

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**SOĞRULMA VE DİSPERSİYONUN
YÜZEY DALGALARINA ETKİSİ**

Betül ÜNÜÇOK

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA

2007

Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

SOĞRULMA VE DİSPERSİYONUN YÜZEY DALGALARINA ETKİSİ

Betül ÜNÜÇOK

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Berkan ECEVİTOĞLU

Serbest yüzeyde oluşan yüzey dalgalarının genlikleri, artan derinlikle birlikte üstel olarak azalır. Yüzey dalgaları temelde P, SV ve SH dalgaları özelliklerini gösterdiklerinden, genlikleri artan derinlikle yok olmadan önce, yeryüzüne yakın jeolojik yapılarla cisim dalgaları gibi etkileşirler. Yüzey dalgalarını etkileyen en önemli iki faktör Soğrulma ve Dispersiyondur. Bu çalışmada, yüzey dalgalarının özellikleri kullanılarak soğrulma ve dispersiyonun yüzey dalgasına olan etkileri belirlenmeye çalışılmıştır ve yüzey dalgalarını etkileyen Soğrulma ve Dispersiyon olayları modellenmiş ve sonuçlar gerçek patlatma verileriyle karşılaştırılmıştır.

2007, 81 Sayfa

Anahtar Kelimeler : Yüzey Dalgaları, Dispersiyon, Soğrulma, Sismik Kalite Faktörü

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

EFFECT OF DISPERSION AND ATTENUATION ON SURFACE WAVES

Betül ÜNÜÇOK

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Geophysical Engineering

Supervisor: Berkan ECEVİTOĞLU

The amplitudes of the surface waves created at the free surface, decrease exponentially with increasing depth. Essentially, surface waves inhibit the properties of P, SV and SH waves, and interact with near surface geological structures till their amplitudes vanish with increasing depth. In this study, Attenuation and Dispersion are defined, properties of surface wave are mentioned and two major factors effecting the surfave waves, the Attenuation and the Dispersion, are modelled and the results are compared with the real explosion data.

2007, Page 81

Key Words: Surface Waves, Dispersion, Attenuation, Seismic Quality Factor

TEŞEKKÜRLER

Çalışmalarımı yönlendiren, araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyen akademik ortamda olduğu kadar beşeri ilişkilerde de engin fikirleriyle yetişme ve gelişmeye katkıda bulunan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Berkan ECEVİTOĞLU'na teşekkürü borç bilirim.

Bu çalışma, Ankara Üniversitesi ve Türkiye Kömür İşletmelerinin ortak projesi kapsamında gerçekleştirilmiştir. Arazi çalışmalarında her türlü desteği ve yardımı sağlayan TKİ-GELİ Müessesesi yetkilileri ve personeli ile Jeofizik Mühendisi Sayın Özgür Sağol'a, bu projenin hayata geçmesinde, her türlü aşamasında bizlere yardımcı olan ve pratik çözümleriyle beni yönlendiren hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Gülsev Uyar ALDAŞ'a ayrıca tez süresince her türlü destek, fikir ve motivasyonu esirgemeyen değerli arkadaşım ve meslektaşım Sayın Araş. Gör. Aslı Zeynep CAN' a teşekkürlerimi sunarım.

Betül ÜNÜÇOK

Ankara, Eylül 2007

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. YÜZEY DALGALARI.....	3
2.1 Rayleigh Dalgaları.....	7
2.2 Love Dalgaları.....	16
3. DİSPERSİYON.....	23
3.1 Grup ve Faz Hızı.....	24
3.2 Dispersiyon Teriminin Elde Edilmesi.....	26
3.3 Zamanda Kayma Teorimi.....	27
3.4 Normal Dispersiyon, Ters Dispersiyon ve Örnekleri.....	29
4. SOĞRULMA	36
4.1 Zaman ve Derinliğe Göre Soğrulma.....	39
4.2 Soğrulma Katsayısını Etkileyen Parametrelerin İncelenmesi.....	40
4.3 Soğrulmanın Dalga Biçimine Etkisi.....	45
5. MODELLEME.....	47
5.1 Dispersiyonun ve Soğrulmanın Modellenmesi.....	47
5.1.1 Frekans bağımlı sismik kalite faktörü ile modelleme.....	47
5.2 Dispersiyona ve Soğrulamaya Ait Örnek Çalışma.....	52
6. ARAZİ UYGULAMALARI.....	58
6.1 Arazi Çalışmaları.....	58
6.1.1 Jeofizik çalışmalar.....	58
6.1.2 Patlatma kaynaklı titreşimlerin ölçülmesi.....	62
6.1.3 Patlatma kaynaklı titreşimlerin değerlendirilmesi.....	67
7. TARTIŞMA ve SONUÇLAR.....	76
KAYNAKLAR.....	79
ÖZGEÇMİŞ.....	81

SİMGELER DİZİNİ

A	Gelen P Dalgasının Genliği
A_0	ω Frekanslı Harmonik Dalganın Genliği
$A(\omega)$	x Mesafede c Hızı ile Yayılan Dalganın Genliği
B	Yansıyan P Dalgasının Genliği
$1B$	1 Boyutlu ortam
b	Dispersif Dalga Faktörü
C	Yansıyan SV Dalgasının Genliği
$C(\omega)$	Frekans Bağımlı Faz Hızı
c	Yatay Görünür Hız
c_∞	Sonsuz Frekanstaki Hız
c_0	0 Frekanstaki Hız, Kısa Dalga Boyları için P Dalga Hızı
c_∞	Uzun Dalga Boyları için P Dalga Hızı
c'_0	Kısa Dalga Boyları için S Dalga Hızı
c'_∞	Uzun Dalga Boyları için S Dalga Hızı
D	Gelen SV Dalgasının Genliği
E	Yansıyan SV Dalgasının Genliği
F	Gelen S Dalgası için P Dalgasının Genliği
f	Frekans
Δf	Örnekleme Frekansı
FFT	Fast Fourier Transformu
f_0	Gauss Eğrisinin Tepe Noktası Frekansı
$F(\omega)$	Girdi Sinyalinin Genlik Spektrumu
$G(\omega)$	Çıktı Sinyalinin Genlik Spektrumu
$H(\omega)$	Hilbert Dönüşümü
h_1	1.Tabakanın Kalınlığı
h_2	2.Tabakanın Kalınlığı
H	Katman Kalınlığı
i_1	P Dalgasının Geliş Açısı
i_2	P Dalgasının Yansıma Açısı
J_1	SV Dalgasının Geliş Açısı

J_2	SV Dalgasının Yansıma Açısı
J_1	SH Dalgasının Geliş Açısı
J_2	SH Dalgasının Yansıma Açısı
J_3	SH Dalgasının Kırılma Açısı
J_i	Gelen SH Dalgası
J_i, J_c	Kritik Açısı
J_R	Yansıyan SH Dalgası
J_T	İletilen SH Dalgası
k, k', k''	Dalga Sayısı
k_z	Z Derinliğindeki Açısız Frekans
LR	Rayleigh Dalgası Hızı
P	P Dalgası
pP	Kabuk İçindeki bir Odaktan Çıkan P Dalgasının Yüzeyden Yansıması
PP	Yüzeydeki bir Odaktan Çıkan P Dalgasının Tekrar Yüzeyden Yansıması
pPP	Kabuk içindeki bir Odaktan Çıkan P Dalgasının Yüzeyden İki kez Yansıması
p	Yatay Yavaşlık Vektörü
P_r	Yansıyan P Dalgası
R_{pp}	Gelen P dalgası için P Dalgası Yansıma Katsayısı
R_{ps}	Gelen P dalgası için S Dalgası Yansıma Katsayısı
R_{ss}	Gelen SV Dalgası için S Dalgası Yansıma Katsayısı
R_{sp}	Gelen SV Dalgası için P Dalgası Yansıma Katsayısı
r	p Üzerine Oturan Gauss Eğrisi Yüksekliği
s	Gauss Eğrisinin Genişliği
SV	SV Dalgası
SV_r	Yansıyan SV Dalgası
SV_i	Gelen SV Dalgası
SH_i	Gelen SH Dalgası
SH_R	Yansıyan SH Dalgası
SH_T	İletilen SH Dalgası
sS	Kabuk içindeki bir Odaktan Çıkan S Dalgasının Yüzeyden Yansıması
t	Zaman

t_0	P Dalgası için Kısa Dalga Boylarının Seyahat Süresi
t_∞	P Dalgası için Uzun Dalga Boylarının Seyahat Süresi
t'_0	S Dalgası için Kısa Dalga Boylarının Seyahat Süresi
t'_∞	S Dalgası için Uzun Dalga Boylarının Seyahat Süresi
T	Periyot
U	Yer Değiştirme
V	Katman içinde SH Dalgasının Yer Değiştirmesi
V_1	Yukarı ve Asağıya Dogru Hareket Eden Dalgalardan Oluşan Katmandaki SH Yer Değiştirmesi
V_2	Katmanın Tabanındaki Her Bir Yansıtıcı Noktada Üretilen ve Yayılan SH Dalgalarından Oluşan Yarı Sonsuz Ortamdaki SH Yer Değiştirmesi
z	Dalganın Ölçüldüğü Derinlik
q, Q	Sismik Kalite Faktörü
Q_p	P Dalgası İçin Sismik Kalite Faktörü
Q_s	S Dalgası İçin Sismik Kalite Faktörü
W	Dikey Yer Değiştirme
$\omega, \omega', \omega''$	Açısal Frekans
x	Düşey Düzlem
λ	Lame Parametresi, Dalga Boyu
σ	Gerilme
α	P Dalga Hızı
β	S Dalga Hızı
ρ	Yoğunluk, Kırılma İndisi
η_α	P Dalgasının Düşey Yavaşlığı
η_β	S Dalgasının Düşey Yavaşlığı
Φ	P ve SV Dalgası için Düzlem Dalga Potansiyeli
Φ_I	Gelen P Dalgası için Düzlem Dalga Potansiyeli
Φ_R	Gelen P Dalgası için Yansıyan P dalgası Düzlem Dalga Potansiyeli
Ψ_R	Gelen P Dalgası için Yansıyan S dalgası Düzlem Dalga Potansiyeli
$\alpha(\omega)$	Soğrulma Katsayısı

Δt	Örnekleme Aralığı
δ	Gerilme Dönüşümü
ρ_1, ρ_2	1.Tabakanın Yoğunluğu, 2.Tabakanın Yoğunluğu
μ	Lame Katsayıları

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Serbest yüzeye gelen P dalgası, b. serbest yüzeye gelen SV dalgası (Wallace 1995).....	4
Şekil 2.2	Rayleigh dalgalarının serbest yüzeyde yayılımı (http://www.geo.mtu.edu 2006).....	8
Şekil 2.3	Bir serbest yüzeyin üzerindeki kritik açı sonrası gelen SV dalgası faz kayması bir SV yansımasının yanı sıra limit sınır boyunca sonsuz bir P dalgasının artmasına sebep olur. b. serbest yüzey boyunca yatay olarak hareket eden evanesan P ve SV dalga enerjisinin varlığı Rayleigh dalgası adı verilen yüzey dalgasını üretir (Wallace 1995).....	9
Şekil 2.4	Poisson oranının fonksiyonu olarak c yarı sonsuz ortamda Rayleigh dalga hızı olan $v = [(\alpha^2/\beta^2)/2[(\alpha^2/\beta^2) - 1]]$ dır. Sıvı için, $\beta = 0$ dır ve $v = 0.5$ bu durumda $c = 0$ dır. Bir katı Poisson oranı için, $\alpha = \sqrt{3\beta}$, $v = 0.25$ ve $c = 0.9194\beta$ tir (Wallace 1995).....	12
Şekil 2.5	Üstteki Şekil Denklem (2.1.16) faz fonksiyonunu $(kx_1 - wt)$, alttaki Şekil partikül hareketinin zaman fonksiyonunu gösterir. Bu yüzey hareketi <i>retrogonal</i> eliptiktir (Wallace 1995).....	15
Şekil 2.6	(Üst) Yüzey boyunca ve bir derinlik fonksiyonu olarak bir dalga boyu üzerindeki Rayleigh dalgasının partikül hareketleri. (alt) Bir homojen yarı sonsuz ortamdaki Rayleigh dalgalarının yatay (u) ve dikey (w) yer değiştirmeleri. Partikül hareketi h derinliğinin üzerinde retrogonal eliptik harekettir. (Sheriff 1982).....	15
Şekil 2.7	Bir grubu LR olarak belirtilen dispersif Rayleigh dalgasını takiben hacim dalganın ilk gelişlerini gösteren düşey bir sismik kayıt (Wallace 1995).....	16
Şekil 2.8	Bir yarı sonsuz katmandaki tekrar tekrar yansıyan SH dalgalarının geometrisi, $x_3 = 0$ serbest yüzeydir ve katman kalınlığı H' dır (Wallace 1995)	18
Şekil 2.9	a. Kesik çizgili ve koyu hatların farklı modları verdiği (4.34)'ün grafiksel çözümü, b. yarı sonsuz ortama ait temel ve yüksek modlu Love dalgasının frekansa bağlı faz hızlarının dağılım eğrisi (Wallace1995).....	20
Şekil 2.10	Çok katmanlı bir ortamdaki Love dalgaları, katmanların içine hapsedilmiş SH dalga yansımalarını içerir (Wallace 1995).....	21
Şekil 2.11	Love dalgalarının serbest yüzeyde yayılımı (http://www.lamit.ro 2006).....	22
Şekil 3.1	(3.1.1) biçimindeki iki dalganın $x = 0$ ve $x = 1.5$ şeklindeki iki konumdaki örneği. Model eğrisi $u = 3$ km/saniye grup hızı ile hareket eder (Wallace 1995).....	25
Şekil 3.2	Lineer fonksiyon.....	28
Şekil 3.3	Ricker girdi dalgacığının zamanda kayması (ötelenmesi)	28
Şekil 3.4	(Kırmızı) Normal Dispersiyonun, (Mavi) Ters Dispersiyonun Frekans ortamındaki genlik spektrumunu göstermektedir.....	33

Şekil 3.5	(Siyah) Girdi Ricker Dalgacığı, (kırmızı) Normal Dispersiyon sonucu çıktı dalgacığının zaman serisini göstermektedir.....	33
Şekil 3.6	(Siyah) Girdi Ricker Dalgacığı, (Mavi) Normal Dispersiyon sonucu çıktı sinyalinin zaman serisini göstermektedir.....	34
Şekil 3.7	Uzaklık arttıkça dalga biçiminde dispersiyonun arttığını gösteren örnek, Koyu çizgiler farklı grup hızlarını göstermektedir. Kesik çizgiler ise, her bir harmonik bileşenin faz hızlarını göstermektedir (Wallace 1995).....	34
Şekil 3.8.a	Yüzey dalgalarının dispersiyonunda düşey hız eğiminin etkisi. Büyük eğim daha fazla dispersiyona sebep olur, b. Bir yarı sonsuz ortam üzerindeki bir katmana ait kurumsal temel modlu Rayleigh dalgası dispersiyon eğrileri Sırasıyla v_p ve v_s parametreleri P ve S dalga hızlarıdır (Wallace 1995).....	35
Şekil 4.1	Nedenselsiz Soğrulma zaman serisi.....	38
Şekil 4.2	Nedenselli Soğrulma zaman serisi.....	39
Şekil 4.3	Hızın değişmesi durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Genlik Spektrumu) $q=10$, $x=500$ olarak alınmıştır.....	42
Şekil 4.4	Hızın artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Zaman Serisi) $q=10$, $x=500$ m olarak alınmıştır.....	42
Şekil 4.5	Katedilen mesafenin artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Genlik Spektrumu) $q=10$, $v=600$ m/s olarak alınmıştır.....	43
Şekil 4.6	Katedilen mesafenin artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Zaman Serisi) $q=10$, $v=600$ m/s olarak alınmıştır...	43
Şekil 4.7	Sismik Kalite Faktörünün “Q” artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Genlik spektrumu) $v=600$ m/s, $x=500$ olarak alınmıştır.....	44
Şekil 4.8	Sismik Kalite Faktörünün “Q” artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Zaman Serisi) $v=600$ m/s, $x=500$ olarak alınmıştır.....	44
Şekil 4.9	Sentetik sismogram için kullanılan 3 katmanlı derinlik modeli. Kaynak 50 m derinlikte ve alıcılar 25 m lik aralıklarla yerleştirilmiş. Q ve c 100 Hz’ de ki değerleri (Ganley 1981).....	46
Şekil 4.10	3 Katmanlı yer modeli için sentetik sismogramdır. Çizgili satırlar belirli ışınları gösterir (Ganley 1981).....	46
Şekil 5.1	Frekans bağımlı “Q” Sismik Kalite Faktörünün genlik spektrumu.....	49
Sekil 5.2	Sismik kalite faktörü sabit bir değer ($Q=10$) olduğu durumdaki dalga biçimi.....	50
Şekil 5.3	Sismik kalite faktörünün frekans bağımlı olduğu durumdaki dalganın genlik spektrumu.....	51
Şekil 5.4	Sismik kalite faktörünün frekans bağımlı olduğu durumdaki dalga biçimi.....	51
Şekil 5.5	Dispersiyon ve soğrulma sonucu oluşan dalga biçimi.....	52
Şekil 5.6	Bir tek atışta beş farklı konumdan 91.3 ft’ den başlayıp 491 ft’e kadar değişen mesafelerde kaydedilmiş dalga formları (Wuenschel 1995).....	54
Şekil 5.7	Gerçekleştirilen tahmin ile dalganın gözlemlenmesiyle elde edilen genlik spektrumunun karşılaştırılması (Wuenschel 1995)	55

Şekil 5.8	Gerçekleştirilen tahmin ile dalganın gözlemlenmesiyle elde edilen dalga formlarının karşılaştırılması (Wuenschel 1965)	56
Şekil 6.1	Sismik kırılma genel profil veri toplama düzeneği (Aldaş vd. 2005)..	59
Şekil 6.2	Muğla-Yatağan-Yeşilbağcılar İlçesi’ de gerçekleştirilen beş atışlı sismik kırılma yöntemine ait atış-alıcı düzeni (Aldaş vd. 2005).....	59
Şekil 6.3	Birinci Atış (Aldaş vd. 2005).....	60
Şekil 6.4	İkinci Atış (Aldaş vd. 2005).....	60
Şekil 6.5	Üçüncü Atış (Aldaş vd. 2005).....	60
Şekil 6.6	Dördüncü Atış (Aldaş vd. 2005).....	60
Şekil 6.7	Beşinci Atış (Aldaş vd. 2005).....	60
Şekil 6.8	Zaman-Uzaklık Grafiği (Aldaş vd. 2005).....	60
Şekil 6.9	Beşinci atışta görülen sismik fazlar (Aldaş vd. 2005).....	61
Şekil 6.10	Sismik kırılma verisinin yorumlanması (Aldaş vd. 2005).....	62
Şekil 6.11	Titreşim Ölçer ve radyo-iletişim sistemlerinin arazideki konumları...	63
Şekil 6.12	Manyeto ve birinci radyo-iletişim cihazı.....	64
Şekil 6.13	İkinci radyo-iletişim sistemi ve Instantel Marka Titreşim Ölçer cihazı.....	64
Şekil 6.14	Yeşilbağcılar 25.07.2006 deneylerine ait harita (Aldaş vd. 2006).....	66
Şekil 6.15	Şekil 6.14’deki “ölçüm profilinin”yakın görünümü (Aldaş vd. 2006).....	67
Şekil 6.16	Patlatma noktaları, yakın ve uzak kayıt istasyonlarının konumları....	68
Şekil 6.17	Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (I. BÖLGE, 2. patlatma).....	69
Şekil 6.18	Etken frekans aralığında (0-30 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (I.BÖLGE, 2. patlatma)	70
Şekil 6.19	Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (I. BÖLGE, 1. patlatma).....	71
Şekil 6.20	Etken frekans aralığında (0-50 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (I. BÖLGE, 1. patlatma)...	71
Şekil 6.21	Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (II. BÖLGE, 9 m’ lik kuyu 1. patlatma).....	72
Şekil 6.22	Etken frekans aralığında (0-40 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (II.BÖLGE, 9 m’lik kuyu 1.patlatma).....	73
Şekil 6.23	Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (II. BÖLGE, 11 m’ lik kuyu 2. patlatma).....	73
Şekil 6.24	Etken frekans aralığında (0-40 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (II.BÖLGE, 11 m’lik kuyu 2.patlatma).....	74
Şekil 6.25	Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (III. BÖLGE, 12 m’ lik kuyu).....	75
Şekil 6.26	Etken frekans aralığında (0-50 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Normal Dispersiyon gösterdiği ortam (III. BÖLGE, 12 m’ lik kuyu).....	75

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1 denklem 5.5 kullanılan model parametreleri.....	49
Çizelge 6.1 Instantel MM Plus Cihazının Teknik Özellikleri.....	65

1. GİRİŞ

Jeofizik biliminde yüzey dalgaları mühendislik jeofiziği veya sismoloji gibi alanlarda değişik amaçlarla kullanılır. Amaç yeraltını en iyi biçimde araştırabilmektir.

Yüzey dalgaları cisim dalgalarının değişiminden meydana gelirler. Yüzey dalgalarının oluşması için serbest bir ara yüzeye ihtiyaç vardır ve yüzey dalgaları yer-hava ara yüzeyinde yayılan dalgalardır (Shearer 1999). İki çeşit yüzey dalgası bulunur. Bunlar, Rayleigh ve Love dalgalarıdır. Rayleigh dalgaları serbest yüzeyde P ve SV dalgaları arasında bir girişimden meydana gelmiştir ve yarı sonsuz ortamda serbest yüzeyinde hemen altında yüzey boyunca yayılan dalgalardır. Eğer ışın bir ara yüzeye kritik açıdan daha büyük bir açı ile gelirse, bütün enerji dalga kılavuzunun içinde kalır ve bu şekilde oluşan dalga kılavuzlarına Love dalgası adı verilir ve Love dalgaları yatay yönde polarize olmuş SH dalgalarından meydana gelir (Wallace 1995).

Bütün yüzey dalgaları, İzotropik yarı sonsuz ortamdaki Rayleigh dalgaları hariç, frekansa bağlı olarak yüzey boyunca belli bir hız dağılımı gösterir. Bu hız dağılımına sahip olan dalga paketinin farklı faz hızlarıyla hareket etmesine *Dispersiyon* denir. Kısacası dispersiyon hızın frekansa bağlı olması demektir. Yarı sonsuz homojen ortamda Rayleigh dalgası dispersiyon göstermezken, hızın düşey yönde değiştiği ortamlarda dispersiyon gösterir. Love dalgaları ise daima dispersiyon gösterir.

Bir dalganın enerjisindeki azalmayı soğrulmayla açıklayabiliriz. Kısacası bir hacim dalgası veya yüzey dalgası bir ortamdan geçerken enerjisi ortam tarafından soğrulur, sonuçta açığa ısı enerjisi çıkar ve deformasyon oluşur. İşte bu olaya soğrulma adı verilir ve soğrulma zamanla tabakalı ortamda yayılan dalga hareketinin tamamen yok olmasına sebep olur (Sheriff *et al.* 1982).

Futterman (1960) yüzey dalgalarının dispersiyonunu nedenselli dönüşüm tekniği kullanılarak soğrulma katsayısından bulunabileceğini kanıtlamıştır. Süper pozisyon (Üste üste koyma) prensibinin yayılma sabiti ve bir konumdaki pulse bilindiği takdirde,

o ortamın her hangi bir yerindeki diğer bir pulse tahmin edilebilir. Sadece soğrulma katsayısından yola çıkılarak yapılacak sinyal formu tahmini eksik bir tahmin olacaktır, bu yüzden soğrulma ve dispersiyon ile birlikte yapılan tahminler gözlem sonuçlarıyla daha iyi eşleşecektir (Wuenschel 1965).

Günümüzde, soğrulma için uygun çözümler, dalga alanı hesabına dayanır. Literatürde iki alternatif bulunmaktadır. İlki frekans ortamında, Futterman dispersiyon ilişkilerine uygun bir dispersiyon modellenmekte fakat soğrulma üzerine yoğunlaşmamıştır. İkinci alternatif ise zaman ortamında hem dispersiyon hem de soğrulmanın birlikte hesaplanmasıdır (Varele *et al.* 1993).

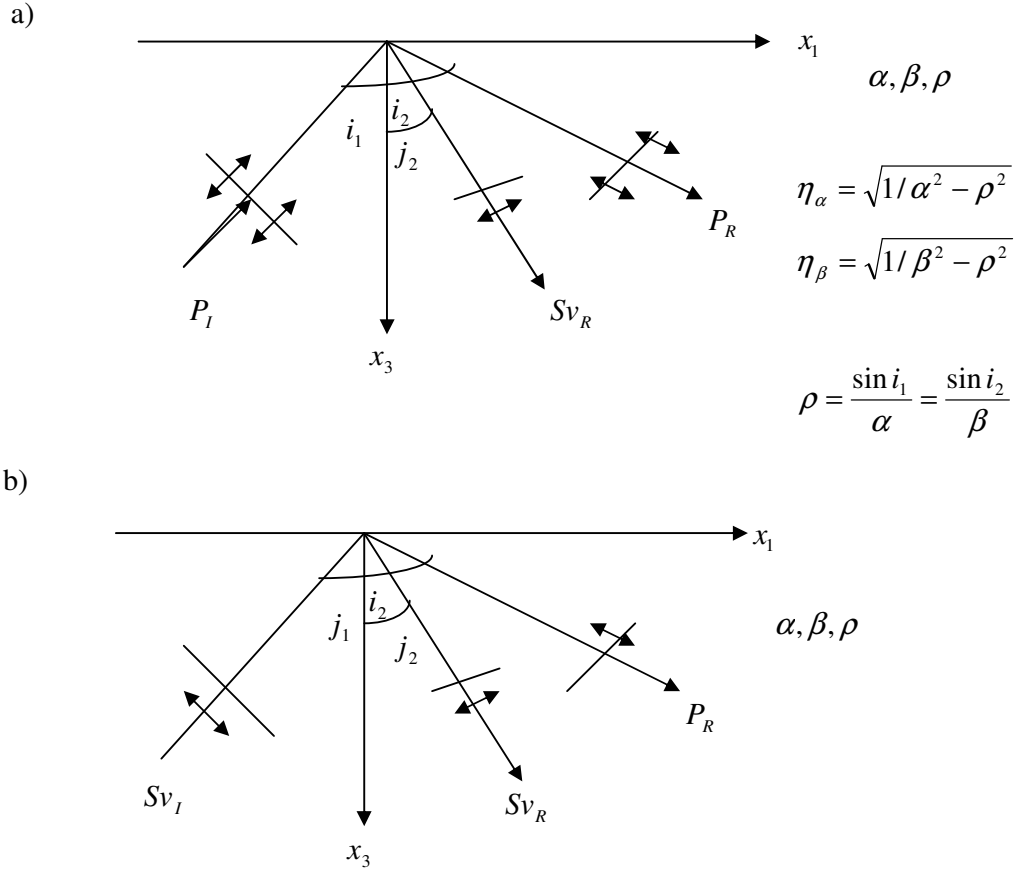
Bu çalışmada yüzey dalgalarının soğrulma ve dispersiyon özellikleri incelenerek modelleme yapılmıştır. Soğrulmanın ve dispersiyonun yüzey dalgalarında nasıl bir değişime sebep olduğu belirlenmeye çalışılmıştır. Yapılan çalışmada gerçek arazi verileri ile model verileri karşılaştırılmış, dispersif hızın ve dispersif kalite faktörünün dalga biçimi üzerindeki etkileri belirlenmeye çalışılmıştır.

2. YÜZEY DALGALARI

Bir süreksizlik ve heterojen ortam bulunduğu hacim dalgaları olan P ve S dalga alanları giderek karmaşık hale gelmektedir. Kırılma, dalga dönüşümü, frekansa bağımlı dispersiyon, soğrulma ve ışınların kırılması gibi olaylar dalga alanın karmaşık hale gelmesine neden olur (Hudson 1980).

Bütün sismik dalga ölçümleri serbest yüzeyin üstünde yapılır; sismografları açıklamak için serbest yüzey etkilerini anlamak önemlidir. Serbest yüzey alıcısı, karşılaştırılabilir yer değiştirme amplifikasyonlarını içeren P ve SV dalgaları için bir fonksiyon göstermektedir. Serbest yüzey *Rayleigh dalgası* gibi yüzey boyunca etkili bir şekilde yayılan girişim dalgasına ve serbest yüzeyde yayılan SH dalgalarının toplam yansıması, yatay olarak yayılan *Love dalgalarının* oluşmasına neden olur.

Bu bölümde, yüzey dalgalarının temel özellikleri üzerinde durulacaktır. Rayleigh dalgaları serbest yüzeyde P ve SV dalgaları arasında bir etkileşim içermektedir. Serbest yüzeye gelen P ve SV düzlem dalgaları için Şekil 2.1' de gösterilen iki durum düşünülebilir. Serbest yüzeyde $x_3 = 0$; $\sigma_{33} = \sigma_{13} = \sigma_{23} = 0$ 'da gerilmelerin sıfır "0" olmasını gerektirmektedir. Seçtiğimiz koordinat sistemine göre, düzlem dalgaları için dalga sayısı vektörleri x_1x_3 düzlemi ile sınırlandırıldığında $u_2 = 0, \partial u_1 / \partial u_3 = 0$ olur.



Şekil 2.1 a serbest yüzeye gelen P dalgası, b. serbest yüzeye gelen SV dalgası
(Wallace 1995)

Bu durumda Hooke Kanunu şu şekilde yazılabilir;

$$\sigma_{33} = \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) + 2\mu \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0$$

$$\sigma_{13} = \mu \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) = 0 \quad (2.1)$$

x_3 ve x_1 yönlerinde (Şekil 2.1.a) gelen P dalgası için formüldeki gelen düzlem dalga potansiyellerini uygulayabiliriz.

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_R = A \exp[i\omega(px_1 - \eta_\alpha x_3 - t)] + B \exp[i\omega(px_1 + \eta_\alpha x_3 - t)]$$

$$\Psi = \Psi_R = C \exp[i\omega(px_1 + \eta_\beta x_3 - t)] \quad (2.2)$$

Serbest yüzeyde ($x_3=0$), gerilme koşullarını [denklem.(2.1)], gelen dalga genliğini (A), yansıyan P (B) ve yansıyan SV (C) genlikleri ile adlandırabiliriz. $\sigma_{33} = 0$ ' da aşağıdaki ifadeyi verir;

$$(A + B)[(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda] + C(2\mu p\eta_\beta) = 0 \quad (2.3)$$

ve $\sigma_{13} = 0$ ise aşağıdaki ifadeyi verir;

$$(A - B)2p\eta_\alpha - C(p^2 - \eta_\beta) = 0 \quad (2.4)$$

Bu iki ifadeyi birleştirsek, düzlem dalga potansiyelleri yansıma katsayılarını verir.

$$R_{pp} = \frac{B}{A} = \frac{(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda + 4\mu p^2\eta_\alpha\eta_\beta / (p^2 - \eta_\beta^2)}{-[(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda] + 4\mu p^2\eta_\alpha\eta_\beta / (p^2 - \eta_\beta^2)} \quad (2.5)$$

$$R_{ps} = \frac{C}{A} = \left(\frac{4p\eta_\alpha}{p^2 - \eta_\beta^2} \right) \left[\frac{(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda}{[(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda] - 4\mu p^2\eta_\alpha\eta_\beta / (p^2 - \eta_\beta^2)} \right] \quad (2.6)$$

R_{ps} değeri $p=0$ (normal durum) ve $\eta_\alpha = 0 = [(1/\alpha^2) - \rho^2]^{1/2} = [(1/\alpha^2) - \sin^2 i / \alpha^2]^{1/2}$ olduğunda (yani $i_1 = 90$ derece olduğunda) kaybolur. Genel olarak iki gelen açısı toplam P ve SV dönüşümünü kabul etmediği $R_{pp} = 0$ ' da oluşur. Bunlar α ve β 'nın özel değerlerine bağlıdır. Bu gelen P dalgası yüzey cevabını ya da alıcı fonksiyonunu verir.

Gelen SV dalgası (Şekil 2.1.b) için düzlem dalga potansiyel ifadesi şu şekilde belirtilir ;

$$\begin{aligned}\Phi &= F \exp[i\omega(px_1 + \eta_\alpha x_3 - t)] \\ \Phi &= D \exp[i\omega(px_1 - \eta_\beta x_3 - t)] + E \exp[i\omega(px_1 + \eta_\beta x_3 - t)]\end{aligned}\quad (2.7)$$

Gerilme sınır koşulu potansiyel yansıma katsayılarını sağlar;

$$R_{ss} = \frac{E}{D} = -\frac{(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda + 4\mu p^2\eta_\alpha\eta_\beta / (p^2 - \eta_\beta^2)}{[(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda] + 4\mu p^2\eta_\alpha\eta_\beta / (p^2 - \eta_\beta^2)} \quad (2.8)$$

$$R_{sp} = \frac{F}{D} = \left(\frac{4\mu p\eta_\beta}{[(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + p^2\lambda] - 4\mu p^2\eta_\alpha\eta_\beta / (p^2 - \eta_\beta^2)} \right) \quad (2.9)$$

$R_{pp} = R_{ss}$ olduğunu biliyoruz. Enerji fonksiyonları Şekil 2.1' de belirtilmiştir. $\alpha > \beta$ olduğu için, geliş açısı $j_1 = \sin^{-1} (\beta/\alpha)$ serbest yüzeyde yayılan P dalga yansıması olarak ortaya çıkar ve $i_2 = 90^\circ$ dır. Bu j_1 açısının kritik açıdan daha büyük olması i_2 kompleks ve η_α ' nın tamamen imajinel (sanal) olması demektir. Bu durumda Φ potansiyeli bir faz kaymasına sahip olacak ve genlik daha önce belirtildiği gibi ana dalgaya benzer olarak ara yüzeyden uzaklaşarak üstel olarak azalacaktır. Bu şekilde, P dalgası serbest yüzeyde yayılarak hapis olacaktır. Derinlikle üstel olarak azalan bu tip dalgalar “evanesan dalgalar” olarak bilinir. Kritik açı sonrası SV yansıması tam yansıma gösterir ve aynı faz kaymasına sahiptir. Şekil 2.1.b SV dalgasının tam yansımasını göstermektedir. Işınları kırılan P dalgası gelen SV dalgasıyla aynı zamanda ortaya çıkar. Fakat P dalgası hareketi tarafından ortama enerji iletilmez. Bu durum kaybolan P dalgasının sınır boyunca tek başına yayılamayacağını gösterir.

Sınırın yanındaki P dalgasının potansiyeli;

$$\Phi = A \exp[i\omega(px_1 - \eta_\alpha x_3 - t)] + B \exp[i\omega(px_1 + \eta_\alpha x_3 - t)] \quad (2.10)$$

Bu ifade ise $x_3 \longrightarrow \infty$ $A = 0$ olmadıkça sanal kısım çok büyür.

SV dalgasının olmadığı varsayıldığında $\sigma_{13} = 0$ sınır koşulunun sağlanması $B = 0$ sonucunu verir. Diğer bir deyişle P dalgası sınır boyunca yayılmasına rağmen evanesan P dalgası bunu yapamaz. Diğer bir sonuç yatay olarak yayılan SV dalgası için bulunabilir. Yüzey stres koşulu yüzey boyunca evanesan P veya SV dalgalarını engeller. Ancak, aynı anda olan, çiftli

$$\Phi = A \exp[i\omega(px_1 - t)] \exp(\omega \eta_\alpha x_3) + B \exp[i\omega(px_1 - t)] \exp[-\omega \eta_\alpha x_3] \quad (2.11)$$

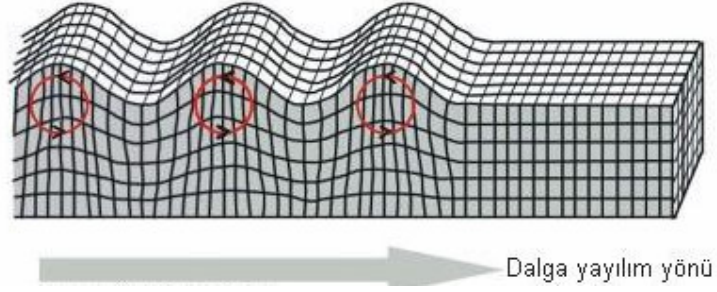
evanesan P ve SV dalgaları yeni bir dalga şeklini vererek yüzey sınır koşulunda yayılabilir ve enerji yüzey boyunca taşınabilir (Wallace 1995).

2.1 Rayleigh Dalgaları

Rayleigh dalgaları, yarı sonsuz ortamda serbest yüzeyin hemen altında yüzey boyunca yayılan yüzey dalgalarıdır (Şekil 2.2). Rayleigh dalgalarının tanecik hareketi büyük eksenini düşey olan bir elips şeklindedir. Bu eliptik harekete *retrograde* hareket denir (Wallace 1995).

Rayleigh dalgalarının düşey ve yatay bileşenleri vardır. Yatay bileşeni olduğu için yatay yönde ölçüm yapan sismograflar tarafından ölçülebildiği gibi Love dalgalarının tersine düşey yönde ölçüm yapan sismograflar tarafından da tespit edilebilir.

Rayleigh Dalgası



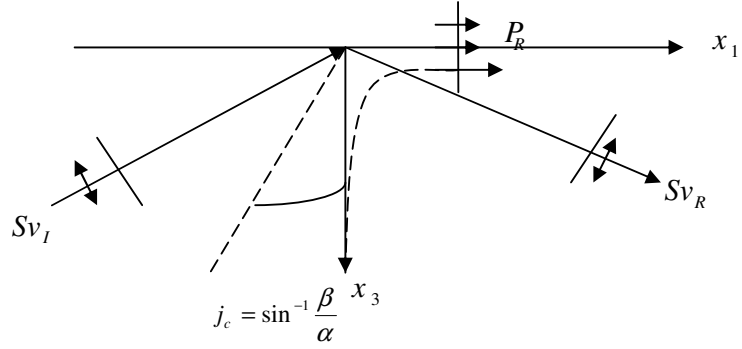
Şekil 2.2 Rayleigh dalgalarının serbest yüzeyde yayılımı (<http://www.geo.mtu.edu/>, 2006)

Şekil 2.3.b’de sonsuz P ve SV dalgalarının serbest yüzey boyunca evanesan olarak yayılması durumu dikkate alınmaktadır. Potansiyellerin yatay görünür hızı $c=(1/p) < \beta < \alpha$ olduğundan

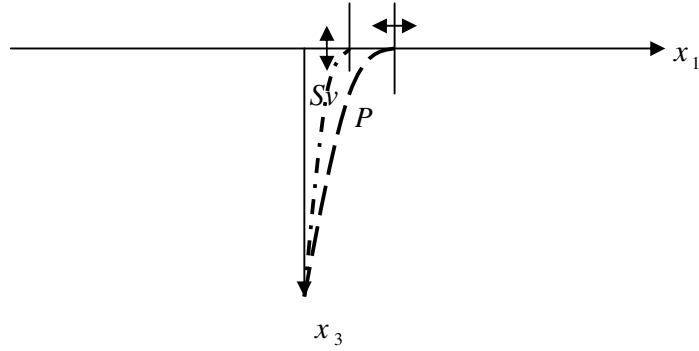
$$\begin{aligned}\Phi &= A \exp[i\omega(px_1 + \eta_\alpha x_3 - t)] \\ &= A \exp[-\omega \eta_\alpha x_3] \exp[i\omega(px_1 - t)]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Psi &= B \exp[i\omega(px_1 + \eta_\beta x_3 - t)] \\ &= B \exp[-\omega \eta_\beta x_3] \exp[i\omega(px_1 - t)]\end{aligned} \tag{2.1.1}$$

a)



b)



Şekil 2.3.a Serbest yüzeyin üzerindeki kritik açı sonrası gelen SV dalgasının faz kayması bir SV yansımasının yanı sıra limit sınır boyunca sonsuz bir P dalgasının artmasına sebep olur. b. Serbest yüzey boyunca yatay olarak hareket eden evanesan P ve SV dalga enerjisinin varlığı Rayleigh dalgası adı verilen yüzey dalgasını üretir (Wallace 1995)

Bu durum $x_3 = 0$ yüzeyinde potansiyeller üstel olarak azalır ve enerji yüzey boyunca şu şekilde yayılır;

$$\eta_\alpha = \sqrt{\left(\frac{1}{\alpha^2} - p^2\right)} = i\eta_\alpha$$

$$= i\sqrt{\left(p^2 - \frac{1}{\alpha^2}\right)} = \sqrt{\left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\alpha^2}\right)}$$

$$\begin{aligned}\eta_\beta &= \sqrt{\left(\frac{1}{\beta^2} - p^2\right)} = i\eta_\beta \\ &= i\sqrt{\left(p^2 - \frac{1}{\beta^2}\right)} = \sqrt{\left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta^2}\right)}\end{aligned}\quad (2.1.2)$$

(2.1.2) denkleminde $1/p = c < \beta < \alpha$. Eğer $\beta < c < \alpha$ ise, SV enerjisi serbest yüzeyde hacim dalgası olarak yayılacaktır. Lord Rayleigh (J. W. Stutt) denklem sistemini (2.1.3) oluşturarak ve yüzey sınır limit şartının kesme hızında daha düşük bir hız ile yüzeyden üstel olarak azalan genliklerle yüzey boyunca hareket eden birleşik bir P – SV dalgasının varlığını ispatlamıştır. Bu dalgalar yüzeyde silindirik olarak yayılır ve hacim dalgalarını genlikleri üç boyutlu ortamda uzaklıkla ters orantılı olarak azalırken, iki boyutlu geometrik yayılmada ise hacim dalgalarının genlikleri uzaklığın karekökü ile orantılı olarak azalır. Bundan dolayı oluşan yüzey dalgaları (Rayleigh Dalgaları) sismograflara daha geç gelir.

koşul $\sigma_{33}|_{x_3=0} = 0$ kullanırsak;

$$A[(\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + \lambda p^2] + B(2\mu p \eta_\beta) = 0 \quad (2.1.3)$$

$\sigma_{33}|_{x_3=0} = 0$ aşağıdaki sonucu verir.

$$A(2p\eta_\alpha) + B(p^2 - \eta_\beta^2) = 0 \quad (2.1.4)$$

Birleştirilen (2.1.3) ve (2.1.4) denklemleri aşağıdaki gibi matris şeklinde yazılabilir;

$$\begin{bmatrix} (\lambda + 2\mu)\eta_\alpha^2 + \lambda p^2 & 2\mu p \eta_\beta \\ 2p\eta_\alpha & p^2 - \eta_\beta^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.1.5)$$

$A = B = 0$ olağan çözümünün dışındaki tek çözüm, matris determinantını ortadan kaldırarak verilmiştir;

$$[(\lambda + 2\mu)\eta_{\alpha}^2 + \lambda p^2](p^2 - \eta^2) - 4\mu p^2 \eta_{\alpha} \eta_{\beta} = 0 \quad (2.1.6)$$

Denklem (2.1.6)'nin solundaki terim serbest yüzey yansıma katsayılarının ortak payda da olduğunu gösterir ve bu ifadeye Rayleigh ortak paydası adı verilir. Eğer (2.1.6) denkleminde gerçek n_{α} ve n_{β} uygulanırsa, R_{PS} ve R_{PP} sonsuza gider. Bütün koşulları yerine getiren denklem (2.1.6) çözümü evanesan bir dalga çözümü denir ve n_{α} ile n_{β} imajiner (sanal)'dır. Aşağıdaki (2.1.7) denklemini elde etmek için $p\alpha^2 = (\lambda + 2\mu)$, $\alpha\beta^2 = \mu$ ifadesi kullanılır ve hız cinsinden (2.1.6) ifadesi yeniden yazılırsa;

$$\left[\alpha^2 \left(\frac{\eta_{\alpha}^2}{p^2} + 1 \right) - 2\beta^2 \right] \left[1 - \frac{\eta_{\beta}^2}{p^2} \right] - \left(\frac{4\mu p^2 \eta_{\alpha} \eta_{\beta}}{p^2} \right) = 0 \quad (2.1.7)$$

n_{α} ve n_{β} 'nin karşılığı olan terimleri

$$\left[c^2 - 2\beta^2 \right] \left(2 - \frac{c^2}{\beta^2} \right) + 4\beta^2 \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha^2}} \sqrt{1 - \frac{c^2}{\beta^2}} = 0 \quad (2.1.8)$$

(2.1.7)'e uygulanır.

Bu denklem çözümüne uygun olan denklem rasyonelleştirilir;

$$\frac{c^2}{\beta^2} \left[\frac{c^6}{\beta^6} - 8 \frac{c^4}{\beta^4} + c^2 \left(\frac{24}{\beta^2} - \frac{16}{\alpha^2} \right) - 16 \left(1 - \frac{\beta}{\alpha^2} \right) \right] = 0 \quad (2.1.9)$$

α ve β 'nin verilen değerleri için, $0 < c < \beta$ için (2.1.9)'nin çözümü her zaman bulunabilir. Bir örnek olarak, Poisson $\alpha^2 = 3\beta^2$ durumunu dikkate alınırsa, (2.1.9) denklemi

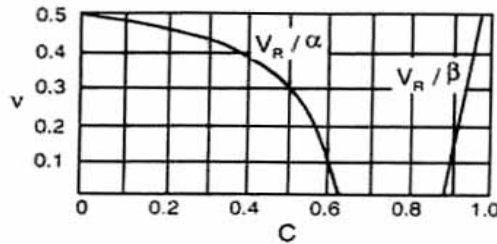
$$\left[\frac{c^6}{\beta^6} - 8 \frac{c^4}{\beta^4} + \frac{56}{3} \frac{c^2}{\beta^2} - \frac{32}{3} \right] = 0 \quad (2.1.10)$$

(c^2 / β^2) halinde kübik olur ve kökü $(c^2 / \beta^2) = 4, (2 + 2/\sqrt{3}), (2 - 2/\sqrt{3})$ kareköklere sahiptir. Sadece son karekök $(c/\beta) < 1$ 'i sağlar ve Poisson oranı yarı sonsuz ortamda Rayleigh dalga yayılım hızı olarak $c=0.9194\beta$ 'yi verir. Şekil 2.4 Poisson oranının farklı değerlerinin çözümlerini göstermektedir. Poisson oranının tipik değerleri için hız $0.2 < v < 0.4$ arasındadır.

Rayleigh dalgasına eşlik eden partikül hareketlerinin yapısını dikkate alırsak, yüzey dalga hareketi A ve B bağıl genliğe sahip olan P ve SV hareketinin birleştirilmesi gerekir.

$$B = \frac{-A \left[\left(\frac{c^2}{\beta^2} \right) - 2 \right]}{2c\eta_\beta} \quad (2.1.11)$$

2.1.11 olarak yeniden yazılabilir.



Şekil 2.4 Poisson oranının fonksiyonu olarak c yarı sonsuz ortamda Rayleigh dalga hızı olan $v = [(\alpha^2 / \beta^2) / 2 [(\alpha^2 / \beta^2) - 1]]$ 'dir. Sıvı için, $\beta = 0$ 'dır ve $v = 0.5$ bu durumda $c = 0$ 'dır. Poisson oranı katı için, $\alpha = \sqrt{3}\beta$, $v = 0.25$ ve $c = 0.9194\beta$ 'tir (Wallace 1995)

(2.1.3)'ü yeniden yazılabilir ve bu takdirde (2.1.1), (2.1.11)

$$U_1 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} - \frac{\partial \Psi}{\partial x_3}, \quad U_3 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_{31}} + \frac{\partial \Psi}{\partial x_1} \quad (2.1.12)$$

$$U_1 = A e^{i\omega(px_1 - t)} i \omega p \times \left[e^{-\omega \eta_\alpha x_3} + \frac{1}{2} \left(\frac{c^2}{\beta^2} - 2 \right) e^{-\omega \eta_\beta x_3} \right]$$

$$U_3 = A e^{i\omega(px_1 - t)} \omega \times \left[\eta_\alpha e^{-\omega \eta_\alpha x_3} + \frac{1}{2c^2 \eta_\beta} \left(\frac{c^2}{\beta^2} - 2 \right) e^{-\omega \eta_\beta x_3} \right] \quad (2.1.13)$$

Kullanarak, Rayleigh dalgası yer değiştirmelerini hesaplayabiliriz.

Rayleigh dalgası yer hareketi gerçel olması gerektiğinden, $\exp[i\omega(px_1 - t)] = \cos[\omega(px_1 - t)] + i \sin[\omega(px_1 - t)]$ ifadesini ve gerçel terimleri kullanırız.

$$U_1 = A \omega p \sin[\omega(px_1 - t)] \times \left[e^{-\omega \eta_\alpha x_3} + \frac{1}{2} \left(\frac{c^2}{\beta^2} - 2 \right) e^{-\omega \eta_\beta x_3} \right]$$

$$U_3 = -A \omega p \cos[\omega(px_1 - t)] \times \left[c e^{-\omega \eta_\alpha x_3} + \frac{1}{2c \eta_\beta} \left(\frac{c^2}{\beta^2} - 2 \right) e^{-\omega \eta_\beta x_3} \right] \quad (2.1.14)$$

Poisson oranı katı için, $c = 0.919$, $\beta = 0.53\alpha$ 'dır ve Rayleigh dalga sayısı $k = \omega/c$,nin olmasına izin vermek suretiyle, (2.1.14) denklemi aşağıdaki şekli alır.

$$U_1 = -Ak \sin(kx_1 - \omega t) \times \left(e^{-0.85 kx_3} - 0.58 e^{-0.39 kx_3} \right)$$

$$U_3 = -Ak \cos(kx_1 - \omega t) \times \left(e^{-0.85 kx_3} - 1.47 e^{-0.39 kx_3} \right) \quad (2.1.15)$$

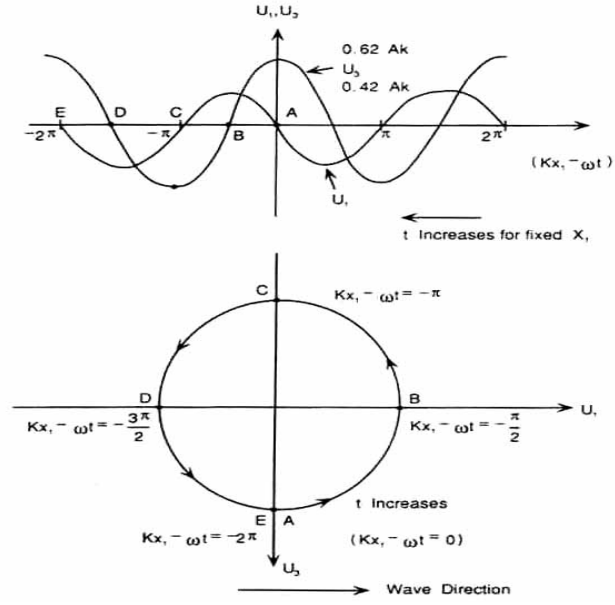
Poisson oranı yüzeyde, $x_3 = 0$ 'dır.

$$\begin{aligned}
U_1 &= -0.42Ak \sin(kx_1 - \omega t) \\
U_3 &= 0.62Ak \cos(kx_1 - \omega t)
\end{aligned} \tag{2.1.16}$$

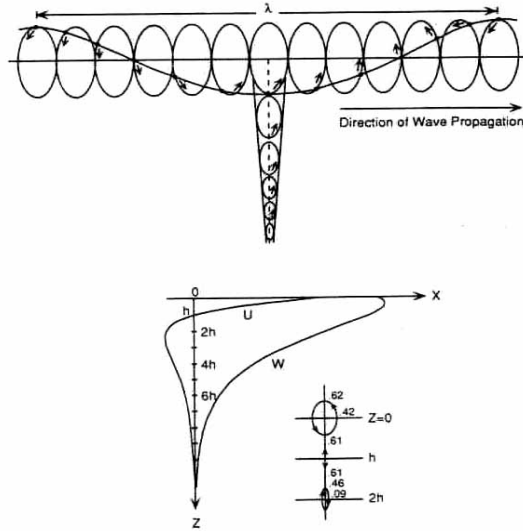
(2.1.14) denklemi ile verilen Rayleigh dalgası yer değiştirmesi uyumlu bir şekilde x_1 ve x_3 'e bağlıdır. U_1 ve U_3 yer değişimleri 90° faz farklıdır ve bu nedenle eliptik partikül hareketini vermek üzere birleşirler (şekil 2.5). Yüzey düşey hareketi yatay hareketinin 1,5 katıdır. Döngünün en üstünde (- x_3 yönünde) yüzeyin yatay hareketi yayılımın aksi yönündedir ve bu eliptik harekete *retrogonal* hareket denir (Wallace 1995). şekil 2.6 Rayleigh dalgası bitişik parçalarının yüzeydeki ve derinlikteki hareketini göstermektedir.

Eliptik döngülerindeki aynı noktadaki yüzey partikül hareketleri arasındaki yatay mesafe Rayleigh tarafından λ dalga boyunu verir. Yaklaşık $\lambda/5$ yatay derinlikte ve daha derinde, bu eliptik hareket bir prograde harekete sahiptir. $\lambda/2$ derinliğe kadar, yatay partikül hareketi yüzeyde yatay hareketin yaklaşık %10'u, düşey hareket ise yüzey düşey hareketinin yaklaşık %30'udur. Rayleigh dalga hareketinin tamamı düşey düzlemde (x_1 x_3) bulunur.

Rayleigh dalgasının genlikleri $e^{-kx_3} = e^{(-2\pi/\Delta)x_3}$ şeklinde olduğundan, uzun dalga boylu Rayleigh dalgaları, kısa dalga boylu Rayleigh dalgalarından daha büyük derinlikte daha büyük yer değiştirmelere sahiptir. Homojen yarı sonsuz ortamda Rayleigh dalgalarının hızı frekansa bağlı değilken, düşey olarak homojen olmayan yarı sonsuz ortamda Rayleigh dalgaları dispersifdir.



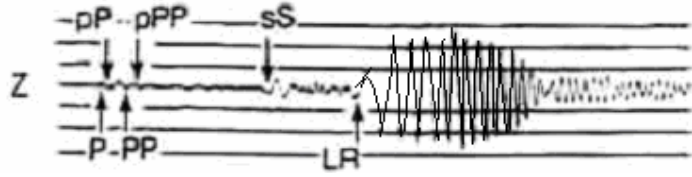
Şekil 2.5 Üstteki şekil denklem (2.1.16) faz fonksiyonunu $(kx_1 - \omega t)$, alttaki şekil ise partikül hareketinin zaman fonksiyonunu göstermektedir. Bu yüzey hareketi *retrogonal* eliptiktir (Wallace 1995)



Şekil 2.6 (üst) Yüzey boyunca ve derinlik fonksiyonu olarak dalga boyu üzerindeki Rayleigh dalgasının partikül hareketleri. (alt) homojen yarı – sonsuz ortamdaki Rayleigh dalgalarının yatay (u) ve dikey (w) yer değiştirmeleri. Partikül hareketi h derinliğinin üzerinde retrogonal eliptik harekettir (Sheriff ve Geldart'ın Cambridge Üniversitesi 1982)

Çünkü genel olarak, yer kabuğundaki hız derinlik ile artar, uzun dalga boylu Rayleigh dalgaları daha hızlı hareket eder ve düşük frekans içerirler bundan dolayı dispersiyona neden olurlar. Rayleigh dalgaları, hareket denkleminin uygulanabilir bir çözümü olması için sadece bir serbest yüzeye ihtiyaç duyar ve sadece yarı sonsuz ortamda nondispersif bir Rayleigh pulse üretir.

Rayleigh dalga şeklinin daha belirgin özelliği, Rayleigh LR isimli dalga biçiminde daha önce ulaşılan alçak frekanslı enerji dalgası ile 10 dakikadan daha uzun bir sürede yayıldığı Şekil 2.7’de gösterilmiştir. Rayleigh dalga hareketleri, yüzey dalgasının iki boyutlu geometrik yayılımında hacim dalgalarını etkileyen üç boyutlu yayılıma nazaran sismografa ulaşan dalgaların genliklerine bakıldığında en büyük genlik Rayleigh dalgasına aittir. Yüzeye yakın kaynak, güçlü Rayleigh dalgalarını oluştururken, yer kabuğunun derin yerlerinde bulunan kaynak zayıf Rayleigh dalgalarının oluşmasına sebep olur (Wallace 1995).



Şekil 2.7 Bir grubu LR olarak belirtilen dispersif Rayleigh dalgasını takiben hacim dalgasının ilk gelişlerini gösteren düşey bir sismik kayıt (Wallace 1995)

Simon’un 1981, ve William Kaufmann, Inc göre, (p, pP, PP, pPP, sS) Kayıttaki işaretler 60 saniye aralıklıdır ve zaman sağa doğru artmaktadır. LR’nin alçak frekans bileşenleri dispersiyondan dolayı daha önce kaydedilir. Rayleigh dalga hareketleri 10 dakikadan daha fazla devam eder ve sismograf üzerindeki en geniş yer hareketlerini üretir.

2.2 Love Dalgaları

Serbest bir yüzeyin bulunması Rayleigh dalgasını oluşturan P – SV bileşenlerinin oluşması için yeterlidir. Bununla birlikte, yüzeye paralel yer değiştirmelere sahip olan S dalgasının, SH bileşeni sadece serbest yüzeydeki toplam yansımalara sahiptir. Yüzeye yakın herhangi bir SH enerjisini tabaka içinde tutmak için, derinlerdeki hız yapısının

yüzeye doğru enerjiye dönüşüyor olması gerekir. Eğer S hızı derinlik ile artarsa, içinde ışınların bulunduğu bir dalga kılavuzu oluşturabilir.

Eğer ışın kritik açıdan daha büyük bir açı ile yansıtıcı yüzeye gelirse, bütün enerji dalga kılavuzunun içinde tutulur. Bu şekilde oluşan dalga kılavuzlarına Love dalgası adı verilir (Wallace 1995).

Şekil 2.8’de yarı sonsuz düşük hızlı bir katmanda hapsolan SH dalgasını göstermektedir. Katman, yarı sonsuz yüzeye ait Rayleigh dalga çözümünde bulunmayan H kalınlığına sahiptir. Bu H kalınlığı, varolan kayma dalga hızı (β_1) frekans bağımlı olmasa bile, Love dalgası adını verdiğimiz yayılma girişim paternine ait hızın frekans bağımlılığına yol açar.

SH tipi yer değiştirmeleri dikkate alırsak, SH yer değiştirmeleri dalga denklemini sağladığından potansiyel bağıntılarını kullanmayabiliriz. Bu nedenle, düzlem dalga çözümlerini aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$\begin{aligned} V_1 &= A \exp[i\omega(px_1 + \eta_{\beta_1} x_3 - t)] + B \exp[i\omega(px_1 - \eta_{\beta_1} x_3 - t)] \\ V_2 &= C \exp[i\omega(px_1 + \eta_{\beta_2} x_3 - t)] \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

Burada V_1 yukarı ve aşağıya doğru hareket eden dalgalardan oluşan katmandaki SH yer değiştirmesi ve V_2 , katmanın tabanındaki her bir yansıtıcı noktada üretilen ve yayılan SH dalgalarından oluşan yarı sonsuz ortamdaki SH yer değiştirmesidir. Eğer, $\beta_1 > \beta_2$ ise $j_3 < j_1$ olur ve iletilen enerji her zaman (yansımalar) yüksek hıza sahip katmandan uzaklaşacaktır. $\beta_1 < \beta_2$ için $j_3 > j_1 = j_2$ ’dir ve iletilen dalga sınıra yakın yerde kırılır.

$$\begin{aligned}
& A[\exp(i\omega\eta_{\beta_1} H) + \exp(-i\omega\eta_{\beta_1} H)] \\
& = C \exp(i\omega\eta_{\beta_2} H)
\end{aligned} \tag{2.2.5}$$

SH hareketlerinin tamamının yatay görünür hızı $c = 1/p = k_1 / \omega$ 'dır. Kompleks eksponansiyel terimlerini trigonometrik fonksiyonlar cinsinden yazabiliriz. (2.2.4) ve (2.2.5) denklemlerini oranlayarak tekrar yazarsak;

$$\tan(\omega\eta_{\beta_1} H) = \frac{\mu_2\eta_{\beta_2}}{i\mu_1\eta_{\beta_1}} = \frac{\mu_2\eta_{\beta_2}}{\mu_1\eta_{\beta_1}} \tag{2.2.6}$$

Burada $c = 1/p < \beta_2$ için kritik açı sonrasında $\eta_{\beta_2} = i\hat{\eta}_{\beta_2}$ 'yi verdiği ve η_{β_2} 'nin kesinlikle gerçel olduğu kabul edilir. Dalga hızı c açık bir şekilde frekansa bağlı olduğundan, (2.2.6) denkleminde dispersiyon denklemi adı verilir.

(2.2.6) ifadesinin parametreleri μ_1, μ_2, β_1 ve β_2 ω ve c değişkenleri cinsinden yeniden yazılırsa, 2.2.7 denklemini elde ederiz;

$$\begin{aligned}
& \tan\left(H\omega\sqrt{\left(\frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2}\right)}\right) \\
& = \frac{\mu_2\sqrt{\left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2}\right)}}{\mu_1\sqrt{\left(\frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2}\right)}}
\end{aligned} \tag{2.2.7}$$

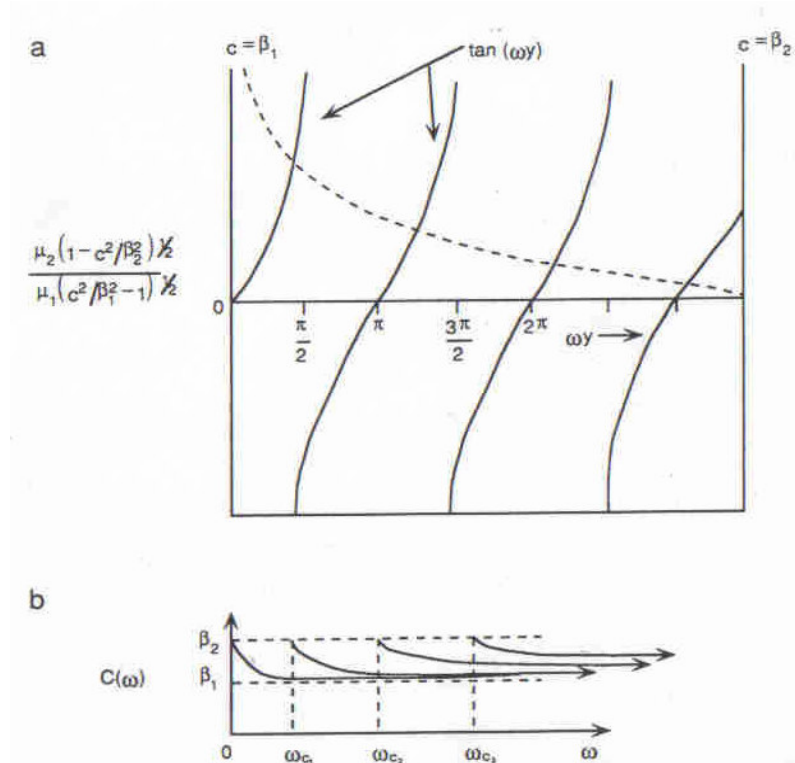
(2.2.7) ifadesi $\beta_1 < c < \beta_2$ çözümleri için gerçel sayılar olacağını göstermektedir.

Love dalgası dispersiyon denklemi (2.2.7) ile ilgili çözümler grafik tekniği kullanılarak ifade edilmiştir. Burada y 'nin $y = H[(1/\beta_1^2) - (1/c^2)]^{1/2}$ aralığı için tanımladığı

$0 < y < H[(1/\beta_1^2) - (1/\beta_2^2)]^{1/2}$ olmasına izin verilir. Şekil 2.9 ile tanımlanan y aralığı üzerindeki (2.2.7) denkleminin sağ tarafına karşı bir $\tan \omega y$ fonksiyonunu göstermektedir. $\tan(\omega y)$ fonksiyonu periyodiktir ve çözüm eğrilerinin kesim noktalarıdır. Belli bir ω değeri için, n 'yi kullanarak $n=0$ ile başlayan soldan sağa doğru numaralandırdığımız sınırlı çözüm sayısı mevcuttur. $n = 0$ çözümüne o frekansa ait temel kip adı verilir ve n 'nin daha büyük değerleri sistemin daha yüksek kiplerini tanımlar.

$$\omega_{c_n} = \frac{n\pi}{H\sqrt{(1/\beta_1^2) - (1/\beta_2^2)}} \quad (2.2.8)$$

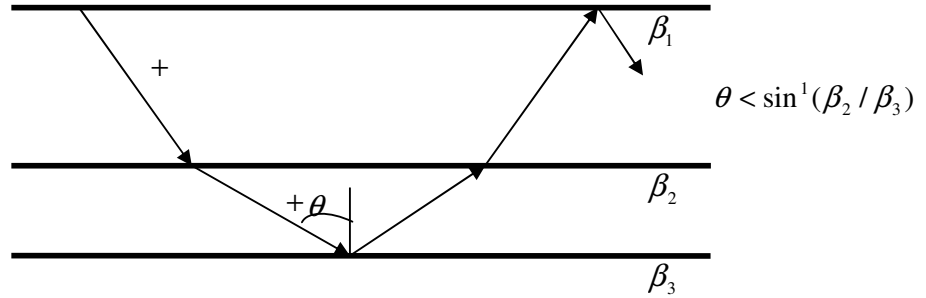
ω_{c_n} değerine kesme frekansı denir. Kesme frekansında her kipi faz hızı daima $c = \beta_2$ 'dir.



Şekil 2.9.a Kesik çizgili ve koyu hatların farklı modların grafiksel çözümü, b. yarı sonsuz ortama ait temel ve yüksek modlu Love dalgasının frekansa bağlı faz hızlarının dağılım eğrisi (Wallace 1995)

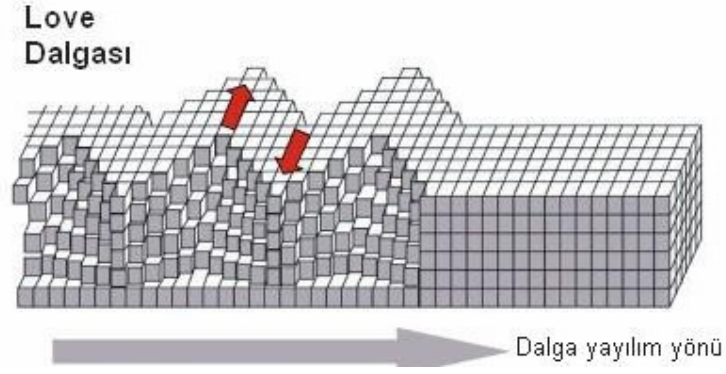
Love dalgaları her zaman dispersiftir. Love dalgalarının oluşması için yarı sonsuz bir katman üzerinde düşük hızlı bir katmana ihtiyaç vardır ve bu nedenle homojen ortamda oluşmazlar. Love dalga partikül hareketi yüzeye paralel olduğundan, Love ve Rayleigh dalgasının yüzey hareketlerinin tamamen ayrılması, daha hızlı hareket eden, düşey ve ışınsal bir şekilde ilerleyen Rayleigh dalgasının önündeki enine bileşen Love dalgalarını meydana getirir.

Yeryüzü gibi çok katmanlı bir yapıdaki Love dalga yayılımının fiziği daha önce tartışılan yarı sonsuz ortam içinde bir tek katman üzerindeki basit durum gibi aynı şekilde analiz edilebilir. Yapıdaki çeşitli derinlikteki kritik açılar (Şekil 2.10) yüzey kılavuz dalgalarının enerjilerini tutabilir.



Şekil 2.10 Çok katmanlı bir ortamdaki Love dalgaları, katmanların içine hapsedilmiş SH dalga yansımalarını içerir (Wallace değiştirilerek alınmıştır)

Daha uzun dalga boylu ve daha düşük frekanslı dalgalar genellikle daha yüksek hızlara sahip olma eğilimindedirler çünkü hız genellikle derinlikle artar. Bununla birlikte magma ile yeryüzü kabuğu arasındaki katman içindeki gerçek hız eğimleri, uzun periyotlu Love dalgalarının aynı periyotlu Rayleigh dalgalarından daha az dispersif olmasına sebep olur (Aki *et al.* 1980). Şekil 2.11 Love Dalgalarının yayılım yönü göstermektedir.



Şekil 2.11 Love dalgalarının serbest yüzeyde yayılımı (<http://www.lamit.ro/>, 2006)

Love Dalgalarının Genel Özellikleri

- Yatay yönde polarize olmuş S dalgalarından (SH) meydana gelirler.
- Love dalga hareketlerinin düşey yönde bileşeni yoktur.
- Daima dispersiyon gösterirler.
- Hızları Rayleigh dalgalarından hızlı S dalgalarından yavaştır. İstasyondaki sismograflarda S dalgalarından sonra, Rayleigh dalgalarından önce gelirler.
- Yatay yöndeki sismograflar tarafından saptanabilirler (Sheriff *et al.* 1982).

3. DİSPERSİYON

Sismik yansıma metodunun en önemli kısıtlamalarından biri, yeryüzünün esnek olmayan özelliklerinin neden olduğu düşey çözünürlük kaybıdır. Buna soğrulma ve faz hızının frekansa olan bağımlılığı (dispersiyon) sebep olmaktadır. Bu bağımlılık, düşük frekanslara oranla daha yüksek hızlı ve daha çabuk soğrulmaya uğrayan yüksek frekanslı bileşenlerdir (Varela *et al.* 1993).

Homojen, izotropik ve elastik ortamda yayılan elastik yüzey dalga modeli kat edilen mesafeyle birlikte değişmemektedir. Ortam; homojen ve izotropik fakat elastik (nonelastik) değilse, elastik dalga modeli de kat edilen mesafeyle birlikte değişecektir. Dalga formu, dalganın genlik spektrumu ve faz spektrumu ile birlikte ifade edilir. Yani kat edilen mesafeyle beraber değişen dalga formu, alınan yolla beraber genlik spektrumunda gerçekleşen bir değişiklikten ya da alınan yolla beraber faz spektrumunda meydana gelen bir değişiklikten ya da her 2 spektrumda eşzamanlı gerçekleşen bir değişiklikten kaynaklanıyor olabilir. Genlik spektrumdaki değişim; frekansa bağlı soğrulma katsayısı kaynaklı iken, faz spektrumdaki değişim dispersiyon kaynaklıdır. (Wuenschel 1965). Robinson (1979) dispersiyonun, sismik veride sürekli biçimde gösterimini sağlayacak bir teknik geliştirmiştir. Futterman (1962) tarafından, frekansla paralel olan soğrulma modeli için türetilen temel dispersiyon ilişkisi yaygın olarak ‘sabit Q model’i olarak adlandırılır. Bu teknik sismik verideki belirlenmiş soğrulma faktörü Q ile ilişkili olan dispersiyon etkilerinden ayrılmamaya ya da onun içerisine girmeye izin vermektedir (Robinson 1982).

Bütün yüzey dalgaları, İzotropik yarı sonsuz ortamdaki Rayleigh dalgaları hariç, frekansa bağlı olarak yüzey boyunca belli bir hız dağılımı gösterir ve dalga paketinin farklı faz hızlarıyla hareket etmesine *Dispersiyon* denir. Dispersiyon etkileri genelde küçük çaplı olsa da bunlar her zaman göz ardı edilebilir değildirler. Katmanlı bir yapıda gerçekleşmesi normal olan yayılımda kısa periyotlu dalgaların, uzun periyotlu dalgalara göre daha hızlı hareket ettikleri kanıtlanmıştır. Bu bulgu, pek çok patlama ve deprem araştırması esnasında anlaşılamayan gözlem sonuçlarını açıklığa kavuşturmuştur (Gupta 1965).

3.1 Grup ve Faz Hızı

Hemen hemen herhangi bir sismik kaynaktan yayılan dalgaların bir faz hızı $c(\omega)$ ve bir frekans spektrumu vardır. Bir frekans spektrumu olduğu zaman, dalga yayılımı toplam yer hareketini etkileyen yapıcı ve yıkıcı paternler üretir. Yapıcı girişimler yüzey boyunca grup hızıyla hareket eden dalga paketleri gibi davranırlar. Bu yüzden faz hızı doğrudan ortam parametreleri, katmanın kalınlığı, gerçek P ve/veya S hızları, ortam sertliği, vb ile kontrol edilir.

Bunu anlamak için, aynı genliğe ancak farklı frekanslara (ω', ω'') , farklı dalga sayılarına ve farklı faz hızlarına $(k' = \omega'/c', k'' = \omega''/c'')$ sahip olan iki harmonik dalgayı dikkate alabiliriz.

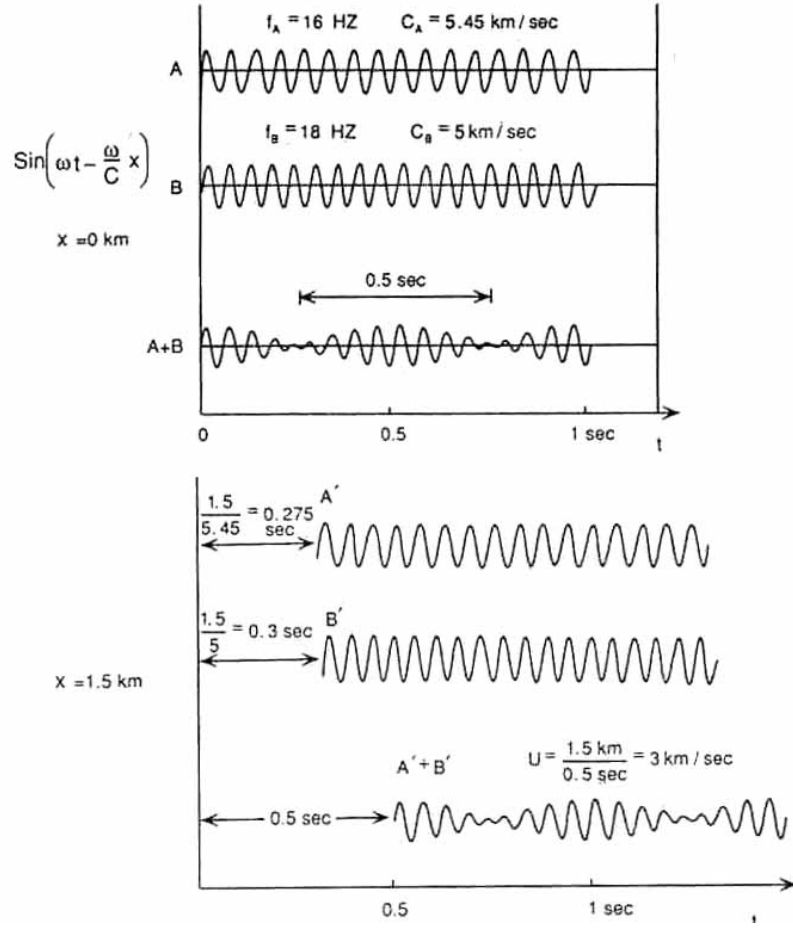
Bu iki harmonik dalga birleşerek (3.1.11) denklemini oluşturur;

$$u = \cos(\omega't - k'x) + \cos(\omega''t - k''x) \quad (3.1.1)$$

ω , ω' ω'' 'in ortalaması yani $\omega' + \delta\omega = \omega = \omega'' - \delta\omega$ ve $k = \omega/c$ $k' + \delta k = k = k'' - \delta k$ olarak tanımlayabiliriz. Bunları denklem (3.1.1)' de yerlerine koyarak ve kosinüs teorimi $2\cos x \cos y = \cos(x + y) + \cos(x - y)$ 'yi kullanarak, aşağıdaki denklemi elde ederiz;

$$u = 2\cos(\omega t - kx)\cos(\delta\omega t - \delta kx) \quad (3.1.2)$$

denklem (3.1.2) iki kosinüsün çarpımıdır, ikincisi birincisinden çok yavaş değişir. Şekil 3.1 özel bir örneği göstermektedir.



Şekil 3.1 (3.1.1) ifadesiyle verilen iki dalganın $x = 0 \text{ km}$ ve $x = 1.5 \text{ km}$ ' deki örneği. Model eğrisi $U = 3 \text{ km/saniye}$ grup hızı ile hareket eder (Wallace 1995)

Modellenmiş sinyalin eğrisi, grup hızı olarak tanımlanan U , c faz hızından farklı bir hız ile yayılır.

$$U = \frac{\delta\omega}{\delta k} \quad (3.1.3)$$

δ ve $\delta k \rightarrow 0$ sınırlamasında

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(kc)}{dk} = c + k \frac{dc}{dk} = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda} \quad (3.1.4)$$

(3.1.4) denkleminde, grup hızının dalga sayısı ile değişen faz hızına bağlı olduğunu anlarız. Eğer $dc/dk=0$ ise faz hızı ve grup hızına eşit olacaktır. Ancak genel olarak yer kürede faz hızı frekans ile azaldığından $dc/dk < 0$ ve $U < c$ olur.

3.2 Dispersiyon Teriminin Elde Edilmesi

c faz hızı ile elastik homojen bir ortamda pozitif x yönünde yayılan düzlem dalgayı $\partial(t-x/c)$ düşünürsek; bu şekilde yayılan bir dalga şeklini aynen korur ve bütün frekans bileşenleri aynı c hızında hareket eder.

Böyle bir dalgayı absortif bir ortam için $x = 0$ 'daki girdi olarak dikkate alırsak ve Q sismik kalite faktörü frekans bağımlı ise;

Bir impulse'ın her bir Fourier bileşeni

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - x/c) \exp^{-i\omega t} dt = \exp[i\omega x / c] \quad (3.2.1)$$

olarak tanımlanır. Bu teorik model frekans ortamındaki dispersiyonu gösterir (Futterman 1962) ve 3.2.1 tanımlanan ifade dispersiyon ifadesi olarak bilinir (Aki *et al.* 1980).

Daha genel bir ifadeyle $G(\omega)$, $F(\omega)$ gibi bir girdi sinyalinin (frekans ortamında) dispersiyon sonucu oluşan çıktı sinyalini gösteriyorsa dispersiyon terimi aşağıdaki gibi tanımlanabilir;

$$G(\omega) = F(\omega) e^{-i\omega \frac{x}{c(\omega)}} \quad (3.2.2)$$

ω açısal frekans, x mesafe, $c(\omega)$ frekans bağımlı faz hızıdır ve 3.2.3 ifadesi ile verilen bir fonksiyonla tanımlanabilir. Dispersif hız modeli olarak 3.2.3 denklemini kullanabiliriz.

Dispersif Hız Modeli

$$c(\omega) = c_{\infty} \frac{\omega + b}{\omega + b \frac{c_{\infty}}{c_0}} \quad (3.2.3)$$

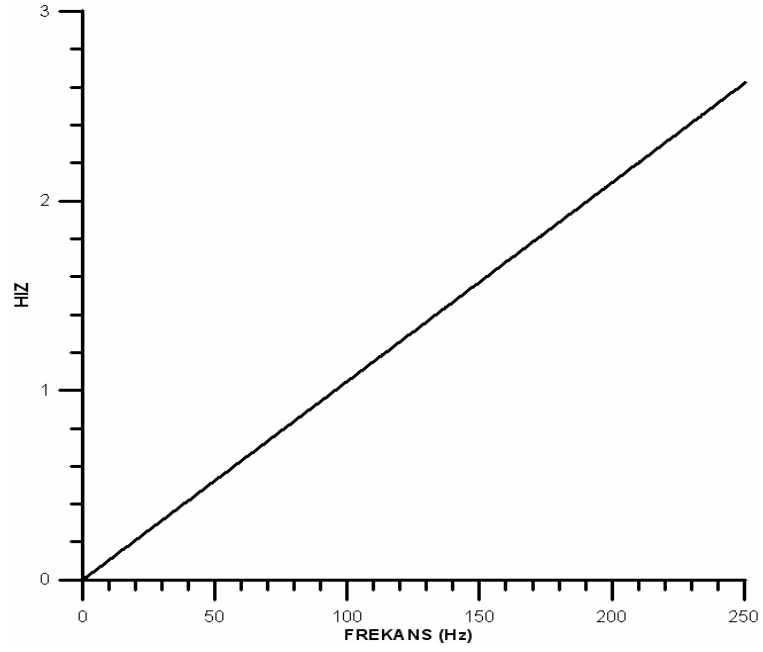
3.3 Zamanda Kayma Teorimi

Bir ortamda faz hızının frekanstan bağımsız olduğunu düşünürsek 3.2.2 denklemi ile ifade edilen dispersiyon terimi *Zamanda Kayma Teoremi* ile aynı anlama gelir ve dispersiyon olayından söz edilemez. Bu durumda 3.2.2 denklemi 3.3.1 denkleminde ifade edilen zamanda kayma (ötelenme) teoremine dönüşür ve

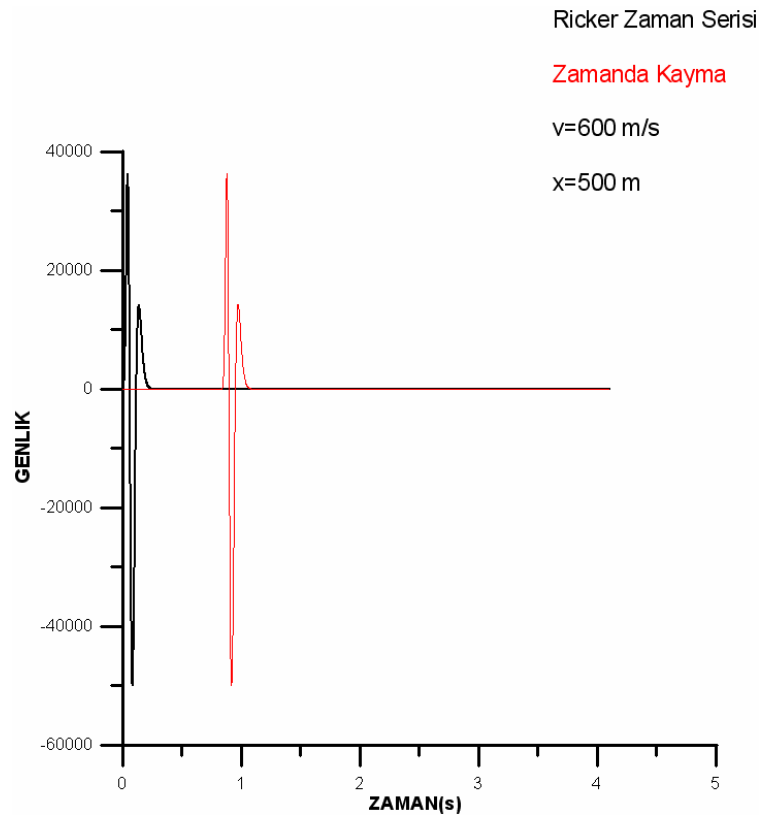
$$G(\omega) = F(\omega) e^{-i\omega \frac{x}{c}} \quad (3.3.1)$$

3.3.1 denklemi sadece girdi sinyalinin *Zamanda Ötelenmesi (kayması)* anlamını taşır. Bu iki kavramı en iyi anlamanın yolu, faz hızının frekanstan bağımsız olarak yayıldığı durum (*zamanda kayma*) ile frekansa bağlı olarak yayıldığı (*dispersiyon*) durumları karşılaştırmaktır.

Zamanda Kayma Teorimi, bir Ricker girdi dalgacığının genlik spektrumunun Şekil 3.2 gibi frekans ortamında lineer bir fonksiyonla (hızın lineer olması) çarpılması demektir. Bu durumda girdi dalgacığı sadece zamanda ötelenecektir (Şekil 3.3) ve dalga biçiminde herhangi bir değişiklik olmayacaktır.



Şekil 3.2 Lineer fonksiyon



Şekil 3.3 Ricker girdi dalgacığının zamanda kayması (ötelenmesi)

3.4 Normal Dispersiyon, Ters Dispersiyon ve Örnekleri

Yatay şekilde katmanlaşmış yapıya dikey yayılımı ele alalım. Öncelikle sırasıyla, kalınlıkları h_1 ve h_2 , yoğunlukları ρ_1 ve ρ_2 , P dalga hızları α_1 ve α_2 , S dalgası hızları β_1 ve β_2 olan 2 tabakayı ele alalım. h_1 , h_2 ile karşılaştırıldığında Brekhovskikh (1960) uzun dalga boyları ve P-dalgaları için şu hale indirgenebilen matematiksel ortalama hız ifadesini ortaya koymaktadır (Gupta 1966).

$$c_{\infty}^2 = \frac{(h_1 + h_2)^2}{(h_1 \rho_1 + h_2 \rho_2)(h_1 / \rho_1 \alpha_1^2 + h_2 / \rho_2 \alpha_2^2)} \quad (3.4.1)$$

2 tabaka arasındaki seyahat süresi şu şekilde ifade edilir;

$$t_{\infty} = \frac{h_1 + h_2}{c_{\infty}} = \sqrt{(h_1 \rho_1 + h_2 \rho_2) \left(\frac{h_1}{\rho_1 \alpha_1^2} + \frac{h_2}{\rho_2 \alpha_2^2} \right)} \quad (3.4.2)$$

0'a yaklaşan dalga boyları için (ya da h_1 ve h_2 kalınlıklarına göre küçük kalan dalga boyları için) geometrik-optik kestirim sabit kalır ve kısa dalga boyları için seyahat süresi şu şekilde ifade edilir;

$$t_0 = \frac{h_1}{\alpha_1} + \frac{h_2}{\alpha_2} \quad (3.4.3)$$

ve bu da denklem (3.4.4) ifade edilen ortalama hıza denk gelmektedir;

$$c_0 = (h_1 + h_2) / (h_1 / \alpha_1 + h_2 / \alpha_2) \quad (3.4.4)$$

(3.4.2) ve (3.4.3) denklemlerden de

$\rho_1 \alpha_1 = \rho_2 \alpha_2$ olmadığı sürece,

$$t_{\infty}^2 - t_0^2 = h_1 h_2 (\rho_1 \alpha_1 - \rho_2 \alpha_2)^2 / (\rho_1 \rho_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2) > 0 \quad (3.4.5)$$

olduğu sonucuna varırız.

Bu da gösterir ki, c_0 her zaman c_{∞} ' dan büyüktür. Yani, kısa dalga boylarının hızı daha uzun dalga boylarınınkinden daha yüksektir. Bu durum *Normal Dispersiyon* olarak adlandırılır.

N katmanlı bir yapıda kolayca görülür ki;

$$c_{\infty}^2 = (h_1 + h_2 + \dots + h_n)^2 / [(h_1 \rho_1 + h_2 \rho_2 + \dots + h_n \rho_n) \cdot (h_1 / \rho_1 \alpha_1^2 + h_2 / \rho_2 \alpha_2^2 + \dots + h_n / \rho_n \alpha_n^2)] \quad (3.4.6)$$

$$c_0 = (h_1 + h_2 + \dots + h_n) \cdot (h_1 / \alpha_1 + h_2 / \alpha_2 + \dots + h_n / \alpha_n) \quad (3.4.7)$$

ve $\rho_1 \alpha_1 = \rho_2 \alpha_2 = \dots \dots \dots \rho_n \alpha_n$ olmadığı sürece,

$c_0 > c_{\infty}$ ' dir.

Brekhovskikh'in ortalama hız c_{∞} için verdiği ve uzun dalga boyları için geçerli olan matematiksel ifade, S-dalgaları için de şu hale indirgenmektedir;

$$c_{\infty}'^2 = (h_1 + h_2)^2 / [(h_1 \rho_1 + h_2 \rho_2) \cdot (h_1 / \rho_1 \beta_1^2 + h_2 / \rho_2 \beta_2^2)] \quad (3.4.8)$$

Çok küçük kısa dalga boyları içinse;

$$c_0' = (h_1 + h_2 + \dots + h_n) \cdot (h_1 / \beta_1 + h_2 / \beta_2) \quad (3.4.9)$$

(3.4.8) ve (3.4.9) denklemlerden de

$\rho_1 \beta_1 = \rho_2 \beta_2$ olmamak koşuluyla

$$t_{\infty}^2 - t_0^2 = h_1 h_2 (\rho_1 \alpha_1 - \rho_2 \alpha_2)^2 / (\rho_1 \rho_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2) > 0 \quad (3.4.10)$$

3.4.10 ifadesi elde edilir.

Bu denklemden t_{∞} ve t_0 sırasıyla, uzun ve kısa dalga boylarının seyahat sürelerini simgelemektedir.

Sayısal bir örnek olarak; $h_1 = h_2 = 10 \text{ km}$, $\rho_1 = \rho_2$ ve $\alpha_1 = 3 \text{ km/sn}$, $\alpha_2 = 4 \text{ km/sn}$ alalım. (3.4.29 ve (3.4.3) numaralı denklemlerden $t_{\infty} = 5.893 \text{ sn}$ ve $t_0 = 5.833 \text{ s}$ çıkar. Bu da 2B ortamda iki dalga boyunun varış süreleri arasında 1%lik bir farklılık olduğu anlamına gelir.

Bu tür durum hem patlama hem de deprem sismolojisinde sıklıkla görülmektedir.

Bu sonuçlar, patlama ve deprem çalışmaları literatüründe açıklanamayan pek çok tetkik sonucuna nitel bir açıklama getirmede kullanılır. İncelenen her bir durumda, dispersiyonun söz konusu sorunlara getirilebilecek muhtemel pek çok çözümden yalnızca biri olduğu göz önünde bulundurulmalıdır. Gretner (1961) aralıksız hız kayıt tekniğiyle yapılan ölçümlerle hesaplanan seyahat sürelerinin, klasik kuyu atışları ile yapılan ölçümlerle hesaplanan sürelerden her zaman daha kısa çıktığını belirtmektedir. Hız kayıt tekniğinde kullanılan frekans değerleri, klasik sismik metotlarında kullanılan frekans değerlerinden yaklaşık 100 kat kadar daha yüksektir. Yani iki farklı ölçüm tekniği arasındaki sistematik sapmanın en azından bir kısmının dispersiyon etkisinden kaynaklanması oldukça yüksektir.

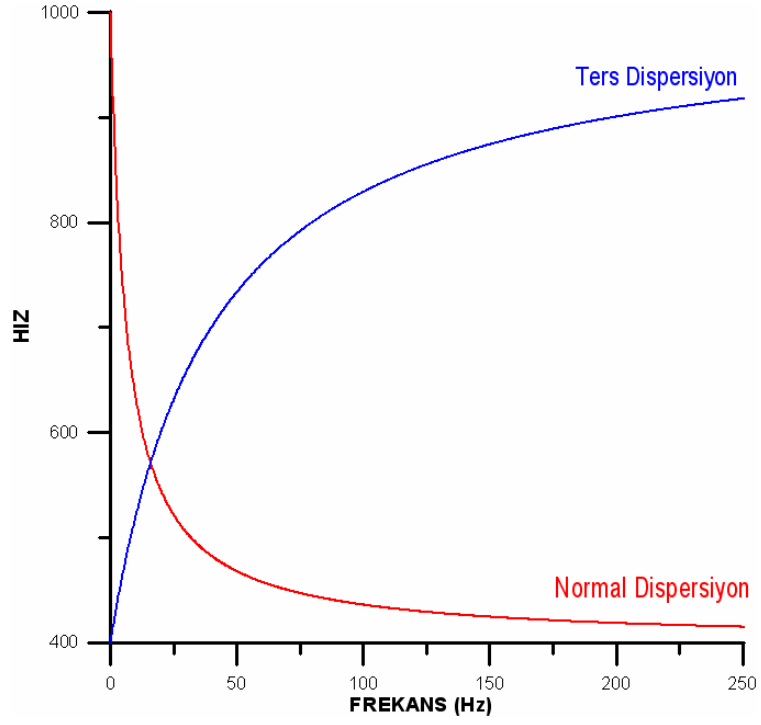
Shauder (1960) 10 Temmuz 1958' de yaptığı Alaska Depremi üzerindeki araştırmaları, sismik istasyonda; uzun periyotlu sismografların, P-dalgalarının varışını, bazen kısa periyotlu sismograflardan daha geç kaydettiğini gözlemlemiştir. P-dalgalarının, uzun periyotlu sismograflar ile kısa periyotlu sismograflarda ölçülen varış süreleri arasındaki fark sadece birkaç saniyedir ve bu durum gene dispersiyona bağlanabilir.

Nuttli (1959), Aleutian Adaları'ndaki bir depremde uzun periyot P, S, SP, PS fazlarının tümünde 6-7 saniyelik bir gecikme olduğunu belirtmektedir. Bu farklılığın gene en azından bir kısmı dispersiyon etkilerinden kaynaklanmış olabilir.

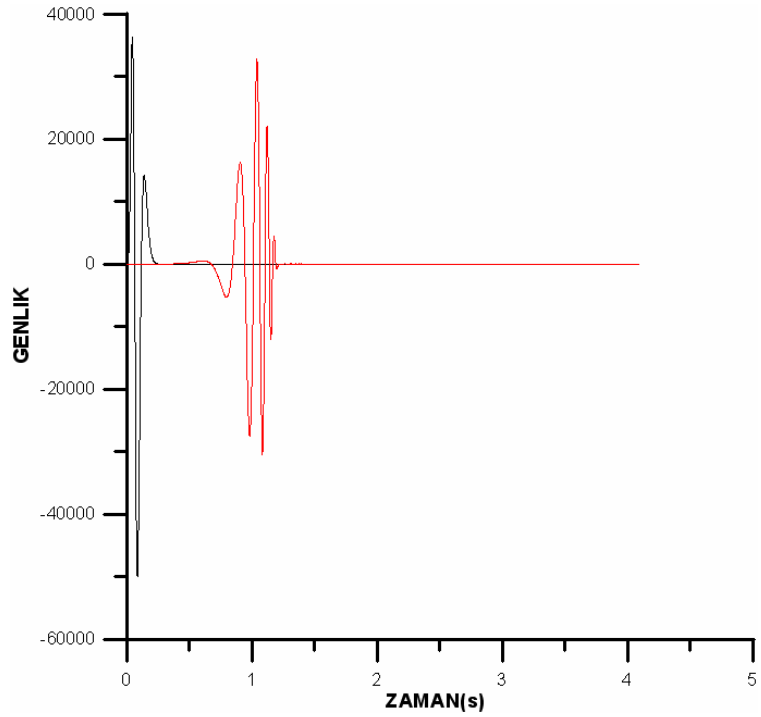
Nuttli(1960), 18 Ağustos 1959 Montana Depremi'nin kayıtlarını incelerken, hem St. Louis hem de Florissant' ta ki kısa ve uzun periyot sismografların ilk P hareketinde tersine bir duruma işaret ettiğini fark etmiştir. Yazarın belirttiği kadarıyla, bu duruma henüz tatmin edici bir açıklama getirilememiştir. Bununla beraber, Nuttli (1960) şuna dikkat çekmektedir; “Kısa periyotlu dikeyde şok P dalgası, Doğu-Batı bileşenlerinden yaklaşık 1.5-2 saniye kadar önce çok küçük genlikli bir hareket meydana geldiğini söylemiştir. Fakat bu hareketin zamanı, uzun periyotlu Kuzey-Güney bileşeninden sağlandığı üzere P dalgasının başlangıcıyla uymamaktadır.” Bu nedenle, kısa periyotların uzun periyotlardan birkaç saniye önce varış yaptığı ve kısa periyotlu sismograflara gerçekte ilk olarak varanın “çok küçük genlikli hareket” olduğu kabul edilirse dispersiyon temelli bir açıklama olası hale gelmektedir. Bu ise uzun ve kısa periyot sismograflarda ilk P hareketinin uyumlu olmasını mantıklı hale getirmektedir.

Yukarıda vermiş olduğumuz birçok örnekten de anlaşılabacağı gibi Dispersiyon dalga biçiminin bozulmasına ve dalga boylarına göre dalganın sismograflara farklı zamanlarda gelmesine neden olur.

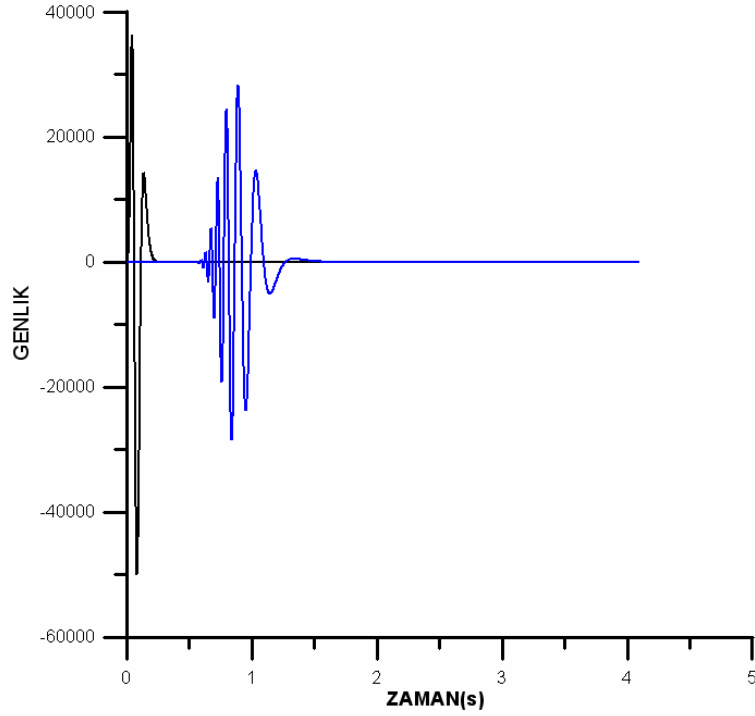
Faz hızı frekans bağımlı ve hız frekans ile azalıyorsa *Normal Dispersiyondan*, hız frekans ise artıyorsa *Ters Dispersiyondan* bahsedilebilir (Şekil 3.4). Şekil 3.5 ve Şekil 3.6 sırasıyla Normal Dispersiyonu ve Ters Dispersiyonu sonucu çıktı dalgacığının dalga biçimindeki değişikliği göstermektedir. Dispersiyon sonucu dalga hem zamanda ötelenmiş hem de dalga biçimi değişmiştir (Şekil 3.5 ve Şekil 3.6).



Şekil 3.4 (Kırmızı) Normal Dispersiyonun, (Mavi)Ters Dispersiyonun Frekans ortamındaki genlik spektrumunu göstermektedir

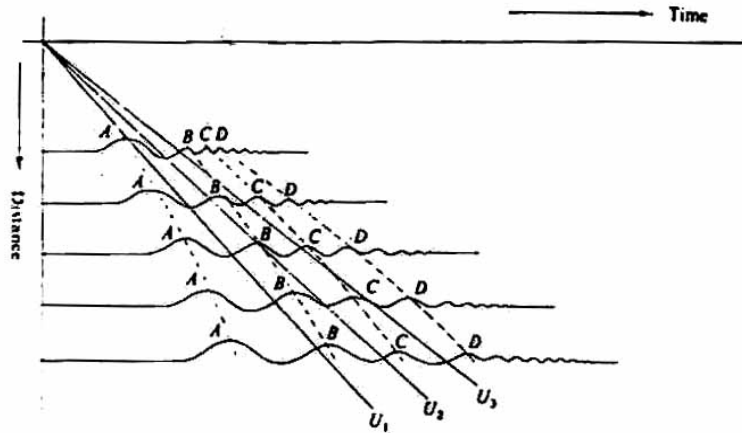


Şekil 3.5 (Siyah) Girdi Ricker Dalgacığı, (kırmızı) Normal Dispersiyon sonucu çıktı dalgacığının zaman serisini göstermektedir

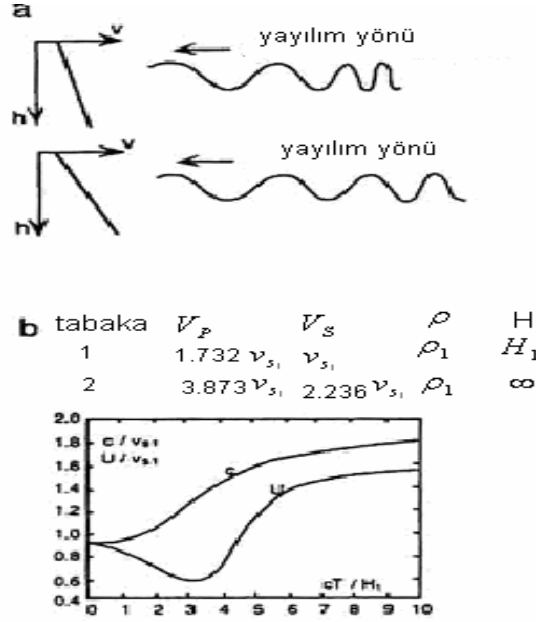


Şekil 3.6 (Siyah) Girdi Ricker Dalgacığı, (Mavi) Ters Dispersiyon sonucu çıktı sinyalinin zaman serisini göstermektedir

Sonuç olarak Dispersiyon bir yüzey dalgasının genel görünümünü ve dalga biçimini değiştirdiği gibi enerjinin dalga dizisinin dışına saçmasına da neden olur (Şekil 3.7, Wallace 1995).



Şekil 3.7 Uzaklık arttıkça dalga biçiminde dispersiyonun arttığını gösteren örnek. Koyu çizgiler farklı grup hızlarını göstermektedir. Kesik çizgiler ise, her bir harmonik bileşenin faz hızlarını göstermektedir (Wallace 1995)



Şekil 3.8.a Yüzey dalgalarının dispersiyonunda düşey hız eğiminin etkisi. Büyük eğim daha fazla dispersiyona sebep olur, b. bir yarı sonsuz ortam üzerindeki bir katmana ait kurumsal temel modlu Rayleigh dalgası dispersiyon eğrileri, sırasıyla v_p ve v_s parametreleri P ve S dalga hızlarıdır (Wallace 1995)

Bununla birlikte dispersiyon etkisinin neden belirli depremler ve belirli sismik istasyonlarda gözlenebildiği net olarak anlaşılamamıştır. Ayrıca, soğrulma ve tabakalaşmanın oynadıkları roller göz ardı edilemez çünkü bunlar da normal dispersiyona katkıda bulunmaktadır.

Katmanlı ortamda yüzey dalgalarının dispersiyon etkilerinin küçük olduğu fakat bu etkilerin her zaman ihmal edilebilir nitelikte olmadıkları kanıtlanmıştır. Tabakalaşmaya dikey yayılımında, kısa periyotlu dalgalar uzun periyotlu dalgalarından daha hızlı hareket etmektedirler. Kaynağın frekansının önemli ölçüde değişkenlik gösterdiği ya da hem kısa hem uzun sismogramların kullanıldığı her durumda dispersiyon etkisi ayrıca önem teşkil edebilir (Gupta 1966).

4. SOĞRULMA

Bir dalganın enerjisindeki azalmayı soğrulmayla açıklayabiliriz. Kısacası bir hacim dalgası veya yüzey dalgası bir ortamdan geçerken enerjisi ortam tarafından soğrulur, sonuçta ısı enerjisi meydana gelir ve deformasyon oluşur. Bu olaya *Soğrulma* (*Attenuation*) adı verilir ve zamanla tabakalı ortamda yayılan dalga hareketinin tamamen yok olmasına sebep olur (Sheriff *et al.* 1982).

Deffenbaugh (2000) tarafından bilindiğine göre, dönüşmüş dalgaların, aynı geçici frekansta daha düşük dalga boyuna sahip olmaları nedeniyle, P-dalgalarına nazaran daha yüksek çözünürlük verme potansiyelleri vardır. Bunun bir nedeni Q soğrulmasının dönüşmüş dalgalar üzerindeki güçlü etkisi olabilir. Dönüşmüş dalgaların soğrulma etkileri düşünüldüğünde, Q_P ve Q_S olmak üzere iki farklı değer düşünülmelidir, aynı şekilde hız terimi de V_P ve V_S olmak üzere iki bileşenlidir. Yakın yüzey tabakalarında Q_S , Q_P 'den küçük olur (Bale *et al.* 2002).

Futterman (1962) ve Kjartannsen (1979) tarafından bilindiğine göre yer kabuğundaki sismik soğrulma için kullanılan en geçerli model, Q değerinin ortama bağımlıyken, incelenilen bant genişliğinde frekanstan bağımsız olduğunu varsaymaktadır. “Sabit Q modeli” olarak bilinen bu soğrulma modeli, pek çok teoremin de temelini oluşturmaktadır (Varela *et al.* 1993). Bu model üzerinde önemli bir çalışma yapılmış ve genlik azalması için denklem (4.1) diferansiyel ifadeyi elde edilmiştir (Aki *et al.* 1980).

Bir boyutlu (1-B) ortamda faz kayması görüşünün kullanımıyla dalga alanı bir derinlikten ötekine tahmin edilebilir (Gazdag 1978, Schneider 1978) .

$$P(z + \Delta z, \omega) = P(z, \omega) \exp[ik_z \Delta z] \quad (4.1)$$

P dalga alanının Fourier Transformunu, z dalga alanının ölçüldüğü derinliği, ω zaman eksenleri arasındaki açısal frekansı, k_z z derinlikteki açısal frekansı göstermektedir.

Soğrulma eşitliği (4.1) denklemine, k_z ifadesi eklenir,

$$k_z = -\left(\frac{\omega}{c} + i\alpha\right) \quad (4.2)$$

c frekans bağımlı faz hızını ve α soğrulma katsayısını göstermektedir. Genel olarak α soğrulmanın frekansa olan bağımlılığı (4.3) ifadesiyle tanımlanır;

$$\alpha(\omega) = -\frac{\omega}{2Qc} x \quad (4.3)$$

$$A(\omega) = A_0 \exp(-|\omega|x/2Qc) \quad (4.4)$$

Burada A_0 ω frekanslı harmonik dalganın genliğini, $A(\omega)$ ise sismik kalite faktörü Q olan bir ortam içinde x kadar mesafede c hızıyla yayılan dalganın genliğini temsil etmektedir. Soğrulma (4.4) ve (4.3) ifadelerden de anlaşılacağı gibi alçak geçişli bir filtre olarak davranır ve Q faktörünün, geniş bir frekans aralığında sabit olduğu varsayılır.

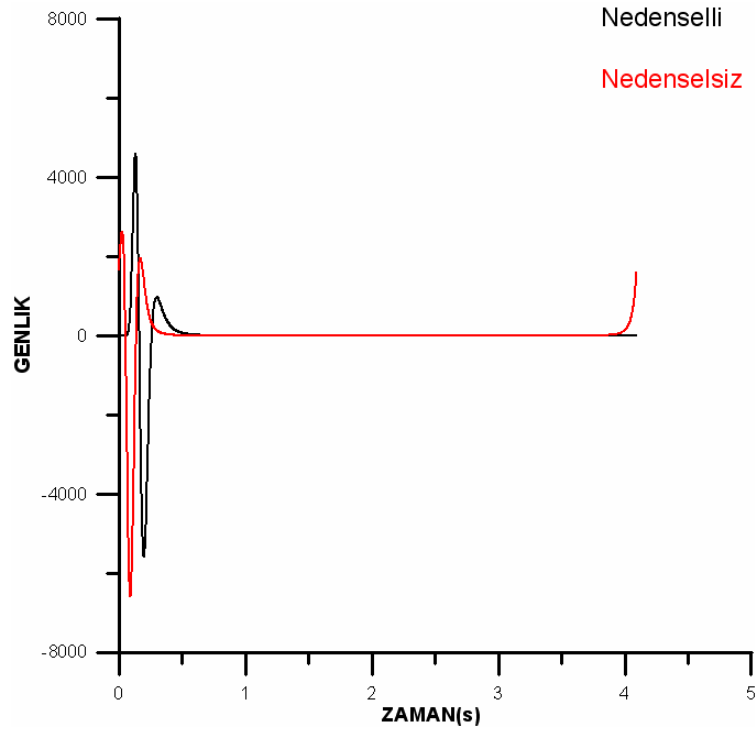
(4.1) denkleminin uygulaması olarak bir pulse verilirse, merkez pikin etrafında simetrik olarak azalan bir grafik elde edilir. Nedensellikten uzak gibi görünen bu durum dalga yayılımının başladığı andan önce de bir miktar enerjinin ulaşmasından kaynaklanmaktadır. Futterman (1962) tarafından yayınlanan bir makalede ve klasik olarak sadece lineerlik varsayımı ve nedensellik kullanılarak, dispersiyonun ve soğrulmanın kaçınılmaz olduğu göstermiş ve bu ikisi arasında Q 'nun belli bir frekans aralığında sabit olduğu durum için bir denklik türetmiştir. Sözü edilen soğrulma denklemi 4.5'de görülmektedir (Bale *et al.* 2002).

$$A(\omega) = A_0 \exp\left(-\frac{|\omega|}{2Qc} x + iH\left(\frac{|\omega|}{2Qc}\right)x\right) \quad (4.5)$$

Burada H , ω 'ye göre Hilbert Transformunu göstermektedir (Kanasewich 1981).

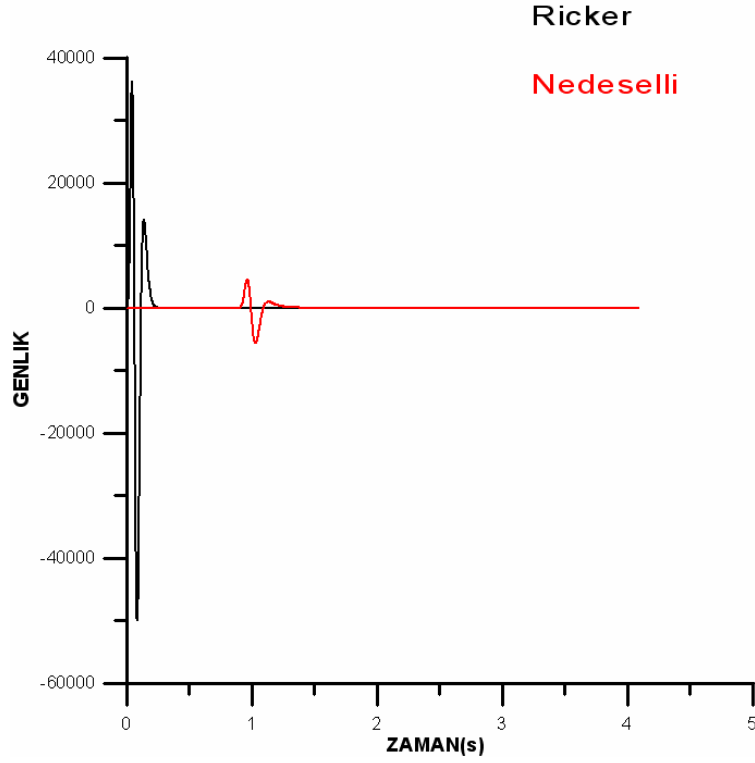
Aki ve Richards (1980) belirttiği gibi, yer filtresi minimum faz koşulunu sürekli olarak sağlar ve minimum faz koşulu yani nedensellik soğrulma katsayısının Hilbert dönüşümünden alınarak elde edilir (Varela *et al.* 1993).

Şekil 4.1 nedenselsiz olarak sadece soğrulmaya uğrayan Ricker dalgacığını, Şekil 4.2 ise soğrulma katsayısının Hilbert Dönüşümü alınarak, soğrulmaya uğrayan nedenselliği sağlayan Ricker dalgacığını göstermektedir.



Şekil 4.1 Nedenselsiz Soğrulma sonucu oluşan zaman serisi

Şekil 4.1' de anlaşılabacağı gibi, Nedenselsiz soğrulmada, dalga yayılımının başladığı andan önce de bir miktar enerjinin ulaştığı gözlenmiştir. Bu durumda dalga enerjisi beklenen zamandan daha önce gelişmiştir. Şekil 4.2 Nedenselli Soğrulma sonucu oluşan dalga biçimi göstermektedir ve Nedensiz Soğrulma da olduğu gibi beklenen zamandan önce enerjinin gelme durumu söz konusu değildir.



Şekil 4.2 Nedeseilli Soğrulma sonucu oluşan zaman serisi

4.1 Zaman ve Derinliğe Göre Soğrulma

Denklem 4.2 zaman terimi içerecek şekilde değiştirilirse;

$$A(x) = A_0 \exp\left(-\frac{|\omega|}{2Q_c}t + iH\left(\frac{|\omega|}{2Q_c}\right)t\right) \quad (4.1.1)$$

Denklem (4.1.1) t gibi bir zaman periyodunda Q kadar soğrulmaya neden olan bir ortamda ilerleyen dalgadaki soğrulmayı temsil eder, benzer şekilde bu P dalgalarında t_p , S dalgalarında ise t_s ile gösterilmektedir. Bu konu hakkında yapılabilecek bir başka değerlendirme şekli de soğrulmayı derinliğin (z) ve dalga sayısının (k) bir fonksiyonu olarak düşünmektir.

$$A(z) = A_0 \exp\left(-\frac{|k|}{2Q_c} z + iH\left(\frac{|k|}{2Q_c}\right)z\right) \quad (4.1.2)$$

Denklem (4.1.2) aynı dalga sayısı (ve değişik geçici frekanslar) için P ve S dalgalarında beklenen soğrulmayı göstermektedir.

Soğrulma ve dispersiyon olayları bir arada düşünülür ve denklem (4.1.1) ile denklem (3.2.1) ifadeleri birleştirilirse;

$$G(\omega) = F(\omega) \exp\left(-\frac{|\omega|}{2Q_c} x + iH\left(\frac{|\omega|}{2Q_c}\right)x\right) \exp(-i\omega x / c) \quad (4.1.3)$$

ifadesi düzenlenir ve

$$\alpha(\omega) = -\frac{\omega}{2Q_v} x \text{ soğrulma katsayısının yerine yazılırsa}$$

$$G(\omega) = F(\omega) \exp(-\alpha(\omega)x + iH(-\alpha(\omega)x)) \exp(-i\omega x / c) \quad (4.1.4)$$

(4.1.4) ifadesi elde edilir.

Denklem (4.1.4) ifadesinde $F(\omega)$ girdi sinyalinin genlik spektrumu, x kat edilen mesafe, c faz hızı, $G(\omega)$ soğrulma ve dispersiyonun sonucu oluşan çıktı sinyalinin genlik spektrumu, H Hilbert fonksiyonu olarak verilmiştir. Elde edilen bu (4.1.4) denklemi ilerleyen bölümlerde modelleme de kullanacağımız model fonksiyonunu ifade etmektedir.

4.2 Soğrulma Katsayısını Etkileyen Parametrelerin İncelenmesi

Denklem (4.3) ile ifade edilen soğrulma katsayısı tekrar ele alınırsa;

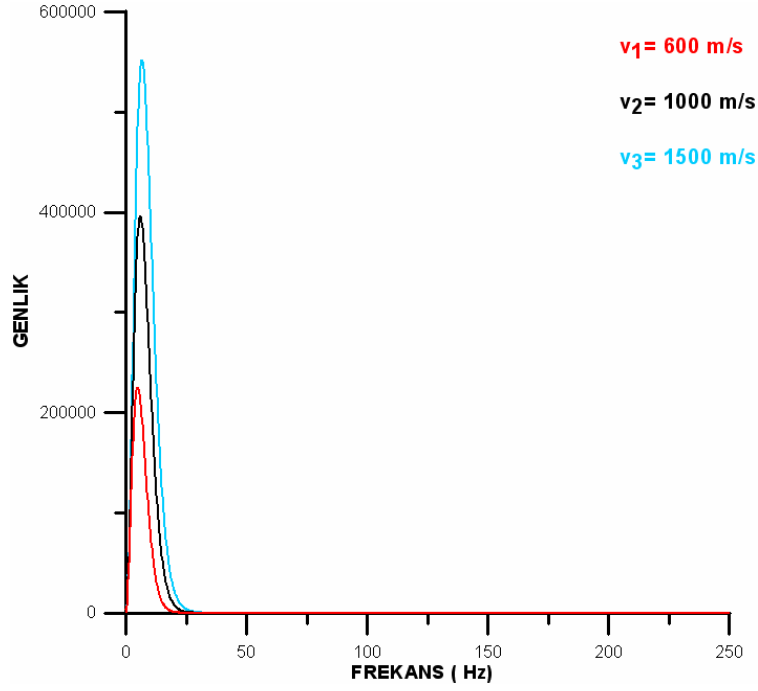
$$\alpha(\omega) = -\frac{\omega}{2Q_c} x$$

(4.3) ifadesiyle tanımlanan soğrulma katsayısını etkileyen hızın (c), kat edilen mesafenin (x) ve sismik kalite faktörünün (Q) değişmelerinin, girdi Ricker dalgacığı üzerindeki etkileri sırasıyla genlik spektrumları ve zaman serileri olarak Şekil 4.3 ile Şekil 4.8 arasında gösterilmektedir. Şekil 4.3, 600 m/s, 1000 m/s ve 1500 m/s gibi farklı hızlardaki soğrulma sonucunda girdi Ricker dalgacığının genlik spektrumdaki değişimleri göstermektedir. Hız 600 m/s'den 1500 m/s' ye çıkıyorsa ortamdaki soğrulmanın azaldığını ve dolayısıyla dalgacığın yüksek frekans içeriğinin kaldığını söyleyebiliriz. Hızın artmasıyla soğrulma sonucu oluşan çıktı sinyalindeki değişiklikler Şekil 4.4'de gösterilmektedir. Tersini durumu göz önüne alınır ve hızın azaldığı kabul edilirse, dalgacığın yüksek frekans içeriği yitirilmiş olur.

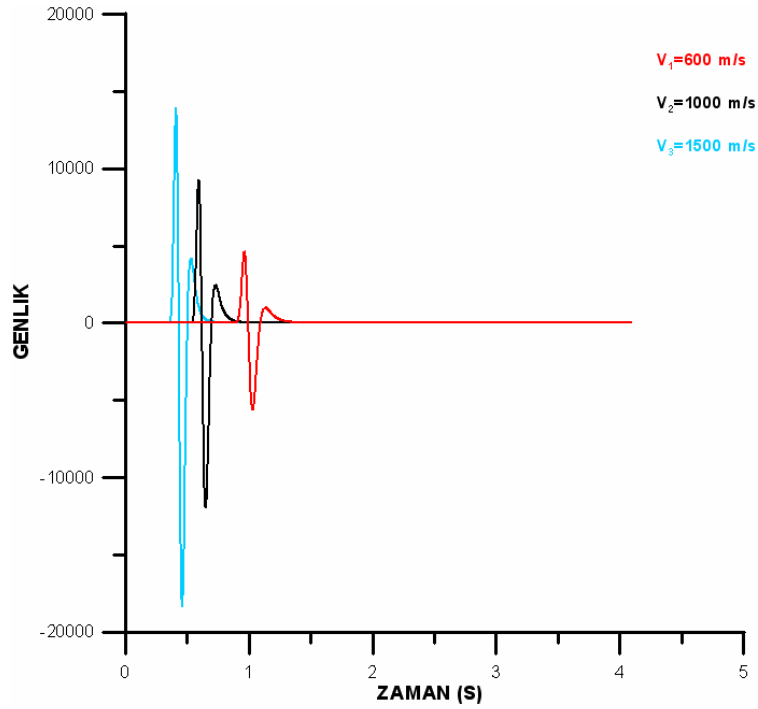
Kat edilen mesafedeki değişimlerin soğrulma katsayısına olan etkilerini incelersek, mesafenin artmasıyla girdi Ricker dalgacığının genlikleri azalmış ve yüksek frekanslar mesafe arttıkça daha da sönümlenmiş ve soğrulma artmıştır. Şekil 4.5 mesafe arttıkça soğrulma sonucu oluşan Ricker dalgacığının genlik spektrumunu, Şekil 4.6 ise mesafe arttıkça soğrulma sonucu oluşan Ricker dalgacığının zaman serisini göstermektedir.

Soğrulma katsayısının en önemli parametresi “ Q ” sismik kalite faktörüdür. Şekil 4.7 sismik kalite faktörünün farklı değerleri için soğrulma sonucu oluşan Ricker Dalgacığının genlik spektrumunu göstermektedir. Ricker Dalgacığının genlik spektrumuna bakarak sismik kalite faktörünün değeri arttıkça soğrulmanın azalacağı sonucu çıkarılır (Şekil 4.7, Şekil 4.8).

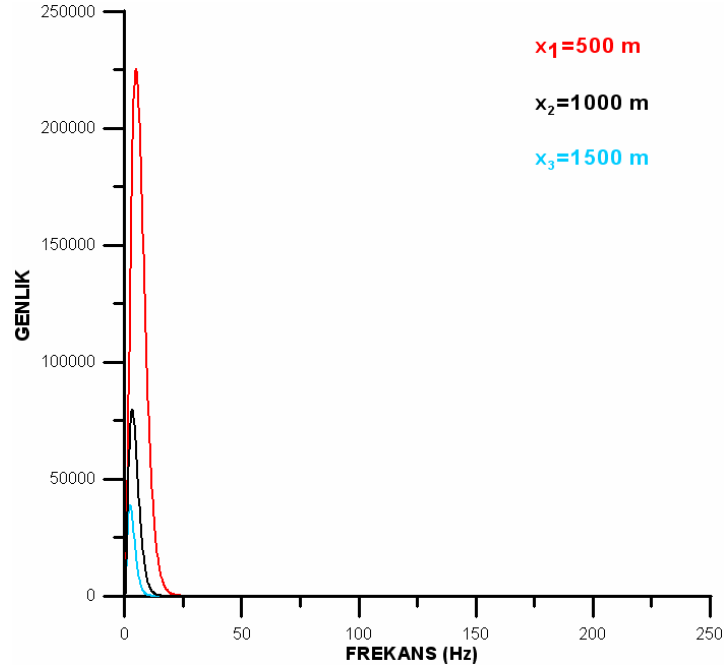
Soğrulma katsayısını etkileyen bu üç parametrenin dalga biçimini üzerindeki etkileri incelendiğinde en fazla etkinin sismik kalite faktöründeki değişimin olduğu görülmektedir. Çünkü hız ve kat edilen mesafe için kullanılan artış miktarı sismik kalite faktörü için kullanılan artıştan fazla olmasına rağmen, dalga biçimindeki en büyük değişikliğe sismik kalite faktörünün değişimi neden olmuştur.



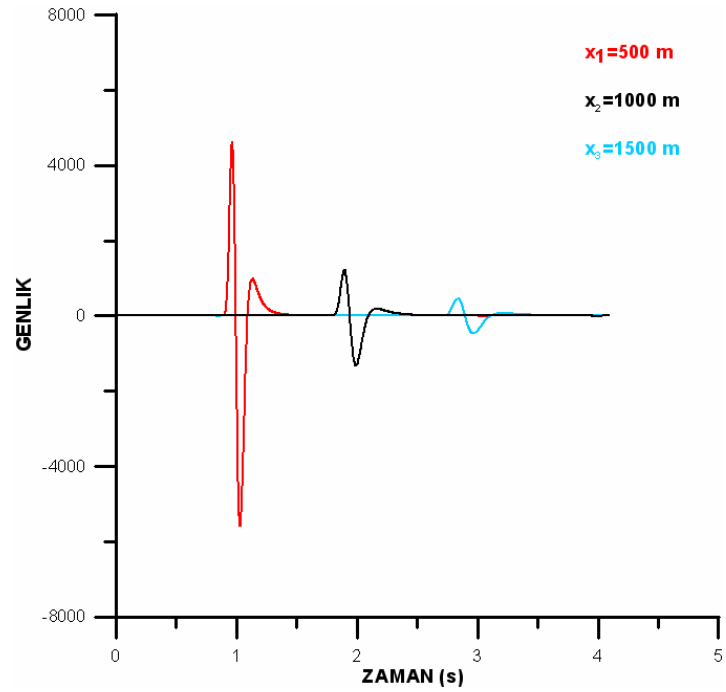
Şekil 4.3 Hızın artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Genlik Spektrumu). Sismik kalite faktörü $q=10$, kat edilen mesafe $x=500$ m olarak alınmıştır



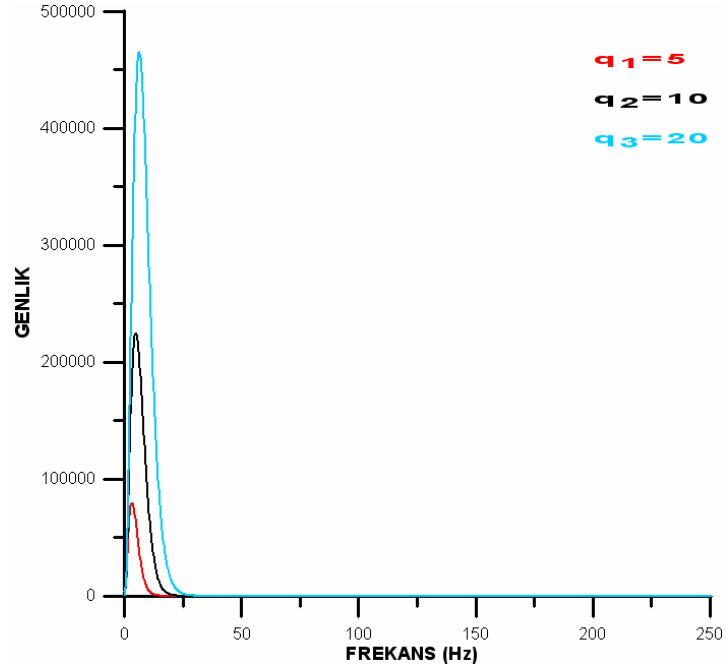
Şekil 4.4 Hızın artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Zaman Serisi). Sismik kalite faktörü $q=10$, kat edilen mesafe $x=500$ m olarak alınmıştır



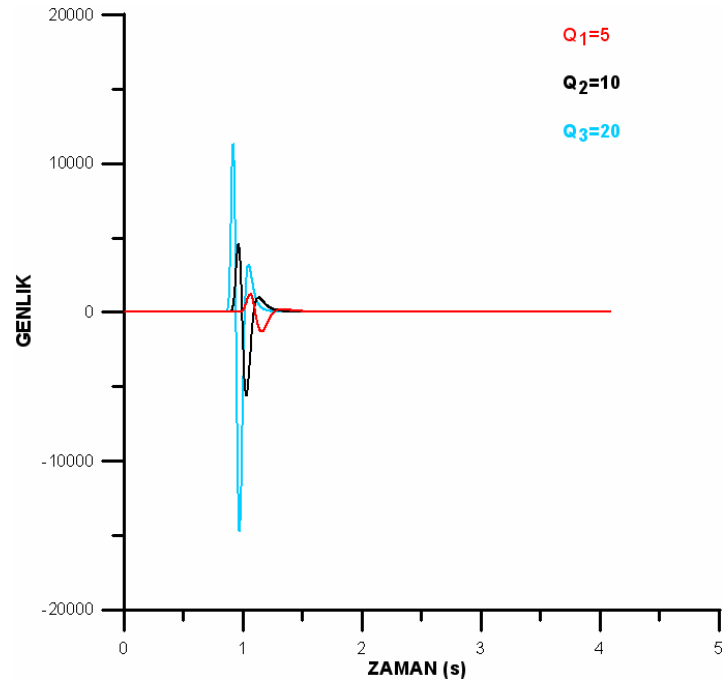
Şekil 4.5 Kat edilen mesafenin artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Genlik Spektrumu). Sismik kalite faktörü $q=10$, hız $v=600$ m/s olarak alınmıştır



Şekil 4.6 Kat edilen mesafenin artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Zaman Serisi). Sismik kalite faktörü $q=10$, hız $v=600$ m/s olarak alınmıştır



Şekil 4.7 Sismik Kalite Faktörünün “Q” artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Genlik spektrumu). Hız $v=600$ m/s, kat edilen mesafe $x=500$ m olarak alınmıştır



Şekil 4.8 Sismik Kalite Faktörünün “Q” artması durumunda Soğrulmanın Ricker Dalgacığı üzerindeki etkisi (Zaman Serisi) $v=600$ m/s, $x=500$ olarak alınmıştır

4.3 Soğrulmanın Dalga Biçimine Etkisi

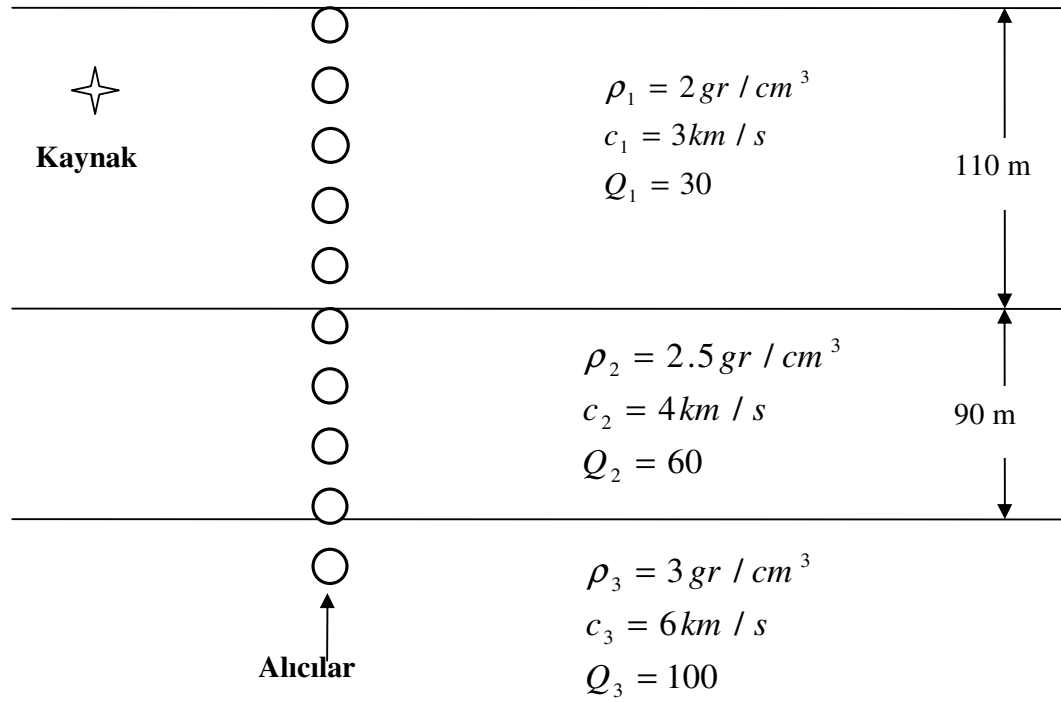
Soğrulmanın etkilerini Ganley'in 1981 yılında yapmış olduğu çalışmayla incelersek, Şekil 4.9 'de 3 katmanlı bir ortamı göstermektedir. Birinci katman 110 m kalınlığında, 2 gr/cm³ yoğunluğunda, 3 km/s faz hızında ve Q 30 değerindedir. İkinci katman 90 m kalınlığında, 2,5 g/cm³ yoğunluğunda, 4 km/s faz hızında ve Q 60 değerindedir. Üçüncü katman ise yarı sonsuz, 3 g/cm³ yoğunluğunda 6 km/s faz hızında Q değeri 100' dür. Alınan Q değerleri ve faz hızları 100 Hz' deki değerlerdir. Alçak frekans kesintisi 0.011190808 radyans/saniyeye olarak ayarlanmıştır. Yansıma katsayısı 1.0' dir. Bu modelde kaynağın derinliği 50 m' dir. Sentetik izler yüzeyde ve 25' ten 250 metreye kadar 25' er metre de bir ölçüm yapılarak 10 adet derinlikte ölçülmüştür.

Her katmanda yukarı çıkan ve aşağı inen dalgaların Fourier dönüşümleri 0-500' Hz de dahil olmak üzere 257 farklı frekans değeriyle değerlendirilmiştir. Yani $\Delta f = 500/256 = 1.953125$ Hz ' dir. FFT kullanıldığı için bu Δt 1 ms ve 512 nokta ölçülmüştür. Butterworth alçak geçişli filtresi antialias filtresini simgelemek için kullanılmıştır. Çok terimli Butterworth polynomial 12'dir ve genlik 250 Hz' nin altında 3 dB, 500 Hz' nin altında ise 72 dB' dir.

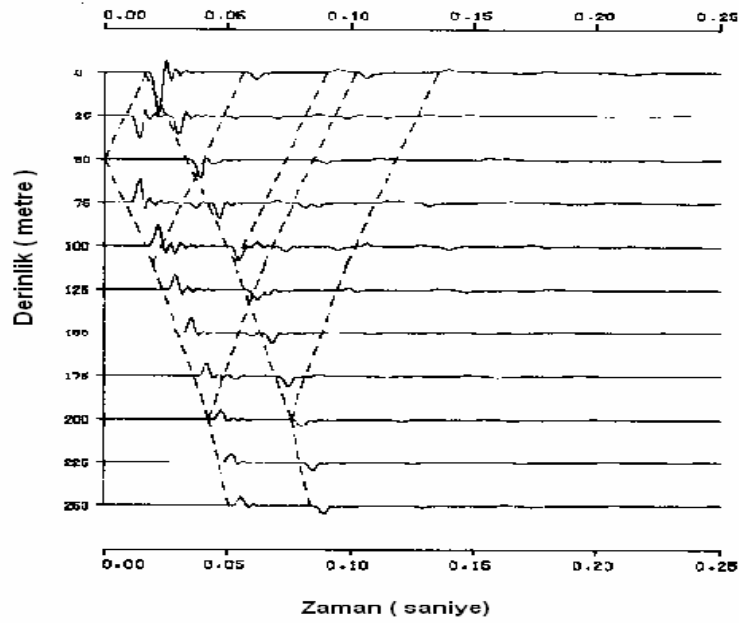
Şekil 4.10, Şekil 4.9 ' deki 3 katmanlı yer modeli için oluşturulmuş sentetik izlerin sismogramıdır. En yüksek iz yüzey sentetik sismogramıdır ve sonraki 10 iz belirtilen derinliklerdeki sentetik izlerdir. 50 m derinliğindeki izde kaynaktan gelen direk bir dalga yoktur çünkü bu derinlik kaynağın derinliğine eşittir. Kaynağın merkezden uzaklığı 0'dır ve yukarı çıkan -1 genlikteki spike ile aşağı inen 1 genliğindeki spike' n toplamıdır. Kaynağın iki karşıt tarafındaki yukarı çıkan ve aşağı inen dalgalarını zıt polariteleri ile farklı birimlerdeki yansımalar ve farklı katmanlardaki aşağı inen ve yukarı çıkan dalgalar, Şekil 4.10 'de gösterilmektedir. Soğrulma, şekilden de anlaşılacağı gibi genlikte bir azalmaya ve dalgaların zamanla genişlemesine neden olmuştur.

Kısacası soğrulma, yayılım mesafesinin artmasıyla genliğin bozulmasına, yüksek frekanslarını düşük frekanslara nazaran diferansiyel soğrulma nedeniyle sismik sinyalin

genişlemesine, minimum faz dağılımı nedensellik açısından tutarlı olmasına neden olmuştur. (Bale *et al.* 2002).



Şekil 4.9 Sentetik sismogram için kullanılan 3 katmanlı derinlik modeli. Kaynak 50 m derinlikte ve alıcılar 25 m lik aralıklarla yerleştirilmiş. Q ve c 100 Hz' de ki değerlerdir (Ganley 1981)



Şekil 4.10 3 Katmanlı yer modeli için sentetik sismogramdır. Çizgili satırlar belirli ışınları gösterir (Ganley 1981)

5. MODELLEME

5.1 Dispersiyonun ve Soğrulmanın Modellenmesi

Aslında yarı sonsuz ortamda bir yüzey dalgası yayılırken yüzey dalgasına hem soğrulma hem de dispersiyon birlikte etki eder. Fakat bu iki olayı daha iyi ifade etmek için önceki bölümlerde soğrulma ile dispersiyonun dalga biçimi üzerindeki etkileri ayrı ayrı incelenerek anlatılmıştır. Bu bölümde ise soğrulma ve dispersiyonun bir arada iken dalga biçimini nasıl değiştirdiği incelenecektir.

5.1.1 Frekans bağımlı sismik kalite faktörü ile modelleme

Yapılan çalışmaların bir çoğunda Q sismik kalite faktörü frekansın değişimi karşısında sabit olduğu kabulüyle işlemler yapılmıştır. Sismik dalga hızı frekans bağımlı olarak yayılırken ve soğrulmada frekans bağımlı olduğundan, sismik kalite faktörü de “Q” aynı şekilde frekans bağımlı olacak şekilde seçilebilir. Q değerleri belli frekanslarda azalabilir veya artabilir.

Sismik kalite Q faktörünün frekanstaki artımı veya azalımı “Gauss fonksiyonu” ile ifade edilirse;

Gauss Fonksiyonu;

$$Q(\omega) = p + r e^{-s(\omega - \omega_0)^2} \quad (5.1.1.1)$$

ve 4.1.4 denklemine, 5.1.1.1. ve 3.2.3 denklemleri eklenir;

$$G(\omega) = F(\omega) e^{-\alpha(\omega)x} e^{iH \left[\ln e^{-\alpha(\omega)x} \right]} e^{-i\omega \frac{x}{v(\omega)}}$$

Dispersif Hız Fonksiyonu

Q Sismik Kalite Faktörü

$$v(\omega) = v_{\infty} \frac{\omega + b}{\omega_0 + b \frac{v_{\infty}}{v_0}}$$

$$Q(\omega) = p + r e^{-s(\omega - \omega_0)^2}$$

Buradaki b Dispersif faktör; v_0 Sıfır frekansındaki hız; v_∞ Sonsuz frekanstaki hız; x kat edilen mesafe; p Sismik kalite faktörü; r p üzerine oturan Gauss eğrisinin yüksekliği; s Gauss eğrisinin genişliği; f_0 Gauss eğrisinin tepe noktasının frekansı olarak tanımlanmıştır.

Soğrulma katsayısına (denklem 4.3), hız fonksiyonu ve frekans bağımlı sismik kalite faktörü eklenir;

$$\alpha(\omega)x = -\frac{\omega}{2Q(\omega)v(\omega)}x = -\frac{x}{v_\infty} \frac{\omega(\omega + b \frac{v_\infty}{v_0})}{2(\omega + b)[p + re^{-s(\omega - \omega_0)^2}]} \quad (5.1.1.2)$$

Aynı şekilde Hilbert Dönüşümüne hız fonksiyonu ve frekans bağımlı sismik kalite faktörü eklenirse;

$$H \left[\ln e^{-\alpha(\omega)x} \right] = H \left[-\frac{\omega}{2Q(\omega)v(\omega)}x \right] = -\frac{x}{v_\infty} H \left\{ \frac{\omega \left(\omega + b \frac{v_\infty}{v_0} \right)}{2(\omega + b) \left[p + re^{-s(\omega - \omega_0)^2} \right]} \right\} \quad (5.1.1.3)$$

5.1.1.2 ile 5.1.1.3 denklemleri elde edilir.

Denklemleri daha sade ifade edebilmek için aşağıdaki terimler kullanılırsa,

$$\beta(\omega) = \frac{\omega(\omega + b \frac{v_\infty}{v_0})}{(\omega + b)} \quad \gamma(\omega) = \frac{\beta(\omega)}{2Q(\omega)}$$

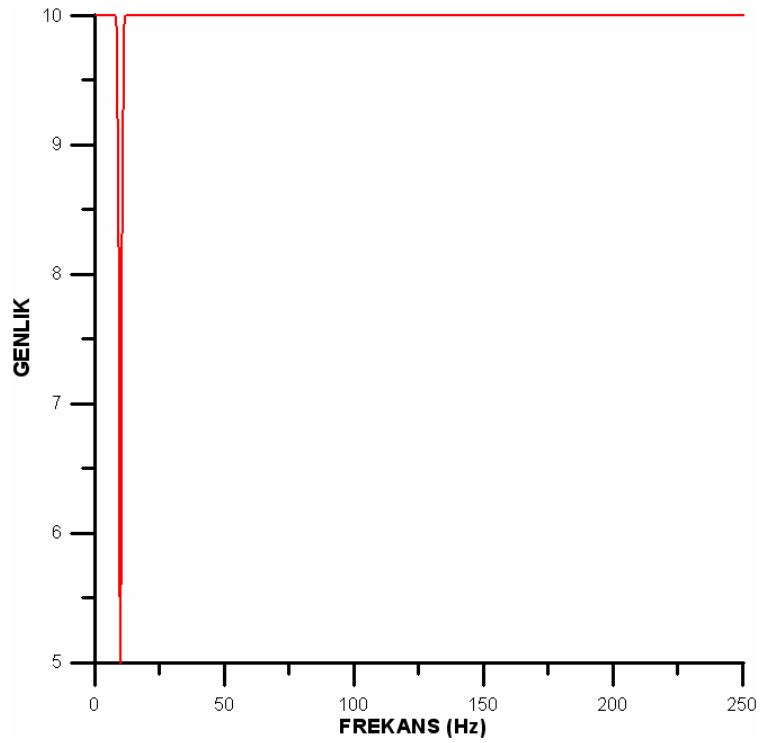
En sade şekilde 5.1.1.4 denklemi elde edilir.

$$G(\omega) = F(\omega) e^{-\frac{x}{v_\infty} \gamma(\omega)} e^{-i \frac{x}{v_\infty} H[\gamma(\omega)]} e^{-i \frac{x}{v_\infty} \beta(\omega)} \quad (5.1.1.4)$$

Model fonksiyonu olan 5.1.1.4 denklemleri sade bir şekilde yazılırsa 5.1.1.5 ifadesi elde edilir ve bu fonksiyon model fonksiyonu olarak tanımlanır.

$$G(\omega) = F(\omega) e^{-\frac{x}{v_{\infty}} \gamma(\omega)} e^{-i \frac{x}{v_{\infty}} \{H[\gamma(\omega)] + \beta(\omega)\}} \quad (5.1.1.5)$$

Denklem 5.1.1.1 ile ifade edilen Q sismik kalite faktörünün genlik spektrumu Şekil 5.1’ de gösterilmiştir ve 5.1.1.5 denkleminde de anlaşılabileceği gibi sismik kalite faktörü sabit bir değer değil frekansın bir fonksiyonudur. Q sismik kalite faktörünün değeri 10 Hz’ de azalmıştır (Bunun tersi olarak belli bir frekansta Q sismik kalite faktörü artabilir).



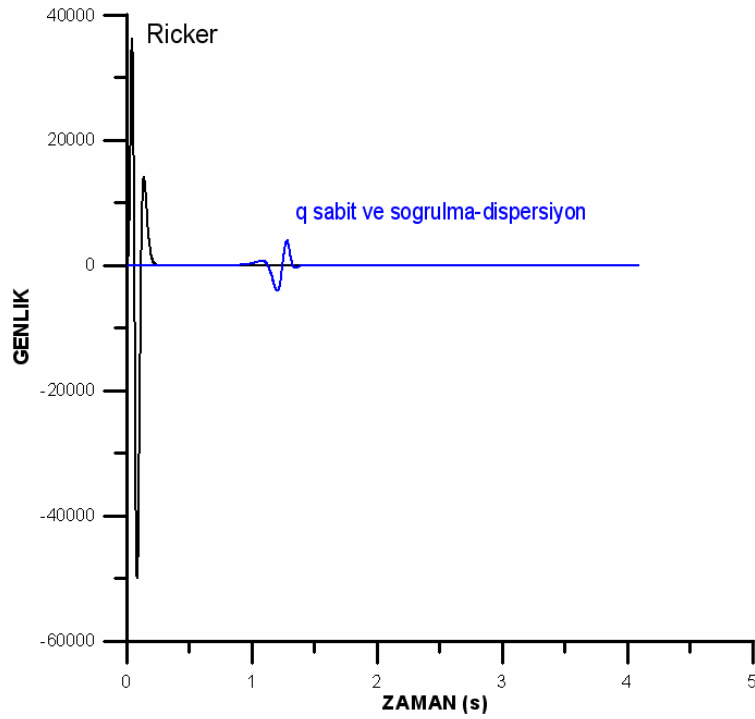
Şekil 5.1 Frekans bağımlı “Q” Sismik Kalite Faktörünün genlik spektrumu

Çizelge 5.1 denklem 5.1.15 kullanılan model parametreleri

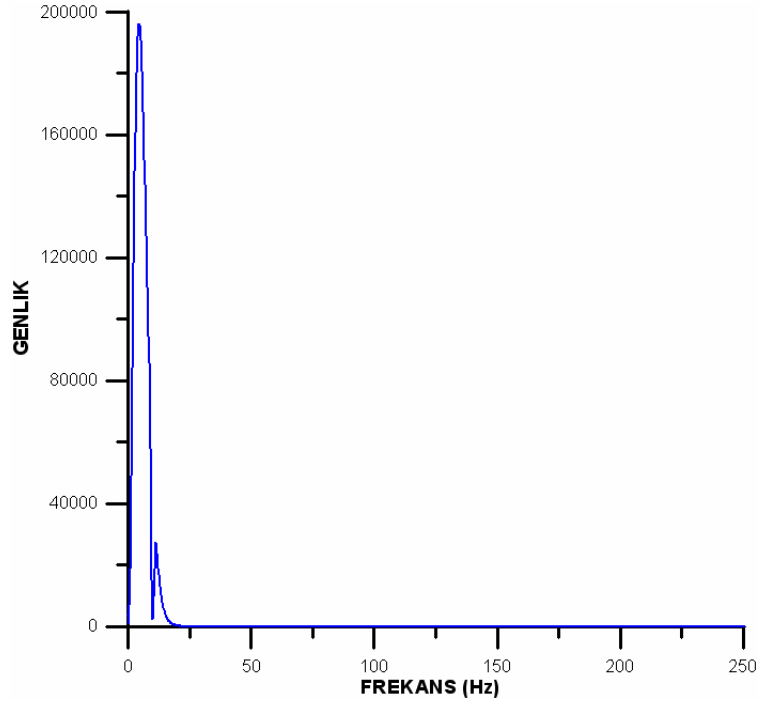
b	v_0	v_{∞}	x	p	r	s	f_0
100	600	400	500	10	-5	0.05	10

Sismik kalite faktörü $Q=10$ gibi sabit bir değer aldığında Şekil 5.2’de gösterilen dalga biçimi elde edilir. Fakat 5.1.1.5 denklemleriyle verilen model fonksiyonu ve Çizelge 5.1 ile belirtilen değerler kullanılırsa elde edilen dalga biçimi Şekil 5.2’ de gösterilen dalga biçiminden farklı olur.

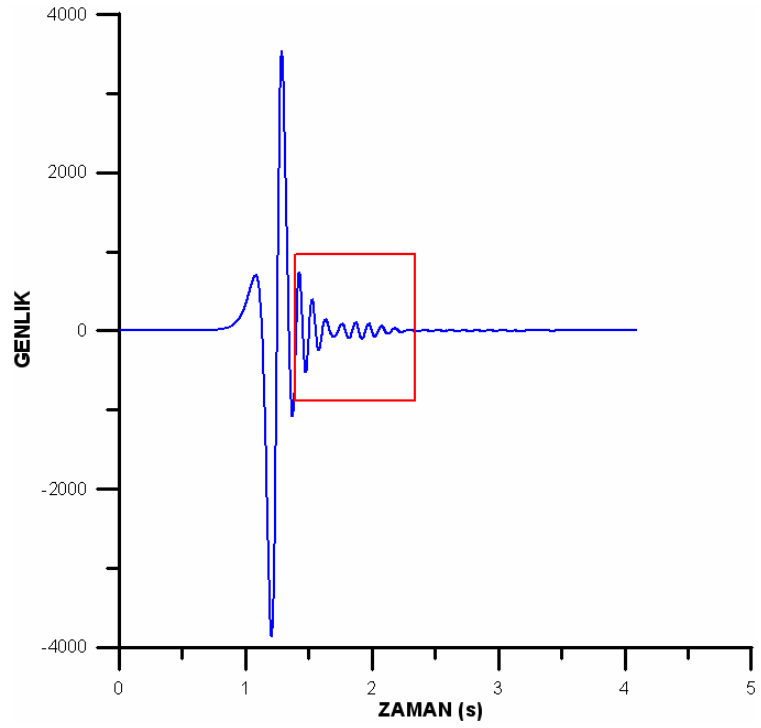
Sismik kalite faktörü frekans bağımlı ise Şekil 5.3’ de gösterilen genlik spektrumu elde edilir ve 10 Hz civarında enerjinin daha fazla soğrulduğu sonucu çıkarılabilir. Bu durumda çıktı dalgacığının dalga biçimi bozulacaktır ve sismik kalite faktörünün frekans bağımlılığı dalgacığın yaklaşık olarak 1.70 saniye sonrasında bulunan salınımlara sebep olacaktır (Şekil 5.4).



Şekil 5.2 Sismik kalite faktörü sabit bir değer ($Q=10$) olduğu durumdaki dalga biçimi

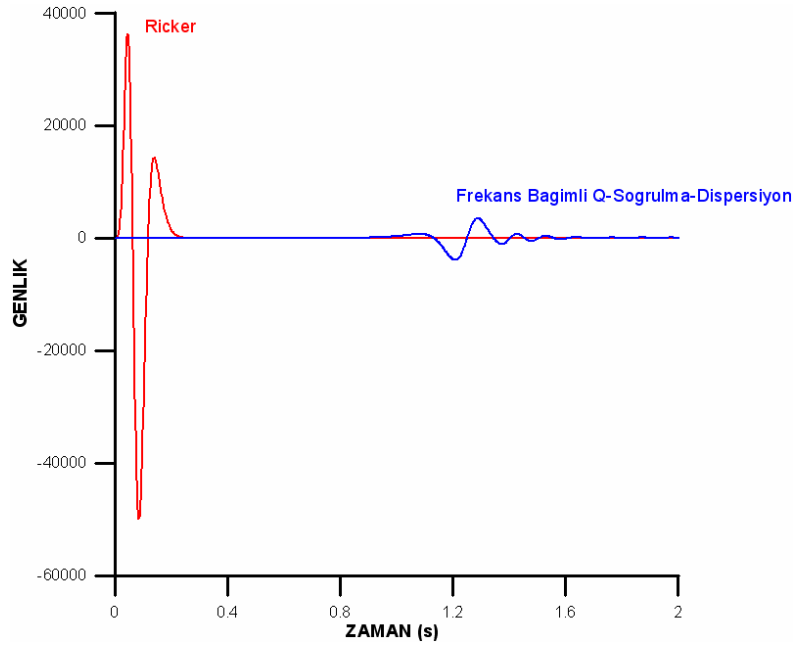


Şekil 5.3 Sismik kalite faktörünün frekans bağımlı olduğu durumda Soğrulma sonucu oluşan çıktı dalgacının genlik spektrumu



Şekil 5.4 Sismik kalite faktörünün frekans bağımlı olduğundaki dalga biçimi.

Sonuç olarak bir girdi Ricker dalgacığının frekans bağımlı soğrulma ve dispersiyon sonucunda dalga biçimi değişmiş ve yüksek frekanslar soğrulmuş, geriye düşük frekanslar kalmıştır. Bu durumda uzun dalga boylu sinyaller daha uzak noktalardan hissedilecektir. Bununla birlikte dispersiyondan dolayı sinyal zamanda yayılmış ve sinyalin düşük frekanslı bileşenleri daha erken gelmeye başlamıştır (Şekil 5.5).



Şekil 5.5 Dispersiyon ve soğrulma sonucu oluşan dalga biçimi zaman serisi

5.2 Dispersiyona ve Soğrulmaya Ait Örnek Çalışma

Dispersiyonu ve soğrulmayı, Mc Donal ve diğerleri tarafından yapılan bir çalışmayla örneklersek, dalga formunun bir tek atışta farklı mesafelerden kaydedilmesi üzerine gerçekleştirdikleri deney, yüzey dalgası dispersiyonun ölçülmesi ve gösterilmesi için bize eşsiz bir fırsat sunmaktadır. Dalga formları, bir tek atışta beş farklı konumdan 91.3 ft' den başlayıp 491 ft'e kadar değişen mesafelerden kaydedilmiştir. Şekil 5.6 bu kaydı göstermektedir.

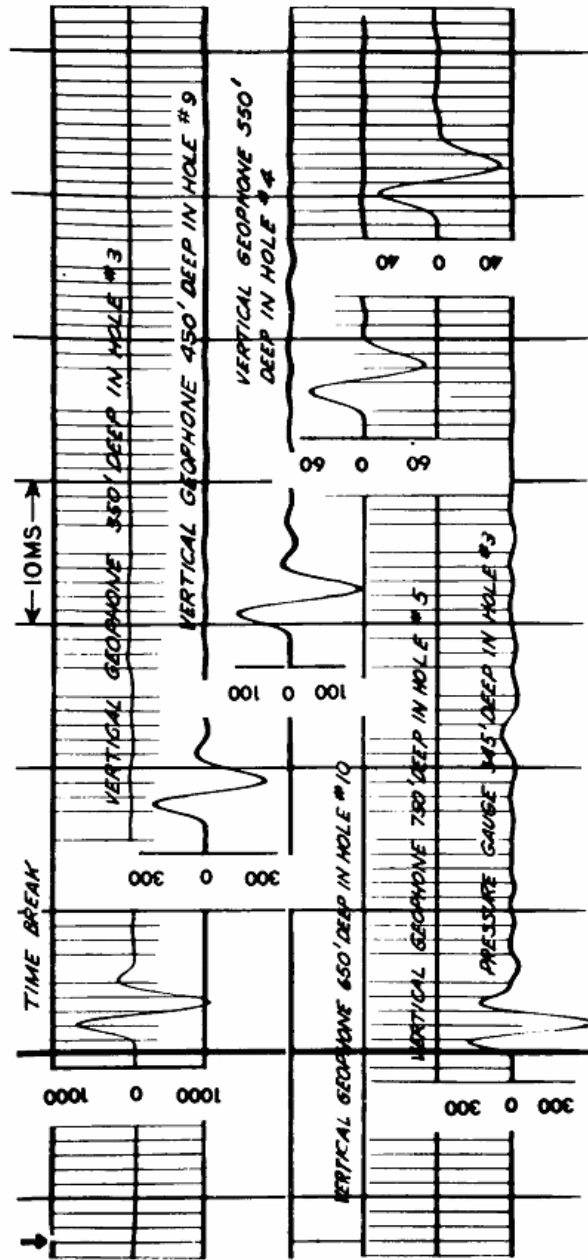
Burada yapılacak işlem; ortamın yayılım sabitini belirlemek için beş dalga formunu kullanarak 91.3 ft mesafede gözlemlenen dalga formundan, atıştan 491 ft. uzaklıktaki dalga formunu doğru bir şekilde tahmin etmektir.

Mc Donal ve diğerleri; her bir harmoniğin soğrulma katsayısını bulmak için, beş dalganın genlik spektrumlarını kullanmıştır. Soğrulma katsayısının, 100cps'ten 500cps'e kadar değişen frekans aralığında doğrusal artış gösterdiği görülmüştür. Altı adet kayıttan elde edilen ortalama soğrulma katsayısı değeri $\alpha=0,12f$ (dB/1.000 ft) yada $1.38 \times 10^{-5} f$ (ft⁻¹) olarak bulunmuştur.

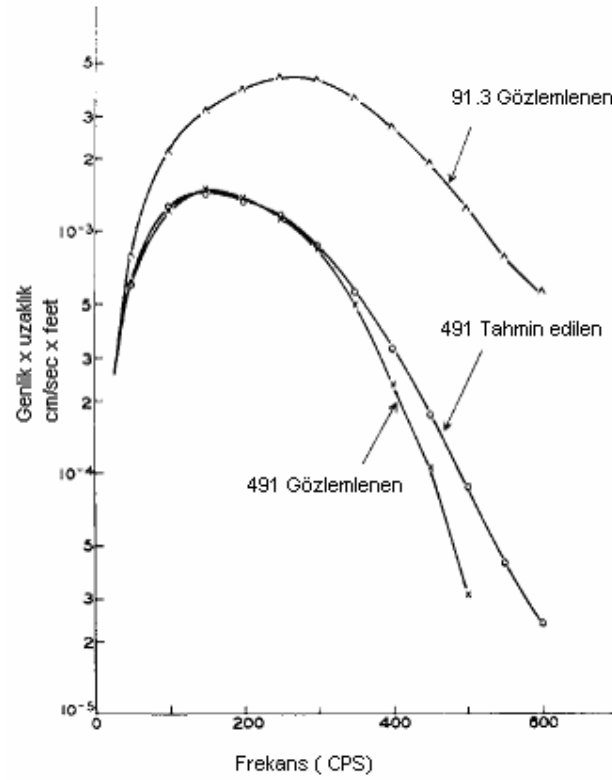
$(k+ia)$ olarak verilen yayılım sabitindeki α 'yı yani genliği kullanarak, 91.3 ft' deki genlik cevabından 491 ft' deki genlik cevabını tahmin etmek mümkündür. Gerçekleştirilen tahmin ile dalganın gözlemlenmesiyle elde edilen (Şekil 5.7) genlik spektrumunun karşılaştırılmasından çıkan sonuçlar oldukça iyidir.

Hiç dispersiyon olmadığını varsayarsak 91.3 ft' deki faz cevabı 491 ft' deki faz cevabına eş olacaktır. 491 ft için tahmin edilen dalga formu Şekil 5.8'de 2. satırda solda gösterilmektedir. Tahmin edilen atıştaki ölçüm çizgisi, 91.3 ft' deki dalga formunda işaretlenmiş başlangıç zamanına uymaktadır. Ölçüm çizgisi tahmin edilen dalganın başlangıç süresini göstermemektedir ama çok yavaş yükselen bir öncünün ardından gene de iyi bir düzeye ulaşmaktadır.

Tahmin edilen dalganın formu 91.3 ft' de gözlemlenen dalga formu ile karşılaştırılmıştır (Şekil 5.8 2. satır sağda) karşılaştırmadan elde edilen sonuç sağlıklıdır. Gözlemlenen dalga formunda, tahmin edilen uzun öncü görülmemiştir. Tahmin edilen dalga formunu gösteren ölçüm çizgisiyle gözlemlenen dalga formunun başlangıcı arasında hiçbir bağıntı yoktur.



Şekil 5.6 Bir tek atışta beş farklı konumdan 91.3 ft' den başlayıp 491 ft'e kadar değişen mesafelerde kaydedilmiş dalga formları (Wuenschel 1965)

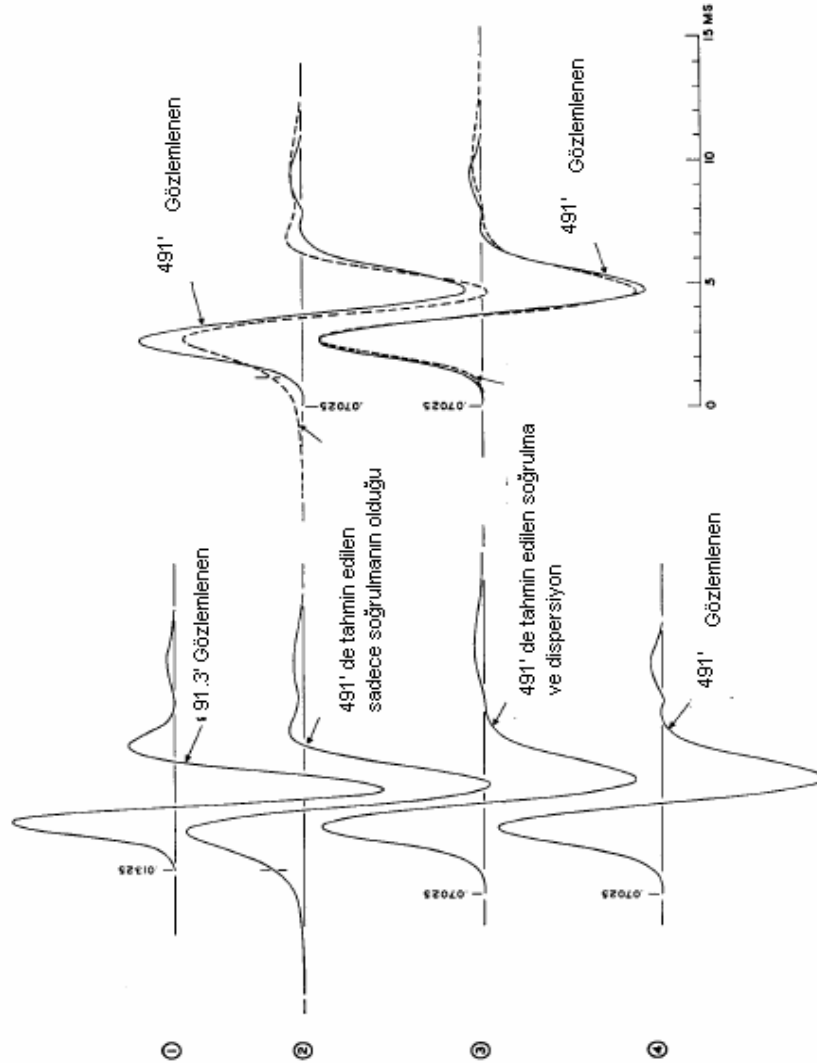


Şekil 5.7 Gerçekleştirilen tahmin ile dalga'nın gözlemlenmesiyle elde edilen genlik spektrumunun karşılaştırılması (Wuenschel 1965)

Bu sağlıksız tahmin, genlikteki değişimin tek başına gerçek dalga formundaki değişimi tayin etmede yeterli olamadığını göstermiştir. Bu nedenle de faz ve genlik değişiminin bileşimi kullanılmıştır.

Faz değişimi daha önce de belirtildiği gibi dispersiyondan kaynaklanır. Dispersiyon basit bir deyişle, daha önceki bölümlerde tanımını yaptığımız gibi, dalga oluşumunu sağlayan her bir frekans bileşeninin farklı hızda hareket etmesidir. Her beş dalga'nın Fourier spektrumları (Şekil 5.6) genlik spektrumu olduğu kadar faz spektrumunu da içerir. Genlik spektrumları, soğrulma katsayılarını oluşturmak için, faz spektrumları da dispersiyonu belirlemek için kullanılmıştır.

Deneyle belirlenmiş soğrulma katsayısı $\alpha=1.38 \times 10^{-5} f(f^1)$ ve 91.3ft’ de gözlemlenen dalga formu ile tahmin edilen 491ft’ deki dalga formu Şekil 5.8’ de (3. satır, solda) gösterilmektedir ve 491 ft’ de gözlemlenen dalga formu karşılaştırılmaktadır (3.satır, sağda). Karşılaştırma sonucu oldukça iyidir. Başlangıç süreleri birbirine yakındır ve tüm dalga formları özdeştir.



Şekil 5.8 Gerçekleştirilen tahmin ile dalganın gözlemlenmesiyle elde edilen dalga formlarının karşılaştırılması (Wuenschel 1965)

Buradaki örnekten de anlaşılacağı gibi, nedensellik ilkesinin sonucu olarak soğrulmanın varlığı dispersiyonun varlığını da gerektirmektedir (Wuenschel 1965).

Biliyoruz ki depremlerde veya patlatmalarda yerleşim yerlerine en çok zarar veren dalgalar yüzey dalgalarıdır. Dispersiyon ve soğrulma deprem veya patlatmalarla oluşan yüzey dalgası etkilerinin kaynaktan daha uzak noktalarda dahi etkisini göstermesine neden olur. Kaynaktan uzaklaştıkça ilerleyen dalgada düşük frekansların kalması dalganın ilerlediği ortamın rezonansa girmesine neden olur. Bu durumda yerleşim yerlerinde büyük hasarlar meydana gelebilir. Bizim çalışmalarımızın amacı bu etkileri en aza indirmek ve yeraltının dispersif ve absortif yapısını belirlemektir.

6. ARAZİ UYGULAMALARI

6.1. Arazi Çalışmaları

Açık işletmelerdeki patlatmalı kaya kazılarının neden olduğu titreşimlerin, çevre yerleşim birimlerini etkilediği bilinmektedir. Ankara Üniversitesi ve TKİ Genel Müdürlüğü arasında imzalanarak gerçekleştirilen 2004-2005 Projesi, söz konusu titreşimlerin belirlenmesinde ve en aza indirilmesinde, alışlagelmiş yöntemlerden daha farklı ve etkin bir yaklaşım getirmiştir (Aldaş *vd.* 2006).

Proje kapsamında, verilerin kaydedilmesi için iki adet titreşim ölçer ve bunlara bağlı manyetolu radyo-iletişim sistemi temin edilmiş; kaydedilen verilerin değerlendirilmesi amacıyla özel bir yazılım paketi geliştirilmiştir. Değerlendirme sonucu hesaplanan optimal patlatma parametreleri, patlatma ekibi tarafından arazide uygulanmış ve elde edilen kayıtların incelenmesi sonucu titreşimlerin en aza indirilmesinde, beklenildiği gibi önemli bir başarı sağlanmıştır (Aldaş *vd.* 2006).

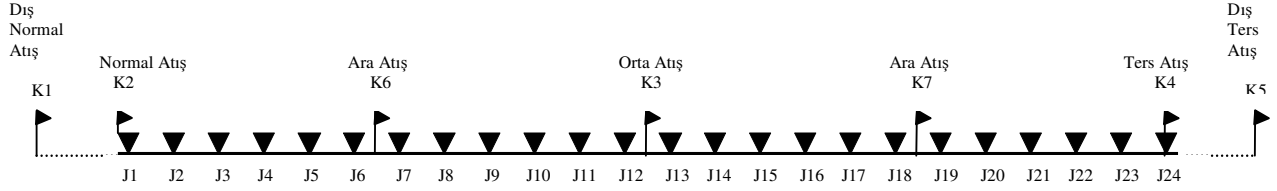
6.1.1 Jeofizik Çalışmalar

5-9 Temmuz 2005 tarihleri arasındaki ilk grup arazi çalışmasında bölgenin jeolojik yapısını belirlemek amacıyla jeofizik etüt yapılmıştır. Sismik kırılma yapıları havza yapısının jeofizik incelemesi gerçekleştirilmiş, sismograflar için en uygun lokasyonlar belirlenmiştir. Araziden sismik kırılma verisi toplanırken, Ankara Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği Bölümüne ait olan 24 Kanallı ABEM TERRALOC MK6 sismik kırılma aleti kullanılmıştır. Sismik kırılma profil veri toplama düzeneği Şekil 6.1’ de verilmiştir.

Kaynak noktaları (atış noktaları) rast gele olmayıp belirli bir atış düzeni içindedir. Arazi durumu ve amaca göre gerektiğinde atış uzaklıklarındaki dengeyi bozmayacak şekilde veri güçlendirilmesi için ara atışlar yapılabilir (Telford *et al.* 1978).

Şekil 6.2 Muğla-Yatağan-Yeşilbağcılar İlçesi’ de gerçekleştirilen Beş Atışlı Sismik Kırılma Yöntemine ait atış-alıcı düzeni görülmektedir. Sismik kayıtçı 24 kanal

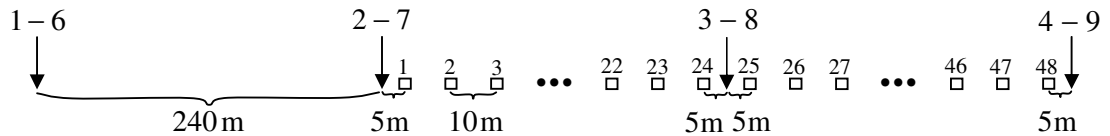
olduğundan birbirlerini takip eden iki serim için her atış noktasında iki atış yapılmıştır. (Şekilde görülen 1-6, 2-7, 3-8, 4-9 ve 5-10 no' lu atışlar).



Şekil 6.1 Sismik kırılma genel profil veri toplama düzeneği (Aldaş vd. 2005)

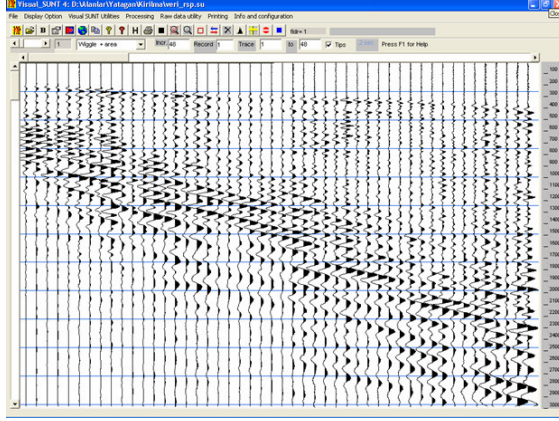
Atış aralıkları 240'ar metre, jeofon aralıkları 10'ar metredir. 2-7. atışlar ile 1. jeofonun arası 5 metre, 3-8. atışlar ile 24. jeofonun arası 5 metre, 3-8. atışlar ile 25. jeofonun arası 5 metre ve 4-9. atışlar ile 48. jeofonun arası 5 metredir. Uzak offset (örneğin 1-6. atışla 48. jeofon arası) 720 metre olup 240 metre ve daha derin hedeflere inmek istenmiştir. Sismik profilin toplam boyu (1-6. atışlarla 5-10. atışlar arası) 960 metredir. Birinci atışın European Datum 50'deki mutlak koordinatları Kuzey 37.35284 Doğu 028.04210, beşinci atışın ise Kuzey 37.35338 Doğu 028.05294'dir. 7-15 metre derinliklerdeki atış kuyularında 4'er kg dinamit kullanılmıştır. Sismik veriler 0.5 milisaniye örnekleme aralığı ile toplam 4096 milisaniye dinlenerek toplanmıştır. Veri toplama aşamasında herhangi bir analog/sayısal süzgeç kullanılmamıştır. Kullanılan düşey jeofonların doğal titreşim frekansları 140 Hz'dir (Aldaş vd. 2005).

Bir ticari sismik kırılma yazılımı kullanılarak sismik veriler işlenmiştir. Veriler işlenirken herhangi bir sayısal süzgeç kullanılmamıştır. Çözümde topografyadan kaynaklanan statikler düzeltilmiş ve ABC yöntemi uygulanmıştır.

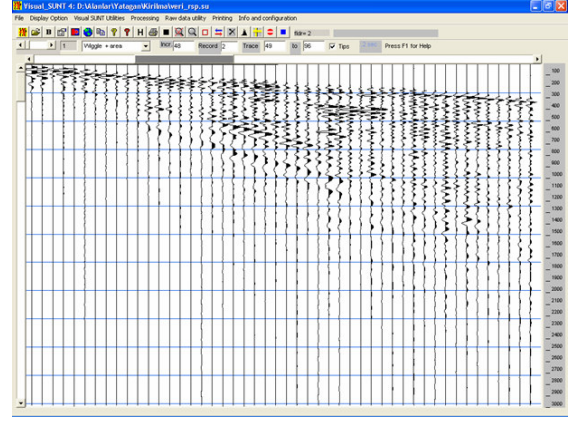


Şekil 6.2 Muğla-Yatağan-Yeşilbağcılar İlçesi' de gerçekleştirile beş atışlı sismik kırılma yöntemine ait atış-alıcı düzeni (Aldaş vd. 2005)

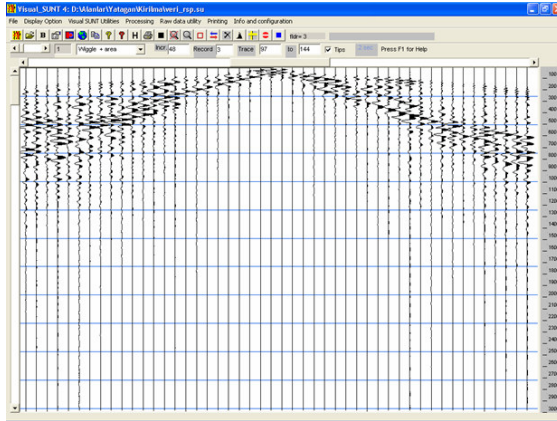
Araziden elde edilen sismik veriler Şekil 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 ve 6.7’de verilmiştir. Şekil 6.8’de zaman-uzaklık grafiği görülmektedir.



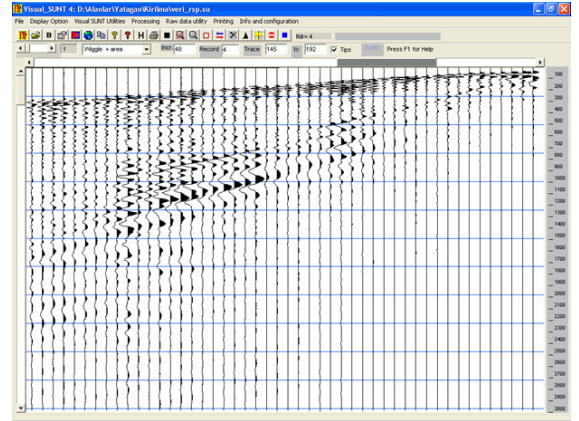
Şekil 6.3. Birinci Atış (Aldaş vd. 2005)



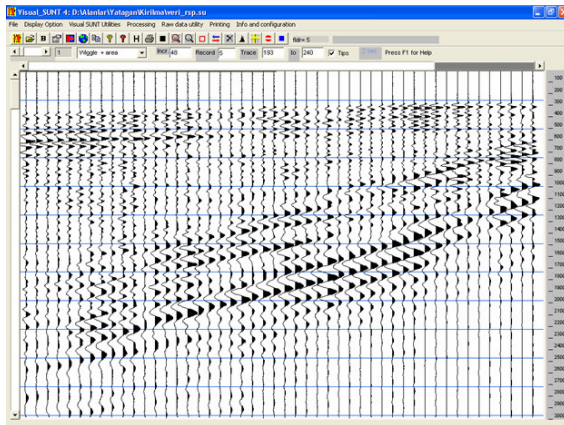
Şekil 6.4 İkinci Atış (Aldaş vd. 2005)



Şekil 6.5 Üçüncü Atış (Aldaş vd. 2005)



Şekil 6.6 Dördüncü Atış (Aldaş vd. 2005)

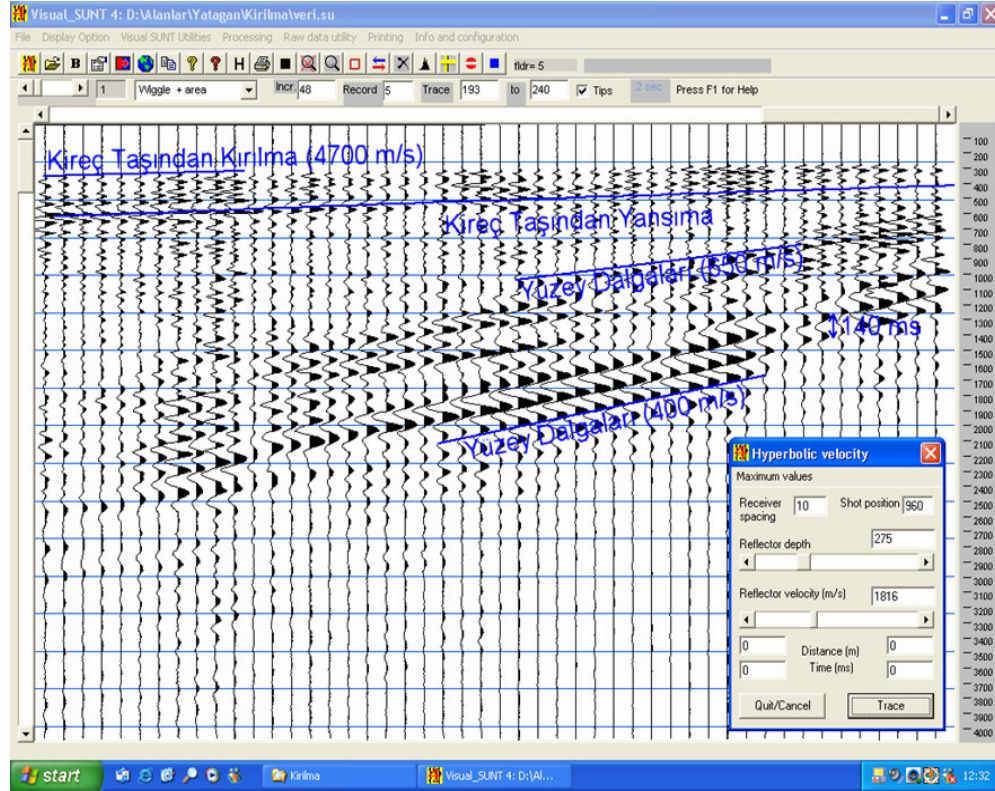


Şekil 6.7 Beşinci Atış (Aldaş vd. 2005)



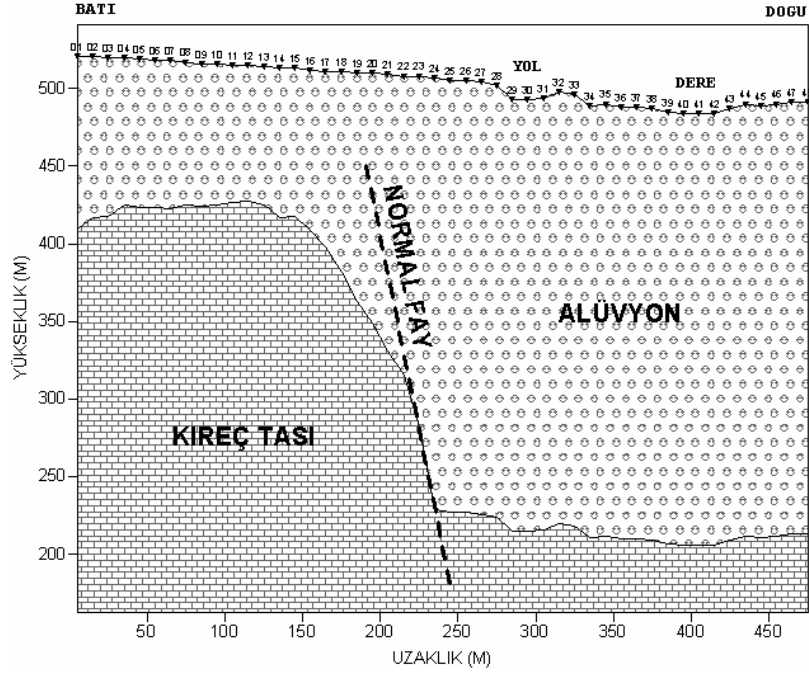
Şekil 6.8 Zaman-Uzaklık Grafiği
(Aldaş vd. 2005)

Şekil 6.9' de beşinci atışa ait bazı sismik fazlar gösterilmiştir. Temeli oluşturan kireç taşının görünür hızı 4700 m/s olarak ölçülmüştür. Yansıma hiperbolünden 1816 m/s alüvyon hızı için temel derinliği 275 metre olarak bulunmuştur.



Şekil 6.9 Beşinci atışta görülen sismik fazlar (Aldaş vd. 2005)

Bu derinlik sismik kırılma yöntemiyle bulunan derinlik ile uyum içindedir. Yüzey dalgaları 400-650 m/s'ler arasında hız dispersiyonu göstermektedir. Yüzey dalgalarına ait enerjinin önemli bir bölümü jeofonların sağır olduğu frekans bandına denk geldiğinden (yani <14 Hz) dalga biçimleri tam olarak kaydedilememiştir. Bu çalışmalar doğrultusunda bölgenin jeolojik yapısı belirlenmiştir. Şekil 6.10 Sismik Kırılma verisinin yorumlanmasını göstermektedir.



Şekil 6.10 Sismik kırılma verisinin yorumlanması (Aldaş vd. 2005)

6.1.2. Patlatma kaynaklı titreşimlerin ölçülmesi

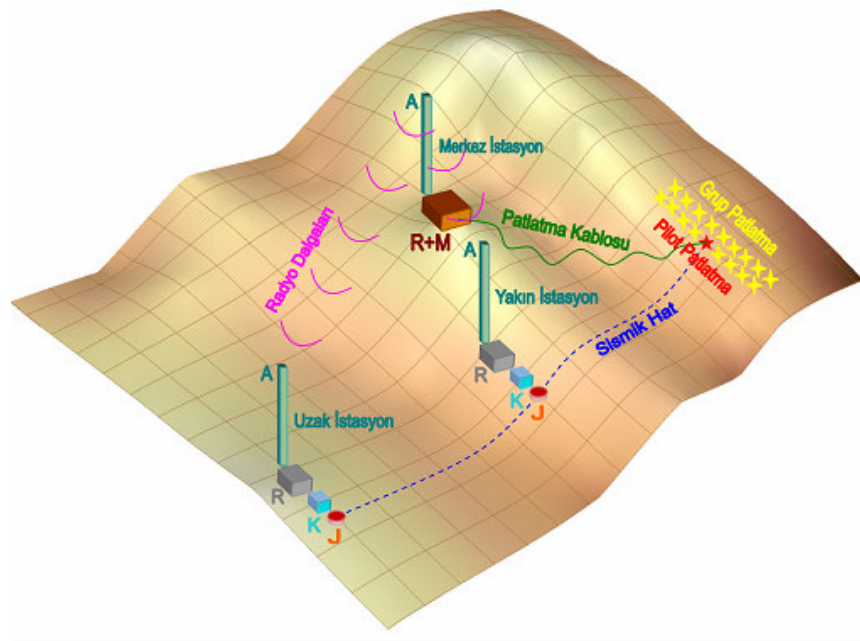
16 Temmuz- 30 Ağustos 2005 tarihleri arasındaki ikinci grup arazi çalışmalarında ise patlatmalardan kaynaklanan sarsıntılar kaydedilmiş, test patlatmaları yapılmış ve dalga biçimleri belirlenmiştir.

Projemizin 2005 yılı çalışmaları, Eskişehir'da ocak içi alanlarda gerçekleştirilmiştir. 2006 yılında çalışmalar, doğrudan Yeşilbağcılar Beldesine yönlendirilmiştir.

Patlatma kaynaklı titreşimler 2 adet ISTANTEL MINIMATE Plus (MM Plus) Marka titreşim ölçer ile kayıt edilmiştir. Klasik veri toplama yönteminden farklı olarak bu iki titreşim ölçer, Radyo-iletişim cihazlarından oluşan bir sistem ile beraber kullanılmıştır.

Kullanılan sistem bir manyeto ve üç adet radyo-iletişim cihazlarından oluşmaktadır (Şekil 6.11). Şekil 6.11' de gösterildiği gibi Merkez istasyonda bulunan Manyetonun bir çıkışı ateşlemeyi sağlarken, diğer çıkışı ateşleme anını kendisine bağlı R olarak adlandırılan birinci radyo-iletişim cihazına bildirir. Birinci radyo-iletişim cihazı ise

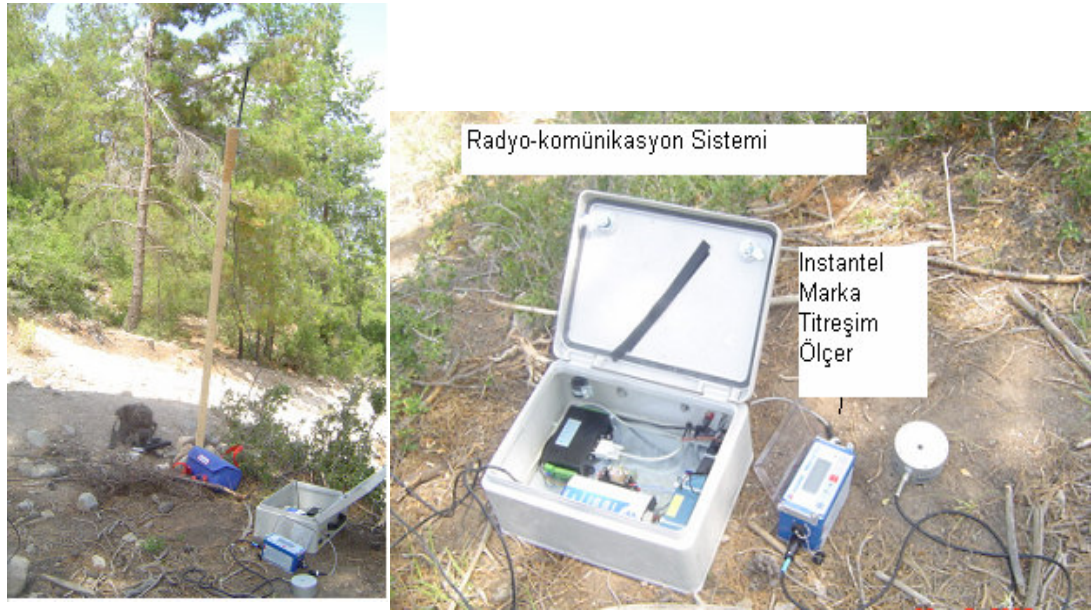
ateşleme anını uzaktaki yakın ve uzak istasyonlarda bulunan Şekil 6.11’ de R olarak gösterilmiş olan ikinci ve üçüncü radyo- iletişim cihazlarına iletir. İkinci radyo- iletişim cihazı ateşleme anını kendisine bağlı birinci Instantel MM Plus (K olarak gösterilmiştir) cihazının dış ateşlemesine (External Trigger) iletir ve kaydı başlatır. Üçüncü radyo- iletişim cihazı ise ateşleme anını kendisine bağlı ikinci Instantel MM Plus (K olarak gösterilmiştir) cihazının dış ateşlemesine (External Trigger) iletir ve kaydı başlatır. Amaç ateşleme yapıldığında anda her iki Instantel MM Plus cihazının aynı anda kayda geçmesini sağlamaktır. Birinci radyo- iletişim cihazının kendisine bağlı manyetodan aldığı ateşleme anını diğer radyo- iletişim cihazlarına iletmesi ve diğer radyo- iletişim cihazlarının ise kendilerine bağlı Instantel MM Plus cihazlarını tetiklemeleri sırasında oluşacak zaman gecikmeleri 500 ms’ yi aşmamaktadır. Ayrıca ikinci ve üçüncü radyo- iletişim cihazlarının kendilerine bağlı Instantel MM Plus cihazlarını tetiklemeleri sırasında oluşacak zaman gecikmelerindeki saçılma miktarı 50 ms’ yi aşmaz. Buradaki amaç sismik hız hesaplamalarındaki ölçüm hatalarının azaltılmaya çalışılmasıdır. Instantel MM Plus cihazlarının özellikleri Çizelge 6.1’ de verilmiştir.



Şekil 6.11 Titreşim Ölçer ve radyo- iletişim sistemlerinin arazideki konumları
Bahsedilen Titreşim Ölçer ve radyo-komünikasyon sistemleri Şekil 6.12 ve 6.13’ de gösterilmiştir. Şekil 6.12 ve 6.13’ de gösterilen ölçüm cihazlarıyla yapılan ölçüm noktalarının bazıları Şekil 6.14’ da verilmektedir.



Şekil 6.12 Manyeto ve birinci radyo- iletişim cihazı



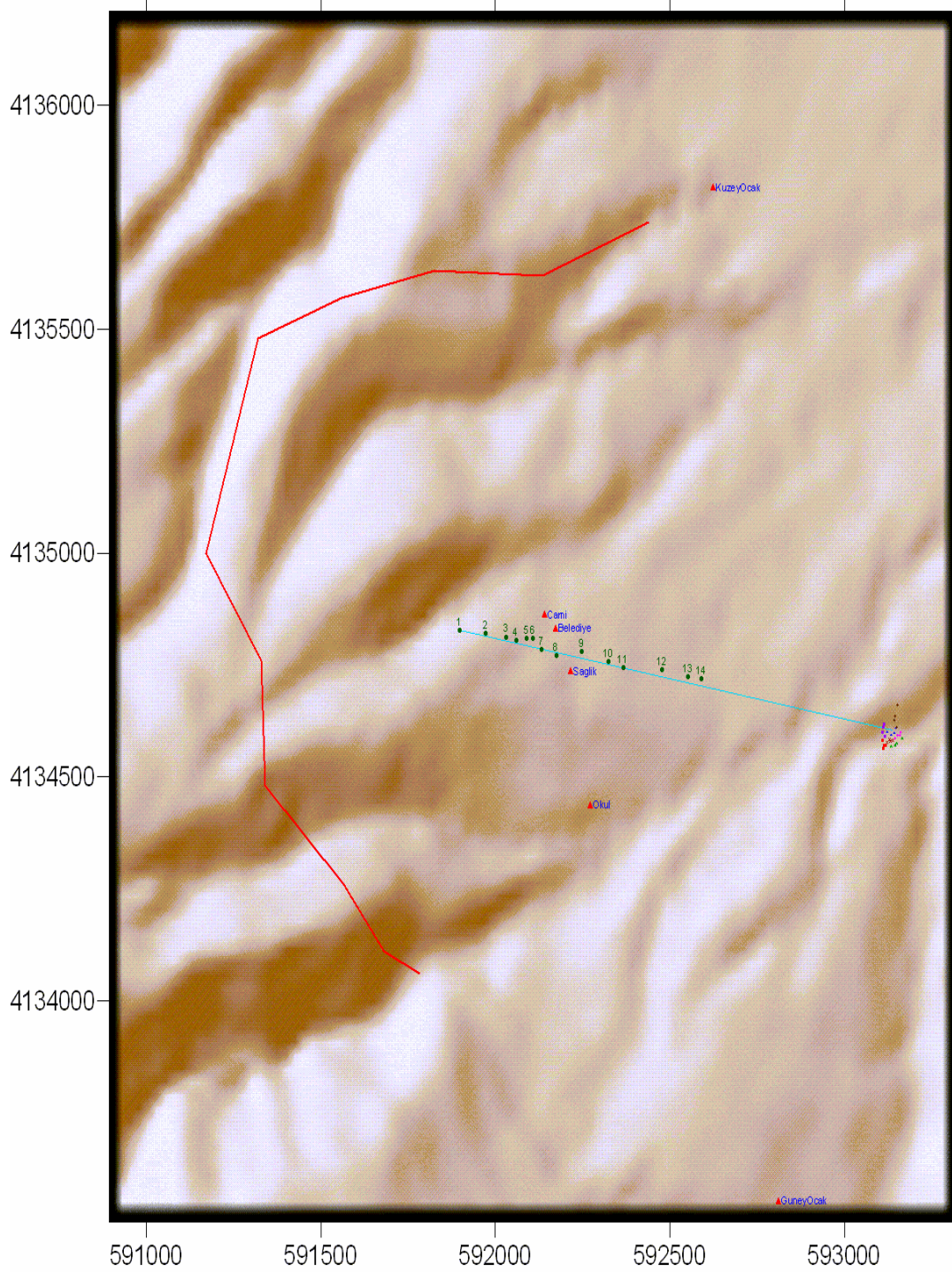
Şekil 6.13 İkinci radyo- iletişim Sistemi ve İstantel Marka Titreşim Ölçer Cihazı

Çizelge 6.1 InstanTEL MM Plus Cihazının Teknik Özellikleri

Kanal	Mikrofon ve üç bileşenli Jeofon (Triaxial)
Monitör	
Aralığı	254 mm/s (10 in/s) kadar
Çözünürlük	0.127 mm/s (0.005 in/s) veya 0.0159 mm/s
Doğruluk	+/- %5 veya 0.5 mm/s (0.02 in/s)
Frekans Aralığı	2 ile 250 Hz arası
Dalga Kayıt Formu	
Kayıt Modu	Manual, tek atış veya sürekli
Sismik Tetikleyici	0.125 ile 254 mm/s (0.005 ile 10 in/s) arasında
Akustik Tetikleyici	
Lineer	100 ile 148 arasında
Örnekleme Aralığı	Her kanal için 1.024' den 16.000 S/s kadar (kayıt zamanından bağımsız olarak)
Kayıt Durdurma Biçimi	Sabit
Kayıt Süresi	1'den 100 saniyeye kadar

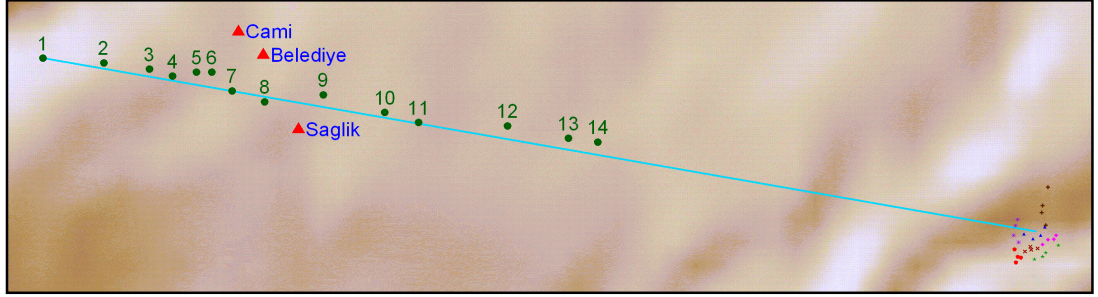
Kayıt sırasında kayıt biçimi sürekli, örnekleme aralığı 1024 örnek/saniye, en büyük genlik aralığı 31.75 mm/s hassasiyette, tetikleme kaynağı Jeofon, Jeofon tetikleme seviyesi 31.75mm/s, kayıt durdurma biçimi sabit, kayıt süresi 20 saniye olarak alınmıştır.

Şekil 6.14'de Yeşilbağcılar Beldesi ve çevresine ait topografya haritası üzerine işlenmiş, bazı noktalar, kayıt istasyonları (I-1, ..., I-14) ve patlatma noktaları görülmektedir. Ölçüm profilinin yakın görüntüsü Şekil 6.15' de gösterilmektedir.



Şekil 6.14 Yeşilbağcılar 25.07.2006 deneylerine ait harita. Beldedeki önemli mevkiler mavi ile işaretlenmiştir. Yeşil ile belirtilmiş 1-14 nolu noktalar kayıt istasyonlarını, Haritanın doğu kenarındaki değişik renklerdeki nokta öbeği patlatmaları göstermektedir. Açık mavi düz çizgi ölçüm profilini, kırmızı kırıklı çizgi mermer-YST formasyonuna ait dokanağı işaret etmektedir (Aldaş vd. 2006)

Kayıt istasyonları özellikle yerleşim biriminin içinde seçilmiştir (Şekil 6.15).



Şekil 6.15 Şekil 6.14'deki "ölçüm profilinin" yakın görünümü (Aldaş vd. 2006)

6.1.3. Patlatma kaynaklı titreşimlerin değerlendirilmesi

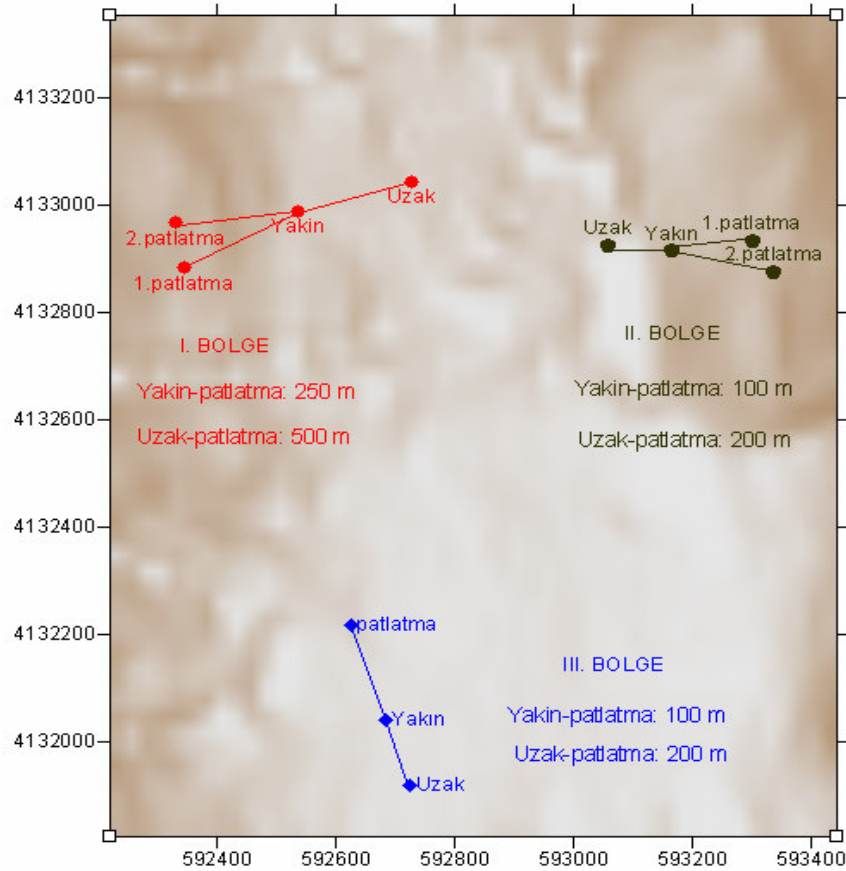
Bölüm 5' de verilen Modelleme ile elde edilen sonuçlar, bölüm 6' da anlatılan ölçüm yöntemiyle, GELİ MÜESSESESİ Muğla-Yatağan Eskihsar Linyit Ocağı'ndaki patlatmalar ile elde edilen gerçek arazi verileriyle karşılaştırılmıştır.

Uygulamada kullanılan patlatma noktalarının yakın ve uzak kayıt istasyonlarının konumları Şekil 6.16' de gösterilmektedir. Şekil 6.17 ile Şekil 6.26 arasında üste verilen grafiklerde kırmızı renkli kesikli çizgiler sismik kalite faktörü ve sismik hızın model fonksiyonlarını, x eksenleri bu model fonksiyonlarına ait sırasıyla sismik kalite faktörünün ve sismik hızın değerlerini, y eksenleri de frekansı göstermektedir. Düz kırmızı renkli kesikli çizgiler sabit sismik kalite faktörü ve sabit sismik hız ile modellenmiş model fonksiyonlarını, eğimli olarak çizilen kırmızı renkli kesikli çizgiler ise dispersif sismik kalite faktörü ve dispersif sismik hız modeli kullanılarak modellenmiş model fonksiyonlarını göstermektedir. Grafiklerde üste verilen yakın istasyon genlik spektrumu ölçeksiz olarak çizilmiştir. Amaç yakın istasyonun genlik spektrumundan model fonksiyonlarının etken frekans aralıklarını belirlemektir.

Şekil 6.17 ile Şekil 6.26 arasında altta verilen grafikler uzak istasyon modelleme verisinin (pembe) ve uzak istasyon gerçek verisinin (mavi) zaman serilerini göstermektedir.

Şekil 6.16’ de I. BÖLGE olarak adlandırılan sahada, Sismik Kalite Faktörünün 15, sismik hızın 1500 m/s olduğu, Dispersiyon göstermeyen bir ortamda , 14 m derinliği olan bir kuyuda, 2 kg dinamit ve 150 kg Anfo patlatılmıştır. Sismik sinyaller patlatma noktasıyla aynı hat üzerinde olan, biri 250 m (Yakın İstasyon olarak adlandırılır), diğeri 500 m (Uzak İstasyon olarak adlandırılır) uzaklıktaki iki istasyon tarafından kaydedilmiştir (Şekil 6.16, 2. Patlatma). I. Bölgede bulunan sırasıyla 1. patlatma ve 2. patlatma noktalarındaki her kuyu ayrı ayrı patlatılmış, sismik sinyaller 3-bileşende (Transversal-Enine, Vertical-Düşey, Longitudinal-Boyuna) kaydedilmiştir. Modelleme sırasında sadece düşey bileşen kullanılmıştır.

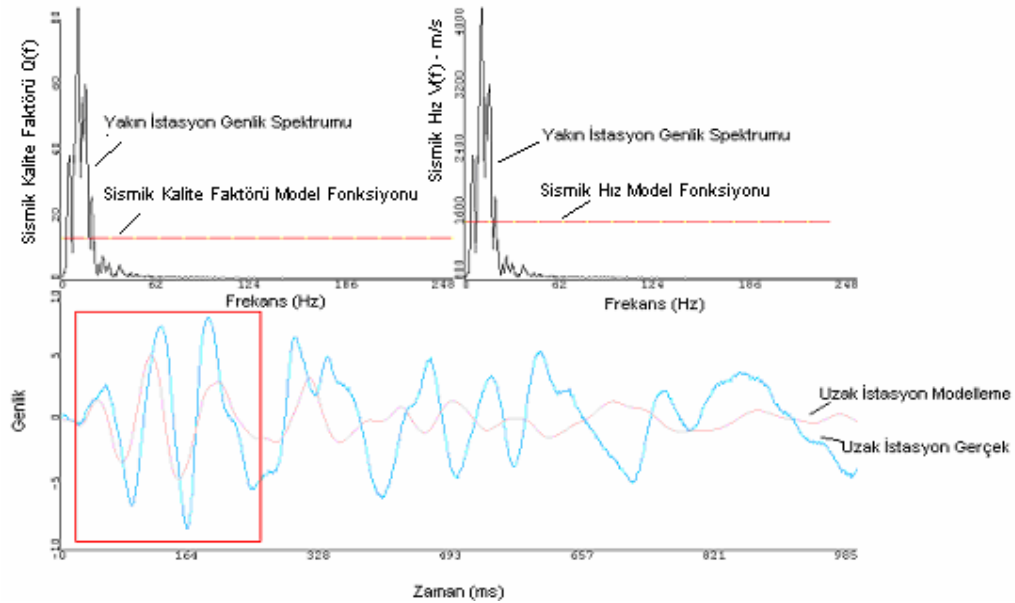
Bölüm 5’ de verilen teoriye göre üretilen “Uzak İstasyon Modelleme” verisiyle (Şekil 6.17’de Pembe renkle gösterilen), “Uzak İstasyon Gerçek” verisi (Şekil 6.17’de mavi renkle gösterilen) karşılaştırılmıştır. İlk 160 ms’de her iki veri arasında genel bir uyum gözlenirse de, takip eden zamanlarda bu uyum azalmaktadır.



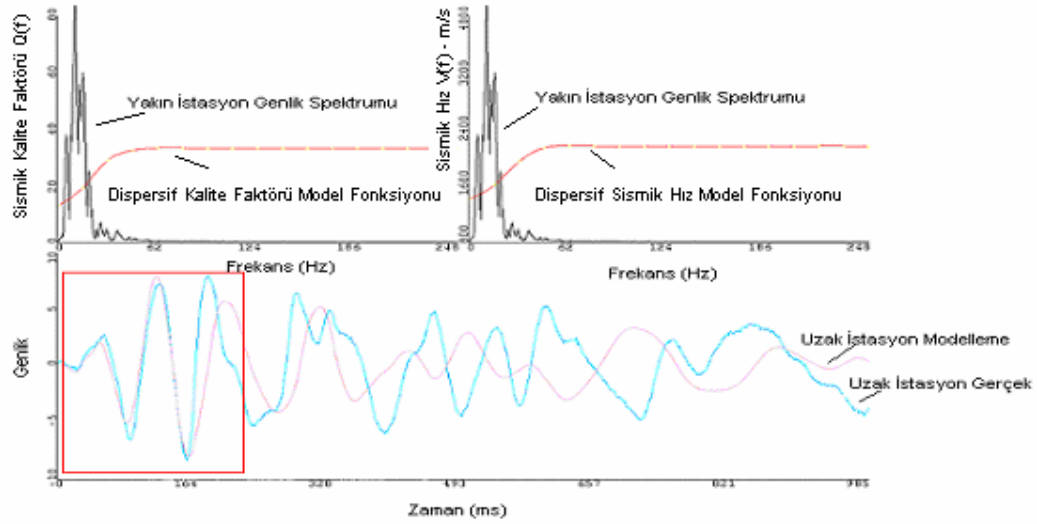
Şekil 6.16 Patlatma noktalarının, yakın ve uzak kayıt istasyonlarının konumları

Şekil 6.18’de ise, Sismik Kalite Faktörünün ve Sismik Hızın Ters Dispersiyon gösterdiği bir ortam için, “Uzak İstasyon Modelleme” ve “Uzak İstasyon Gerçek” verisi karşılaştırılmıştır. Şekil 6.18’deki Model, 0-30 Hz arası Ters Dispersiyon göstermektedir ve yaklaşık 70 Hz’ in ötesinde sismik enerji bulunmamaktadır. Bu yüzden yakın istasyon genlik spektrumundaki dispersif hız ve dispersif sismik kalite faktörünün model eğrileri 70 Hz’ den sonra düz çizilmiştir.

Şekil 6.18’de ilk 160 ms’ de her iki veri arasında uyumun, Şekil 6.17’dekine kıyasla daha iyi olduğu görülmektedir. Bu durum, ortamın belli bir miktar dispersif davrandığı anlamına gelmektedir. Fakat yine de, 300 ms’den sonraki farklılaşmalar yalnızca Dispersif Sismik Kalite Faktörü ve Dispersif Hızla açıklanamaz. Çünkü sismik dalgalar ilerledikçe ve katedilen mesafe arttıkça, jeolojik yapı ve jeofizik parametrelerin değişimine (heterojenite) bağlı olarak, yansıma, saçılma ve benzeri sismik olaylar nedeniyle, diğer etmenler de devreye girmektedir. Modellemede tam uyumun gözlemlenmesi için yukarıda saydığımız bütün olayların göz önünde bulundurulması gerekir.



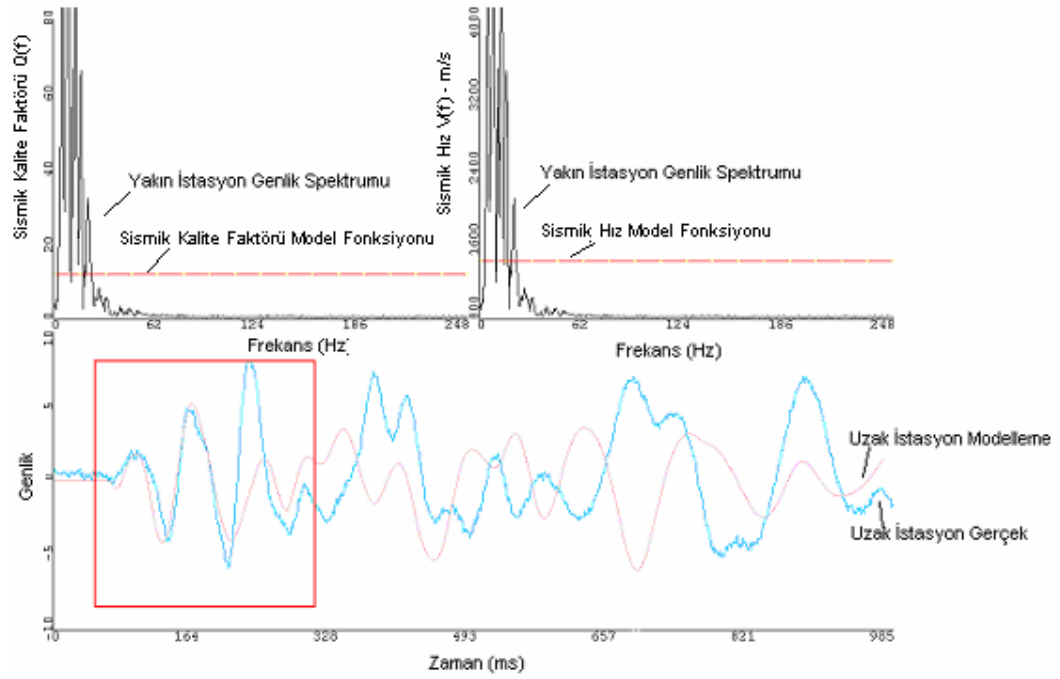
Şekil 6.17 Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (I. BÖLGE, 2. patlatma)



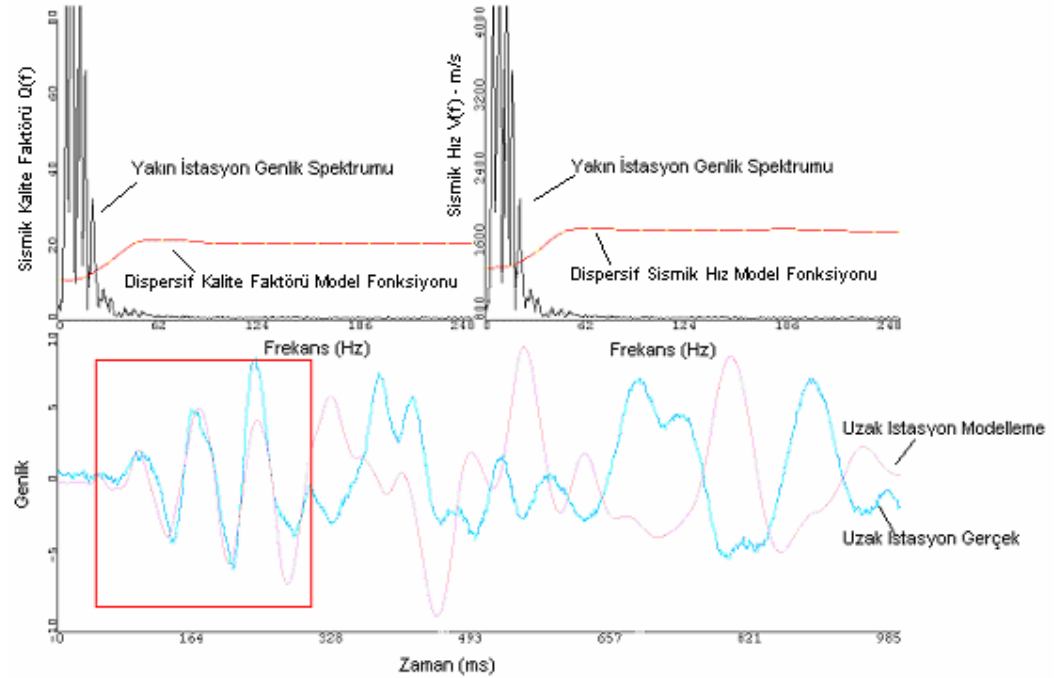
Şekil 6.18 Etken frekans aralığında (0-30 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (I. BÖLGE, 2. patlatma)

Aynı yerde alınan diğer bir patlatma kaydı ise Şekil 6.19' de gösterilmektedir. Bu patlatmada, derinliği 7m olan bir kuyuda, 1 kg dinamit, 75 kg Anfo patlatılmıştır. Bir önceki örnekte olduğu gibi sismik sinyaller patlatma noktasıyla aynı hat üzerinde olan, biri 250 m (Yakın İstasyon olarak adlandırılır), diğeri 500 m (Uzak İstasyon olarak adlandırılır) uzaklıktaki iki istasyon tarafından ve sismik sinyaller 3-bileşende (Transversal-Enine, Vertical-Düşey, Longitudinal-Boyuna) kaydedilmiştir. Modelleme sırasında sadece düşey bileşen kullanılmıştır.

Şekil 6.19 'de patlatma yapılan ortamın Dispersif bir hıza ve dispersif bir sismik kalite faktörüne sahip olduğu varsayımı yapılarak modelleme yapılmıştır. Şekil 6.19 bakıldığında ilk 150 ms' deki modelleme verisiyle gerçek arazi verisi arasında genel bir uyum görülmektedir. Fakat Şekil 6.20' de gösterildiği gibi sismik hızın ve sismik kalite faktörünün Ters Dispersiyon göstermesi 150- 300 ms arasındaki uyumu arttırmıştır.



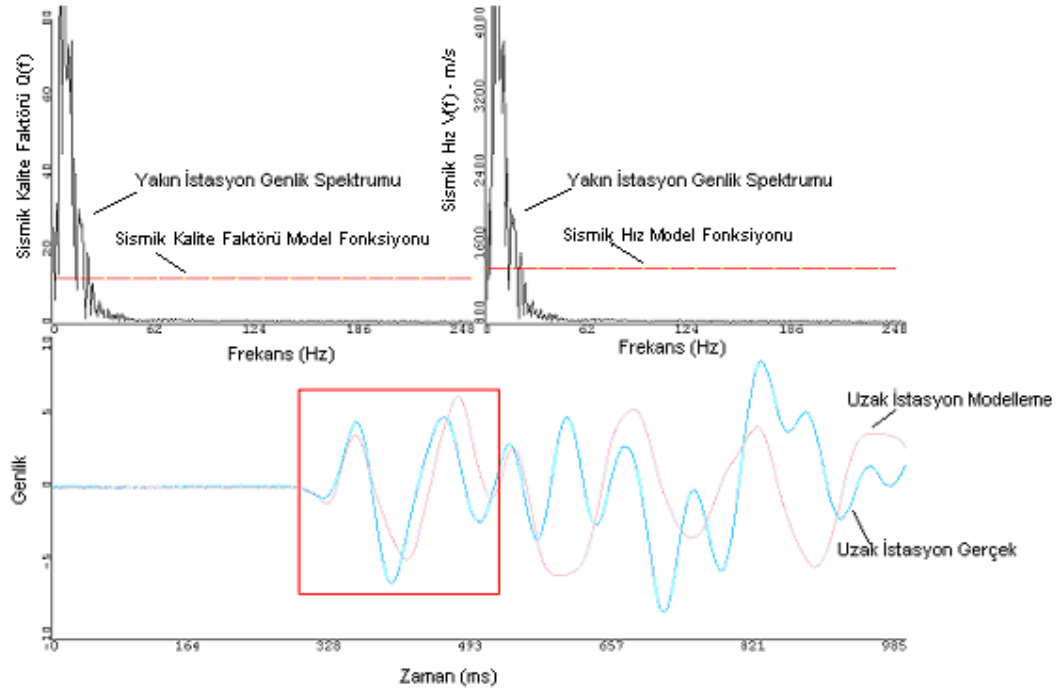
Şekil 6.19 Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Dispersiyon göstermediği ortam (I. BÖLGE, 1. patlatma)



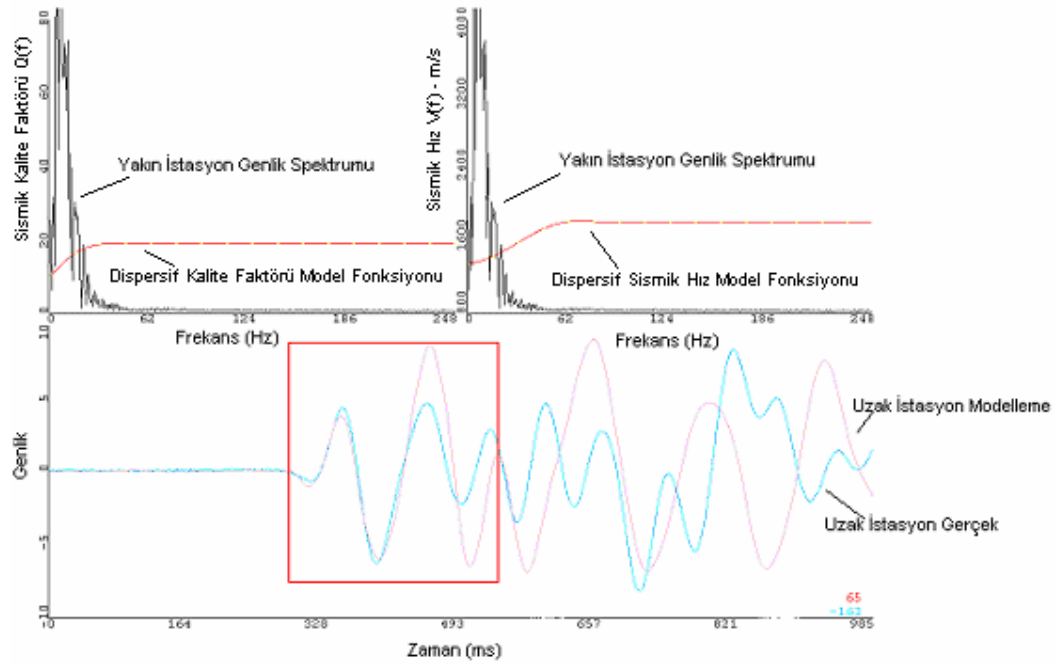
Şekil 6.20 Etken frekans aralığında (0-50 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (I. BÖLGE, 1. patlatma)

II. BÖLGE’ de yapılan çalışmada ise, kuyu derinliği sırasıyla 9 m ve 11 m olan her iki kuyuda 1’ er kg dinamit, 100’ er kg Anfo kullanılarak patlatma yapılmıştır. Sismik sinyaller patlatma noktasıyla aynı hat üzerinde olan, biri 100 m (Yakın İstasyon olarak adlandırılır), diğeri 200 m (Uzak İstasyon olarak adlandırılır) uzaklıktaki iki istasyon tarafından kaydedilmiştir (Şekil 6.16). Her kuyu ayrı ayrı patlatılmış, sismik sinyaller 3-bileşende (Transversal-Enine, Vertical-Düşey, Longitudinal-Boyuna) kaydedilmiştir. Modelleme sırasında sadece düşey bileşen kullanılmıştır.

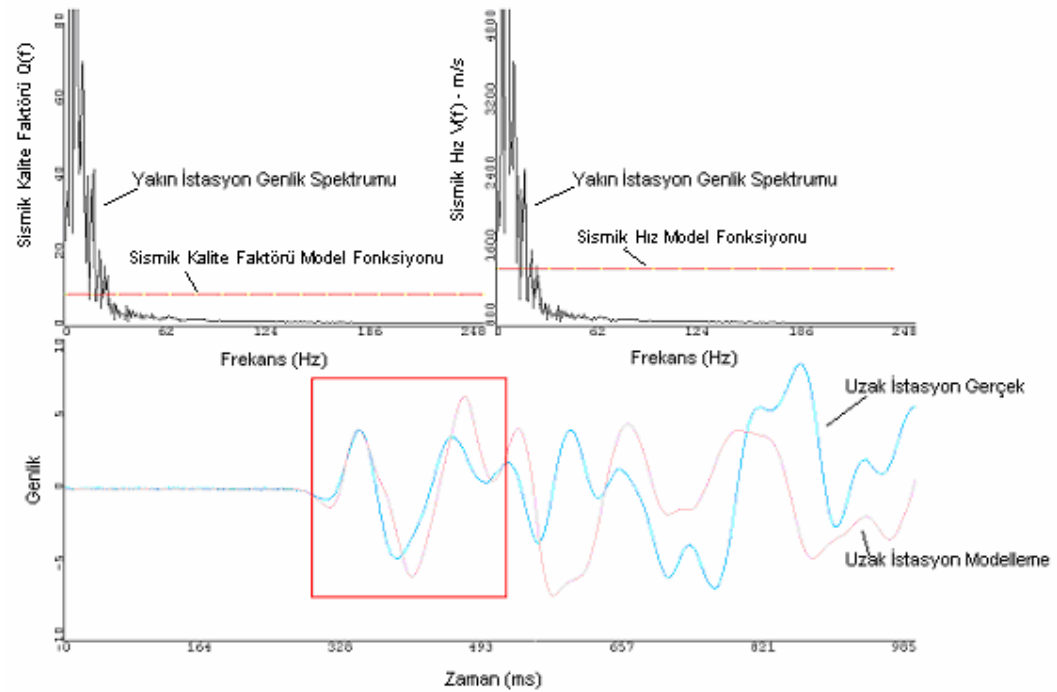
Şekil 6.21 ve Şekil 6.23 dispersif olmayan ortamı, Şekil 6.22 ve Şekil 6.24 ise sismik hızın ve sismik kalite faktörünün dispersiyon gösterdiği ortamı göstermektedir. Şekil 6.22 ve Şekil 6.24’ de, Uzak İstasyon Modelleme verisiyle Uzak İstasyon Gerçek verisinin dalga biçimleri karşılaştırıldığında 300 ms ile 500 ms arasındaki dalga biçimindeki uyum 6.21ve Şekil 6.22’ de dispersiyon göstermeyen ortamdaki uyumdan daha iyi olduğu görülmektedir.



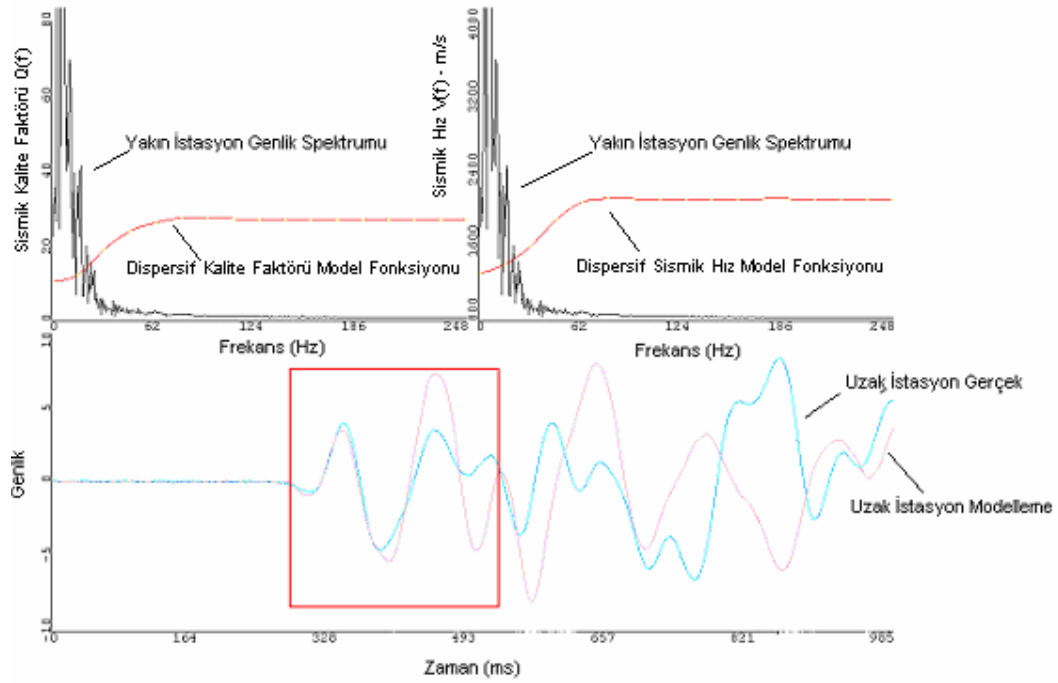
Şekil 6.21 Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız’ın Dispersiyon göstermediği ortam (II. BÖLGE, 9 m’ lik kuyu 1. patlatma)



Şekil 6.22 Etken frekans aralığında (0-40 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (II. BÖLGE, 9 m' lik kuyu 1. patlatma)



Şekil 6.23 Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Dispersiyon göstermediği ortam (II. BÖLGE, 11 m' lik kuyu 2. patlatma)

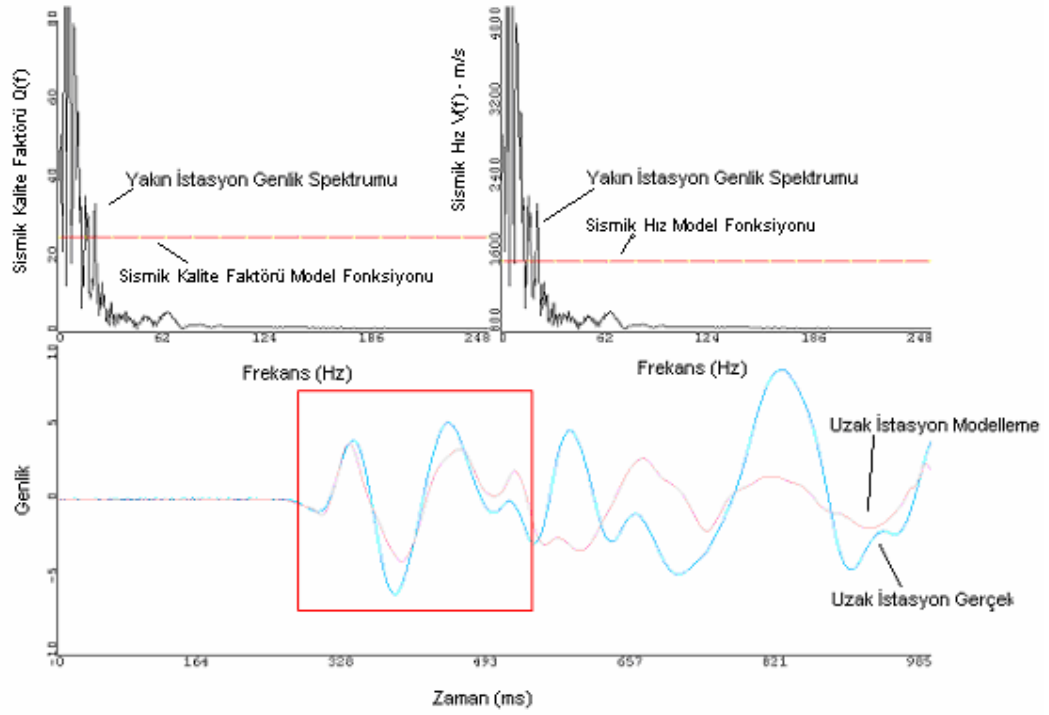


Şekil 6.24 Etken frekans aralığında (0-40 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Ters Dispersiyon gösterdiği ortam (II. BÖLGE, 11 m' lik kuyu 2. patlatma)

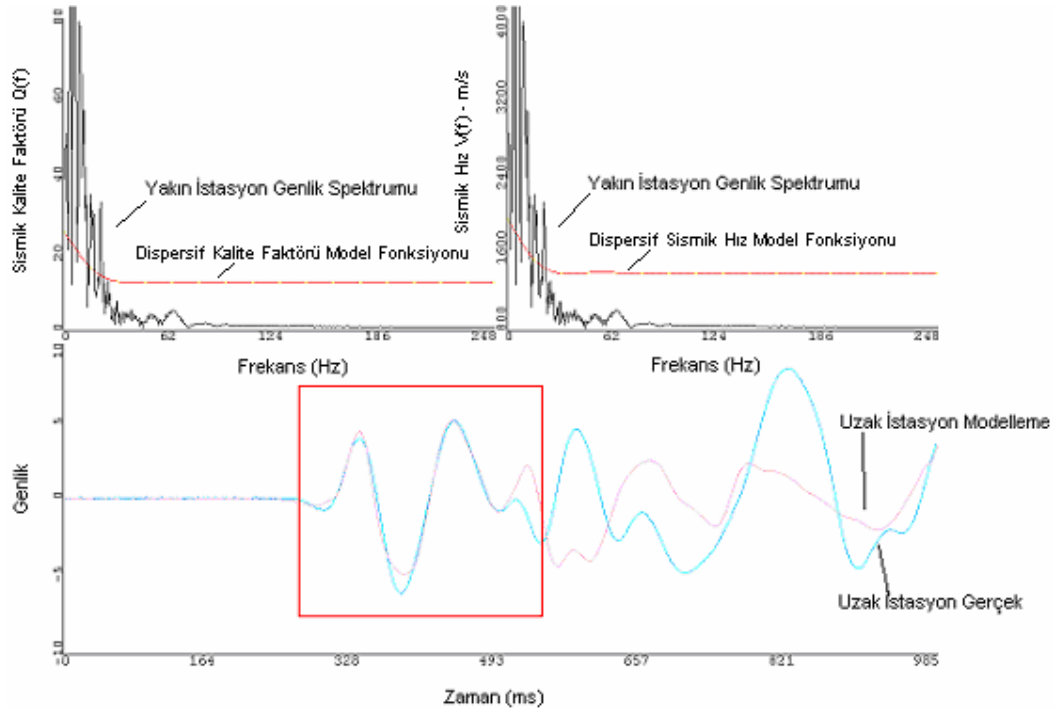
III. BÖLGE olarak adlandırılan sahada, derinliği 12 m olan kuyuda ve 100 kg Anfo patlatılmıştır. Sismik sinyaller patlatma noktasıyla aynı hat üzerinde olan, biri 100 m (Yakın İstasyon olarak adlandırılır), diğeri 200 m (Uzak İstasyon olarak adlandırılır) uzaklıktaki iki istasyon tarafından kaydedilmiştir (Şekil 6.16). Sismik sinyaller 3-bileşende (Transversal-Enine, Vertical-Düşey, Longitudinal-Boyuna) kaydedilmiştir. Modelleme sadece düşey bileşen kullanılmıştır.

Şekil 6.25 Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Dispersiyon göstermediği ortamı, Şekil 6.26 ise Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Normal Dispersiyon gösterdiği ortamı göstermektedir. Yani kısa dalga boyları, uzun dalga boylarından daha hızlı hareket etmektedir.

Şekil 6.26' de sismik hızın ve sismik kalite faktörünün Normal Dispersiyon göstermesi 300 ms ile 500 ms arasındaki dalga biçimlerindeki uyumun Şekil 6.25 verilen grafikteki uyumdan daha iyi olmasına neden olmuştur.



Şekil 6.25 Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Dispersiyon göstermediği ortam (III. BÖLGE, 12 m' lik kuyu)



Şekil 6.26 Etken frekans aralığında (0-50 Hz) Sismik Kalite Faktörü ve Sismik Hız'ın Normal Dispersiyon gösterdiği ortam (III. BÖLGE, 12 m' lik kuyu)

Bu bölgede yapılan çalışmada dispersif hızın ve dispersif sismik kalite faktörünün dalga biçimi üzerindeki etkileri belirlenmeye çalışıldı. Yukarıda verilen örneklerden de anlaşılacağı gibi, yüzey dalgalarının yayılımı sırasında sadece dispersiyon yeterli değildir. Dispersiyona ek olarak dispersif sismik kalite faktörü de göz önünde bulundurulmalıdır.

Dispersiyon, soğrulma ve sismik kalite faktörü frekans bağımlı olarak modellenirse, model sonuçları ile gerçek arazi verileri arasındaki dalga biçimi uyumu daha iyi olmaktadır.

Sonuç olarak patlatmalarla veya depremlerle oluşan yüzey dalgasının davranışı ve dalga biçimi belirlenirken dispersif hızın ve dispersif sismik kalite faktörünün etkileri mutlaka göz önünde bulundurulmalıdır.

7. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Jeofizik biliminde yüzey dalgaları mühendislik jeofiziği veya sismoloji gibi alanlarda değişik amaçlarla kullanılır. Amaç yeraltını en iyi biçimde araştırabilmektir. Bu çalışmanın amacı, deprem veya patlatmalar ile oluşan yüzey dalgalarının davranışını modellemektir. Yüzey dalgalarının Absorptif ve Dispersif özelliklerinin iyi kavranması, bunların yerleşim birimleri üzerinde yaratacağı etkileri önceden kestirilmesinde ve gerekli önlemlerin alınmasında önem taşımaktadır.

Yerkabuğu ve üst-manto yapısının araştırılmasında kullanılan etkin yöntemlerden biri yüzey dalgası dispersiyon verilerinin çözümlenmesidir. Uzun periyotlu yüzey dalgaları ve bunların faz hızı, grup hızı ve sönümlenme özellikleriyle kabuk ve üst-manto yapısı araştırılabilir. Ayrıca yüzey dalgası dispersiyonu yer altı yapısının ortalama hız dağılımına duyarlıdır.

Heterojen ortamda yayılan sismik sinyal soğrulmadan dolayı hız dispersiyonuna ve genlik soğrulmasına uğrar. Bunun nedenini, soğrulmanın alçak geçişli bir filtre gibi davranmasıyla açıklayabiliriz. Bu etkiler sismik sinyalde dalga biçiminin bozulmasına ve sismik sinyalin geliş zamanında gecikmelere neden olur. Yer içinde hızın derinlikle artması yüzey dalgalarının uzun dalga boylu bileşenleri daha derinlere iletilebilir. Bu etki yüzey dalgaları dispersiyon analizinin temelini oluşturur.

Bununla birlikte mühendislik ve madencilik amaçlı yapılan büyük çaplı patlatmalar (2 ton patlayıcı) ile oluşan yüzey dalgalarının, patlatma noktasından uzaklaştıkça alçak frekans içeriğinin etkinlik kazanmasıyla uzun dalga boylu bileşenleri artar. Buna bağlı olarak deprem veya patlatmalarla oluşan yüzey dalgası etkilerinin, kaynaktan daha uzak noktalarda dahi görülmesine neden olur.

Ayrıca dispersiyon ve soğrulma, kaynaktan uzaklaştıkça ilerleyen dalgada soğrulmanın etkisiyle düşük frekansların kalması dalganın ilerlediği ortamın rezonansa girmesine neden olur. Bu durumda yerleşim yerlerinde büyük hasarlar meydana gelebilir. Bu yüzden yüzey dalgalarının yayılım özelliklerinin iyi kavranması önemlidir.

Bu bölgede yapılan çalışmada dispersif hızın ve dispersif sismik kalite faktörünün dalga biçimi üzerindeki etkileri belirlenmeye çalışıldı. Bölüm 6' da verilen örneklerde görüldüğü gibi hızın ve sismik kalite faktörünün frekans bağımlı olması yani yüzey dalgalarının dispersiyon göstermesi dalga biçimi üzerinde küçük değişikliklere neden olmaktadır. Fakat bu etkilerin küçük olması ihmal edilebilir nitelikte olabileceklerini göstermez.

Bölüm 5' de kullanılan Model ve Bölüm 6' da bahsedilen Uygulama ve verilen örnekler göstermiştir ki, yüzey dalgalarını yayılım yapısı belirlenirken soğrulmanın ve dispersiyonun dalga yapısı üzerindeki etkileri mutlaka göz önünde bulundurulmalıdır. Yapılan çoğu çalışmada sadece hızın frekansa bağlı olduğu durumlar göz önünde bulundurulmuştur. Ancak soğrulmanın ve hızın frekans bağımlı olması sismik kalite faktörünün de frekans bağımlı olması anlamına gelmektedir. Bu durumda sismik kalite faktörü sabit bir değer olmaktan çıkar ve frekans bağımlı bir değişken olur.

Yapılan çalışmada ve bölüm 6.1.3 verilen arazi örnekleriyle yüzey dalgalarının davranışları belirlenmeye çalışılmıştır. Uygulan teoriyle, yüzey dalgaları katarının başlangıç bölümlerini kestirilebilirken, daha geç bölümlerini açıklamada geliştirilen model yetersiz kalmaktadır. Geliştirilen teorinin mutlaka yüzey dalgalarının kat ettiği karmaşık jeolojinin etkilerini de (saçılmalar, yansımalar, tekrarlı yansımalar, vb) içerecek şekilde düzenlenmesi gerekmektedir.

KAYNAKLAR

Aki, K., Richards, P.G., 1980. Quantitative Seismology Theory and Methods. W.H Freeman and Company, 586-587, 287-298 p., San Francisco.

Aldaş, G.U., Ecevitoğlu, B., Ünüçok, B., Can, A.Z., 2005. TKİ GELİ Müessesesi, Muğla İli Yatağan İlçesi Eskihisar Linyit Ocağındaki Patlatmaların Çevre Yerleşim Yerlerine Olan Sarsıntı Etkilerinin Belirlenmesi ve Ez Aza İndirilmesi için Gerekli Çalışmaların Yapılmasına Yönelik Araştırma Ara Raporu , 1-19 s., Ankara.

Aldaş, G.U., Ecevitoğlu, B., Ünüçok, B., Can, A.Z., Sağol, Ö., 2006. TKİ GELİ Müessesesi Sahalarında (Eskihisar –İkizköy-Sekköy) Yapılan Patlatmaların Çevre Yerleşim Yerlerine Olan Sarsıntı Etkilerinin En Aza İndirilmesine Yönelik Ek Araştırma Final Raporu, 9-12 s., Ankara.

Bale, R.A., Steward R.R., 2002. Attenuation and Its Impact on Elastic waves, 1-5 p., CSEG Geophysics.

Ganley, D.C., 1981. A Method for calculating synthetic Seismograms Which Include the Effects of Absorption and Dispersion, Geophysics, Vol. 46, No.8, p., 1100-1107.

Gazdag, J., 1978. Wave Equation Migration with Phase-Shift Method, Geophysics, Vol. 40, p., 1042-1051.

Gretener, P. E. F., 1961. An Analysis of The Observed Time Discrepancies Between Continuous and Conventional Well Velocity Surveys, Geophysics, Vol. 26, No.1, p., 1-11.

Gupta, I. N., 1966. Dispersive of Body Waves In Layered Media, Geophysics, Vol. 31, No.4, p., 821-823.

Hudson, J.A., 1980. The Extation and Propagation of Elastic waves, Cambridge University, p., 51-77, Newyork.

Instantel Minimate Plus and Blastmate III Interface HandBook, 2004. p., 1-5.

Kanasewich, E.R., 1981. Time Sequence Analysis in Geophysics, Alberta University, p., 360-370, 31-61, Canada.

Nuttli, O. W., 1959. The Article Motion of the S Wave, Bulletin Seis. Soc. Amer. Vol. 49, No.1, p., 49-56

Robinson, J., C., 1982. Time- Variable Dispersion Processing Through the Use Of “Phased” Sinc Functions, Geophysics, Vol. 47, No.7, p., 1106-1110.

Schneider, W.A., 1978. Integral Formulation for Migration in Two and Three Dimensions, Geophysics, Vol. 43, p., 49-76.

Shearer, P.M., 1999. Introduction to Seismology, Cambridge University Press, 260 p., England.

Sheriff, R.E., Gelbart L.P., 1982. Exploration Seismology History, Theory and Data Acquisition, Vol 1, Cambridge University, p., 48-52, Newyork.

Stauder, W. S. J., 1960. The Alaska Earthquake of July 10, 1958, in Seismic Studies, Bulletin Seis. Soc. Amer. Vol. 50 p., 293-322.

Telford, W.M., Geldart. L.P., Sheriff, R.E.; Keys, D.A., 1978. Applied Geophysics, Cambridge University Press, p., 860, London.

Varela, C.L., Rosa, A.L.R., Ulrych±, T. J., 1993. Modelling of Attenuation and Dispersion, Geophysics, Vol. 40, No.8, p., 1167-1173

Wallace, T.C., 1995. Modern Global Seismology, Academic Press, 116-171 p., California.

Wuenschel, P. C., 1965. Dispersive Body Waves –An Experimental Study, Geophysics, Vol. 30, No.4, p., 539-551.

<http://www.geo.mtu.edu>. Eriřim Tarihi: 10.03.2006.

<http://www.lamit.ro>. Eriřim Tarihi: 10.03.2006.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Betül ÜNÜÇOK

Doğum Yeri : Ankara

Doğum Tarihi : 11.07.1980

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Süleyman Demirel Anadolu Lisesi

Lisans : Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Jeofizik
Mühendisliği, 2004

Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, 2007

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

Türkiye Petrolleri Anonim Ortaklığı, Arama Grubu Daire Bşk., Veri İşlem Md., 2007

Yayınlar (SCI ve diğer)

Bildiri : Yüzey Dalgalarının Absorptif ve Dispersif Özellikleri Konulu Bildiri Sunumu,
Türkiye 17. Uluslararası Jeofizik Kongre ve Sergisi, 14-17 Kasım 2006,
Ankara.