

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YAPAY SİSMOGRAM HESAPLAMA YÖNTEMİ İLE
ANKARA VE CİVARININ YERKABUĞU YAPISI
MODELLEMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
İsmail Talih GÜVEN

Anabilim Dalı : Jeofizik
Danışman : Doç. Dr. Mithat Fırat ÖZER

Haziran 1998

YAPAY SİSMOGRAM HESAPLAMA YÖNTEMİ İLE ANKARA VE CİVARININ YERKABUĞU YAPISI MODELLEMESİ

İsmail Talih GÜVEN

Anahtar Kelimeler:Yapay Sismogram, Thomson–Haskel Matrisi, Ankara, Kabuk Yapısı

Özet : Depremler sırasında meydana gelen değişik fazlardaki elastik dalgalar ara yüzeylerden geçerken bu bölgelere ait bilgilerle karakterize olurlar. Uygun bir yöntemle incelendiğinde araştırılan bölgenin yerkabuğu yapısı hakkında önemli bilgiler elde edilebilir. Bu çalışmada elastik cisim dalgalarından P-dalgasına ait veriler kullanılarak yapay sismogram hesaplama yöntemiyle Ankara ve civarının yerkabuğu yapısı belirlenmeye çalışılmıştır.

Yapay dalga şekillerinin hesaplanması bir inversiyon problemidir. Genel olarak yer tepkisi, kaynak fonksiyonu ve alıcı tepkisinin konvolüsyonundan elde edilir. Yer tepkisi frekansın fonksiyonu olduğundan toplam tepki frekans ortamında hesaplandıktan sonra ters Fourier dönüşümü ile zaman ortamına aktarılarak yapay sismogramlar elde edilir. Bu yöntem sonuçların gözlemsel verilerle doğrudan zaman ortamında karşılaştırılması olanağını sağlar.

Çalışmada SRO sismograf ağına ait Ankara (ANTO) sismoloji istasyonunda kaydedilen üç adet uzak alan derin depremin P-dalgası verileri, hesaplanan yapay sismogramlarla karşılaştırılıp sonuca ulaşılmıştır.

THE MODELLING OF EARTH CRUST STRUCTURE OF ANKARA AREA'S FOR SYNTHETIC SEISMOGRAM CALCULATION METHOD

İsmail Talih GUVEN

Keywords: Synthetic seismogram, The matrix of Thomson-Haskel, Ankara, Earth Crust

Elastic waves due to earthquakes carry information about the region through which they propagate. When seismic waves are analyzed by any convenient method, we can obtain important information about the Earth's crust. We tried to evaluate the crustal structure in central Anatolia around Ankara using P-wave data.

Computation of synthetic waveforms is an inversion problem and could be obtained by convolving earth response. Since the Earth's response (crustal transfer function) is a function of frequency, convolution is performed in the frequency domain by multiplication and the resultant response is obtained by inverse Fourier transform. This procedure provides the comparison of observational and synthetic data in the time domain.

We have analyzed the teleseismic P-wave data of three earthquakes recorded at ANTO (Ankara) seismograph station and obtained the crustal structure for that region.

ÖNSÖZ

Ülkemiz başkenti olan Ankara şehri ve civarının yer kabuğu yapısının araştırılması aktif bir tektonik kuşak üzerinde bulunan ülkemiz açısından önemli bir yer ihtiva etmektedir. Bu bölgenin yer kabuğu modelinin bilinmesi ileriki çalışmalara kolaylık sağlayacak ve bölge hakkında yapılacak diğer çalışmalara ışık tutacaktır.

Bu konu üzerinde çalışmamı sağlayan, fikir ve yardımlarını her zaman bana açık tutan hocam Sayın Doç. Dr. Mithat Fırat ÖZER'e içten teşekkürlerimi sunarım. Zor anlarımda daima beni destekleyen ve eleştirileriyle yönlendiren hocam Sayın Prof. Dr. Özer KENAR'a teşekkür ederim. Bu çalışmamda bana yardımcı olan sayın Arş. Gör. Tahir Serkan IRMAK'a, sayın Ergin ULUTAŞ'a, desteği ile çalışmamı kolaylaştıran sayın Ümit VAROL'a ve Aileme teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER DİZİNİ ve KISALTMALAR.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
TABLolar LİSTESİ.....	ix
BÖLÜM 1. GİRİŞ.....	1
1.1 Amaç ve Kapsam	1
1.2 Yer kabuğu Çalışmaları	1
BÖLÜM 2. KABUKSAL CİSİM DALGASI FAZLARI.....	4
BÖLÜM 3. YAPAY SİSMOGRAMLAR.....	6
3.1 Giriş	6
3.2 Yer in Soğurma Etkisi.....	8
3.3 Kaynak Fonksiyonu	18
3.4 Yer kabuğu Transfer Fonksiyonu	24
3.4.1 Gelen P dalgası	29
3.4.2 Gelen SV Dalgası	30
3.4.3 Gelen SH Dalgası	30
3.5 Alet Tepkisi	32

BÖLÜM 4. GÖZLEMSEL VERİLER	37
4.1 Verilerin Seçilmesi ve Özellikleri	37
4.2 Yapay Sismogramların Hesaplanması	39
4.3 Gözlemsel ve Yapay Verilerin Karşılaştırılması	40
SONUÇLAR ve ÖNERİLER	45
KAYNAKLAR	47
ÖZGEÇMİŞ	51

SİMDELER DİZİNİ VE KISALTMALAR

α	: P dalga hızı
α_m	: Dilatasyon dalgalarının hızı
β	: S dalga hızı
β_m	: Rotasyonel dalgaların yayılım hızı
δ	: Genliklerdeki logaritmik azalma
σ	: Normal gerilmeler
τ	: Teğetsel gerilmeler
ϕ	: Azimut
Δ	: Episantr
Δf	: Frekans genişliği
ΔW	: Bir salınımda kaybedilen enerji
ρ_m	: Yoğunluk
λ_m, μ_m	: Lamé elastik sabitleri
A_{cr}	: Kabuk transfer fonksiyonu
$A_{ins}(\omega)$: Alet transfer fonksiyonu
A_{mc}	: Genlik azalımı ile ilgili transfer fonksiyonu
$A_o(\omega; \theta, \phi)$: Kaynak fonksiyonu
c	: Faz hızı
d_m	: Kalınlık
f	: Frekans
h	: Tabaka kalınlığı
k	: Karmaşık dalga sayısı
M	: Deprem magnitüdü

Q : Kalite faktörü
v : Hız
W : Taşınan enerji

ANTO : Ankara SRO Sismograf İstasyonu
DC : Digital Counts
SRO : Seismic Reserch Observatory
USGS : United States Geological Survey

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 3.1	Değişik T_p/Q_c değerleri için zaman ortamı soğurma işleçleri	14
Şekil 3.2	Doğu ABD için gözlemsel ve değişik teorik $t^*\beta$ değerleri için kısa (R_s) ve uzun (R_p) peryod maksimum iz genlik oranları (Burdick, 1978).....	17
Şekil 3.3	Çeşitli t^* değerleri için soğurma işlecinin frekans ortamındaki davranışı (Leong, 1975).....	18
Şekil 3.4	Bir dislokasyon modeli için koordinat sistemi ve fay düzlemi geometrisi (Langston ve Helmberger, 1974), Q , ışın yörüngesi; θ , Q yörünge yayılan dalğanın kaynak azimutu; λ , fay düzlemi üzerinde hareket vektörünün yatayla yaptığı açı; δ , fay düzleminin eğimi	19
Şekil 3.5	Yüzey yansımaları ve kaynak fonksiyonunun etkileşimi (Langston ve Helmberger, 1975)	20
Şekil 3.6	Dekonvolüsyon yöntemi ile elde edilen kaynak-zaman fonksiyonlara (solda) ve kaynağın genlik spektrumları (sağda) (Burdilzk ve Helmberger 1974).....	22
Şekil 3.7	Arayüzeyler, tabakaların numaralanışı ve eksenlerin yönleri	24
Şekil 3.8	SRO sismografları için alet büyütme eğrileri (Unitech, 1974)	33
Şekil 4.1	Bu çalışmada incelenen depremlerin dekonvolüsyon yöntemi ile belirlenen kaynak zaman fonksiyonlar	41
Şekil 4.2	Osmanşahin (1989)'in belirlediği yer modeline göre elde edilen yapay sismogramlar (ince çizgili) ve gözlemsel sismogramlar (koyu çizgili)	43
Şekil 4.3	Bu çalışmada belirlenen yer modeline göre elde edilen yapay sismogramlar (ince çizgili) ve gözlemsel sismogramlar (koyu çizgili)	44

TABLÖLAR LİSTESİ

Tablo 3.1	ANTO istasyonu alet tepkisini tanımlayan sıfır ve kutuplar (Uzun Peryod).....	35
Tablo 3.2	ANTO istasyonu alet tepkisini tanımlayan sıfır ve kutuplar (Kısa Peryod).....	35
Tablo 3.3	ANTO istasyonu alet tepkisi.....	36
Tablo 4.1	Bu çalışmada kullanılan kaynak parametreleri	38
Tablo 4.2	Osmanşahin (1989)'in belirlediği yermodeli.....	42
Tablo 4.3	Bu çalışmada belirlenen Yer Modeli	42

BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1 Amaç ve Kapsam

Bu çalışmada SRO (Seismic Research Observatory) sismograf ağına ait olan ODTÜ (Orta Doğu Teknik Üniversitesi) sismoloji istasyonu (ANTO) sayısal kayıtları kullanılarak Ankara ve civarındaki yer kabuğu yapısı incelenmektedir. Bu amaçla, bazı uzak alan derin depremlerin düşey ve radyal P dalga şekilleri incelenmiştir. P dalgalarından elde edilen kabuğa ait bilgiler bu amaçla yapılan diğer çalışmalarla karşılaştırılmış ve uygunluğu gözlenmiştir.

Çalışmanın kapsamı şöyledir: 1. Bölümde yer kabuğu yapısının incelenmesinde kullanılan yöntemler genel olarak verilmiş, 2. Bölümde kabuksal fazlar, 3. Bölümde yapay sismogram hesaplamalarında kullanılan teorik esaslar verilmiş ve 4. Bölümde kullanılan veriler özellikleri ile tanıtılmış, yapay sismogram hesaplamalarında kullanılan parametreler verilmiş ve hesaplanan yapay sismogramlar gözlemsel sismogramlarla karşılaştırılarak modeller tartışılmıştır. 5. Bölümde inceleme sonuçları sunulmuştur.

1.2 Yer kabuğu Çalışmaları

Yeriçinin yapısı sismik dalgalar kullanılarak belirlenmektedir. Örneğin, çekirdek-manto sınırının derinliği Beno Gutenberg tarafından 1913 yılında, değişken kayıtçı ve kaynak konumları x ve ξ olmak üzere $T(x, \xi)$ yayılma zamanı fonksiyonunun gözlemlerinden yararlanılarak belirlenmiştir. Bir iç çekirdeğin varlığı 1936'da Inge Lehmann tarafından gösterilmiştir. Kabuk kalınlığının tam olarak kestirimi ilk kez

1909'da Mohorovicic tarafından yapılmıştır. Bu nedenle kabuk-manto sınırı için Mohorovicic veya kısaca Moho süreksizliği de denilmektedir.

Yerkabuğu yapısı ve kalınlığı tek düze olmayıp yersel olarak değişmektedir. Yerkabuğu ve üst mantonun özelliklerinin belirlenmesinde genel olarak gravite, manyetik, elektromanyetik, manyetotellürik, ısı akısı ve sismolojik yöntemler kullanılmaktadır. Bu yöntemlerden en güvenilir ve duyarlı olanı sismolojik yöntemlerdir.

Sismolojide depremlerin oluş zamanı, koordinatları ve derinliğinin tam olarak bilinmeyişi önemli bir problemdir. Bu nedenle kaynakla ilgili parametrelerin çok iyi bilindiği sismik yöntemler (Kontrollü Kaynak) sismolojik yöntemlerin en güvenilir ve duyarlı sonuçlarını vermektedir. Sismik yöntemlerle yerkabuğu çeşitli şekillerde incelenir. Bunlar yapay kaynak kullanılarak yer içerisine gönderilen elastik dalga enerjisinin profiller boyunca kaydedildiği sismik kırılma ve yansıma yöntemleridir. Bu yöntemler Derin Sismik Yansıma (Deep Seismic Sounding) ile Moho süreksizliğine kadar olan yapı incelenebilmektedir. Derin yansıma yöntemi özel ekipman gerektirmektedir. Alıcılar (jeofonlar) 100-200 m aralıkla 3-6 km uzunluklu profiller boyunca yerleştirilerek, 10-18 sn lik kayıtlar alınır. Alıcı dizilimi kaydırılarak profil boyunca yapının uzanımı incelenebilir. Kontrollü kaynağın kullanıldığı bir başka uygulama ise nükleer patlama kayıtlarıdır. Kaynağın çok güçlü olması nedeniyle alıcı profilleri kabuk ve üst manto hakkında çok önemli bilgiler elde edilmektedir.

Deprem verilerinin kullanıldığı yöntemler cisim dalgalarının yayılma zamanları, yüzey dalgalarının dispersiyonu, faz ve grup hızları, soğurulma ve girişim olayı, depremlerin derinlik dağılımları, uzun periyodlu P dalgalarının genlik spektrumları ve dalga şekli inversiyonudur.

Yerkabuğunun incelenmesinde kullanılan bir başka yöntem de uzun periyod P-dalgalarının düşey ve yatay bileşenlerinin spektrumlarının oranlanmasıdır. Bu yöntem Thomson-Haskell matrisi olarak bilinen, yarı-sonsuz ortam üzerindeki yatay

tabakalı bir ortamda elastik dalga denklemlerinin sınır koşulları altında çözülmesine dayanır. Yer hareketinin düşey ve radyal bileşenlerinin frekans ortamında oranı transfer fonksiyonu olarak tanımlanır. Çeşitli yerkabuğu modelleri için hesaplanan teorik transfer fonksiyonlarıyla karşılaştırılır. En iyi uyumun elde edildiği model yerkabuğu modeli olarak alınır.

Son yıllarda kullanılan bir başka yöntem de yapay sismogramların hesaplanmasıdır. Yapay sismogramlar genel olarak yer tepkisi, hem de kaynağın incelenmesinde (Langston, 1976, 1977; Alptekin ve diğ., 1984) kullanılabilir. Yerkabuğu yapısının belirlenmesinde, hesaplanan yapay sismogramlarla karşılaştırılarak en iyi benzeşimi veren model, yerkabuğu modeli olarak belirlenir.

Yapay sismogram hesaplamaları gerek kabuk yapısının, gerekse üst ve alt manto yapısının incelenmesinde gelişerek kullanılmaktadır. Biz de çalışmamızda p dalgasının düşey ve radyal bileşenlerinden faydalanarak Ankara ve civarının kabuk yapısının belirlenmesinde yapay sismogram hesaplama yöntemini kullandık. Çalışmamızda elde edilen sonuçlar, bölgede yapılan önceki çalışmalarla uyum sağlamış olup yöntemin doğruluğu kanıtlanmış olmaktadır.

Ülkemizde kabuk ve üst manto özelliklerinin belirlenmesine ilişkin çalışmalar sınırlıdır. Canitez (1962), gravite anomalileri ve sismolojik verilerle Kuzey Anadolu'da; Canitez (1969), yüzey dalgalarından Ege bölgesinde; Kenar (1978), uzun periyot P dalgalarının spektral oranlarından İstanbul ve civarında; İlkışık (1980), manyetotellürik yöntemlerle Trakya'da; Ezen (1983), Love dalgalarının dispersiyonuyla, Kenar ve Toksöz (1989), yüzey dalgalarının dispersiyon yöntemiyle Anadolu'da yerkabuğu yapısını; Özer (1989), dönüşmüş fazlarla yapay sismogram hesaplama yöntemiyle İstanbul ve civarının yerkabuğu yapısının belirlenmesi; Osmanşahin (1989), yüzey dalgası ortam tepki fonksiyonlarından yararlanarak Anadolu ve civarında kabuk ve üst manto yapısının belirlenmesi şeklinde üst manto ve kabuk yapısını incelemişlerdir.

BÖLÜM 2

KABUKSAL CİSİM DALGASI FAZLARI

Yer içerisinde yayılan elastik cisim dalgaları yayınımları esnasında karşılaştıkları arayüzeylerde kırılır, yansır ve faz dönüşümlerine uğrarlar. Bu nedenle yayınım yolları boyunca geçtikleri arayüzeyler sismograf kayıtlarından saptanabilir.

Mantodan daha derinlere inemeyen uzak-alan sismik dalgaları karşılaştıkları arayüzeyde sadece kırılmaz ve yansımazlar, aynı zamanda P'nin S'ye ve S'nin P'ye dönüşümleri de meydana gelir. Bu dalgalar Moho süreksizliğinin yeryüzeyine çok yakın olması nedeniyle ilk varışlarının hemen ardından birkaç sn sonra gelirler. Bu durum doğal olarak bu dalgaların tanınmasında güçlükler yaratır. Bunlar kendilerinden önceki hareket içerisine karışırlar. Örneğin, P dalgasının hemen birkaç sn ardından gelen Ps dönüşmüş fazı direkt S varışından önce geldiği için sinyal-gürültü (S/G) oranı yüksek bir kayıta nispeten daha kolay tanınabilirler.

Moho'da oluşan dalgalar için Bath ve Stefansson (1966) tarafından verilen işaretleme (notasyon) kullanılmıştır. Buna göre;

- 1- P-S dönüşmüş dalgaları için Ps; S-P dönüşmüşleri için Sp (küçük harf yalnızca yukarıya doğru yayılan dalgalar için kullanılacaktır).
- 2- Yansımış dalgalar (PmP, Pmp ve pmP gibi) küçük m harfi ile belirtilecektir. m harfi Moho'nun her iki tarafından olan yansımalar için kullanılacaktır.
- 3- Birden fazla tabaka var ise, karşılık gelen tabakayı belirtmek için 1,2,3... gibi semboller eklenecektir.

Bu işaretleme sistemi ile çok karmaşık yollar dahi kolayca işaretlenebilir. Örneğin, SpPmp Moho'ya S olarak gelen, Moho sınırını geçerken P'ye dönüşen, yüzeyden P olarak yansıdıktan sonra Moho'dan tekrar P olarak yansıyarak yüzeye gelen dalgayı göstermektedir.

Kabuk tabanında, gelen bir düzlem p dalgası için Moho'daki yansıma ve yayılım katsayılarına göre ilk sıralamada beş faz yer alır. Bunlar PpPmp, PpSmp, Ps, Ps, PpPms ve PpSms fazlarıdır. Bunlardan ilk ikisinin küçük olması ve genellikle direkt varış ile aletin güçlü etkileşimi ile büyük oranlarda kirletilmesi nedeniyle gözlenebilmeleri güçtür. Üçüncü Ps fazı direkt varışın arkasından birkaç saniye sonra gelir ve ender olarak güçlü olmadıkça bu fazın tanınması da zordur. Son iki faz uzak alan P dalgalarının radyal bileşeninde sıkça gözlenebilir. 60° lik bir episantr uzaklığında, bir P dalgası serbest yüzeyde 22° lik bir geliş açısına sahip olacaktır. Bu durumda toplam genliğin yalnızca %37'si radyal bileşende görülür. Sahip olduğu faz hızına göre, S'ye dönüşmüş bir P fazının yaklaşık 12° lik bir geliş açısına sahip olması beklenir. Bunun toplam genliğinin %98'i radyal bileşen üzerinde görülecektir. Dönüşmüş faz, direkt varışın radyal bileşenindeki oranın yaklaşık üç katı kadar radyal bileşende büyük olacaktır. Eğer bu fazlar düşey bileşende izlenemiyorsa, radyal P bileşeni elde edilerek kolayca tanınabilirler. Hatta bu fazlarda dahi radyal ve düşey bileşenler arasında açık bir farklılık görülebilir. Düşey bileşen bu fazların varışları arasında ani olarak değişmiyor ise bunun modellenmesi oldukça güçtür. Bunun nedeni uzun bir süre (duration), çok bileşenli kaynak, serbest yüzey ile sığ bir kaynağın etkileşimi veya ışının dönme noktası civarındaki keskin bir süreksizlikten ikinci bir varış olabilir. Bu güçlüklerden kaçınmak için episantr uzaklığı 30°-80° arasında olan, orta büyüklükte derin depremler seçilmelidir.

Bu çalışmada uygulanan yöntem, bütün bu fazlar kullanılarak da yapılmakta; ancak biz sadece P dalgasının bileşenlerinden yararlanmaktayız. Yapay sismogram elde edilmesinde kullanılan P dalgasının bileşenleri ≈ 0.015 - ≈ 0.09 Hz frekansları arasında band geçişli olarak süzölmüş ve radyal ve tanjansiyel bileşenleri elde edilmiştir.

BÖLÜM 3

YAPAY SİSMOGRAMLAR

3.1 Giriş

Bir uzak-alan (telesismik) cisim dalgasının yeryüzeyinde oluşturduğu yerdeğiştirme çok sayıda parametre tarafından etkilenir. Bir A noktasından B noktasına enerjinin elastodinamik transferinde yırtılmanın zaman serisi, kaynak mekanizmasının çok kutupluluğu, kaynak bölgesindeki tabakalanma, yayılım yolu boyunca tabakalanma ve ışının en derin noktasındaki yapının hızı, gözlem bölgesindeki tabakalanma, kayıtcının tepkisi, anizotropi, heterojenlik veya yayılımı boyunca herhangi bir noktadaki materyallerin elastik olmayışları gibi pek çok sayıda parametre göz önüne alınmak zorundadır. Bu etkilerin her birinin birden fazla parametre tarafından kontrol edildiği de düşünülürse elastik enerjinin yer içerisindeki transferini teorik olarak modelleyebilmek olanaksız gibidir. Bu nedenle dalga yayılımının modellenmesinde bir takım kabuller yapılır ve depremlerin yakın, orta, uzak alan, sığ ve derin gibi sınıflamalarına gidilir. Bu sınıflamalar, etkilerin bazılarını ihmal edilebilir ölçüde küçülterek elimine edilmesini sağlar. Böylece, seçilmiş veri grupları için parametreler denetlenebilecek sayılara indirilmiş olurlar.

Yarı-sonsuz bir ortam üzerinde yatay homojen elastik tabakadan oluşan ve yapıya çarpan dalgaların düzlem dalga olarak gözönüne alınabilmesi için kaynağın yeteri kadar uzak olduğu var sayılmaktadır. Bu durumda P ve S dalga yörüngeleri kaynak uzaklığı ve derinliği için uygun bir ışın parametresiyle tanımlanabilir.

İz genliği $A(t)$ gibi bir zaman fonksiyonu olmak üzere:

$$A(t) = I(t) * Q(t) * S(t) * R(t) \quad (3.1)$$

şeklinde tanımlanabilir (Burdick ve Langston, 1977). Burada, $I(t)$, alet tepkisi; $Q(t)$, yerin soğurma etkisi; $S(t)$, kaynak-zaman fonksiyonu; $R(t)$, yer tepkisi ve * konvolüsyon işlecidir.

Yer tepkisi derin ($d > 300\text{km}$) ve uzak ($30^\circ < \Delta < 80^\circ$) depremler için kaynak civarı ve ışının dönme noktasındaki yer yapısı etkilerinin çok küçük olması nedeniyle yalnızca istasyon altındaki yapının tepkisidir. Bu nedenle yer tepkisi, ışın izleme veya Haskell (1960;1962)'in yayıcı matris tekniği ile hesaplanabilir. Işın izleme yöntemi, belirli fazların genlikleri ve göreceli varış zamanları ile doğrudan yorumlamalar için güvenilirdir. Işın yolları belirli bir model için belirlenerek, yayılma ve yansıma katsayılarından yüzey genlikleri hesaplanır (Helmberger, 1968). Nispeten karmaşık bir modelin toplam tepkisini bulmak için ışın izleme kontrolsüzleşir. Bu nedenle yayıcı matris tekniğinin kullanılması daha uygundur. Çünkü uzun uzun ışın tanımlamaları ve karmaşıklık gerektirmeksizin problem bütün olarak çözülür.

Kaynak fonksiyonu çok sayıda parametre tarafından etkilenir. Kaynakta en önemli problem çoğul kaynak, enerjinin yönlenmesi, kaynak civarındaki süreksizliklerden ileri gelen tekrarlı yansımalar ve serbest yüzey yansımalarıdır. Bu nedenle nispeten basit-derin olaylar seçildiğinde bu etkilerden kaçınılmış olunur.

Yerin soğurma etkisini hesaplamak için Futterman (1962) işleci (t^*) kullanılır. t^* ışın yolu boyunca sabit olup değeri T/Q dur (Carpenter, 1966). Burada T , ışının yayılma zamanı; Q , ışın yolu boyunca ortalama kalite faktörüdür.

Alet tepkisi önceden bilinir. Bilinmemesi halinde kayıtlar üzerindeki kalibrasyon pulslarından yararlanılarak elde edilebilir. SRO istasyonları için sıfırlar ve kutuplardan faydalanılarak bulunur.

Yayıcı matris tekniği ile yer tepkisi frekans ortamında hesaplanır. Bundan dolayı yer tepkisi, kaynak-zaman fonksiyonu, alet tepkisi ve soğurma işleci frekans ortamında çarpılır ve bu toplam tepki Ters Fourier dönüşümü ile zaman ortamına aktarılarak yapay sismogramlar elde edilir.

3.2 Yerin Soğurma Etkisi

Yer içerisinde yayılan elastik dalgalar yayınımları esnasında enerjilerinin bir kısmını kaybederler, yani genlikleri zamanla (uzaklıkla) azalır. Bu azalmanın iki nedeni vardır. Birincisi, küresel dalga cephelerinin genişlemesidir (geometrik açılma). Bu azalmanın miktarı uygun bir geometrik yaklaşımla kolayca belirlenebilmektedir. İkincisi ise, yer yuvarının tam elastik olmayışı nedeniyle oluşan azalmadır. Yeryuvarının elastik olmayan özellikleri sonucu oluşan bu enerji kaybına “elastik dalgaların soğurulması” (attenuation) denir.

Soğurma sismik dalgaların biçimlerini ve genliklerini etkiler, sinyallerin frekans içeriklerini değiştirir. Öyleyse, sismik dalgaların soğurulmalarından yararlanılarak, yeryuvarının elastik olmayan özellikleri incelenebilir ve uygun bir yaklaşımla doğrusal dalga yayılım teorisi yardımıyla daha gerçekçi yapay sismogramlar elde edilebilir.

Soğurma ölçümlerinde (α) soğurma katsayısı kullanılır. α , homojen bir ortamda yayılan bir düzlem dalga genliğindeki azalım sabitidir.

Homojen bir ortamda yayılan düzlem dalgalar için genlik

$$A(x, t) = A_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (3.2)$$

şeklinde verilmektedir. Burada A_0 , $x=0$ ve $t=0$ anındaki dalga genliği (kaynaktaki genlik), ω açısal frekans, k dalga sayısıdır. Soğurma karmaşık dalga sayısı (complex wave number) veya frekans cinsinden ifade edilebilir. Karmaşık dalga sayısı (k) şu şekilde yazılabilir (Johnston ve Toksöz, 1981) :

$$k = k_r + i\alpha$$

Buradan

$$A = (x, t) = A_0 \exp(-\alpha x) \exp(i(k_r x - \omega t)) \quad (3.3)$$

burada α , uzunluğun tersi (km^{-1}) boyutundaki soğurma katsayısı; $k=(\omega/v)$ ve v faz hızıdır. Soğurma karmaşık ω açısal frekansı cinsinden tanımlandığında zamanın tersi boyutuna (sn^{-1}) sahip olacaktır.

Son bağıntıda yalnızca yola (x) bağlı terimleri yazacak olursak;

$$A(x)=A_0 e^{-\alpha x} \quad (3.4)$$

şeklinde bir dalganın yalnızca soğurulma özelliğinden kaynaklanan üstel genlik azalmasının analitik ifadesi elde edilir. Buradan soğurma katsayısını

$$\alpha = -\frac{1}{A(x)} \frac{dA(x)}{dx} = -\frac{d}{dx} \ln A(x) \quad (3.5)$$

şeklinde yazabiliriz.

Buna göre x_1 ve x_2 uzaklıklarındaki ($x_1 > x_2$) genlikler $A(x_1)$ ve $A(x_2)$ olmak üzere ;

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} \ln \left[\frac{A(x_1)}{A(x_2)} \right] \quad (3.6)$$

burada α 'nın boyutu birim uzunluk başına km^{-1} dir. Soğurma katsayısını bir başka ifadesi;

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} 20 \log \left[\frac{A(x_1)}{A(x_2)} \right] \quad (3.7)$$

burada α , dB/km boyutundadır.

Soğurmanın en yaygın kullanılan ölçüsü kalite faktörü Q veya bunun tersi Q^{-1} dir. Kalite faktörü, Q , periyodik hareketlerde, bir salınımdaki enerji kaybı olarak tanımlanmaktadır. Yani taşınan enerjini bir salınımda kaybedilen (ortama geçen) enerjiye oranıdır:

$$Q = \frac{wE}{-dE/dt} = \frac{2\pi\Delta W}{W} \quad (3.8)$$

ve bunun tersi;

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W} \quad (3.9)$$

burada W , taşınan enerji; ΔW bir salınımda kaybedilen enerjidir. Çok küçük kayıpların ihmal edilebileceği varsayımı yapılırsa bu bağıntının gerçek Q 'yu tanımladığı kabul edilir. Bu küçük kayıplar varsayımı jeofiziğin pek çok problemi için geçerlidir.

Q için bir başka tanım da, gerilme-deformasyon (stress-strain) ilişkilerinden yararlanılarak verilmektedir. Bir cisme sinüzoidal olarak değişen bir gerilme uygulanırsa, cismin deformasyon tepkisi de sinüzoidal olacaktır. Q , uygulanan gerilmeye karşı oluşan deformasyonun faz gecikmesi (ϕ) ve uygun bir elastik modülden (M) yararlanılarak ifade edilebilir. Elastik modül $M=M_R+M_I$ şeklinde karmaşık olarak ifade edilebilirse,

$$Q^{-1} = \frac{M_I}{M_R} = \tan \phi \approx \phi \quad (3.10)$$

yazılabilir (White, 1965). Bu ilişki sinüzoidal yükleme altında eliptik bir gerilme-deformasyon eğrisi çizer. Bu elipsin alanı bir salınımda kaybedilen enerji ile orantılıdır ve depolanan (taşınan) enerji, yükleme eğrisinin altında kalan alana eşittir.

Soğurma ölçümlerinde kullanılan çoğu dinamik sistemler için Q , rezonans-pik band genişliği cinsinden

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f} \quad (3.11)$$

olarak tanımlanır. Burada Δf frekans genişliğidir.

Soğurma katsayısı α ile kalite faktörü Q , arasındaki ilişki

$$Q^{-1} = \frac{\alpha v}{\pi f} = \frac{\delta}{\pi} \quad (3.12)$$

şeklindedir. Burada v , hız; f , frekanstır.

Soğurma mekanizması ve ölçümlerine ilişkin çalışmalar genel olarak laboratuvar ve alan çalışmaları olarak sınıflandırılabilir.

Laboratuvar çalışmaları genellikle özel düzenekler gerektiren pahalı yöntemlerdir. Bu çalışmalarda serbest titreşimlerden (free vibrations) ardaşık iki salınımında genliklerin azalımından yararlanır:

$$\delta = \frac{\ln(A_1 / A_2)}{(t_2 - t_1)f} = \ln(A_1 / A_0), \quad Q^{-1} = \frac{\delta}{\pi} \quad (3.13)$$

Burada δ genliklerdeki logaritmik azalmadır.

Q 'nun hesaplanmasına ilişkin laboratuvar çalışmalarında genel olarak, zorunlu titreşimlerden (forced vibrations) (3.11); dalga yayınımdan (3.6); gerilme-deformasyon (stress-strain) eğrilerinden (3.10) yararlanır. Laboratuvarlarda bunlar ve/veya bunların kombinasyonundan oluşan yöntemlerin uygulandığı değişik kayaç örneklerinin soğurma özellikleri ve soğurma mekanizması hakkında oldukça önemli bilgiler elde edilmektedir.

Soğurmanın alan ölçmeleri, pekçok parametrenin denetlenebildiği laboratuvar çalışmalarına göre çok daha karmaşık ve zor olmasına rağmen oldukça önemlidir. Bu tür alan çalışmalarında sismik dalga genliği dalga cephelerinin geometrik genişlemesi nedeniyle kaynaktan olan uzaklıkla, süreksizliklerden olan dalga yansıma ve saçılmaları ve elastik olmayan soğurma nedeniyle azalır. Bundan dolayı alan çalışmalarında, soğurmanın incelenmesi için, öncelikle diğer etkilerin giderilmesi gerekir. Bu tür çalışmalarda en tipik yaklaşım yüzey kaynaktan yayılan sismik dalgaların kuyularda çeşitli derinliklerde kaydedildiği verilerin (Vertical

Seismic Profiling, VSP) çözümlenmesidir. Burada tekrarlanan atışlarda kaynağın tam olarak aynı olamayışı önemli bir problemdir.

Yarı-sonsuz homojen bir ortamda yayılan sismik dalgalar yerin elastik olmayan özellikleri nedeniyle soğurularak dispersiyona uğrarlar. Yani belirli bir Q ortamında yayılan bir sismik pulsün şekli yayılma zamanı veya uzaklıkla değişir. Bu, frekans ortamında düşünüldüğünde, farklı frekanslı bileşenlerin farklı grup ve faz hızlarında yayılacakları anlamına gelir. Bugüne kadar yapılan tüm deneysel çalışmalarda dispersiyonun olmadığı durumda, soğurulmuş hiçbir dalga genliği gözlenememiştir. Yani, elastik olmayan özelliklerden kaynaklanan soğurma var ise, mutlaka dispersiyon vardır (Futterman, 1962). Öyleyse, frekansın fonksiyonu olarak soğurma özellikleri verildiğinde, pulsün dispersiyon karakteristikleri grup ve faz hızlarının frekans bağımlılığı, doğrusallık ve nedensellik (causality) ilkelerinden yararlanılarak hesaplanabilir. Bu da soğurmanın yüksek olmadığı ($Q > 30$) tipik yer yuvarı materyalleri için soğurmanın, pulsün dispersiyon özellikleri ve frekansa bağımlı grup ve faz hızlarından yararlanılarak hesaplanabileceği anlamına gelmektedir.

Futterman (1962), Strick (1970), Carpenter (1966) ve Kjartansson (1979) sabit veya yaklaşık Q modeli için matematiksel ve fiziksel bir yaklaşım geliştirmişlerdir. Futterman (1962), verilen bir Q için, nedensellik ve doğrusallık ilkelerinden yararlanarak, dispersiyon özelliklerinin nasıl hesaplanabileceğini göstermiştir. Futterman bu çalışmasında, belirli bir alçak frekans değerinin üzerindeki sabit Q için, frekansın doğrusal fonksiyonu olarak dispersiyon ilişkilerini vermektedir. Bu alçak kesme frekansının altındaki frekans değerleri için absorpsiyon katsayısı Q, zamanla azalmaktadır. Bu alçak kesme frekansı, sıfıra çok yakın fakat sıfırdan farklı bir değere sahiptir. Strick (1970) sabit bir Q ortamında hem puls başlangıcı, hem de puls genişliği üzerine yayının etkilerini inceleyerek Futterman (1962)'ın bu çalışmasını bir adım daha ileriye götürmüştür.

Carpenter (1966) ve Kjartansson (1979) sabit bir Q ortamında dalga yayımında soğurma etkilerinin dikkate alınabilmesi için pratik teknikler ve yapay sismogram hesaplamalarında kolayca kullanılacak konvolüsyon işleçleri geliştirmişlerdir.

Absorbsiyon katsayısının sabit olduğu modellerde alçak kesme frekansının üzerinde soğurma, frekansla doğru orantılıdır. Carpenter (1966) bu alçak kesme frekansının, ω^1 , kullanılan en küçük frekans (Nyquist frequency) olarak alınabileceğini göstermiştir. Carpenter'in sabit Q için soğurma işleci (frekans ortamında) :

$$I_o(t^1) = (1/\pi) \int_0^{\omega^1} \exp(-\omega x/2QC_o) \cos \omega \left[t^1 + \frac{x}{\pi QC_o} \{ \ln(\omega/\omega^1) - 2 \} \right] d\omega \quad (3.14)$$

Burada

- x : pulsun aldığı yol
- Q : kalite faktörü
- ω : açısal frekans
- C_o : hız
- t_1 : soğurulmayan en küçük sinyalin yayılma zamanı
- ω^1 : kesme freknası
- D : $\omega^1 x / QC_o$

görüldüğü gibi bu eşitlik $(\omega x / QC_o)$ 'ın fonksiyonudur.

$G_2(m\omega) = G_1(\omega)$ ise ve G_1 'in zaman ortamındaki ifadesi $f(t)$ ise, G_2 'nin zaman ortamındaki dönüşümü

$$(1/m) f(t/m)$$

dir. Öyleyse soğurma işlecini zaman ortamındaki ifadesi şu şekilde yazabiliriz:

$$I_o(t) = \frac{QC_o}{x} E(g) \quad (3.15)$$

Burada

$$E(g) = \frac{1}{\pi} \int_0^D \exp(-h/2) \cosh \left[g + \frac{1}{\pi} \{ \ln(h/D) - 2 \} \right] dh \quad (3.16)$$

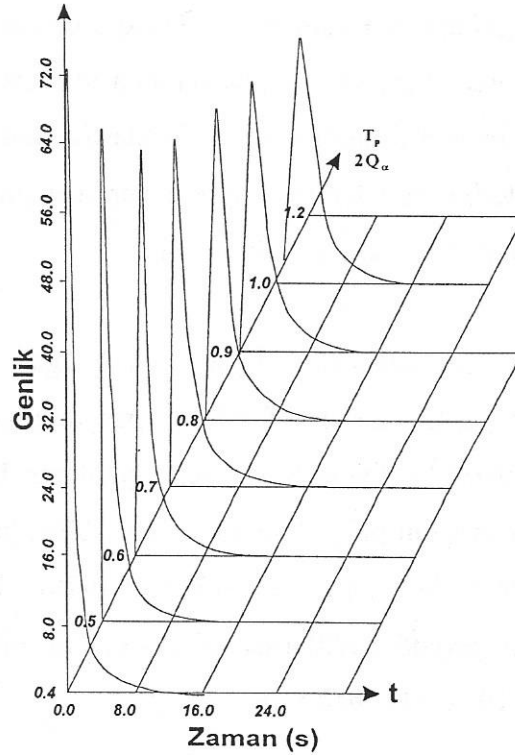
g, boyutsuz zaman:

$$g = \frac{t}{(x/QC_0)} \quad (3.17)$$

ve h , boyutsuz (açısal) frekanstır:

$$h = \alpha(x/QC_0) \quad (3.18)$$

(3.15) ilişkisiyle soğurma işleci kolayca hesaplanabilecek durumdadır. Burada D kullanılan en küçük frekanstır. x/C_0 yerine yayılma zamanı T yazılabilir ve böylece ışın yolu boyunca dx/QC_0 integrali yerine T/Q_{av} yazabiliriz. Burada Q_{av} ışın yolu boyunca ortalama Q değeridir. Böylece pratikte T/Q_{av} belirlenirse, soğurma için $(Q/T)E(T/Q)$ fonksiyonu kullanılır (Şekil 3.1).



Şekil 3.1 Değişik T_p/Q_α değerleri için zaman ortamı soğurma işleçleri.

Yeryuvarının soğurma özelliklerinin cisim dalgalarından belirlenmesinde ilk olarak çekirdek fazlarından (ScS, sScS) yararlanılmıştır (Kovach ve Anderson, 1964; Sato ve Espinoza, 1967; Jordan ve Sipkin, 1977; ve diğ.). Bu çalışmalarda normale yakın geliş açılımlarına sahip derin depremlerin bu fazlarının spektral oranları kullanılmıştır.

Daha sonraki çalışmalarda uzun ve kısa peryod kayıtlarda doğrudan varışlar da kullanılmıştır. Bu çalışmaların hemen hepsinde spektral oran yöntemi kullanılmıştır.

Bir sismoloji istasyonunda kaydedilen sismik dalga genliği;

$$A(\omega) = A_o(\omega; \theta, \phi) A_{ins}(\omega) A_{cr}(\omega) A_{mc}(\omega) \quad (3.19)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada

$A_o(\omega; \theta, \phi)$: kaynak fonksiyonu

$A_{ins}(\omega)$: alet transfer fonksiyonu

A_{cr} : kabuk transfer fonksiyonu

A_{mc} : genlik azalımı ile ilgili transfer fonksiyonu

Eğer iki cisim dalgasının spektrumları oranlanacak olursa kaynak, alet ve kabuğa ait etkiler giderilmiş olur ve geriye yalnızca genlik azalımına ilişkin verilere ait ifadeler kalır. Bu etkiler geometrik açılım ve yerin elastik olmayan özellikleri nedeniyle oluşan soğurma terimlerini içerir. Böylece yer içerisinde soğurma özelliklerinin incelenebileceği uygun veriler elde edilmiş olur.

Bu basit algoritma bir fonksiyondaki aynı tür dalgaların, farklı dalga türlerinin (cisim dalgası) veya aynı depremin farklı iki istasyon (aynı büyük daire üzerindeki) kayıtları veya bunların kombinasyonları için uygulanır. Bu teknik, genellikle derin ve uzak depremlerin uzun peryod kayıtları için kullanılmıştır (Mikumo ve Kurita, 1968; Teng, 1968; Solomon ve Toksöz, 1970). Kısa peryod kayıtlarının kullanılması uzun peryod kayıtlarına göre daha az olmuştur (Kanamori, 1967; Fraiser ve Filson, 1972; Marshall ve diğ., 1975).

Cisim dalgalarının soğurulması genellikle t^* niceliği ile ifade edilir. Bu değıştirgen bir ışın yolu boyunca ortalama kalite faktörü ile verilir. t^* ışın yolu boyunca kalite faktörünün tersinin (Q^{-1}) ışın yolu boyunca zamana göre integrasyonu olarak tanımlanır:

$$t^* = \int_{\text{IŞIN YOLU}} \frac{dt}{Q} \quad (3.20)$$

Işın yolu boyunca, yukarıda verildiği gibi, Q için ortalama bir değer alınarak daha kullanışlı olan

$$t^* = T/Q_{av} \quad (3.21)$$

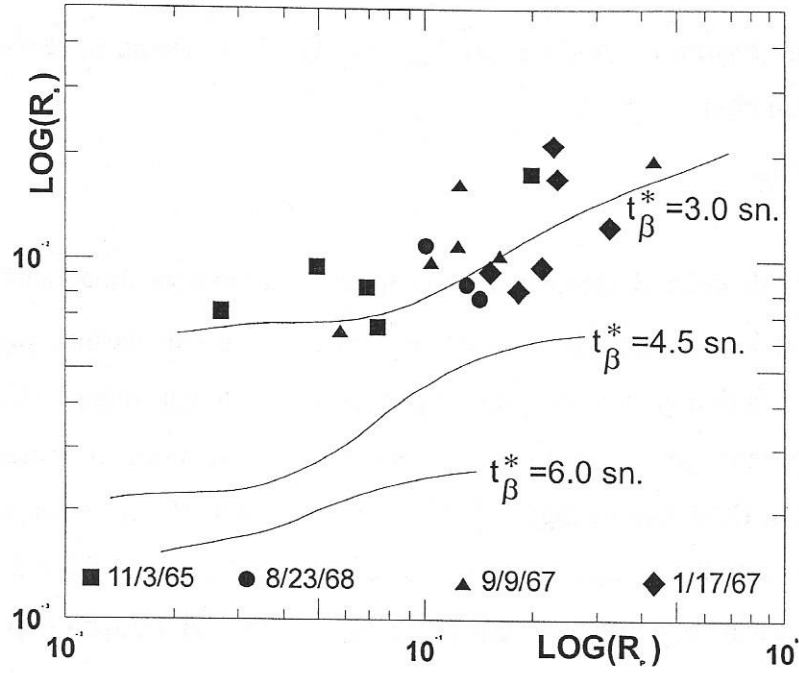
ilişkisi elde edilir (Carpenter, 1966). Burada T toplam yayılma zamanıdır. t^* , P ve S dalgaları için α ve β alt indisleri ile verilir. Cisim dalgalarının yayılma zamanları çok iyi bilindiği için bu iki değiştirgenin birinden diğeri elde edilebilir. t^* ölçmelerinde genellikle t^*_α için 1 sn ve t^*_β için 4 sn civarında değerler elde edilmiştir (Marshall ve diğ., 1975; Anderson ve Hart, 1978). Bu değerler $20^\circ < \Delta < 80^\circ$ episantr uzaklıkları için hemen hemen uzaklıktan bağımsız, fakat derinliğe bağlıdır. Çünkü derin depremlere ait cisim dalgaları yüksek soğurmaya sahip üst mantoyu bir kez geçerken, sığ depremlere ait cisim dalgaları iki kez geçecektir. Bu nedenle soğurma derinliğinin önemli bir fonksiyonu olmaktadır.

Sığ ve derin uzak alan ($30^\circ < \Delta < 80^\circ$) depremlerinin kısa ve uzun peryod P ve S dalgası kayıtlarını inceleyen Burdick (1978) derin depremler için t^*_β değerinin yaklaşık olarak 3 sn civarında olduğunu göstermiştir. Şekil 3.2'de gözlemsel ve teorik genlik oranları ile değişik t^* değerleri için teorik eğriler verilmiştir.

Eğer tam (pure) sıkışmada herhangi bir enerji kaybı yok ise Q_β ve Q_α arasında

$$\frac{Q_\beta}{Q_\alpha} = \frac{4 \beta^2}{3 \alpha^2} \quad (3.22)$$

ilişkisi geçerlidir (Anderson ve diğ., 1965). Burada α ve β elastik dalga hızlarıdır. Anderson hem bu, hem de Hart ile yaptığı (Anderson ve Hart, 1978) çalışmasında yeryuvarında sıkışma kayıplarının ihmal edilebileceğini göstermiştir. Yani bu ilişki yaklaşık olarak doğrudur.



Şekil 3.2 Doğu ABD için gözlemsel ve değişik teorik t_{β}^* değerleri için kısa (R_s) ve uzun (R_p) peryod maksimum iz genlik oranları (Burdick, 1978).

$30^\circ < \Delta < 80^\circ$ için P ve S dalgaları çok yakın ışın yolları izlerler. Işın yolu boyunca $\lambda \approx \mu$ kabul edilirse;

$$Q_{\alpha} = \frac{9}{4} Q_{\beta} \quad (3.23)$$

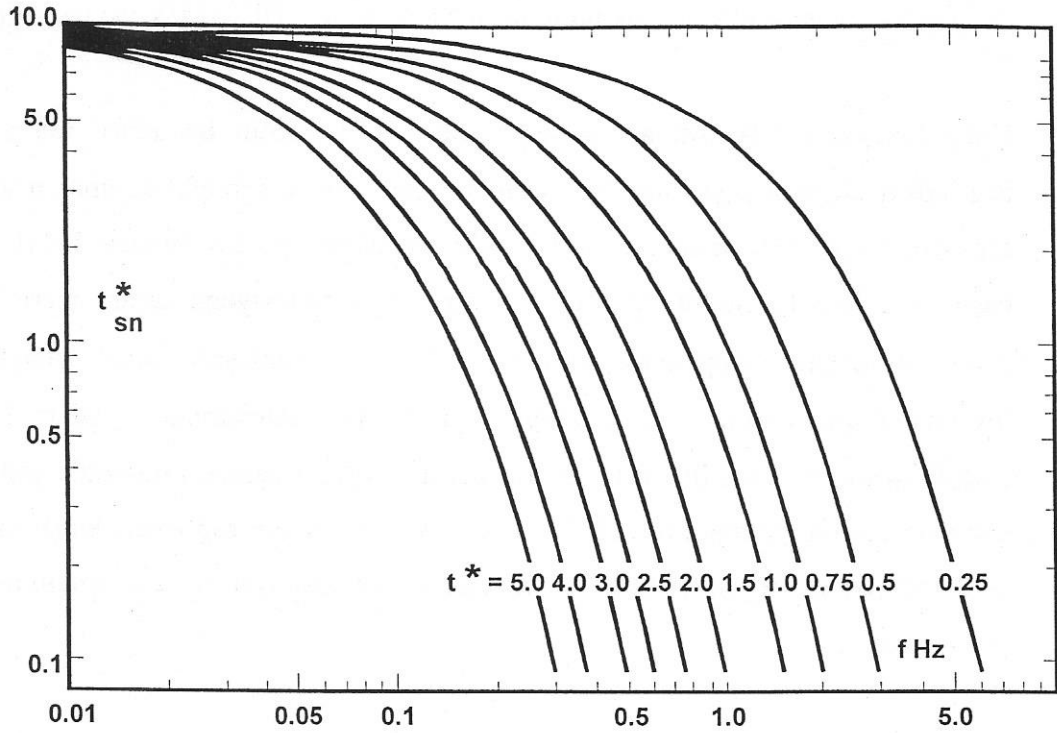
yazılabilir (Burdick, 1978). 33° episantr uzaklığı için doğrudan gelen P ve S dalgalarının yayılma zamanlarının oranı,

$$T_{\beta}/T_{\alpha} = 1.80 \text{ dir. Bu sonuçlar bileştirildiğinde bilinen} \\ t_{\beta}^* = 4 t_{\alpha}^* \quad (3.24)$$

ilişkisi elde edilir. Bu ilişki bize, t_{β}^* veya t_{α}^* değerlerinden herhangi birisinin iyi bir şekilde belirlenmesi halinde diğerinin de yeterli duyarlılıkla hesaplanabileceğini göstermektedir. t^* yapay sismogram hesaplamalarına

$$\exp(-\omega t^*/2) = \exp(-\pi f t^*) \quad (3.25)$$

şeklinde üstel azalan bir fonksiyon olarak girer. Şekil 3.3 de değişik t^* değerleri için soğurma tepki fonksiyonları çizilmiştir.



Şekil 3.3 Çeşitli t^* değerleri için soğurma işlecinin frekans ortamındaki davranışı (Leong, 1975).

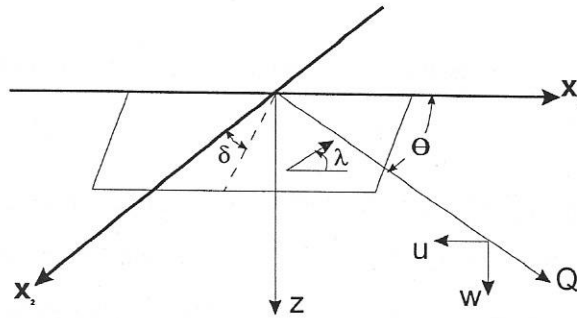
Şekil 3.3'den görüldüğü gibi, her bir eğri belirli t^* değerine göre hafif bir eğimle üstel olarak azalmaktadır. Bu nedenle soğurma olayı, frekans ortamında, üstel kesme özellikli gerçel bir alçak-geçişli süzgeç olarak düşünülebilir. Bundan dolayı soğurma işleci iki farklı işleve sahiptir. Birincisi, yerin elastik olmayan özellikleri nedeniyle oluşan soğurma fonksiyonu olarak üstel azalma faktörü, ikincisi sistem transfer fonksiyonunu keserek şekillendirmesi nedeniyle uçlardaki sızıntıların etkilerini azaltan süzgeç fonksiyonudur.

3.3 Kaynak Fonksiyonu

Sismolojinin halen en önemli problemlerinden birisi olan kaynak fonksiyonunun belirlenmesine yönelik çalışmalar genel olarak kinematik ve dinamik olarak ikiye ayrılmaktadır (Aki ve Richards, 1980). Hareketi oluşturan kuvvetleri analiz etmeksizin, yalnızca hareketi yerdeğiştirmelerin analizinde zaman ve uzaya bağlı

parametrelerle tanımlayan yaklaşım KİNEMATİK yaklaşım, hareketi hakim enerji dengesi ve kuvvet sistemleri ile tanımlayan yaklaşım ise DİNAMİK yaklaşımdır.

Çoğu kinematik yaklaşımlar kaynağın olduğu bölgenin boyutları, fay yüzeyi üzerindeki kaymanın yayılma hızı (kayma hızı), fay üzerindeki kaymanın zaman fonksiyonu ve faylanmanın boyutları gibi terimlerle bir fay modeli belirleyerek başlar (Şekil 3.4). Sonra tipik olarak, bir Green fonksiyonu ortam içerisindeki yerdeğiştirmeleri hesaplamak için kullanılır. Bu yaklaşım genel olarak bir inversiyon problemidir ve kaynağı tanımlayan parametreler yayılan sismik dalgaların incelenmesi ile kestirilir. Bu kestirim işlemi zaman ortamında yapay ve gözlemsel sismogramlar arasında kabul edilebilir bir uyum sağlanana kadar kaynak parametrelerinin değiştirilmesi ile yapılabilir. Bu kestirim frekans ortamında da yapılabilir.

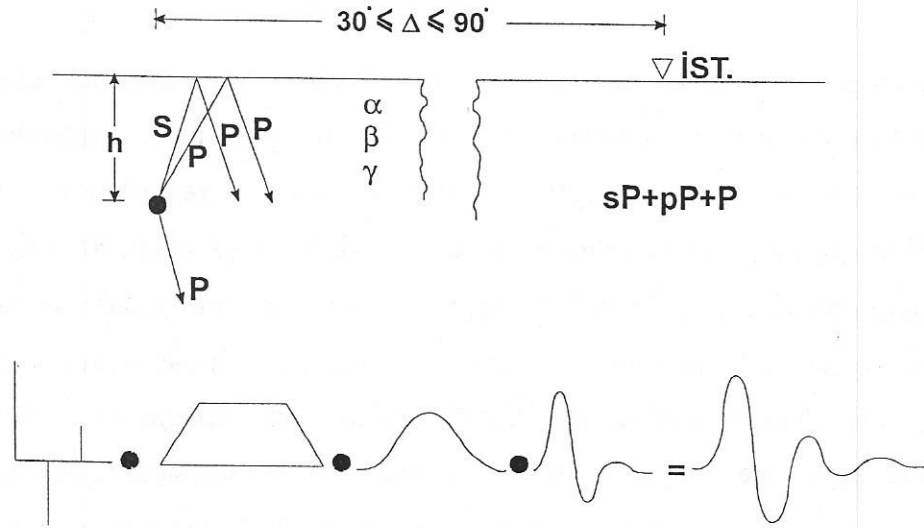


Şekil 3.4 Bir dislokasyon modeli için koordinat sistemi ve fay düzlemi geometrisi (Langston ve Helmberger, 1974), Q , ışın yörüngesi; θ , Q yörüngesi boyunca yayılan dalganın kaynak azimutu; λ , fay düzlemi üzerinde hareket vektörünün yatayla yaptığı açı; δ , fay düzleminin eğimi.

Çünkü, alçak frekans düzeyi, yüksek frekans asimtotları (high-frequency asymptotes) ve köşe frekansları (corner-frequencies) gibi spektral parametreler direkt olarak kaynak özellikleri ile ilişkilidir.

Kinematik yaklaşımdaki ilerlemelerin büyük bir kısmı son 15-20 yıl içerisinde olmuştur. Blanford (1975) bir depremi tansiyonel ve makaslama kayması gibi çok sayıda olayların toplamı olarak modellemeyi amaçlamıştır. Bu yaklaşım P ve S dalgalarının köşe frekanslarının oranı, $M_s:m_b$ sistematikleri gibi düşünceleri

açıklayabilmek için cisim dalgası spektrumuna esneklik kavramını getirmiştir. Harkrider (1976) homojen bir ortamda dört kutuplu (quadrapole) kaynak için hem potansiyel, hem de yer değiştirme bağıntılarını vermiş, Harkrider ve Helmberger (1978) ise silindirik yapı ortamıyla ilgili potansiyellerin kullanılması ile ilgili problemleri açıklığa kavuşturmuşlardır. Langston ve Helmberger (1975) ile Bouchon (1976) sığ-kaynaklar civarındaki tabakalanma ve serbest yüzeyden olan yansımaların spektral girişimlerini vererek telesismik uzaklıklarda kaynakların incelenmesi için yöntemler ortaya koymuşlardır (Şekil 3.5). Boatwright ve Boore (1975) bir yayıcı kaynak tanımında gerekli olan bazı integrallerin değerini analitik olarak hesaplamıştır. Israel ve Kovach (1977), bir doğrultu atımlı faylanmanın yakın alan hareketi üzerine bir serbest yüzeyin varlığı, kaynağın-yükselme zamanı, yayılma hızı ve yayılmanın yönlenmesinin etkilerini sistematik olarak incelemiştir. Hartzell ve diğ. (1978) geniş karmaşık faylanma olayları için hesaplamaları kolaylaştıran, Green fonksiyonlarını yorumlayan bir yöntem tanımlamışlardır. Boore ve Joyner (1978) düzensiz yırtılma, yayılımının yüksek-frekans yayılım ve yönlenmesinin etkilerinin miktarını artırdığını göstermiştir.



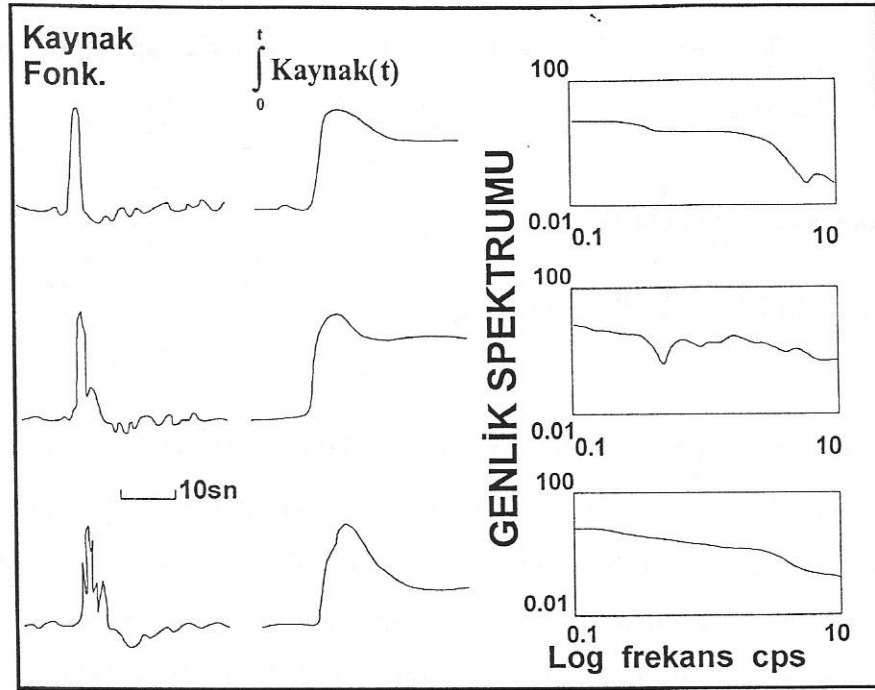
Şekil 3.5 Yüzey yansımaları ve kaynak fonksiyonunun etkileşimi (Langston ve Helmberger,1975).

Kinematik yaklaşımdaki bu gelişmelere karşın, bazı çalışmalar bu yaklaşımdaki bazı belirsizlikleri ortaya koymuştur. Anderson ve Richards (1975) farklı kaynak modelleri için, yakın alanda aynı yerdeğiştirmelerin elde edilemediğini göstermiştir.

Faylanmanın bir-boyutlu dinamik modellerini inceleyen Knopoff ve Mouton (1975) gözlemsel sismogramların spektrumlarından elde edilen kaynak parametrelerinin geçerliliği hakkında bazı sorular ortaya çıkarmışlardır. Helmberger ve Malone (1975) ve Helmberger ve Johnson (1977) yüzeye yakın yapının sismik dalga şekli üzerinde bir takım değişikliklere neden olabileceğini ve bu nedenle kaynak parametrelerinin bu etkilerinin anlaşılmasından sonra çıkarılabileceğini göstermişlerdir. Langston (1978b) telesismik cisim dalgalarının incelenmesinde serbest yüzeyin etkilerinin ihmal edilmesinin bazı sonuçlarını ortaya koymuştur.

Dikkat edileceği üzere kinematik yaklaşımdaki tüm bu ve benzeri belirsizlikler orta derinlikte ve özellikle sığ depremlere aittir ve bunların yakın, ve orta alan gözlemlerinde daha büyüktür. Derin depremlerin uzak alan gözlemleri için bu belirsizliklere neden olan etmenlerin ortadan kalkması nedeniyle derin depremlerin kaynak problemlerinin çözümü daha basit ve kolaydır. Olayın çoğul olmadığı durumlarda belirsizliğe neden olan etmenler yalnızca kaynak civarındaki tabakalanma ve serbest yüzeyden olan yansımaların girişimleridir. Depremin derin olması halinde bu tür etkileşimlerden kaçınılmış olunur.

Burdick ve Helmberger (1974) derin odaklı bir çok depremin kaynak fonksiyonlarını hem zaman, hem de frekans ortamında incelemiş, P ve S kaynaklarının zaman ortamında karşılaştırmasını yapmışlardır. Burdick ve Helmberger (1974) in çalışmaları iki aşamalıdır; önce dekonvolüsyon ile P-dalgalarından uzak-alan kaynak-zaman fonksiyonu belirlenmiş, daha sonra bu zaman fonksiyonu kullanılarak yapay S-dalgaları hesaplanarak gözlemlerle karşılaştırılmıştır. Gözlemsel P dalgalarından kaynak fonksiyonunun dekonvolüsyon yöntemiyle elde edilmesi yaygın olarak uygulanan bir yöntemdir. Alet tepkisi, yerin soğurma etkisi ve yerkabuğu tepkisinin gözlemsel P-dalgasından dekonvolüsyonu sonucu kalan kaynakzaman fonksiyonudur. Burdick ve Helmberger (1974) bu şekilde elde edilen kaynak-zaman fonksiyonları ile kaynağın genlik spektrumu karşılaştırıldığında bazı çoğul olayların genlik spektrumlarında görülememesine karşın, zaman ortamında daha açık bir şekilde görülebileceğini göstermişlerdir (Şekil 3.6).



Şekil 3.6 Dekonvolüsyon yöntemi ile elde edilen kaynak-zaman fonksiyonlara (solda) ve kaynağın genlik spektrumları (sağda) (Burdilzk ve Helmbergerr 1974).

Burdick ve Helmberger (1974) dekonvolüsyonla elde ettikleri zaman fonksiyonlarını kullanarak hesapladıkları yapay sismogramları P ve SH gözlemselleri ile karşılaştırmışlardır. Bu çalışmada elde edilen bir sonuçta derin telesismik olayların Haskell tipi dislokasyon modeli ile tam olarak tanımlanabileceğidir. Burdick ve Helmberger (1974)'in en önemli sonuçları, basit-derin olaylar için düşey P-dalgasının, sonraki kabuksal fazlar dışında, tamamen kaynak fonksiyonunu gösterdiğidir.

Burdick ve Helmberger (1974) in bu sonuçlarını esas alan Langston (1979) P-dalgası eşitleme (P-wave equalization) yöntemini geliştirmişlerdir. Bu yaklaşımın esası şudur;

Yatay veya eğimli tabakalardan oluşan bir yerkabuğunun tabanına gelen bir düzlem P-dalgası için yerdeğiştirme tepkisi zaman ortamında,

$$\begin{aligned}
 D_V(t) &= I(t) * S(t) * E_V(t) \\
 D_R(t) &= I(t) * S(t) * E_R(t) \\
 D_T(t) &= I(t) * S(t) * E_T(t)
 \end{aligned}
 \tag{3.26}$$

şeklinde verilebilir. Burada $S(t)$ kabuk tabanına gelen dalganın etkin kaynak fonksiyonu, $I(t)$ alet tepkisi ve $E_V(t)$, $E_R(t)$, $E_T(t)$ sırasıyla yapının düşey, radyal ve enine tepkileridir.

Yapının etkisi genel olarak

$$E(t) = \sum_{i=1}^n \{ \alpha_i \delta(t - \tau_i) + \beta_i H[\delta(t - \tau_i)] \} \quad (3.27)$$

şeklinde verilmektedir (Langston, 1979). Burada α_i ve β_i yansıma yayılım katsayıları ile ilgili sabitler; $\delta(t)$, Dirac delta fonksiyonu; τ_i , i_0 dalganın yayılma zamanı ve $H[\quad]$ Hilbert dönüşüm işlecidir. Toplama n tane ışın için yapılır. Düzlem tabakalı modeller için $E(t)$ yi hesaplamamanın genel ve kolay bir yolu da frekans ortamında yayıcı matris yöntemini (Haskell, 1960,1962) kullanmaktır. Yer modelinde P ve S dalga hızlarından herhangi birisinin faz hızından büyük olması halinde β_i bütün durumlar için sıfır, n ise sonsuzdur. Bu nedenle $E_T(t)$ elde edilemez.

Basit derin olaylara ilişkin gözlemler şunu göstermiştir: yer hareketinin düşey bileşeni puls şeklindeki kaynak fonksiyonu ile alet ve daha sonraki önemsiz varışların konvolüsyonu gibi davranmaktadır (Burdick ve Helzbergerr, 1974). Kabuk yapısı için teorik çalışmalar yüksek kontrastlı, eğimli arayüzeylerde dahi düşeye yakın geliş açısına sahip P-dalgalarının düşey bileşenleri üzerinde kabuksal tekrarlılar ve dönüşmüş fazların önemsiz olduğunu göstermiştir (Burdick ve Langston, 1977; Langston, 1976b). Bu nedenle

$$I(t)*S(t) \approx D_V(t) \quad (3.28)$$

iyi bir yaklaşıklıkla yazılabilir. $D_V(t)$ çoğunlukla Dirac delta fonksiyonuna benzer şekilde davranır. $D_R(t)$ ve $D_T(t)$ den $I(t)*S(t)$ dekonvolv edilerek $E_R(t)$ ve $E_T(t)$ bulunabilir. Bu işlem frekans ortamında şu şekilde verilir:

$$E_R(\omega) = \frac{D_R(\omega)}{I(\omega)S(\omega)} = \frac{D_R(\omega)}{D_V(\omega)} \quad (3.29)$$

$$E_T(\omega) = \frac{D_T(\omega)}{I(\omega)S(\omega)} = \frac{D_T(\omega)}{D_V(\omega)} \quad (3.30)$$

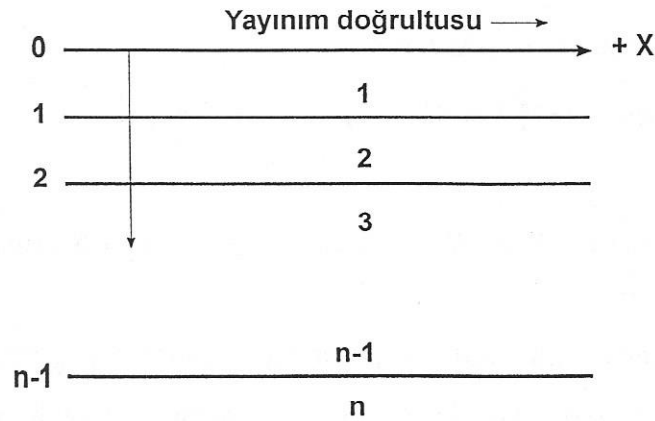
$E_R(\omega)$ ve $E_T(\omega)$ tekrar zaman ortamına dönüştürülür.

Bu tekniğe benzer işlemler spektral oran tekniği ile daha önceki çeşitli yerkabuğu çalışmalarında kullanılmıştır (Surita, 1973; Kenar, 1978).

3.4 Yerkabuğu Transfer Fonksiyonu

Yer kabuğu transfer fonksiyonu Haskell (1960; 1962) yayıcı matris tekniği ile hesaplanabilir. Yarı-sonsuz bir ortam üzerinde n-tabakalı paralel, izotrop ve homojen bir ortamda (Şekil 3.7) c faz hızı ve ω açısız hızı ile yayılan bir düzlem dalga çözümü $(4n-2)$ tane sınır koşulunu gerektirmektedir. Bu sınır koşulları iki yerdeğiştirme ve iki gerilme bileşenlerinin sürekliliği ve serbest yüzeyde gerilme bileşenlerinin sıfır olması ile sağlanabilir.

x-ekseni tabakalara paralel ve yayılma doğrultusunda pozitif z-ekseni aşağıya doğru, yani tabakaların içine doğru pozitiftir. Tabaka ve arayüzeyler serbest yüzeyden uzaklaşacak şekilde numaralandırılmıştır (Şekil 3.7).



Şekil 3.7 Arayüzeyler, tabakaların numaralanışı ve eksenlerin yönleri. m inci tabaka için parametreler şu şekilde tanımlanmaktadır:

ρ_m = yoğunluk

d_m = kalınlık

λ_m, μ_m = Lamé elastik sabitleri

$$\alpha_m = [(\lambda_m + \mu_m) / \rho_m]^{1/2} = \text{dilatasyon dalgalarının hızı}$$

$$\beta_m = [\mu_m / \rho_m]^{1/2} = \text{rotasyonel dalgaların yayılım hızı}$$

$$k = \omega/c = 2\pi/\text{dalga boyu (yatay)}$$

$$r_{\alpha m} = \begin{cases} +[(c/\alpha_m)^2 - 1]^{1/2} & c > \alpha_m \\ -[1 - (c/\alpha_m)^2]^{1/2} & c < \alpha_m \end{cases}$$

$$r_{\beta m} = \begin{cases} +[(c/\beta_m)^2 - 1]^{1/2} & c > \beta_m \\ -[1 - (c/\beta_m)^2]^{1/2} & c < \beta_m \end{cases}$$

$$\gamma_m = 2(\beta_m/c)^2$$

$$\bar{u}, \bar{w} = x \text{ ve } z \text{ yönlerindeki yerdeğiştirme bileşenleri}$$

$$\sigma = Z_Z = \text{normal gerilmeler}$$

$$\tau = X_Z = \text{teğetsel gerilmeler}$$

m inci tabaka için elastik hareket denklemlerinin periyodik çözümü dilatasyonel dalga çözümü ile birleştirilerek

$$\begin{aligned} v_m &= (\partial \bar{u} / \partial x) + (\partial \bar{w} / \partial z) \\ &= \exp[i(\omega t - kx)] \left[A \exp(-ikr_{\alpha m} z) + A_1 \exp(ikr_{\alpha m} z) \right] \end{aligned} \quad (3.31)$$

rotasyonel dalga çözümleri ile,

$$\begin{aligned} \theta_m &= (1/2) \left[(\partial \bar{u} / \partial z) - (\partial \bar{w} / \partial x) \right] \\ &= \exp[i(\omega t - kx)] \left[B \exp(ikr_{\beta m} z) + B_1 \exp(ikr_{\beta m} z) \right] \end{aligned} \quad (3.32)$$

elde edilir. Burada A, A₁, B, B₁ gelen ve yansıyan P ve S dalgalarının genlikleridir.

Bir arayüzeyin sınır koşulları, yerdeğiştirmeler ile gerilmelerin sürekliliğidir. Yerdeğiştirme-lerin sürekliliği nedeniyle bunların türevlerini oluşturan u ve w bileşenleri de süreklidir. Bundan dolayı c hızı bütün tabakalarda aynıdır. Dolayısıyla boyutsuz değerler olan u/c ve w/c de süreklidir. (3.31) ve (3.32) ifadelerinde sınır koşulları uygulanarak,

$$\begin{aligned} \frac{\overset{\circ}{u}}{c} = & -(\alpha_m / c)^2 \left[(A + A_1) \cos kr_{\alpha m} z - i(A - A_1) \sin kr_{\alpha m} z \right] \\ & - \gamma_m r_{\beta m} \left[(B - B_1) \cos kr_{\beta m} z - i(B - B_1) \sin kr_{\beta m} z \right] \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\overset{\circ}{w}}{c} = & -(\alpha_m / c^2) r_{\alpha m} \left[i - (A + A_1) \sin kr_{\alpha m} z + (A - A_1) \cos kr_{\beta m} z \right] \\ & + \gamma_m \left[i - (A - A_1) \sin kr_{\beta m} z + (A - A_1) \cos kr_{\beta m} z \right] \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} \sigma = & -\gamma_m \alpha_m^2 (\gamma_m - 1) \left[(A + A_1) \cos kr_{\alpha m} z - i(A - A_1) \sin kr_{\beta m} z \right] \\ & - \rho_m c^2 \gamma_m^2 r_{\beta m} \left[(B - B_1) \cos kr_{\beta m} z \right] \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} \tau = & \rho_m \alpha_m^2 \gamma_m r_{\alpha m} \left[-i(A + A_1) \sin kr_{\alpha m} z + (A - A_1) \cos kr_{\alpha m} z \right] \\ & - \rho_m c^2 \gamma_m (\gamma_m - 1) \left[-i(B - B_1) \sin kr_{\beta m} z + (B - B_1) \cos kr_{\beta m} z \right] \end{aligned} \quad (3.36)$$

Yukarıdaki eşitliklerde $z=d_m$ alınır ise hız ve gerilmeler matris şeklinde gösterilebilir:

$$\left(\frac{\overset{\circ}{u}_m}{c}, \frac{\overset{\circ}{w}_m}{c}, \sigma_m, \tau_m \right) = D_m (A + A_1, A - A_1, B - B_1, B + B_1) \quad (3.37)$$

D_m , (4*4) bir matris olup, elemanları;

$$(d_m)_{11} = -(\alpha_m / c)^2 \cos P_m$$

$$(d_m)_{12} = i(\alpha_m / c)^2 \sin P_m$$

$$(d_m)_{13} = \gamma_m r_{\beta m} \cos Q_m$$

$$(d_m)_{14} = i\gamma_m r_{\beta m} \sin Q_m$$

$$(d_m)_{21} = i(\alpha_m / c)^2 r_{\alpha m} \sin P_m$$

$$(d_m)_{22} = -(\alpha_m / c)^2 r_{\alpha m} \cos P_m$$

$$(d_m)_{23} = -i\gamma_m \sin Q_m$$

$$(d_m)_{24} = \gamma_m \cos Q_m$$

$$(d_m)_{31} = -\rho_m \alpha_m^2 (\gamma_m - 1) \cos P_m$$

$$(d_m)_{32} = i\rho_m \alpha_m^2 (\gamma_m - 1) \sin P_m$$

$$(d_m)_{33} = -\rho_m c^2 \gamma_m^2 r_{\beta m} \cos Q_m$$

$$(d_m)_{34} = i\rho_m c^2 \gamma_m^2 r_{\beta m} \sin Q_m$$

$$\begin{aligned}
(d_m)_{41} &= -i\rho_m c^2 \alpha_m^2 r_{\beta m} \sin Q_m \\
(d_m)_{42} &= \rho_m \alpha_m^2 \gamma_m r_{\alpha m} \cos P_m \\
(d_m)_{43} &= i\rho_m c^2 \gamma_m (\gamma_m - 1) \sin Q_m \\
(d_m)_{44} &= -\rho_m c^2 \gamma_m (\gamma_m - 1) \cos Q_m
\end{aligned}$$

Burada $P_m = kr_{\alpha m} d_m$ ve $Q_m = kr_{\beta m} d_m$ dir.

m inci ve (m-1) inci tabakaların sınırında (3.37) bağıntısı sınır koşullarını sağlamalıdır:

$$(\bar{u}_{m-1}/c, \bar{w}_{m-1}/c, \sigma_{m-1}, \tau_{m-1}) = E_m (A + A_1, A - A_1, B - B_1, B + B_1) \quad (3.38)$$

E_m matrisi D_m matrisinde $z=0$ için elde edilen matristir. (3.37) ve (3.38) ilişkileri arasında $A+A_1$, $A-A_1$, $B-B_1$, $B+B_1$ sabitleri elimine edildiğinde tabandaki m inci tabaka ile yüzeydeki tabakanın hız ve gerilmeleri arasında doğrusal bir ilişki elde edilir:

$$(\bar{u}_m/c, \bar{w}_m/c, \sigma_m, \tau_m) = a_m (\bar{u}_{m-1}/c, \bar{w}_{m-1}/c, \sigma_{m-1}, \tau_{m-1}) \quad (3.39)$$

Burada $a_m = D_m E_m^{-1}$ dir.

$|a_m|_{4 \times 4}$ matrisinin elemanları tabaka parametrelerine, ışının geliş açısına ve frekansa bağlıdır;

$$\begin{aligned}
(a_m)_{11} &= \gamma_m \cos P_m - (\gamma_m - 1) \cos Q_m \\
(a_m)_{12} &= i[(\gamma_m - 1)r_{\alpha m}^{-1} \sin P_m + \gamma_m r_{\beta m} \sin Q_m] \\
(a_m)_{13} &= -(\rho_m c^2)^{-1} (\cos P_m - \cos Q_m) \\
(a_m)_{14} &= i(\rho_m c^2)^{-1} (r_{\alpha m}^{-1} \sin P_m + r_{\beta m} \sin Q_m) \\
(a_m)_{21} &= -i[\rho_m r_{\alpha m} \sin P_m + (\gamma_m - 1)r_{\beta m}^{-1} \sin Q_m] \\
(a_m)_{22} &= -(\gamma_m - 1) \cos P_m + \gamma_m \cos Q_m \\
(a_m)_{23} &= i[(\rho_m c^2)r_{\alpha m} \sin P_m + r_{\beta m}^{-1} \sin Q_m] \\
(a_m)_{23} &= (a_m)_{13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(a_m)_{31} &= \rho_m c_m^2 (\gamma_m - 1) (\cos P_m - \cos Q_m) \\
(a_m)_{32} &= i \rho_m c_m^2 \left[(\gamma_m - 1)^2 r_{\alpha m}^{-1} \sin P_m + \gamma_m^2 r_{\beta m} \sin Q_m \right] \\
(a_m)_{33} &= (a_m)_{22} \\
(a_m)_{34} &= (a_m)_{12} \\
(a_m)_{41} &= i \rho_m c_m^2 \left[\gamma_m^2 r_{\alpha m} \sin P_m + (\gamma_m - 1)^2 r_{\beta m}^{-1} \sin Q_m \right] \\
(a_m)_{42} &= (a_m)_{31} \\
(a_m)_{43} &= (a_m)_{21} \\
(a_m)_{44} &= (a_m)_{11}
\end{aligned}$$

Sınır koşulları m inci tabakanın üst sınırındaki hız ve gerilmelerin (m-1) inci tabakanın tabanındaki hız ve gerilmeler ile aynı olmasını gerektirir. Bundan dolayı

$$\left(\overset{\circ}{u}_m / c, \overset{\circ}{w}_m / c, \sigma_m, \tau_m \right) = a_m a_{m-1} \left(\overset{\circ}{u}_{m-2} / c, \overset{\circ}{w}_{m-2} / c, \sigma_{m-2}, \tau_{m-2} \right) \quad (3.40)$$

yazabiliriz.

Bu ilişki her sınır için uygulandığında yeryüzeyindeki hız ve yerdeğişmeler, tabakalı yapının tabanındaki hız ve yerdeğişmeler cinsinden elde edilebilir:

$$\left(\overset{\circ}{u}_m / c, \overset{\circ}{w}_m / c, \sigma_m, \tau_m \right) = a_m a_{m-1} \dots a_1 \left(\overset{\circ}{u}_0 / c, \overset{\circ}{w}_0 / c, \sigma_0, \tau_0 \right) \quad (3.41)$$

m inci tabaka için (3.38) bağıntısından

$$\begin{aligned}
&(A + A_1, A - A_1, B - B_1, B + B_1) \\
&= E_m^{-1} a_{m-1} a_{m-2} \dots a_1 \left(\overset{\circ}{u}_0 / c, \overset{\circ}{w}_0 / c, \sigma_0, \tau_0 \right)
\end{aligned} \quad (3.42)$$

yazılabilir. $J = E_m^{-1} a_{m-1} a_{m-2} \dots a_1$ alınır ve serbest yüzeyde $\sigma_0 = \tau_0 = 0$ koşulundan

$$(A + A_1, A - A_1, B - B_1, B + B_1) = J \left(\overset{\circ}{u}_0 / c, \overset{\circ}{w}_0 / c, 0, 0 \right)$$

veya açık olarak,

$$\begin{aligned}
A + A_1 &= J_{11} \frac{\overset{\circ}{u}_0}{c} + J_{12} \frac{\overset{\circ}{w}_0}{c} \\
A - A_1 &= J_{21} \frac{\overset{\circ}{u}_0}{c} + J_{22} \frac{\overset{\circ}{w}_0}{c} \\
B - B_1 &= J_{31} \frac{\overset{\circ}{u}_0}{c} + J_{32} \frac{\overset{\circ}{w}_0}{c} \\
B + B_1 &= J_{41} \frac{\overset{\circ}{u}_0}{c} + J_{42} \frac{\overset{\circ}{w}_0}{c}
\end{aligned} \tag{3.43}$$

şeklinde yazılabilir. (3.43) bağıntısı yarı-sonsuz ortam üzerindeki n-tabakalı paralel izotrop ve homojen bir ortama gelen bir dalga nedeniyle oluşan dalgaların genliklerinin serbest yüzeydeki gerilmeler ve yerdeğiştirmeler cinsinden ifadesini vermektedir.

3.4.1 Gelen P dalgası

m inci tabakada gelen P dalgasının genliği birim ($A=1$) alınır. Gelen S dalgası olmadığından $B=0$ olur. Bu durumda (3.43) denklemleri,

$$A_1 = D^{-1} [(J_{11} + J_{21})(J_{32} - J_{42}) - (J_{12} + J_{22})(J_{31} - J_{41})] \tag{3.44}$$

$$B_1 = 2D^{-1} (J_{32}J_{41} - J_{31} - J_{42}) \tag{3.45}$$

$$\frac{\overset{\circ}{u}_0}{c} = 2D^{-1} (J_{32} - J_{42}) \tag{3.46}$$

$$\frac{\overset{\circ}{w}_0}{c} = 2D^{-1} (J_{41} - J_{31}) \tag{3.47}$$

şeklini alır. Burada

$$D = (J_{11} - J_{21})(J_{32} - J_{42}) - (J_{12} - J_{22})(J_{31} - J_{41}) \tag{3.48}$$

olup, bu payda (D) faz hızı (c) ve dalga sayısının (k) fonksiyonudur.

M inci tabakanın tepesindeki $\frac{\overset{\circ}{u}}{c}$ ve $\frac{\overset{\circ}{w}}{c}$ değerlerini veren (3.38) bağıntılarından

$$\frac{\overset{\circ}{u}_{m-1}}{c} = -(\alpha_m/c)^2 (A + A_1) - \gamma_m r_{\beta m} (B - B_1) \tag{3.49}$$

$$\frac{\overset{\circ}{w}_{m-1}}{c} = -(\alpha_m)^2 (A - A_1) - \gamma_m (B + B_1) \tag{3.50}$$

yazılabilir.

Kabuksal tabakalar ile serbest yüzeyin ortak etkilerinin yüzeyde gözlenen harekete etkilerini göstermek için (3.41) ve (3.42) bağıntıları (3.43) ve (3.44) bağıntılarındaki A'nın katsayılarına bölünür;

$$\bar{u}_p = 2c^2 (J_{42} - J_{32}) / \alpha_m D \quad (3.51)$$

$$\bar{w}_p = 2c^2 (J_{41} - J_{31}) / \alpha_m^2 r_{cm} D \quad (3.52)$$

Frekansa bağlı olan bu fonksiyonlar bir sistem olarak düşünülen yerkabuğu tabanına giriş olarak verilen bir hareketin bileşeni bu hareketin serbest yüzeyde çıkış olarak veren transfer fonksiyonu olarak kabul edilmektedir.

3.4.2 Gelen SV Dalgası

m inci tabakada gelen SV dalgası durumu için A=0, B=1 dir. Bu durumda (3.37) bağıntısı;

$$A_1 = 2D^{-1} (J_{12}J_{21} - J_{11}J_{22}) \quad (3.53)$$

$$B_1 = 2D^{-1} [(J_{12} - J_{22})(J_{31} + J_{41}) - (J_{11} - J_{21})(J_{32} + J_{42})] \quad (3.54)$$

$$\bar{u}_0/c = 2D^{-1} (J_{12} - J_{22}) \quad (3.55)$$

$$\bar{w}_0/c = 2D^{-1} (J_{21} - J_{11}) \quad (3.56)$$

olur. Normalize edilmiş yüzey genlikleri (3.49) ve (3.50) bağıntılarının (3.51) ve (3.52) bağıntılarındaki B'nin katsayılarına bölünmesi ile elde edilir;

$$\bar{u}_s = 2(J_{12} - J_{22}) \gamma_m r_{\beta m} D \quad (3.57)$$

$$\bar{w}_s = 2(J_{21} - J_{11}) / \gamma_m D \quad (3.58)$$

3.4.3 Gelen SH Dalgası

SH dalgası durumunda her bir arayüzey için sağlanması gereken sınır koşulları enine kayma gerilmeleri, Y_Z ve yerdeğiştirme enine bileşeninin, v , sürekliliğidir. Homojen bir tabaka için hareket denklemlerinin ilgili düzlem dalga çözümü, $\bar{u} = \bar{w} = 0$ olduğundan:

$$\bar{v} = \exp[i(\omega t - kx)] [C \exp(-ikr_{\beta} z) + C_1 \exp(ikr_{\beta} z)] \quad (3.59)$$

Burada C ve C₁ sabitlerdir.

Karşılık gelen enine kayma gerilmesi

$$Y_Z = \mu(\partial\bar{v}/\partial z) = ik\mu r_\beta \exp[i(\omega t - kx)] \left[-C \exp(-ikr_\beta z) + C_1 \exp(ikr_\beta z) \right] \quad (3.60)$$

(m-1) inci arayüzeyde

$$\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_{m-1} = ik(C + C_1) \quad (3.61)$$

$$(Y_Z)_{m-1} = ik\mu r_{\beta m} (C - C_1)$$

(m) inci arayüzeyde

$$\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_m = (C + C_1) ik \cos Q_m - (C - C_1) \quad (3.62)$$

$$(Y_Z)_m = -(C + C_1) k\mu r_{\beta m} \sin Q \sin Q + (C - C_1) ik\mu r_{\beta m} \cos Q_m$$

(3.55) ve (3.56) denklemleri arasında C ve C₁ elimine edilerek

$$\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_m = \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_{m-1} \cos Q_m + (Y_Z)_{m-1} \mu_m^{-1} r_{\beta m}^{-1} i \sin Q_m \quad (3.63)$$

$$(Y_Z)_m = \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_{m-1} i\mu_m r_{\beta m} \sin Q_m + (Y_Z)_{m-1} \cos Q_m$$

Bu durumda a_m matrisi

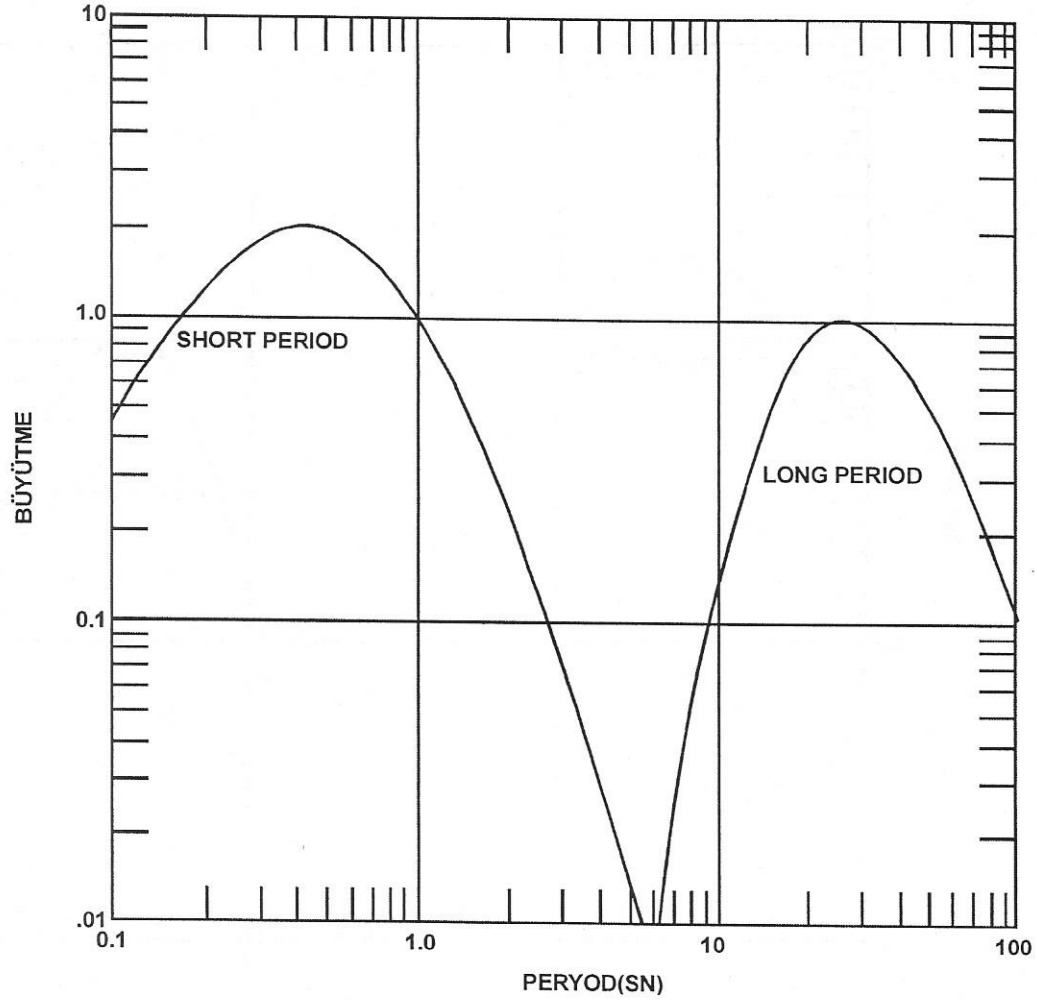
$$a_m = \begin{vmatrix} \cos Q_m & i\mu_m^{-1} r_{\beta m}^{-1} \sin Q_m \\ i\mu_m r_{\beta m} \sin Q_m & \cos Q_m \end{vmatrix} \quad (3.64)$$

A=a_{m-1}a_{m-2}.....a₁ olmak üzere (3.43) denklemine benzer şekilde

$$\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_{m-1} = A_{11} \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_0 + A_{12} (Y_Z)_0 \quad (3.65)$$

$$(Y_Z)_{m-1} = A_{21} \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right)_0 + A_{22} (Y_Z)_0$$

denklemleri kullanılarak,

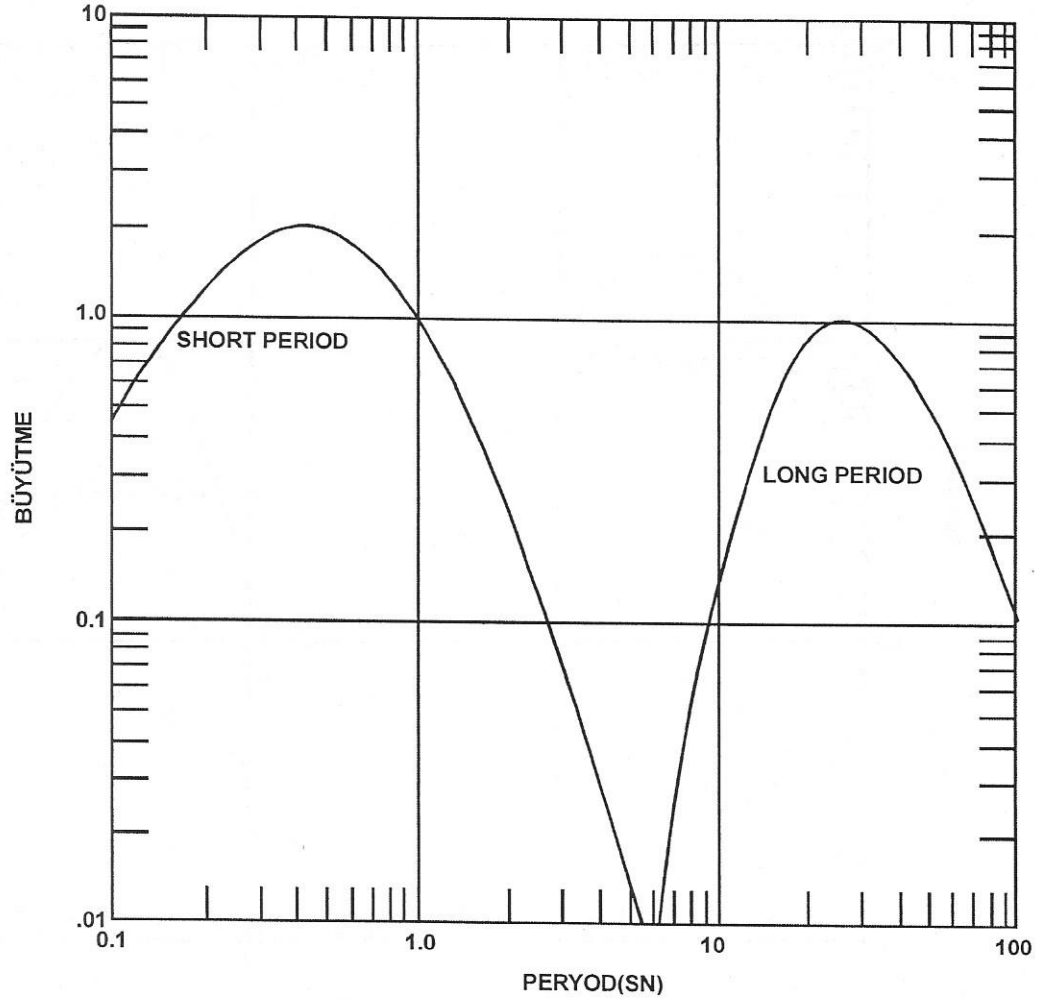


Şekil 3.8 ANTO sismografları için alet büyütme (Unitech, 1974)

Uzun periyodlu sayısal verilerin örnekleme aralığı 1 sn., kısa periyodlu verilerin ise 1/20 sn. dir. Sayısal değerlerden (digital counts) genlik aşağıdaki bağıntıyla bulunur (Report, Albuquerque Seismological Lab. 1978).

$$\text{genlik} = \text{mantis} * 2^{(10-GF)} \quad (3.70)$$

Burada GF 0-10 Hz arasında değişen işaretli tam sayıdır. SRO sisteminin yer değiştirmeye göre mutlak duyarlılığı kısa bandında 1 sn., uzun periyod bandında 25 sn. ile tanımlanır. Sayısal kaydın duyarlılıkları kısa periyod bandında 1 mikrometre için 2.000.000 DC (Digital Counts), uzun periyod bandında 1 mikrometre için 5.000 DC değerlerine ayarlanmışlardır. Normal olarak uzun periyod sismogramlarının büyütmesi 25 sn. periyotta 40.000'e, kısa periyod sismogramlarının büyütmesi 1 sn. periyodunda 100.000'e ayarlanmıştır. Kaydedilen sinyalden yer hareketinin genlik ve



Şekil 3.8 ANTO sismografları için alet büyütmeleri (Unitech, 1974)

Uzun periyodlu sayısal verilerin örnekleme aralığı 1 sn., kısa periyodlu verilerin ise 1/20 sn. dir. Sayısal değerlerden (digital counts) genlik aşağıdaki bağıntıyla bulunur (Report, Albuquerque Seismological Lab. 1978).

$$\text{genlik} = \text{mantis} * 2^{(10-GF)} \quad (3.70)$$

Burada GF 0-10 Hz arasında değişen işaretli tam sayıdır. SRO sisteminin yer değiştirmeye göre mutlak duyarlılığı kısa bandında 1 sn., uzun periyod bandında 25 sn. ile tanımlanır. Sayısal kaydın duyarlılıkları kısa periyod bandında 1 mikrometre için 2.000.000 DC (Digital Counts), uzun periyod bandında 1 mikrometre için 5.000 DC değerlerine ayarlanmışlardır. Normal olarak uzun periyod sismogramlarının büyütmesi 25 sn. periyotta 40.000'e, kısa periyod sismogramlarının büyütmesi 1 sn. periyodunda 100.000'e ayarlanmıştır. Kaydedilen sinyalden yer hareketinin genlik ve

Tablo 3.1 ANTO istasyonu alet tepkisini tanımlayan sıfır ve kutuplar (Uzun Peryod)

KUTUPLAR			SIFIRLAR		
P01	s+.465E+01,	+ .346E+01	Z01	s+.126E+00	
P02	s+.465E+01,	- .346E+01	Z02	s+.501E+02	
P03	s+.118E+00		Z03		..105E+01
P04	s+.407E+02		Z04		,-.105E+01
P05	s+.100E+03		Z05	s ⁵	
P06	s+.150E+00				
P07	s+.264E+03				
P08	s+.393E+01				
P09	s+.282E+00				
P10	s+.201E+00,	+ .241E+00			
P11	s+.201E+00,	- .241E+00			
P12	s+.134E+00,	+ .100E+00			
P13	s+.134E+00,	- .100E+00			
P14	s+.251E-01				
P15	s+.924E-02				
P16	s+.855E+00,	+ .255E+00			
P17	s+.855E+00,	- .255E+00			
P18	s+.542E+00,	+ .683E+00			
P19	s+.542E+00,	- .683E+00			

$$A0 = +.970E-05$$

Burada A0; 25 sn. periyodunda normalizasyon faktörüdür.

Tablo 3.2 ANTO istasyonu alet tepkisini tanımlayan sıfır ve kutuplar (Kısa Peryod)

KUTUPLAR			SIFIRLAR		
P01	s+.465E+01,	+ .346E-01	Z01	s+.126E+00	
P02	s+.465E+01,	- .346E-01	Z02	s+.501E+02	
P03	s+.118E+00		Z03	s ⁵	
P04	s+.407E+02				
P05	s+.100E+03				
P06	s+.150E+00				
P07	s+.264E+03				
P08	s+.167E+02,	+ .340E-01			
P09	s+.167E+02,	- .340E-01			
P10	s+.633E+02				
P11	s+.633E+02				

$$A0 = +.679E-10$$

Burada A0; 25 sn. periyodunda normalizasyon faktörüdür.

Tablo 3.1 ANTO istasyonu alet tepkisini tanımlayan sıfır ve kutuplar (Uzun Peryod)

KUTUPLAR			SIFIRLAR		
P01	s+.465E+01,	+ .346E+01	Z01	s+.126E+00	
P02	s+.465E+01,	- .346E+01	Z02	s+.501E+02	
P03	s+.118E+00		Z03		..105E+01
P04	s+.407E+02		Z04		,-.105E+01
P05	s+.100E+03		Z05	s ⁵	
P06	s+.150E+00				
P07	s+.264E+03				
P08	s+.393E+01				
P09	s+.282E+00				
P10	s+.201E+00,	+ .241E+00			
P11	s+.201E+00,	- .241E+00			
P12	s+.134E+00,	+ .100E+00			
P13	s+.134E+00,	- .100E+00			
P14	s+.251E-01				
P15	s+.924E-02				
P16	s+.855E+00,	+ .255E+00			
P17	s+.855E+00,	- .255E+00			
P18	s+.542E+00,	+ .683E+00			
P19	s+.542E+00,	- .683E+00			

$$A0 = +.970E-05$$

Burada A0; 25 sn. periyodunda normalizasyon faktörüdür.

Tablo 3.2 ANTO istasyonu alet tepkisini tanımlayan sıfır ve kutuplar (Kısa Peryod)

KUTUPLAR			SIFIRLAR		
P01	s+.465E+01,	+ .346E-01	Z01	s+.126E+00	
P02	s+.465E+01,	- .346E-01	Z02	s+.501E+02	
P03	s+.118E+00		Z03	s ⁵	
P04	s+.407E+02				
P05	s+.100E+03				
P06	s+.150E+00				
P07	s+.264E+03				
P08	s+.167E+02,	+ .340E-01			
P09	s+.167E+02,	- .340E-01			
P10	s+.633E+02				
P11	s+.633E+02				

$$A0 = +.679E-10$$

Burada A0; 25 sn. periyodunda normalizasyon faktörüdür.

Tablo 3.3 ANTO istasyonu alet tepkisi

UZUN PERİYOD TEPKİLER			KISA PERİYOD TEPKİLER		
Peryod (sn)	Genlik (İzafi)	Faz (Derece)	Peryod (sn)	Genlik (İzafi)	Faz (Derece)
1000	+.194E-04	392	10.0	+.194E-02	267
500	+.408E-03	349	5.0	+.155E-01	244
250	+.589E-02	294	2.0	+.251E+00	192
100	+.111E+00	199	1.67	+.342E+00	176
80	+.203E+00	168	1.25	+.663E+00	146
60	+.406E+00	123	1.00	+.100E+01	117
50	+.584E+00	88	.833	+.129E+01	94
40	+.819E+00	43	.667	+.164E+01	65
30	+.102E+01	-25	.500	+.195E+01	26
25	+.100E+01	-73	.400	+.204E+01	-4
20	+.805E+00	-133	.333	+.198E+01	-29
10	+.967E-01	315	.250	+.171E+01	-68
7	+.879E-02	-394	.200	+.138E+01	-99
5	+.205E-02	-308	.143	+.862E+00	-145
4	+.141E-02	-355	.100	+.396E+00	-192

CHAPTER 10: THE HISTORY OF THE UNITED STATES

Year	Event
1776	Declaration of Independence
1787	Constitution signed
1800	Move to Washington D.C.
1820	Missouri Compromise
1848	Mexican-American War
1861	Start of Civil War
1865	End of Civil War
1877	Compromise of 1877
1898	Spanish-American War
1901	End of Spanish-American War
1914	Start of WWI
1918	End of WWI
1929	Stock Market Crash
1933	Start of New Deal
1941	Start of WWII
1945	End of WWII
1949	Start of Cold War
1961	Start of Kennedy Administration
1963	Assassination of JFK
1968	Start of Vietnam War
1973	End of Vietnam War
1979	Start of Carter Administration
1981	Start of Reagan Administration
1989	End of Cold War
1991	End of WWII
1993	Start of Clinton Administration
1998	Start of Bush Administration
2001	Start of 9/11
2003	Start of Iraq War
2009	Start of Obama Administration
2013	Start of Romney Administration
2017	Start of Trump Administration

BÖLÜM 4

GÖZLEMSEL VERİLER

4.1 Verilerin Seçilmesi ve Özellikleri

Bu çalışmada cisim dalgalarının önemli kabuksal fazlarının zaman ortamında modellenmesi ile istasyon altındaki kabuk yapısının belirlenmesine çalışılmıştır. Bunun için uygun verilerin elde edildiği SRO (Seismic Research Observatory) sismograf ağının Ankara istasyonunun uzun periyod kayıtları kullanılmıştır.

Nispeten basit kaynak fonksiyonlu derin uzak-alan deprem verileri seçilmiştir. Derin depremlerin seçilmesinin nedeni, kaynak çevresindeki süreksizliklerden olan tekrarlı yansımalar ve serbest yüzey yansımalarından kaçınmaktır. 30°'den uzak istasyonlarda üst manto dalga şeklini üç kat daha karmaşıklaştırmakta, 90°'den daha uzak istasyonlarda ise P dalgaları gölge bölgesinden (shadow zone) etkilenmektedir. Bu nedenle uzak alan verileri tercih edilmiştir. S-P dönüşümleri incelenmek istendiğinde episantr uzaklığının en büyük değeri $\approx 78^\circ$ ile sınırlanmaktadır.

Gelen enerji bileşenler arasında paylaşılacağı için, başlangıçta, yatay bileşenlerin hemen hemen radyal ve enine (teğetsel) olduğu olaylar tercih edilmiştir. Çünkü, her ne kadar, ara azimutlu ($z \neq 90^\circ * n$, $n=0,1,2,3,4$) olayların yatay bileşen kayıtlarından bileşenlerin vektörel olarak döndürülmesi ile radyal ve enine bileşenlerin elde edilmeleri olanaklı ise de, bütün bilgiler tam olarak kazanılamamaktadır.

Yeterince güçlü enerji varışlarının elde edilebilmesi için 5.5 ve daha büyük magnitüdü depremler seçilmiştir. Önce $M > 6$ magnitüdü, ($30^\circ < \Delta < 78^\circ$) episantır uzaklıklarında derin ve $z=90^\circ$ azimutlu olaylar araştırılmış, ancak bu özelliklerde yeterli miktarda veri elde edilememiştir. Bu nedenle daha az derin veya ara azimutlardaki derin olaylar da verilere dahil edilmiştir.

Bu çalışmada 3 adet depreme ait üç bileşen kaydı kullanılmıştır. Bu depremlere ilişkin kaynak parametreleri ve azimut değerleri Tablo 4.1'de verilmiştir.

Tablo 4.1 Bu çalışmada kullanılan deprem parametreleri

DEPREM PARAMETLERİ										
NO.	TARİH	OLUŞ ANI	ENLEM	BOYLAM	ϕ	Δ	h	M	$i_0(P)$	$i_0(S)$
1.	02.51.1981	16:04.54.56	36.40	71.15	82.50	30.33	217.4	5.9	28.28	28.12
2.	08.05.1981	23:34.44.90	42.66	139.13	47.30	74.30	200.0	6.0	18.16	19.70
3.	26.04.1986	14:15.07.69	36.52	71.10	82.30	30.26	184.7	5.6	28.41	28.21

Yapay sismogramların hesaplanmasında yer kabuğu yatay tabakalı alınmaktadır. Yani Moho süreksizliği hesaplamalar için yataydır. Moho süreksizliğinin önemli bir eğime sahip olması halinde farklı azimutlu olayların bu süreksizliğe geliş açıları ve kabuk içerisinde kat edecekleri yolları farklı olacaktır. Böyle bir yapıda dalga şekilleri azimuta bağlı olarak önemli değişiklikler gösterir. Bu durumda değişik azimutlu olayların incelenmesi istenir.

Bu çalışmada ANTO istasyonunun sayısal kayıtları kullanılmıştır. Bu nedenle sayısalştırma işlemi yapılmamıştır. Örnekleme aralığı 1 sn. dir. Veri boyu ≈ 50 sn. alınmıştır. Bunun nedeni, bu uzunluğun kabuksal fazları elde etmek için yeterli olmasıdır. Kayıtlarda düşey bileşen oldukça temiz olmakla birlikte bazı kayıtlarda yatay bileşenler uzun periyodlu çevresel gürültülerce kirletilmişlerdir. Bazı olayların doğu-batı bileşeninde gürültü oranı daha yüksektir. Bu gürültüler çok uzun periyodlu olmaları nedeniyle kayıtlara trend olarak girmişlerdir. Bu nedenle sismogramlar ≈ 0.015 - ≈ 0.09 Hz frekansları arasında band geçişli süzülmüştür. Yatay bileşenler

$$\begin{aligned} X_R &= X_{NS} \cos \phi + X_{EW} \sin \phi \\ X_T &= X_{NS} \sin \phi - X_{EW} \cos \phi \end{aligned} \quad (4.1)$$

bağıntılarından yararlanılarak vektörel olarak döndürülerek radyal, X_R , ve enine X_T , bileşenleri elde edilmiştir. Burada X_{NS} ve X_{EW} yer hareketinin kuzey-güney ve doğu-batı bileşenleri, ϕ episantr ve istasyondan geçen büyük dairenin kuzeyle doğuya doğru yaptığı (istasyondaki) açıdır. Radyal doğrultu kaynaktan uzaklaşan yatay düzlem üzerindeki hareket, enine doğrultu buna dik yatay harekettir ve istasyondan kaynağa doğru bırakıldığında saat yelkovanı yönünde pozitiftir.

Tüm bileşenlerin büyütme değerleri aynı olduğu için bileşenler arasında büyütme ile ilgili herhangi bir düzeltme işlemi yapılmamıştır.

4.2 Yapay Sismogramların Hesaplanması

Yapay sismogramlar (3.1) ilişkisine göre alet tepkisi, yerin soğurma etkisi, kaynak fonksiyonu ve yer tepkisinin konvolüsyonundan elde edilmiştir. Buradaki parametreler hesaplamalar için aşağıdaki gibi alınmıştır.

Bu çalışmada SRO istasyonlarından olan Ankara sismoloji istasyonuna ait deprem kayıtları kullanılmıştır. Bu nedenle hesaplamalarda alet tepki fonksiyonu sıfır ve kutuplardan yararlanılarak elde edilmiştir (Tablo 3.1).

Soğurma etkisi olarak Q parametresi için Futterman (1962) işleci t^* değerleri, Burdick (1978) tarafından önerilen P-dalgaları için $t_\alpha^* = 0.75$ sn., S-dalgaları için $t_\beta^* = 3.0$ sn. olarak alınmıştır.

Kaynak fonksiyonunun hesaplanmasında dekonvolüsyon yöntemi kullanılmıştır. Yer yüzeyinde kaydedilen yerdeğiştirme alet tepkisi, yerin soğurma etkisi, kaynak fonksiyonu ve yer tepkisinin konvolüsyonundan oluşuyorsa, kaynak fonksiyonu sismogramdan diğer etkilerin dekonvolüsyonu ile elde edilebilir. Uzak ($\Delta > 30^\circ$) ve derin ($h > 300$ km) depremler için yer hareketinin düşey bileşeni puls şeklindeki kaynak

fonksiyonu ile alet tepkisi ve daha sonraki önemsiz varışların konvolüsyonu gibi davranır (Burdick ve Helmberger, 1974). Çünkü olayların uzak ve yakın olması durumunda ışının Moho süreksizliğine geliş açısı çok küçüktür. Yani hemen hemen hiç etkilenmez. Bundan dolayı uzak alan derin depremler için P dalgasının düşey bileşeni, sonraki kabuksal fazların dışında, kaynak fonksiyonu gibi davranır. Böylece kaynak fonksiyonu P-dalgası düşey bileşenden alet etkisinin dekonvolüsyonu ile elde edilebilir (Şekil 4.1). 02.05.1981 tarihli depreme ait kaynak fonksiyonu ilk hareketten itibaren 12 sn. alınmış ve dekonvolüsyondan sonra 0.015~0.078 Hz. arasında bandpass, 08.05.1981 tarihli depreme ait kaynak fonksiyonu ilk hareketten itibaren 9 sn.'lik kısmı alınmış ve dekonvolüsyondan sonra 0.015~0.097Hz. arası bandpass, 26.04.1986 tarihli depreme ait kaynak fonksiyonu ilk hareketten itibaren 9 sn.'lik kısmı alınmış ve dekonvolüsyondan sonra 0.015~0.097 Hz. arasında bandpass süzölmüştür.

4.3 Gözlemsel ve Yapay Verilerin Karşılaştırılması

Yerkabuğu yapısının modellenmesi için yapay sismogram hesaplamalarında, kaynak fonksiyonu ve yerin soğurma etkisi sabit etkilerdir. Dolayısıyla sismogramlar yerkabuğu parametrelerine bağılı olarak şekilleneceklerdir. Yatay tabakalı bir yer modeli P ve S dalga hızları, yoğunluk, kalınlık ve geliş açısının fonksiyonudur. Bu nedenle yer tepki fonksiyonunun bu parametrelerden nasıl etkilendikleri bilinmelidir. Tepki fonksiyonu ve kabuksal parametreler arasındaki ilişkiler özetle şöyledir (Kenar, 1978):

- P ve S dalga hızları arasındaki hız kontrastı (α/β) ile genlikler arasındaki ilişki doğrusaldır.
- Yoğunluk ve genlik arasında ters bir ilişki vardır.
- En küçük frekansta yer alan pik toplam kalınlık tarafından kontrol edilir.
- Geliş açısı bileşenler arasındaki genlik oranlarını kontrol eder. Yani geliş açısı arttıkça (radyal/düşey) genlik oranı artar.

Yapının modellenmesine başlarken kabuksal parametreler aralarındaki ilişkilerden kontrol edilmiştir.

1- Yer kabuğunda ortalama Poisson oranı $\sigma=0.25$ olarak kabul edilmiştir.

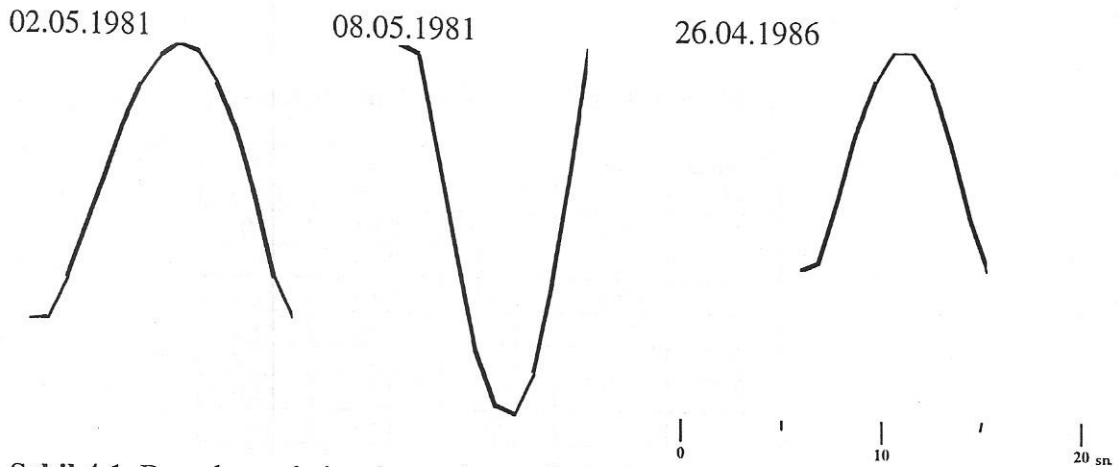
$$\sigma = \frac{\alpha^2 - 2\beta^2}{2(\alpha^2 - 2\beta^2)} \quad (4.2)$$

bağıntısından $\sigma=0.25$ için $\alpha/\beta = 3^{\frac{1}{2}}$ ilişkisinden, atanan P ve S hızlarından birisi için diğeri belirlenmiştir.

2- Yoğunluk ve hızlar arasındaki ilişki Birch (1964) tarafından verilen

$$\rho = 0.77 + 0.302\alpha \quad (4.3)$$

ilişkisi ile kontrol edilmiştir.



Şekil 4.1 Bu çalışmada incelenen depremlerin dekonvolüsyon yöntemi ile belirlenen kaynak zaman fonksiyonları

Başlangıç modeli olarak Osmaşahin (1989)'in Anadolu civarındaki kabuk ve üst manto yapısının belirlenmesi sırasında ulaştığı kabuk modeli alınmıştır. Bu model esas olarak yeterli yaklaşımı sağlamıştır (Şekil 4.2). Özellikle ilk varış dalgaları iyi bir şekilde elde edilmiştir. İkincil varışların daha iyi bir şekilde elde edilebilmesi için çok

sayıda yeni yer modelleri denenmiştir. Sonuç olarak gözlemsel sismogramlara en yakın dalga şekillerinin elde edildiği yer modelinin Tablo 4.3’de verildiği şekilde olduğu sonucuna varılmıştır. Bu modelin belirlenmesinde radyal bileşen dalga şeklinin benzerliği esas alınmıştır. Çünkü, kaynak zaman fonksiyonları düşey bileşen sismogramından elde edilmiştir ve yerin yanal etkilerinin radyal bileşende daha etkili olduğu bilinmektedir.

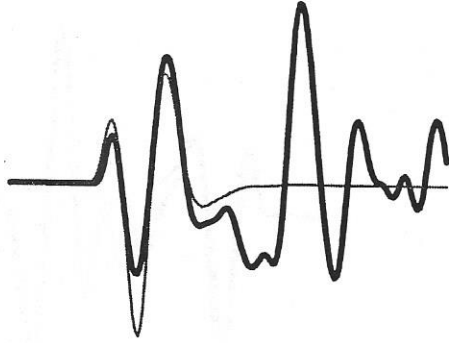
Tablo 4.2 Osmaşahin (1989)’in belirlediği yermodeli

Tabaka No	Vp (km/sn)	Vs (km/sn)	ρ (gr/cm ³)	h (km)
1	4.60	3.00	2.65	5.0
2	5.80	3.31	2.75	15.0
3	6.95	3.92	2.85	20.0
4	8.00	4.41	3.25	40.0
5	8.17	4.50	3.30	40.0
6	8.45	4.62	3.35	∞

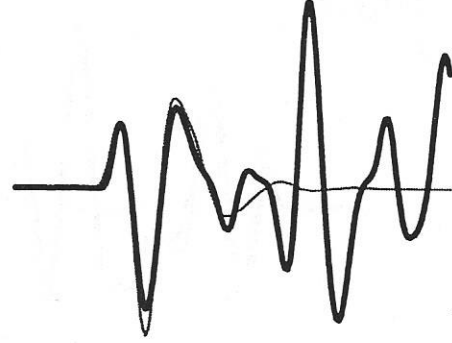
Tablo 4.3 Bu çalışmada belirlenen yermodeli

Tabaka No	Vp (km/sn)	Vs (km/sn)	ρ (gr/cm ³)	h (km)
1	4.50	3.00	2.65	3.0
2	6.00	3.50	2.75	15.0
3	6.90	3.92	2.85	21.0
4	8.13	4.48	3.48	45.0
5	7.90	4.15	3.10	21.0
6	8.45	4.62	3.35	40.0
7	8.65	5.00	3.55	∞

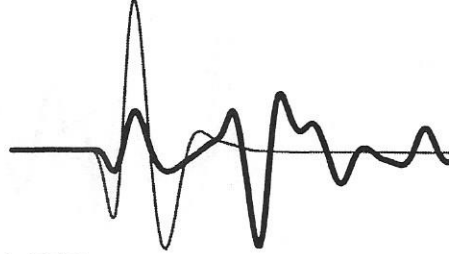
02.05.1981
Z



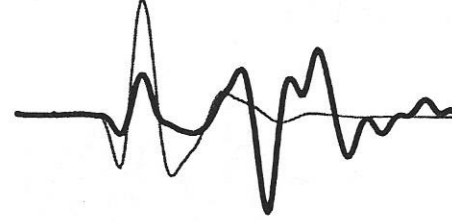
R



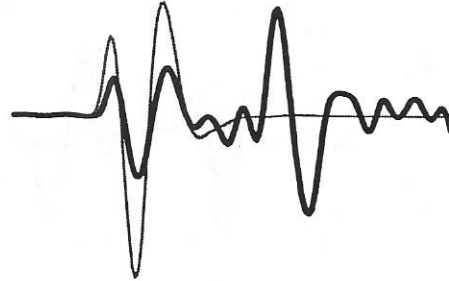
08.05.1981
Z



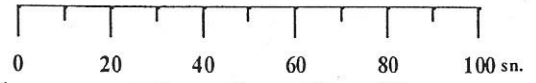
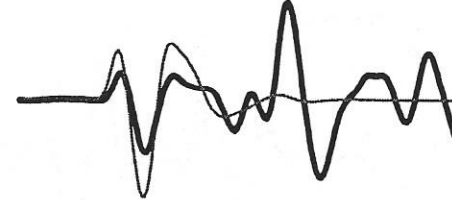
R



26.04.1986
Z

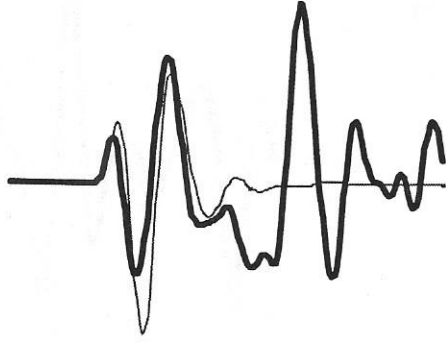


R

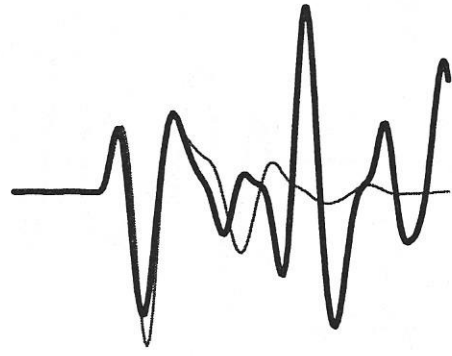


Şekil 4.2 Osmañahin (1989)'in belirlediği yer modeline göre elde edilen yapay sismogramlar (ince çizgili) ve gözlemsel sismogramlar (koyu çizgili)

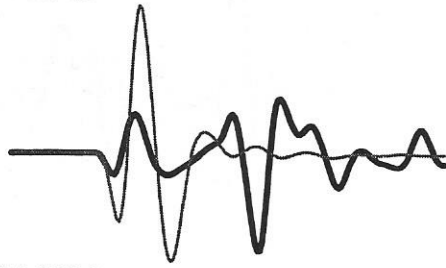
02.05.1981
Z



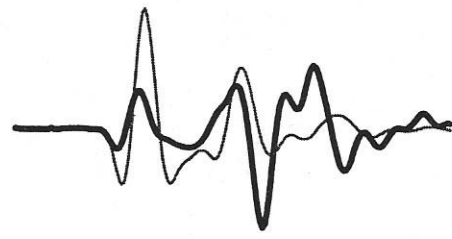
R



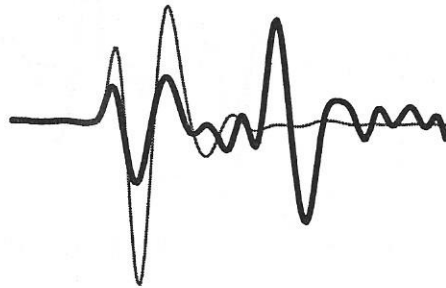
08.05.1981
Z



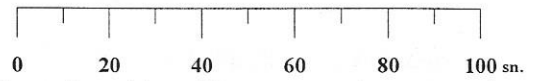
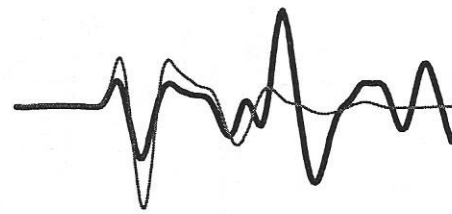
R



26.04.1986
Z



R



Şekil 4.3 Bu çalışmada belirlenen yer modeline göre elde edilen yapay sismogramlar (ince çizgili) ve gözlemsel sismogramlar (koyu çizgili)

SONUÇ

Bu çalışmada Ankara ve civarının yerkabuğu yapısı orta ve derin, uzak-alan depremlerin P dalga şekillerinin modellenmesi ile belirlenmiştir. P dalga şekillerinin modellenmesinde yapay sismogramların kullanılmasının istasyon altındaki yerkabuğu yapısının modellenmesinde iyi bir yaklaşım olduğu görülmüştür. Yapay sismogram hesaplama yönteminin diğer yöntemlere göre en büyük avantajı sonuçların gözlemlerle direk olarak karşılaştırılabilmesidir. Karşılaştırmanın zaman ortamında yapılması sıra ve süre bilgilerinin korunmasını sağlar. Ayrıca gözlemsel verilerin hiçbir işlem uygulanmaksızın doğrudan sonuçlarla karşılaştırılması, bu işlemler nedeniyle verilerde herhangi bir bilgi kaybı sözkonusu değildir. Bu yöntemin bir diğer avantajı da ekonomik olmasıdır. Ayrıca özel bir ekipman ve arazi çalışması gerekmemektedir.

Yapay sismogramlar hem sismik hem de manto ve çekirdek fazlarının belirlenmesinde kullanılabilir. Nitekim yapay sismogramların kaynak ve yapı problemlerinin çözümünde kullanılması son yıllarda gittikçe artmaktadır. Bu yöntemin dezavantajı sismolojinin pek çok probleminde olduğu gibi çözümün tekil olmayışıdır. Ancak diğer yöntemlerin sonuçları ile kontrol edildiğinde daha duyarlı sonuçlar elde edilebilmektedir.

Bu çalışmadan sonra Ankara ve civarında yerkabuğu yapısı için elde edilen yermodeli Tablo 4.3'de verilmiştir.

Yeryapısının belirlenmesinde yapay sismogramların kullanılması oldukça iyi bir yöntemdir. Uygun verilerin elde edildiği sismoloji istasyonlarının altındaki

yerkabuğu ve üst manto yapısının oldukça duyarlı bir şekilde belirlendiği pek çok başarılı çalışmalar yapılmıştır. Yöntemin başarılı olması nedeniyle iki boyutlu-eğimli yapı modellerinin yanısıra üç boyutlu yapı modelleri de denenmektedir. Ancak diğer yöntemlerde olduğu gibi problem, kaliteli veri elde etmektir. Kullandığımız sayısal sismogramlar bu problemi eskiye nazaran büyük ölçüde çözmüştür.

Ülkemizin yerkabuğu ve üst manto yapısı hakkındaki bilgilerimiz yok denebilecek kadar azdır. Yerkabuğu yapısının daha ayrıntılı bir şekilde belirlenebilmesi için diğer yöntemlere de ihtiyaç duyulmaktadır. Bu yöntemler her ne kadar büyük maliyetler getirirse de yapılması zorunludur.

KAYNAKLAR

1. AKI, K. and P. G. RICHARDS, (1980). Quantitative Seismology, Theor and Methods, Vol. I, II, W. H. FREEMAN and Company, San Francisco, California.
2. ANDERSON, D. L. and HART R. S., (1978). Attenuation models for the earth, Phys. Earth and Planet Interiors, 16, 289-306.
3. ANDERSON, J. G. and P. G. RICHARDS, (1975). Comparison of strong - motion from several dislocation models, Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 42, 347-373.
4. BATH, M. and STEFANSSON R., (1966). S-P conversion at the base of the crust, Ann. Geophys 19, 119-130.
5. BLANDFORD, R. R., (1975). A source theory for complex earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 65, 1385-1405.
6. BOATWRIGHT, J. and D. M. BOORE, (1975). A simplification in the calculation of motion near a propagating dislocation, Bull. Seism. Soc. Am. 65, 133-138.
7. BOORE, D. M. and W. B. JOYNER, (1978). The influence of rupture incoherence on seismic directivity, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 283-300.
8. BOUCHON, M., (1978). A dynamic source model for the San Fernando earthquake, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 1555-1576.
9. BURDICK, L. J. and D. V. HELMBERGER (1974). Time functions appropriate for deep earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 64, 1419-1928.
10. BURDICK, L. J. and C. A. LANGSTON, (1977). Modelling crustal structure through the use of converted phases in teleseismic body-wave forms, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 677-691.
11. BURDICK, L. J., (1978). t^* for S waves with a continental ray path, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 1013-1030.

12. CANITEZ, N., (1962). Gravite Anomalileri ve Sismolojiye Göre Kuzey Anadolu'da Arz Kabuğunun Yapısı, Doktora Tezi, İ.T.Ü. Maden Fakültesi, İstanbul.
13. CANITEZ, N., (1969). Türkiye ve Civarındaki Depremlere Ait Fundamental Moddan Yüzey Dalgaları Üzerine İncelemeler, Proje: TBTAK MAG-150.
14. CARPENTER, E. W., (1966). Absorbtion of elastic waves-An operator for a constant Q mechanism, U.K. Atom. Ener. Auth. AWRE Rep. 0-43/66.
15. CARPENTER, E. W., (1966). Absorbtion of elastic waves-An operator for a constant Q mechanism, UK. Atom. Ener. Auth. AWRE Rep. 0-43/66.
16. EZEN, Ü., (1983). Kuzey ve Doğu Anadolu'da Love dalgalarının dispersiyonu ve yerkabuğu yapısı, Depr. Araş. Bül. 43, 42-62.
17. FRAISER, C. W. and J. J. FILSON, (1972). A direct measurement of the earth's short-period attenuation along a teleseismic ray path, J. Geophys. Res. 77, 3782-3787.
18. FUTTERMAN, W. I., (1962). Dispersive body waves, J. Geophys. Res. 67, 5279-5291.
19. GUTENBERG. B., (1913). Über die Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen, Zeitschrift für Geophysik 14, 1217-12-18.
20. HARKRIDER, D. G. and D. V. HELMBERGER, (1978). A note on nonequivalent quadrupole source cylindrical shear potentials which give equal displacements, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 125-132.
21. HARKRIDER, D. G., (1976). Potentials and displacements for two theoretical seism sources, Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 47, 97-133.
22. HARTZEL, S. H., G. A. FRAZIER and J. N. BBRUNE, (1978). Earthquake modeling in a half-space, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 301-316.
23. HASKELL, N. A., (1960). Crustal reflection of plane SH waves, J. Geophys. Res. 65, 4147-4150.
24. HASKELL, N. A., (1962). Crustal reflection of plane P and SV waves, J. Geophys. Res. 67, 4151-4767.
25. HELMBERGER, D. V. and L. R. JOHNSON, (1977). Source parameters of moderate size earthquakes and the importance of receiver crustal structure in interpreting observations of local earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 301-313.

26. HELMBERGER, D. V. and S. D. MALONE, (1975). Modeling local earthquakes as shear dislocations in a layered half-space, J. Geophys. Res. 80, 4881-4888.
27. HELMBERGER, D.V., (1968). The crust-mantle transition in the Bering Sea, Bull. Seism. Soc. Am. 58, 179-214.
28. ISRAEL, M. and R. L. KOVACH, (1977). Nearüfield motions from a propagation strike-slip fault in an elastic half-space., Bull. Seism. Soc. Am. 67, 977-997.
29. İLKİŞİK, M., (1980). Trakya'da Yerkabuğunun Elektrik Yapısının Magnetotellürik Yöntemle İncelenmesi, Doktora Tezi, İ.T.Ü. Maden Fakültesi.
30. JOHNSTON, D. H. and M. N. TOKSÖZ, (1981). Definition and terminology; Seismic Wave Attenuation, S.E.G. Geophy. Rep. Series 2, 1-5.
31. JORDAN, T. H. and S. A. SIPKIN, (1977). Estimation of the attenuation operator for multiple ScS waves, Geophys. Res. Letters. 4, 167-170.
32. KANAMORI, H. (1967). Spectrum of short-period core phses in relation to the attenuation in the mantle, J. Geophys. Res. 72, 2181-2186.
33. KENAR, Ö. ve M. N. TOKSÖZ, (1989). Anadolu Yarımadasında yüzey dalgalarının dispersiyonu ve ortamın soğurma özellikleri, Jeofizik Dergisi.
34. KENAR, Ö., (1978). Sismik P-dalgalarının Genlik Spektrumlarından Yararlanarak İstanbul ve Civarında Yerkabuğu Yapısı, Doktora Tezi, İ.T.Ü., İstanbul.
35. KJARTANSSON, E. (1979). Constant Q-wave propagation and attenuation, J. Geophys. Res. 84, 4737-4748.
36. KNOPOFF, L. and J. O. MOUTON, (1975). Can one determine seismic focal parameters from the far-fieldradiation, Geophys. J. Roy. Ast. Soc. 42, 591-606.
37. KOVACH, R. L. and D. L. ANDERSON, (1964). Attenuation of shear waves in the upper and lower mantle, Bull. Seism. Soc. Am. 54, 1855-1864.
38. LANGSTON, C. A. and D. V. HELMBERGER, (1975). A procedure for modelling shallow dislocation sources, Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 42, 117-130.
39. LANGSTON, C. A., (1976a). A body wave inversion of the Koyna, India, earthquake of december 10, 1967 and some implications for body wave focal mechanisms, J. Geophys. Res. 81, 2517-2529.

40. LANGSTON, C. A., (1976b). The effect of planar dipping structure on source and receiver responses for constant ray parameter, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 1027-1050.
41. LANGSTON, C. A., (1977). Convallis, Oregon, crustal and upper mantle receiver structure from teleseismic P and S waves, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 713-724.
42. LANGSTON, C. A., (1978b). Moments, corner frequencies and the free surface, J. Geophys. Res. 83, 3422-3426.
43. LANGSTON, C. A., (1979). Structure under Mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves, J. Geophys. Res. 84, 4749-4762.
44. MARSHALL, P. D., A. DOUGLAS, J. BARLEY and L. A. HUDSON, (1975). Short period teleseismic S waves, Nature, 253, 181-182.
45. MIKUMO, T. and T. KURITA, (1968). Q distribution for long period P waves in the mantle, J. Phys. Earth. 16, 11-36.
46. OSMANŞAHİN, İ. O., 1989. Yüzey Dalgası Ortam Tepki Fonksiyonlarından Yararlanarak Anadolu ve Civarında Kabuk ve Üst Manto Yapısının Belirlenmesi, İstanbul.
47. ÖZER, M. F., 1989. Dönüşmüş Fazlarla Yerkabuğu Yapısı Modellemesi, Trabzon.
48. SATO, R. and A. F. ESPINOZA, (1967) Dissipation in the earth's mantle and rigidity and viscosity in the earth's core determined from waves multiply reflected from the mantle-core boundary, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 829-856.
49. SOLOMON, S. C. and M. N. TOKSÖZ, (1970). Lateral variation of the subducting lithosphere boundary by use of converted phases, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 1051-1060.
50. STRICK, E. (1970). A predicted pedestal effect for pulse propagation in constant-Q solids, Geophysics, 35, 387-403.
51. TENG, T. L., (1968). Attenuation of body waves and the Q structure of the mantle, J. Geophysics 44, 1041-1063.
52. TÜRKELLİ, N., 1984. Seismic Investigation of the Crustal Structure in Central Anatolia, Ankara.
53. WHITE, J. E., (1965) Seismic Waves: Radiation, Transmission and Attenuation, New York, McGraw-Hill Book Co., Inc.

ÖZGEÇMİŞ

1974 yılında Sakarya'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Sakarya'da tamamladı. 1991 yılında girdiği Yıldız Teknik Üniversitesi Kocaeli Mühendislik Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'nden 1995 yılında Jeofizik Mühendisi olarak mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı.