

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ANİZOTROPİK ORTAMDA İNTEGRAL YÖNTEMİ İLE
DIP-MOVEOUT (DMO) İŞLEMİ**

Selda GÜRPINAR BAŞAR

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA

2003

Her hakkı saklıdır.

Doç.Dr. Altan Necioğlu danışmanlığında, Selda GÜRPINAR BAŞAR tarafından hazırlanan bu çalışma 09/10/2003 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Fatma ERDOĐAN *İmza* :

Üye : Doç. Dr. Altan NECİOĞLU *İmza* :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Emin ULUGERGERLİ *İmza* :

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Metin Olgun
Fen Bilimleri Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ANİZOTROPİK ORTAMDA İNTEGRAL YÖNTEMİ İLE DIP-MOVEOUT (DMO) İŞLEMİ

Selda GÜRPINAR BAŞAR

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Altan NECİOĞLU

DMO (Dip Move Out, Eğimli Tabakada Kayma) yığma öncesi veri grubunu değiştiren bir çeşit göç işlemidir. Bu tanımdan yola çıkarak Deregowski ve Rocca yığma öncesi sabit açılımda izotropik ortam için DMO işlemini geliştirmişlerdir. Böylece DMO; sabit açılımlı verinin üzerindeki eğim etkisini kaldıran bir matematiksel işlem ortaya koymuştur. DMO işlemini f-k ortamında izotropik ortam için ilk olarak Hale yapmıştır. Ancak Hale DMO operatörü genlikleri yanlış hesaplamıştır. Bu yanlışlığı Kayıran, Sincer ve Güreli Doğru Genlik DMO yöntemi ile düzeltmişlerdir.

Sismik anizotropi tüm sismik veri işlem yöntemlerinde büyük etkiye sahip olup özellikle DMO algoritması taşıyan veri işlem yöntemlerinin önemli bir parçasını teşkil etmektedir. Ancak birçok sabit hız DMO yöntemi homojen izotropik ortamlar için geçerlidir. Bu çalışmada, DMO işlemi integral yöntem ile Doğru Genlik metodunun anizotropik ortam için uygulaması yapılmıştır. Bunun yanında f-k ortamında anizotropi için Hale ve Doğru Genlik metodlarının karşılaştırılması yapılmıştır.

2003 , 62 Sayfa

ANAHTAR KELİMELER: DMO, NMO, CMP, Sabit Açılım Ortam

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

DIP-MOVEOUT (DMO) PROCESSING BY INTEGRAL METHOD IN ANISOTROPIC MEDIA

Selda

GÜRPINAR

BAŞAR

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Altan NECİOĞLU

DMO (Dip Move Out) is a migration process which converts the data before the stack. Deregowski and Rocca developed DMO method in a constant spread for isotropic media. So DMO used a mathematical equation, which removes angle effect from constant spread data. Moreover, DMO was first used for isotropic media in f-k domain by Hale. However, Hale's DMO amplitudes have been computed in a wrong way and Kayıran, Sincer and Güreli corrected this miscalculation.

Seismic anisotropy has an important effect in all seismic processing sequence, especially those uses DMO algorithms. However, many constant velocity DMO methods are applicable for homogeneous isotropic media. This study applies True Amplitude method for anisotropic media by using integral method. Moreover, it compares Hale and True Amplitude method for anisotropy in f-k domain.

2003, 62 pages

Key Words: DMO, NMO, CMP, Constant Offset Gather

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bana araştırma olanağı sağlayan ve çalışmamın her safhasında yakın ilgi ve önerileri ile beni yönlendiren hocam Sayın Prof. Dr. Turan KAYIRAN'a ve danışman hocam Sayın Doç. Dr. Altan NECİOĞLU'na, tez çalışması esnasında bu konunun geliştirilmesinden programın yazılmasına kadar her aşamada büyük desteği olan Sayın Orhan GÜRELİ'ye, tezin okunup düzeltilmesinde yardımcı olan Sayın Yrd. Doç. Dr. Selma KADIOĞLU'na teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışmanın her aşamasında bana destek olan ve sabır gösteren eşim Sedat BAŞAR'a ve çok sevgili babam Hulusi, annem Selma, kardeşlerim Canan ve Sabiha GÜRPINAR'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Selda GÜRPINAR BAŞAR
Ankara, Ekim 2003

İÇİNDEKİLER

| | | | |
|--|-----------|----|---------|
| ÖZET..... | i | | |
| ABSTRACT..... | ii | | |
| ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR..... | iii | | |
| SİMGELER DİZİNİ..... | v | | |
| ŞEKİLLER DİZİNİ..... | vii | | |
| 1. GİRİŞ..... | 1 | | |
| 2. DÜŞEY ENİNE İZOTROPİK (VTI) ORTAM..... | 3 | | |
| 2.1. Esneklik (elastisite) Sabiti (Tensörü) Sınıfları..... | 3 | ve | Simetri |
| 2.2. Thomsen Anizotropi Parametreleri..... | 7 | | |
| 2.3. VTI Ortamda Cisim Dalgaları ve Dalga Hızları..... | 8 | | |
| 2.3.1. Zayıf Anizotropide Dalga Hızları..... | 11 | | |
| 2.3.2. Grup Açısı ve Faz Açısı ile İlişkisi..... | 12 | | |
| 3. DMO İÇİN KİNEMATİK KURAM..... | 13 | | |
| 3.1. Eğimli Tabakada Sismik Yansıma Geometrisi..... | 13 | | |
| 3.2. CMP Ortamında Gidiş-dönüş Zamanının Hesaplanması..... | 16 | | |
| 3.3. CMP Noktasındaki Sıfır Açınım Zamanı ile Gerçek Yansıma Noktasındaki Sıfır Açınım Zamanı Arasındaki İlişki..... | 17 | | |
| 3.4. t_n , t_D ve t_{D_0} Zamanları Arasındaki İlişki..... | 18 | | |
| 4. İZOTROPİK ORTAMDA DMO..... | 21 | | |
| 4.1. Hale DMO Yöntemi..... | 21 | | |
| 4.2. Doğru Genlik DMO Yöntemi..... | 26 | | |
| 4.2.1. J_T ve φ 'nin İspatı..... | 29 | | |
| 5. ANİZOTROPİK ORTAMDA DMO..... | 34 | | |
| 5.1. Genel Bilgi..... | 34 | | |
| 5.2. VTI Ortamda Doğru Genlik DMO Yöntemi..... | 36 | | |
| 6. UYGULAMA..... | 44 | | |
| 7. SONUÇ..... | 49 | | |
| KAYNAKLAR..... | 51 | | |
| EKLER..... | 53 | | |
| EK 1..... | 54 | | |
| EK 2..... | 58 | | |
| ÖZGEÇMİŞ..... | 62 | | |

SİMGELER DİZİNİ

| | |
|---------------|--|
| A_i | Polarizasyon Vektörü |
| C_{ijkl} | Elastik Sabit |
| CMP | Ortak Orta Nokta (Common Mid Point) |
| DMO | Eğimli Tabakalı Durumda Kayma Zamanı (Dip MoveOut) |
| d_s | Yay Uzunluk Elemanı |
| e_{ij} | Strain Bileşenleri |
| f | Frekans (Hz) |
| f_i | Madde Kuvveti |
| G | Alıcı Noktası |
| h | Kaynak-Alıcı Arasındaki Mesafenin Yarısı (m) |
| J_T | Jacobian çevrimi |
| k | Dalga sayısı (1/m) |
| M | Kaynak-Alıcı orta noktası |
| n | ışın yönündeki birim vektör |
| n_i | dalga düzlemine dik birim vektör |
| NMO | Yatay tabakalı durumda kayma zamanı (Normal MoveOut) |
| p | yavaşlık |
| $p(\phi)$ | yatay yavaşlık |
| R_1 | Gerçek Yansıma Noktası |
| S | Kaynak noktası |
| t_d | M noktasından yansıtıcıya dik olan yüzeye gidiş-geliş süresi |
| t_{d_0} | DMO düzeltmesi yapılmış zaman (sn) |
| t_n | NMO düzeltmesi yapılmış zaman (sn) |
| u_i | yerdeğiştirme |
| v | faz hızı |
| V | Ortamın hızı (m/sn) |
| V_{NMO} | NMO hızı (m/sn) |
| VTI | Düşey simetri eksenli enlemesine (transversely) izotropi |
| y | Kaynak-Alıcı arasındaki mesafe (m) |
| x | DMO mesafesi (m) |
| x_n | CMP noktasının yeri |
| x_0 | DMO noktasının yeri |
| θ | Tabakanın Eğimi (derece) |
| Δ | Eğimli tabakada gerçek yansıma noktası ile orta nokta dikilmesinin arasındaki mesafe (m) |
| ϕ | eğim açısı |
| ρ | yoğunluk |
| σ_{ji} | stres bileşenleri |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|--|----|
| Şekil 2.1. Faz (dalga cephesi) açısı θ ve grup (ışın) açısı ϕ arasındaki ilişki..... | 10 |
| Şekil 3.1. Sismik yansıma veri kaydının tipik geometrisi..... | 13 |
| Şekil 4.1. Kaynak alıcı arasındaki orta noktadan tabakaya olan gidiş geliş zamanı ve gerçek yansıma noktasına olan gidiş geliş zamanının görüntüsü..... | 21 |
| Şekil 4.2. Kaynak alıcı aynı noktada iken kaynak ve alıcının dx_0 kadar değişirken gidiş geliş zamanı dt_0 kadar değişir..... | 22 |
| Şekil 5.1. Homojen anizotropik ortam boyunca CMP toplamı (gather). V_{gr} ve V_{ph} grup-faz hızı vektörleri, faz hızı vektörüne tekabül eden sıfır açınım ışını yansıtıcıya diktir..... | 39 |
| Şekil 6.1. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 2074$, $\varepsilon = 0.110$ ve $\delta = 0.090$ değerleri ile uygulaması..... | 44 |
| Şekil 6.2. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 3292$, $\varepsilon = 0.065$ ve $\delta = 0.059$ değerleri ile uygulaması..... | 44 |
| Şekil 6.3. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 3383$, $\varepsilon = 0.059$ ve $\delta = 0.065$ değerleri ile uygulaması..... | 45 |
| Şekil 6.4. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 4167$, $\varepsilon = 0.040$ ve $\delta = 0.010$ değerleri ile uygulaması..... | 45 |
| Şekil 6.5. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 4721$, $\varepsilon = 0.135$ ve $\delta = 0.025$ değerleri ile uygulaması..... | 46 |
| Şekil 6.6. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 5073$, $\varepsilon = 0.010$ ve $\delta = 0.012$ değerleri ile uygulaması..... | 46 |
| Şekil 6.7. Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale DMO yönteminin $V_{p0} = 2074$, $\varepsilon = 0.110$, $\delta = 0.090$, $V_{p0} = 3292$, $\varepsilon = 0.065$, $\delta = 0.059$, $V_{p0} = 3383$, $\varepsilon = 0.059$, $\delta = 0.065$, $V_{p0} = 4167$, $\varepsilon = 0.040$, $\delta = 0.010$, $V_{p0} = 4721$, $\varepsilon = 0.135$, $\delta = 0.025$, $V_{p0} = 5073$, $\varepsilon = 0.010$ ve $\delta = 0.012$ değerleri ile karşılaştırması..... | 47 |
| Şekil 6.8. Anizotropik ortam için f-k ortamında Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 2074$, $\varepsilon = 0.110$, $\delta = 0.090$, $V_{p0} = 3292$, $\varepsilon = 0.065$, $\delta = 0.059$, $V_{p0} = 3383$, $\varepsilon = 0.059$, $\delta = 0.065$, $V_{p0} = 4167$, $\varepsilon = 0.040$, $\delta = 0.010$, $V_{p0} = 4721$, $\varepsilon = 0.135$, $\delta = 0.025$, $V_{p0} = 5073$, $\varepsilon = 0.010$, $\delta = 0.012$ değerleri ile karşılaştırması..... | 48 |

1. GİRİŞ

Yeraltı yapılarının tespiti için arazide yapılan sismik veri toplama çalışmalarından elde edilen sismik veriler bir araya getirilir ve işlenir. Sismik yansıma ve kırılma teknikleri kullanılarak toplanan sismik veriler bilindiği gibi yığma kesit haline getirilerek yeraltı jeolojisinin bir kesitinin oluşturulmasına çalışılır.

Sismik kesitlerden yeraltının gerçek görüntüsünü vermesi beklenir. Bu nedenle, verilerin kayıt ediliş biçimleri önem kazanmaktadır. Kaydedilen sismik verilerin yeraltından hangi noktadan geldiğini kesin olarak tespit edebilmek için yeraltında aynı noktaya ait olan bir çok sabit açılımlı atışlar yapılır. Aynı noktaya karşılık gelen sabit açılımlı sismik veriler NMO (Normal Move Out) işlemiyle aynı yansıma noktasına getirilerek yığma kesit elde edilir. Yığma işlemiyle olayın gerçek yerine taşınması bilindiği gibi sadece yeraltındaki tabakaların yatay ve düz olması durumunda gerçekleşir. Fakat bilindiği üzere yeraltı her zaman yatay ve düz değildir.

Yeraltındaki tabakalar eğimli olduğu zaman NMO işlemi doğru çalışmaz. Bunun için NMO'dan sonra sabit açınımda eğim düzeltilmesi (Dip Move Out, DMO) yapıp daha sonra yığma işlemi yapılmaktadır.

Sismik yansıma yönteminde anizotropi (yöneysellik) hızın yöne bağlı olarak değişmesidir. Sıralanmış mineral damarları, sıralanmış kırıklar, sıralanmış kristaller ve ince tabakalanma anizotropinin başlıca nedenleridir.

Sismik anizotropi, çeşitli kökenlere sahip yeraltı formasyonlarının özelliği olarak geniş kabul görmektedir. Sismik anizotropi, tüm sismik veri işlem yöntemlerinde büyük etkisi olup özellikle DMO algoritması taşıyan veri işlem yöntemlerinin önemli bir parçasını teşkil etmektedir. Birçok sabit-hız DMO tekniği, homojen izotropik (yöneysiz) ortamlar için geçerli olmakla birlikte, yansıtıcı eğimi üzerindeki moveout hızlarının kosinüs eğimlerine bağlıdır.

Bu çalışmada, Tsvankin (1995)'de tanımlanan derinliğe bağlı NMO hız denkleminin, Hale (1984) ve Doğru Genlik (Kayıran et al. 2001) eğim düzeltilmesi (DMO) yönteminin anizotropik ortamda kullanılacak şekilde uyarlanması yapılmıştır.

2. DÜŞEY ENİNE İZOTROPİK (VERTICAL TRANSVERSE ISOTROPIC; VTI) ORTAM

2.1. Esneklik (Elastisite) Sabiti (Tensörü) ve Simetri Sınıfları

Elastik dalga denklemi gerilme-yamulma ilişkisi ve yamulma yerdeğiştirme ilişkilerinin birleşimi ile momentum korunum denklemlerinin birleştirilmesi sonucu elde edilir (Lay and Wallace, 1995). Momentum korunumu

$$\frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} = \rho f_i + \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

ile tanımlanır. Burada σ_{ij} gerilme bileşenlerini, ρ yoğunluğu, f_i cisim kuvvetlerini ve u_i yerdeğiştirme bileşenlerini göstermektedir. Yamulma-yerdeğiştirme ilişkisi

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.2)$$

dir. Burada e_{ij} yamulma bileşenleridir. Gerilme-yamulma ilişkisi de

$$\sigma_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} e_{kl}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.3)$$

dir (Thomsen, 1986; Lay and Wallace, 1995). Burada C_{ijkl} elastik sabitlerdir. Yamulma enerjisinin varlığı ve hem σ_{ij} nin hem de e_{ij} nin simetrikliğinden (bakışımllığından) dolayı $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{klij}$ (Thomsen, 1986; Lay and Wallace, 1995) dir. Böylece en fazla elastik sabit sayısı 21 dir. Daha ileri bir simetriklik (bakışımllık) durumu bu katsayıların daha da azalmasını sağlamaktadır.

(2.3) ifadesi (2.1) hareket denkleminde yerine konulduğunda ve f_i ihmal edildiğinde

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{C_{ijkl}}{\rho} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} \quad (2.4)$$

olur. (2.4)'ün düzlem dalga çözümü

$$u_i = A_i f(vt - \eta_j x_j) \quad (2.5)$$

dir. Burada A_i kutuplanma vektörü (yöney), η_i dalga cephesine dik birim yöney (vektör), v faz hızıdır. (2.4) deki türevler,

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = v^2 A_i f''(vt - \eta_j x_j) \quad (2.6)$$

$$C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} = C_{ijkl} A_k \eta_j \eta_l f''(vt - \eta_j x_j) \quad (2.7)$$

olarak bulunur. Burada $f'(\tau) = \frac{df}{d\tau}$ dur. (2.6) ve (2.7) ifadeleri (2.4) de yerine konulduğunda;

$$(C_{ijkl}\eta_j\eta_l - v^2\delta_{ik})A_k = 0 \quad (2.8)$$

olur. Bu ifade bir özdeğer denklemini tanımlar. (2.8) de parantez içindeki ilk terim

$$\Gamma_{ik} = C_{ijkl}\eta_j\eta_l \quad (2.9)$$

ile tanımlandığında;

$$\det(\Gamma - v^2I) = 0 \quad (2.10)$$

sağlanır. Buradaki özdeğerler faz hızının karesidir ve her bir yöndeki η farklı hızda olacaktır. Enine izotropide üç kapalı formülle tanımlanan özdeğerler vardır ve birbirlerine diktirler. Bu özdeğerler quasi-P dalgasını (partikül hareketi büyük çoğunlukla boyundur ve küçük enine bileşeni vardır), quasi-SV dalgasını ve quasi-SH dalgasını tanımlamaktadırlar.

C esneklik (elastisite) sabitinin dört indisi vardır. İki gerilme diğer ikisi de yamulma indisleridir. $3 \times 3 \times 3 \times 3$ lük C_{ijkl} elastisite tensörünü daha kolay ifade edebilecek için 6×6 lük $C_{\alpha\beta}$ elastite matrisine

$$(11) \rightarrow 1, (22) \rightarrow 2, (33) \rightarrow 3, (23) = (32) \rightarrow 4, (31) = (13) \rightarrow 5, (12) = (21) \rightarrow 6, \quad (2.11)$$

şeklinde indirgenebilir (Thomsen, 1986). Bu indislemeyi daha kolay hatırlamak için

$$\begin{array}{ccc} 11 & 12 & 13 \\ 21 & 22 & 23 \\ 31 & 32 & 33 \end{array} \Rightarrow \begin{array}{ccc} 1 & 6 & 5 \\ 6 & 2 & 4 \\ 5 & 4 & 3 \end{array}$$

haritalamasından yararlanılabilir (Thomsen, 1986).

Öncelikle esneklik (elastisite) düzeyinin (matrisinin) izotropik (parametreler yönden bağımsız) bir ortamdaki durumunu ele alalım. İzotropik ortamda $C_{\alpha\beta}$ matrisinin çoğu elemanlarının değeri sıfırdır. Sadece iki tane farklı elemana sahiptir. Bunlar *Lame parametreleri* olarak bilinen μ ve λ dır. μ makaslama modülü olarak da tanımlanmaktadır. Bu iki parametre P-dalgası hızını kontrol etmektedirler. P-dalgası hızı $V_p = \alpha = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho} = \sqrt{(K + 4\mu/3)/\rho}$ dir. Burada K *Bulk modülü* veya *sıkışmazlık* olarak tanımlanır.

Dalga yayılımını anlamada en kolay simetri tipi olduğu için *izotropik simetri* ve belli başlı simetri tiplerini tanıtmamızın faydalı olacağı düşünülmektedir. Elastisite matrisi için izotropik simetri en basit tip simetri tipidir ve

$$\begin{bmatrix} p & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & p & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

olarak tanımlanır. İkinci kolay simetri tipi *kübik simetri*dir. Kübik simetri izotropik simetri ile aynı formdadır. Ancak kübik simetrisi jeofiziksel bir olay olmadığı için pek kullanılmayan bir simetri tipidir ve

$$\begin{bmatrix} C_{33} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{33} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

ile verilir (Thomsen, 1986).

En basit gerçek simetri tipi *kutupsal (polar) simetri*dir. Çünkü kutupsal simetrinin dönel (rotasyonel) simetri eksenli bir kutbu vardır. Diğer iki eksen, rotasyonel simetri ekseninden farklıdır ancak birbirine eşittir. Bu simetri tipi en çok yatay ince yataklanmalarda, veya yatay masif şeyl tabakalarında görülür.

Kutupsal anizotropi daha çok *enine (transverse) izotropi* veya TI olarak adlandırılır. En çok görüleni rotasyonel simetri ekseninin düşey eksen olma durumudur. Kristalografide bu durum hegzagonal simetri olarak tanımlanır. Buna *düşey enine izotropi (vertical transverse isotropy)* veya VTI denmektedir. Buradaki izotropi yatay düzlem (transverse plane) ile sınırlandırılmıştır. Bu nedenle enine izotropi kelimeleri ile tanımlanmıştır. Bu çalışmada kutupsal anizotropi yani düşey enine izotropi (vertical transverse isotropy, VTI) kullanılacaktır.

Kutupsal simetride elastisite matrisi;

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

olarak tanımlanır (Thomsen, 1986). $C_{66} = \frac{(C_{11} - C_{12})}{2}$ dir. Burada da görüldüğü gibi kutupsal simetrinin beş farklı elemanı vardır ve 1 ve 2 eksenleri eşittir.

Farklı simetri olarak ortorombik simetri ve triklinik simetri de literatürlerde tanımlanmıştır. Ortorombik simetrinin 9, triklinik simetrinin 21 farklı elemanı vardır. Bu nedenle triklinik simetri en kötü simetri olarak bilinir (Thomsen, 1986). Burada bu simetriler üzerinde durulmayacaktır.

2.2. Thomsen Anizotropi Parametreleri

Elastik parametreler daha çok Thomsen parametreleri ile tanımlanırlar. Bunlar;

$$\alpha = \sqrt{C_{33}} \quad (2.15)$$

$$\beta = \sqrt{C_{44}} \quad (2.16)$$

$$\varepsilon = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} \quad (2.17)$$

$$\gamma = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}} \quad (2.18)$$

$$\delta = \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})} \quad (2.19)$$

dir. Burada $\alpha = \alpha_0$ düşey yönde P dalgası hızı, $\beta = \beta_0$ düşey S dalgası hızı, ε yatay ve düşey P dalgası hızlarının kareleri farklarının düşey P dalgası karesinin iki katına oranı, γ ise S dalgası için ε ye eşittir. δ NMO eğrisini etkileyen ek bir parametredir.

Burada dört parametrenin anizotropik dalga yayılımını kontrol ettiği düşünülse de gerçekte iki tanesi oldukça etkili rol oynamaktadır. Tsvankin (1995)'e göre S dalga hızı P dalga yayılımını çok az etkilemektedir. Dolayısı ile P dalgasının S dalgasına oranı sabitlenebilir. ε ve δ için Alkhalifah ve Tsvankin (1995) normal kayma zamanının

$$\eta = (\varepsilon - \delta)/(1 + 2\delta) \quad (2.20)$$

değişgenine oldukça fazla duyarlı olduğunu göstermiştir. Buna göre δ parametresini belirleyebilmek için ε başlangıçta sifira eşitlenir. Sabitlenmiş η değeri ile daha sonra gerçek δ ve ε değerleri başka yollarda bulunur (mesela, yüzey verisi ile kuyu verisi eşleştirilerek).

2.3. VTI Ortamda Cisim Dalgaları ve Dalga Hızları

(2.15), (2.16), (2.17) ve (2.18) ile verilen Thomsen parametrelerinden yararlanılarak quasi-P, quasi-SV and SH dalgası sırasıyla;

$$V_P^2(\theta) = \alpha_0^2 [1 + \varepsilon \sin^2 \theta + D^*(\theta)], \quad (2.21)$$

$$V_{SV}^2(\theta) = \beta_0^2 \left[1 + \frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2} \varepsilon \sin^2 \theta - \frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2} D^*(\theta) \right], \quad (2.22)$$

$$V_{SH}^2(\theta) = \beta_0^2 [1 + 2\gamma \sin^2 \theta], \quad (2.23)$$

denklemleri ile tanımlanırlar. Burada;

$$D^*(\theta) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\beta_0^2}{\alpha_0^2} \right) \left\{ \left[1 + \frac{4\delta^*}{(1 - \beta_0^2/\alpha_0^2)^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \frac{4(1 - \beta_0^2/\alpha_0^2 + \varepsilon)\varepsilon}{(1 - \beta_0^2/\alpha_0^2)^2} \sin^4 \theta \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (2.24)$$

ve

$$\delta^* \equiv \frac{1}{2C_{33}^2} [2(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})(C_{11} + C_{33} - 2C_{44})] \quad (2.25)$$

dir (Thomsen, 1986). θ faz açısını tanımlamaktadır. Enerjinin yayılımı boyunca ışının düşey ile yaptığı açı ϕ , faz açısı θ dan farklıdır (Sekil 2.1). Dalga cephesi yerel olarak yayılma vektörü k ya diktir. Bu nedenle faz artışının en büyük olduğu yönünü k belirler. Faz hızı $v(\theta)$ aynı zamanda dalga cephesi hızı olarak da tanımlanır. Çünkü faz hızı $k(\theta)$ boyunca dalga hızını vermektedir. Dalga cephesi küresel olmadığı için θ ya dalga cephesine normal açı adı da verilir. Dalga vektörü

$$k = k_x \bar{x} + k_z \bar{z} \quad (2.26)$$

dir. k vektör bileşenleri;

$$k_x = k(\theta) \sin \theta, \quad (2.27a)$$

$$k_z = k(\theta) \cos \theta, \quad (2.27b)$$

ve

$$k_y = 0 \quad (2.27c)$$

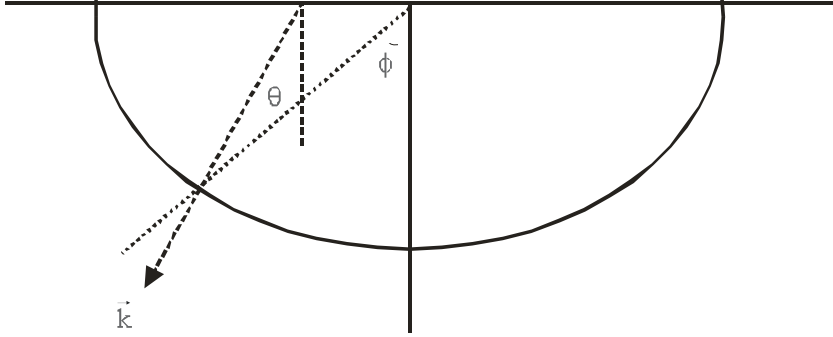
olarak tanımlanır. $k(\theta)$ skaler büyüklüğü ise

$$k(\theta) = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} = \frac{w}{v(\theta)} \quad (2.28)$$

dir. Burada w açısal frekanstır. Buna göre ışın hızı

$$V = \frac{\partial(kv)}{\partial k_x} \bar{x} + \frac{\partial(kv)}{\partial k_z} \bar{z} \quad (2.29)$$

ifadesi ile tanımlanır (Thomsen 1986). Burada V grup hızı ϕ de grup açısı olarak bilinir. (2.29) aynı zamanda grup ve faz hızı arasındaki ilişkiyi vermektedir. ϕ açısı θ açısına bağlı olarak



Şekil 2.1. Faz (dalga cephesi) açısı θ ve grup (ışın) açısı ϕ arasındaki ilişki.

$$\tan(\phi(\theta)) = \frac{\partial kv}{\partial k_x} / \frac{\partial kv}{\partial k_z} \quad (2.30)$$

bağıntısı ile tanımlanmaktadır. Buna göre faz ile grup hızı arasındaki skaler bağıntı

$$V^2(\phi(\theta)) = v^2(\theta) + \left(\frac{dv}{d\theta} \right)^2 \quad (2.31)$$

ile verilir. $\theta = 0$ ve $\theta = 90$ olduğunda ikinci terim kaldırılır. Bu durumda grup hızı faz hızına eşittir.

2.3.1. Zayıf Anizotropide Dalga Hızları

Kayaçlardaki anizotropinin daha çok zayıf anizotropi olduğu gözlenmiştir (Thomsen, 1986). Bu nedenle (2.17), (2.18) ve (2.19) ile verilen hız bağıntılarını zayıf anizotrop ortam için

$$V_P(\theta) = \alpha_0 \left[1 + \delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \varepsilon \sin^4 \theta \right] \quad (2.32)$$

$$V_{SV}(\theta) = \beta_0 \left[1 + \frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2} (\varepsilon - \delta) \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right], \quad (2.33)$$

$$V_{SH}(\theta) = \beta_0 \left[1 + \gamma \sin^2 \theta \right], \quad (2.34)$$

dir. Burada

$$\begin{aligned} \delta &\equiv \frac{1}{2} \left[\varepsilon + \frac{\delta^*}{(1 - \beta_0^2 / \alpha_0^2)} \right] \\ &= \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Thomsen'nin dördüncü parametresi olarak literatüre geçmiştir (Thomsen 1986).

Eliptik anizotropi; enine izotropinin (TI) özel bir durumudur. Eliptik anizotropik ortam eliptik dalga cephesi ile karakterize edilir ve Thomsen parametreleri ile eliptik anizotrop olma şartı

$$\delta = \varepsilon \quad (2.36)$$

ile verilir (Daley and Hron, 1979). Thomsen (1986)' ya göre δ ve ε tam ilişkili değildir. Genellikle birbirlerine göre ters işaretlidirler. Bu kabulün ciddi hatalara yol açabileceği düşünülmektedir.

2.3.2. Grup Açısı ve Faz Açısı ile İlişkisi

(2.30) ile verilen grup açısı ve faz açısı arasındaki bağıntı lineer bir yaklaşım ile

$$\tan \phi = \tan \theta \left(1 + \frac{1}{\sin \theta \cos \theta} \frac{1}{v(\theta)} \frac{dv}{d\theta} \right) \quad (2.37)$$

olarak verilmektedir. P, SV ve SH dalgaları için tam lineerleştirilmiş bir yaklaşım kullanıldığında sırasıyla

$$\tan \phi_P = \tan \theta_P \left(1 + 2\delta + 4[\varepsilon - \delta] \sin^2 \theta_P \right), \quad (2.38)$$

$$\tan \phi_{SV} = \tan \theta_{SV} \left(1 + 2 \frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2} [\varepsilon - \delta] (1 - \sin^2 \theta_{SV}) \right) \quad (2.39)$$

ve

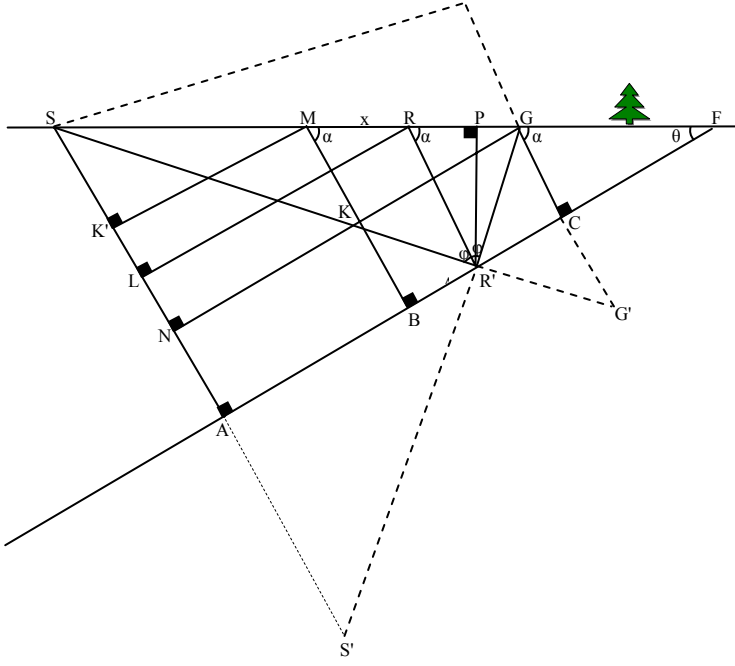
$$\tan \phi_{SH} = \tan \theta_{SH} (1 + 2\gamma) \quad (2.40)$$

olmaktadır (Thomsen, 1986). Buna göre verilen faz (dalga cephesine normal) açısına karşılık grup açısı bu ifadeler kullanılarak hesaplanabilir.

3. DMO İÇİN KİNEMATİK KURAM

3.1. Eğimli Tabakada Sismik Yansıma Geometrisi

Sismik yansıma yöntemi ile veri toplama sonuçlarından elde edilen yansıma verilerinin yeraltındaki kaynak noktalarının gerçek yerleri bilinmemektedir. Kaynaktan çıkan sinyal belirli mesafedeki alıcıya bilinmeyen bir veya birkaç yüzeyden yansıyarak gelir. Bu sinyal alıcı tarafından zamanın fonksiyonu olarak kayıt edilir. Bu olay belirli bir uzaklıktaki kaynak-alıcı ilişkisi kullanılarak uzaklığa bağlı geliş zamanı için matematiksel bağıntı ile ifade edilebilir. Bu bağıntıyı çıkarmak için Şekil 3.1'de kaynak-alıcı ilişkisi görülmektedir.



Şekil 3.1 Sismik yansıma veri kaydının tipik geometrisi

Şekil 3.1’de S kaynağın, G alıcının bulunduğu noktadır. R' eğimli tabakadan gelen ışının yansıdığı noktadır. $SR'G$ ışının izlediği yolu göstermektedir. SG kaynak ile alıcı arasındaki uzaklık (y) olup h ile verilen yarım açının iki katına eşittir. R noktası, eğimli tabakada ışının yansıdığı noktadan çıkılan dikmenin yüzeyde kestiği noktadır.

\overline{MR} uzaklığı x 'dir. $\overline{BR'}$ uzaklığı Δ , tabaka eğimi θ 'dır. Ayrıca \overline{MB} mesafesi D ve $\overline{RR'}$ mesafesi D_0 'dır. M kaynak ve alıcının orta noktasıdır.

Şekil 3.1’deki $G'R'C$ ve $G'KG$ üçgenlerinin benzerliğinden;

$$\frac{G'C}{G'G} = \frac{R'C}{KG} \quad (3.1)$$

ve

$$\frac{D - (y/2)\sin\alpha}{2D - y\cos\alpha} = \frac{(y/2)\sin\alpha - \Delta}{KG} \quad (3.2)$$

dır.Buradan;

$$KG = y\sin\alpha - 2\Delta \quad (3.3)$$

olur.

Şekil 3.1’deki $G'KG$ ve $G'SI$ üçgenlerinin benzerliğinden;

$$\frac{KG}{SI} = \frac{G'G}{G'I} \quad (3.4)$$

ve

$$\frac{y \sin \alpha - 2\Delta}{y \sin \alpha} = \frac{2D - y \cos \alpha}{2D} \quad (3.5)$$

dır. Buradan;

$$\Delta = \frac{y^2}{4D} \sin \alpha \cos \alpha \quad (3.6)$$

elde edilir. Yine Şekil 3.1'e göre

$$D_0 = D - (K'N - LN) \quad (3.7)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu bağıntıda bilinenler yerine konulduğunda;

$$D_0 = D - \frac{y}{2} \cos \alpha + \frac{(y/2) \sin \alpha - \Delta}{\tan \alpha} \quad (3.8)$$

olur. (3.8) bağıntısında $\tan \alpha$ ve Δ yazılırsa;

$$D_0 = D - \frac{y}{2} \cos \alpha + \frac{(y/2) \sin \alpha - (y^2/4D) \sin \alpha \cos \alpha}{\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha}} \quad (3.9)$$

ve kısaltmalar yapılarak;

$$D_0 = D - \frac{y^2}{4D} \cos^2 \alpha \quad (3.10)$$

bulunur.

$$\theta + \alpha = 90^\circ \quad (3.11)$$

olduğundan;

$$D_0 = D - \frac{y^2}{4D} \sin^2 \theta \quad (3.12)$$

halini alır.

Öte yandan Şekil 3.1'de;

$$\sin \alpha = \frac{\Delta}{x} \quad (3.13)$$

yazılırsa;

$$x = \frac{y^2}{4D} \cos \alpha \quad (3.14)$$

veya

$$x = \frac{y^2}{4D} \sin \theta \quad (3.15)$$

x=MR mesafesi bulunur.

3.2. CMP Ortamında Gidiş-Dönüş Zamanının Hesaplanması

Şekil 3.1’de NGS’ üçgeninde;

$$S'G = \sqrt{(S'A + AN)^2 + NG^2} \quad (3.16)$$

dir. AN=GC olduğundan;

$$S'G = \sqrt{\left(D - \frac{y}{2} \sin \theta + D + \frac{y}{2} \sin \theta\right)^2 + (y \cos \theta)^2} \quad (3.17)$$

ve

$$(S'G)^2 = (2D)^2 + (y \cos \theta)^2 \quad (3.18)$$

dir. (3.18) bağıntısı V^2 ’ye bölüldüğünde;

$$t_y^2 = t_D^2 + \frac{y^2}{V^2} \cos^2 \theta \quad (3.19)$$

elde edilir. Burada t_y SR’G yolu için geçen zaman, t_D kaynak-alıcı arasındaki orta noktadan tabakaya olan yoluna gidiş-dönüş zamanı, y açınım, θ ise tabakanın eğimi, V ’de ortamın sabit hızıdır.

3.3. CMP Noktasındaki Sıfır Açınım Zamanı ile Gerçek Yansıma Noktasındaki Sıfır Açınım Zamanı Arasındaki İlişki

Şekil 3.1’de verilen $\overline{RR'}$ uzaklığı D_0 ve \overline{MB} uzaklığı D arasındaki ilişki (3.12) ile tanımlanmaktadır. \overline{MR} uzaklığını tanımlayan x (3.15) ile gösterilmektedir. x uzaklığının karesi alındığında;

$$x^2 = \frac{y^4}{16D^2} \sin^2 \theta \quad (3.20)$$

olur. Bu bağıntıdan;

$$\sin^2 \theta = \frac{16D^2 x^2}{y^4} \quad (3.21)$$

elde edilir. Bu değer (3.12)’de yerine konulduğunda;

$$D_0 = D - \frac{4Dx^2}{y^2} \quad (3.22)$$

bulunur. Açınım aralığını tanımlayan $\overline{SR} = y$ değeri $y = 2h$ alınırsa;

$$D_0 = D \left(1 - \frac{x^2}{h^2} \right) \quad (3.23)$$

olur. Burada

$$D_0 = \frac{t_{D_0} V}{2} \quad (3.24)$$

ve

$$D = \frac{t_D V}{2} \quad (3.25)$$

olduklarından (3.23) bağıntısında yerine yazıldıklarında;

$$t_{D_0} = t_D \left(1 - \frac{x^2}{h^2} \right) \quad (3.26)$$

bulunur. Burada t_{D_0} D_0 yolunun, t_D ise D yolunun gidiş-geliş zamanlarıdır. h yarı açınım, x ise \overline{MR} uzaklığını göstermektedir.

3.4. t_n , t_D ve t_{D_0} Zamanları Arasındaki İlişki

(3.19) bağıntısını kullanarak ve $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$ bağıntısından yola çıkarak;

$$t_y^2 = t_D^2 + \frac{y^2}{V^2} - \frac{y^2}{V^2} \sin^2 \theta \quad (3.27)$$

bulunur.

$$t_y^2 - \frac{y^2}{V^2} = t_D^2 - \frac{y^2}{V^2} \sin^2 \theta \quad (3.28)$$

$$t_n^2 = t_y^2 - \frac{y^2}{V^2} \quad (3.29)$$

Burada t_n NMO yapılmış zamandır. (3.29) bağıntısını (3.28) bağıntısında yerine yazılırsa;

$$t_D^2 - t_n^2 = \frac{y^2}{V^2} \sin^2 \theta \quad (3.30)$$

olur.

(3.12) bağıntısının her iki tarafı $\frac{4D}{V^2}$ ile çarpılarak;

$$\frac{4DD_0}{V^2} = \frac{4DD}{V^2} - \frac{4D}{V^2} \cdot \frac{y^2}{4D} \sin^2 \theta \quad (3.31)$$

yazılabilir. Buradan;

$$\frac{4DD_0}{V^2} = t_D^2 - (t_D^2 - t_n^2) \quad (3.32)$$

$$t_n^2 = t_D t_{D_0} \quad (3.33)$$

olarak bulunur. Bu bağıntı göstermektedir ki t_n , t_D ve t_{D_0} zamanlarının geometrik ortalamasıdır.

Ayrıca (3.26) ve (3.33) bağıntılarından;

$$t_{D_0} = \frac{t_n^2}{t_{D_0}} \left(1 - \frac{x^2}{h^2} \right) \quad (3.34)$$

olur. Kısaltmalar yapıldığında;

$$t_{D_0} = t_n \sqrt{\left(1 - \frac{x^2}{h^2} \right)} \quad (3.35)$$

olarak bulunur.

(3.35) bağıntısı DMO elipsi olarak bilinir (Liner, 1990). Bu elips yardımıyla yansımalar üzerindeki eğim etkisi giderilmekte ve olaylar gerçek yansıma noktasındaki sıfır açınım zamanına taşınmaktadır.

(3.35) bağıntısında;

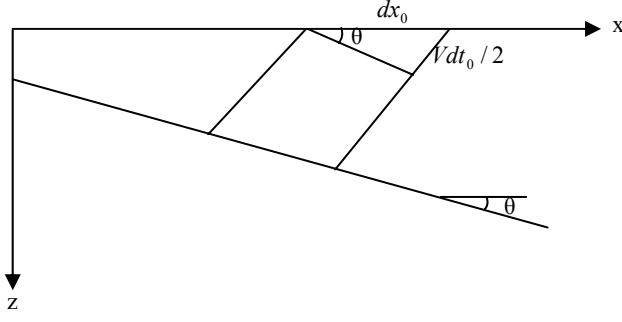
$$\sqrt{\left(1 - \frac{x^2}{h^2} \right)} = \frac{1}{a(x)} \quad (3.36)$$

olarak yazıldığında (3.35) bağıntısı;

$$t_{D_0} = \frac{t_n}{a(x)} \quad (3.37)$$

olarak elde edilir. Bu bağıntıda $a(x)$ DMO operatörü (işleç) olarak bilinir.

Yine (3.26) ve (3.33) bağıntıları kullanılarak yeniden yazıldığında;



Şekil 4.2. Kaynak alıcı aynı noktada iken kaynak ve alıcının dx_0 kadar değişirken gidiş geliş zamanı dt_0 kadar değişir.

Kinematik bölümünde (4.30) ile verilen bağıntı elde edilmişti. Bu bağıntıda $t_0 = t_D$ alındığında;

$$t_0^2 - t_n^2 = \frac{y^2}{V^2} \sin^2 \theta \quad (4.2)$$

olur. Şekil 4.2.'den

$$\sin \theta = \frac{v dt_0}{2 dx_0} \quad (4.3)$$

bulunur. Kısaltmalar yapılarak;

$$\frac{dt_0}{dx_0} = \frac{2 \sin \theta}{V} = \frac{k}{\omega_0} \quad (4.4)$$

olur. $y=2h$ 'ı (4.2) bağıntısında yerine yazıldığında;

$$t_0^2 = t_n^2 + \frac{4h^2}{V^2} \sin^2 \theta \quad (4.5)$$

bulunur. Yine bu bağıntıda $\sin \theta$ yerine yazılırsa;

$$t_0^2 = t_n^2 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2} \quad (4.6)$$

olur. Burada t_n^2 parantezine alınırsa;

$$t_0^2 = t_n^2 \left(1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2} \right) \quad (4.7)$$

ve her iki tarafın karekökü alındığında;

$$t_0 = t_n \sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}} \quad (4.8)$$

olarak elde edilir. Burada;

$$\sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}} = A \quad (4.9)$$

olarak alınırsa;

$$t_0 = t_n \cdot A \quad (4.10)$$

yazılır.

(4.8) bağıntısını kullanarak;

$$\frac{dt_0}{dt_n} = \sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}} + \frac{1}{2} \frac{t_n}{\sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}}} \left(-2 \frac{k^2 h^2}{\omega_0^2 t_n^3} \right), \quad (4.11)$$

$$\frac{dt_0}{dt_n} = A + \frac{1}{2} t_n \left(\frac{1}{A} \right) \left(-2 \frac{k^2 h^2}{\omega_0^2 t_n^2} \right), \quad (4.12)$$

$$\frac{dt_0}{dt_n} = A - \left(\frac{1}{A} \right) (A^2 - 1), \quad (4.13)$$

$$\frac{dt_0}{dt_n} = \frac{1}{A} \quad (4.14)$$

elde edilir. t_0 'dan t_n 'e dönüşüm için genlik:

$$J_H = \left| \frac{dt_0}{dt_n} \right| = \frac{1}{A} \quad (4.15)$$

olur, burada J_H ; t_0 'dan t_n 'e dönüşüm katsayısıdır. Faz bağıntısı;

$$\phi = \omega_0 t_0 - kx_n \quad (4.16)$$

olur. (4.12) bağıntısında (4.10) bağıntısını yerine yazarak;

$$\phi = \omega_0 t_n A - kx_n \quad (4.17)$$

elde edilir. Buna göre;

$$P_0(t_0, x_n, h) \equiv P_n(t_n, x_n, h) \quad (4.18)$$

dir. Değişik sıfır-açılımlı olaylar için farklı DMO düzeltmesi gereklidir ve aynı eğimli bütün olaylar f-k ortamında belirli bir doğrultuda toplanacağından, bu aşamada Fourier ortamında çalışmak uygun olacaktır (Hale, 1983).

Burada;

$$P_0(\omega_0, k, h) = \iint P_n(t_n, x_n, h) J_H e^{i\phi} dt_n dx_n \quad (4.19)$$

olur.

(4.15) ve (4.17) ifadelerini (4.19) bağıntısında yerine koyarak;

$$P_0(\omega_0, k, h) = \iint P_n(t_n, x_n, h) \frac{1}{A} e^{i(\omega_0 t_n A - k x_n)} dt_n dx_n \quad (4.20)$$

olur (Black et al. 1993). Ve

$$P_0(t_0, x_n, h) = \iint \frac{d\omega_0 dk}{4\pi^2} P_0(\omega_0, k, h) e^{-i(\omega_0 t_0 - k x_n)}, \quad (4.21)$$

$$P_0(t_0, x_n, h) = \frac{1}{4\pi^2} \int e^{-i\omega_0 t_0} d\omega_0 \int P_0(\omega_0, k, h) e^{i k x_n} dk \quad (4.22)$$

elde edilir.

Üstteki bağıntı bütün eğimler için DMO düzeltmesini yapar. Sıfır-açınım ($h=0$) ve sıfır eğim ($\frac{k}{\omega_0} = 0$) in DMO denklemi beklendiği şekilde hiçbirşey yapmaz.

4.2. Doğru Genlik DMO Yöntemi

Hale (1984) veriyi gerçek yansıdığı noktaya değil Ortak Orta Noktaya (CMP)'ye dik olan yüzeye taşımak istemiştir. Fakat sinyal bu noktadan yansımamıştır. Doğru genlik DMO yöntemi bu yanlışlığı düzeltmektedir.

Buna göre (3.30) bağıntısı düzenlenip yeniden yazılırsa;

$$t_D^2 = t_n^2 + \frac{y^2}{V^2} \sin^2 \theta \quad (4.23)$$

olur. Bu bağıntıda gerekli düzeltmeler yapılarak

$$t_D^2 = t_n^2 \left(1 + \frac{y^2}{V^2 t_n^2} \sin^2 \theta \right) \quad (4.24)$$

elde edilir. Bu bağıntıda (3.33) yerine konulduğunda;

$$t_D^2 = \frac{t_n^4}{t_{D_0}^2} = t_n^2 \left(1 + \frac{y^2}{V^2 t_n^2} \sin^2 \theta \right), \quad (4.25)$$

$$t_n^2 = t_{D_0}^2 \left(1 + \frac{y^2}{V^2 t_n^2} \sin^2 \theta \right), \quad (4.26)$$

$$t_{D_0}^2 = \frac{t_n^2}{\left(1 + \frac{y^2}{V^2 t_n^2} \sin^2 \theta \right)}, \quad (4.27)$$

$$t_{D_0} = \frac{t_n}{\sqrt{\left(1 + \frac{y^2}{V^2 t_n^2} \sin^2 \theta \right)}} \quad (4.28)$$

olur. Bu bağıntıda $y=2h$ yerine konulduğunda;

$$t_{D_0} = \frac{t_n}{\sqrt{\left(1 + \frac{h^2}{t_n^2} \frac{4 \sin^2 \theta}{V^2} \right)}} \quad (4.29)$$

olur. Yine bu bağıntıda,

$$\frac{2 \sin \theta}{V} = \frac{k}{\omega_0} \quad (4.30)$$

yazılırsa;

$$t_{D_0} = \frac{t_n}{\sqrt{\left(1 + \frac{h^2}{t_n^2} \frac{k^2}{\omega_0^2} \right)}}, \quad (4.31)$$

(4.9) bağıntısını (4.31)'de yerine koyarak;

$$t_{D_0} = \frac{t_n}{A} \quad (4.32)$$

bulunur. Bu bağıntıda

$$t_0 = t_{D_0} \quad (4.33)$$

alınırsa;

$$t_0 = \frac{t_n}{A} \quad (4.34)$$

olur. Şekil 4.1'de $\sin \theta$ yerine yazıldığında;

$$\sin \theta = \frac{\frac{V t_D}{2} - \frac{V t_{D_0}}{2}}{x_n - x_0} \quad (4.35)$$

elde edilir. Kısaltmalar yapılarak;

$$(x_n - x_0)\sin\theta = \frac{V}{2}(t_D - t_{D_0}) \quad (4.36)$$

bulunur. Bu bağıntıda

$$t_D = t_n A \quad (4.37)$$

ve

$$t_{D_0} = \frac{t_n}{A} \quad (4.38)$$

yazılırsa;

$$(x_n - x_0)\sin\theta = \frac{V}{2}\left(t_n A - \frac{t_n}{A}\right), \quad (4.39)$$

$$(x_n - x_0)\sin\theta = \frac{V t_n}{2}\left(A - \frac{1}{A}\right), \quad (4.40)$$

$$(x_n - x_0)\sin\theta = \frac{V t_n}{2}\left(\frac{A^2 - 1}{A}\right) \quad (4.41)$$

bulunur. Bu bağıntıda

$$A^2 - 1 = \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2} \quad (4.42)$$

eşitliği yerine konulduğunda;

$$(x_n - x_0)\sin\theta = \frac{V t_n}{2A}\left(\frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}\right), \quad (4.43)$$

$$(x_n - x_0)\frac{2\sin\theta}{V} = \frac{1}{A}\left(\frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}\right) \quad (4.44)$$

olur. Bu bağıntıda (4.4) eşitliği yerine yazıldığında;

$$(x_n - x_0)\frac{k}{\omega_0} = \frac{1}{A}\left(\frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}\right), \quad (4.45)$$

$$x_n - x_0 = \frac{1}{A}\left(\frac{h^2 k}{\omega_0 t_n}\right), \quad (4.46)$$

$$x_0 = x_n - \left(\frac{h^2 k}{\omega_0 t_n A}\right) \quad (4.47)$$

olur.

4.2.1. J_T ve φ 'nin İspatı

(4.34) bağıntısında (4.9) eşitliğini yerine koyarak;

$$t_0 = \frac{t_n}{\sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}}} \quad (4.48)$$

elde edilir. (4.48) bağıntısının türevi alınarak;

$$\frac{dt_0}{dt_n} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}}} + \left(-\frac{t_n}{2}\right) \frac{1}{\left(1 + \frac{h^2 k^2}{\omega_0^2 t_n^2}\right)^{3/2}} \left(-2 \frac{k^2 h^2}{\omega_0^2 t_n^3}\right), \quad (4.49)$$

$$\frac{dt_0}{dt_n} = \frac{1}{A} + \frac{1}{A^3} (A^2 - 1), \quad (4.50)$$

$$\frac{dt_0}{dt_n} = \frac{1}{A} + \frac{1}{A} - \frac{1}{A^3}, \quad (4.51)$$

$$\frac{dt_0}{dt_n} = \frac{2A^2 - 1}{A^3} \quad (4.52)$$

bulunur.

$$\frac{dt_0}{dx_n} = 0 \quad (4.53)$$

$$\frac{dx_0}{dt_n} = 0 \quad (4.54)$$

(4.47) bağıntısında (3.36) yerine yazılarak ve

$$x = x_n - x_0 \quad (4.55)$$

olduğuna göre;

$$x_0 = x_n - \frac{kh^2}{\omega_0 t_n} \sqrt{1 - \frac{(x_n - x_0)^2}{h^2}} \quad (4.56)$$

olur. Yukarıdaki bağıntıda,

$$c = \frac{kh^2}{\omega_0 t_n} \quad (4.57)$$

olarak tanımlandığında ve yeniden düzenleme yapıldığında;

$$x_0 = x_n - c \sqrt{1 - \frac{(x_n - x_0)^2}{h^2}}, \quad (4.58)$$

$$x_0 = x_n - \frac{c}{h} \sqrt{h^2 - (x_n - x_0)^2}, \quad (4.59)$$

$$x_0 = x_n - \frac{c}{h} \sqrt{h^2 - (x_n^2 - 2x_n x_0 + x_0^2)}, \quad (4.60)$$

$$x_0 = x_n - \frac{c}{h} \sqrt{h^2 - x_n^2 + 2x_n x_0 - x_0^2} \quad (4.61)$$

olur. (4.61) bağıntısından yararlanarak x_0 'ın x_n 'e göre değişimi bulunabilir. Buna göre;

$$x_0' = \frac{dx_0}{dx_n} \quad (4.62)$$

olarak tanımlandığında;

$$x_0' = 1 - \frac{c}{2h} \frac{1}{\sqrt{h^2 - x_n^2 + 2x_n x_0 - x_0^2}} (-2x_n + 2x_0 + 2x_n x_0' - 2x_0 x_0'), \quad (4.63)$$

$$x_0' = 1 - \frac{c}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(x_n - x_0)^2}{h^2}}} (-2(x_n - x_0) + 2x_0'(x_n - x_0)) \quad (4.64)$$

bulunur. x_0 yeniden düzenlendiğinde;

$$x_0' = 1 - \frac{cA}{2} (2(x_n - x_0)(x_0' - 1)), \quad (4.65)$$

$$x_0' = 1 - cA(x_n - x_0)(x_0' - 1), \quad (4.66)$$

$$x_0' = 1 - cA(x_n - x_0)x_0' + cA(x_n - x_0), \quad (4.67)$$

$$x_0' [1 + cA(x_n - x_0)] = [1 + cA(x_n - x_0)] \quad (4.68)$$

$$\frac{dx_0}{dx_n} = 1 \quad (4.69)$$

elde edilir. Buna göre J_T , dt_0 'dan dt_n 'e ve dx_0 'dan dx_n 'e dönüşüm katsayısı;

$$J_T = \frac{\partial(t_0, x_0)}{\partial(t_n, x_n)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial t_0}{\partial t_n} & \frac{\partial t_0}{\partial x_n} \\ \frac{\partial x_0}{\partial t_n} & \frac{\partial x_0}{\partial x_n} \end{vmatrix} \quad (4.70)$$

olarak ifade edilecek olursa;

$$J_T = \begin{vmatrix} 2A^2 - 1 & 0 \\ A^3 & 1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (4.71)$$

$$J_T = \frac{2A^2 - 1}{A^3} \quad (4.72)$$

olarak bulunur. Faz bağıntısı ise (4.16) bağıntısında (4.34) ve (4.47) eşitliği yerine koyularak;

$$\phi = \omega_0 \frac{t_n}{A} - k \left(x_n - \frac{kh^2}{A\omega_0 t_n} \right) \quad (4.73)$$

olur. Gerekli düzenlemeler yapıldığında;

$$\phi = \omega_0 \frac{t_n}{A} + \frac{k^2 h^2}{A\omega_0 t_n} - kx_n, \quad (4.74)$$

$$\phi = \frac{\omega_0 t_n}{A} + \frac{\omega_0 t_n}{A} \left(\frac{k^2 h^2}{\omega_0^2 t_n^2} \right) - kx_n, \quad (4.75)$$

$$\phi = \frac{\omega_0 t_n}{A} \left(1 + \frac{k^2 h^2}{\omega_0^2 t_n^2} \right) - kx_n, \quad (4.76)$$

$$\phi = \frac{\omega_0 t_n}{A} A^2 - kx_n, \quad (4.77)$$

$$\phi = \omega_0 t_n A - kx_n \quad (4.78)$$

olarak sade bir sonuç bulunur. Faz, Hale (1984)'in fazı ile aynı çıkmıştır. Fakat katsayılar da fark var. Bu işlem yapılırken genlikte J_T kadar bir değişim olur. Hale'de ise J_H kadar bir değişim olur.

$$P_0(t_0, x_n, h) \equiv P_n(t_n, x_n, h) \quad (4.79)$$

$$P_0(\omega_0, k, h) = \iint P_n(t_n, x_n, h) J_T e^{i\phi} dt_n dx_n \quad (4.80)$$

$$P_0(\omega_0, k, h) = \iint P_0(t_0, x_0, h) J_T e^{i(\omega_0 t_0 - kx_0)} dt_0 dx_n \quad (4.81)$$

bağıntısının ters Fourier dönüşümü alınır;

$$P_0(t_0, x_0, h) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint P_0(\omega_0, k, h) J_T e^{i(\omega_0 t_0 - kx_0)} d\omega_0 dk \quad (4.82)$$

olur. Böylece DMO işlemi yapılmış olur.

Hale (1984) DMO yöntemi ve Doğru Genlik DMO yöntemi karşılaştırıldığında fazı eşit fakat genlikleri farklı çıkmaktadır.

5. ANİZOTROPİK ORTAMDA DMO

5.1. Genel Bilgi

Geleneksel DMO veri işleme, izotropik ortam için tasarlanmış olup, izotropik olmayan (anizotropik) ortamlarda başarısız olmaktadır. Bu tez çalışmasında Doğru Genlik DMO (Kayıran et al.,2001) yöntemi düşey enlemesine izotropik (Vertical Transverse Isotropy, VTI) ortam için uyarlandı. NMO için düzeltilmiş sabit açınım verisine uygulanacak DMO işlemcisi, Tsvankin (1995) tarafından verilen eğime bağlı NMO hız için kullanılan analitik ifadeye dayanır. Düşey simetri eksenine sahip enlemesine (transversely) izotropik (VTI ortamı) modellerde, P dalgası NMO hızı yüzey yansıma verisinden elde edilen tek bir anizotropi parametresi (2.20) ile tanımlanan η 'ye bağlıdır.

Bu çalışmada tipik VTI ortamı için sentetik örneklerde DMO tekniğinin ne derece etkin sonuçlar verdiği araştırılmış ve karşılaştırmalar yapılmıştır.

Sismik anizotropi, çeşitli kökene sahip yeraltı formasyonlarının özelliği olarak geniş kabul görmektedir (Thomsen, 1986). Sismik anizotropi, tüm sismik veri işlem yöntemlerinde büyük etkiye sahip olup özellikle DMO algoritması taşıyan veri işlem yöntemlerinin önemli bir parçasını teşkil etmektedir (Levin, 1990; Lerner, 1993; Tsvankin, 1995, 1996). Birçok sabit-hız DMO tekniği, homojen izotropik ortamlar için geçerli olmakla birlikte, yansıtıcı eğimi üzerindeki moveout hızlarının kosinüs eğimlerine bağlıdır (Levin, 1971).

$$V_{NMO}(\phi) = \frac{V_{NMO}(0)}{\cos \phi} \quad (5.1)$$

Burada, V_{NMO} ; NMO hızları ($V_{NMO}(0)$, 0 saçılım limitinde hesaplanan NMO hızı) ve ϕ eğim açısını ifade etmektedir.

İzotropik ortamda, NMO hızları, (5.1) denkleminde, her açılım uzunluğu için yansıma seyahat zamanlarını hassas olarak tanımlamaktadır. Çünkü, heterojenliğin olmaması durumunda, moveout tamamen hiperboliktir.

DMO işlemi için, moveout hızı genellikle sıfır açınım yansımaya karşılık gelen ışın parametresi (yatay yavaşlık) $p(\phi)$ ile ifade edilmektedir.

$$p(\phi) = \frac{1}{2} \frac{dt_0}{dy_0} = \frac{\sin \phi}{V} \quad (5.2)$$

Burada t_0 (y_0) sıfır açınımdaki iki zamanlı seyahat zamanı, ve y_0 orta noktadır. (5.1) ve (5.2) ifadeleri dikkate alınarak;

$$\sin \phi = p(\phi)V_{NMO}(0) \quad (5.3)$$

(5.3) ifadesinin karesi alınıp her iki tarafı $\cos^2 \phi$ ile toplarsak;

$$\sin^2 \phi + \cos^2 \phi = \cos^2 \phi + p^2(\phi)V_{NMO}^2(0) \quad (5.4)$$

(5.4) denkleminde $\sin^2 \phi + \cos^2 \phi = 1$ yerine yazılıp gerekli düzeltmeler yapıldığında;

$$\cos \phi = \sqrt{1 - p^2 V_{NMO}^2(0)} \quad (5.5)$$

elde edilir. Buradan V_{NMO} hızı ışın parametresine bağlı olarak;

$$V_{NMO}(p) = \frac{V_{NMO}(0)}{\sqrt{1 - p^2 V_{NMO}^2(0)}} \quad (5.6)$$

ifadesi ile tanımlanır. Tsvankin (1995), anizotropik ortamdaki eğimli yansıtıcıların NMO hızları için analitik bir bağıntı bulmuş olup, VTI ortam için klasik DMO uygulamalarındaki hataları çalışmıştır. Sonuç olarak, P dalgasının eğime bağlı karakterinin, moveout hızının VTI ortam için belli oranda kontrol edilebildiğini belirtmiştir. Bu işi, Thomsen (1986) parametrelerinin farkını olarak gerçekleştirmiştir ($\varepsilon - \delta$). Eğer ($\varepsilon - \delta$), 0'dan büyük ise (normal tipik durum budur), eğim düzeltmesi yapılmış moveout hızının kosinüsü belirgin bir şekilde yatay yansıtıcının moveout hızından yüksek olacaktır (Anderson ve Tsvankin, 1997). ($\varepsilon - \delta$)=0.1 ve $\varepsilon \leq 0.2$ 'nin orta değerleri için dahi, izotropik denklemin (5.1) hatası 45 derece eğimde %25, 60 derece eğimde ise %30-35'e ulaşmaktadır. Pozitif değerdeki ($\varepsilon - \delta$) için (5.6) nolu denklemdeki hatalar, (5.1) nolu denklemlerden bile fazla olmaktadır (Tsvankin, 1995) .

Klasik veri işlem akışında DMO işlemi uygulaması (NMO-DMO poststack migrasyon) önemli bir adım olmasına karşın, DMO işlemindeki herhangi bir hata, son olarak ortaya çıkan sismik imajı olumsuz yönde etkilemektedir.

5.2. VTI Ortamda Doğru Genlik DMO Yöntemi

Öncelikle DMO algoritmasına kısaca göz atılmalıdır. (3.19) denkleminde;

$$\frac{1}{V_{NMO}^2(\phi)} = \frac{\cos^2 \phi}{V_{NMO}^2(0)} \quad (5.7)$$

yazıldığında hem izotropik hem de anizotropik ortam için, t zamanı , aşağıdaki şekilde NMO hızı tarafından parametreleştirilen hiperbole yakındır:

$$t^2 = t_0^2 + \frac{4h^2}{V_{NMO}^2(\phi)} \quad (5.8)$$

Burada; t_0 iki zamanlı seyahat (gidiş-dönüş) zamanı ve h kaynak-alıcı ofsetinin yarısıdır (Şekil 3.1). Yatay yansıtıcılar için NMO denklemi, DMO yapılmadan önce uygulanmakta olup NMO düzeltilmiş zaman t_n ;

$$t_n^2 = t^2 - \frac{4h^2}{V_{NMO}^2(0)} \quad (5.9)$$

ile verilmemtedir. (5.8) ve (5.9) nolu denklemlerin birleştirilmesi ile, NMO düzeltmesi yapılmış zaman, sıfır- açınım zamanı cinsinden;

$$t_0^2 = t_n^2 + 4h^2 \left[\frac{1}{V_{NMO}^2(0)} - \frac{1}{V_{NMO}^2(\phi)} \right] \quad (5.10)$$

dır. Bu bağıntı, hem izotropik ortam hem de anizotropik ortamdaki moveout eğrisinin hiperbolik kısmı için geçerlidir ve Doğru Genlik DMO işlemi için gereklidir.

Homojen, izotropik ortamlar için (5.10) ve (5.1) bağıntıları kullanılarak;

$$t_0^2 = t_n^2 + \frac{4h^2 \sin^2 \phi}{V^2} \quad (5.11)$$

bulunur. t_0 ifadesi; dalga parametresi, (5.2) ve (5.6) denklemlerinden yararlanılarak;

$$t_0^2 = t_n^2 + 4h^2 p^2 \quad (5.12)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Dalga parametresini elde etmenin en iyi yolu, veriyi frekans-dalgasayısı cinsine çevirmektir. Daha sonra, sıfır-açınım dalga alanı için aşağıdaki denklem yazılabilir;

$$p = \frac{1}{2} \frac{dt_0}{dy_0} = \frac{k}{2\omega} \quad (5.13)$$

Burada k , ortak orta nokta eksenini üzerindeki yatay dalga sayısını ve ω , t_0 ile ilişkili açısal frekansı simgelemektedir.

Doğru Genlik DMO işlemi, sıfır-açınım dalga alanı P_0 için uzay-zaman ortamı ile frekans-dalgasayısı ortamı arasındaki Fourier dönüşümü ilişkisine dayanmaktadır. Bu ilişki (4.82) ve (4.80) ifadeleri ile tanımlanır. Burada; $P_n(t_n, x_n, h)$ NMO düzeltmesi ardından elde edilen veriyi, J_T

Jacobian çevrimini göstermekte olup $A = \frac{t_n}{t_0}$ olarak tanımlanmaktadır. Ortak-açınım ile sıfır-açınım

NMO düzeltilmiş veriler arasındaki ilişki $P_0(t_0, x_0, h) = P_n(t_n, x_n, h)$ olarak tanımlanabilir.

Tanımlanmış olan bir yarım-açınım h 'deki sıfır-açınım, NMO düzeltmesi yapılmış zamana bağlı ve eğim bağımlı NMO hızı, A terimi içerisinde tanımlanmaktadır. (5.10) denklemini kullanarak, A 'nın NMO hızının bir fonksiyonu olarak tanımlanması suretiyle, anizotropik ortam için de geçerli olacak şekilde sokulabilir.

$$A = \sqrt{1 + \frac{4h^2}{t_n^2} \left[\frac{1}{V_{NMO}^2(0)} - \frac{1}{V_{NMO}^2(p)} \right]} \quad (5.14)$$

İzotropik ortam için, (5.6) ve (5.13) ifadeleri A'yı, Doğru Genlik'de tanımlanan şekle dönüştürmemize olanak tanımaktadır. Böylece;

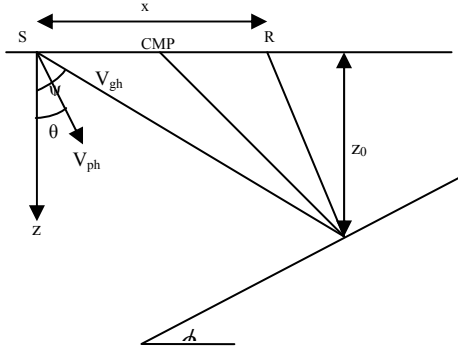
$$A = \sqrt{1 + \frac{4h^2 p^2}{t_n^2}} = \sqrt{1 + \frac{k^2 h^2}{\omega^2 t_n^2}} \quad (5.15)$$

olur. Doğru Genlik DMO algoritmasında, yansıma noktası saçılması ihmal edilmektedir ve $y_0 \equiv y_n$ şeklinde kullanılabilir.

İzotropik ortamda Doğru Genlik yöntemi, Kayıran et al. (2001) tarafından ele alınmıştır. Bu yöntem ile bulunan Jacobian Bölüm 3'de ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Sonuç olarak;

$$J_T = \frac{2A^2 - 1}{A^3} \quad (5.16)$$

dır. Doğru genlik algoritması, Hale'in Jacobian ile ilişkili dik eğimlerdeki genlik hatalarını düzeltmektedir. Yukarıda tartışılan her iki Jacobian için de DMO operatörünün kinematiği aynı kalmaktadır.



Şekil 5.1. Homojen anizotropik ortam boyunca CMP toplama (gather). V_{gr} ve V_{ph} grup-faz hızı vektörleri, faz hızı vektörüne karşılık gelen sıfır açılım ışını yansıtıcıya diktir.

Doğru Genlik (Kayıran et al, 2001) DMO operatörü, anizotropik NMO denklemi kullanılarak düzenlenmiştir (Tsvankin, 1995). Şekil 5.1'de, homojen anizotropik ortam içinde alta doğru dalan bir düzlem görülmektedir. VTI ortam için, izdüşüm düzleminin simetrik eksenlere sahip olması gerekmektedir.

Eğer ortam ortorombik ise, bu düzlemin ortogonal simetri düzlemlerinden birini temsil ettiği kabul edilmektedir. CMP üzerindeki NMO hızı aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$V_{NMO}(\phi) = \frac{V(\phi)}{\cos \phi} \frac{\sqrt{1 + \frac{V''(\phi)}{V(\phi)}}}{1 - \tan \phi \frac{V'(\phi)}{V(\phi)}} \quad (5.17)$$

Burada; V faz açısının düşeyiyle fonksiyonu olan faz hızını simgelemektedir. Eğer ortam izotropik ise faz hızının türevleri yok olmaktadır. Sıfır-açınım kesitindeki eğim ϕ ile ışın parametresi p arasındaki ilişki anizotropik ortamda da geçerlidir ve

$$p(\phi) = \frac{1}{2} \frac{dt_0}{dy_0} = \frac{\sin \phi}{V(\phi)} = \frac{k}{2\omega} \quad (5.18)$$

ile tanımlanır.

(5.18) nolu eşitlik her dalga tipi için geçerliken, DMO işlemi sadece quasi-P dalgası için geçerlidir. Burada, quasi-P dalgası ve quasi-S dalgası kısaltma amaçlı ihmal edilmiştir. Hale DMO algoritmasını anizotropik ortama uyarlamak için, anizotropik moveout denklemindeki eğimli yansıtıcılar ile ilgili ifadeyi bölmemiz gerekmektedir. Homojen anizotropik ortamda bile P dalgası yansımaları moveout'u genellikle hiperbolik olmamasına karşın (Tsvankin and Thomsen, 1994), CMP ve yansıtıcı arasındaki uzunluğun mesafe ile karşılaştırılabildiği açılımlar üzerindeki bir hiperbolün kullanılması ile değere yaklaşım sağlanmaktadır (Tsvankin, 1995). Geleneksel hiperbol eşitliği kullanıldığında;

$$t^2 = t_0^2 + \frac{4h^2}{V_{NMO}^2(p)} \quad (5.19)$$

olur. Ancak bu bağıntı DMO faktörünün analitik olarak ayrılması için oldukça karmaşıktır. Bu ayrımı (5.10) eşitliği formunda yeniden yazılarak yapay olarak başarabilir. Buna göre;

$$t^2 = t_0^2 + 4h^2 \left[\frac{1}{V_{NMO}^2(0)} - \frac{1}{V_{NMO}^2(p)} \right] \quad (5.20)$$

olur. Eğer ortam izotropik ve homojense, yukardaki eşitlik geleneksel DMO formülüne indirgenmelidir. Bu yüzden, anizotropik ortamda sıfır-açınım NMO-DMO sekansı geleneksel veri işlemekine benzer bir şekilde üretilebilir. t_n zamanı NMO işleminin bir sonucudur ki $\frac{4h^2}{V_{NMO}^2(0)}$

NMO terimini yok eder. NMO düzeltmesindeki anizotropi etkisi $V_{NMO}(0)$ değerinde saklıdır. Bu aşamada tek karmaşıklık hiperbolik NMO'dan kaynaklanan anizotropi sebebiyle sapmalardır ki bunlar geleneksel uzunluğa sahip CMP yayılımlarında küçüktür.

NMO düzeltmesini uygulayıp veriyi sıfır-açınım haline dönüştürmek için anizotropik DMO operatörü arta kalan $4h^2 D(p)$ moveout terimini aşağıda verilen $D(p)$ faktörüyle karşılamaktadır,

$$D(p) = \left[\frac{1}{V_{NMO}^2(0)} - \frac{1}{V_{NMO}^2(p)} \right] \quad (5.21)$$

Anizotropik DMO faktör $D(p)$ ile onun izotropik eşitliği olan p^2 arasındaki ana fark $D(p)$ 'nin (5.18) eşitliğinden elde edilmesidir ki bu eşitlik anizotropik hız alanının parametrelerine bağlıdır. VTI ortamı için, quasi-P dalgası yüzey verisi kendi başına eğime bağımlı NMO hızını oluşturmak için yeterli bilgiyi sunar. Alkhalifah ve Tsvankin (1995) tarafından geliştirilen bu yöntem VTI ortamındaki Doğru Genlik DMO uygulamasında kullanılır.

$V_{NMO}(p)$ ve $D(p)$ fonksiyonlarının elde edildiğini düşünerek Doğru Genlik DMO algoritması ana hatlarıyla değişmeden kalır. Anizotropik DMO faktörü $D(p)$ ile A genlik ifadesi;

$$A = \sqrt{1 + \frac{4h^2}{t_n^2} D(p)} \quad (5.22)$$

dir. İztropik sabit hızlı DMO hiperbolik moveout eşitliğine dayanmakta ve geniş açınımlarda çalışmaktadır. Çünkü yansıma moveout'u homojen bir ortamda hiperboliktir. Ancak homojen izotropik model gerçekçi ortamın idealeştirilmesidir ki, o ortam minimumda dikey olarak homojendir. İnhomojen uzun açınımlar hiperbolik olmayan moveout'a sebep olur. Bu durum geleneksel NMO ve DMO algoritmalarıyla düzeltilemez. Bunun yanında P dalgasının geleneksel uzunluklu açınımlarda hiperbolik moveouttan sapmaları oldukça küçük ve genellikle eğimle az ifade edilen bir hal alır. Bu yüzden hiperbolik olmayan moveout kaldırılmasından yatay yansıtıcı NMO düzeltmesinde daha fazla problem yaratması beklenir. Nispeten geniş açınımlar ki hiperbolden sapma bu açınımlarda daha belirgin bir hal alır.

P ve S dalgalarının düşey hızları V_{P0} ve V_{S0} , anizotropik katsayılar ε , δ ve γ . P-SV yayılımı (V_{P0} ve V_{S0} , ε ve δ) dört Thomsen parametresine dayanmasına rağmen, P dalga hızları ve yansıma seyahat zamanları V_{S0} 'dan anizotropide bağımsızdır (Tsvankin ve Thomsen, 1994; Tsvankin, 1995, 1996). Bu nedenle, DMO işlemlerinde P dalgası NMO hızları sadece üç parametrenin (V_{P0} , ε ve δ) fonksiyonu olarak düşünülebilir (Tsvankin, 1995).

Bunun yanında Alkhalifah ve Tsvankin (1995) VTI ortamdaki P dalgasının NMO hızının sadece bu üç katsayının iki kombinasyonuna dayandığını göstermiş ve sıfır-eğim NMO $V_{NMO}(0)$ 'ı anizotropik parametre olarak belirtmiştir.

$$V_{NMO}(0) = V_{P0} \sqrt{1 + 2\delta} \quad (5.23)$$

Bunun yanında anizotropik parametre olan $V_{NMO}(p)$;

$$V_{NMO}(p) = \frac{V_{NMO}(0)}{\sqrt{1 - p^2 V_{NMO}^2(0)}} [1 + (\varepsilon - \delta) f(p V_{NMO}(0))] \quad (5.24)$$

ile tanımlanır, burada f ;

$$f = \frac{y(4y^2 - 9y + 6)}{1 - y} \quad (5.25)$$

dir. y 'nin tanımı ise;

$$y = p^2 V_{NMO}^2(0) \quad (5.26)$$

olarak verilir. Bütün bu formüllerin yanında P dalgası faz hızı, ε ve δ parametreleri ile doğrusallaştırılarak;

$$V_p(\phi) = V_{P0} (1 + \delta \sin^2 \phi \cos^2 \phi + \varepsilon \sin^4 \phi) \quad (5.27)$$

olarak verilir. ϕ eğim açısının moveout hızı ise (5.27) eşitliğinden faydalanılarak;

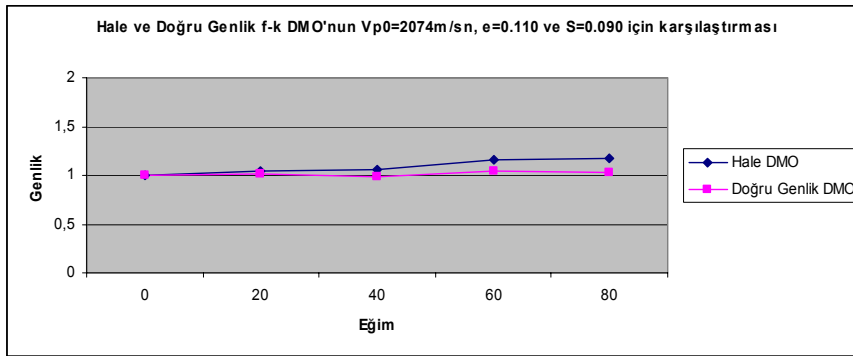
$$V_{NMO}(\phi) = \frac{V_p(\phi)}{\cos \phi} \left[1 + \delta + 2(\varepsilon - \delta) \sin^2 \phi (1 + 2 \cos^2 \phi) \right] \quad (5.28)$$

kullanılır (Tsvankin, 1995). $\varepsilon - \delta$ 'nin negatif küçük değerleri için DMO cevabı daha da daralır. $\varepsilon - \delta$ 'nin ($\varepsilon - \delta < 0$ olması durumunda) mutlak değerinin artmasıyla DMO cevabı eğrisi, izotropik DMO operatörüne benzer. DMO operatörü geliştirilirken anizotropi yaklaşımının doğruluğu ispatlanmıştır. ε ve δ 'nın ortalama değerleri DMO cevaplarına benzerdir (Tsvankin, 1995).

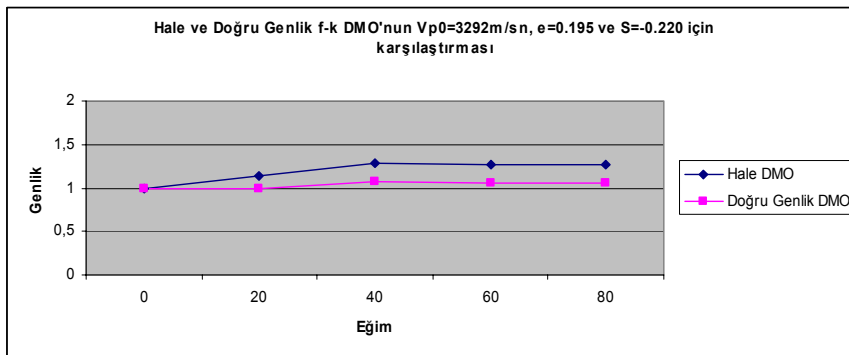
Bu çalışmada farklı örneklerde uygulanmış P dalga hızı ve ona ait olan anizotropik parametreler ε ve δ kullanılarak DMO operatörlerine uygulanmıştır. Bütün bu çalışmalar, integralin (tümleme) bir çift konvolüsyonu olduğunu varsayan Deregowski ve Rocca yöntemini temel alarak yapılmıştır. Dolayısıyla gerek veri gerek operatörün çift Fourier'si alınarak çarpma işlemi yapılmıştır.

6. UYGULAMA

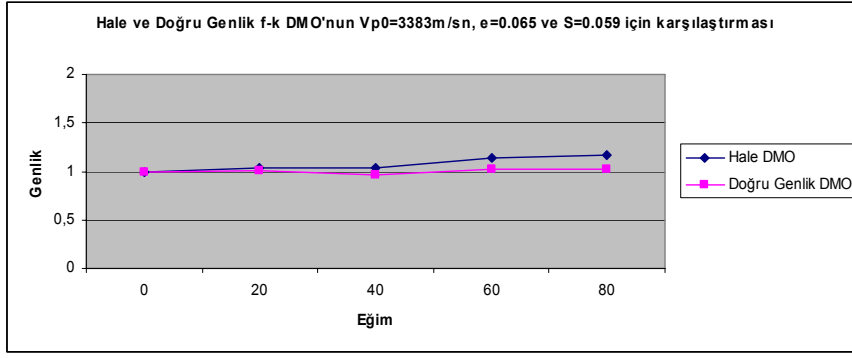
Elde edilen bağıntılar sentetik veriye uygulandı. Bu işlemler 0° , 20° , 40° , 60° ve 80° tabaka eğimi için tekrar edildi.



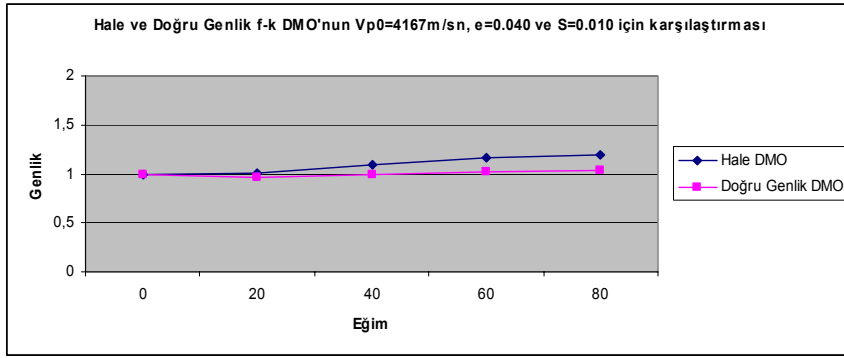
Şekil 6.1 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 2074$, $\varepsilon = 0.110$ ve $\delta = 0.090$ değerleri ile uygulaması



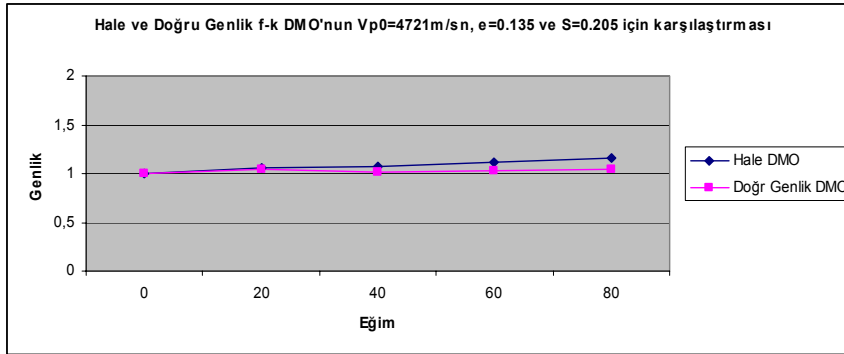
Şekil 6.2 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 3292$, $\varepsilon = 0.065$ ve $\delta = 0.059$ değerleri ile uygulaması



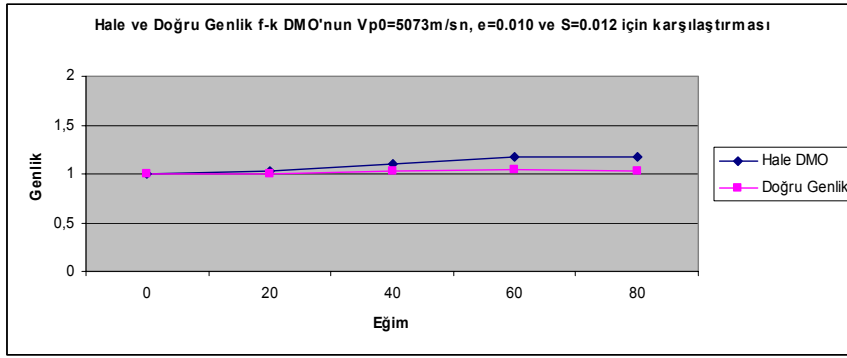
Şekil 6.3 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 3383$, $\varepsilon = 0.059$ ve $\delta = 0.065$ değerleri ile uygulaması



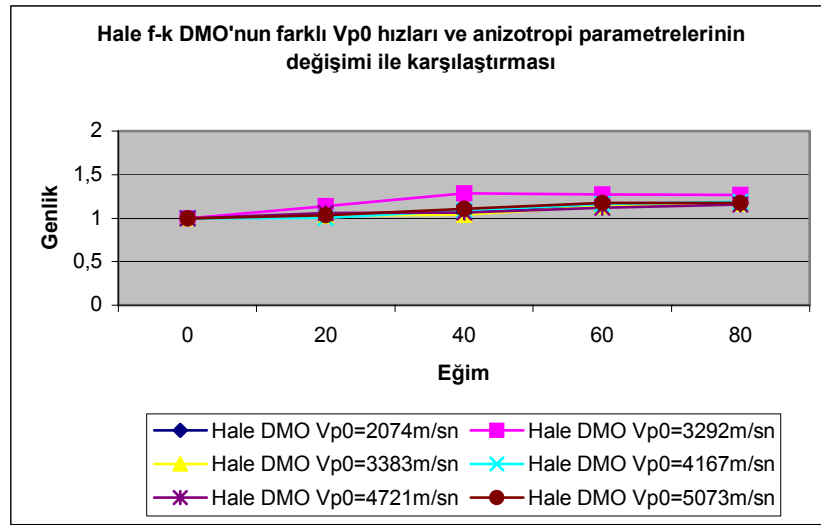
Şekil 6.4 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 4167$, $\varepsilon = 0.040$ ve $\delta = 0.010$ değerleri ile uygulaması



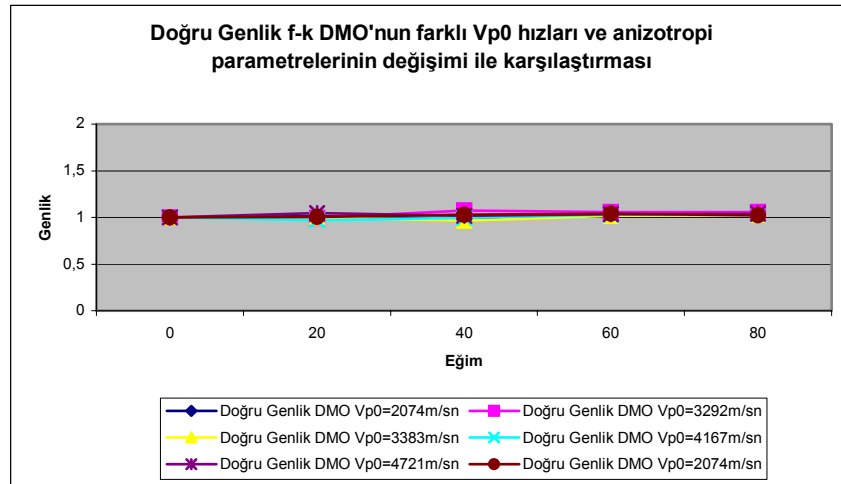
Şekil 6.5 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 4721$, $\varepsilon = 0.135$ ve $\delta = 0.025$ değerleri ile uygulaması



Şekil 6.6 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale ve Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 5073$, $\varepsilon = 0.010$ ve $\delta = 0.012$ değerleri ile uygulaması



Şekil 6.7 Anizotropik ortam için f-k ortamında Hale DMO yönteminin $V_{p0} = 2074$, $\varepsilon = 0.110$, $\delta = 0.090$, $V_{p0} = 3292$, $\varepsilon = 0.065$, $\delta = 0.059$, $V_{p0} = 3383$, $\varepsilon = 0.059$, $\delta = 0.065$, $V_{p0} = 4167$, $\varepsilon = 0.040$, $\delta = 0.010$, $V_{p0} = 4721$, $\varepsilon = 0.135$, $\delta = 0.025$, $V_{p0} = 5073$, $\varepsilon = 0.010$ ve $\delta = 0.012$ değerleri ile karşılaştırması



Şekil 6.8 Anizotropik ortam için f-k ortamında Doğru Genlik DMO yönteminin $V_{p0} = 2074$, $\varepsilon = 0.110$, $\delta = 0.090$, $V_{p0} = 3292$, $\varepsilon = 0.065$, $\delta = 0.059$, $V_{p0} = 3383$, $\varepsilon = 0.059$, $\delta = 0.065$,

$V_{p0} = 4167$, $\varepsilon = 0.040$, $\delta = 0.010$, $V_{p0} = 4721$, $\varepsilon = 0.135$, $\delta = 0.025$, $V_{p0} = 5073$, $\varepsilon = 0.010$ ve $\delta = 0.012$ değerleri ile karşılaştırması

7. SONUÇ

Bu tez çalışmasında, integral yöntem ile Doğru Genlik DMO yöntemi Tsvankin (1995)'de verilen NMO hızı için analitik ifadeler kullanılarak anizotropik ortama genişletilmiştir. NMO-DMO işlem dizisi anizotropinin varlığı durumunda değişmeden kalır.

Sismik yansıma yönteminde en yaygın anizotropik ortam olarak karşılaşılan VTI ortamda integral DMO algoritmasını uygulanmıştır. VTI ortamdaki DMO operatörünün anizotropi düzeltmesi iki etkili parametreyle tayin edilmiştir. Bunlar; eğimli yansıtıcı için P-dalga NMO hızı ve ε , δ anizotropik katsayılarıdır (Alkhalifah ve Tsvankin, 1995). VTI ortam için Doğru Genlik DMO yöntemindeki Jacobian'ı elde etmek için analitik NMO eşitliği kullanılmıştır. İzotropik ortam için Doğru Genlik DMO yöntemi tarafından geliştirilen bağıntılar kullanılarak Tsvankin'in (Alkhalifah ve Tsvankin, 1995) uyguladığı anizotropik DMO çalıştırılmıştır.

VTI ortamları için DMO tekniği, hem integral yöntem ile Doğru Genlik DMO algoritmasını kullanılarak hemde geleneksel Hale f-k DMO algoritması anizotropi için uygulanarak çalışmalar yapılmıştır. Öncelikle, $V_{NMO}(\phi)$ değerleri 0'dan 80 dereceye kadar, ϕ değerinin sabit artırımları şeklinde (5.27) numaralı eşitlik kullanılarak hesaplanmıştır. Öncelikle tespit edilmesi gereken girdi parametreleri, V_{p0} hızı ve ε , δ katsayıları için NMO hızıdır (5.28). Doğru Genlik DMO ve Hale DMO yöntemlerinin VTI ortamı için NMO ve faz hızları için aynı eşitlikler kullanılmıştır.

Bu çalışmada Doğru Genlik DMO yöntemi integral yöntem ile anizotropik parametreler ε , δ ve V_{p0} hızı değiştirilerek çeşitli uygulamalar yapılmıştır. Bununla birlikte f-k ortamı için Hale ve Doğru Genlik DMO yöntemi, yukarıda sözü edilen parametrelergözönüne alınarak anizotropik ortama uygulanmıştır.

Anizotropik DMO algoritması izotropik ortam için tasarlanan Doğru Genlik DMO'ya benzer sonuçlar üretir. DMO programımızın temeli orjinal Doğru Genlik DMO yöntemine ait Jacobian'a dayanmaktadır. Hale f-k DMO operatörü yanıtı Doğru Genlik DMO yönteminin yanıtı gibi aynı şekle sahiptir, ancak büyük genlik değerleri beklenen normalize değerlerden daha büyük çıkmaktadır.

KAYNAKLAR

- Anderson, J. and Tsvankin, I. 1997. Dip-moveout processing by Fourier transform in anisotropic media, *Geophysics*, 62, 1260-1269.
- Alkhalifah, T. and Tsvankin, I. 1995. Velocity analysis for transversely isotropic media, *Geophysics*, 60, 1550-1566.
- Black, J. L. , Schleicher, K. L. and Zhang, L. 1993. True-amplitude imaging and dip moveout, *Geophysics*, 58, 47-66.
- Daley, P. F. And Hron, F., 1979, Reflection and transmission coefficients for ellipsoidally anisotropic media, *Geophysics*, 44, 67, 27-38
- Deregowski, S. M. and Rocca, F. 1981. Geometrical optics and wave theory of constant offset section in layered media, *Geophysical Prospecting*, 29, 374-406.
- Dix, C. H., 1955, Seismic velocities from "surface measurements, *Geophysics*, 20, 68-86.
- Hale, D. 1983. Dip moveout processing, Colorado School of Mines, S. N. Domenico, Series Editor Course Notes, Volume 4.
- Hale, D. 1984. Dip-moveout by Fourier transform, *Geophysics*, 49, 741-757.
- Kayıran, T. , Sincer, İ. and Güreli, O. 2001. Integral DMO revisited, *Journal of the Balkan Geophysical Society*, 4, 45-50.
- Larner, K. L. 1993. Dip-moveout error in transversely isotropic media with linear velocity variation in depth, *Geophysics*, 58, 1442-1453.
- Lay, T. and Wallace, T.C. 1995. Modern global seismology, *International Geophysical Series*, 58.
- Levin, F. K., 1971. Apparent velocity from dipping interface reflections, *Geophysics*, 36, 510-516.
- Levin, F. K., 1990. Reflection from a dipping plane-Transversely isotropic solid, *Geophysics*, 55, 851-855.
- Liner, C. L. 1990. General theory and comparative anatomy of dip moveout, *Geophysics*, 55, 595-607.
- Sincer, I. and Kayıran, T. 1993. Relationship between Deregowski-Rocca and Hale operators, *Geophysics*, 58, 1373-1374.
- Sincer, I. , Kayıran, T. and Güreli, O. 1995. Yığma öncesi ve yığma sonrası kinematik operatörler, *TPJD Bülteni*, C.7/1, 63-71.
- Thompsen, L. 1986. Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, 51, 1954-1966.
- Tsvankin, I. and Thomsen , L., 1994. Nonhyperbolic reflection move out in anisotropic media, *Geophysics*, 59, 1290-1304.
- Tsvankin, I. 1995. Normal moveout from dipping reflectors in anisotropic media, *Geophysics*, 60, 268-284.
- Tsvankin, I. 1996. P-wave signatures and notation for transversely isotropic media: an overview, *Geophysics*, 61, 467-483.

EKLER

- EK 1. Bu program anizotropik ortamda eğimli bir tabakada kayıt edilen veriyi NMO işlemi yaptıktan sonra sabit yarım açınımda (h) veriyi f-k ortamında geçirip Doğru Genlik DMO operatörünü ile integral ortamında DMO işlemi yaptıktan sonra ters Fourier transformu olarak $P_0(t_0, x_0)$ verisini elde eder.
- EK 2. Bu program anizotropik ortamda eğimli bir tabakada kayıt edilen veriyi NMO işlemi yaptıktan sonra sabit yarım açınımda (h) veriyi f-k ortamında geçirip Hale ve Doğru genlik DMO operatörleri ile f-k ortamında DMO işlemi yaptıktan sonra ters Fourier transformu olarak $P_0(t_0, x_0)$ verisini elde eder.

EK 1. Bu program anizotropik ortamda eğimli bir tabakada kayıtlı veriyi NMO işlemi yaptıktan sonra sabit yarım açınımında (h) veriyi f-k ortamında geçirip Doğru Genlik DMO operatörünü ile integral ortamında DMO işlemi yaptıktan sonra ters Fourier transformu olarak $P_0(t_0, x_0)$ verisini elde eder.

```
dimension tx2(501),f(501,65),t11(41),w(41)
dimension s2cos(125,35),s2sin(125,35),ff(501,65)
real bi,bj,s2,ss
open(unit=10,file='ricker.dat',status='old')
read(10,*)(t11(i),w(i),i=1,41)
nm=501
nx=65
nt=501
nxx=35
ntn=125
write(*,*)' V,delta, epsilon u giriniz'
read(*,*)v,del,eps
c   v=4721.
c   del=0.205
c   eps=0.135
xn=0.0
h=212.5
dt=0.002
dx=25.
pi=3.141592654
pi2=pi*2.0
write(*,*)' Tabaka egimini giriniz'
read(*,*)teta
teta=teta*pi/180
hh=800.-212.5*sin(teta)
h=425
num=(nx+1)/2
num1=1
df=(pi2)/(4*ntn*dt)
dk=(pi2)/(1*nxx*dx)
vnmo0=v*((1+2*del)**0.5)
vpteta=v*(1+del*((sin(teta)*cos(teta))**2)+eps*((sin(teta))**4))
sel=1+del+2*(eps-del)*((sin(teta))**2)*(1+2*((cos(teta))**2))
vnmop=(vpteta/(cos(teta)))*sel
```

EK 1 (devam)

```
c   vnmo0=v*(1+2*del)**0.5
c   p=sin(teta)/v
c   y=(p**2)*(vnmo0**2)
c   write(*,*) y
c   fy=(y*(4*(y**2)-(9*y)+6))/(1-y)
c   vnmop=(vnmo0/(1-y)**0.5)*(1+(eps-del)*fy)
do i=1,nx
do j=1,nt
ff(j,i)=0.
end do
```

```

end do
c   ff(251,33)=300
c   -----
do i=33,nx
x=(i-num)*dx
txa1=(2./v)*(hh+x*sin(teta))
c   txa2=(2./v)*((2*h/v)*sin(teta))
txa2=0.
tx=sqrt(txa1**2-txa2**2)
iv=(tx/dt+1.)
do j=1,41
ff(iv-20+j,i)=w(j)
end do
end do
c   -----
c   go to 500
do 10 jx=1,nxn
akx=(jx-num)*dk
do 11 jt=1,ntn
aw=(jt-num1+8)*df
c   if(aw.eq.0.0) aw=df
topr=0.
topi=0.
do lx=1,nx
xx=(lx-num)*dx
do lt=1,nm
at=(lt-num1)*dt
if(at.eq.0.0) at=dt/2
sed=(1/(vnmo0**2))-(1/(vnmop**2))

```

EK 1 (devam)

```

ahh=(1.+((4*(h**2))/(at**2))*sed)**0.5
ss=aw*at*ahh+akx*xx
if(jt.eq.num1.or.lt.eq.num1) ss=akx*xx
ss2=1/((2*ahh**2-1)/ahh**3)
s12=ss2*(h/ahh**2)
s23=s12*sqrt(pi2/(ahh*at*aw))
s2=s23
topr=topr+ff(lt,lx)*s2*cos(ss)
topi=topi+ff(lt,lx)*s2*sin(ss)
c   write(*,*)akx/pi2,aw/pi2,s2
end do
end do
write(*,*)jx,jt,aw/pi2,ahh
s2cos(jt,jx)=topr
s2sin(jt,jx)=topi
11 continue
10 continue
bol=(1./(ntn*nxn))
do 4 ix=1,nx
x1=dx*(ix-num)
do 4 jt=1,nt

```

```

t1=dt*(jt-num1)
top1=0.
top2=0.
do 5 k=1,nxn
  xk1=dk*(k-num)
  do 5 l=1,125
    f1=df*(l-num1+8)
    bi=f1*t1
    bj=xk1*x1
    top1=top1+s2cos(l,k)*cos(bi+bj)
    top2=top2+s2sin(l,k)*sin(bi+bj)
5  continue
f(jt,ix)=bol*(top1+top2)
write(*,*)ix,jt,f(jt,jx)
4  continue
500 xtop=0.
do ix=1,nx,1
  xcx=(abs(f(1,ix)))
EK 1 (devam)

do jt=2,nt,1
  xcabs=(abs(f(jt,ix)))
  if(xcx.lt.xcabs) go to 1000
  go to 1001
1000 xcx=xcabs
1001 end do
write(7,*)ix,100*xcx,teta*180/pi,hh,v
xtop=xtop+xcx
end do
write(7,*)xtop/nx
c -----
call bas()
call renk('kirmizi','beyaz')
do jj=1,nx
  do ii=1,nt
c   tx2(ii)=1*f(ii,jj) stolt
c   tx2(ii)=40*f(ii,jj)/1
    tx2(ii)=f(ii,jj)
    if(jj.eq.49) go to 777
    go to 778
777 write(8,*) ii,1000*tx2(ii)
778 tx2(ii)=tx2(ii)
c   write(2) tx2(ii)
  end do
c   call dik(nm,tx2,25.,.3,.025,.3*(jj-1)+3.6,13.6,0.,0.,-4)
call dik(nm,tx2,25.,.3,.025,.2701*(jj-1)+3.6,13.6,0.,0.,-4)
end do
c   call eks('ust','CDP',1.35*dx*0.198*0.3,1.,3.6,13.9,1.,51.,4.
c   *,4,-1)
call eks('ust','CDP',1.35*dx*0.198*0.55,1.,3.6,13.9,1.,65.,4.
*,4,-1)
call eks('sol','time I sn',1e3*dt*0.001,.025,3.2,13.6,

```

```

& 0.,-1.0,-0.2,5,1)
call yaz(' ',5.,16.,3,3)
call hac(x0,y0)
call dur()
call son()
stop
end

```

EK 2. Bu program anizotropik ortamda eğimli bir tabakada kayıt edilen veriyi NMO işlemini yaptıktan sonra sabit yarım açınımda (h) veriyi f-k ortamında geçirip Hale ve Doğru genlik DMO operatörleri ile f-k ortamında DMO işlemi yaptıktan sonra ters Fourier transformu olarak $P_0(t_0, x_0)$ verisini elde eder.

```

dimension tx2(501),f(501,65),t11(41),w(41)
dimension s2cos(125,35),s2sin(125,35),ff(501,65)
real bi,bj,s2,ss
open(unit=10,file='ricker.dat',status='old')
read(10,*)(t11(i),w(i),i=1,41)
nm=501
nx=65
nt=501
nxn=35
ntn=125
write(*,*)' V,delta, epsilon u giriniz'
read(*,*)v,del,eps
c  v=4721.
c  del=0.205
c  eps=0.135
xn=0.0
h=212.5
dt=0.002
dx=25.
pi=3.141592654
pi2=pi*2.0
write(*,*)' Tabaka egimini giriniz'
read(*,*)teta
teta=teta*pi/180
hh=800.-212.5*sin(teta)
h=425
num=(nx+1)/2
num1=1
df=(pi2)/(4*ntn*dt)
dk=(pi2)/(1*nxn*dx)
c
vnmo0=v*((1+2*del)**0.5)
vpteta=v*(1+del*((sin(teta)*cos(teta))**2)+eps*((sin(teta))**4))
sel=1+del+2*(eps-del)*((sin(teta))**2)*(1+2*((cos(teta))**2))
EK 2 (devam)

vnmop=(vpteta/(cos(teta)))*sel
c  vnmo0=v*(1+2*del)**0.5
c  p=sin(teta)/v

```

```

c   y=(p**2)*(vnmo0**2)
c   write(*,*) y
c   fy=(y*(4*(y**2)-(9*y)+6))/(1-y)
c   vnmop=(vnmo0/(1-y)**0.5)*(1+(eps-del)*fy)
do i=1,nx
do j=1,nt
ff(j,i)=0.
end do
end do
c   ff(251,33)=300
c   -----
do i=33,nx
x=(i-num)*dx
txa1=(2./v)*(hh+x*sin(teta))
c   txa2=(2./v)*((2*h/v)*sin(teta))
txa2=0.
tx=sqrt(txa1**2-txa2**2)
iv=(tx/dt+1.)
do j=1,41
ff(iv-20+j,i)=w(j)
end do
end do
c   -----
c   go to 500
do 10 jx=1,nxn
akx=(jx-num)*dk
do 11 jt=1,ntn
aw=(jt-num1+8)*df
c   if(aw.eq.0.0) aw=df
topr=0.
topi=0.
do lx=1,nx
xx=(lx-num)*dx
do lt=1,nm
at=(lt-num1)*dt
if(at.eq.0.0) at=dt/2

```

EK 2 (devam)

```

sed=(1/(vnmo0**2))-1/(vnmop**2)
ahh=(1.+((4*(h**2))/(at**2))*sed)**0.5
ss=aw*at*ahh+akx*xx
if(jt.eq.num1.or.lt.eq.num1) ss=akx*xx
c   s2=(2*ahh**2-1)/ahh**3
s2=1/(1/ahh)
topr=topr+ff(lt,lx)*s2*cos(ss)
topi=topi+ff(lt,lx)*s2*sin(ss)
c   write(*,*)akx/pi2,aw/pi2,s2
end do
end do
write(*,*)jx,jt,aw/pi2,ahh
s2cos(jt,jx)=topr
s2sin(jt,jx)=topi

```

```

11  continue
10  continue
    bol=(1./(ntn*nxn))
    do 4 ix=1,nx
      x1=dx*(ix-num)
      do 4 jt=1,nt
        t1=dt*(jt-num1)
        top1=0.
        top2=0.
        do 5 k=1,nxn
          xk1=dk*(k-num)
          do 5 l=1,125
            f1=df*(l-num1+8)
            bi=f1*t1
            bj=xk1*x1
            top1=top1+s2cos(l,k)*cos(bi+bj)
            top2=top2+s2sin(l,k)*sin(bi+bj)
          5  continue
        f(jt,ix)=bol*(top1+top2)
        write(*,*)ix,jt,f(jt,jx)
      4  continue
    c  =====
500  xtop=0.
    do ix=1,nx,1
      xcx=(abs(f(1,ix)))
    EK 2 (devam)

      do jt=2,nt,1
        xcabs=(abs(f(jt,ix)))
        if(xcx.lt.xcabs) go to 1000
        go to 1001
      1000  xcx=xcabs
      1001  end do
        write(7,*)ix,100*xcx,teta*180/pi,hh,v
        xtop=xtop+xcx
        end do
        write(7,*)xtop/nx
    c  -----
    call bas()
    call renk('kirmizi','beyaz')
    do jj=1,nx
      do ii=1,nt
    c    tx2(ii)=1*f(ii,jj) stolt
    c    tx2(ii)=40*f(ii,jj)/1
        tx2(ii)=f(ii,jj)
        if(jj.eq.49) go to 777
        go to 778
      777  write(8,*) ii,1000*tx2(ii)
      778  tx2(ii)=tx2(ii)
    c    write(2) tx2(ii)
        end do
    c    call dik(nm,tx2,25.,3,.025,.3*(jj-1)+3.6,13.6,0.,0.,-4)

```



```
call dik(nm,tx2,25.,3,.025,.2701*(jj-1)+3.6,13.6,0.,0.,-4)
end do
c   call eks('ust','CDP',1.35*dx*0.198*0.3,1.,3.6,13.9,1.,51.,4.
c   *,4,-1)
   call eks('ust','CDP',1.35*dx*0.198*0.55,1.,3.6,13.9,1.,65.,4.
   *,4,-1)
   call eks('sol','time I sn',1e3*dt*0.001,.025,3.2,13.6,
&   0.,-1.0,-0.2,5,1)
   call yaz('      ',5.,16.,3,3)
   call hac(x0,y0)
   call dur()
   call son()
stop
end
```

ÖZGEÇMİŞ

Ankara'da 1977 yılında doğdu. İlk, orta, lise eğitimini Ankara'da tamamladı. 1996 yılında girdiği Ankara Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'nden 2000 yılında Jeofizik Mühendisi ünvanıyla mezun oldu.

Türkiye Petrolleri Anonim Ortaklığı, Arama Grubu, Bilgi Sistemleri Müdürlüğü'nde 2001 yılından bu yana Jeofizik Mühendisi olarak görev yapmaktadır.