

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI  
JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ PROGRAMI

RAYLEIGH DALGASI DISPERSİYON VERİLERİYLE  
DOĞU ANADOLU VE CİVARINDA YERKABUĞU VE  
ÜST MANTO YAPISININ İNCELENMESİ

Jeofizik Müh. Nilgün SAYIL

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
"Jeofizik Yüksek Mühendisi"  
Ünvanı verilmesi için kabul edilen tezdır

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 26.10.1992  
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 20.11.1992

Tezin Danışmanı : Yrd.Doç.Dr. İlhan OSMANŞAHİN

Jüri Üyesi : Doç.Dr. Özer KENAR

Jüri Üyesi : Yrd.Doç.Dr. Mithat Fırat ÖZER

Enstitü Müdürü : Doç.Dr. Temel SAVAŞKAN

Ekim - 1992

TRABZON

## ÖNSÖZ

Yaptığım çalışmalarda büyük yardım ve desteklerini gördüğüm değerli hocalarım Sayın Yrd.Doç.Dr. İlhan OSMANŞAHİN'e, Sayın Doç.Dr. Özer KENAR'a ve Sayın Yrd.Doç.Dr. M. Fırat ÖZER' e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tezin uygulama aşamasında kullandığım verilerin mikro-filmlerini gönderen Sismoloji Dünya Verileri Merkezi (World Data Center A For Seismology) yöneticilerinden Sayın Dr.James TAGGART'a ve Sayın Dr. Roger HUNTER'a, yardımlarını gördüğüm K.T.Ü. Rektörlüğüne bağlı fotoğraf işleri çalışanlarından Sayın Turgut KEMER'e ve laboratuvarını kullanmama izin veren Jeoloji Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Prof.Dr. İsmet GEDİK'e çok teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince destek veren meslektaşım Sayın Arş.Gör. Aysel ŞEREN'e ve diğer arkadaşlarıma içten teşekkür ederim.

Ekim 1992

Nilgün SAYIL

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	IV
SUMMARY .....	V
BÖLÜM 1. GİRİŞ .....	1
BÖLÜM 2. YÜZEY DALGALARI .....	4
2.1. Giriş .....	4
2.2. Dispersiyon, faz hızı ve grup hızı .....	5
2.3. Yüzeysel dalgalarının temel özellikleri .....	6
2.3.1. Love dalgaları .....	7
2.3.2. Rayleigh dalgaları .....	11
BÖLÜM 3. GÖZLEMSEL VERİLERDEN FAZ VE GRUP HIZLARININ HESAPLANMASI .....	16
3.1. Tek istasyon yöntemi .....	16
3.1.1. Hareketli pencere çözümlemesi .....	19
3.1.2. Ardışık süzgeç yöntemi .....	28
3.2. İki istasyon yöntemi .....	35
3.3. Üç istasyon yöntemi .....	36
3.4. Ters çözümleme (inversion) işlemi .....	37
3.5. Yüzeysel dalgalarından yararlanarak elde edilen bazı bölgesel dispersiyon ve ters çözümleme verileri .	39
BÖLÜM 4. TEK-İSTASYON RAYLEIGH DALGASI GRUP HIZI ÇÖZÜMLEMELERİ VE DOĞU ANADOLU İLE CİVARINDA KABUK VE ÜST-MANTO YAPISI .....	43
4.1. Giriş .....	43
4.2. Bölgeye ait mevcut bilgiler .....	43
4.3. Çözümlemede kullanılan veriler .....	45
4.4. Çözümlemeler .....	47
BÖLÜM 5. SONUÇLAR .....	51
KAYNAKLAR .....	53
ÖZGEÇMİŞ .....	58

## ÖZET

Yerkabuğu ve üst-manto yapısının araştırılmasında kullanılan etkin yöntemlerden biri yüzey dalgası dispersiyon verilerinin çözümlenmesidir. Yüzey dalgalarının dispersiyon gösterme özelliğinden yararlanılarak gözlemsel değerlerden elde edilen faz ve grup hızı değerleri, ters çözümlenme işlemiyle, belirlenen olası yapı modelleri için bulunan kuramsal değerlerle kıyaslanarak birbiriyle uyumlu sonuçlar aranır. Bu işlem sonucunda gözlemsel verilere en yakın kuramsal değerlerin hesaplandığı yapı modeli aranan kesit olarak belirlenir.

Bu çalışmada, Doğu Anadolu ve civarındaki kabuk ve üst manto yapısı ile ilgili sınırlı bilgilere katkı sağlamak amacıyla tek-istasyona ait uzun periyot düzey bileşen kayıtları üzerinden Rayleigh dalgası grup hızlarının hesaplanması ve ters çözümlenmesi hedeflenmiştir. Belirlenen amaç doğrultusunda, Hazar Denizi'nin güneybatısında oluşmuş bir depremin Kuddüs (JER) istasyonundaki kaydı ele alınarak, önce çeşitli yöntemlerle grup hızları hesaplanıp birlikte değerlendirildikten sonra bu hız değerlerinden yararlanarak ters çözümlenme işlemiyle olay ve istasyon arasındaki profil için kabuk ve üst-manto yapısı belirlenmeye çalışılmıştır. Elde edilen sonuçlar mevcut bilgilerle kıyaslanarak uyumlu ve uyumsuz noktalar ortaya koyulmuş ve bunların bir değerlendirilmesi yapılmıştır.

İncelenen profil için üç tabakalı bir kabuk yapısı saptanmıştır. Bu tabakalar sırasıyla 2.5, 13, 23 km kalınlıklara, 4.25, 5.8, 6.82 km/sn lik P-dalgası hızlarına ve 2.48, 3.46, 3.89 km/sn lik S-dalgası hızlarına sahiptir.  $P_n$  ve  $S_n$ -dalgası hızları ise 8.12 ve 4.63 km/sn olarak belirlenmiştir.

## SUMMARY

One of the effective methods using to investigate the structure of the crust and upper-mantle is the analysis of surface wave dispersion data. In these analysis, convenient results are searched by comparing observed phase and group velocities determined by making use of the dispersion properties of surface waves with the theoretical values obtained for possible structural model. In the end of this process, structural model from which the theoretical values closest to the observed one are computed, is defined as the final model.

In order to be of help to the limited informations about crust and upper-mantle structure in the east Anatolia and surrounding area, computation and inversion of the group velocities from the single-station long-period vertical component Rayleigh wave records have been performed. For this purpose, the record at the station Jerusalem (JER) from an event which occurred in the southwest coast of the Caspian Sea was analyzed. Firstly, the group velocities were computed by several methods. Then, these group velocities were compared, and inversion was applied. So, crust and upper-mantle structure for the profile between event and the station was determined. Furthermore, the obtained results were compared with the previous knowledge about the region, and they have been interpreted all together.

For the profile investigated in this study, crustal structure of three layers have been found. These layers have thicknesses of 2.5, 13 and 23 km, P-wave velocities of 4.25, 5.8, 6.82 km/sec and S-wave velocities of 2.48, 3.46, 3.89 km/sec, respectively.  $P_n$  and  $S_n$ -wave velocities have also been found as 8.12 and 4.63 km/sec.

## BÖLÜM 1

### GİRİŞ

Jeofiziğin önemli bir dalı olan sismoloji elastik dalga yayılımı ile ilgilidir. Sismolojik çalışmaların başlangıcı çok eski yıllara dayanmakla birlikte, aletsel sismoloji 20. yüzyılın başlarında gelişmiş ve hemen ilk birkaç yılda yer içerisindeki temel süreksizliklerin konumları tespit edilmiştir. 1908'de Mohorovicic baş dalgalarını gözleyerek kabuk-manto sınırını saptamıştır. 1913 yılında Gutenberg manto-çekirdek sınırının derinliğini 2900 km olarak bulmuştur. Manto yapısında tamamen sıvı bir bölge olmadığı, sadece üst-manto ve kabuk içerisindeki katı kayaçlar arasında yerel erimeler olduğu bilinmektedir. Sadece deprem verilerinin değerlendirildiği ilk çalışmalardan sonra 1960'da başlatılan ve yapay patlatma verileriyle gerçekleştirilen üst-manto projesi sismolojik araştırmalarda hızlı bir gelişme sağlamıştır. Patlatma sismolojisi ile yapılan araştırmalarda, depremsellik bakımından aktif olmayan bölgelerde de çalışabilme olanağı vardır ve kaynak-alıcı düzeni istendiği şekilde seçilebilir. Ayrıca, kaynak olarak yapay patlatmaların kullanılması, atış zamanı ve yerinin kesin olarak bilinmesi bakımından depremlere göre daha avantajlıdır. Deprem sismolojisinin patlatma sismolojisine göre avantajları ise, ucuz olması ve daha derin kaynaklar söz konusu olduğunda üst kabuk yapısı hakkında yüzeydeki kaynaklarla elde edilemeyecek derecede tamamlayıcı bilgiler sağlamasıdır. Kaynak olarak depremlerin kullanıldığı sismolojik araştırmalarda, yerel ve bölgesel sismik istasyon ağları altındaki kabuk ve üst-manto yapısını belirlemek için uzak ve yakın olaylara ait farklı veri gruplarının kullanıldığı ters çözümleme yöntemleri uygulanmaktadır.

Kıtasal kabuk yapısı ve kalınlığının araştırılmasında patlatma sismolojisi çalışmaları başlayana kadar deprem sismolojisi, özellikle cisim dalgası çalışmaları geniş ölçüde

kullanılmıştır. Aynı zamanda geniş alanların ve kabuk içeri-  
sindeki yanal değişimlerin araştırılmasında yüzey dalgası  
dispersiyon verilerinden de yararlanılmıştır [1, 2].

Grup hızı, faz hızı ve tanecik hareketi gibi sismik ka-  
yıtlardan direk olarak sağlanabilen dalga parametreleri, kay-  
naktaki oluşum şartlarının ve elastik ortamın fiziksel özel-  
liklerinin araştırılmasında kullanılabilir.

Yüzey dalgaları ile ilgili ilk çalışmaların çoğunluğu  
grup hızı ölçüleriyle ilgiliydi. Bu çalışmalarda ele alınan  
dispersif dalga treninde yalnız dorukların ve çukurların va-  
rış zamanının gözlenmesi, daha önce yayınlanan sonuçlar dı-  
şında önemli bir ilerleme göstermiştir [3]. Ölçümlerde fazla  
saçılma olmaması ve bilgi edinilen periyod aralığının geniş  
olması durumunda herbir kayıttan daha fazla bilgi çıkarılır.  
Daha sonra Fourier dönüşümüne dayalı olarak bir başka yak-  
laşım geliştirilmiştir [4]. Bu yaklaşım ile, Love türü okya-  
nusal G dalgalarından yararlanılarak, sinyal çok az veya hiç  
dispersiyon göstermediğinde bile faz hızı, grup hızı ve so-  
ğurmanın aynı anda ölçülebildiği gösterilmiştir.

[5, 6] ve [7], üç istasyon açılımı ile doruk-çukur yön-  
temini kullanarak sınırlı jeolojik bölgeler için bazı faz hı-  
zı sonuçları tanımlamışlardır. [8, 9] ve [10], doruk-çukur  
yöntemini kullanarak bölgesel ölçekte büyük daire ölçüleriyle  
faz hızı hesaplaması yapmışlardır. Mod ayrımı yapmak için  
sayısal süzgeçleri kullanmış ilk araştırmacılardan biri olan  
[11], mevcut yüzey dalgası yöntemlerinin bir özetini sunmuş-  
tur. [12], ilk olarak bölgesel faz hızı ölçümleri için zaman  
değişkenli süzgeç (Time Variable Filter) kullanmıştır. [13],  
gürültü ve mod girişimlerini içeren sinyallerin çözümlenme-  
sinde kullanılan "hareketli pencere" (Moving Window) yöntemi-  
ni tanımlamıştır.

Yüzey dalgası çalışmalarında son yıllarda elde edilen  
gelişmelerle, yerkürenin önemli fiziksel özelliklerini göste-  
ren faz ve grup hızlarından katman ara yüzeylerinin belir-  
lenmesi daha duyarlı hale gelmiştir. Bu ve diğer jeofizik  
yöntemlerdeki gelişmelerin en büyük etkenlerinden biri yeter-  
li duyarlılıkta sismografların geliştirilmesidir. 1960 yılı

sonrası, uluslararası sismograf ağına (WWSSN; World Wide Standard Seismograph Network) ait istasyonlar kurulmuş ve uzun peryodlu sismograflar kullanılmaya başlanmıştır.

Sismolojik araştırmaların gelişmesinde önemli olan diğer bir etken bilgisayarların devreye girmesiyle hesaplama zamanının önemli ölçüde azalmasıdır. Gelişen bilgisayar yöntemleriyle istenilen yeryapısı modeline uygun yüzey dalgası dispersiyonu ve en önemlisi, verilen episantr uzaklıklarındaki istasyonlar için yapay sismogramların hesaplanabilmesidir. Böylece kuramsal hesaplamalar gözlemsel sonuçlarla birlikte kullanılabilir. Bu şekilde, yer yapısı hakkında önemli bilgiler elde edilmektedir. şimdiye kadar yapılan yüzey dalgası çalışmalarında önemli bölgesel yapı sınırlamalarının yanında, yerel kabuk ve üst-manto yapısı ile ilgili pek çok bilgi sağlanmıştır [14, 15, 16]. Bu çalışmalarda dispersiyon özelliklerinin sadece ayrı levhalarda değil, aynı kıta içerisinde de farklılıklar gösterdiği bulunmuştur [17].

Sismolojik araştırmalar levha sınırlarında karmaşık kabuk yapısı olduğunda önem taşımaktadır. Yapılan araştırmalardan elde edilen sonuçlarla diğer jeofizik bulgular kıtaların, okyanus havzalarının ve diğer kabuksal özelliklerin evrim kuramının doğruluğu benimsenmiş verilerini oluşturmuştur. Elde edilen veriler deprem odak mekanizması ile ilgili çalışmalarda ve gelecekteki depremlerin yorumlanması bakımından deprem mühendisliği için önemlidir.

Türkiye'de, özellikle Doğu Anadolu bölgesinde yeterli sayıda aletsel veri bulunmayışı bu bölgedeki yerkabuğu ve üst-manto yapısının incelenmesi ile ilgili araştırmaları güçleştirmektedir. Bu nedenle, belirlenecek uygun konumlarda sismograf istasyonlarını yaygınlaştırmak gerekir. Doğu Anadolu ve civarının kabuk ve üst-manto yapısının araştırıldığı bu çalışmada, sismik yüzey dalgalarının temel türlerinden biri olan Rayleigh dalgalarının grup hızlarından yararlanılmıştır.



## BÖLÜM 2

### YÜZEY DALGALARI

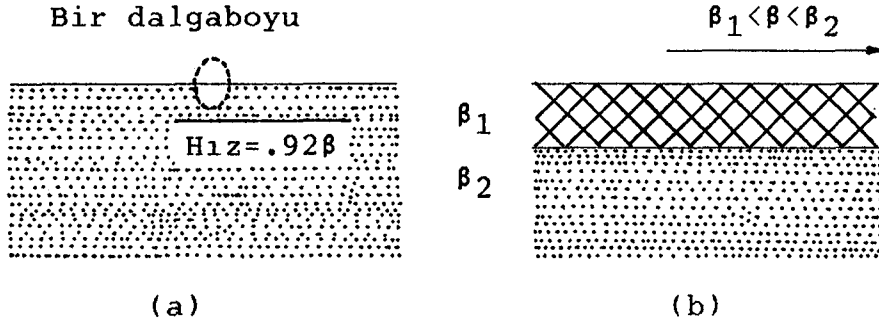
#### 2.1. Giriş

Yüzey dalgalarının kuramsal temelleri [18] ve [19] ile daha sonra [20] tarafından yapılan çalışmalarla kurulmuştur. [21] ve [22] yerkabuğu yapısının saptanmasında yüzey dalgası dispersiyon verilerini kullanmışlardır. Daha sonra [23], kuramsal çalışmalara önemli katkılarda bulunmuştur. [3] ile daha sonraki yıllarda [24, 25] ve [26] yüzey dalgaları ile ilgili çalışmalar yayınlamışlardır.

Yüzey dalgaları yeryüzü gibi serbest bir yüzey boyunca ve bu yüzeye paralel bir yörünge üzerinde yayınır. Uzun periyodlu sismografların düzenlenmesinde sağlanan gelişmeler, yüzey dalgalarının duyarlı bir biçimde kaydedilmesine olanak sağlamıştır. Uzun periyodlu sismografların kayıtları üzerinde büyük bir bölümü kapsayan yüzey dalgaları özellikle sığ odaklı ve büyük magnitüdü depremlere ait kayıtlarda sinüzoidal dalga trenleri şeklinde gözlenmektedir. Kayıt süresi magnitüdüün büyüklüğüne bağlıdır.

Yüzey dalgalarının temel türleri isimlerini kaşiflerinden alan Love (L) ve Rayleigh (R) dalgalarıdır. Rayleigh dalgaları, tekdüze, elastik yarı-sonsuz bir ortamın serbest yüzeyinde veya tabakalı ortamlarda oluşabilmektedir. Love dalgaları ise sadece tabakalı ortamlarda oluşur (Şekil 2.1a).

10-200 sn periyod aralığındaki yüzey dalgası kayıtları, yerkürenin yapısı ve sismik kaynak mekanizması ile ilgili önemli bilgiler içermektedir. Yüzey dalgalarının faz ve grup hızları ve yerin soğurma özelliklerinden yararlanarak yerkabuğu ve üst-manto yapısı araştırılır. Uzak depremlerin odak derinliklerinin belirlenmesinde ve kaynak spektrumları ve yayılım modellerinden sismik moment ve odak mekanizması bulunmasında yararlanılmaktadır. Ayrıca yeraltı patlatmalarının depremlerden ayırt edilmesi için önemli verilerde sağlar.

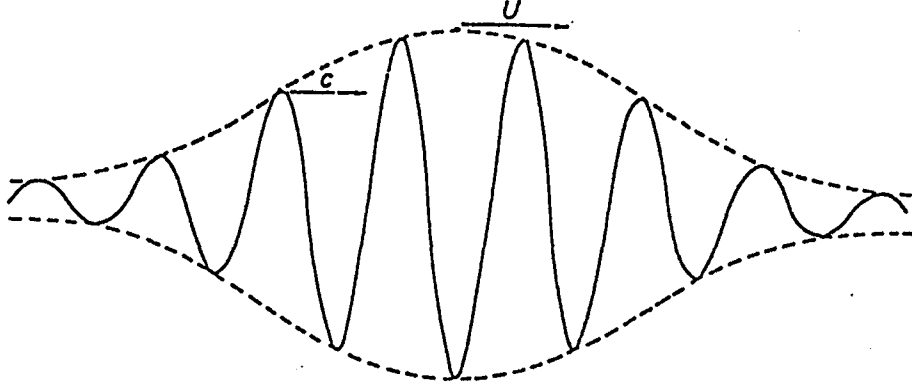


Şekil 2.1. Yüzey dalgalarının yayılımını (a) Rayleigh dalgalarının tanecik hareketinin serbest yüzeyden derinlikle değişimini göstermektedir.  $\beta$  S-dalgası hızını gösterir. (b) Love dalgaları, serbest yüzey ve ara yüzey arasında defalarca yansıyan üst tabakadaki ışınların yapıcı girişimleriyle gösterilir. Love dalgalarının tanecik hareketi şekildeki düzleme (kağıt düzlemine) diktir.

## 2.2. Dispersiyon, faz hızı ve grup hızı

Moho süreksizliğinin altında ve üstünde, elastik özelliklerdeki, dolayısıyla sismik dalga hızlarındaki belirgin farklılıklardan kaynaklanan ve periyoda bağlı olarak yayılma zamanında meydana gelen değişimdir. Yüzey dalgalarının en önemli fiziksel özelliği "dispersiyon" olayıdır. Dispersiyon, dalga hızının periyoda yani frekansa bağlı olmasıdır. Hızın derinlikle artışı ne kadar fazla ise farklı periyotlardaki dalgaların yayılma hızları arasındaki fark da o kadar büyük olacaktır. Dolayısıyla hızın derinlikle arttığı ortamlarda, uzun periyodlu dalgalar daha derine yüksek hızlı mantoya etkir ve daha sığ derinliklere etkiyebilen kısa periyodlu dalgalar- dan önce kaydedilirler. Buna "normal dispersiyon" denir. Hızın derinlikle azaldığı ortamlarda kısa periyodlu dalgalar daha önce algılanır. Bu da "ters dispersiyon" olarak adlandırılır.

Şekil 2.2'de görüldüğü gibi dispersif bir dalga treni,  $\lambda$ 'ya yakın dalga boylarına sahip dalga paketleri içersin. Eğer hız dalga boyuna bağlı ise, dalgalar bir paket içinde yayınırılar. Fakat, tek başına doruklar veya çukurlar dalga paketinden daha farklı bir hızla yayınacaktır. Dorukları ve çukurları karışmamış bir dalganın ilerleme hızı olan "faz



Şekil 2.2. Dispersif bir dalga paketinde  $u$  grup hızı, dalga paketi zarfının hızını;  $c$  faz hızı, yalnız dalga doruklarının hızını göstermektedir.

hızı" ile dalga paketi ise enerjinin iletildiği hızı gösteren "grup hızı" ile yayınır. Grup hızı  $u$ , faz hızı  $c$  ile  $\lambda$  dalga boyu olmak üzere,

$$u = c - \lambda \left( \frac{dc}{d\lambda} \right)$$

bağıntısıyla ilişkilidir. Sismik yüzey dalgaları için  $dc/d\lambda$  daima pozitif olmaktadır. Dolayısıyla faz hızı, grup hızından büyüktür [24].

Faz ve grup hızlarının periyoda bağlı değişimlerini gösteren eğrilere dispersiyon eğrileri denir. Eğer faz hızı dispersiyon eğrisi bilinirse, türev alma yoluyla grup hızı dispersiyon eğrisi de belirlenebilir.

### 2.3. Yüzey dalgalarının temel özellikleri

Homojen ve izotrop iki tabakalı ortam modeli (Şekil 2.3) göz önüne alalım. Böyle bir model için yüzey dalgalarının yayınımlı,  $x$  yatay doğrultuda yayınımlı yönünü ve  $z$  düşey eksen aşağıya doğru pozitif olarak derinliği göstermek üzere  $w$  frekansına bağlı olarak,

$$u = A \exp[i(kx - wt)]$$

(2.1)

bağıntısıyla tanımlanmıştır. Bu bağıntının üç sınır koşuluna bağlı olarak çözülmesi gerekir. Sınır koşulları şunlardır:

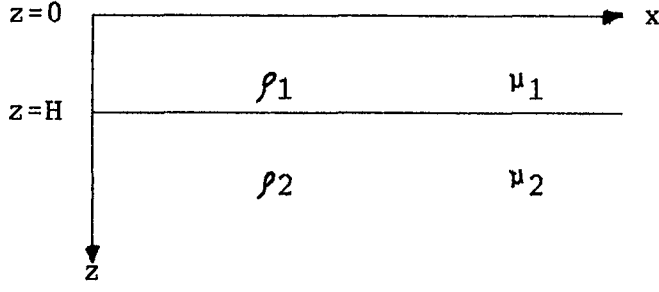
- 1- Serbest yüzeyde ( $z=0$ , yeryüzü) kesme gerilmeleri sıfırdır.
- 2- Arayüzeyde ( $z=H$ ) yerdeğiştirmeler süreklidir.
- 3- Arayüzeyde gerilmeler süreklidir.

Ek olarak hareket denklemleri de sınır koşullarını sağlamak zorundadır. Verilen sınır koşulları altında, gelişigüzel verilen  $w$  frekansı ve  $k$  dalga sayısı için (2.1) denkleminin kesin çözümü yoktur. Fakat verilen bir  $w$  değeri için  $k_n(w)$  gibi özel bir değer alıyorsa çözüm bulunabilir. Bu, bir özdeğer problemidir ve verilen bir  $w$  için birden çok  $k$  değeri (2.1) denkleminin çözümü olabilir. Burada  $k_n(w)$  bir özdeğer ve buna karşılık gelen çözüm de özfonksiyon olarak adlandırılmaktadır. Dolayısıyla verilen bir  $w$  frekansı için yüzey dalgaları  $k_0(w), k_1(w), k_2(w), \dots$  gibi farklı dalga sayıları belirler. Diğer bir deyişle, faz hızları ( $c_n = w/k_n$ ) verilen bir frekans için durağandır [25].

Love ve Rayleigh dalgalarının yayılım özelliklerini incelemek için bu dalgalara ait dalga denklemlerini belirten sınır koşulları altında çözümleri gerekir. Bu dalgaların oluşabildikleri ortamlar bilindiğinden tüm koşullar göz önüne alınarak her iki tür yüzey dalgası için periyot denklemleri incelenebilir.

### 2.3.1. Love dalgaları

Love dalgaları, yatay yönde polarize olmuş SH türü dalgaların kabuk içerisindeki tekrarlı yansımalarının yapıcı girişimlerinden oluşur. Love dalgalarının yayımlanabileceği en basit yapı türü, S-dalga hızı  $\beta_1$  olan tekdüze bir tabaka ve bunun altında daha yüksek  $\beta_2$  hızına sahip tekdüze yarı-sonsuz ortam modelidir (Şekil 2.1b). Tanecik hareketi yayılım doğrultusuna dik olan yatay düzlem içindedir. Love dalgaları tabakalı ortamda oluştuklarından iki tabakalı yarı-sonsuz ortam



Şekil 2.3. İki tabakalı yarı-sonsuz ortam modeli.

modeli alınarak periyod denklemi incelenebilir. Üstteki tabakanın ve alttaki yarı-sonsuz ortamın rijiditeleri  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  ve yoğunlukları  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  olmak üzere yerdeğiştirmenin sadece y-bi-leşeni ( $v$ ) dalga denklemi için yeterlidir.

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\mu_1}{\rho_1} \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] ; \quad 0 < z < H \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\mu_2}{\rho_2} \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] ; \quad z > H \quad (2.2b)$$

(2.1) denkleminin deneme çözümlerinin kullanılmasıyla,

$$\begin{aligned} v &= [A \exp(-v_1 z) + B \exp(v_1 z)] \exp[i(kx - \omega t)] \quad 0 \leq z \leq H \\ v &= [C \exp(-v_2 z) + D \exp(v_2 z)] \exp[i(kx - \omega t)] \quad H \leq z \end{aligned} \quad (2.3)$$

elde edilir [25]. Burada;

$$v_i = (k^2 - \omega^2 / \beta_i^2)^{\frac{1}{2}} \text{ ve } \beta_i = (\mu_i / \rho_i)^{\frac{1}{2}}, \quad i=1,2$$

dir. A, B, C ve D sabitleri henüz bilinmemektedir. Üstteki tabakanın hızı  $\beta_1$ , yarı-sonsuz ortamın hızı  $\beta_2$ 'den daha küçüktür.  $z \rightarrow \infty$  sınır durumundan, yukarı doğru dalganın gelmesi söz konusu değildir, yani  $D=0$  ve  $v_2$  pozitif gerçel, derinlikle üstel olarak artmıyorsa dalga yukarı çıkmaz. Serbest yüzey koşulundan dolayı  $A=B$  olmaktadır. Böylece bilinmeyenlerin sayısı ikiye iner. Bu iki bilinmeyeni belirlemek için ara yüzeyde ( $z=H$ ) yerdeğiştirmenin ve gerilmelerin sürekliliği koşullarından yararlanarak;

$$2A \cos(iv_1H) = C \exp(-v_2H) \quad (2.4)$$

$$2i\mu_1v_1A \sin(iv_1H) = \mu_2v_2C \exp(-v_2H)$$

veya

$$\frac{C}{A} = \frac{2 \cos(iv_1H)}{\exp(-v_2H)} = \frac{2i\mu_1v_1 \sin(iv_1H)}{\mu_2v_2 \exp(-v_2H)} \quad (2.5)$$

yazılabilir. Buradan ( $k_n$ ) özdeğerler olmak üzere  $F(k)=0$ 'ın çözümleri olarak;

$$F(k) \equiv \tan(iv_1H) - \frac{\mu_2v_2}{i\mu_1v_1} \quad (2.6)$$

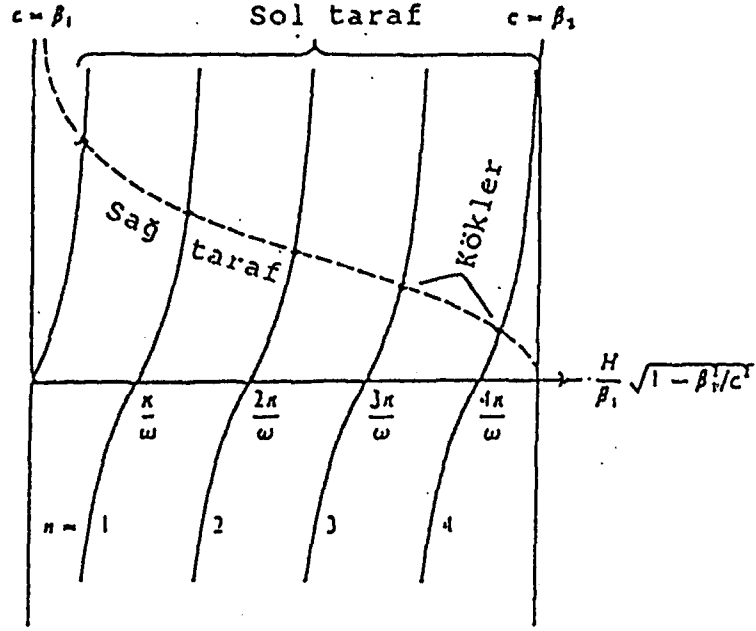
ve faz hızı  $c_n = w/k_n$

$$\tan wH \left[ \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\left[ \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[ \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.7)$$

bağıntısının çözümünden bulunur. Bu bağıntı Love dalgalarının periyod denklemi olarak adlandırılmaktadır. Karşılık gelen öz-fonksiyonlar ( $v_n$ ) ise (2.3) bağıntısında (2.5) bağıntısının ve  $A=B$  ile  $D=0$  eşitliklerinin yerine konulmasıyla elde edilir:

$$\begin{aligned} v_n &= 2A \cos\{w[(1/\beta_1^2)-(1/c_n^2)]^{\frac{1}{2}}z\} \cdot \exp[i(k_n x - wt)] & 0 \leq z \leq H \\ v_n &= 2A \cos\{w[(1/\beta_1^2)-(1/c_n^2)]^{\frac{1}{2}}H\} \cdot \exp\{-w[(1/c_n^2)-(1/\beta_2^2)]^{\frac{1}{2}} \\ &\quad \cdot (z-H)\} \cdot \exp[i(k_n x - wt)] & H \leq z \end{aligned} \quad (2.8)$$

Burada yarı-sonsuz ortamda bir üstel azalma ve üst tabakada bir sinüzoidal salınım görülür. (2.7) eşitliği kaba bir faz hızı değeri vermesi için grafik olarak çözülebilir. Şekil 2.4'de (2.7) eşitliğinin sağ tarafı kesikli çizgiyle, sol tarafı düz çizgiyle gösterilmektedir, yani denklemin her iki tarafı  $(H/\beta_1)(1-\beta_1^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$  'nin fonksiyonudur. Kökler iki



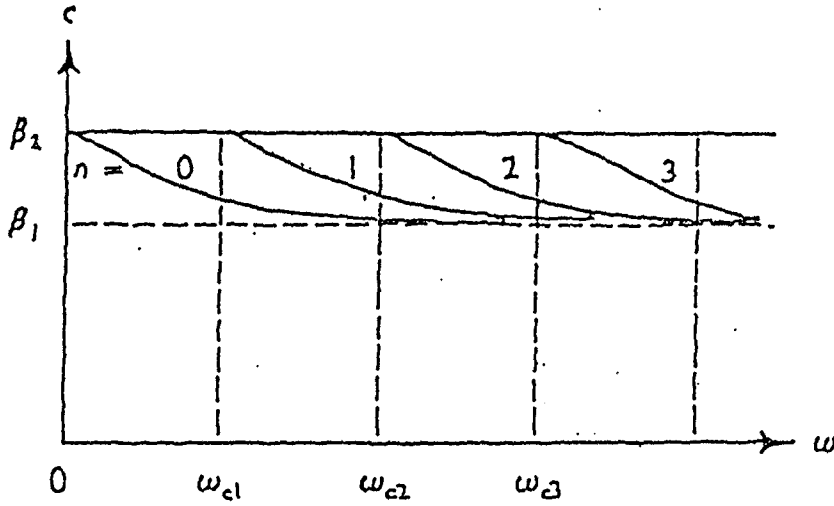
Şekil 2.4. Love dalgası periyod denkleminin grafik çözümü [25].

çizginin kesişmesiyle belirlenir. Şekilden (c) faz hızı için gerçek kökler  $\beta_1$  ve  $\beta_2$  arasında sınırlanmaktadır. Verilen bir  $w$  frekansı için gerçek köklerin sayısı sınırlıdır.  $w=0$  olduğu zaman şekil 2.4'ün en solundaki ana moda karşılık gelen tangent eğrisinin üzerinde bulunan sadece bir köke sahiptir.  $w$  arttıkça  $\pi/w$  ve katlarının  $(H/\beta_1)(1-\beta_1^2/\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}$ 'ye eşit olduğu her nokta için sağ taraftan yeni bir mod eklenecektir. Bu durumda  $n$ . yüksek modun kesme frekansı;

$$w_{cn} = \frac{n\pi\beta_1}{H} \frac{1}{(1-\beta_1^2/\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.9)$$

olur. Çünkü şekil 2.5'de görüldüğü gibi  $n$ . mod sadece  $w > w_{cn}$  için vardır. Örneğin tipik kabuk-manto yapısı durumunda  $H=35$  km,  $\beta_1=3.5$  km/sn,  $\beta_2=4.5$  km/sn alınır. Birinci yüksek modun kesme frekansı 0.08 Hz veya periyodu 13 sn'dir. :

$n$ . yüksek mod  $w=w_{cn}$  ve daha büyük frekanslarda görülür. Kesme frekansında, tüm modlar  $c=\beta_2$  faz hızına sahiptirler. Yine tüm modlarda  $w \rightarrow \infty$  için faz hızı  $\beta_1$ 'e yaklaşır. Bu durum



Şekil 2.5. Ana modla birlikte ilk üç yüksek mod için frekansa göre faz hızı değişimlerinin şematik diyagramı [25].

Şekil 2.5'de gösterilmiştir. Verilen bir  $w$  frekansı için sınırlı sayıda mod oluşacaktır. Herbir fonksiyona karşı gelen özfonksiyon (2.8) bağıntısıyla hesaplanabilir ve faz hızı belirlenebilir.

Farklı modların algılanabilmesi derinliğe ve sismik kaynağın doğasına bağlıdır. Örneğin, sığ kaynaktan elde edilen uzun-periyod kayıtları  $n=0$  olarak tanımlanan ana moda hakim durumdadır. Farklı modları ayırmak için bunların büyük episantr uzaklıklarındaki istasyon kayıtları gerekmektedir, çünkü bunlar farklı grup hızları ile yayındıklarından farklı zamanlarda istasyona varacaklardır.

### 2.3.2. Rayleigh dalgaları

Rayleigh dalgaları homojen yarı-sonsuz ortamın serbest yüzeyinde veya tabakalı ortamda oluşan bir yüzey dalgası türüdür. Serbest yüzeyde tanecik hareketi büyük eksenini düşey ve eksenlerinin oranı 1.47 olan retrograt bir elips şeklindedir. Yerdeğiştirmenin genliği derinlikle üstel olarak azalır. Elastik modül ve yoğunluk serbest yüzeyin altında derinlikle değişirse Rayleigh dalgaları dispersiyona uğrar. Tekdüze yarı



sonsuz ortamın serbest yüzeyinden birkaç dalga boyu derinlikte genlikler ihmal edilebilecek kadar küçülür. Böyle bir ortamda x yönünde yayılan basit harmonik bir dalga treni düşünüldüğünde, yerdeğiştirmeler y-koordinatından hızlı bir şekilde azalır. Bu tanımı açıklayan çözüm,

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \quad \nabla^2 \psi = \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

şeklindeki dalga denklemlerinden elde edilebilir.

$$\varphi = A \exp\{ik[ct \pm (c^2/\alpha^2 - 1)^{\frac{1}{2}}z - x]\} \quad (2.11)$$

$$\psi = B \exp\{ik[ct \pm (c^2/\beta^2 - 1)^{\frac{1}{2}}z - x]\} \quad (2.12)$$

Burada,  $c < \beta < \alpha$  olmalıdır. İşaretler  $z \rightarrow \infty$  iken potansiyeller sıfır olacak şekilde seçilmelidir. Benzer şekilde, SH bileşeni için;

$$v = C \exp\{ik[ct \pm (c^2/\beta^2 - 1)^{\frac{1}{2}}z - x]\} \quad (2.13)$$

yazılabilir. (2.11), (2.12) ve (2.13) eşitliklerindeki A, B ve C keyfi sabitleri sınır koşullarından hesaplanabilir. Yarı-sonsuz ortamın üst yüzeyi bir serbest yüzey olarak kabul edilir, bu yüzden gerilmeler sıfır olmalıdır. ( $\sigma_{zx}=0$ ,  $\sigma_{zy}=0$ ,  $\sigma_{zz}=0$ ). Buradan  $C=0$  ve

$$\begin{aligned} (2 - c^2/\beta^2)A \pm 2(c^2/\beta^2 - 1)^{\frac{1}{2}}B &= 0 \\ \pm 2(c^2/\alpha^2 - 1)^{\frac{1}{2}}A + (2 - c^2/\beta^2)B &= 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

A ve B değerlerinin sıfırdan farklı olması için (2.14) denklem sisteminin determinantı sıfıra eşitlenmelidir ve sonuçta elde edilen eşitlik c parametresine uymalıdır. Böylece,

$$\left[2 - \frac{c^2}{\beta^2}\right]^2 = 4 \left[1 - \frac{c^2}{\alpha^2}\right]^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{c^2}{\beta^2}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

eşitliğinden Rayleigh dalgalarının periyod denklemi şu şekilde yazılır;

$$\frac{c^2}{\beta^2} \left[ \frac{c^6}{\beta^6} - 8 \frac{c^4}{\beta^4} + c^2 (24/\beta^2 - 16/\alpha^2) - 16(1 - \beta^2/\alpha^2) \right] = 0 \quad (2.16)$$

$c=0$  ise, (2.11) ve (2.12) bağıntıları zamandan bağımsızdır ve (2.14) bağıntılarından  $A=-iB$  ve  $u=w=0$  bulunur. Bu yüzden bu çözüm kullanışlı değildir. (2.16) bağıntısındaki ikinci kısım  $c=0$ ,  $\beta < \alpha$  için negatif,  $c=\beta$  için pozitiftir.  $0 < c < \beta < \alpha$  ise (2.16) bağıntısının daima bir kökü vardır. Eğer  $\lambda=\mu$  ve  $\alpha=\sqrt{3}\beta$  olarak alınırsa periyod denklemi,

$$\frac{c^6}{\beta^6} - 8 \frac{c^4}{\beta^4} + \frac{56}{3} \frac{c^2}{\beta^2} - \frac{32}{3} = 0 \quad (2.17)$$

şeklini alır. Bu denklemin  $c^2/\beta^2=4$ ,  $2+2/\sqrt{3}$ , ve  $2-2/\sqrt{3}$  olmak üzere üç tane gerçek kökü vardır. Sonuncu kök Rayleigh dalgası için genliğin derinlikle çabuk azalması koşulunu sağlar. Bu kök;

$$c_R = 0.9194\beta$$

hızına karşılık gelir. (2.17) denkleminin diğer kökleri (2.11) ve (2.12) denklemlerindeki gerçek kök değerlerine karşılık gelirler. Burada homojen, yarı-sonsuz ortamda yayılan Rayleigh dalgalarına ait hızın frekansa bağlı olmadığı görülür. Yani böyle bir ortamda Rayleigh dalgaları dispersiyon göstermezler. Yerküre tabakalı bir yapıda olduğundan yer içerisinde yayılan Rayleigh dalgaları dispersiyona uğramaktadır.

İki tabakalı yarı-sonsuz ortam modeli için Love dalgası periyod denkleminin elde edilmesinde izlenen yola benzer olarak, Rayleigh dalgası periyod denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir [3].

$X, Y, Z, W$  [20]'nin tanımladığı şekilde ifade edilirse;

$$X = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{k^2 \beta^2}{k^2} - 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right),$$

$$Y = \frac{k^2 \beta_1}{k^2} + 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right) ,$$

$$Z = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{k^2 \beta_2}{k^2} - \frac{k^2 \beta_1}{k^2} - 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right) , \quad W = 2 \left( \frac{\mu_2}{\mu_1} - 1 \right) ,$$

ve

$$r_1^2 = (iv_1)^2 = k^2 \alpha_1 - k^2 , \quad r_2^2 = k^2 - k^2 \alpha_2 = v_2^2$$

$$s_1^2 = (iv_1')^2 = k^2 \beta_1 - k^2 , \quad s_2^2 = k^2 - k^2 \beta_2 = v_2'^2$$

yazılır. Peryod denklemi,

$$\mathcal{S}_1^{n_2} - \mathcal{S}_2^{n_1} = 0 \quad (2.18)$$

şeklindedir. Burada,  $\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2, n_1, n_2$ 'nin ifadeleri;

$$\mathcal{S}_1 = \left[ 2 - \frac{k^2 \beta_1}{k^2} \right] \left[ X \cos(r_1 H) + \frac{r_2}{r_1} Y \sin(r_1 H) \right]$$

$$+ 2 \frac{s_1}{k} \left[ \frac{r_2}{k} W \sin(s_1 H) - \frac{k}{s_1} Z \cos(s_1 H) \right]$$

$$\mathcal{S}_2 = \left[ 2 - \frac{k^2 \beta_1}{k^2} \right] \left[ \frac{s_2}{k} W \cos(r_1 H) + \frac{k}{r_1} Z \sin(r_1 H) \right]$$

$$+ 2 \frac{s_1}{k} \left[ X \sin(s_1 H) - \frac{s_2}{s_1} Y \cos(s_1 H) \right]$$

$$n_1 = \left[ 2 - \frac{k^2 \beta_1}{k^2} \right] \left[ \frac{r_2}{k} W \cos(s_1 H) + \frac{k}{s_1} Z \sin(s_1 H) \right]$$

$$+ 2 \frac{r_1}{k} \left[ X \sin(r_1 H) - \frac{r_2}{r_1} Y \cos(r_1 H) \right]$$

$$n_2 = \left[ 2 - \frac{k^2 \beta_1}{k^2} \right] \left[ X \cos(s_1 H) + \frac{s_2}{s_1} Y \sin(s_1 H) \right]$$

$$+ 2 \frac{r_1}{k} \left[ \frac{s_2}{k} W \sin(r_1 H) - \frac{k}{r_1} Z \cos(r_1 H) \right]$$

şeklindedir.  $k^2 < k_{\alpha 1}^2 < k_{\beta 1}^2$  ve  $k^2 > k_{\beta 2}^2 > k_{\alpha 2}^2$  olduğunda  $s, r$  nin pozitif gerçel değerleri elde edilir.

(2.18) bağıntısı  $c/\beta_1$  ve  $kH$ 'nin boyutsuz parametreler olmasından dolayı  $c$  faz hızı ile  $k$  dalga sayısı arasında kesin bir ilişki sağlar. Doğal olarak,  $c$  faz hızı;

$$T = (2\pi H / \beta_1) (kH \cdot c / \beta_1)$$

bağıntısından periyodun bir fonksiyonu olarak elde edilebilir.

## BÖLÜM 3

### GÖZLEMSEL VERİLERDEN FAZ VE GRUP HIZLARININ HESAPLANMASI

#### 3.1. Tek istasyon yöntemi

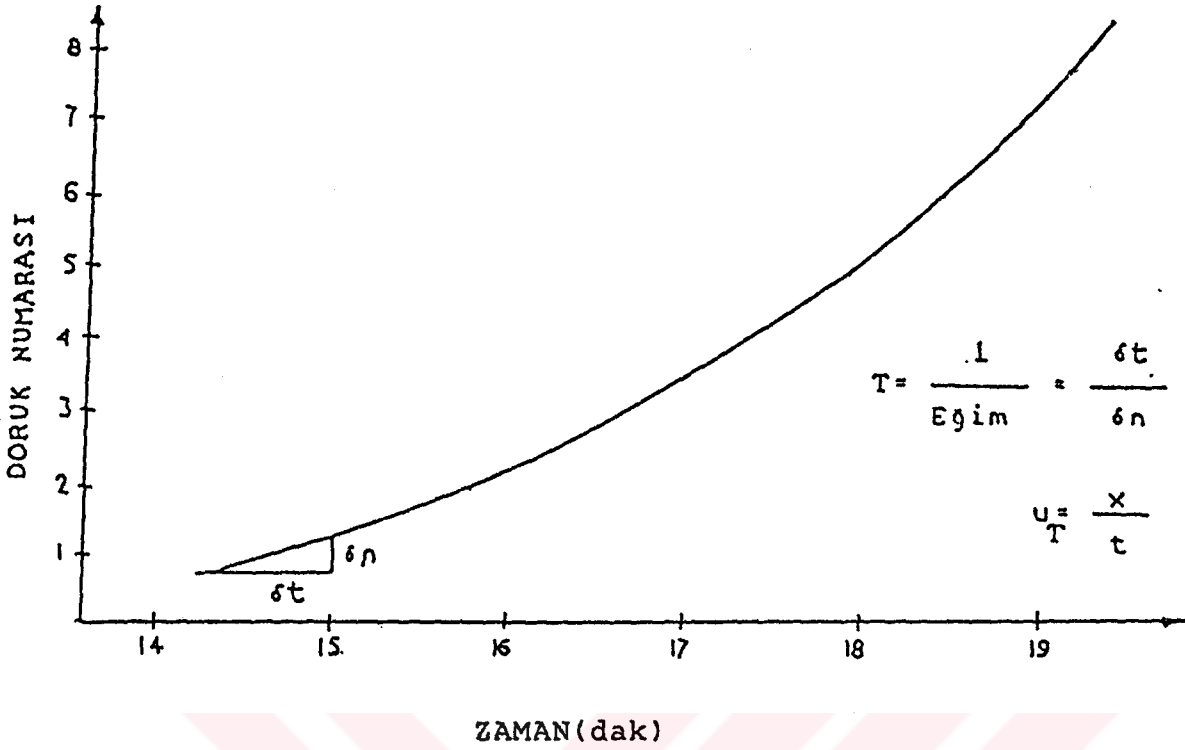
Yüzey dalgalarının faz ve grup hızlarını hesaplamak için çeşitli yöntemler vardır. Tek bir istasyon kaydı üzerinden grup hızının hesaplanması için en basit olarak, kayıtlarda ardarda gelen her bir periyod okunup, episantr ile kayıt istasyonu arasındaki uzaklık periyod orta noktasına ait yayılma zamanına oranlanarak o periyodun grup hızı bulunabilir. Fakat bu yöntemde, kayıt üzerinde rasgele seçilen bir noktanın hangi periyoda ait olduğu bilinmez. Bunun için doruk numarası-variş zamanı (peak-trough) yöntemi kullanılır. Bu yöntemde, kayıt üzerindeki doruk veya çukurlara numara verilir. Sonra bu nokta numaraları variş zamanına göre grafiklenir (Şekil 3.1). Elde edilen eğride herhangi bir noktanın periyodu, eğriye o noktadan çizilecek teğetin eğiminin tersinden bulunur. Aynı şekilde her bir periyod için variş zamanı okunarak bundan oluş zamanı çıkarılmak suretiyle o periyodun yayılma zamanı bulunur. Bundan grup hızı ifadesi,

$$u = \frac{x}{t} \quad (3.1)$$

olarak belirlenir. Burada,  $u$  grup hızını,  $t$  yayılma zamanını ve  $x$  episantr uzaklığını göstermektedir.

Tek bir dalga'nın yerdeğiştirmesi (2.1) genel olarak şu şekilde yazılır [27].

$$u_j = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A\{k_j(\omega)\} \exp\{i(\phi(\omega) + k_j x - \omega t)\} d\omega \quad (3.2)$$



Şekil 3.1. Doruk numarası-varış zamanı eğrisinden grup hızlarının hesaplanması.

Burada  $A(w)\exp\{i\phi(w)\}$  kaynağın, ortamın ve aletin toplam tepkisine karşılık gelir. (3.2) bağıntısının Fourier dönüşümü alınırsa;

$$\begin{aligned} \Phi &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\omega\tau\} d\tau \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k(w')) \exp\{i(\phi(w') + k(w')x - w'(t_0 + \tau))\} dw' \\ &= A(k(w)) \exp\{i(\phi(w) + k(w)x - wt_0)\} \\ &= A(k(w)) \exp\{i(\phi_H - 2\pi N)\} \end{aligned} \quad (3.3)$$

elde edilir. Burada,  $u = dw/dk$  bağıntısından yararlanarak grup hızı ifadesi şu şekilde elde edilir.

$$\frac{d\phi_H}{dw} = \frac{d\phi}{dw} + \frac{x}{u} - t_0$$

$$u = \frac{x}{t_0 + (d\phi_H - d\phi) / dw} \quad (3.4)$$

Faz hızı ifadesi (3.3) bağıntısından yararlanarak bulunur:

$$\frac{\phi_H}{w} = \frac{\phi}{w} + \frac{x}{c} - t_0 + \frac{2\pi N}{w}$$

$$c = \frac{x}{t_0 + (\phi_H - \phi - 2\pi N) / w} \quad (3.5)$$

Burada,  $\phi_H$  sinyalin fazına,  $\phi$  ise aletin etkisinin başlangıçta giderildiği düşünülürse kaynağın fazına karşılık gelir.  $N$ , dalga devir sayısını gösteren bir tamsayıdır ve beklenen hız değerine göre saptanabilir. (3.4) ve (3.5) bağıntılarındaki gibi tek-istasyon kayıtlarından yararlanarak faz ve grup hızlarının hesaplanması için kaynağın başlangıç fazının bilinmesi gerekmektedir [27, 28, 29, 30, 31]. Ancak verilen bir odak mekanizması için başlangıç fazı belirlenebilir. Kaynağa ait bilgilerin bulunmasında yapay sismogramlardan da yararlanılır.

Grup hızı belirlemede, hareketli pencere çözümlemesi (Moving Window Analysis) [13] ile ardışık süzgeç tekniği (Multiple Filter Technique) [32] gibi veri-işlem yöntemleri vardır.

Hareketli pencere çözümlemesi, birden çok mod içeren kayıtlarda grup hızlarının ölçülmesi için kullanılabilir. Bu çözümleme tekniği, alışlagelmiş zaman serilerini, logaritmik periyod düzlemine göre hız üzerinde desibellerin iki boyutlu gösterimine dönüştürür.

Genliğin azalması ve çoğalması gözlenen modların her biri için incelenebilir. Birbirine karşılıklı olarak dik alıcıların kayıtları için bu çözümleme yönteminin uygulanması yanal kırılma ölçümlerine, Love dalgalarının Rayleigh dalgalarından ayrılmasına ve ayrıca ana ve yüksek modların belirlenmesine yarar.

Kayıt yerinde alınan modlar zaman değişkenli süzgeçlerle gözlenen karışık sinyallerden ayrılabilir. Bu süzgeçler

hareketli pencere çözümlemesinde elde edilen dispersiyona dayandırılırsa, sinyal-gürültü oranında önemli bir artma elde edilebilir.

Ardışık süzgeç yöntemi çok modlu dispersiyona uğramış sinyalleri çözümlemenin hızlı ve etkin bir yolu olarak gösterilir. Bir dizi dar bantlı süzgeçten geçirilen sinyallerin genlik ve fazları, grup hızı, periyod ve hızın fonksiyonları olan genliğin bağıl azalım ve çoğalmasını, yanal kırılmayı, yüzeyin şekilsel titreşimlerini ve bir olay için bir tek istasyonda kaydedilen modların bir karışımı ile ilişkilenen diğer dalga parametrelerinin ölçülmesi için kullanılabilir.

Ardışık süzgeç yöntemiyle, doruk-çukur yönteminden farklı olarak kayıtlarda bulunan dispersiyonun daha geniş kısımları kazanılabilir.

Gözlenen modların farklı kısımları için frekans ve hız pencereleri uygulanan, sayısal yöntem daha önce dispersiyon çalışmalarında kullanılmıştır [11]. Ayrıca cisim dalgası varışları için yapılan bir çalışmada, sayısal süzgeçler kullanılmıştır [33].

### 3.1.1. Hareketli pencere çözümlemesi

Hareketli pencere yöntemi çok modlu sinyallerin geniş-band kayıtlarını çözümleyebilir. Periyod ve grup varış zamanının fonksiyonu olan spektral genlik ve fazlar grup hızına, tanecik hareket oranlarına, faz farklarına ve herbir mod yayınımla ilgili olarak diğer dalga parametrelerine bağlı bir şekilde yorumlanabilir.

Hareketli pencere çözümlemesinin uygulanmasındaki işlemlerin akış şeması Şekil 3.2'de verilmiştir. Bu yöntemin uygulanmasına gözlenen zaman serilerinin istenen kısmının çıkarılmasıyla başlanır. Bu işlem, sayısallaştırılmış sismogram  $f(t)$  ile dikdörtgen şeklindeki bir zaman penceresi  $w(t)$ 'nin çarpımına eşit olur. Pencerenin merkezi  $V_n$  hızına karşılık gelen  $\tau_n$  zamanındadır. Burada hızlar eşit olarak aralıklanmış bir açılım oluşturmaktadır. Çıkarılan kısmın uzunluğu



çözümlemede kullanılan  $T_m$  periyodu ile sabitleşmiş  $W$  pencere faktörünün çarpımıyla orantılıdır.

Hareketli pencere çözümlemesinde bir sonraki adım, simetrik modülasyon fonksiyonu  $q(t)$  ile sismogramın seçilen parçasının çarpımıdır. İlgilenilen hıza karşılık gelecek şekilde seçilmiş kısım için modülasyon daha büyük ağırlıkta görülür. Sinyalin kesilmesi sonucunda, frekans ortamında kenar lobları küçülür.

Modülasyon yöntemi dört aşamada tamamlanır. Önce verinin trendi giderilir [ $s(t) \rightarrow s'(t)$ ]. Buna gerek duyulmasının nedeni uzun periyodlu dalgaların, termal, barometrik veya diğer uzun periyod alet gürültüsü, bir sıfır olmayan ortalama ve/veya sıfır olmayan trend meydana getirmesidir. Sonuç, modülasyon fonksiyonunun kareköküyle çarpılır;

$$p(t) = q(t)^{\frac{1}{2}}, e(t) = s'(t)p(t)$$

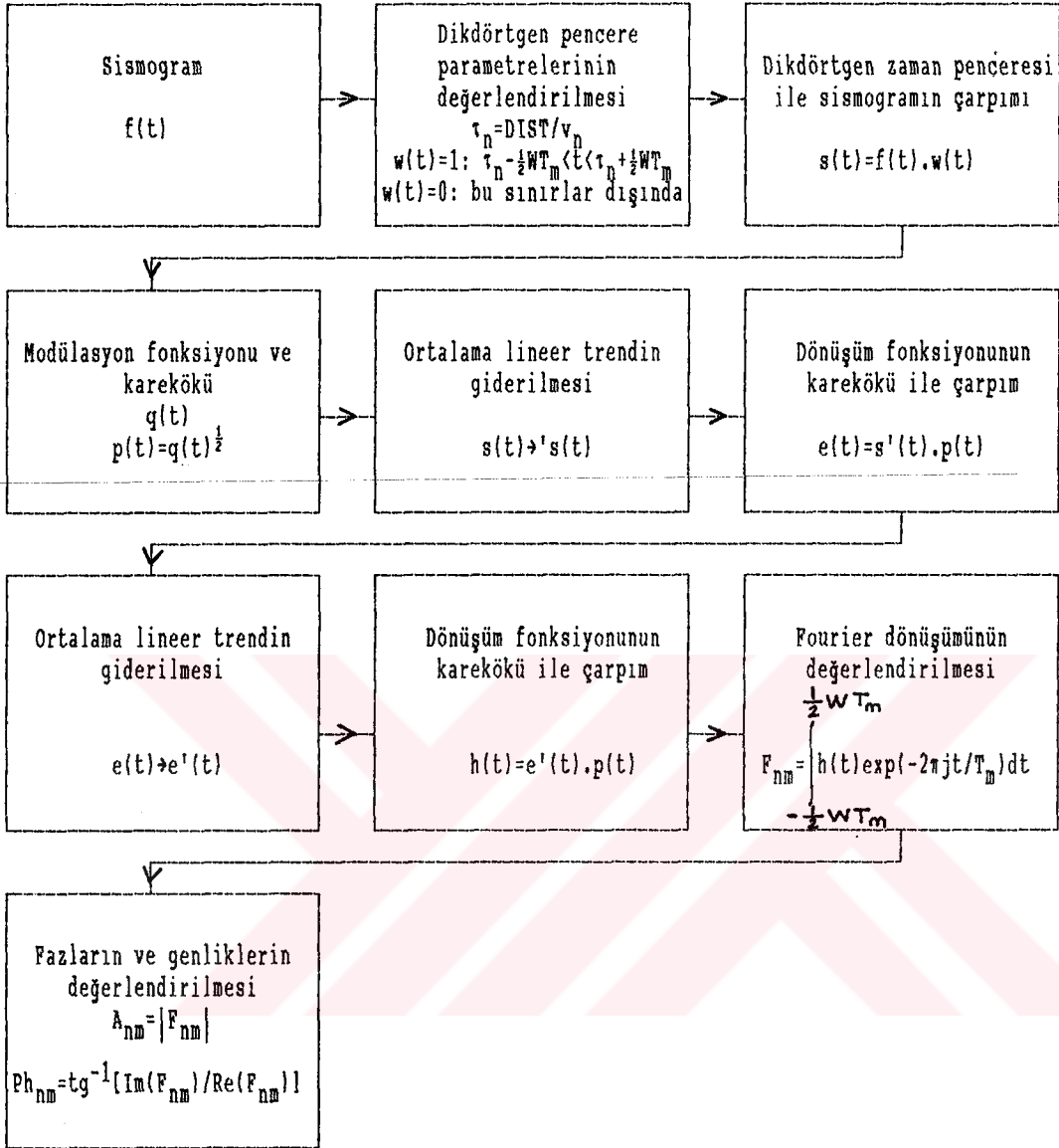
ve  $p(t)$  çarpımıyla tekrar ortaya çıkabilecek sıfır olmayan ortalama veya lineer trendi gidermek için ikinci kez trendi giderilir [ $e(t) \rightarrow e'(t)$ ]. Modülasyon yöntemi ikinci kez çarpımla tamamlanır.

$$h(t) = e'(t)p(t)$$

Yapılan bu işlemler, alışlagelmiş yolla pencerelenmiş ve sadece trendi giderilmiş bir kayıta hala mevcut olan alçak frekans bileşenlerinin karışımını elimine eder. Hareketli pencere çözümlemesinde son aşama hazırlanmış verilerin Fourier dönüşümünün alınmasıdır.

Zaman ortamındaki pencereleme problemi  $q(t)$  fonksiyonu ile modüle etme ve  $w(t)$  fonksiyonu ile kesme etkilerini içerir. Kesme işlemi, Fourier integralindeki integral sınırlarının belirtilmesiyle etkili olarak yapılmaktadır.

Kaydedilen zaman serilerinin bir pencere fonksiyonu ile çarpımı, frekans ortamında karşılık gelen spektrumların konvolüsyonuna eşdeğerdir. Bunun sonucu elde edilen genlik orijinal bileşenlerinki ile orantılı olacaktır. Çünkü lineerlik



Şekil 3.2. Hareketli pencere yönteminin akış şeması [13].

süperpozisyonun geçerliliğini ifade eder ve orjinal spektral çizgilerin tümünden çıkarılan kısmen bozulmuş sonuçlar toplanır ve pencerelenmiş sinyalin frekans ayrımlılığı zayıflar.

Hareketli pencere çözümlemesi bu basit durumdan farklı iki görünüm kazanır:

Birinci ve daha önemlisi tüm periyotlarda aynı düzeyde frekans ayrımlılığı sağlamak için değişken uzunluklu bir pencere kullanılır. Sabit pencere boyu ile yapılan daha önceki deneyler uzun periyotlarda ayrımlılığı yetersiz sonuçlar

üretmektedir [34]. Deneyler çoğu durumda ilgilenilen periyodun dört ile altı katı pencerelerle iyi sonuçlar elde edileceğini göstermiştir.

Sinyal sabit genlikli tek bir frekanstan ibaret olduğunda beklenen nisbi genlikler düşünölsün. Bu durumda elde edilen sonuçlar, sinyali içeren tüm spektral bileşenler için genelleştirilebilir. Bu tek tip (monokromatik) sinyalin çözümlenmesiyle elde edilen genlikler şu şekilde yazılır.

$$F(w) = \int_{-\frac{1}{2}WT}^{\frac{1}{2}WT} q(t) \cos(w_0 t) \cos(wt) dt \quad (3.6)$$

$w_0$  = Tek tip sinyalin açısal frekansı ( $=2\pi/T_0$ );

$w$  = Çözömlenmenin frekansı ( $=2\pi/T$ );

$W$  = Pencere uzunluğunun çözümlenme periyoduna oranı;

$q(t)$  =  $-1/2WT \leq t \leq 1/2WT$  aralığı içindeki simetrik pencere fonksiyonudur.

Herbir çözümlenme frekansı için farklı integral aralığı kullanılır. Integral aralığı (pencere uzunluğuna eşit) çözümlenme periyodu  $T$  ( $=2\pi/w$ ) ve  $W$  vektörünün çarpımı şeklinde verilir.

$q(t)$  pencere fonksiyonu için birim pencere, kosinüs ve kosinüs kare pencereleri kullanılmıştır. Spektral genlikleri ile birlikte bu fonksiyonlar şunlardır:

$$q_1(t) = 1$$

$$F_1(w, W) = \frac{W}{w} \left\{ \frac{\sin \left[ \frac{w_0 - w}{w} W\pi \right]}{\frac{w_0 - w}{w} W} + \frac{\sin \left[ \frac{w_0 + w}{w} W\pi \right]}{\frac{w_0 + w}{w} W} \right\} \quad (3.7a)$$

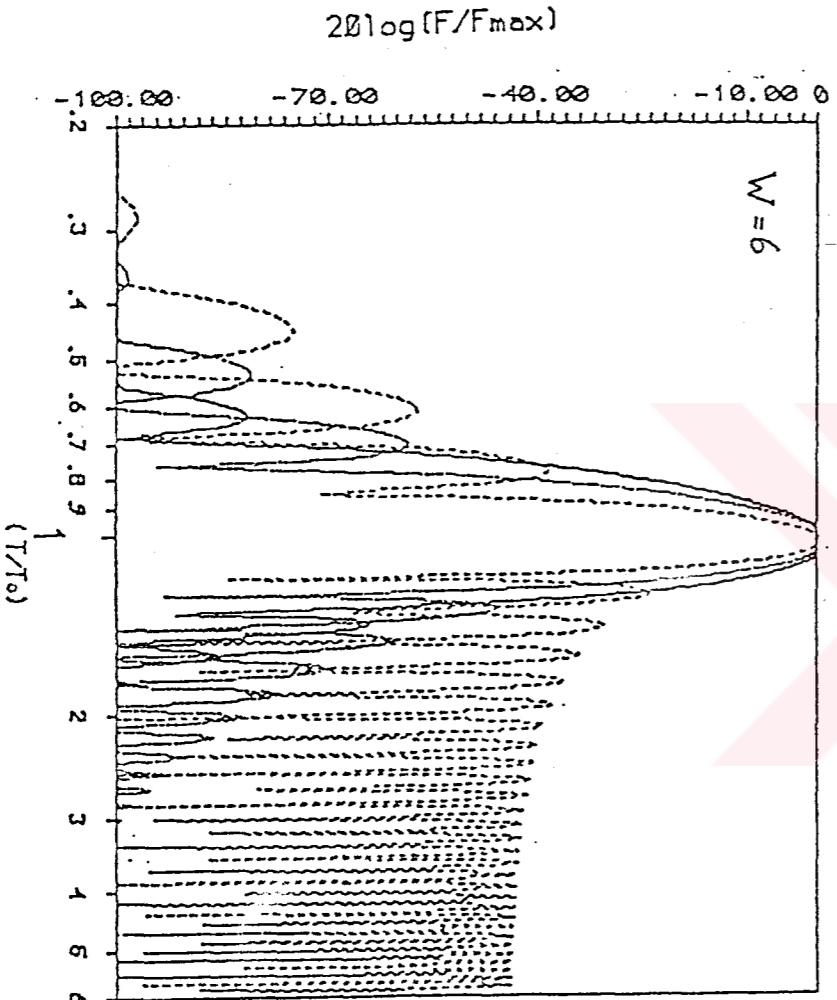
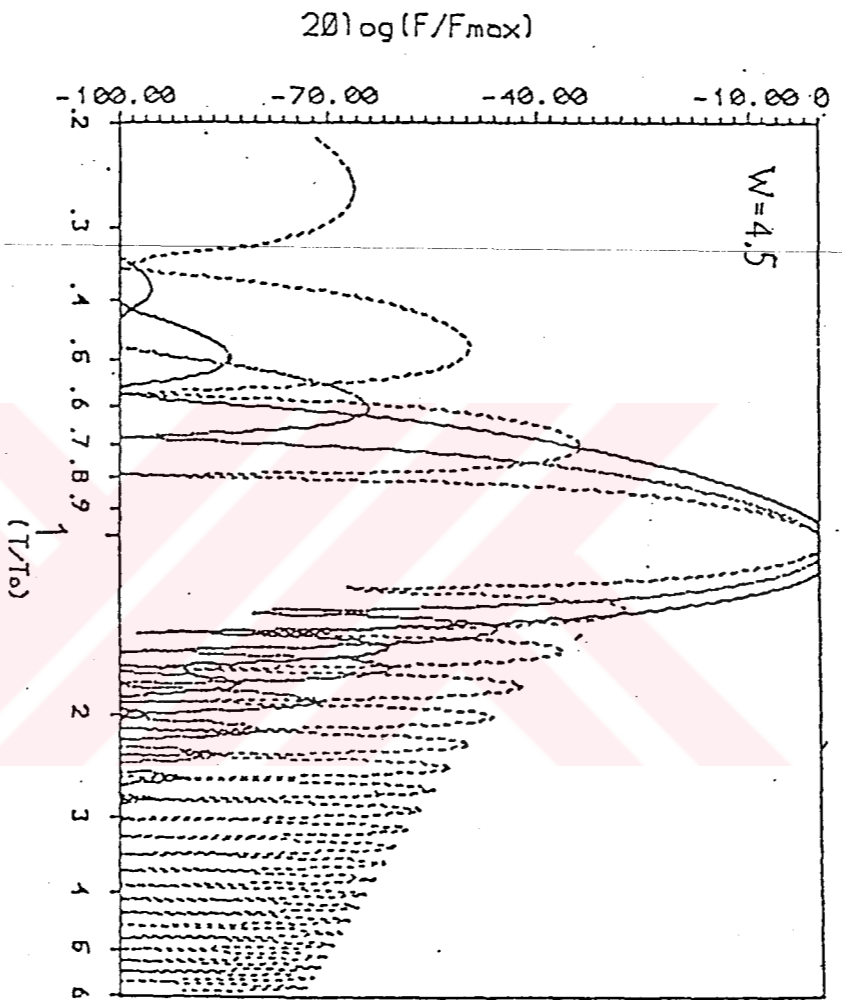
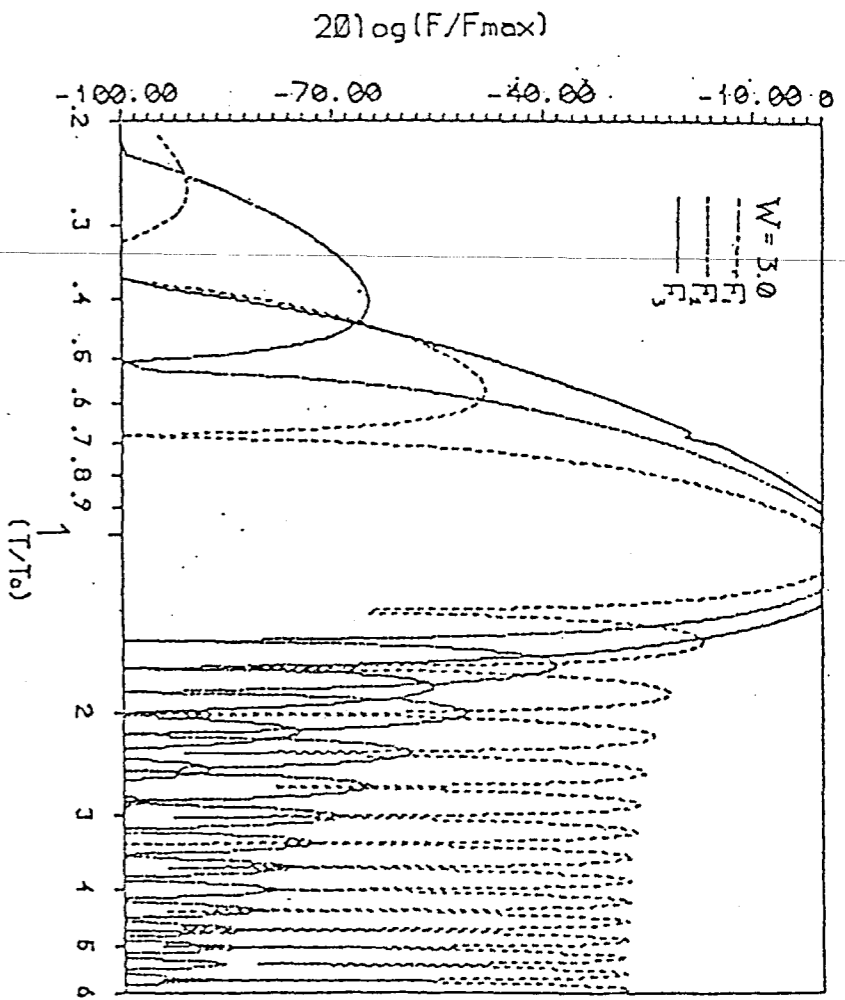
$$q_2(t) = \cos \left[ \frac{\pi t}{WT} \right]$$

$$F_2(w, W) = \frac{W}{2w} \left\{ \frac{\cos \left[ \frac{w_0 - w}{w} W \pi \right]}{\left[ \frac{w_0 - w}{w} W - \frac{1}{2} \right] \left[ \frac{w_0 - w}{w} W + \frac{1}{2} \right]} + \frac{\cos \left[ \frac{w_0 + w}{w} W \pi \right]}{\left[ \frac{w_0 + w}{w} W - \frac{1}{2} \right] \left[ \frac{w_0 + w}{w} W + \frac{1}{2} \right]} \right\} \quad (3.7b)$$

$$q_3(t) = \cos^2 \left[ \frac{\pi t}{WT} \right]$$

$$F_3(w, W) = \frac{W}{2w} \left\{ \frac{\sin \left[ \frac{w_0 - w}{w} W \pi \right]}{\left[ \frac{w_0 - w}{w} W \right] \left[ \frac{w_0 - w}{w} W - 1 \right] \left[ \frac{w_0 - w}{w} W + 1 \right]} + \frac{\sin \left[ \frac{w_0 + w}{w} W \pi \right]}{\left[ \frac{w_0 + w}{w} W \right] \left[ \frac{w_0 + w}{w} W - 1 \right] \left[ \frac{w_0 + w}{w} W + 1 \right]} \right\} \quad (3.7c)$$

$W=3.0, 4.5, 6.0$  nispi pencere uzunluklarının kullanıldığı üç pencere durumu için sonuçlar Şekil 3.3'de gösterilmiştir. Desibel olarak  $F/F_{max}$  şeklindeki nispi genlikler  $T/T_0$  şeklindeki nispi periyodun fonksiyonları olarak verilmiştir. Bu şekil,  $T_0$ 'a eşit bir periyoda sahip basit harmonik dalganın hareketli pencere çözümlemesinden çıkarılan sonuçları göstermektedir. Kolonlar arasında bırakılan aralık yeterli azalımı sağlıyorsa, Şekil 3.3'deki genlikler kayıttaki bir tek diziyeye benzeyecektir. Ana lobun genişliği ile verilen komşu bileşenlere göre ayrımlılık, kosinüs kare penceresi için bir dereceye kadar daha geniş, yarım kosinüs penceresi için orta



Şekil 3.3.  $T_0$  periyodlu monokromatik bir dalga için hareketli pencere gözümlemesinin nispi periyod tepkisi. Sonuçlar üç çeşit pencere fonksiyonu için gösterilmiştir: F1-birim pencere, F2-yarım cos.pencere, F3-cos<sup>2</sup> pencere. Pencere faktörü W, üç durumda sırasıyla, gözümleme periyodu T nin 3, 4.5 ve 6 katıdır.

ve birim pencere fonksiyonu için daha küçüktür. Ana lobun heriki tarafındaki komşu kenar lobları hemen küçüldüğünde, gürültü daha etkili olarak giderilir. Yarım kosinüs penceresi için  $w$  kadar ve kosinüs kare penceresi için  $w^2$  kadar periyod içermesiyle bu dorukların zarfının bozulduğu şekil 3.3'de görülmektedir. Birim pencere için uzun periyod kenar loblarının maksimumu (3.8) bağıntısının asimtotik bir değerine yaklaşacaktır.

$$F_1(0,W) = \frac{2}{\pi W + (1/2)(2\pi W)} \quad (3.8)$$

$T_0$ 'dan çok daha kısa periyodlarda üç pencere fonksiyonunun kenar lobları bozularak bağıntılar aşağıdaki gibi sönümlenir.

$$\lim_{w \rightarrow \infty} F_1(w,W) = \frac{1}{w} \quad (3.9a)$$

$$\lim_{w \rightarrow \infty} F_2(w,W) = \frac{W}{w(W+1/2)(W-1/2)} \quad (3.9b)$$

$$\lim_{w \rightarrow \infty} F_3(w,W) = \frac{1}{w(W+1)(W-1)} \quad (3.9c)$$

Ana lobların tümü için doruk tepkileri yavaşça daha uzun periyodlara doğru yer değiştirir. (3.7) eşitlikleri bu kaymayı belirtir.

$$\left. \frac{dF_i(w,W)}{dw} \right|_{w=w_0}$$

Yukarıdaki işlemde sonuçların tümü negatiftir ve ana lobun maksimumu ile ilişkili  $w$  daha kısa veya daha uzun periyodlarda yer alır. Örneğin;

$$\left. \frac{dF_i(w,W)}{dw} \right|_{w=w_0} = \frac{-4W\pi - 2W\pi \cos(2W\pi) - \sin(2W\pi)}{4w_0^2} \quad (3.10)$$

Ana lobların maksimumu (3.7) eşitliklerindeki  $F_i(w,W)$ 'nin sayısal değerleriyle bulunmuştur. Herbir harmonik için periyottaki bağıl düzensizlik  $W$  genişlikli bir pencere fonksiyonu olarak Şekil 3.4'de gösterilmektedir. Yarım kosinüs ve kosinüs kare pencereleri için kayma artarken birim pencere için kayma en küçüktür. Birim fonksiyon için  $W=n+1/2$ ,  $n=1,2,3,\dots$  de en uygun minimum görülür.

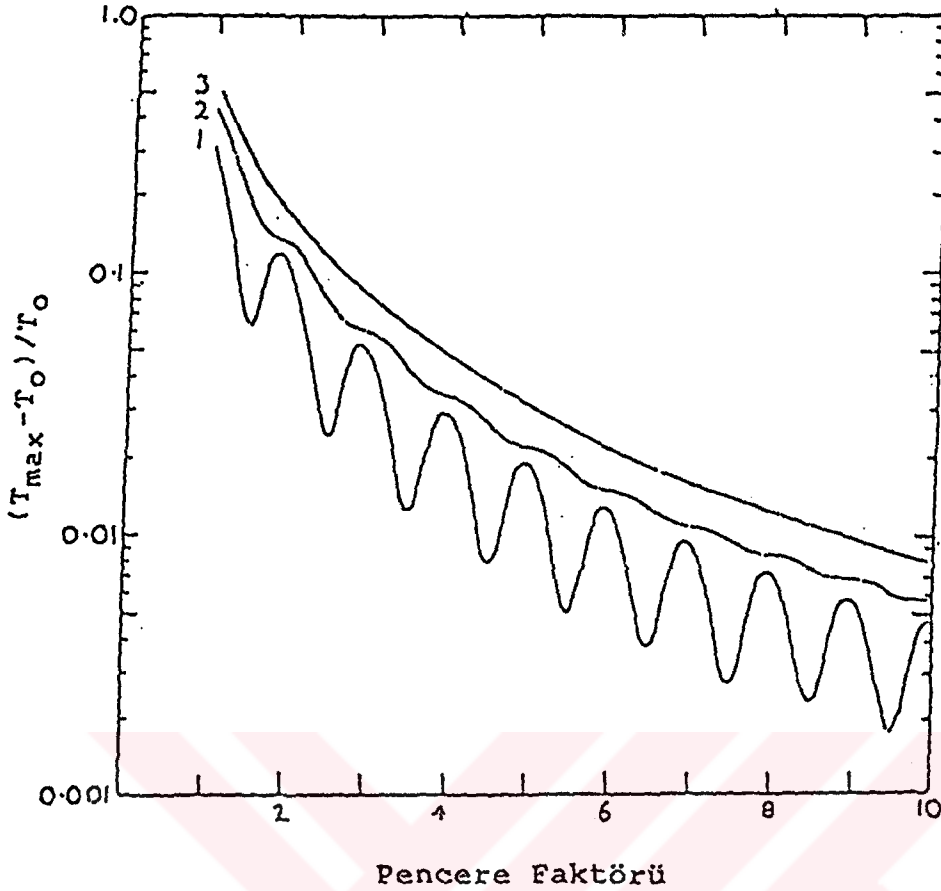
Pencerenin merkeziyle bir faz kaymasına sahip tek tip sinyal alındığında (3.6) eşitliğinin genel durumu gözönünde bulundurulur. (3.6) eşitliğinin genelleştirilmiş şekli aşağıdaki gibi yazılır:

$$F(w,W) = \int_{-\frac{1}{2}WT}^{\frac{1}{2}WT} q(t) \cos(w_0 t + \theta) \exp(-j\omega t) dt \quad (3.11)$$

Ayrıntılı hesaplamadan kaçınmak için en yalın durum  $q(t)=1$  düşünülmüştür. Sonuç (3.11) eşitliğinin integralinden sonra şu şekli alır:

$$F(w,W) = \frac{W}{w} \left\{ \left[ \frac{\sin\left(\frac{w_0 - w}{w} W\pi\right)}{\frac{w_0 - w}{w} W} + \frac{\sin\left(\frac{w_0 + w}{w} W\pi\right)}{\frac{w_0 + w}{w} W} \right] \cos\theta + j \left[ \frac{\sin\left(\frac{w_0 - w}{w} W\pi\right)}{\frac{w_0 - w}{w} W} - \frac{\sin\left(\frac{w_0 + w}{w} W\pi\right)}{\frac{w_0 + w}{w} W} \right] \sin\theta \right\} \quad (3.12)$$

$\theta=0$  durumu için (3.12) bağıntısının (3.7a) bağıntısıyla aynı olduğu gözlenebilir.  $\theta=\pi/2$  olduğunda genlik (3.12) eşitliğindeki ikinci terime eşit olur.  $\theta=\pi/2$  olduğunda genlik değerleri (3.12) bağıntısından hesaplanarlardan farklı olsa bile fonksiyon daha uzun periyodlara doğru kayma özelliğini korumaktadır. (3.10) bağıntısı,



Şekil 3.4. Pencere faktörünün fonksiyonu olan Şekil 3.3 deki ana lobun doruğunun periyod değişimi: 1-birim pencere 2-yarım kosinüs, 3-kosinüs kare penceresi için sonuçları göstermektedir [13].

$$\left. \frac{dF(w, W)}{dw} \right|_{w=w_0} = \frac{-4\pi W + 2W\pi \cos(2W\pi) + \sin(2W\pi)}{4w_0^2} \quad (3.13)$$

olur ve pratik anlamı olan  $W$ 'nin tüm değerleri için türev negatif kalır. (3.12) fonksiyonunun davranışı bu bölgedeki genliklerin;

$$\sin \left[ \frac{w_0 - w}{w} W\pi \right] / \left[ \frac{w_0 + w}{w} W \right]$$

tekrarlanan terimiyle belirlendiğinden,  $w_0$ 'a yakın  $w$  değerleri için (3.7a) fonksiyonuna benzer olacaktır.  $w=w_0$  özel durumu için (3.12) fonksiyonunun faz kaymasının tanjantı;



$$\tan\theta' = \frac{2W\pi - \sin(2W\pi)}{2W\pi + \sin(2W\pi)} \tan\theta$$

eşitliği ile ifade edilir. Pencere faktörü  $W=N/2$ 'nin değerleri için sonuçlanan faz kayması orjinal ofsete eşittir. Eğer  $W>5$  ise pencere faktörünün diğer değerleri için değişim önemli olmayacaktır. Yukarıdaki anlatım  $\theta=0$  durumu için çıkarılan sonuçların faz kaymasının tanımlanmasını önemli derecede etkilemediğini göstermektedir.

### 3.1.2. Ardışık süzgeç yöntemi

Ardışık süzgeç yöntemi, hemen hemen eş zamanlı olarak kayıt istasyonuna ulaşan birkaç hakim periyoddan ibaret karmaşık sinyalleri çözebilir. Periyod ve grup hızının fonksiyonu şeklinde desibel olarak gösterilen anlık spektral genlik, çok modlu grup hızına dayanarak açıklanabilir. Hareketin birbirine dik bileşenleri çözümlendiğinde, sonuçlar gözlenen yayılım modlarının herbiri için faz ve eliptisiteye dayalı olarak kayıt yerindeki üç bileşenli titreşimi çalışmada kullanılabilir. Ayrıca, yanal kırılmaların nicel olarak belirlenmesi ve dalga türlerinin ayrışması da olasıdır.

Ardışık süzgeç yöntemi kullanılarak çözümlenmiş bir örnek Şekil 3.5'de görülmektedir. Bu çözümlemede 06.05.1966 da 02:36:56.8 G.M.T de güney Malawi'de (ülke) meydana gelen bir depremin dünya sismograf ağına dahil olan Pretoria gözlemevi-ne ait uzun periyod düşey bileşen kaydı kullanılmıştır. Çözümleme sonucunda grup hızı ve periyodun fonksiyonu olarak elde edilen anlık spektral genlik 99 db maksimum değeri için normalize edildikten sonra konturlanmıştır. Konturlar 5 db aralıkla çizilmiştir. Taralı olan bölgeler genliğin minimum olduğu bölgelerdir. Çözümlenen kayıt konturlarla karşılaştırma yapmak için şeklin her iki tarafında doğrusal hız ölçeği ile gösterilmektedir. Herbir mod için çıkarılan dispersiyon kontur diyagramının dorukları boyunca çizilen çizgiyle gösterilmiştir.

Şekil 3.5 de Rayleigh ve ilk üç S-modu görülmektedir. Rayleigh modu için gözlenen dispersiyon tipik olarak kıtasaldır. Grup hızı yaklaşık 19 sn periyotta bir minimuma, 10 sn ye yakın periyotta bir maksimuma ve hemen hemen sabit hızlı 2.5 sn lik kısa periyod bölümüne sahiptir. 12 sn den 2.5 sn ye kadar doruklardan geçirilen eğri birinci S-modu olarak tanımlanır.

Şekil 3.5 deki kolonların herbiri, uygun gelen periyod civarında bir band-geçişli süzgeç uygulanarak orjinal sismogramdan hesaplanan anlık spektral genliğin örneklenen değerlerinden ibarettir. Süzgeçleme işlemi, heriki yöntemin kuramsal olarak eşit olmasından dolayı ister zaman ortamında, ister frekans ortamında yapılabilir. Kayıt uzunluğu ve örnekleme oranının heriki yöntemde sınırlı olması, ayrıca zaman ortamında süzgeç ağırlık katsayılarının kesilmesi yüzünden uygulamada farklı sonuçlar elde edilebilir.

Şekil 3.6 zaman ve frekans ortamındaki süzgeçlemenin bir karşılaştırmasını vermektedir. Bu şekilde gösterilen (a) izi, süzgeçlenmemiş kayıttır. Bunun hemen altında bulunan (b) izi, 10 sn periyodu için frekans ortamındaki süzgeçleme sonucunu, (c) izi ise zaman ortamında eşdeğer süzgeçleme işleminin sonucunu gösterir. Bu iki süzölmüş sinyal arasındaki fark genlikleri çok küçük olan (d) izidir. Şekilden de izlenebileceği gibi, iki ayrı ortamda süzölmüş sinyaller arasındaki en büyük sapmalar, bu sinyallerin en büyük genliklerinin % 1 ini hiçbir zaman aşmaz ve modlar arasındaki geçiş noktalarında oluşur. Genliğin yerel maksimumu birinci S-modu ve Rayleigh moduna karşı gelen (b) ve (c) izlerinde görülür.

Her ne kadar iki yöntem bütün pratik amaçlar için benzer sonuçları verse de, frekans ortamındaki süzgeçlemenin zaman ortamındakine göre belli avantajları vardır. Bu avantajlardan biri, ters dönüşümleri basit fonksiyonlarla tanımlanamayan süzgeç fonksiyonlarını kullanabilmenin mümkün olmasıdır. Bir diğer avantaj, frekans ortamı işlemlerinin zaman ortamı işlemlerine göre bilgisayar zamanından önemli ölçüde kazanç sağlamasıdır.

Ardışık süzgeç yöntemi, hız (veya zaman) ve periyodun (veya frekans) bir fonksiyonu olarak sinyalin genliğindeki (veya enerji) değişimlerini incelemek için kullanılır. Bunun için, süzgeç fonksiyonunun herbir merkez frekans ve hız değerinin hemen yakınında iyi bir ayrımlılığa sahip olması istenir. Bunu sağlayabilmek için süzgeç fonksiyonu olarak Gauss fonksiyonu kullanılmaktadır. Çünkü Gauss fonksiyonu çok iyi bir frekans-zaman ayrımlılığına sahiptir. Eğer  $w_n$ , n. kolon için merkez frekansı gösteriyorsa, pencere fonksiyonu;

$$H_n(w) = \exp\left\{-\alpha \left[ \frac{w-w_n}{w_n} \right]^2\right\} \quad (3.15)$$

şeklinde yazılabilir.  $H_n(w)$ 'nin Fourier dönüşümü alınırsa,

$$h_n = \frac{\sqrt{\pi} w_n}{2\alpha} \exp\left[-\frac{w_n^2 t^2}{4\alpha}\right] \cos(w_n t) \quad (3.16)$$

olur. Çözüm  $\alpha$  parametresiyle kontrol edilir. Bir ortamda ayrımlılığın artması diğerinde ters etkiye neden olur.  $\alpha$  parametresi için seçilen değer sismogramdaki dispersiyonun doğasına bağlıdır.

Pratikte, gereksiz hesaplamalardan kaçınmak için (3.15) fonksiyonunun sonundaki düşük genlikli kesimi atmak genellikle uygun olacaktır. Band-sınırlı süzgeç fonksiyonuna karşılık gelen en yüksek enerji yoğunluklu impuls cevabının, süzgecin kesilmiş bir sferoid dalga fonksiyonu olduğunda elde edildiği gösterilmiştir [35, 36]. Eğer Gauss fonksiyonu maksimumdan 30 db aşağı bir değer dizisinde kesilirse, bunun impuls cevabının enerji yoğunluğu sadece karşı gelen sferoidal dalga fonksiyonunkinden %1 daha düşüktür. Bu yüzden daha kolay değerlendirilen Gauss fonksiyonu, en uygun süzgeç fonksiyonuna eşit olarak düşünülmüş bütün pratik amaçlar için kullanılabilir. Band genişliği BAND, simetrik süzgecin en düşük ve en yüksek band sınırları, sırasıyla  $w_{l,n}$  ve  $w_{u,n}$  ile gösterilmektedir:

$$w_{l,n} = (1 - \text{BAND})w_n \quad (3.17a)$$

$$w_{u,n} = (1 + \text{BAND})w_n \quad (3.17b)$$

Pencere fonksiyonunun gecikmesi olarak tanımlanan  $\beta$  parametresi, band sınırlarında fonksiyonun istenen değeri için hesaplanabilir.

$$\beta = \ln \left[ \frac{H_n(w_n)}{H_n(w_{l,n})} \right] = \ln \left[ \frac{H_n(w_n)}{H_n(w_{u,n})} \right] \quad (3.18)$$

(3.15) ve (3.16) eşitliklerindeki  $\alpha$  parametresi BAND ve  $\beta'$  ya bağlı olarak açıklanabilir.

$$\alpha = \beta / |\text{BAND}|^2 \quad (3.19)$$

Pencere fonksiyonu, şu şekilde yazılır.

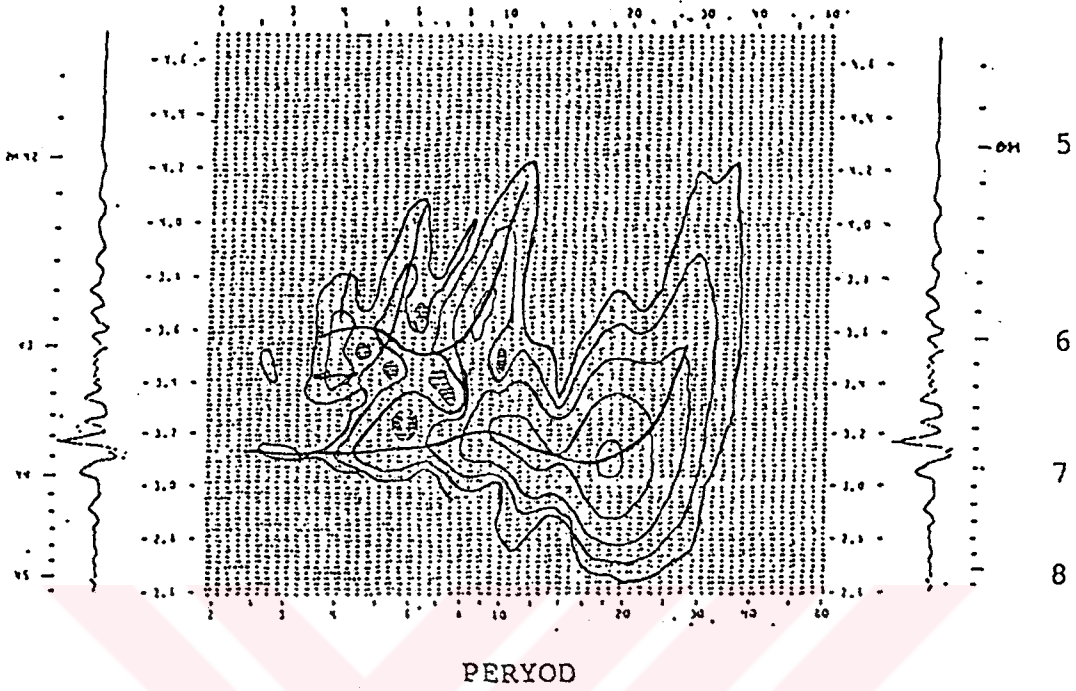
$$H_n(w) = \begin{cases} 0 & w < (1-\text{BAND})w_n \\ \exp \left\{ -\alpha \left[ \frac{w-w_n}{w_n} \right]^2 \right\} & (1-\text{BAND})w_n \leq w \leq (1+\text{BAND})w_n \\ 0 & w > (1+\text{BAND})w_n \end{cases} \quad (3.20)$$

Şekil 3.6 daki (b) izi süzgeçlenmiş ve sonra uçlarından kesilmiş bir Gauss fonksiyonu (3.20) ile frekans ortamında pencerelenmiş olan bir sismogramdır. Parametreler  $w_n = 0.628$ ,  $\text{BAND} = 0.25$ ,  $\beta = 3.15$  ( $\alpha = 50.3$ ) dir. (c) izi (3.16) eşitliğinden çıkarılan ağırlık fonksiyonu ile (a) izinin konvolüsyonunu gösterir ve  $t_0$  da merkezlenen 200 sn aralık üzerinde simetrik olarak dağılan 1001 nokta ile hesaplanır.

(3.20) fonksiyonu ile pencerelenen sismik spektrumun ters Fourier dönüşümü her  $w_n$  için sadece aynı fazla süzgeçlenmiş sinyali verir. Kuadratür zaman fonksiyonu bilgisi anlık spektral genlikler  $A_n(t)$  ve fazların  $\varphi_n(t)$  değerini belirlemek içinde gereklidir [37]:

$$A_n(t) \exp\{i\varphi_n(t)\} = h_n(t) + iq_n(t) \quad (3.21)$$

06.05.1966 2H36M56.85 DEPREMİ  
 UZAKLIK=1288km DERİNLİK=33km BAND=.25  
 Grup Hızı Grup Hızı  
 km/sn km/sn



Şekil 3.5. Yüzey dalgalarının ardışık süzgeç çözülmesi. Güney Afrika, Pretoria'daki WSSN rasathanesinde uzun periyot düşey bileşen sismografında kaydedilen 5.5 magnitüdü güney Malawi depremi [13].

Faz ve kuadratür zaman fonksiyonları  $h_n(t)$  ve  $q_n(t)$  ile gösterilir. Kuadratür spektrum  $Q_n(\omega)$ , faz spektrumundan kolayca bulunabilir:

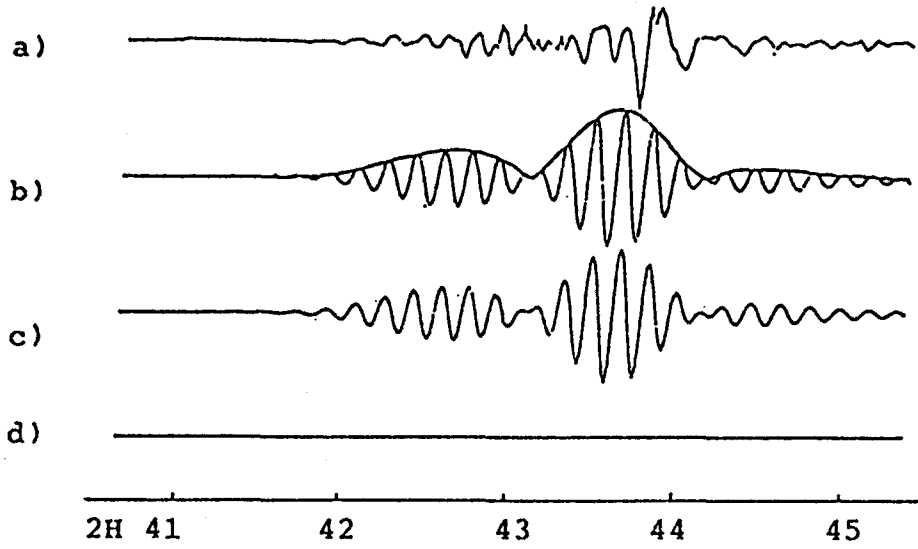
$$Q_n(\omega) = H_n(\omega) \exp\{i\pi/2\} \quad (3.22)$$

Fourier serilerine dayanarak,  $a_k$  ve  $b_k$  faz spektrumunun kosinüs ve sinüs katsayılarını,  $a_k'$  ve  $b_k'$   $Q_n(\omega)$  kuadratür spektrumunun katsayılarını göstermek üzere aşağıdaki bağıntılar yazılabilir:

$$a_k' = -b_k, \quad b_k' = a_k \quad (3.23)$$

Ters dönüşümden sonra anlık genlik ve fazlar;

## FREKANS VE ZAMAN ORTAMINDAKİ SÜZGEÇLEME



Şekil 3.6. Frekans ve zaman ortamındaki süzgeçleme sonuçlarının karşılaştırması. (a) sismogram, (b) 10 sn periyodu için frekans ortamında süzülmiş sismogram, (c) zaman ortamında süzülmiş sismogram, (d) (b) ve (c) izleri arasındaki farktır [33].

$$A_n(t) = [h_n^2(t) + q_n^2(t)]^{\frac{1}{2}} \quad (3.24a)$$

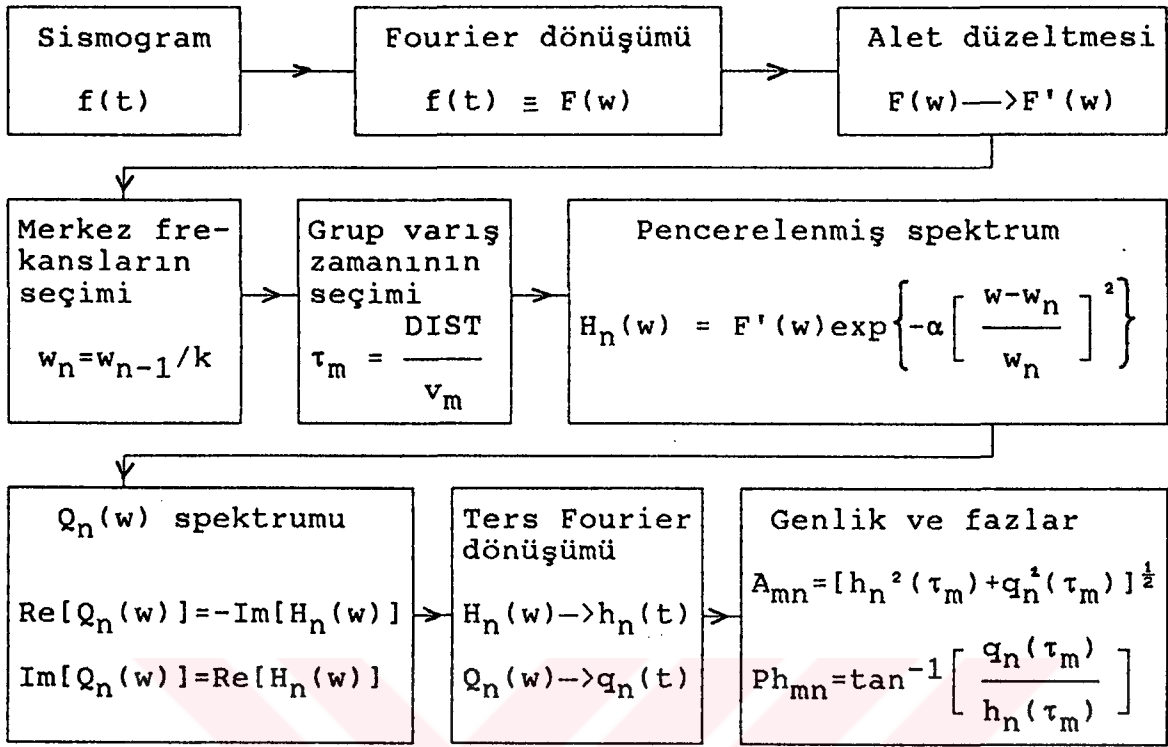
$$\varphi_n(t) = \tan^{-1}[q_n(t)/h_n(t)] \quad (3.24b)$$

şeklini alır.  $A_n(t)$ ' nin anlatımına uygun bir örnek (b) izinin dorukları boyunca çizilerek Şekil 3.6 da gösterilmektedir.

Ardışık süzgeç yönteminin akış diyagramı Şekil 3.7 de gösterilmiştir;

1- Eşit aralıklarla örneklenmiş sismogram bilgisayara girilerek, gürültü ve doğrusal eğim giderilir. Örnekleme aralığı, sismogramda bulunan çok yüksek frekanslarla katlanmayı önlemek için yeterli olmalıdır.

2- Gözlenen zaman serileri uygun sayıdaki sıfır ilave edilerek ikinin uygun bir kuvveti için genişletilir. Genişletilen uzunluk gerekli frekans ayrımlılığına göre saptanır. Zaman fonksiyonu hızlı Fourier dönüşümü için [38] tarafından verilen algoritma kullanılarak sinüs ve kosinüs serilerine dönüştürülür.



Şekil 3.7. Ardışık süzgeç yönteminin akış çizelgesi [32].

- 3- Bu aşamada, alet tepkisinin gerçel ve sanal kısımları için düzeltme yapılarak, kompleks ortamda faz ve genliğin aletsel değişimleri giderilebilir.
- 4- Sabit bir oranla ilişkilendirilen merkez frekanslar arası, sonraki adımlarda kullanılacak süzgeçler için belirlenir. Zaman serilerinin uzunluğu ve örnekleme oranı, Fourier serilerinden elde edilen harmonik bileşenlerin frekansını belirler. Bu harmonikler içinde, aralık elemanlarının tam karşılıklarını bulmak genellikle olanaksızdır. [32] tarafından ele alınan durumlarda harmoniklerin aralık frekanslarından maksimum sapma miktarı % 1.5 den (bitişik kolonlar arasındaki frekans değişiminin  $\frac{1}{4}$  ü) ve genel olarak daha da küçüktür. Şekil 3.5 deki kolonları ayırmak için kullanılan periyotlar, yukarıda tartışılan şekilde sabit bir oranla ilişkili frekans aralığına karşılık gelir.
- 5- Grup hızının önceden seçilmiş değeri için (Şekil 3.7 deki satırlar) zamanların aralığı bulunur.

- 6- Süzgeçleme geçerli merkez frekans civarında simetrik olan bir süzgeç fonksiyonu ile sismik spektrumun pencerelemesi şeklinde elde edilir.
- 7- Kuadratur spektrum  $Q_n(w)$ , anlık spektral genlik ve fazların hesaplanması için düzenlenir.
- 8- Faz ve kuadratur spektrumun ters Fourier dönüşümü, ikinci adımdaki hızlı Fourier Dönüşümü için kullanılan algoritma ile hesaplanır.
- 9- Anlık spektral genlik ve fazlar, grup varış zamanınının herbiri için hesaplanır.

6-9 arasındaki maddelerde tanımlanan yöntem herbir merkez frekans için tekrarlanmalıdır.

### 3.2. İki İstasyon Yöntemi

Bu yöntemde depremin episantrı ile aynı büyük daire üzerinde yer alan iki istasyona ait kayıtlardan yararlanarak faz ve grup hızları hesaplanabilir. Her iki istasyon için uygun bir periyot aralığında herbir periyoda karşı gelen fazlar belirlendikten sonra aşağıdaki bağıntıdan yararlanarak faz hızı (c) herbir periyod için hesaplanır;

$$c_i = \frac{\delta x}{\delta t + T_i(\delta\phi_i \pm N)} \quad (3.25)$$

Burada  $\delta x$  iki istasyon arasındaki uzaklık (km),  $\delta t$  iki istasyon arasındaki varış zamanı farkı (sn),  $T$  periyod,  $\delta\phi$  iki istasyon arasındaki faz farkı,  $N$  devir sayısı ( $N=0,1,2,\dots$ ) dır. Benzer olarak grup hızı ifadesi şu şekilde yazılır:

$$u = \frac{\delta x}{\delta t + d(\delta\phi)/dw} \quad (3.26)$$

Ancak  $\delta\phi$  nin türevini gerektiren işlemlerden dolayı özellikle gürültülü verilerde (3.26) bağıntısıyla hesaplanacak grup hızı durağan olmayacaktır. İki istasyon yönteminde, faz ve grup hızı belirlemede izlenebilecek en iyi yol,



istasyonlar arası ortamın tepki fonksiyonunun hesaplanması ve doğrudan bu fonksiyonun faz ve grup gecikmelerinin kullanılmasıdır.

### 3.3. Üç istasyon yöntemi

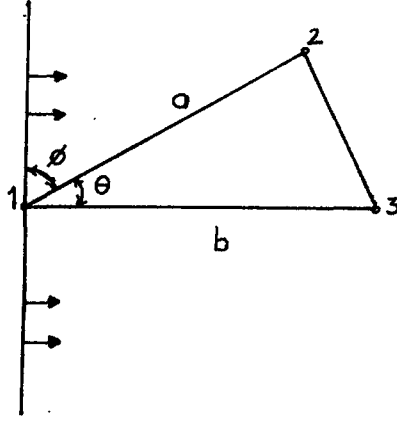
İlk kez [5], üç istasyon yöntemini kullanarak faz hızı ölçümleri yapmıştır. Üç istasyon yönteminde açılımları bir üçgen oluşturacak şekildeki konuma sahip (Şekil 3.8) üç istasyona ait kayıtlar kullanılır. Herbir istasyonda gözlenen dispersif dalga treninin doruk ve çukurlarına numara verilir. Varış zamanları bir cetvel halinde hazırlanır ve periyod ortası için ardarda gelen doruk ve çukurların varış zaman farklarının grafik olarak hesaplanmasıyla faz hızı şu şekilde bulunur.

$$c(T) = \frac{a \sin \theta}{t_2 - t_1} = \frac{b \sin(\theta + \theta)}{t_3 - t_1} \quad (3.27)$$

Burada  $t_2 - t_1$  ve  $t_3 - t_1$ , T periyodlu dalganın varış zamanındaki farklardır. Üç istasyon yöntemi son yıllarda Fourier faz ilişki yöntemleriyle birlikte uygulanmaktadır.

Dalga cephesinin yayılım doğrultusu üç istasyon açılımının kollarından biri üzerinde olduğunda (iki-istasyon yönteminde olduğu gibi), hesaplanan faz hızları önemli ölçüde hata içerebilir [39]. Eğer çok istasyon düzeninin birden fazla kolu yayılım yönüne paralel ise istasyon ağının altındaki yanal heterojeniteyi kestirmek olasıdır.

Üç istasyon yönteminde kullanılan istasyonların açılımları birkaç dalga boyundan fazla olmamalıdır. Eğer açılımlar birkaç dalga boyunu aşarsa istasyonların herbirinde doruk ve çukurların belirlenmesi güçleşecektir ve böylece faz hızları tek düze olmaktan çıkar. Açılımların küçük olması durumunda, varış zaman farkları yeterli duyarlılıkta belirlenemeyecektir [5]. Yanal heterojenlik olduğunda iki istasyon yöntemi üç istasyon yöntemine göre avantajlıdır [39].



Şekil 3.8. Üç-istasyon açılımının geometrisi.

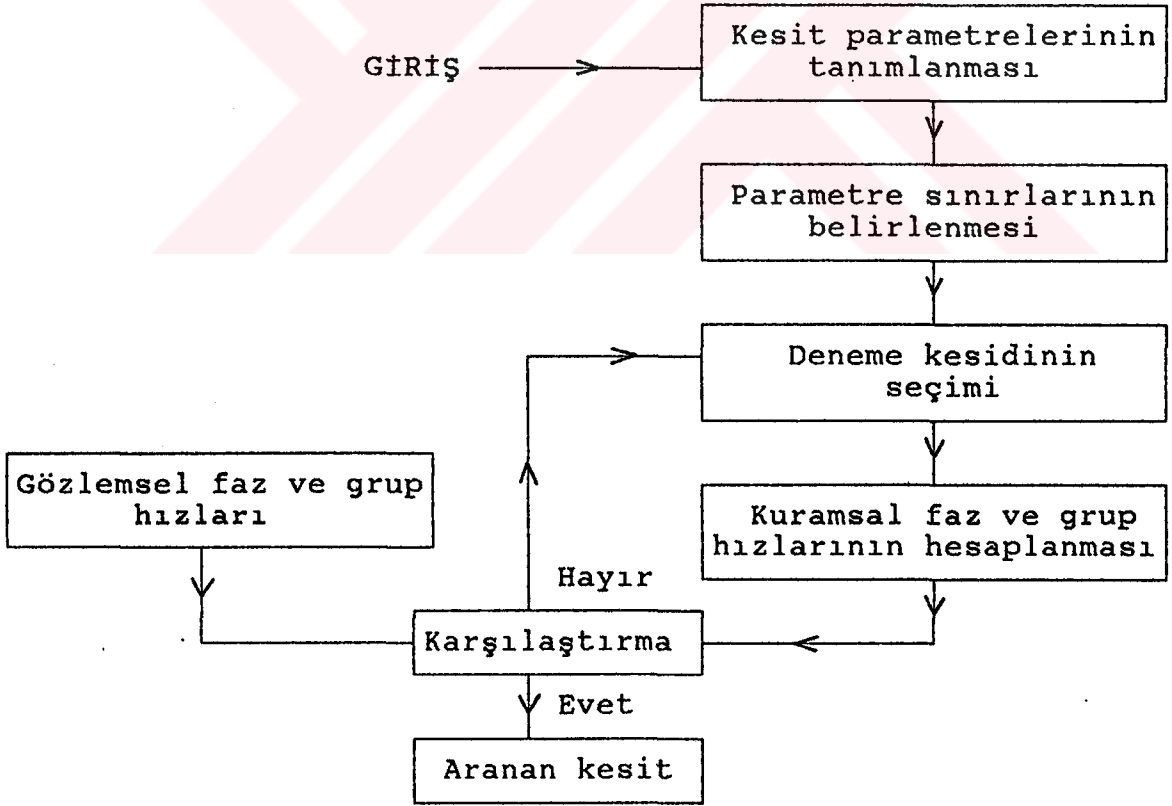
### 3.4. Ters çözümleme (inversion) işlemi

Jeofizik yöntemlerin uygulanmasında elde edilen sayısal verilerin fiziksel anlamından yararlanarak yapı kesitinin belirlenmesine çalışılır. Yapı belirlemesi için uygulanan yöntemde geometrik veya cebirsel yaklaşımlarla çözümü daha basitte indirgeyecek olan kuramsal parametreler için fizik yasa ve kuralları uygulanır. Gözlenen değerlere karşı gelen kuramsal sonuçlar hesaplandıktan sonra kuramsal parametre değerleri değiştirilerek, gözlemsel değerlere en yakın olan parametreler grubu elde edilmeye çalışılır. Belirlenen sınırlar içinde kuramsal parametre değerlerinden yararlanarak yapı belirlenmesi işlemine ters çözümleme (inversion) işlemi denir.

Ters çözümleme probleminde genel olarak iki yaklaşım vardır. Birincisinde, herhangi bir dalga fazının ayrımı yapılmadan sismik kayıtlar ve bunların belli kısımları zamanın fonksiyonu olarak ele alınır. Diğer yaklaşımda ise tek bir dalga fazının yayınındaki fizik yasalarını karakterize eden yayılma zamanları, soğurmanın, faz ve grup hızlarının frekanşa bağlı değişimleri gibi fonksiyonlardan yararlanılmaktadır. Bu iki yaklaşım için iki ayrı yöntem uygulanır. İlk yöntem, lineer veya doğrusal çözümleme olarak adlandırılır. Bu yöntemde tanımlanan bir parametre grubundan başlayıp bunlara her defasında küçük değişimler uygulayarak yukarıda örneklendirilen karakteristik fonksiyonlara matematiksel anlamda

yaklaşılmaya çalışılır. İstlenen yaklaşım sağlandığında irdelenen fonksiyon yapıya dönüştürülür [40, 41, 42]. İkinci yöntem, gözlemsel verilerle uyumlu kuramsal sonuçları veren yapı kesitinin arandığı deneme-yanılma yöntemidir. Lineer ters çözümlemede karakteristik eğriyi belirleyen parametreler tanımlanırken, deneme-yanılma yönteminde yapıyı belirleyen parametreler tanımlanmaktadır. Ayrıca deneme-yanılma yönteminde herbir parametre için çözümü aranacak olası sınırların da tespit edilmesi gerekir. Bu sınırlar içinde her defasında denenecek olan yapısal kesite ait parametre gruplarının belirlenmesi "Hedgehog yöntemi" ile sağlanabilir [43].

Hedgehog yöntemi deneme-yanılma yöntemi ile ters çözümleme yapılması işlemlerini içerir. Deneme-yanılma yöntemi ile ters çözümlemede uygulanan işlemlerin genel akışı Şekil 3.9 da gösterilmiştir.



Şekil 3.9. Deneme yanılma yöntemi ile ters çözümleme işlemlerinin akış çizelgesi [58].

İlk önce başlangıç parametrelerinin belirlenmesi gerekir. Yani yer içindeki hız ve yoğunluk dağılımlarının eldeki

jeofizik bilgilere göre tanımlanmasıdır. İkinci olarak bu parametrelerin beklenen alt ve üst sınırlarının belirlenmesi gerekir. Ayrıca bu sınırlar içerisinde her bir adım için uygulanacak değişim miktarının kararlaştırılması gerekir. Üçüncü olarak belirli aralıklar içerisinde tanımlanan parametrelerin oluşturduğu çok boyutlu alanın bir ağ şeklinde bölündüğü düşünülürse, her bir kesişme noktasındaki karşılık gelen değerlerden oluşan parametreler grubu ters çözümleme işleminin her adımında kullanılan yapı kesitini (deneme kesitini) tanımlar. Dördüncü işlem, çözümleri denenecek olan yapı modellerine ait parametre grupları belirlendikten sonra, her adımda bir model için faz ve grup hızlarının hesaplanmasıdır. Daha sonra bu hızlar gözlemsel verilerden hesaplanmış olan faz ve grup hızları ile kıyaslanarak hata testi yapılır. Yapılan test sonucunda hata miktarı istenen sınırların içine düşüyorsa, çözümlemede kullanılan kuramsal yapı aranılan yapı olarak alınır.

### 3.5. Yüzey dalgalarından yararlanarak elde edilen bazı bölgesel dispersiyon ve ters çözümleme verileri

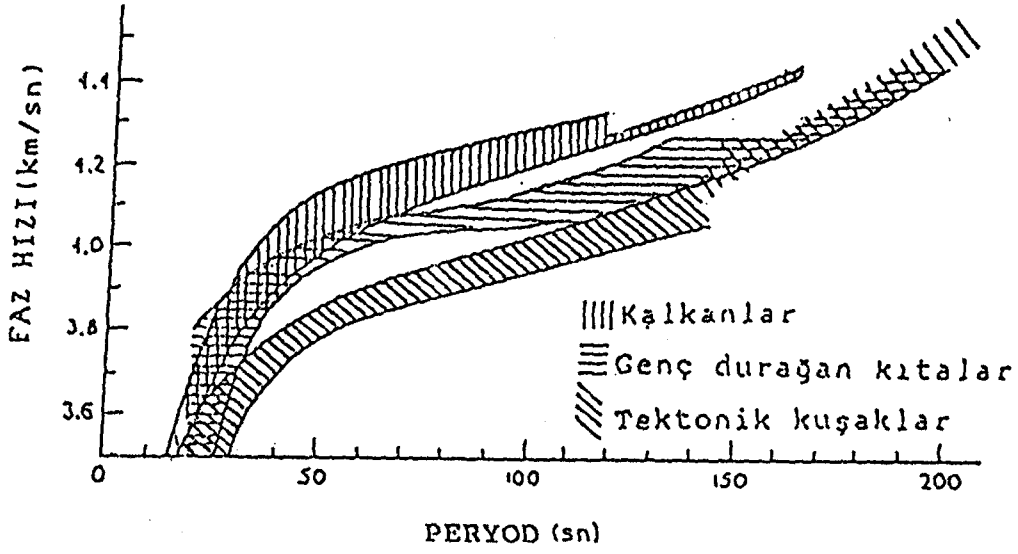
Yüzey dalgası dispersiyon verilerinin değerlendirilmesiyle bölgesel yapılarla ilgili önemli bilgiler elde edilmiştir. Bu bilgilerden en önemlisi, kıtasal ve okyanusal kabuk yapılarının farklı olduğunun belirlenmesidir. Başlangıçta genellikle yarı-sonsuz ortam üzerinde bir veya iki tabakadan oluşan basit yer modelleri ve dalga denkleminin özel çözümlerini veren hız ve yoğunluk değerleri kullanılıyorken, son yıllarda çok tabakalı yer modelleri kullanılmaktadır. Yine daha önce sadece grup hızı çalışmaları yapılmaktayken Kanada Kalkanındaki manto yapısını araştırmak için faz hızı hesaplamaları yapılmıştır [44]. Bu çözümleme sonucunda mantoda 4.72 km/sn lik S-dalgası hızına sahip bir düşük hız zonu belirlenmiştir. Daha ileriki çalışmalarda özel amaçlı olarak. Alpler civarında kurulmuş benzer yapıda dört sismograf istasyonunun kayıtlarından elde edilen faz hızlarından yararlanarak kalın bir kabuk yapısı ile 80 km derinlikte 4.2 km/sn lik S-dalgası

hızına sahip düşük hız zonunun varlığını ortaya çıkarılmıştır [45].

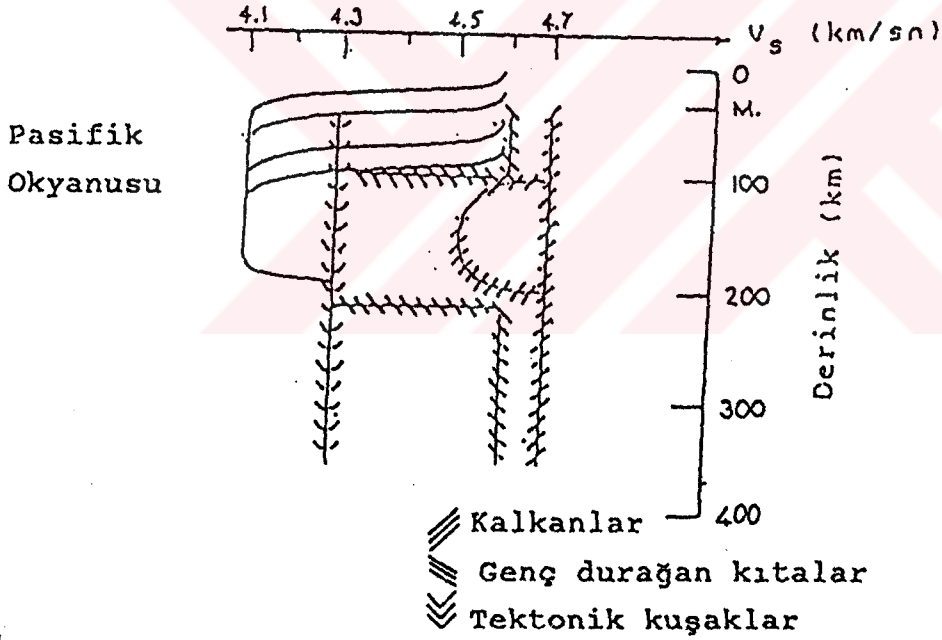
Yapılan benzer çalışmalarla sadece grup hızı duyarlılığında bile okyanusal ve kıtasal kabuk yapısının farklılığı ortaya çıkarılmıştır. Ayrıca bazı yapısal oluşumlarında karakteristik bir şekilde derinlik-hız dağılımlarına sahip oldukları belirlenmiştir. 80-600 sn periyod aralığında faz hızları incelenerek, yaşlı kalkanlar ile aktif tektonik kuşaklar arasındaki farklılığa dikkat çekilmiş ve manto yapısındaki bölgesel değişimlerin 400 km derinliğe kadar olan heterojenitelerden kaynaklandığı ileri sürülmüştür [14]. Farklı jeolojik yapılar için 160 sn'yi aşan periyod dizilerinde Rayleigh dalgası faz hızları incelenmiş ve bu incelemeden kalkanlar, sismik olmayan kıtasal platformlar, yarık zonları, okyanus havzaları ve dağ kuşakları gibi farklı yapı sınıflamaları yapılmıştır [16]. Kalkanlarda düşük hız zonu yoktur veya olsa bile fazla belirgin değildir. Aktif olmayan kıtasal platformlar, üzerinde belirgin bir hız farklılığı ile kalın bir örtünün yer aldığı düşük hız zonuna sahiptir. Okyanus havzaları da aynı yapıdadır fakat örtü kısmı daha incedir. Yarık zonlarında ise üzerinde örtü yapı yeralmayan bir düşük hız zonu gözlenir.

30-250 sn periyod aralığında bölgesel Love ve Rayleigh dalgalarına ait dispersiyon verilerinin ters çözümlerinden yaşlı kalkanların altındaki yapıda 300 km civarındaki derinliklerde yüksek bir S-dalgası hızı saptanmış, diğer tektonik oluşumlar için yaklaşık 1000 km lik derinliklerde düşük S-dalgası hız kanalının varlığı tekrarlanmıştır [46]. Düşük hız zonuna neden olarak peridotitik bileşimli mantodaki kısmi ergimeler gösterilmektedir. Kalkanlar altındaki yapıda, kısmi ergimeyi işaretleyecek bir durum görülmemiştir. Düşük hız zonunun gözlenmediği bir başka tektonik yapı ise yitim zonlarıdır.

Yukarıda yapılan yapısal sınıflamada, en yüksek faz hızı değeri yaşlı kalkanlar üzerinde gözlenmiştir (Şekil 3.10). Daha genç ve aktif olmayan kıtasal platformlar özellikle 60sn nin üzerindeki periyodlarda daha düşük hızlar gösterir. Faz



Şekil 3.10. Farklı kıtasal yapılarda Rayleigh dalgası faz hızlarının değişimi [46].



Şekil 3.11. S-dalgası hızlarının üst-mantoda derinlikle değişimlerinin şematik olarak gösterimi [46].

hızlarının en düşük olduğu yapılar ise aktif tektonik kuşaklardır. Bahsedilen yapılar için S-dalgası hızlarının derinlikle değişimi şematik olarak Şekil 3.11 de gösterilmiştir.

Faz ve grup hızlarının bölgeden bölgeye değişimi kabuk içerisinde mantoya göre daha fazladır. Aynı şekilde farklı yapılar arasında hızlardaki değişimler farklı boyutlarda olmaktadır. Örneğin Love dalgası için okyanusal ve kıtasal yapılar arasındaki faz hızı değişimi 20 sn peryodda %25'in üzerine çıkarken, Rayleigh dalgası için kalkanlar ve yarık zonları arasındaki faz hızı değişimi 80 sn peryodda %10 civarındadır [16].



## BÖLÜM 4

### TEK-İSTASYON RAYLEIGH DALGASI GRUP HIZI ÇÖZÜMLEMELERİ VE DOĞU ANADOLU İLE CİVARINDA KABUK VE ÜST-MANTO YAPISI

#### 4.1. Giriş

Bu bölümde tek istasyon verilerinden yararlanarak Rayleigh dalgası grup hızları hesaplanmış ve hesaplanan bu grup hızlarının ters çözümlerinden yapı belirlenmeye çalışılmıştır.

Oldukça karmaşık bir kabuk ve üst-manto yapısının gözlemlendiği Anadolu yarımadası ve civarı, dünya üzerindeki önemli aktif deprem zonlarından biri olan Alp-Himalaya orojenik kuşağı üzerinde bulunmaktadır [47]. Deprem verilerinin yetersiz olması, yapay patlatmalarla uygulanabilecek çalışmaların ise büyük organizasyon gerektirmesi ve pahalılığı nedeniyle günümüze kadar ne yazıkki uygulanamamış olması bölgenin, özellikle Doğu Anadolu'nun kabuk ve üst-manto yapısı ile ilgili ayrıntılı bilgilerin sağlanmasında güçlük yaratmaktadır. Mevcut verilerle yapılmış bazı yüzey dalgası çözümleri genel olarak doğu-batı doğrultulu profilleri içermektedir. Bu çalışmada, mevcut profillere dik yani yaklaşık kuzey-güney uzanımlı profiller oluşturacak yayınım yollarını kateden yüzey dalgası tek istasyon kayıtlarının grup hızı çözümleri yapılarak yapı belirlenmesi hedeflenmiştir.

#### 4.2. Bölgeye ait mevcut bilgiler

Anadolu'da yer kabuğu yapısını belirlemek amacıyla ilk çalışma [48] tarafından yapılmış ve pozitif gravite anomalilerinden Kuzey Anadolu'da yer kabuğunun Karadeniz'e doğru incelendiği saptanmıştır. Bu çalışmada alınan profilin geçtiği

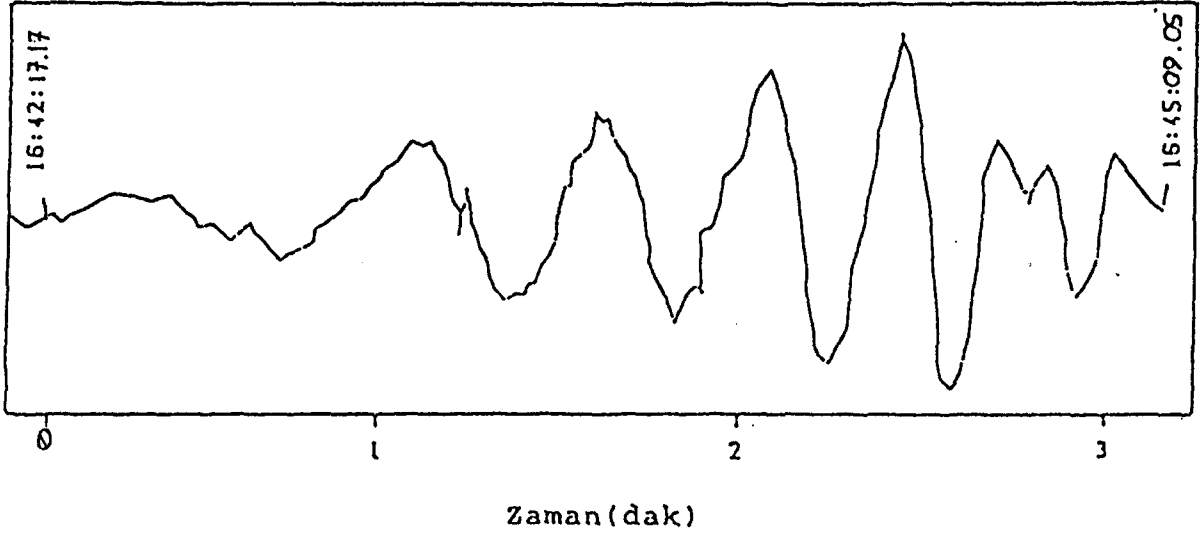


bölgede Hazar Denizi'nin güney kesimi için jeofizik verilere göre 40-45 km civarında bir kabuk kalınlığı belirlenmiştir [49]. Bölgesel anlamda daha geniş bilgiler Avrasya kıtasının kabuk ve üst-manto yapısının incelendiği çalışmalardan sağlanabilir [50], [51]. Bu çalışmalarda İran Platosu için kabuk kalınlığının 45 km civarında olduğu bulunmuştur. Yine bu bölge için gravite ve sismoloji çalışmalarına dayanarak 45-55 km arasında değişen kalınlıklarda bir kabuk yapısı ortaya konulmuştur [52]. Bir grup kuramsal eğri ile 20-75 sn periyot dizisinde Rayleigh dalgalarının gözlemsel faz ve grup hızı değerleri karşılaştırılarak Arap yarımadasının iki tabakalı kabuk modeli ( $H=35$  km) elde edilmiştir [53]. Kabuk fazlarının geliş zamanları kullanılarak Şiraz'da 39 km lik bir kabuk kalınlığı belirlenmiştir [54].  $P_n$  dalgalarının geliş zamanlarından yararlanılarak batı İran'da  $8.13 \pm 0.07$  km/sn ve orta ve kuzey İran'da  $8.19 \pm 0.05$  km/sn lik  $P_n$  dalga hızları saptanmıştır [55]. Ayrıca orta, batı ve kuzey İran'da  $55 \pm 7$  km, güney İran'da  $49 \pm 6$  km kabuk kalınlıkları belirlenmiştir. Kuzey Anadolu ile Şiraz arasında Rayleigh dalgalarının grup hızları kullanılarak en üstte 9 km'lik bir tortul tabaka olan 46 km kalınlıkta bir yerkabuğu modeli elde edilmiştir [56]. Ayrıca İran platosunu kateden  $S_n$  dalgalarının önemli ölçüde soğuruldukları belirlenmiştir [57]. İki-istasyon yöntemiyle Meşhed-Tebriz (MHI-TAB) profili için faz ve grup hızı dispersiyon verilerinin incelendiği çalışmada 5,15,23 km kalınlıklarında üç tabakadan oluşan bir kabuk modeli ve 8.15 km/sn ve 4.67 km/sn lik  $P_n$  ve  $S_n$ -dalgası hızları ile 40 km lik en üst-manto kalınlığı belirlenmiştir [58]. Ayrıca 83 km derinlikte 8.17 km/sn lik P-dalgası hızına göre daha düşük olan 4.32 km/sn lik S-dalgası hızına sahip bir düşük hız tabakasının varlığı ortaya konmuştur. Aynı çalışmada alınan Tebriz-İstanbul (TAB-IST) profilinde sırasıyla 5,15 ve 20 km'lik kalınlıklara sahip üç tabakadan oluşan bir kabuk modeli ile en üst-mantoda 40 km kalınlıktaki bir yapı için sırasıyla 8.0 km/sn ve 4.41 km/sn lik P ve S-dalgası hızları belirlenmiştir. Derine doğru 40 km daha ve sonrasında dalga hızlarının artmaya devam ettiği saptanmıştır. Yapılan bu çalışmada üst-mantonun bilgi

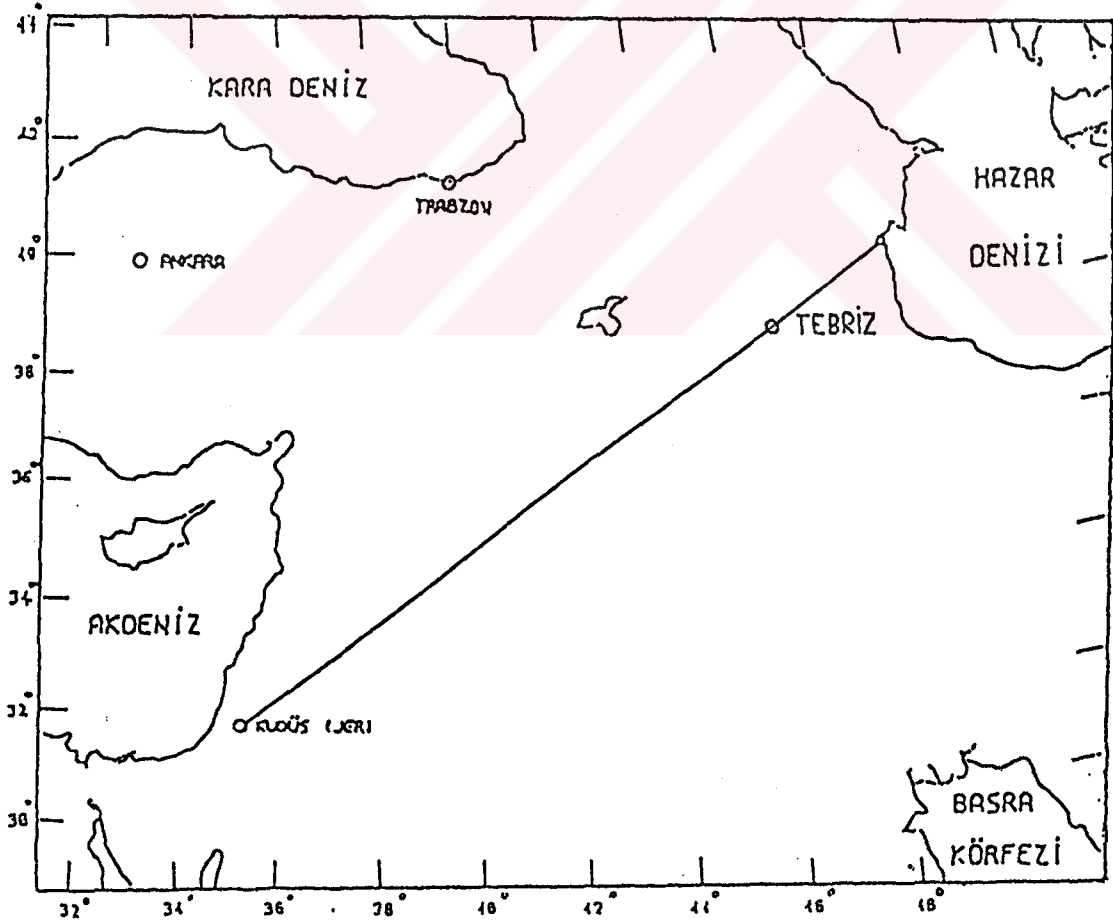
edinilebilen kısımlarında belirgin bir düşük hız zonu izlenememiş olmakla birlikte, S-dalgası hızlarının P-dalgası hızlarına göre beklenen değerden biraz daha düşük olduğu belirlenmiştir. Pakistan, İran ve Doğu Anadolu'da meydana gelen depremlerin İstanbul-Tebriz kayıtlarından yararlanılarak ardışık süzgeç yöntemi ile Love ve Rayleigh dalgalarının grup hızları, iki istasyon arasında Love dalgalarının faz hızları hesaplanmıştır [59]. Gözlemsel grup ve faz hızı eğrilerinin en büyük olasılık yöntemiyle ters çözümlemesini yaparak üç tabakadan oluşan toplam 41 km kalınlıkta bir kabuk modeli ile sırasıyla 8.0 km/sn ve 4.37 km/sn'lik  $P_n$  ve  $S_n$ -dalgası hızlarını belirlemiştir. Bu çalışmada kuzeybatı-güneydoğu doğrultusunda yer kabuğunun kuzeye göre 2 km daha kalın olduğu saptanmıştır. Kızıldenizin kuzeydoğu kesiminde Eylat (ELAT-NORTH) profili için yapılan çalışmada sırasıyla 2.6, 12 ve 20 km kalınlıklarında üç tabakadan oluşan 35 km'lik bir kabuk modeli ve 8.11 km/sn'lik  $P_n$ -dalgası hızı ile 4.49 km/sn'lik  $S_n$ -dalgası hızı belirlenmiştir [60]. Anadolu ve yakın civarı için yapılmış bazı araştırmalarda elde edilen kabuk kalınlığı değerleri Çizelge 4.2'de verilmiştir.

#### 4.3. Çözümlemede kullanılan veriler

Doğu Anadolu'yu yaklaşık kuzey-güney doğrultusunda kescek profilleri oluşturabilmek bakımından en uygun konumlu WWSSN istasyonu Kudüs'tür (JER). Bu istasyonla birlikte Kuzeydoğu Anadolu ve biraz daha doğuda oluşmuş depremler istenen konumdaki kaynak-istasyon çiftlerini oluşturmaktadır. Kullanılacak verileri sağlamak amacıyla, 1972-1981 yılları için NOAA (Amerika Ulusal Okyanus ve Atmosfer Araştırma Dairesi) tarafından yayınlanan veriler, 1982-1988 yılları için ISC bültenleri taranarak bölgede oluşmuş 5.0-5.5 civarında magnitudü ve sığ odaklı depremler belirlenmeye çalışılmıştır. Bu şekilde tespit edilen 20 civarındaki depremin Kudüs (JER) istasyonuna ait uzun-periyot düşey bileşen kayıtlarının



Şekil 4.1. Çözümlemede kullanılan depremin JER istasyonundaki uzun-periyod düşey bileşen Rayleigh dalgası kaydı.



Şekil 4.2. Çözümlemede ele alınan deprem ile istasyon arasında kalan profil.

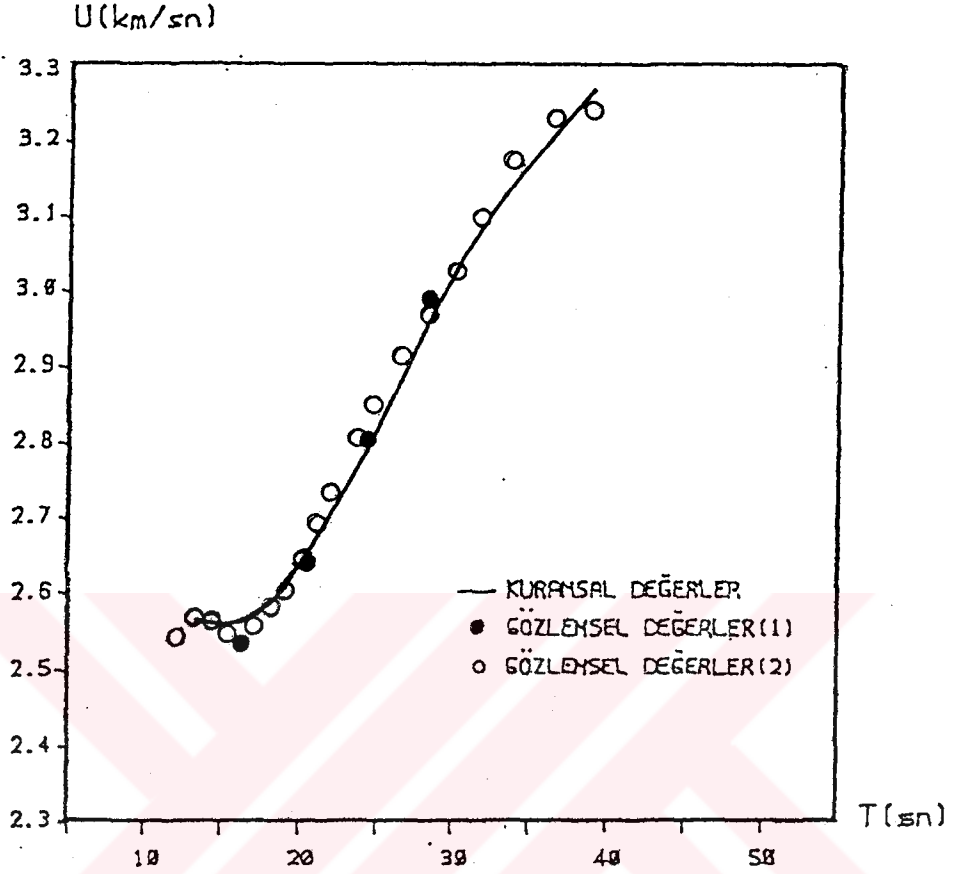
mikrofilmleri Dünya Sismoloji Veri Merkezinden (World Data Center A For Seismology) istenmiş, gelen kayıtlar incelendiğinde bu çalışmada kullanılabilir yani çözümlenebilecek nitelikte bir kayıt seçilebilmiştir. Bu kayıt Hazar Denizi'nin güney-batı kıyısında meydana gelen bir depremin (27.01.1986, 16:35:51.5, 38°.93N;48°.68E, 5.3Mb, h56km) Kudüs (JER) istasyonuna ait uzun-periyod düşey bileşen Rayleigh dalgası kayıdır (Şekil 4.1). Diğer kayıtlar yeterli derecede seçilebilir değildir, yani bazı kayıtlarda sinyal/gürültü oranı küçük, bazılarında ise sinyal izleri kağıt dışına taşmıştır. Ayrıca bu bölgede alınan deprem kayıtlarının bazıları çok fazla sönümlenmiştir. Buna deprem dalgalarının geçtiği ortamın yapısal özelliklerinin neden olduğu düşünülmektedir. Belirlenen kaynak-istasyon çiftinin oluşturduğu profilin konumu Şekil 4.2'deki haritada gösterilmiştir.

#### 4.4. Çözümlemeler

Seçilen kayıt yeterli oranda büyütüldükten sonra, ilgilendirilen hız aralığında yani Rayleigh dalgasının kaydedildiği kısım saptanarak önce rasgele aralıklarla sayısallaştırılmıştır. Uzun-periyod yüzey dalgası kayıtlarının çözümlemesinde, yaklaşık olarak en yüksek frekansların iki katına karşı gelen 1 sn örnekleme aralığı seçilmesi uygundur [31]. Bu nedenle başlangıçta rasgele örneklenmiş olan sinyal doğrusal ara değer bulma yoluyla 1 sn örnekleme aralığına göre dönüştürülmüştür. Kaydın doğrusal trendini gidermek için veri üzerinden en küçük kareler yöntemiyle hesaplanan trend doğrusu sinyalden çıkarılmış ve daha sonra alet düzeltmesi yapılmıştır.

Elde edilen sayısal kayıt üzerinden grup hızlarının hesaplanması için üç ayrı yöntem kullanılmıştır. Birinci yöntemde kayıt üzerinde belirlenen periyodlara ait grup hızları hesaplanmıştır. İkinci olarak doruk-çukur yöntemi, üçüncü olarak ise ardışık süzgeç yöntemi uygulanmıştır.

Herbir yöntemle elde edilen sonuçlar karşılaştırılmış ve birbiriyle uyumlu oldukları görülmüştür. Doruk-çukur ve



Şekil 4.3. İncelemesi yapılan deprem kaydının dorukçukur yöntemi (1), ardışık süzgeç yöntemi (2) ile hesaplanan ve ters çözümleme işlemlerinden elde edilen yapı modeline ait grup hızları.

ardışık süzgeç yöntemiyle elde edilen grup hızı değerleri, ters çözümleme sonucu elde edilen yapı modeline ait grup hızı değerleri (kuramsal değerler) ile birlikte Şekil 4.3 de gösterilmiştir.

Yapı belirlenmesi amacıyla uygulanan ters çözümleme işleminde deneme-yanılma yolunun izlendiği Hedgehog yöntemi kullanılmıştır. Bugüne kadar yapılan jeofizik çalışmalarında elde edilen bilgilere dayanarak bu bölgeye ait başlangıç parametreleri, yani tahmini bir yapı modeli tanımlanmıştır. Bu modelin alt ve üst sınırları saptanarak her bir adımda uygun bir değişim miktarı belirlenmiştir. Her bir adımda oluşan model için grup hızları hesaplanmıştır. Daha sonra bulunan

Çizelge 4.1. İncelenen profil için elde edilen grup hızlarının ters çözümlenmesi sonucu bulunan yapı modeli.

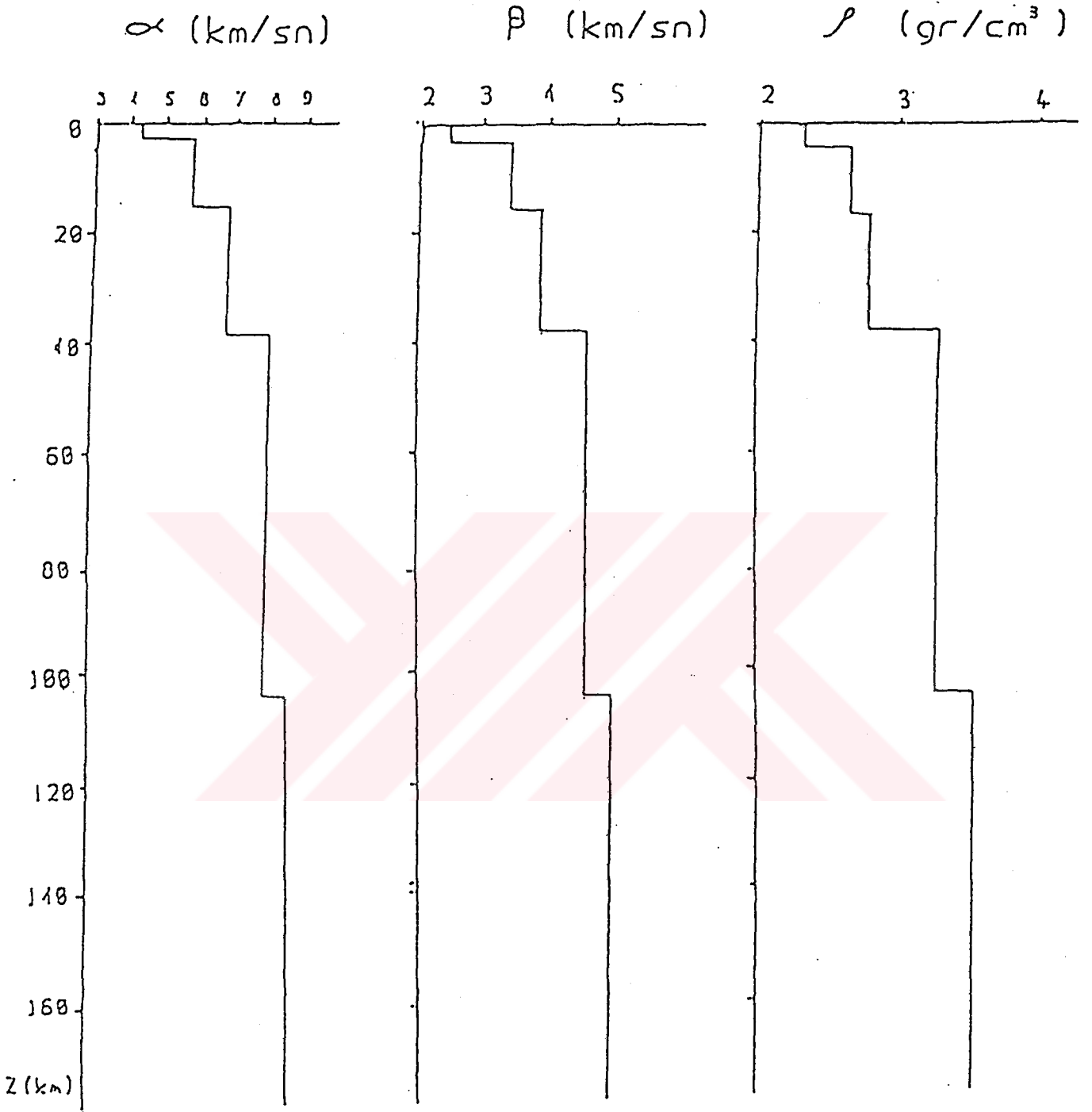
Kalınlık (km)	P-dalgası hızı (km/sn)	S-dalgası hızı (km/sn)	Yoğunluk (gr/cm <sup>3</sup> )
2.5	4.25	2.48	2.30
13	5.80	3.46	2.65
23	6.82	3.89	2.80
62	8.12	4.63	3.30
∞	8.87	5.03	3.55

Çizelge 4.2. Anadolu'da yer kabuğu yapısının incelendiği bazı çalışmalar ve bunlardan elde edilen sonuçlara göre yer kabuğu kalınlıkları.

KAYNAK (Tarih sırasına göre)	İNCELEME ALANI	KABUK KALINLIĞI
Canitez (1962;1969)	K Anadolu G Karadeniz	36 km 25 - 26
Ezen (1983)	K ve D Anadolu	38
Türkelli (1985)	Ankara	30
Dewey ve diğ. (1986)	Doğu Anadolu	52
Mindevalli ve Mitchell (1989)	Anadolu	40
Kenar ve Toksöz (1989)	K Anadolu	41
Osmanşahin (1989)	K Anadolu	40
Bu çalışma	D Anadolu	38.5

bu hızlar gözlemsel hız değerleriyle kıyaslanarak hata testi yapılmıştır.

Ters çözümlenme işlemleri sonucunda sırasıyla 2.5, 13 ve 23 km kalınlığında üç tabakadan oluşan toplam 38.5 km'lik bir kabuk modeli için elde edilen kuramsal grup hızı dispersiyon eğrisinin gözlemsel verilerle  $\pm 0.05$  km/sn duyarlılıkla uyumlu olduğu saptanmıştır. Bu modele ait parametreler Çizelge 4.2'de elde edilen yapı modeline göre P ve S-dalgası hızları ve yoğunluğun yerindeki derinlikle değişimleri ise Şekil 4.4'de verilmiştir.



Şekil 4.4. İncelenen profil için ters çözümleme işlemleri sonucu elde edilen yapı modeline ait P-dalgası hızı, S-dalgası hızı ve yoğunluk değerlerinin derinlikle değişimi.

## BÖLÜM 5

### SONUÇLAR

Bu çalışmada, Doğu Anadolu ve yakın civarının kabuk ve üst-manto yapısı incelenmeye çalışılmıştır. Bu amaçla, tek istasyon kaydı ana mod Rayleigh dalgası grup hızı dispersiyon verilerinin ters çözümü yapılarak elde edilen sonuçlar mevcut bilgilerle kıyaslanmıştır.

İnceleme alanı olarak seçilen Doğu Anadolu ve yakın çevresi Kuzey Anadolu Fay Zonu, Doğu Anadolu Fay Zonu ve Bitlis Bindirme Zonu gibi önemli kırık kuşakların yer aldığı aktif bir bölgedir. Bitlis Bindirme Zonu ile Kuzey Anadolu Fay Zonu arasında kalan bölge bir sıkışma bölgesi olup, çok şiddetli deformasyon geçirmektedir. Bu kayma ve sıkışma hareketinin etkisiyle bölge jeolojik bakımdan engebeli ve dağlık bir görünümündedir. Bunun sonucu olarak, incelenen bölgede kabuğun kalın olması beklenir.

Burada çözümü yapılan profil, Hazar Denizi'nin güneybatısında oluşmuş bir deprem ile kaydı kullanılan WWSSN Kudüs (JER) istasyonu arasında kalmaktadır. Bu profil için sırasıyla 2.5, 13 ve 23 km kalınlıklardaki üç tabakadan oluşan toplam 38.5 km kabuk kalınlığı değeri ile  $P_n$  ve  $S_n$  hızları sırasıyla 8.12 km/sn ve 4.63 km/sn olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1). Elde edilen bu kalınlık değeri, profilin kuzey kesimi civarında yapılmış diğer bazı çalışmaların sonuçlarıyla uyumludur. Bulunan hız değerleri ise doğu-batı doğrultulu profillerden elde edilen hız değerleri ile benzerdir. Kuzey Anadolu ve İran'da yaklaşık doğu-batı doğrultulu profiller boyunca yapılan incelemelerde, Anadolu için 40 km nin üzerinde ve İran için 45-55 km civarında kabuk kalınlığı değerleri verilmektedir. İncelenen profilin güney kesimi civarında yapılmış diğer bazı çalışmalarda ise elde edilen kabuk kalınlığı değerleri daha düşüktür. Bunun nedeni, burada



ele alınan profilin daha uzun olması ve kuzeyde daha kalın bir kabuk yapısı beklenen dağlık bölgeyi katetmesidir.



## KAYNAKLAR

1. Press, F. and Ewing, M., Earthquake Surface Waves and Crustal Structure, Spec Pap. Geol. Soc. Am., 62 (1955) 51-60.
2. Ewing, M. and Press, F., Determination of Crustal Structure Phase Velocity of Rayleigh Waves Part III, The United States. Bull. Geol. Soc. Am., 70 (1959) 229-244.
3. Ewing, M., Jardetzky, W. and Press, F., Elastic Waves in Layered Media, First Edition, Mc Graw-Hill, New York, 1957.
4. Sato, Y., Attenuation, Dispersion and the Wave Guide of the G Wave, Bull. Seism. Soc. Am., 48 (1958) 231-151.
5. Press, F., Determination of Crustal Structure From Phase Velocity of Rayleigh Waves, Part I, Southern Calif., Bull. Geol. Soc. Am., 67 (1956) 1647-1658.
6. Press, F., Determination of Crustal Structure from Phase Velocity of Rayleigh Waves, II, San Francisco Bay Region, Bull. Seism. Soc. Am., 47 (1957) 87-88.
7. Press, F., Ewing, M. and Oliver, J., Crustal Structure and Surface Wave Dispersion in Africa, Bull. Seism. Soc. Am., 46 (1956) 97-103.
8. Brune, J., Nafe, J.E. and Oliver, J.E., A Simplified Method for the Analysis and Synthesis of Dispersed Wave Train, J. Geophys. Res., 65 (1960) 287-304.
9. Brune, J., Benioff, H. and Ewing, M., Long Period Surface Waves From the Chilean Earthquake of May 22, 1960 recorded on Linear Strain Seismographs, J. Geophys. Res., 66 A(1961) 2895-2910.
10. Brune, J., Nafe, J.E. ve Alsop, L.E., The Polar Phase Shift of Surface Waves on a Sphere, Bull. Seism. Soc. Am., 51 B(1961) 247-257.
11. Alexander, S.S., Surface Wave Propagation in the Western United States, Ph.Dr.Th., California Institute of Thecnology, 1963.
12. Pilant, W.L. ve Knopoff, L., Observation of Multiple Seismic Events, Bull. Seism. Soc. Am. 54 (1964) 19-39.

13. Landisman, M., Dziewonski, A., Sato, Y. and Masse R., Preliminary Report on Recent Improvements in the Analysis of Surface Wave, Proceedings of the Fourth International Symposium on Geophysical Theory and Computers Nuovo Cim., Suppl., 6, 1968, 126-131.
14. Toksöz, M.N. and Anderson, D.L., Phase Velocities of Long Period Surface Waves and Structure of the Upper Mantle, I Great-Circle Love and Rayleigh Wave Data, J. Geophys. Res., 71 (1966) 1646-1658.
15. Kovach, R.L., Seismic Surface Waves, Some Observations and Recent Developments, Physics and Chemistry of the Earth, Vol. 6, Pergamon Press, New York, 1966.
16. Knopoff, L., Observation and Inversion of Surface Wave Dispersion, Tectonophysics, 13 (1972) 497-519.
17. Dorman, J., Seismic Surface Wave Data on the Upper Mantle, The Earth's Crust and Upper Mantle, ed. P.J. Hart, Am. Geophys. Unions, Monograph 13 (1969) 257-265.
18. Rayleigh, L., On Waves Propagated Along the Plane Surface of an Elastic Solid, Proc. London Math. Soc., 17 (1885) 4-11.
19. Lamb, H., On the Propagation of Tremors Over the Surface of an Elastic Solid, Phil. Trans. 203 (1903) 1-42.
20. Love, A.E.H., Some Problems of Geodynamics, Cambridge, 1911.
21. Gutenberg, B., Dispersion und Extinktion von Seismischen Oberflächwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten, Physikalische Zeitschrift 25 Jahrgang (1924) 377-381.
22. Gutenberg, B., Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde Kristallin ist. Zeitschr. für Geophys. 2 (1926) 24-29.
23. Pekeris, C.L., Theory of Propagation Explosive Sound in Shallow Water, Geol. Soc. Amer. Mem., 27 (1948).
24. Richter, C.F., Elementary Seismology, W. H. Freeman, San Francisco, 1958.
25. Aki, K. and Richards, P.G., Quantitative Seismology, Theory and Methods, Freeman, W.H., San Francisco, 1980.
26. Bullen, K.E. and Bolt, B.A., An Introduction to the Theory of Seismology, Fourth Edition, Cambridge University Press, 1985.

27. Pilant, W.L., Elastic Wave in the Earth, Developments in Solid Earth Geophysics, Vol.11, Elsevier/North-Holand, 1979, Inc. pp 493.
28. Panza, G.F., Schwab, F. and Knopoff, L., Multimode Surface Waves for Selected Focal Mechanisms, I, Dip-Slip Sources on a Vertical Fault Plane, Geophys. J.R. Astr. Soc., 34 (1973) 265-278.
29. Panza, G.F., Schwab, F. and Knopoff, L., Multimode Surface Waves for Selected Focal Mechanisms, II, Dip-Slip Sources, Geophys. J.R. Astr. Soc., 42 A(1975) 931-943.
30. Panza, G.F., Schwab, F. and Knopoff, L., Multimode Surface Waves for Selected Focal Mechanisms, III, Strike-Slip Sources, Geophys. J.R. Astr. Soc., 42 B(1975) 945-955.
31. Panza, G.F., Phase Velocity Determination of Fundamental Love and Rayleigh Waves, Pure Appl. Geophys., 114 (1976) 753-763.
32. Dziewonski, A., Bloch, S. and Landisman, M., A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals, Bull. Seism Soc. Am., 59 (1969) 427-444.
33. Archambeau, C.B., Flinn, E.A. and Lambert, D.G., Detection Analysis, and Interpretation of Teleseismic Signals, 1, Compressional Phase from the Solmon Event, J. Geophys. Res., 71 (1966) 3483-3501.
34. Pfeffer, R.L. and Zarichny, J., Acoustic-Gravity Wave Propagation in an Atmosphere with Two Sound Channels, Geofis. Pure Appl., 55 (1963) 175-199.
35. Slepian, D., Pollack, H.O. and Landau, H.J., Prolate Spheroidal Wave Functions, Fourier Analysis and Uncertainty, Bell Telephone System Tech. Publ., Monograph 3746, 1961.
36. Papoulis, A., The Fourier Integral and its Applications, Mc Graw-Hill, New York, 1962, pp 318.
37. Goodman, N.R., Measuring Amplitude and Phase, J. Franklin Inst. 260 (1960) 437-450.
38. Cooley, J.W. and Tukey, J.W., An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Series, Math. Comput., 19 (1965) 297-301.
39. Knopoff, L., Berry, M.J. and Schwab, F.A., Tripartite phase Velocity Observations in Laterally Heterogeneous Regions, J. Geophys. Res., 72 (1967) 2595-2601.

40. Backus, G.E. and Gilbert, J.F., The Resolving Power of Gross Earth Data, Geophys. J.R. Astr. Soc., 16 (1968) 169-205.
41. Backus, G.E. and Gilbert, J.F., Uniqueness in the Inversion of Inaccurate Gross Earth Data, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 266 (1970) 123-192.
42. Wiggins, R.A., The General Linear Inverse Problem, Implication of Surface Waves and Free Oscillations for Earth Structure, Rev. Geophys. Space Phys. 10 (1972) 251-285.
43. Valyus, V.P., Keilis-Borok, V.I. and Levshin, A., Determination of the Upper-Mantle Velocity Cross-section for Europe, Proc. Acad. Sci. USSR, 185 (1969) n.3 (in Russian).
44. Brune, J. and Dorman, J., Seismic Waves and Earth Structure in the Canadian Shield, Bull. Seism. Soc. Am., 53 (1963) 167-209.
45. Knopoff, L., Mueller, S. and Pilant, W.L., Structure of Crust and Upper Mantle in the Alps from the Phase Velocity of Rayleigh Waves, Bull. Seism. Soc. Am., 56 (1966) 1009-1044.
46. Knopoff, L., The Thickness of the Lithosphere from the Dispersion of Surface Waves, Geophys. J.R. Astr. Soc., 74, 1983, 55-81.
47. Osmaňahin, İ., Ekşi, F. ve Alptekin, Ö., Dođu Anadolu ve Kafkasya Bölgesinin Depremselliđi ve Aktif Tektoniđi, Deprem Arařtırma Bülteni, 52 (1986) 5-41.
48. Canıtez, N., Gravite Anomalileri ve Sismolojiye Göre Kuzey Anadolu'da Arz Kabuğunun Yapısı, Doktora tezi, İ.T.Ü. Maden Fakültesi, İstanbul, 1962.
49. Neprochov, Y., Kosminkaya, I. and Malovitsky, Y., Structure of the Crust and Upper Mantle of the Black and Caspian Seas, Tectonophysics, 10 (1970) 517-538.
50. Patton, H., Crust and Upper Mantle Structure of the Eurasian Continent From the Phase Velocity and Q of Surface Waves, Rev. Geophys. Space Phys., 18 (1980) 605-625.
51. Feng, C. and Teng, T., Three-dimensional Crust and Upper Mantle Structure of the Eurasian Continent, J. Geophys Res., 88 (1983) 2261-2272.
52. İslâmi, A. A., A Study of the Depth of Mohorovicic Discontinuity in Western Iran, and the Velocity of the P<sub>n</sub> Wave, J. Earth Space Phys. (1972) 1-12.

53. Niazi, M., Crustal Thickness in the Central Saudi Arabian Peninsula, Geophys. J. R. Astron. Soc., 15 (1968) 545-547.
54. Goudarzi, K. M., Soltanian, R. è Mozafari, N., Etude de la croûte terrastre à Shiraz, Bull. Fac. Sci., Tehran Univ. (1970) 2: 34-41.
55. Akasheh, B. und Nasser, S., Die Machtigkeit der Erdkruste in Iran, J. Earth space phys., 1, 1972.
56. Bird, P., Thermal and Mechanical Evaluation of Continental Convergence Zones; Zagros and Himalayas, Ph.Dr.Th. Massachusetts Institute of Technology, 1976.
57. Molnar, P. and Oliver, J., Lateral Variations of Attenuation in the Upper Mantle and Discontinuities in the Lithosphere, J. Geophys. Res., 74 (1969) 2648-2682.
58. Osmangahin, İ., Yüzeş Dalgası Ortam Tepki Fonksiyonlarından Yararlanarak Anadolu ve Civarında Kabuk ve Üst-Manto Yapısının Belirlenmesi, Doktora Tezi, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul, 1989.
59. Kenar, Ö. ve Toksöz, M.N., Anadolu Yarımadasında Yüzeş Dalgalarının Dispersiyonu ve Ortamın Soğurma Özellikleri, Jeofizik Bülteni, 3, 2 (1989) 92-106.
60. Ben Menahem, A., Nur, A. and Vered, M., Tectonics, Seismicity and Structure of the Afro-Eurasian Junction The Breaking of an Incoherent Plate, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 12. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976.

## ÖZGEÇMİŞ

1968 yılında Trabzon'da doğdu. İlk öğrenimini İskenderpaşa İlkokulu'nda, orta öğrenimini Kanuni Ortaokul'u ve Trabzon Lisesi'nde tamamladı. 1985 yılında K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesinde yüksek öğrenimine başladı ve 1989 yılında Jeofizik Mühendisi ünvanıyla mezun oldu. Mezun olduğu yıl aynı üniversitede yüksek lisans öğrenimine, 1992 Ocak ayında da K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü Yerfiziği Anabilim dalında araştırma görevlisi olarak göreve başladı. Halen bu göreve devam etmektedir.

