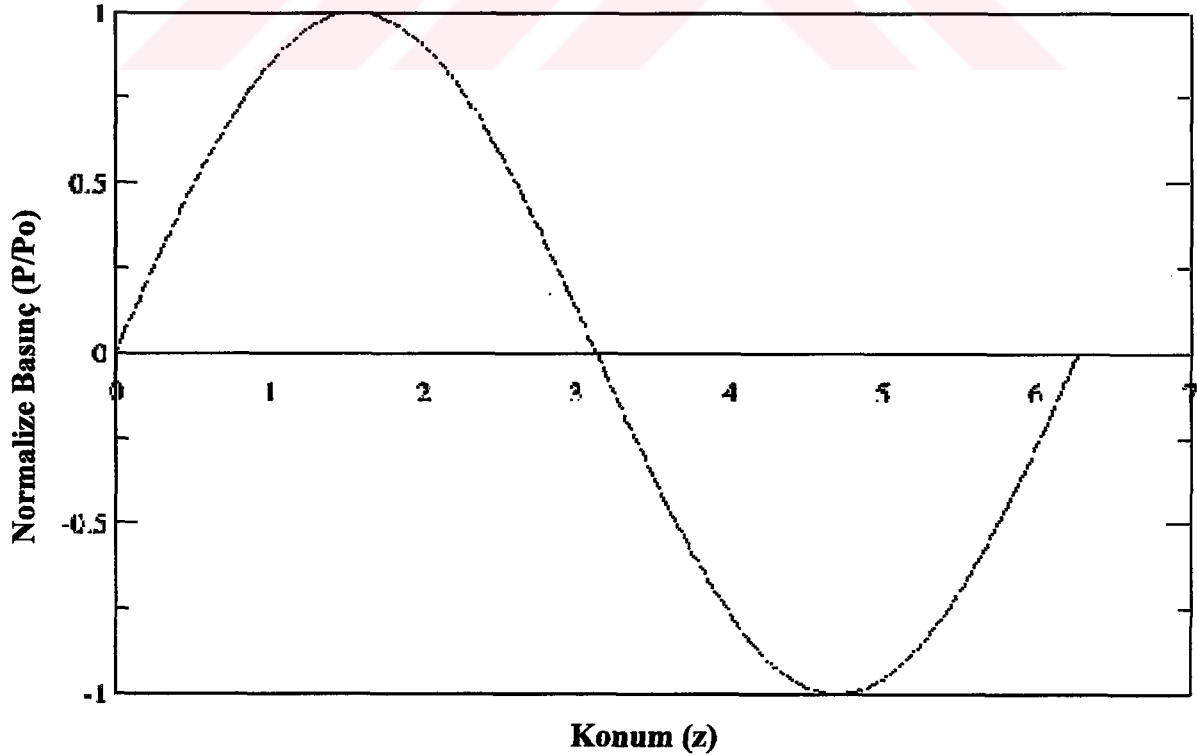
Bu kısımda, Bölüm 2’de önerilen modelleme, farklı şok parametresi değerleri için akustik dalganın bozunma miktarını nümerik olarak hesaplayan ve *Ek 1*’de kaynak kodu verilen Fortran 77 programı yardımı ile doğrulanmaktadır. *Ek 1*’de kaynak kodu verilen *nonlinear.for* adlı Fortran programı, klavyeden girilen şok parametresi değerine karşılık, akustik dalganın konumunun bir fonksiyonu olarak normalize basınç değeri için nümerik olarak hesaplanmış datalar üretmektedir. Böylece farklı şok parametresi değerleri için üretilen datalar yardımı ile akustik dalganın şekli farklı şok parametresi değeri için simüle edilebilmektedir. Kesim 4.2’de, farklı şok parametresi değerleri için akustik dalganın şekilleri gösterilmiştir. Kesim 4.3’de, şok parametresine bağlı olarak çizilen akustik dalganın pozitif basınç kısımları referans alınarak, Şekil 2.4’de gösterilen doğrunun eğiminin hesaplanması amacıyla tüm noktaları içeren lineer fitting yapılmıştır. Yapılan lineer fitting yardımı ile elde edilen doğruların eğimleri Denklem 2.14’de verilen S eğim değerine karşılık gelmektedir. İlerleyen kısımlarda, her bir σ değerine karşılık elde edilen eğim değerleri yardımı ile, $[\sigma - 1/\text{eğim}]$ grafiği çizilmiştir. Son olarak ise, Denklem 2.18’de ifade edilen $S' = \tan \theta'$ değeri, $[\sigma - 1/\text{eğim}]$ grafiğinden elde edilen doğru yardımı ile hesaplanmıştır. $S' = \tan \theta'$ değerinin bilinmesi ile, Denklem 2.19’da verilen nonlinearity parametresi β ’nın hesaplanabileceği öngörülmektedir. Bölüm 2’de önerilen model, deneysel veriler yardımı ile nonlinearity parametresinin hesaplanmasında da kullanılabilir. Fakat önerilen bu modelleme için mevcut deneysel datalar olmaması nedeni ile bu bölümde bu tür bir çalışma yapılmamıştır. Nümerik olarak elde edilen veriler kullanılmıştır.

Bölüm 3’de önerilen model, deneysel datalar yardımı ile, ortamın nonlinearity parametresinin hesaplanmasında kullanılabilir. Model I, nümerik olarak elde edilen veriler aracılığı ile test edilmiş ancak Model II, mutlaka deneysel verilere ihtiyaç duyulması nedeni ile sonuçları test edilmemiştir. Model II’nin non-lineer ortamlarda yapılmış deneysel çalışmalardan elde edilecek datalar yardımı ile test edilmesine ihtiyaç vardır.

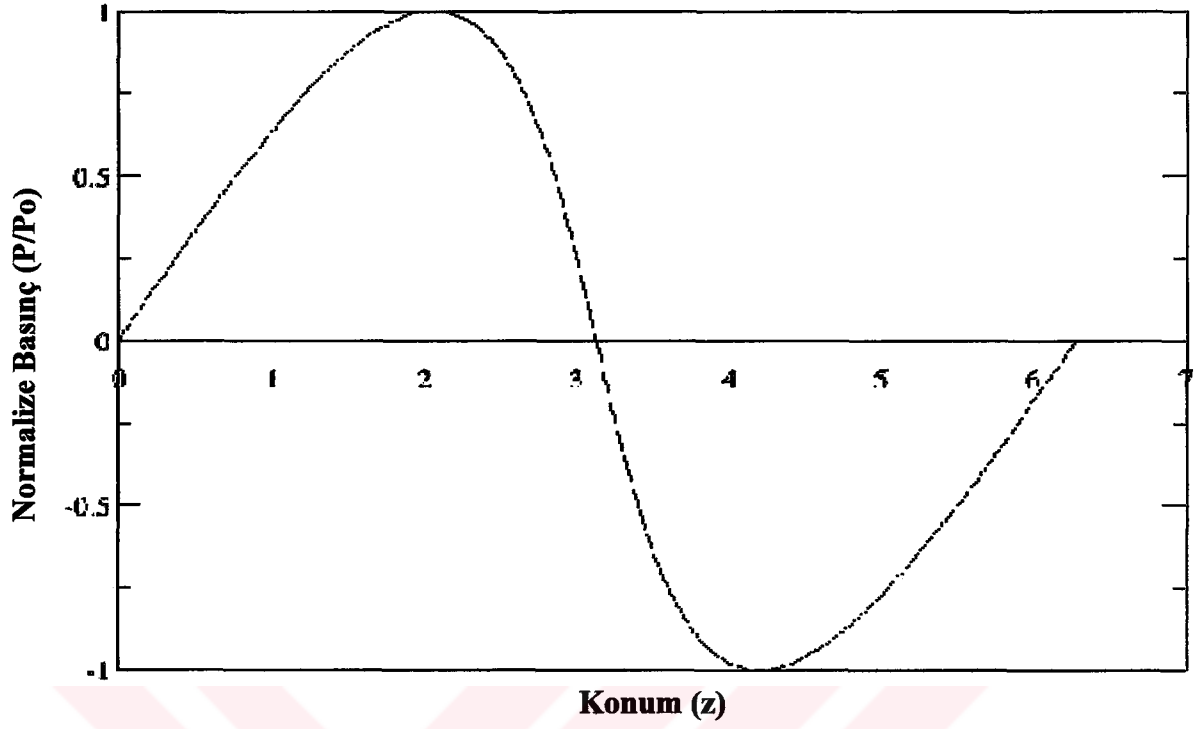
4.2. Farklı Şok Parametresi Değerleri İçin Akustik Dalganın Şeklinde Meydana Gelen Bozunma

Şok parametresi, lineer olmayan bir ortamda yayılan akustik bir dalganın almış olduğu mesafe ile şok mesafesi arasındaki ilişkiyi ifade etmekte kullanılan bir parametredir. Bilindiği üzere lineer olmayan bir ortamda yayılan akustik bir dalganın almış olduğu yolun ya da ortam içinde ilerleme süresinin artması, dalganın şeklinde daha fazla bir bozunma olmasına neden olmaktadır. Denklem 1.28’de verilen akustik dalganın yayılma hızı, lokal parçacıkların etkisi nedeni ile akustik dalganın hızında lokal olarak bir değişimin olduğunu ve bu hız değişimi nedeni ile de akustik dalganın şeklinde bir bozunmanın olduğunu ifade etmektedir. Şok parametresi ($\sigma = z/\bar{x}$) direkt olarak alınan yola bağlı olduğundan, σ değerinin büyümesi ile birlikte akustik dalganın şeklinde daha fazla bir bozunma olması gerekmektedir.

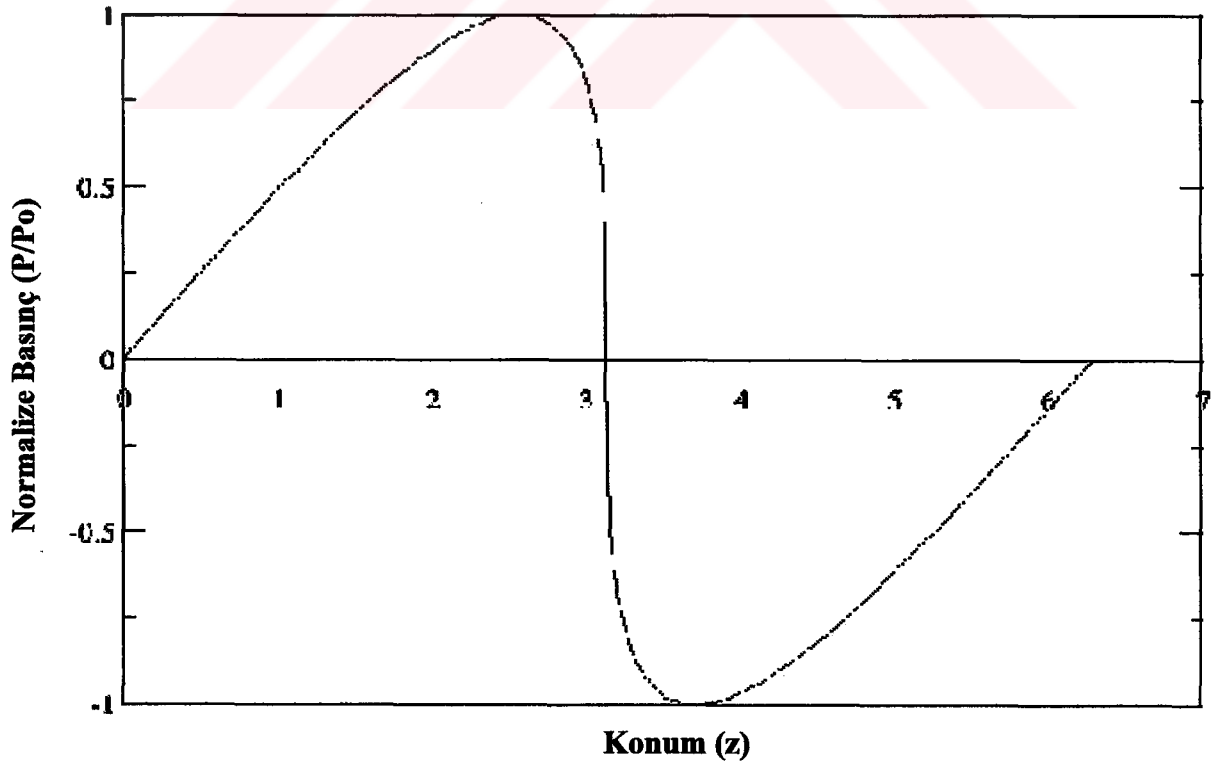
Bu kesimde, Model I için gerekli analizleri yapmak üzere kullanılması gereken bozunuma uğranmış akustik puls şekilleri, *nonlinear.for* adlı program yardımı ile farklı σ değerleri için üretilmiştir. σ ’nın çeşitli değerleri için simüle edilmiş akustik puls’lar, Şekil 4.1 – Şekil 4.5 arasında verilmiştir.



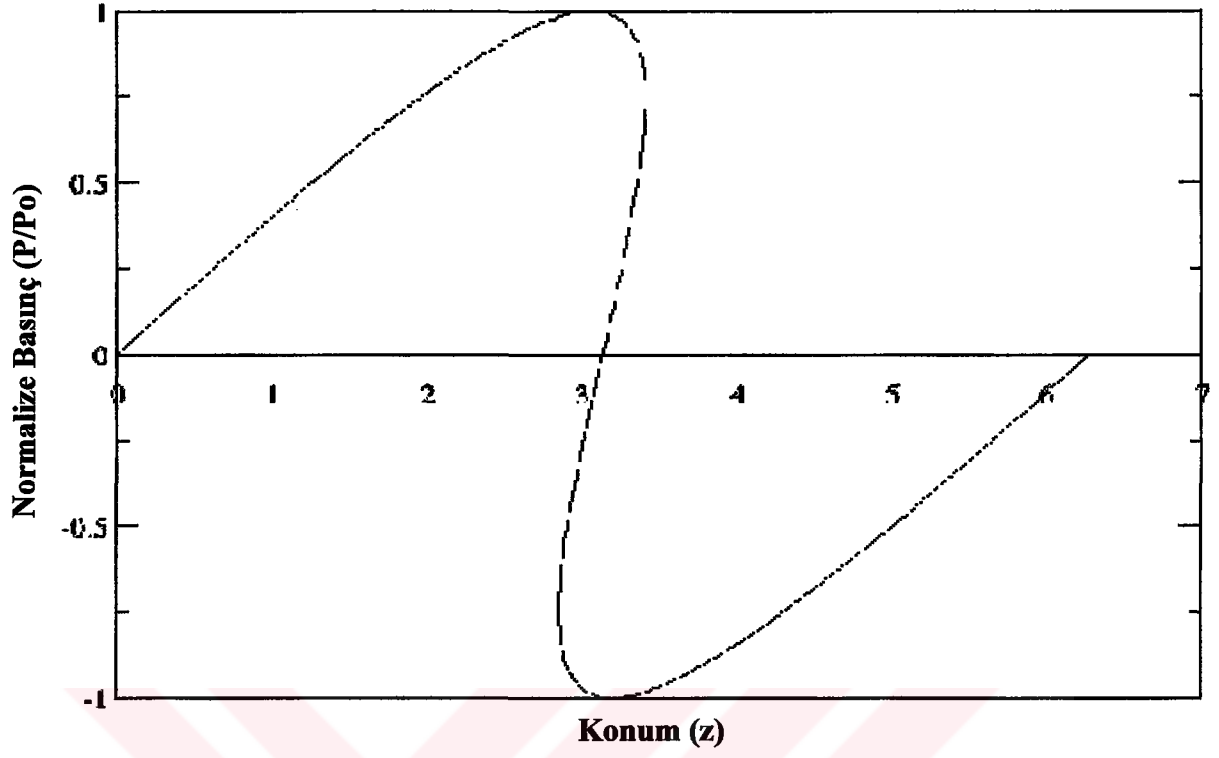
Şekil 4.1. Kaynaktan gönderilen orijinal sinüsoidal puls ($\sigma = 0$ durumu).



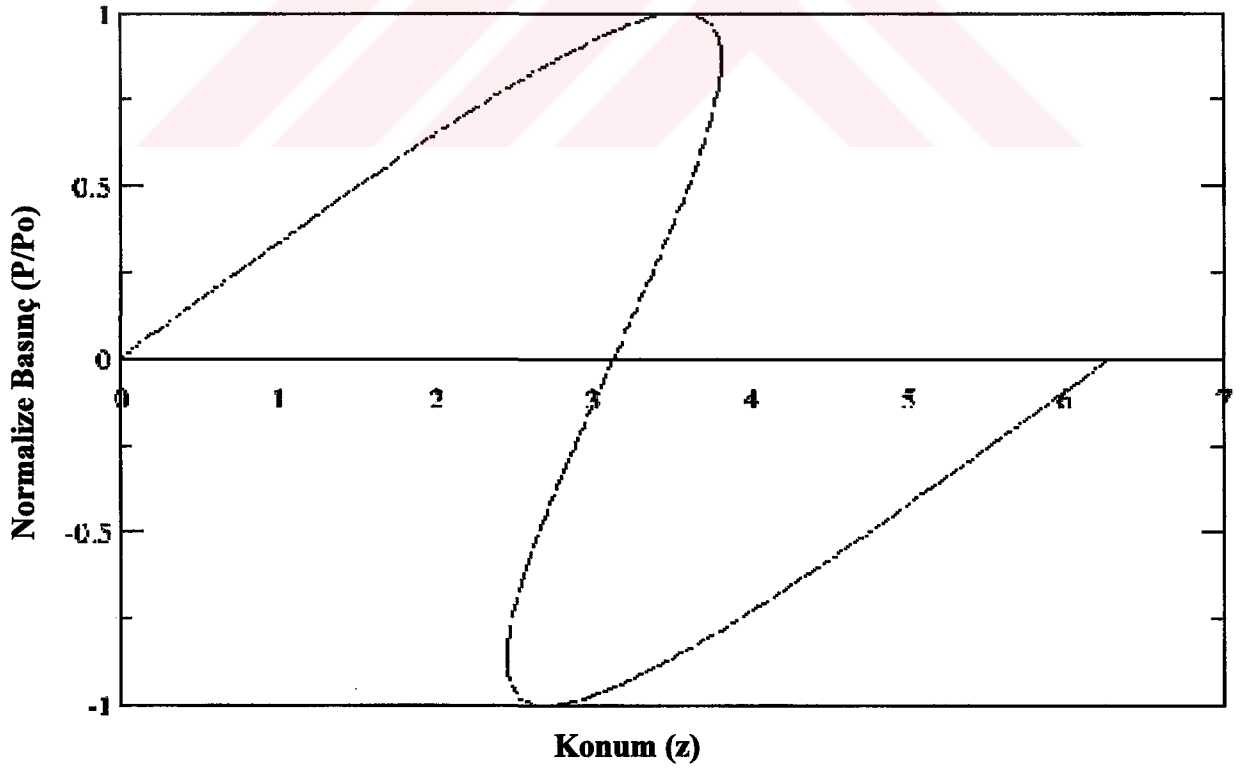
Şekil 4.2. Orijinal akustik puls'un bozunmaya başlaması ($\sigma = 0.5$ durumu).



Şekil 4.3. Şok mesafesine ulaşan akustik puls'un şeklindeki bozunma ($\sigma = 1$ durumu).



Şekil 4.4. $\sigma = 1.5$ durumu için akustik puls'un şekli.



Şekil 4.5. $\sigma = 2$ durumu için akustik puls'un şekli.

Şekil 4.1'de, $\sigma = 0$ durumu için akustik bir puls'un şekli gösterilmektedir. $\sigma = (\beta \varepsilon k) \cdot z$ olduğu hatırlanırsa, $\sigma = 0$ durumu, $\beta \varepsilon k \neq 0$ olmasından dolayı z 'in sıfır olması durumudur. Bu ise, akustik kaynak (transducer) yüzeyinden gönderilen orijinal bir akustik puls'u temsil ettiği anlamına gelmektedir. Şekil 4.1'den görülebileceği gibi akustik puls, herhangi bir bozunmaya uğramamıştır.

Şekil 4.2, $\sigma = 0.5$ değeri için akustik puls'un durumunu göstermektedir. Dikkat edilecek olursa, akustik puls'un şeklinde çok az bir bozunma olduğu görülmektedir. Beklenen de σ 'nın küçük değerleri için bozunma miktarının az olmasıdır. Bu nedenle, *nonlinear.for* adlı programın üretmiş olduğu sonuçların mantıklı olduğu, σ değerleri için elde edilen puls'ların şekillerinden anlaşılmaktadır. σ 'nın 0.5 değerini alması, kaynaktan uzaklaştığı anlamına gelir ki bu da non-linear ortamlar için bozulmanın başlamasını gerektirir. Bu gereklilik Şekil 4.3'de $\sigma = 1.0$ durumu için daha belirgin bir şekilde görülmektedir.

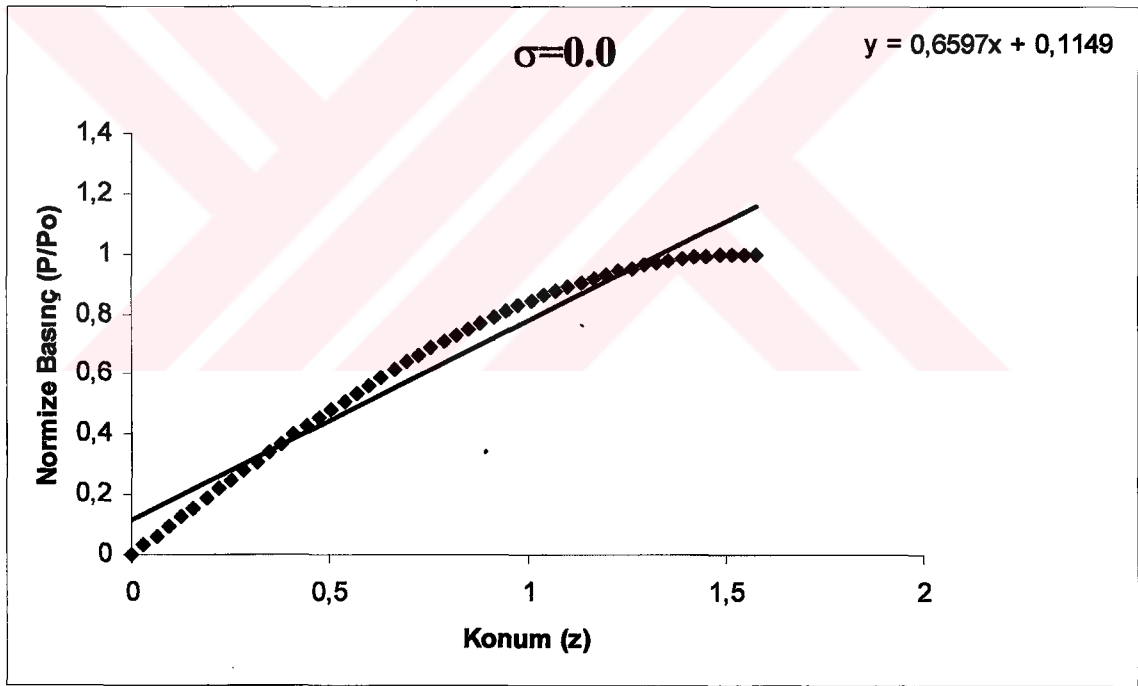
$\sigma = 1.0$ durumunun özel bir anlamı vardır ve şok durumuna karşılık gelir. Şekil 4.3'de, akustik puls'un şok mesafesine ($\sigma = 1.0$) ulaştığı andaki şekli verilmektedir. Şok mesafesi, bir çok non-linear parametreyi ve linear olmayan ortamda yayılan akustik bir dalganın olağan hareketini açıklamada kullanılan önemli bir parametredir [41]. Akustik bir dalga, şok mesafesine ulaştığı anda, dalganın pozitif genlik kısmı faz hızın c_0 olduğu noktaların almış olduğu yoldan $\lambda/4$ daha fazla yol almış, negatif kısmı ise, $\lambda/4$ daha az yol almış durumdadır. Akustik şok mesafesinin bir akustik dalga için en belirleyici özelliği, akustik şok mesafesinde dengelenmiş kuvvetlerin maksimum bir gradiyent oluşturmalarıdır. Diğer bir deyişle, akustik dalganın şok mesafesine ulaştığı anda, ortama aktardığı kuvvetin ve enerjinin maksimum olmasıdır. Bu özellik, başta tıp olmakla beraber bir çok sanayi uygulamalarında sıkça kullanılmaktadır.

σ 'nın kaynaktan (transducer) uzak değerlerine karşılık gelen $\sigma = 1.5$ ve $\sigma = 2.0$ değerleri için elde edilen akustik puls'lar sırası ile Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'de gösterilmektedir. $\sigma = 1.5$ ve $\sigma = 2.0$ değerlerine karşılık gelen akustik puls'ların şok mesafesinden sonra elde edilen puls'lar olduğu dikkate alınır, şok mesafesinden sonra bozulma miktarının artmakta olduğu görülmektedir. Bu beklenen bir sonuçtur [42]. Ancak, Referans [42]'de öngörüldüğü gibi, artan bir bozunma ile birlikte, puls'un genliğinde ve şiddetinde zayıflama ve soğrulma mekanizmalarından kaynaklanan bir azalmanın da olması gerekmektedir. *nonlinear.for* adlı program yardımı ile simüle

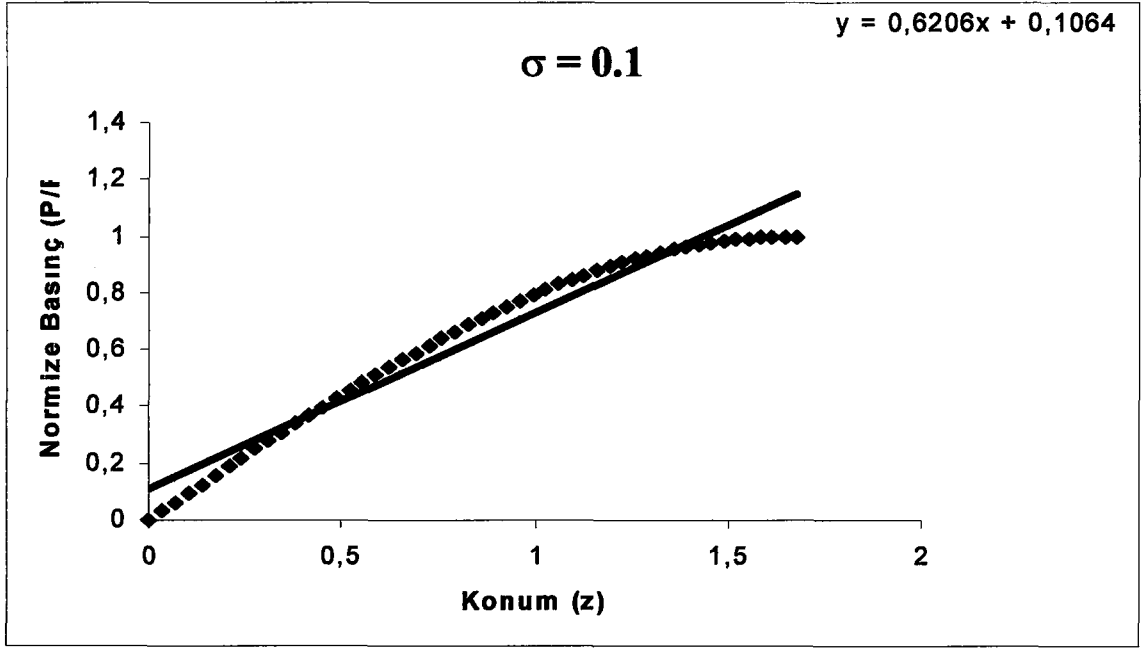
edilen akustik puls'lar σ 'nın farklı değerleri için yeterli bozulmayı açıklayabilmekte, fakat genlikteki azalmayı açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Bu sonuç, Model I olarak önerilen yaklaşımın sonuçlarını etkileyebilecek eksiklidir.

4.3. Model I İçin Örnek Hesaplama

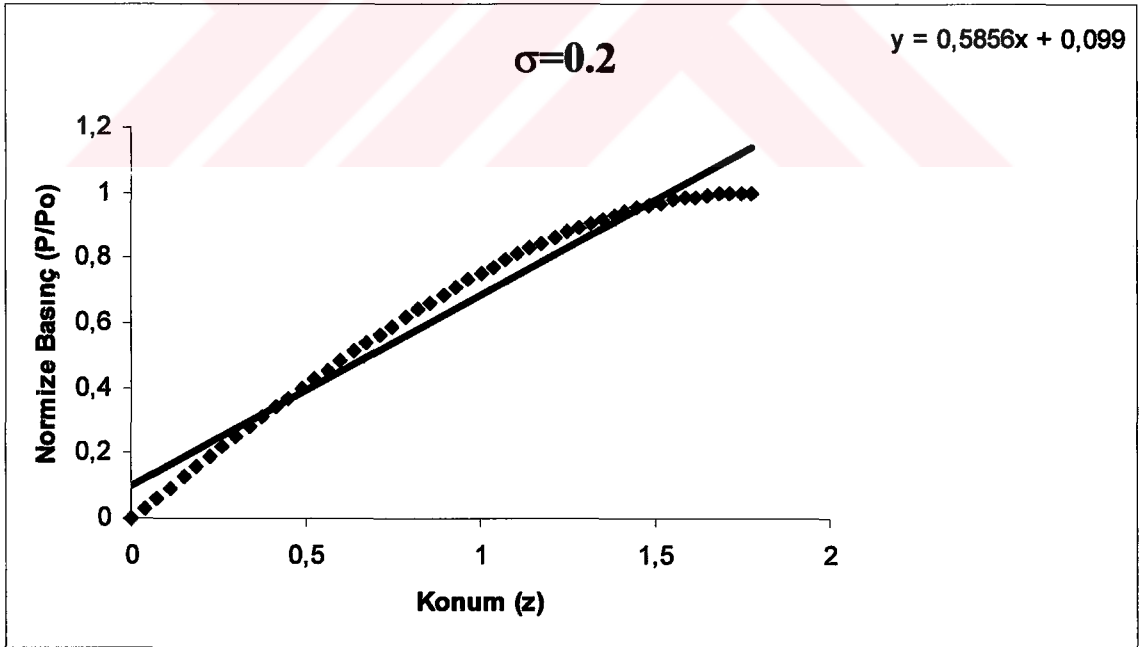
Bu kesimde Model I adı ile önerilen yaklaşım için örnek hesaplama yapılmıştır. Şekil 4.6 ile Şekil 4.26 arasında 0.1 aralıklarla her σ değeri için çizilmiş olan akustik puls'ların pozitif kısımları alınarak, her noktayı içeren lineer fitting yapılmıştır. Bu fitlerden elde edilen her doğrunun doğru denklemi, ilgili grafiğin sağ üst köşesinde sunulmuştur.



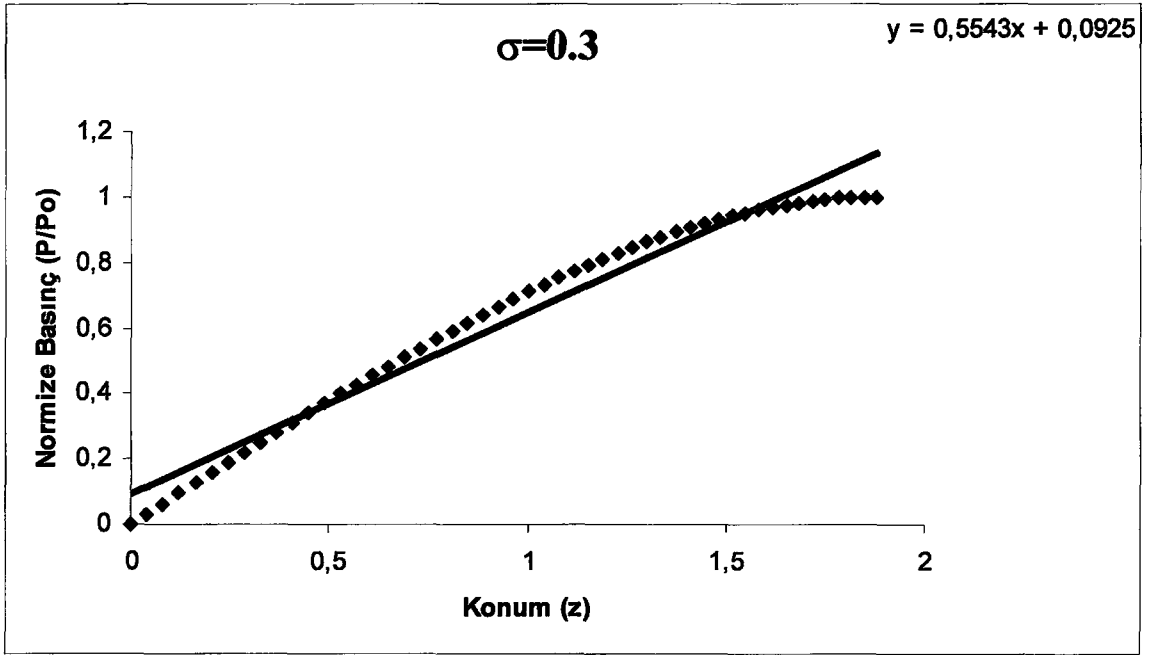
Şekil 4.6. $\sigma = 0.0$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



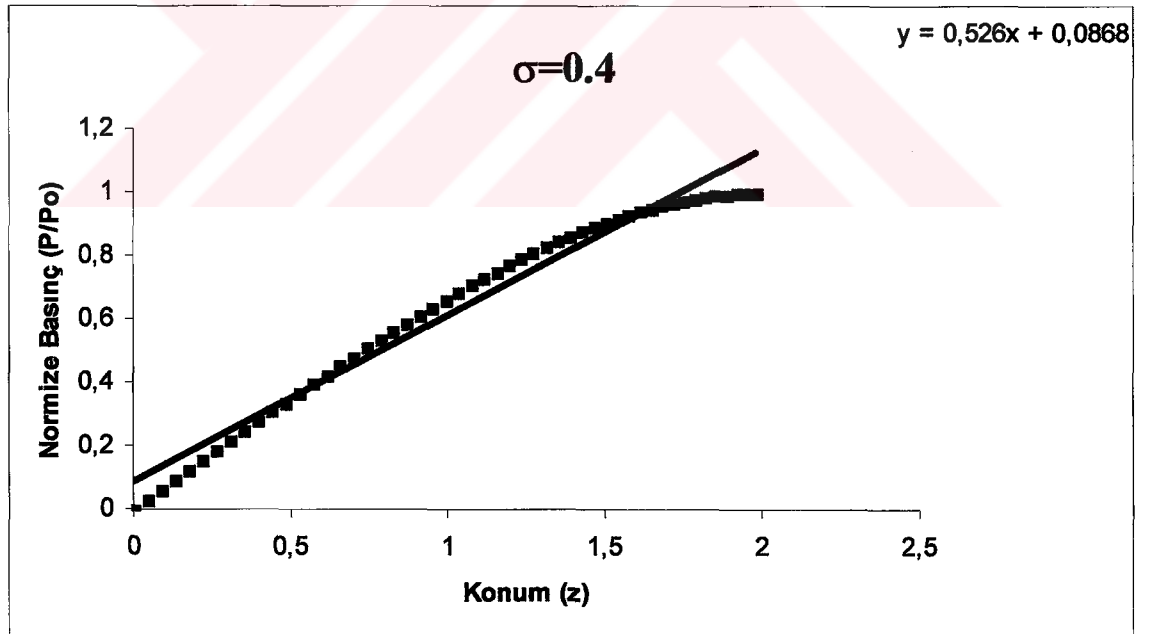
Şekil 4.7. $\sigma = 0.1$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



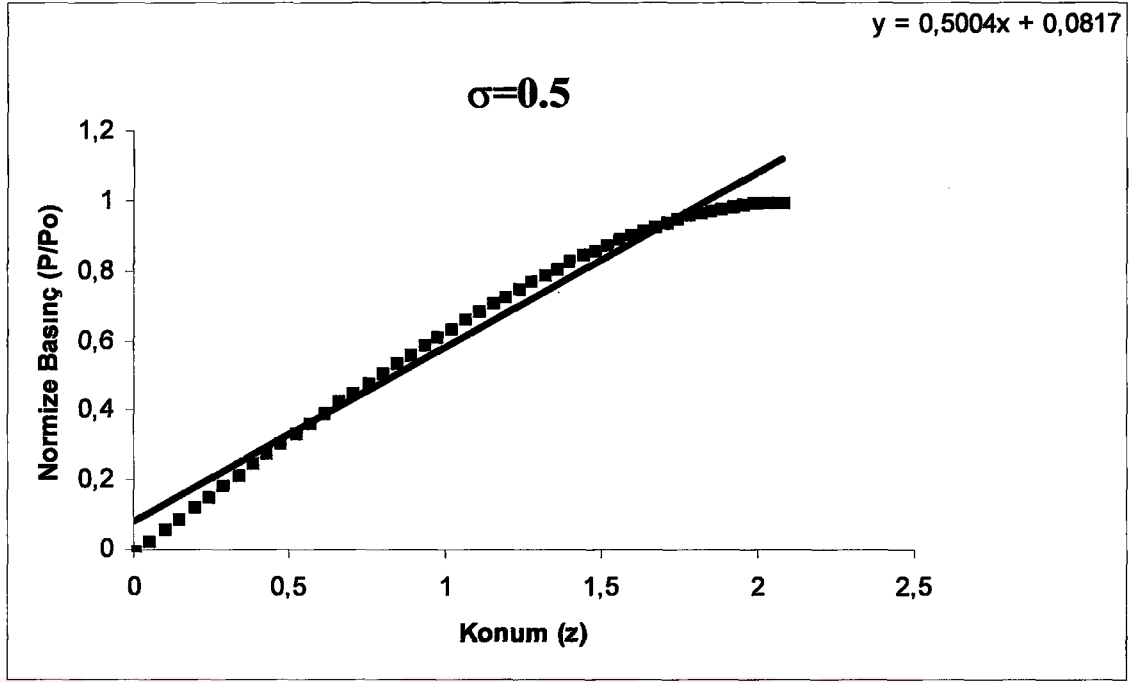
Şekil 4.8. $\sigma = 0.2$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



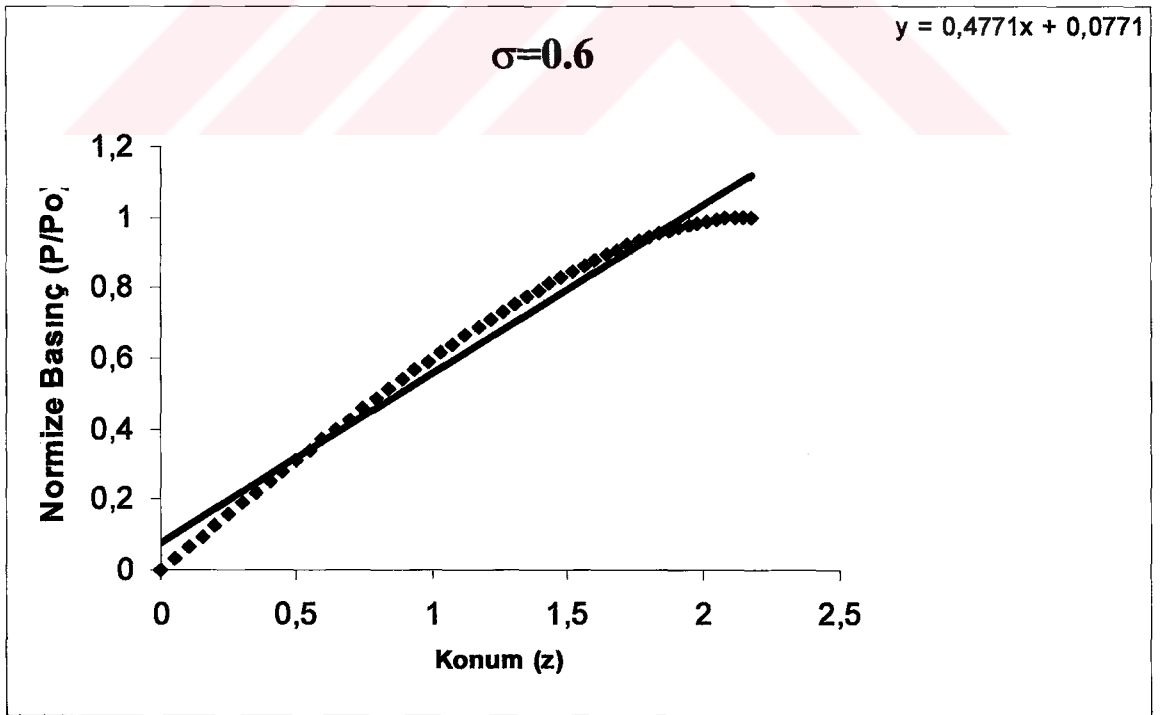
Şekil 4.9. $\sigma = 0.3$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



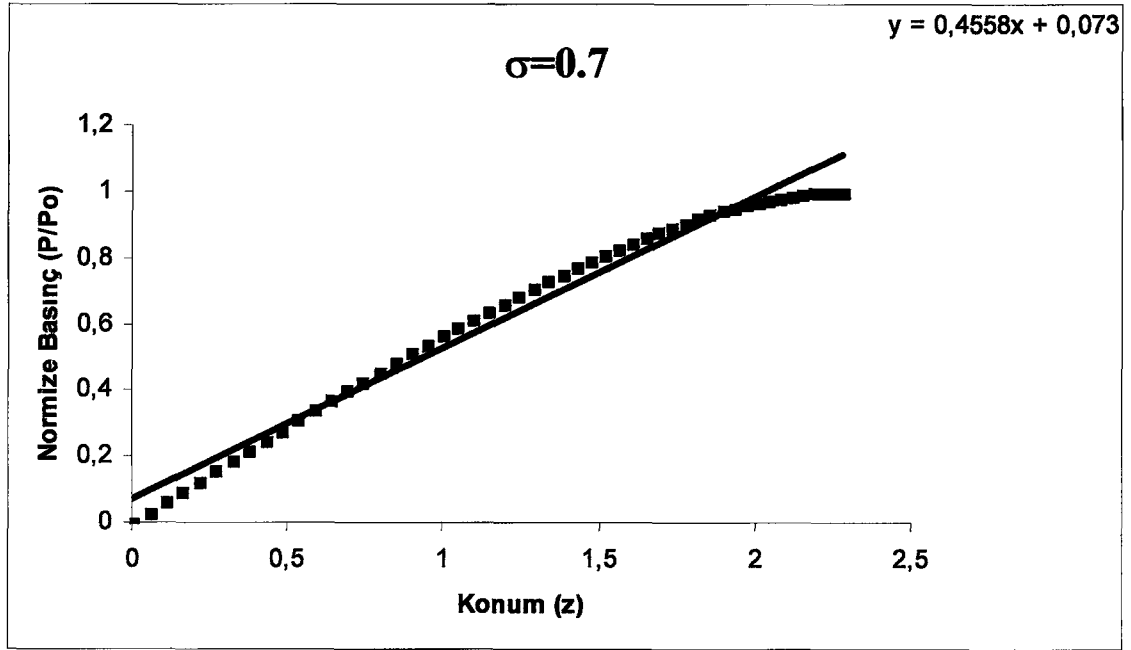
Şekil 4.10. $\sigma = 0.4$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



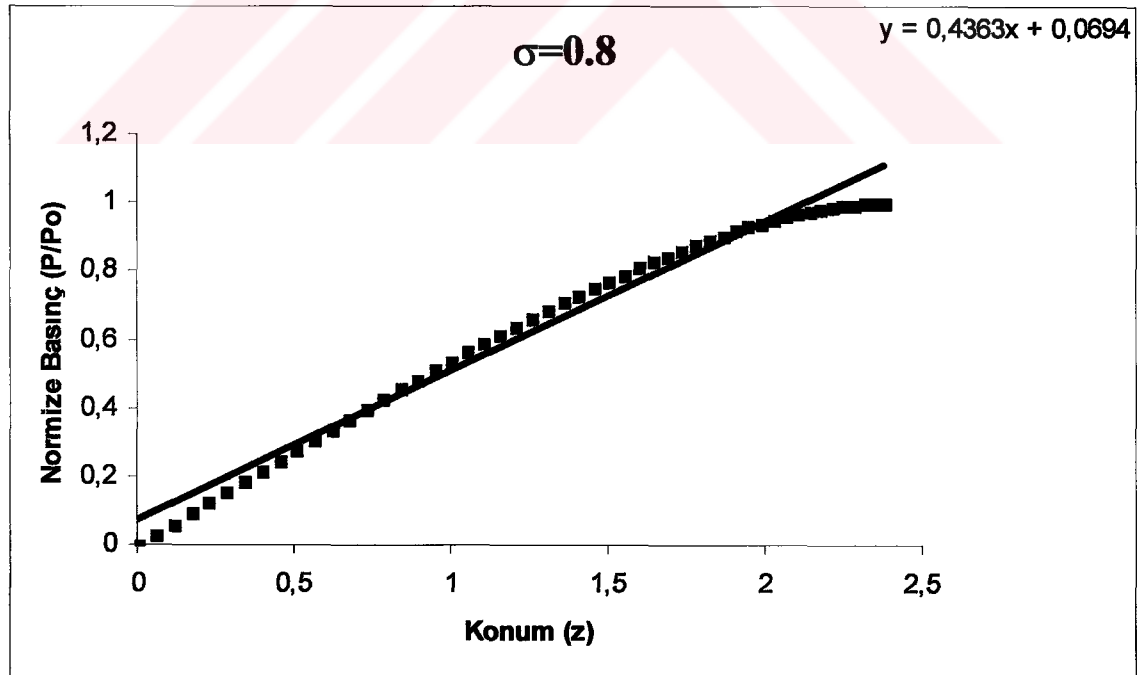
Şekil 4.11. $\sigma = 0.5$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



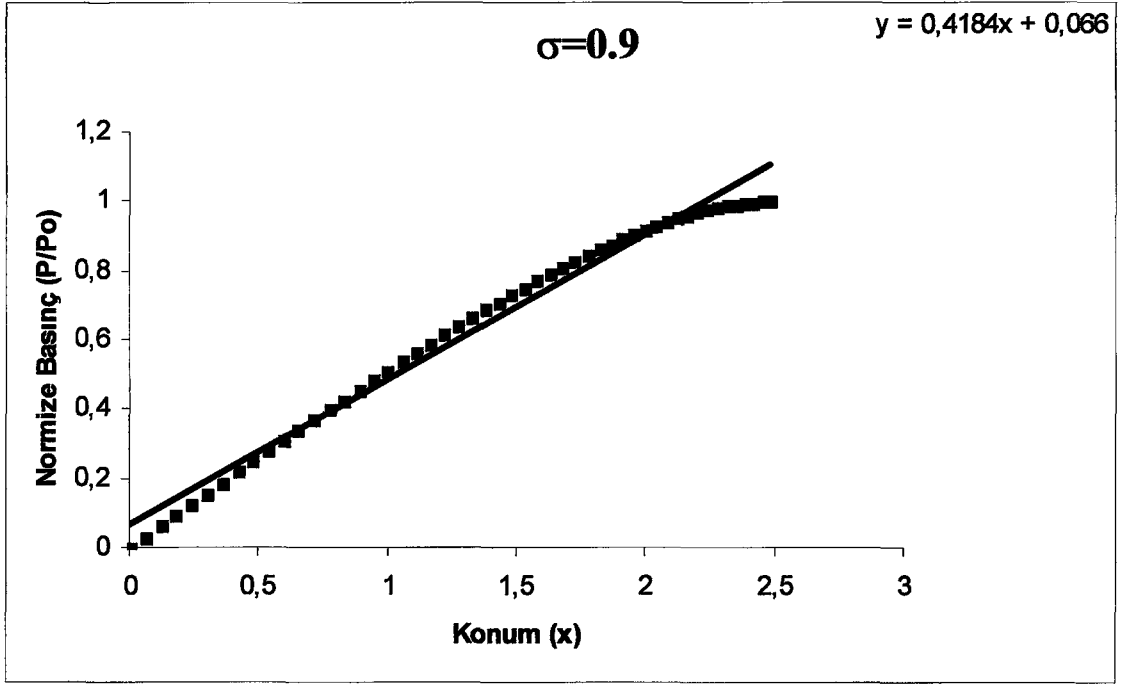
Şekil 4.12. $\sigma = 0.6$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



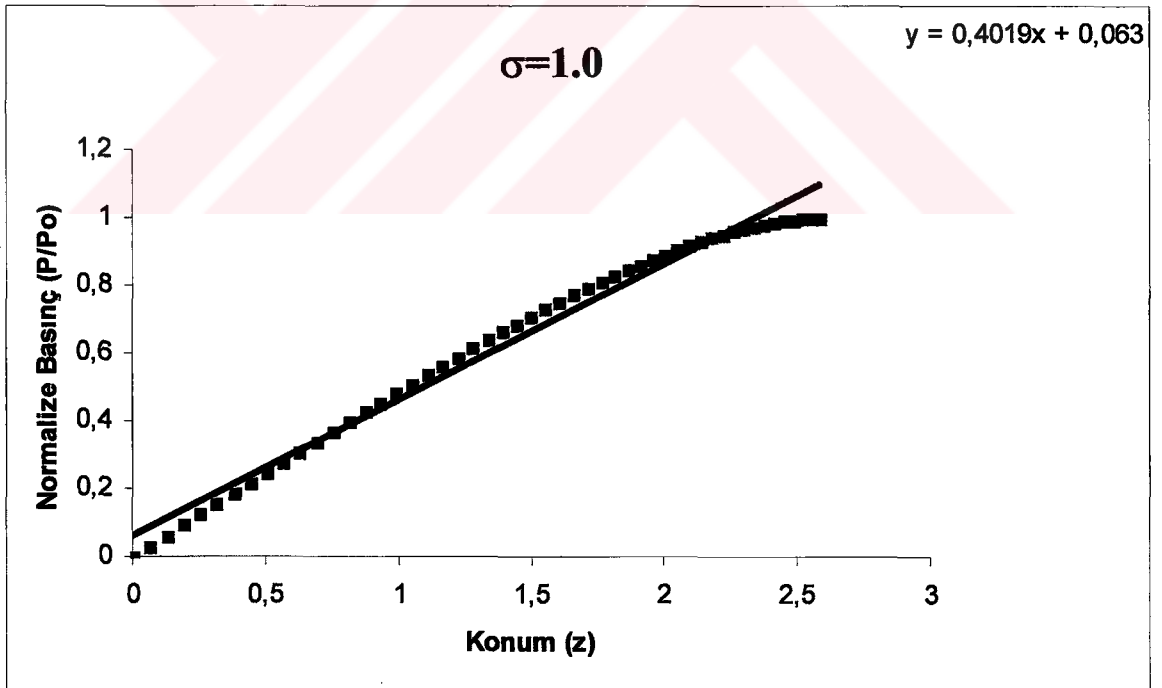
Şekil 4.13. $\sigma = 0.7$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



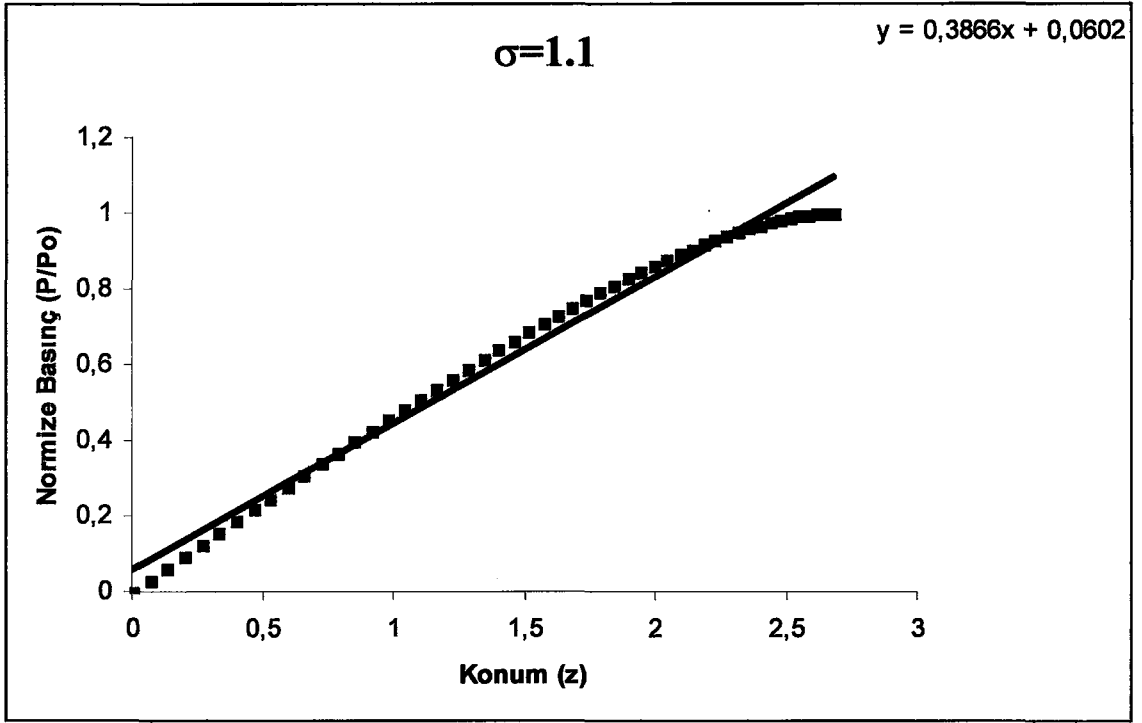
Şekil 4.14. $\sigma = 0.8$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



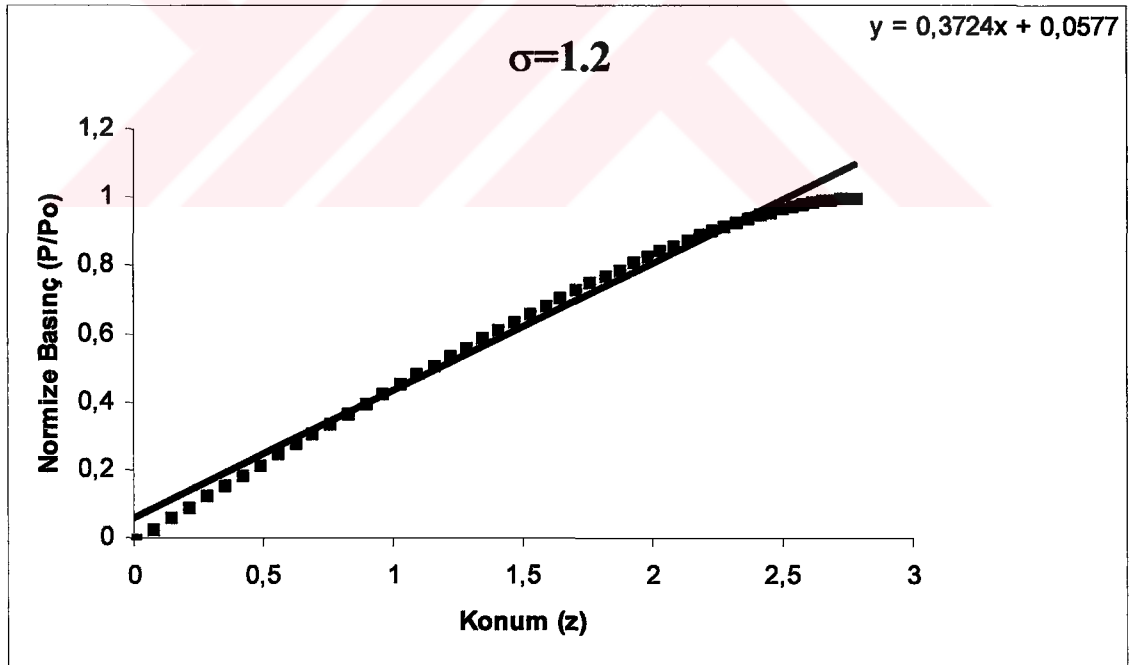
Şekil 4.15. $\sigma = 0.9$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



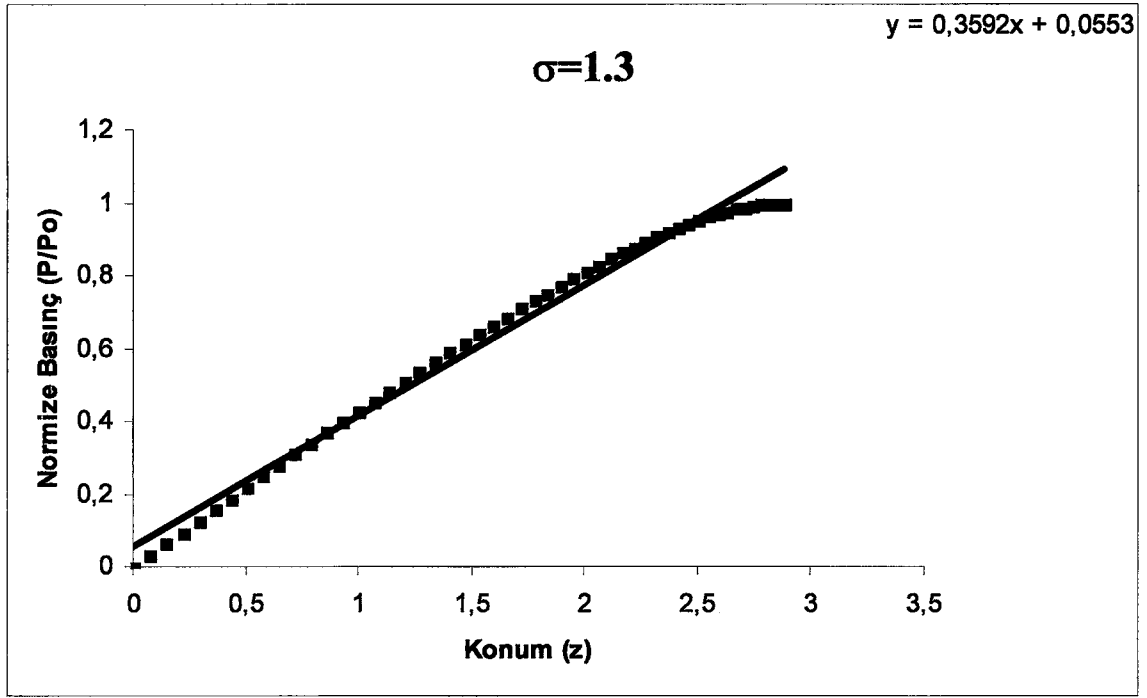
Şekil 4.16. $\sigma = 1.0$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



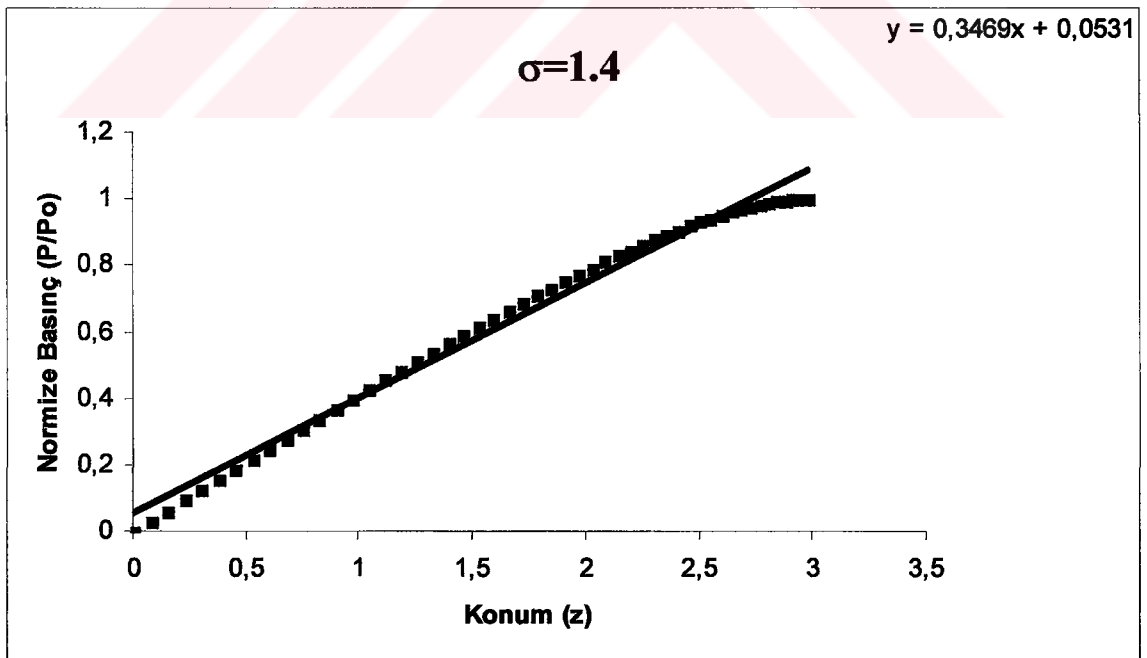
Şekil 4.17. $\sigma = 1.1$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



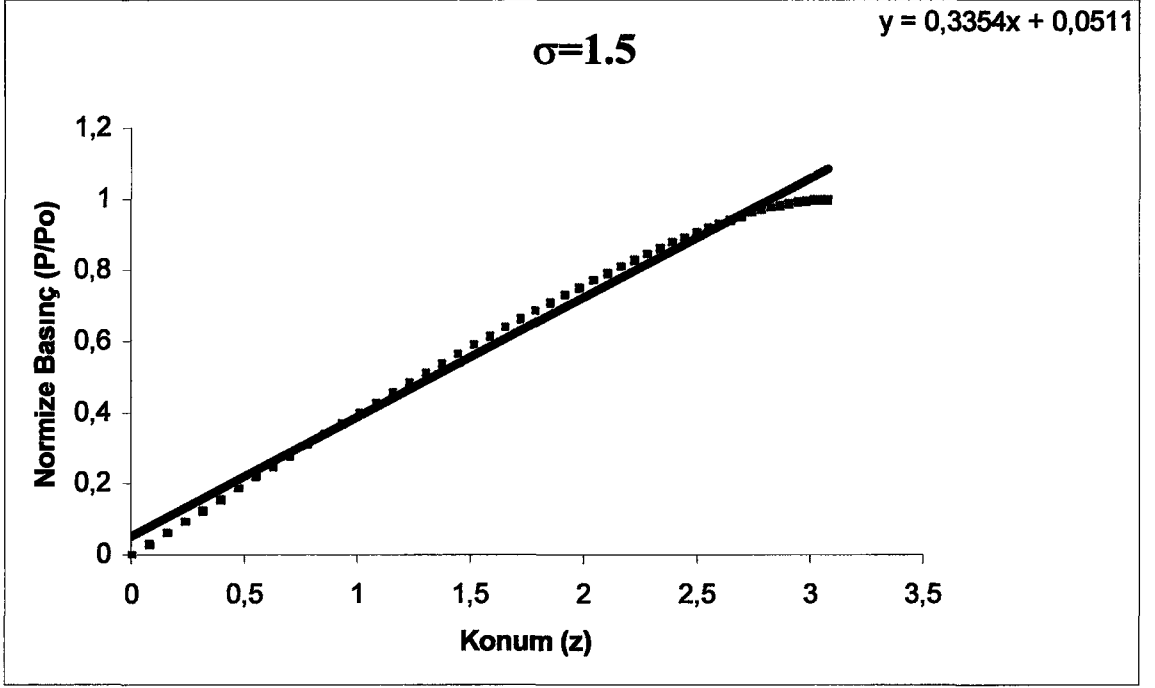
Şekil 4.18. $\sigma = 1.2$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



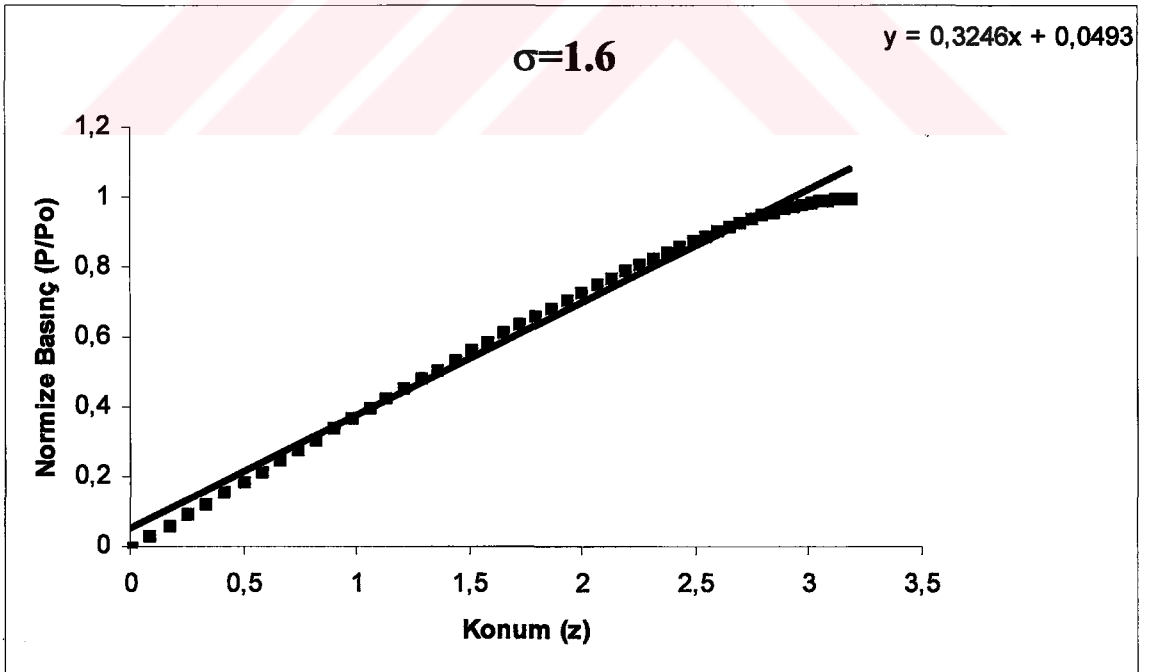
Şekil 4.19. $\sigma = 1.3$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



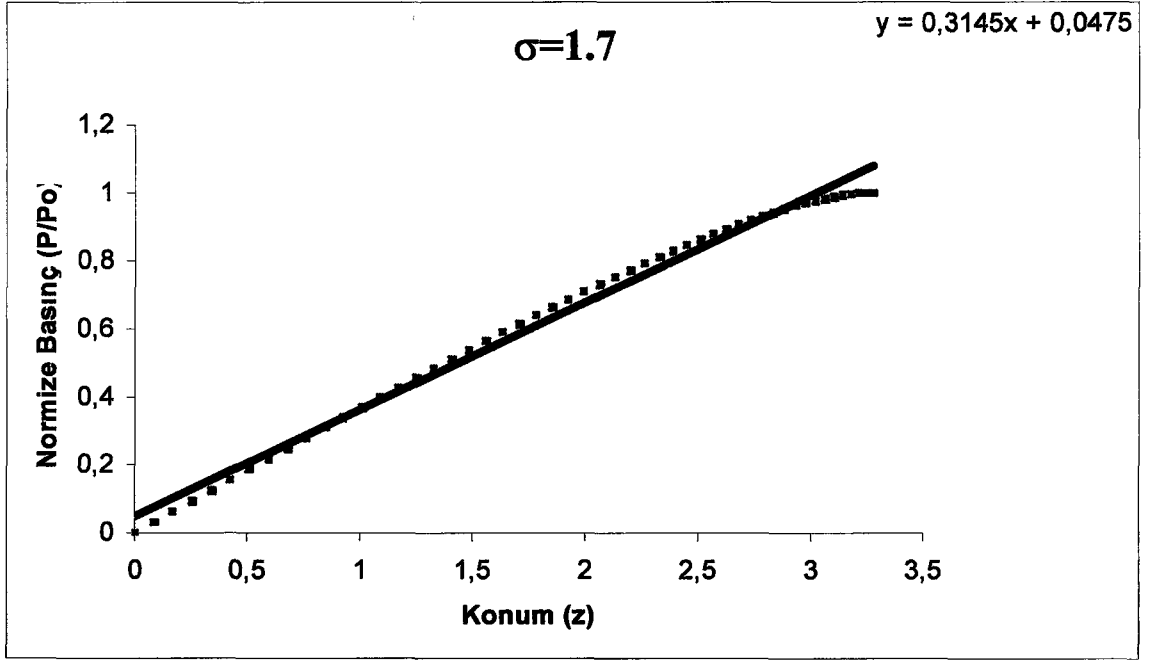
Şekil 4.20. $\sigma = 1.4$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



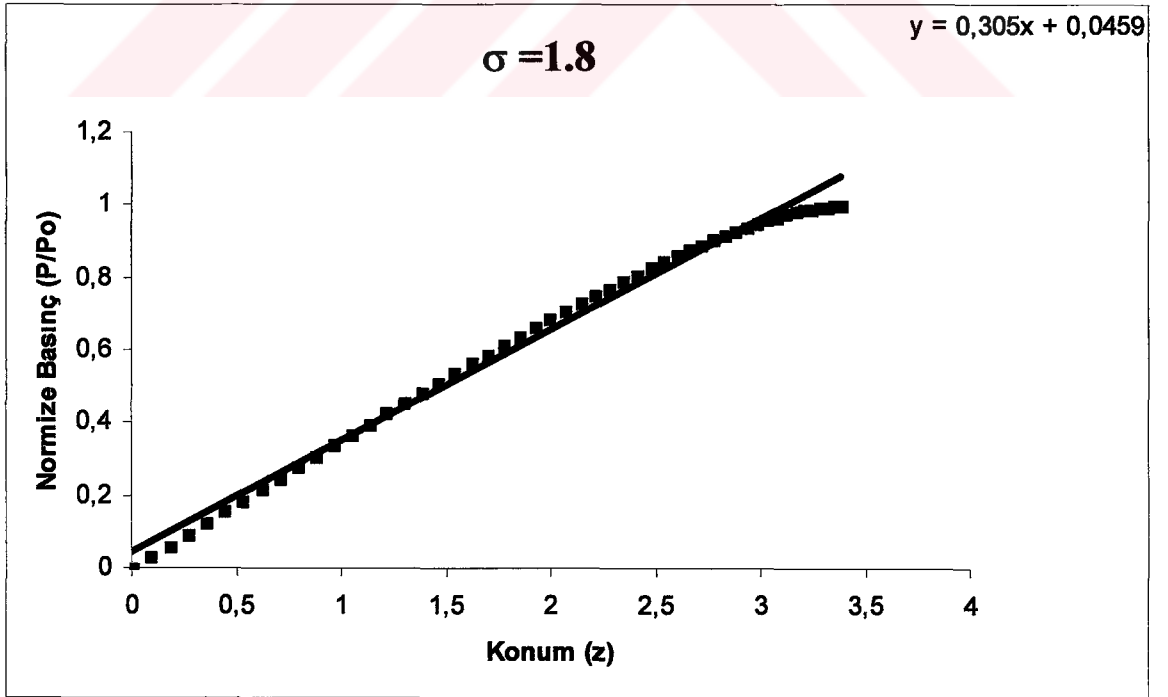
Şekil 4.21. $\sigma = 1.5$ durumunda, akustik dalganın pozitif basinc kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



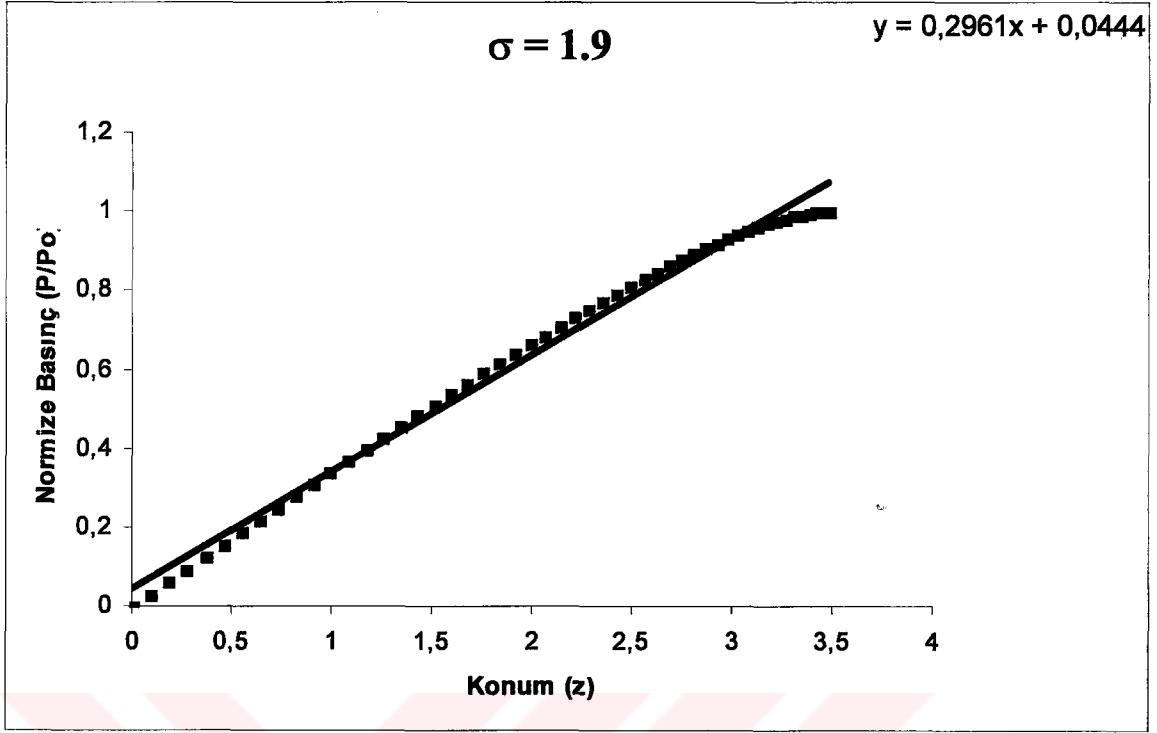
Şekil 4.22. $\sigma = 1.6$ durumunda, akustik dalganın pozitif basinc kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



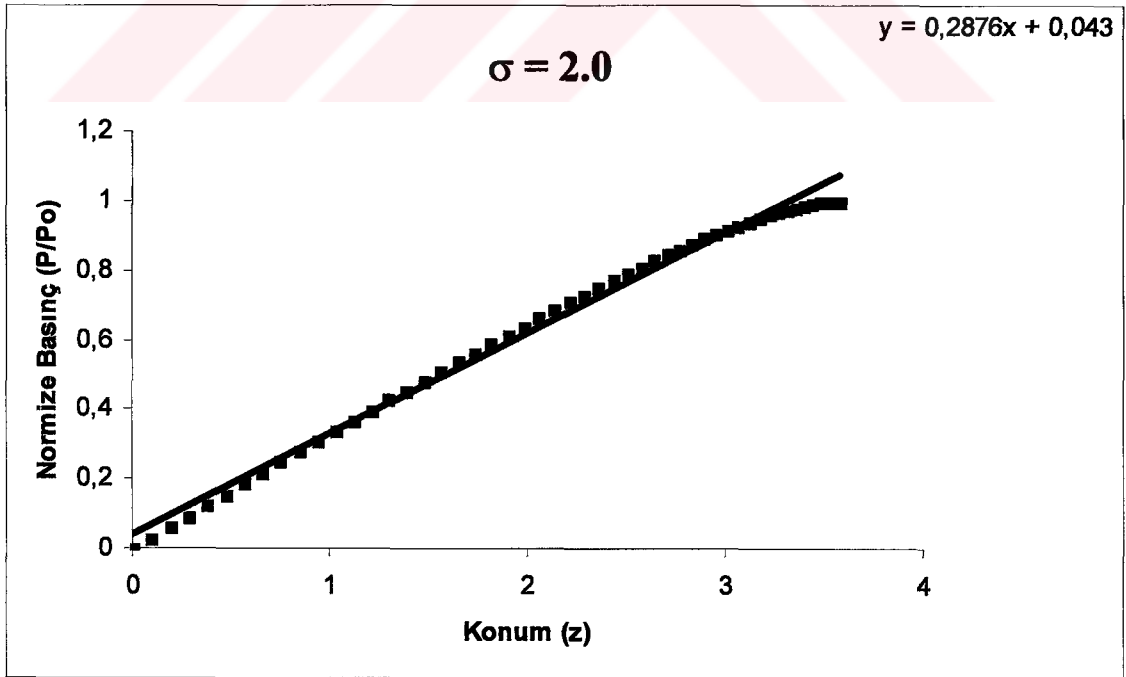
Şekil 4.23. $\sigma = 1.7$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



Şekil 4.24. $\sigma = 1.8$ durumunda, akustik dalğanın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



Şekil 4.25. $\sigma = 1.9$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.



Şekil 4.26. $\sigma = 2.0$ durumunda, akustik dalganın pozitif basınç kısmına lineer fitting yapılması ile elde edilen doğru ve doğrunun eğimi.

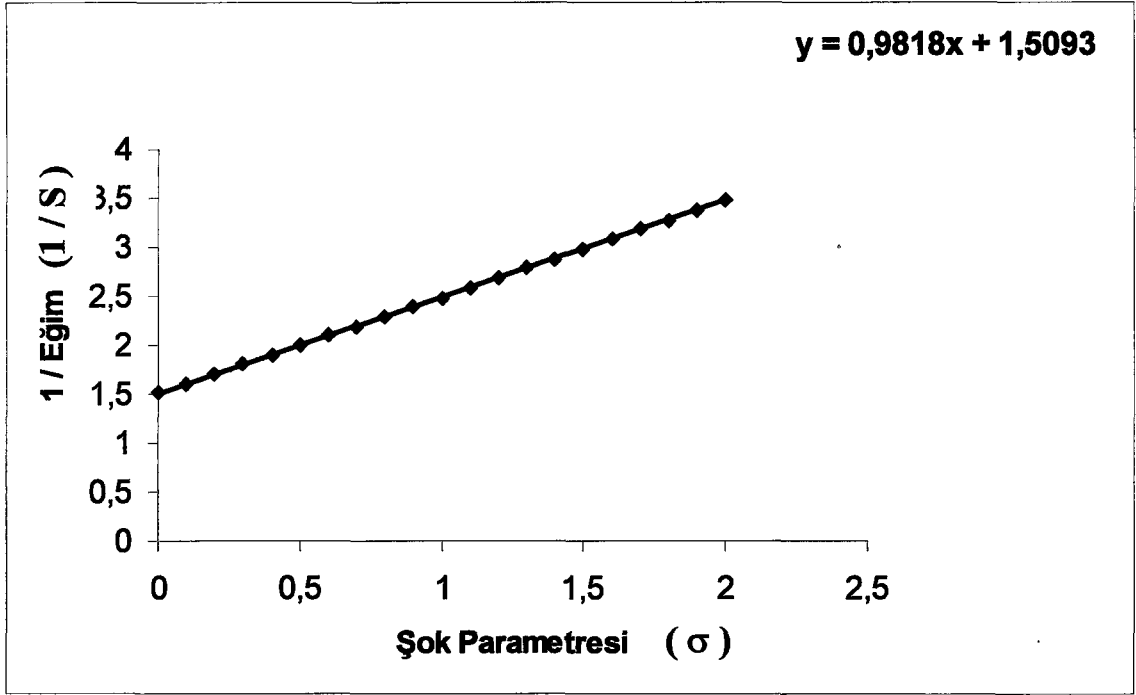
Şekil 4.6 – Şekil 4.26’da, $\sigma = 0.0$ ile $\sigma = 2.0$ arasında 0.1 aralıklarla simüle edilmiş bozunmaya uğramış akustik puls’ların pozitif basınç bölgesindeki tüm dataları içeren lineer fitting yapılarak bulunmuş doğrular ve bu doğruların eğimleri verilmektedir. Bu grafiklerde içi dolu markerlar [■] dataları, kalın çizgiler ise lineer fitting sonucu bulunan doğruları temsil etmektedir.

σ değerinin büyümesi ile bozulma miktarında da artma gerektiğinden, eğim değerlerinde buna bağlı olarak azalma olması gerekmektedir. Şekil 4.6 – Şekil 4.26 aralığında sunulan sonuçlarda, eğimin artan her σ değeri için beklendiği gibi azaldığı görülmektedir.

σ ’nın 0.1 aralıklarla artışına karşılık gelen 1/eğim (1/S) değerleri Çizelge 1’de görülmektedir. σ ’nın büyüyen değerleri için eğimin azalması gerektiğinden, 1/eğim (1/S) değerlerinin Çizelge 1’de arttığına dikkat edilmelidir. Bu sonuçlar Model I olarak önerilen yaklaşımın doğruluğunu desteklemektedir.

Çizelge 4.1. Akustik dalganın şok parametresi σ 'ya karşılık normalize basıncında meydana gelen bozunma ve bu bozunmadan faydalanılarak yapılan lineer fittinglerden elde edilen doğruların 1/eğim (1/S) değerleri.

Şok parametresi (σ)	1/eğim (1/S)
0	1.5158
0.1	1.6113
0.2	1.7076
0.3	1.8041
0.4	1.9011
0.5	1.9984
0.6	2.0960
0.7	2.1939
0.8	2.2920
0.9	2.3901
1.0	2.4882
1.1	2.5866
1.2	2.6873
1.3	2.7840
1.4	2.8827
1.5	2.9815
1.6	3.0807
1.7	3.1796
1.8	3.2787
1.9	3.3772
2.0	3.4771



Şekil 4.27. Şok parametresi σ 'ya karşılık 1/eğim değerleri için elde edilen doğru.

Şekil 4.27, şok parametresi σ ile akustik dalganın bozunmasından elde edilen 1/eğim değerleri arasında lineer bir ilişkinin olduğunu göstermektedir. Bu ise, Model I'de önerilen yaklaşım için verilen Denklem 2.17'nin sonuçlarının doğru olduğunu desteklemektedir.

Bu çalışmada, Model I ve Model II adı altında önerilen yaklaşımlar yardımı ile nonlinearity parametresi β 'nin basit bir yöntemle nasıl bulunabileceği açıklanmaktadır. Modellerin basit olmasına rağmen sağlıklı sonuçlar üretebileceği anlaşılmakta olup, deneysel verilerle test edilmeye ihtiyaç duyulmaktadır.

Her iki model de komplike matematik, algoritma ve program bilgisi gerektirmemesi açısından önem arz etmektedir.

Model I ve Model II adı ile önerilen yaklaşımlar yardımı ile lineer olmayan farklı ortamlar için nonlinearity parametresi β 'nin hesaplanması zaman tasarrufu sağlayacağı görülmektedir.

Yapılabilecek deneysel çalışmalar ile Model I ve Model II'nin doğrulanmasına ihtiyaç duyulmakta ve önerilmektedir.

5. KAYNAKLAR

- [1] M. F. Hamilton, *Fundamentals and applications of nonlinear acoustics*, **The American Society of Mechanical Engineers**, (1986) 1-28.
- [2] L. Euler, *1759 Mem. Acad. Sci. Berlin* 15, (1766) 185-209.
- [3] J. Lagrange, *New research on the nature and propagation of sound*, **Misc. Taur.** 2,11-172 (1760-61).
- [4] L. Bjørnø, *Non-linear Ultrasound – A Review*, **Ultrasonics International Conference Proceedings**, (1975) 110-115.
- [5] S. Earnshaw, *On the mathematical theory of sound*, **Philos. Trans.R. Soc. Lond.** 150, p.133-148 (1850).
- [6] B. Riemann, *The propagation of sound waves of finite amplitude*, **Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen , Math-physik-Kl.** 8, (1858-59) 43-65.
- [7] D. T. Blackstock, *Connection between the Fay and Fubini Solutions for plane sound waves of finite amplitude*, **The Acoustical Society of America**, (1966) 1019-1026.
- [8] A. L. Thulas , R. T. Jenkins , and H. T. O’Neil, *Extraneous Frequencies generated in air carrying intense sound waves*, **J. Acoust. Soc. Am.**, 6, (1935), 173-180.
- [9] K. A: Naugol’nykh, S. I. Soluyan, R. V., *Khokhlov, Spherical waves of finite amplitude in a viscous thermally conducting medium*, **Sov. Phys. Acoustic.** 9, (1943) 42-46.
- [10] R. V. Khokhlov, K. A: Naugol’nykh and S. I. Soluyan , *Waves of moderate amplitude in absorbing media*, **Acoustica** 14, (1964) 248-253.
- [11] P. J. Westervelt, *Scattering of sound by sound*, **J. Acoust. Soc. Am.**, 29, (1953) 199-203.
- [12] T. G. Muir, *Nonlinear acoustics: A new dimension in underwater sound*, **Tech. Rep. ARL-TP-76-25, Applied Research Laboratories, The University of Texas at Austin** (1976).
- [13] A. Şahin, “Nonlinear pressure fields due to focused rectangular apertures in water”, Ph.D. Thesis, University of Bath, School of Physics, England, 1992.
- [14] N. S. Bakhvalov, Ya. M. Zhileikin, and E. A. Zabolotskaya, *Nonlinear Theory of Sound*, Moscow State University Moscow, 1987.

- [15] J. F. Frederick, *Ultrasonic Engineering*, John Wiley&Sons Inc., London, 1965, 12-28.
- [16] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, J. V. Sanders, *Fundamentals of acoustics*, John Wiley&Sons Inc., New York, 1982, 92-115.
- [17] R. T. Beyer, *Nonlinear acoustics in fluids*, Benchmark papers in acoustics, Volume 18, Chapter 1, Van Nostrand Reinhold, New York, 1984, 1-12.
- [18] X. Ca., A. Ødegard, *Paralel Simulation of 3D Nonlinear acoustic fields on a Linux-cluster*, University of Oslo, Department of Informatics, Blindern, Oslo, Norway.
- [19] D. E. Hall, *Basic Acoustics*, John Wiley&Sons Inc., New York, 1987.
- [20] T.G. Muir, *Prededction of nonlinear acoustics effects at biomedical frequencies and intensities*, *Ultrasound in Med.&Biol.*, Vol. 6, (1980), 345-357.
- [21] T. L. Szabo, *Generalized Fourier transform diffraction theory for parabolically anisotropic media*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 61(3), 28-34, 1978.
- [22] K. A. Stroud, *Fourier Series and Harmonic Analysis*, Stanley Thornes Publishers Ltd., England, 1986.
- [23] D. T. Blackstock, *Generalized Burger equation for plane waves*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 77 (66), (June 1985), 2050-2053.
- [24] O. A. Kaya, "Çeşitli geometrilere sahip akustik kaynakların lineer ortamda oluşturdukları basınç alanlarının incelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, İnönü Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Malatya, 1998.
- [25] J. N. Tjøtta, and S. Tjøtta, *An analytical model for the near field of a baffled piston transducer*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 68, (1980), 334-339.
- [26] E. Hecht, *Hecht & Optik*, Akademi Yayın Hizmetleri San. ve Tic. Ltd. Şti.,1999.
- [27] F. A. Duck, *Lecture Notes-Chapter 3*, University of Bath, School of Physics, Bath, England.
- [28] M. Hollins, *Medical Physics*, University of Bath, Macmillan Science, 1990.
- [29] H. Kuttruff, *Ultrasonics Fundamentals and Applications*, Elsevier Applied Science,1991.
- [30] Ayrıntı için <http://www.ndt.net> internet adresine bakınız.
- [31] R. D. Fay, *Plane sound waves of finite amplitude*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 3, (1931), 222-241.
- [32] E. Fubini, *Alta Frequenza* 4, 530-581, 1935. (Ayrıntılar için P. J. Westervelt, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22, 319-327,1950).

- [33] T. G. Muir, *Nonlinear acoustics and practical applications*, **Ultrasonics International Conference Proceedings**, (1989), 677-684.
- [34] A. C. Baker, "Finite amplitude propagation of focused ultrasonic waves in water", Ph.D. Thesis, University of Bath, School of Physics, Bath, 1989.
- [35] A. C. Baker, K. Anastasiadis, K. And Humphrey, V. F., *The nonlinear pressure field of a plane circular piston: Theory and Experiment*, **J. Acoust. Soc. Am.**, **84**, (1988), 1483-1487.
- [36] A.C. Baker, A. M. Berg, A. Şahin and J. N. Tjøtta, *The nonlinear pressure field of plane rectangular apertures: Experimental and theoretical results*, **Acoustical Society of America (JASA)**, **97(6)**, (June 1995), 3510-3517.
- [37] G. D. Smith, *Numerical solutions of partial differential equations: Finite difference methods*, Oxford University Press, Oxford, 1978.
- [38] Ayrıntı için <http://www.wai.com/AppliedScience/Software/Pzflex/index-pz.html> internet adresine bakınız.
- [39] S. Holm, F. Teigen, L. Ødegaard, V. Berre, J. O. Erstad, K. Epasinghe, *Program for simulation of ultrasonic fields*, **Research Report 1996-220**, University of Oslo, Department of Informatics, 1998.
- [40] Ayrıntı için <http://www.nobjects.com> internet adresine bakınız.
- [41] D. Zhang, X. Chen and X. Gong, *Measurement of the acoustic nonlinearity parameter B/A of lossy medium in the focused field*, **Chinese Science Bulletin**, **Vol. 45, No. 14**, (July 2000), 1283-1287.
- [42] Z. A. Gol'dberg, *On the propagation of plane waves of finite amplitude*, **Sov. Phys. Acoust.**, **2**, (1956), 346-350.

6. EKLER

EK 1:

```
C  CALCULATES TIME WAVEFORMS FOR DIFFERENT SHOCK PARAMETERS - SIGMA
C
C
C
C  PROGRAM MAIN
C
C  IMPLICIT LOGICAL (A-Z)
C
C  Function references
C
C
C  Variable references
C
C  REAL A(200),Y(200),A1(200),Y1(200)
C  REAL PI,A0,SIGMA,S1
C  INTEGER I,N
C  CHARACTER*20 TITLE,XLAB,YLAB
C
C  PI=2.0*ASIN(1.0)
C  A0=2.0*PI
C  N=200
C  N=50
C  OPEN(3,FILE='SIGMA.OUT')
C
C  DO 1 I=1,N
C    A(I)=FLOAT(I-1)*A0/FLOAT(N-1)
C    A1(I)=A(I)
C    Y(I)=SIN(A(I))
C    Y1(I)=Y(I)
1  CONTINUE
C
C  10  WRITE(*,*)' ENTER SHOCK PARAMETER (SIGMA) -> '
C     READ(*,*)SIGMA
C     WRITE(3,*)' SHOCKED WAVEFORM, SIGMA = ',SIGMA
C     WRITE(3,*)' T      Y'
C
C  DO 2 I=1,N
C    A1(I)=A(I)+ABS(Y(I))*SIGN(SIGMA,Y(I))
CC  IF (A(I) .LT. PI) THEN
CC  IF (A1(I) .GT. PI) A1(I)=PI
CC  ELSE
CC  IF (A1(I) .LT. PI) A1(I)=PI
CC  ENDIF
CC  IF (A1(I) .EQ. PI) Y1(I)=0.0
C    WRITE(3,*)A1(I),Y1(I)
2  CONTINUE
C  CLOSE(3)
C
C  TITLE='SHOCKED WAVEFORM'
C  XLAB='Phase / rads'
C  YLAB=' Amplitude'
C  CALL GRINT(TITLE,XLAB,YLAB,101)
C  CALL GRLINE(A,Y,N,-5,1)
C  CALL GRLINE(A1,Y1,N,-1,1)
C  CALL GRFINPL(11)
```

```
C  
C  WRITE(*,*)' Press CTRL-Break to stop'  
C  GOTO 10  
C  END  
C
```



ÖZGEÇMİŞ

1977 yılında Malatya'nın Hekimhan ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Malatya'da, lise öğrenimini Sivas'ta tamamladı. 1995 yılında Balıkesir Üniversitesi, Necatibey Eğitim Fakültesi, Fizik Bölümüne girmeye hak kazandı. 1999 yılında lisans öğrenimini tamamladı. 1999 yılında İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü yüksek lisan programına katılmak için hak kazandı. Halen aynı İnönü Üniversite Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmalarına devam etmektedir.



İÇ YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU
MÜHÜR